Chapitre IV

Théorème généraux

1

I: THEOREME DU MOMENT CINETIQUE

1.1- Moment d'un vecteur (rappel)

On appelle moment d'un vecteur $\overrightarrow{V}$ d'origine M, par rapport à un point O, le vecteur, noté :

$$\overrightarrow{M_{/O}(\vec{v})}$$

Tel que : $$\overrightarrow{M_{/O}(\vec{v})} = \overrightarrow{OM} \wedge \vec{V}$$

Remarque :

Si M est soumis à un ensemble de forces $\vec{F}_1$, $\vec{F}_2$, ……., $\vec{F}_n$

Le moment en O de toutes ces forces est défini par :

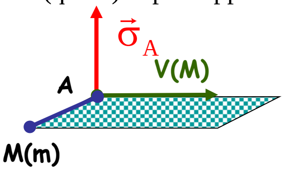
$$\overrightarrow{OM} \wedge \sum_{i=1}^{n} \vec{F}_i = \overrightarrow{OM} \wedge \vec{F}_1 + \overrightarrow{OM} \wedge \vec{F}_2 + \ldots\ldots + \overrightarrow{OM} \wedge \vec{F}_n$$

2

1.2- Moment cinétique

Le moment cinétique par rapport à un point A, d’une particule M de masse m animé d’un mouvement de vitesse $\overrightarrow{V(M)}$, est le moment de la (q.d.m) $\vec{P}$ par rapport à A :

$$\overrightarrow{\sigma_A} = \overrightarrow{AM} \wedge \vec{p} = \overrightarrow{AM} \wedge m\vec{V}(M)_{/R}$$



1.3- Théorème du Moment cinétique (T.M.C.)

- Forme générale:

Soient M un point matériel, de masse m et de vitesse $\overrightarrow{V(M)}_{/R}$

Le moment cinétique de M par rapport à un point quelconque A :

$$\overrightarrow{\sigma_A} = \overrightarrow{AM} \wedge \vec{p} = \overrightarrow{AM} \wedge m\vec{V}_R(M) = \overrightarrow{M_A}(\vec{p})$$

Dérivons par rapport au temps et /R :

$$\left(\frac{d}{dt}\overrightarrow{\sigma_A}\right)_{/R} = \left(\frac{d}{dt}\overrightarrow{AM}\right)_{/R} \wedge m\vec{V}(M)_{/R} + \overrightarrow{AM} \wedge m\left(\frac{d}{dt}\vec{V}(M)_{/R}\right)_{/R}$$

3

Développant cette dérivée :

$$\left(\frac{d}{dt}\overrightarrow{\sigma_A}\right)_{/R} = \underbrace{\left(\frac{d}{dt}\overrightarrow{AM}\right)_{/R}}_{\text{A calculer}} \wedge m\vec{V}(M)_{/R} + \underbrace{\overrightarrow{AM} \wedge m\left(\frac{d}{dt}\vec{V}(M)_{/R}\right)_{/R}}_{\text{A calculer}}$$

$$\left(\frac{d\overrightarrow{AM}}{dt}\right)_{/R} = \left(\frac{d}{dt}\left(\overrightarrow{AO}+\overrightarrow{OM}\right)\right)_{/R} = \left(-\frac{d\overrightarrow{OA}}{dt}\right)_{/R} + \left(\frac{d\overrightarrow{OM}}{dt}\right)_{/R}$$

$$= -\overrightarrow{V(A)}_{/R} + \overrightarrow{V(M)}_{/R}$$

$$\left[-\overrightarrow{V(A)}_{/R} + \overrightarrow{V(M)}_{/R}\right] \wedge m\vec{V}(M)_{/R} = m\vec{V}(M)_{/R} \wedge \vec{V}(A)_{/R}$$

$$\overrightarrow{AM} \wedge m\left(\frac{d}{dt}\vec{V}(M)_{/R}\right)_{/R} = \overrightarrow{AM} \wedge m\vec{\gamma}(M)_{/R} = \overrightarrow{AM} \wedge \sum \vec{F} \quad \textbf{(PFD)}$$

