

# 9P

Versió 1.0 preliminar

Problemes de dinàmica de partícula sobre:

## Oscil·lacions i punts d'equilibri

Integració eqs. mov. senzilles

Oscil·lacions 1GL

Punts d'equilibri

Linealització

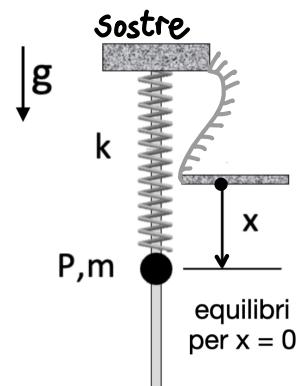
Aquest exercici prepara el terreny per a futurs exercicis!

La partícula **P** de massa  $m$  penja d'una molla lineal de constant  $k$  que té un extrem lligat a una guia llisa vertical fixa a terra (**T**). La guia travessa la partícula impedint el seu moviment lateral. Per a  $x = 0$  la partícula es troba en equilibri. Determina:

- La força de la molla en funció de  $x$ .
- L'equació del moviment per la coordenada  $x$ .
- La força de la guia sobre **P**.
- L'evolució de  $x$  en funció del temps.

És  $x = 0$  una posició d'equilibri estable?

Quina és la freqüència de les oscil·lacions al voltant d'aquesta posició?



### Força molla ( $F_m$ ) en funció d' $x$

S'ha definit  $x$  com al dibuix, i no des del sostre, perquè convé que l'origen de coordenades corresponsi a una configuració dinàmicament interessant ( $x=0 \Rightarrow$  equilibri en eq. cas)

Quin criteri utilitzem per formular  $F_m$ ?

- No ens donen  $F_0$  però per  $x=0$ , P és en equilibri! Ergo triem com a config. inicial de la molla ( $\mathcal{S}_0$ ) la que tenim per  $x=0$  i calculem  $F_0$  imposant la condició d'equilibri:

$$(\uparrow F_0) + (\downarrow mg) = \bar{0}$$

$$F_0 = mg$$

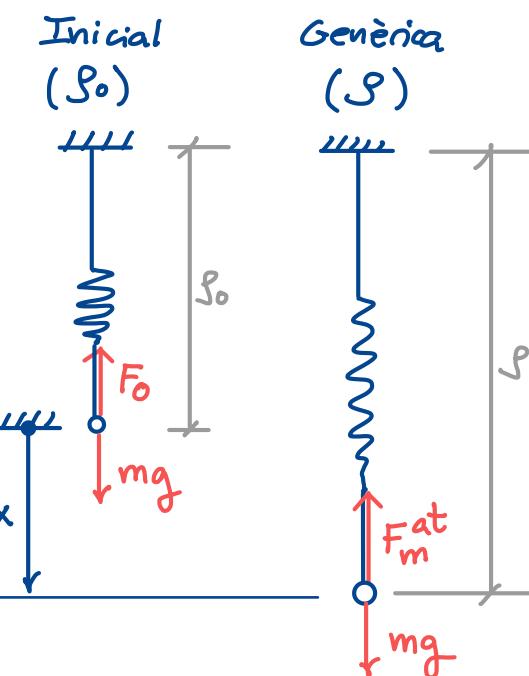
- Com que en l'equilibri  $F_0$  és atractiva, farem servir el crit. d'atracció:

$$F_m^{at} = F_0 + K \Delta g$$

$$F_0 = mg$$

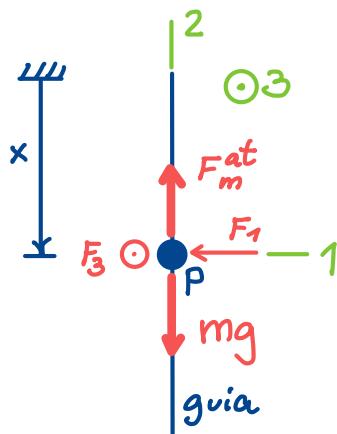
$$\Delta g = x$$

$$F_m^{at} = mg + kx \quad (1)$$



Eq. del mov. per x i força guia  $\rightarrow P$

Forces sobre P



- Pes  $\downarrow mg$

-  $\uparrow F_m^{\text{at}}$

$$-\bar{F}_{\text{enllaç}}_{\text{guia} \rightarrow P} = \underbrace{(\leftarrow F_1) + (\odot F_3)}_{\text{Força d'enllaç guia} \rightarrow P}$$

└ Només té components en dirs. 1 i 3  
( $F_1, F_3$ ) ja que en dir. 2 P es pot moure lliurement sobre la guia.