Le théorème du moment cinétique (par rapport à un point quelconque) A écrit :

$$\boxed{\left(\frac{d}{dt}\overrightarrow{\sigma_A}\right)_{/R} = \overrightarrow{AM} \wedge \sum \vec{F} + m\vec{V}(M)_{/R} \wedge \vec{V}(A)_{/R}}$$

4

CAS PARTICULIERS DE L'APPLICATION DU TMC :

On a ∀ A: $\left(\frac{d}{dt}\overrightarrow{\sigma_A}\right)_{/R} = \overrightarrow{AM} \wedge \sum \vec{F} + m\vec{V}(M)_{/R} \wedge \vec{V}(A)_{/R}$

1- Si A est fixe par rapport à R et soit A=O :

On a donc : $\vec{V}(A)_{/R} = 0$ Le T.M.C. s'écrit : $\left(\frac{d\vec{\sigma}_O}{dt}\right)_R = \vec{M}_O\vec{F} = \overrightarrow{OM} \wedge \vec{F}$

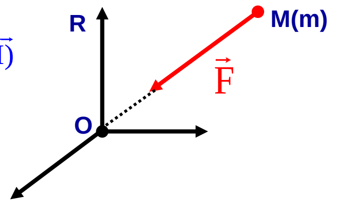
Remarque :attention pour les forces si R est Galiléen ou non

2- Mouvement à forces centrales

Un mouvement est dite à force centrales si à chaque instant la force est dirigée vers un point fixe 0

O est un point fixe /R donc : $\vec{\sigma}_O = \overrightarrow{OM} \wedge m\overrightarrow{V(M)}$

et $\left(\frac{d\vec{\sigma}_o}{dt}\right)_R = \overrightarrow{OM} \wedge \vec{F} = \vec{0}$ car $\overrightarrow{OM} // \vec{F}$



Donc : $\boxed{\vec{\sigma}_O = cte \quad \forall t}$

Pour cette condition, ces mouvements possèdent des propriétés particulières :

5

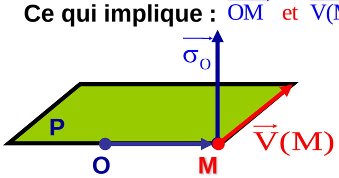
* Propriétés et conséquences des mouvements à forces centrales :

Pour ces mouvement, on a :

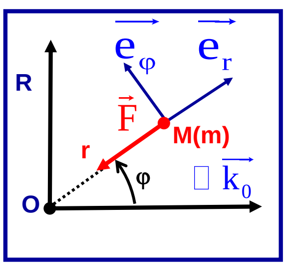
$\left(\frac{d\vec{\sigma}_o}{dt}\right)_R = \overrightarrow{OM} \wedge \vec{F} = \vec{0}$ **Donc :** $\boxed{\vec{\sigma}_O = cte \quad \forall t}$

On peut écrire : $\vec{\sigma}_O = \overrightarrow{OM} \wedge m\overrightarrow{V(M)} = \overrightarrow{cte}$

Ce qui implique : $\overrightarrow{OM}$ et $\overrightarrow{V(M)}$ sont toujours situés dans le même plan en effet :



Le mouvement de M est donc situé dans le plan P : Mouvement Plan



Repérons M par ses coordonnées polaires (r, φ) :

on a : $\overrightarrow{OM} = r\vec{e}_r$ et $\vec{V}(M) = \dot{r}\,\vec{e}_r + r\dot{\varphi}\,\vec{e}_\varphi$ **Soit :** $\overrightarrow{\sigma_O} = mr^2\dot{\varphi}\,\vec{k}_0$

Et d'après le T.M.C :

$\left(\frac{d\vec{\sigma}_o}{dt}\right)_R = \overrightarrow{OM} \wedge \vec{F} = \vec{0}$ **Donc :** $\overrightarrow{\sigma_O} = mr^2\dot{\varphi}\,\vec{k}_0 = \overrightarrow{cte} \Rightarrow r^2\dot{\varphi} = cte$

6

Application et conséquence (la loi des Aires)

On a : $\overrightarrow{\sigma_O} = mr^2\dot{\varphi}\,\vec{k}_0 = \overrightarrow{cte} \Rightarrow r^2\dot{\varphi} = cte$ **Soit :** $r.r\dfrac{d\varphi}{dt} = cte$

A l'instant t la particule occupe la position M(t)

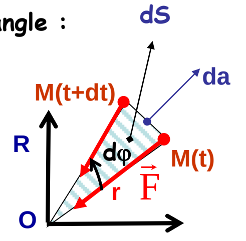
Et a l'instant t+dt la particule occupe la position M(t+dt)

Et le vecteur $\overrightarrow{OM}$ balayé la surface dS. Et d'après ce triangle :

$$\left.\begin{aligned} ds &= \frac{r.da}{2} \Rightarrow \frac{ds}{dt} = \frac{r.\frac{da}{dt}}{2} \\ da &= r.d\varphi \Rightarrow \frac{da}{dt} = r.\frac{d\varphi}{dt} \end{aligned}\right\} \Rightarrow \frac{ds}{dt} = \frac{r.\left(r\frac{d\varphi}{dt}\right)}{2}$$

$$\text{et puisque} : r.r\frac{d\varphi}{dt} = cte$$

$$\Rightarrow 2\,\frac{dS}{dt} = cte$$



$$\text{donc} : \frac{dS}{dt} = cte \quad \forall t$$

Interprétation :

L'aire balayé (par le vecteur $\overrightarrow{OM}$) par unité de temps est constante : c'est la loi des Aires.

7

II - THEOREME DE L'ENERGIE CINETIQUE

2.1- Travail

Considérons une force $\vec{F}$ appliquée à un point mobile M se déplaçant le long d'une trajectoire *C*.

Soit $\overrightarrow{dM}$ un vecteur déplacement infinitésimal du point M sur *C* .

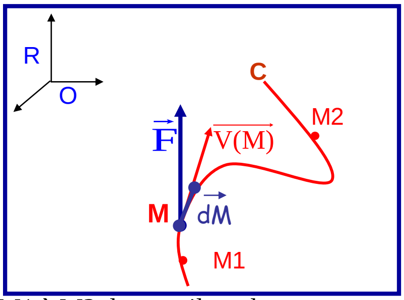
On appelle travail élémentaire de la force $\vec{F}$, lors de ce déplacement la quantité scalaire :

$$dw = \vec{F}.\overrightarrow{dM}$$

Et puisque : $\overrightarrow{V(M)} = \left(\dfrac{\overrightarrow{dM}}{dt}\right)_R$

Ce travail s'écrit :

$$dw = \vec{F}.\overrightarrow{V(M)}\,dt$$



Si la force $\vec{F}$ déplace le mobile M de la position M1 à M2, le travail total :

$$w = \int_{M_1}^{M_2} \vec{F}.\overrightarrow{dV}\,dt$$

8

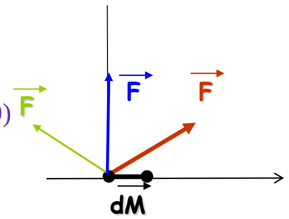
Remarque :

On a : $\boxed{dw = \vec{F}.\overrightarrow{dM}}$ Soit :

$\boxed{\text{W= f.d.cos }\alpha}$ où α est l'angle entre $\vec{F}$ et $\overrightarrow{dM}$ et d=/$\overrightarrow{dM}$/

L'unité du travail est le Joule : 1 [J] = 1 [N.m] = 1[kg.m^2/s^2]

- On parle de travail moteur lorsque α < 90° (cos α > 0)
- On parle de travail résistant lorsque α > 90° (cos α < 0) par ex. travail de F frottement.



- Une force perpendiculaire au déplacement (α = 90°) n'effectue aucun travail car le cos 90°=0 donc W=0

9

2.2- puissance

Pour faire un même travail deux machines peuvent mettre des temps différents. On définit donc la puissance P comme :

$$P = \frac{dW}{dt}$$ Soit : $$P = \frac{dW}{dt} = \frac{\vec{F}.\overrightarrow{dOM}}{dt}$$

La puissance effectuée par $\vec{F}$ est donc: $$P_{\vec{F}} = \vec{F}.\overrightarrow{V(M)}$$

L'unité de la puissance est le Watt: 1[W] = 1 [J/s] = 1[kg.m^2/s^3]

Remarques :

Le cheval-vapeur est une unité de la puissance : 1 [CV] = 736[W].
Le kilowattheure [kW.h] est une unité de travail.