2<sup>a</sup> LN en dirs. 1 i 3  $\leftarrow$  Ens determinen la força guia  $\rightarrow P$

$$\begin{cases} (\leftarrow F_1) = \bar{0} \\ (\odot F_3) = \bar{0} \end{cases} \Rightarrow F_1 = F_3 = 0 \Rightarrow \bar{F}_{\text{enllaç}}_{\text{guia} \rightarrow P} = \bar{0}$$

2<sup>a</sup> LN en dir. 2 (vertical)  $\leftarrow$  Ens dóna l'eq. mov. per x

$$(\downarrow mg) + [\uparrow (mg + kx)] = (\downarrow m\ddot{x})$$

$$mg - (mg + kx) = m\ddot{x}$$

$$m\ddot{x} + kx = 0 \quad (2)$$

$$\ddot{x} + \frac{k}{m}x = 0 \quad (2')$$

$$\ddot{x} = -\frac{k}{m}x \quad (2'')$$

Equació del moviment per la coordenada x

Sovint s'escriu en una d'aquestes tres formes equivalents

Com veiem, l'Eg. (2), o les formes equivalents (2') i (2'') són EDOs lineals a coefs. constants. És important destacar que, en aquest exemple,  $K = \frac{k}{m} > 0$ .

## Evolució $x(t)$ ?

Cal mirar-se (2'') com una EDO on  $x$  és una funció del temps que volem determinar:

$$\ddot{x}(t) = -\frac{k}{m}x(t) \quad (3)$$

$x(t)$  és la incògnita de l'EDO. Sovint, però, la dependència de  $x$  amb  $t$  s'omet!

Volem trobar una  $x(t)$  que verifiqui (3) i les condicions inicials:

C.I.

$$\rightarrow x(0) = x_0 \quad (4)$$

$$\rightarrow \dot{x}(0) = \dot{x}_0 \quad (5)$$

Valors de  $x$  i  $\dot{x}$  per  $t=0$

(3), (4), (5)  
defineixen  
un problema  
de valor  
inicial  
(PVI)

Com ho fem? Fàcil! L'eq. (3) demana que  $\ddot{x}(t)$  sigui proporcional a  $x(t)$ . Si reusacut alguna funció que satisfaci això [i (4) i (5)] per algun valor dels seus paràmetres, ja està! Ja haurem resolt el PVI. I... les següents funcions ho satisfan!

$$x(t) = A \sin(\omega t) + B \cos(\omega t) \quad (6)$$

$$x(t) = D \cdot \sin(\omega t + \varphi) \quad (7)$$

Comprovem, per exemple, que (6) satisfà el PVI per a certs valors de  $A$ ,  $B$  i  $\omega$ :

$$x(t) = A \sin(\omega t) + B \cos(\omega t) \quad (8)$$

$$\dot{x}(t) = A\omega \cos(\omega t) - B\omega \sin(\omega t) \quad (9)$$

$$\ddot{x}(t) = -A\omega^2 \sin(\omega t) - B\omega^2 \cos(\omega t) = -\omega^2 x(t) \quad (10)$$

Comparant (10) amb (3) veiem que

$$\omega^2 = \frac{k}{m} \Rightarrow \boxed{\omega = \sqrt{\frac{k}{m}}}$$

$A$  i  $B$  es determinen imposant les c.i. (4) i (5) via (8) i (9) :

$$x_0 = A \sin(\omega \cdot 0) + B \cos(\omega \cdot 0) = B \rightarrow B = x_0$$

$$\dot{x}_0 = A \omega \cos(\omega \cdot 0) - B \omega \sin(\omega \cdot 0) = A \omega \rightarrow A = \frac{\dot{x}_0}{\omega}$$

Ergo  $x(t)$  definida com a (6), amb els valors de  $A, B$  i  $\omega$  que hem trobat, és la solució del PVI!

Exercici pel lector: Prova que (7) també és una solució del PVI amb els valors

$$\omega = \sqrt{\frac{K}{m}}$$

$$D = \sqrt{x_0^2 + \left(\frac{\dot{x}_0}{\omega}\right)^2}$$

$$\tan \varphi = \frac{\omega x_0}{\dot{x}_0}$$

Igual q. abans!

La solució (6) i la (7) són iguals! Són dues maneres equivalents d'escriure la mateixa oscil·lació sinusoidal.