10

2.3- Théorème de L'énergie Cinétique

Nous considérons maintenant $\vec{F}$ comme la résultante de toutes les forces appliquées à ce point matériel M de masse m.

Démonstration de Théorème de L'énergie Cinétique (T.E.C) :

On a : $dW = \vec{F}.\overrightarrow{V(M)}\,dt$ Et d'après le P.F.D, dw s'écrit :

$$dw = m\left(\frac{d\overrightarrow{V(M)}}{dt}\right)_R \cdot \overrightarrow{V(M)}\,dt \quad \textbf{Soit :} \quad \frac{dw}{dt} = m\left(\frac{d\overrightarrow{V(M)}}{dt}\right)_R \cdot \overrightarrow{V(M)}$$

Ce qui implique : $$\frac{dw}{dt} = \frac{d}{dt}\left(\frac{1}{2}m\left|\overrightarrow{V(M)}\right|^2\right) = \frac{d}{dt}Ec$$

La quantité Ec est appelée énergie cinétique de la particule M de mase m,

Le Théorème de L'énergie Cinétique s'écrit :

$$\frac{dw}{dt} = \frac{d}{dt}(E_C) = P_{\vec{F}} \quad \text{ou} \quad \begin{cases} dW = dEc \\ W = (Ec)_{M_2} - (Ec)_{M_1} \end{cases}$$

11

Remarque : L'unité de W et Ec est le Joule

Interprétation de T.E.C :

Imaginons un objet de masse m se déplaçant avec une vitesse initiale de V0, il subit une accélération g sous l'effet de la force résultante F, l'énergie communiqué par cette force vaut :

W = E ciné finale – E ciné initiale

- ✓ La variation de l'énergie cinétique par rapport au temps, d'une particule M de masse m, en mouvement est égale au travail des forces qui lui sont appliquées.
- ✓ Le travail à fournir pour communiquer une vitesse à un corps de masse m vaut donc ½mV^2.
  On dit que ce corps possède une énergie cinétique égale à ce travail.
- ✓ Le travail communiqué par la force résultante augmente l'énergie cinétique de l'objet.
  Son énergie cinétique à n'importe quel moment est donc donné par ½mV^2.

12

III- ENERGIE MECANIQUE TOTAL

3.1- Introduction

L'énergie existe sous de multiples formes :

- ✓ **mécanique (cinétique + potentielle)**
- ✓ **électrique**
- ✓ **calorifique**
- ✓ **nucléaire**
- ✓ **lumineuse**
- ✓ **chimique**

(la masse est une forme d'énergie (cf. la relation d'Einstein : $E=mc^2$)

L'énergie peut passer d'une forme à l'autre sous l'action d'une force:

Exemple :

- La force de frottement transforme de l'énergie mécanique en chaleur,

- Les centrales thermique (charbon), hydraulique (eau) et nucléaire (uranium),

- La peau humaine transforme l'énergie lumineuse en chaleur.

13

3.2- Gradient d'une fonction (rappel)

Soit $\varphi(x, y, z)$ une fonction scalaire qui dépens de x, y et z.

On appelle gradient de la fonction φ le vecteur :

$$\overrightarrow{\mathrm{grad}}\varphi = \frac{\partial\varphi}{\partial x}\vec{i} + \frac{\partial\varphi}{\partial y}\vec{j} + \frac{\partial\varphi}{\partial z}\vec{k} \qquad (1) \quad \text{où} \quad \left(\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}\right) \text{une base de l'espace}$$

Pour un déplacement infinitésimal du point M, on peut écrire :

$$\overrightarrow{dM} = dx\vec{i} + dy\vec{j} + dz\vec{k} \qquad (2)$$

Le produit scalaire de (1) par (2), nous donne :

$$\overrightarrow{\mathrm{grad}}\varphi.\overrightarrow{dM} = \frac{\partial\varphi}{\partial x}dx + \frac{\partial\varphi}{\partial y}dy + \frac{\partial\varphi}{\partial z}dz$$

Donc : $\boxed{\overrightarrow{\mathrm{grad}}\varphi.\overrightarrow{dM} = d\varphi}$

3.3- Energie potentille

On dit qu'un champ de force F dérive d'un potentiel s'il existe une fonction Scalaire U telle que :

$$\vec{F} = -\overrightarrow{\mathrm{grad}}U$$

Où U est une fonction énergie potentiel

14

3.4- Travail d'un gradient

Le travail élémentaire dW, d'une force $\vec{F}$ pour un déplacement dM, est donné par :

$$dw = \vec{F}.\overrightarrow{dM}$$ Et Si F dérive de U, on a: $$\vec{F} = -\overrightarrow{gradU}$$

dw s'écrit donc : $$dw = -\overrightarrow{gradU}.\overrightarrow{dM}$$ Soit : $$\frac{dw}{dt} = -\overrightarrow{gradU}\cdot\frac{\overrightarrow{dM}}{dt} \quad (1)$$

Et puisque, on a : $$\overrightarrow{gradU}\cdot\overrightarrow{dM} = dU$$ car $\left(\forall\varphi, \overrightarrow{dM} \text{ on a : } \overrightarrow{grad\varphi}.\overrightarrow{dM} = d\varphi\right)$

L'équation (1) s'écrit : $$\frac{dw}{dt} = -\frac{dU}{dt}$$ Soit : $$dw = -dU$$

3.5- Puissance de F

La puissance P (de F dans le mouvement de M/R) :

$$P = \vec{F}\cdot\overrightarrow{V(M)}$$ Soit : $$P = -\overrightarrow{gradU}\cdot\overrightarrow{V(M)}$$

Exemple en coordonnées cartésiennes : $$P = \frac{\partial U}{\partial x}\dot{x} + \frac{\partial U}{\partial y}\dot{y} + \frac{\partial U}{\partial z}\dot{z}$$

15

ETUDE DE CAS :

1er cas : Si U(x,y,z,t) c.a.d U dépend de x, y, z et explicitement de t

Dans ce cas, on peut écrire que : $$dU = \frac{\partial U}{\partial x}dx + \frac{\partial U}{\partial y}dy + \frac{\partial U}{\partial z}dz + \frac{\partial U}{\partial t}dt$$

Soit : $$\frac{dU}{dt} = \frac{\partial U}{\partial x}\frac{dx}{dt} + \frac{\partial U}{\partial y}\frac{dy}{dt} + \frac{\partial U}{\partial z}\frac{dz}{dt} + \frac{\partial U}{\partial t}\frac{dt}{dt}$$ ou $$\frac{dU}{dt} = \underbrace{\frac{\partial U}{\partial x}\dot{x} + \frac{\partial U}{\partial y}\dot{y} + \frac{\partial U}{\partial z}\dot{z}}_{\text{Puissance}} + \frac{\partial U}{\partial t}$$

Donc : $$\frac{dU}{dt} \neq P$$

2éme cas : Si U(x,y,z) U dépend de x, y, z et implicitement de t

Dans ce cas, on peut écrire que : $$dU = \frac{\partial U}{\partial x}dx + \frac{\partial U}{\partial y}dy + \frac{\partial U}{\partial z}dz$$

Soit : $$\frac{dU}{dt} = \frac{\partial U}{\partial x}\frac{dx}{dt} + \frac{\partial U}{\partial y}\frac{dy}{dt} + \frac{\partial U}{\partial z}\frac{dz}{dt}$$ ou $$\frac{dU}{dt} = \frac{\partial U}{\partial x}\dot{x} + \frac{\partial U}{\partial y}\dot{y} + \frac{\partial U}{\partial z}\dot{z}$$

Donc : $$P_{\vec{F}} = \frac{dU}{dt} = \frac{dW}{dt}$$ (les forces qui interviennent dans ce cas s'appelle Les forces conservatrices)

Dans ce cas, le travail pendant $[t_1, t_2]$ s'écrit : $$W(t_1,t_2) = \int_{t_1}^{t_2} P_{\vec{F}}dt = \int_{t_1}^{t_2} dU$$