Significat de  $D, \varphi, \omega$ :

$D$  = Amplitud de l'oscil·lació [m]

$\varphi$  = Fase de l'oscil·lació [rad]

$\omega = \sqrt{\frac{K}{m}} =$  freqüència natural de l'oscil·lació [rad/s]

Observ:  $\omega$  és un paràmetre intrísec del sistema: no depèn de les c.i., només de  $m$  i  $K$ .

$D$  i  $\varphi$  són paràmetres extrínsecos (depenen de les c.i.)

En els exercicis, típicament preguntem  $\omega = \sqrt{\frac{K}{m}}$ , no  $D$  i  $\varphi$ . Ja ho veureu...

Detecció i analisi d'estabilitat de les configuracions d'equilibri utilitzant l'eq. del moviment

$$\ddot{x} = -\frac{k}{m}x \quad (5)$$

hem de ser capaços de trobar les posicions d'equilibri del sistema.

Definició

Una config. d'equilibri  $x_{eq}$  és aquella en la que, si hi deixem el sistema aturat ( $\dot{x}=0$ ), s'hi queda ( $\ddot{x}=0$ ).

Clarament, si imosem

$$x = x_{eq},$$

$$\dot{x} = 0$$

$$\ddot{x} = 0$$

sempre imoserem això per  
obtenir les posicions d'equilibri

a (5), obtenim

$$0 = -\frac{k}{m}x_{eq} \Rightarrow x_{eq} = 0$$

Heu trobat la config. d'equilibri de l'enunciat, com era d'esperar!

Anem a veure si  $x_{eq} = 0$  és d'equilibri estable o inestable:

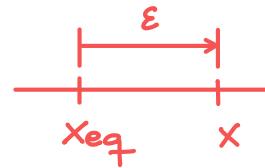
- Estable vol dir que si  $x$  s'allunga de  $x_{eq}$  una mica, la dinàmica provoca el retorn de  $x$  cap a  $x_{eq}$ .
- Inestable és el comportament contrari: tota pertorbació que ens desviï  $x$  de  $x_{eq}$ , allungarà  $x$  de  $x_{eq}$  encara més.

La molla és un element recuperador: si ens allunyem de  $x_{eq}$  ( $= 0$ ) una mica, ens li retorna. Per tant es d'esperar que l'equilibri serà estable. Però cal demostrar-ho matemàticament. Sempre es fa analitzant l'EDO de

l'error  $\epsilon$  (la desviació  $\epsilon = x - x_{eq}$ ). Busquem-la:

Si a (6) hi substituïm

$$\left. \begin{array}{l} x = \overset{0}{x_{eq}} + \epsilon \\ \dot{x} = \dot{\epsilon} \\ \ddot{x} = \ddot{\epsilon} \end{array} \right] \epsilon = \text{"error" o desviació de } x \text{ respecte } x_{eq} (*)$$

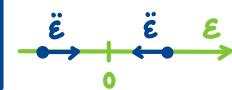


queda

$$\ddot{\epsilon} = -\frac{k}{m} \epsilon \quad \left[ \begin{array}{l} \text{EDO de l'error } \epsilon \\ \text{determina l'evolució } \epsilon(t) \end{array} \right]$$

i, clarament, com que  $K$  i  $m$  són  $> 0$  al nostre sistema:

$$\ddot{\epsilon} = -\left(\frac{k}{m}\right) \epsilon \Rightarrow \left\{ \begin{array}{l} \text{Si } \epsilon > 0 \Rightarrow \ddot{\epsilon} < 0 \Rightarrow \epsilon \text{ torna cap a } 0 \\ \text{Si } \epsilon < 0 \Rightarrow \ddot{\epsilon} > 0 \Rightarrow \epsilon \text{ torna cap a } 0 \end{array} \right. \quad \boxed{x_{eq} \text{ és d'equilibri ESTABLE}}$$



Què passaria si  $K$  fos  $< 0$ ?

(a l'exercici no es el cas però suposem-ho)

Important entendre-ho

!

$$\ddot{\epsilon} = -\left(\frac{k}{m}\right) \epsilon \Rightarrow \left\{ \begin{array}{l} \text{Si } \epsilon > 0 \Rightarrow \ddot{\epsilon} > 0 \Rightarrow \epsilon \text{ s'allunga de } 0 \\ \text{Si } \epsilon < 0 \Rightarrow \ddot{\epsilon} < 0 \Rightarrow \epsilon \text{ s'allunga de } 0 \end{array} \right. \quad \boxed{x_{eq} \text{ seria d'equilibri INESTABLE}}$$

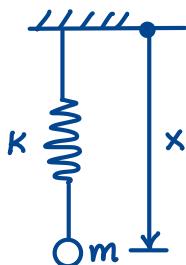


Cal dir que en aquest exercici:

- L'EDO de l'error queda formalment igual a l'eq. del moviment perquè  $x_{eq}=0$ , i per tant  $\epsilon = x$ . Però en altres exercicis no serà així necessàriament
- $K$  i  $m$  són positius, i per tant  $K > 0$ , però més endavant veurem altres casos on  $\ddot{\epsilon} = -K\epsilon$  amb  $K < 0$ .