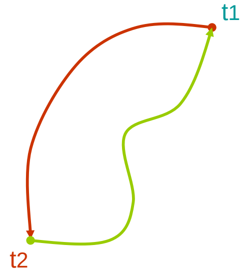
Soit : $$W(t_1,t_2) = U(t_1) - U(t_2)$$ Où $U(t_i)$ signifie $U\big(x(t_i), y(t_i), z(t_i)\big)$

16

Dans ce cas (forces conservatrices), on dit que le travail de ce gradient pendant (t1,t2) ne dépend pas du chemin suivi par M,
Mais ne dépend que de la position de M à l'instant t2 et de sa position à l'instant t1

Remarque : En particulier le travail W(t1,t2) est égal à - W(t2,t1) soit :

$$W(t_1,t_2)+W(t_2,t_1)=0$$



$$\vec{F}=-\overrightarrow{\mathrm{grad}U}$$

Contre exemple : la force de frottement est non conservative

dEc = dw +dw' (voir fin du chapitre)

17

3.5- Conservation de l'énergie mécanique (total)

On appelle énergie mécanique d'un corps ou d'un système la somme des énergies cinétique et potentielle de ce corps ou de ce système.

On a d'après le T.E.C : $dEc = dW$

Appliquons le T.E.C pour une force qui dérive d'un potentiel U

Soit : $\vec{F}=-\overrightarrow{\mathrm{grad}U}$

Et dans ce cas où les forces sont conservatrices: $dw=-dU$

On peut écrire dans ce cas : $dEc = -dU$ Soit : $d(Ec+U)=0$

Donc : $\boxed{Ec+U=\text{constante} \quad \text{quelque soit } t}$

La somme de l'énergie cinétique Ec et de l'énergie potentiel U reste constante au cours du déplacement dans le cas des forces conservatives.

Cette somme E est appelée énergie mécanique totale. $\boxed{E = Ec+U}$

18

IV- EQUILIBRE

4.1- Equilibre et principe fondamental de la dynamique

La particule M(m) est en équilibre statique dans R, lorsque ses coordonnées dans R restent constantes au cours du temps.

Pour trouver les positions d'équilibre possible d'un point M soumis à la force totale F, il suffit de résoudre l'équation suivante : $\sum \vec{F} = \vec{o}$

Le P.F.D nous permet d'écrire : $\overrightarrow{\gamma(M)}_R = \vec{0} \Rightarrow \overrightarrow{V(M)}_R = \overrightarrow{\cos\tan te}$

1er Cas : $\overrightarrow{V(M)}_R = \overrightarrow{cte} = \vec{0}$ **Equilibre statique**

Ce sont les solutions à coordonnées constantes (M est fixe par rapport à R)

2éme cas : $\overrightarrow{V(M)}_R = \overrightarrow{cte} \neq \vec{0}$ **Equilibre dynamique**

M est en mouvement rectiligne uniforme.

19

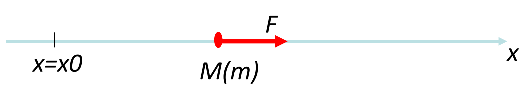
4.2- Equilibre et énergie potentielle

Considérons un point matériel M soumis à des forces conservatives $\vec{F}$:

Donc : $\vec{F} = -\overrightarrow{gradU}$ *(1)*

Et supposons que ce point se déplace sur une droite de vecteur unitaire i, soit :

$\vec{F} = f(x)\vec{i}$



L'équation (1) nous donne:

$$\begin{cases} f(x) = -\dfrac{\partial U}{\partial x} \\ 0 = -\dfrac{\partial U}{\partial y} \\ 0 = -\dfrac{\partial U}{\partial z} \end{cases} \Rightarrow U(x)$$

Soit : $f(x) = -\dfrac{dU}{dx}$

20

Faisons un développement *limité de f(x) au voisinage de* $x=x_0$

$f(x) = f(x_0) + (x-x_0)\,f'(x_0) + \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots$

Et supposons qu'on a une position d'équilibre en $x=x_0$ *donc :* $f(x_0)=0$

Et puisque : $f(x) = -\dfrac{dU}{dx}$ Donc : $f'(x) = -\dfrac{d^2U}{dx^2}$

Soit :

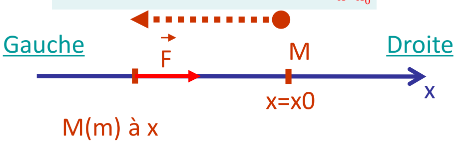
$$f(x) = -(x-x_0)\left(\frac{d^2U(x)}{dx^2}\right)_{x=x_0} \quad (1)$$

21

4.2.1- Nature de l'équilibre

1er cas : $\left(\dfrac{d^2U(x)}{dx^2}\right)_{x=x_0} > 0$ On a : $f(x) = -(x-x_0)\left(\dfrac{d^2U(x)}{dx^2}\right)_{x=x_0}$ (1)

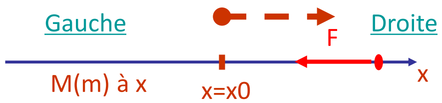
- Supposons que l'on éloigne le mobile M de sa position d'équilibre vers La gauche:



Le terme $(x-x_0)$ est négatif Et d'après (1) f(x) est positif

Donc la force ramène le point M vers sa position d'équilibre (x=x0)

- De même si on éloigne M de sa position d'équilibre vers la droite :



Le terme (x-x0) est positif Et d'après (1): f(x) est négatif

➡ la force ramène le point M vers sa position d'équilibre (x=x0)

On aura ainsi, *un mouvement d'oscillation au voisinage de* $x=x_0$ *:*

➡ L'équilibre est stable.

22

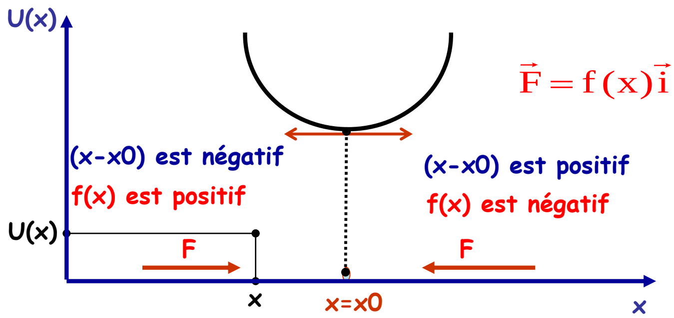
Dans ce cas d'équilibre stable :

On a: $f(x) = -\dfrac{dU}{dx} = 0$ pour $x = x_0$ (a) et $\left(\dfrac{d^2U(x)}{dx^2}\right)_{x=x_2} > 0$ (b)

Etude de la variation de U(x)

D'après (a), U(x) possède une tangente horizontale en $x=x_0$

Et d'après (b) la concavité est dirigée vers le U(x) > 0

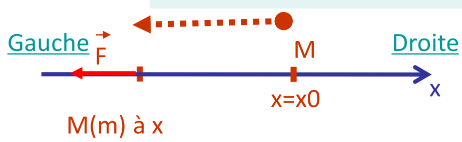


23

4.2.1- Nature de l'équilibre

2émé cas : $\left(\dfrac{d^2U(x)}{dx^2}\right)_{x=x_0} < 0$ On a : $f(x) = -(x - x_0)\left(\dfrac{d^2U(x)}{dx^2}\right)_{x=x_0}$ (1)

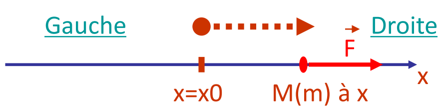
Supposons que l'on s'éloigne le mobile M de sa position d'équilibre vers La gauche:



Le terme $(x-x_0)$ est négatif Et d'après (1) f(x) est négatif

Donc la force éloigne le point M de sa position d'équilibre $(x=x_0)$ vers - l'infini

De même si on éloigne M de sa position d'équilibre vers la droite :



Le terme $(x-x_0)$ est positif Et d'après (1) f(x) est positif

Donc la force éloigne le point M de sa position d'équilibre (x=x0) vers + l'infini

Dans ce cas, le point M écarté de sa position d'équilibre continuera à s'éloigner, il ne repassera jamais par sa position d'équilibre $x=x_0$.

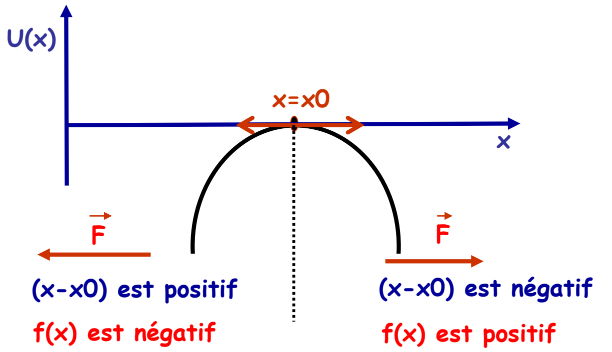
→ L'équilibre est instable

24

Etude de la variation de U(x) : Dans ce cas d'équilibre instable :

On a: $f(x) = -\dfrac{dU}{dx} = 0 \;\; \text{pour } x=x_0$ Donc U(x) possède une tangente horizontale en x=x0

et $\left(\dfrac{d^2U(x)}{dx^2}\right)_{x=x_2} < 0$ Donc la concavité est dirigée vers le U(x) <0



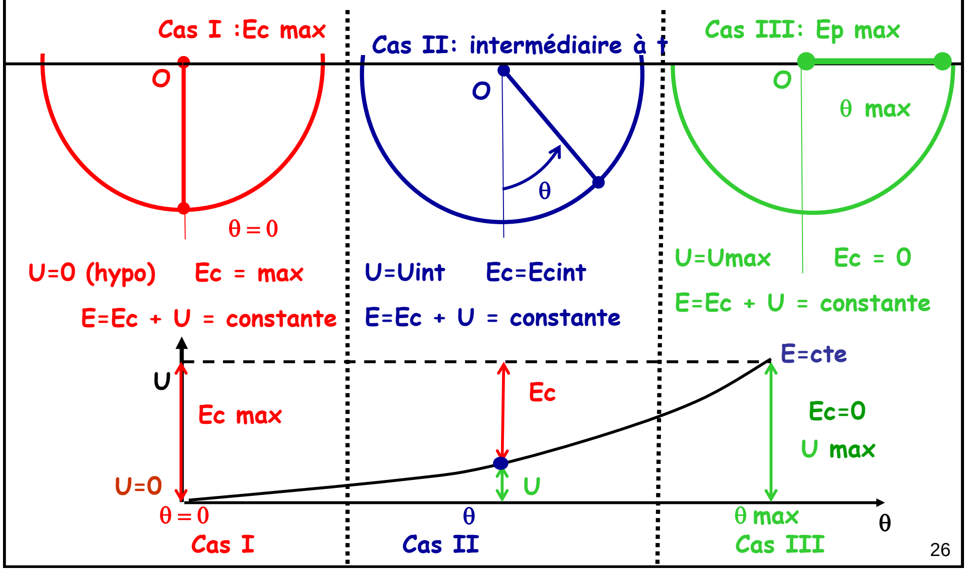
25

Remarque 1 :

L'énergie mécanique totale E est une constante pour les forces conservatives:

E=Ec + U = constante

Dans l'exemple d'un pendule simple, On peut distinguer 3 cas :



26

Remarque 2

Force de frottement dissipative :

Dans ce cas il n'y pas de conservation de l'énergie mécanique totale

Car il y a perte de chaleur au cours du mouvement dû à ce frottement

On peut écrire pour ces forces non conservatives : **dEc=dw + dw' (1)**

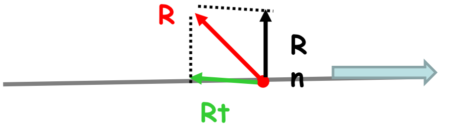
Où dw' est la perte de chaleur au cours du mouvement

Et pour les forces conservatives : **dU = - dw**

Et puisque dE=dEc +dU **Et d'après (1), on a :** **dE=(dw+dw') – dw**

dE= dw' différent de 0 **Donc E n'est pas constante**

Exemple force de frottement:



dw'<0 implique dE<0

E diminut, cette diminution correspond à une perte de chaleur au cours du mouvement .

27