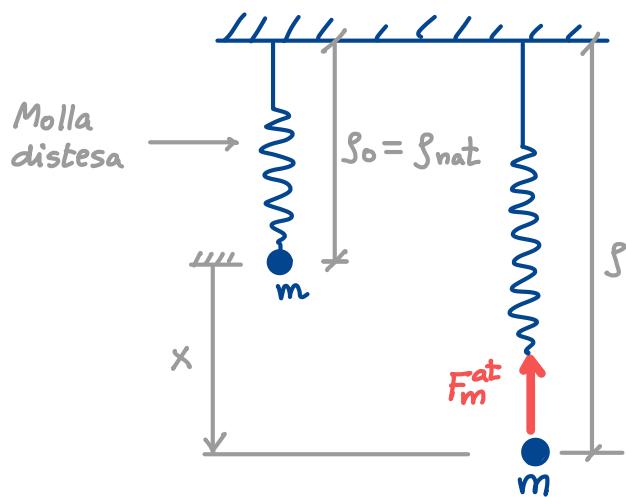
Què passaria si s'hagues triat un origen  $x=0$  diferent?

Com a origen  $x=0$  per a  $x$ , a l'exercici hem triat la posició d'equilibri. Això ens ha permès calcular  $F_0$  ràpidament. No hem triat com a origen el sostre perquè és antinatural. La posició  $x=0$  no correspon a cap configuració dinàmicament especial. A més, té poc sentit perquè per  $x=0$  la molla hauria llargària nula, cosa que a la pràctica no passa.



Però... podríem haver suposat que  $x=0$  quan la molla està distesa? Sí! Fem-ho, i veurem que els resultats són els mateixos.

### Formulació de $F_m$



En la situació inicial ( $s_0$ ) la molla no fa força ( $F_0=0$ )

En la genèrica ( $s$ ) fa una força de valor

$$F_m^{\text{at}} = F_0 + K \Delta s = \underline{\underline{Kx}}$$

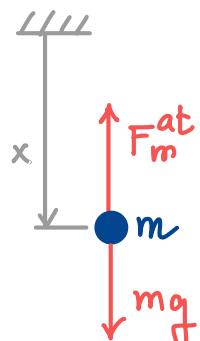
### Eq. mov. per la coord. x

2<sup>a</sup>LN] vertical:

$$(\uparrow Kx) + (\downarrow mg) = m(\downarrow \ddot{x})$$

$$Kx - mg = -m\ddot{x}$$

$$m\ddot{x} + Kx = mg \quad (\square)$$



Ara surt una EDO lineal a coefs ct no homogènia (hi ha mg al membre dret)

## Posicions d'equilibri

Imosem  $x = x_{eq}$ ,  $\dot{x} = 0$ ,  $\ddot{x} = 0$  a (□) i queda:

$$K x_{eq} = mg \Rightarrow x_{eq} = \frac{mg}{K} \quad (\square\square)$$

## Estabilitat de $x_{eq}$

Busquem EDO de l'error substituint —  $\begin{cases} x = x_{eq} + \varepsilon \\ \dot{x} = \dot{\varepsilon} \\ \ddot{x} = \ddot{\varepsilon} \end{cases}$  —  
a l'eq. del mov. (□):

$$m\ddot{\varepsilon} + K(x_{eq} + \varepsilon) = mg$$

$$\downarrow \quad \text{De } (\square\square), mg = K \cdot x_{eq}$$

$$m\ddot{\varepsilon} + Kx_{eq} + K\varepsilon = Kx_{eq}$$

$$\downarrow$$

$$m\ddot{\varepsilon} + K\varepsilon = 0$$

$$\downarrow$$

$$\ddot{\varepsilon} = -\frac{K}{m}\varepsilon$$

EDO de l'error

Surt la mateixa EDO de l'error que abans  $\Rightarrow$  ERGO arribem a les mateixes conclusions, com era d'esperar! Com que  $K = \frac{K}{m} > 0$ ,  $x_{eq} = \frac{mg}{K}$  és d'equilibri estable. Ho ha de ser, perquè és la mateixa posició d'equilibri que la d'abans! Només li hem donat una coordenada diferent!

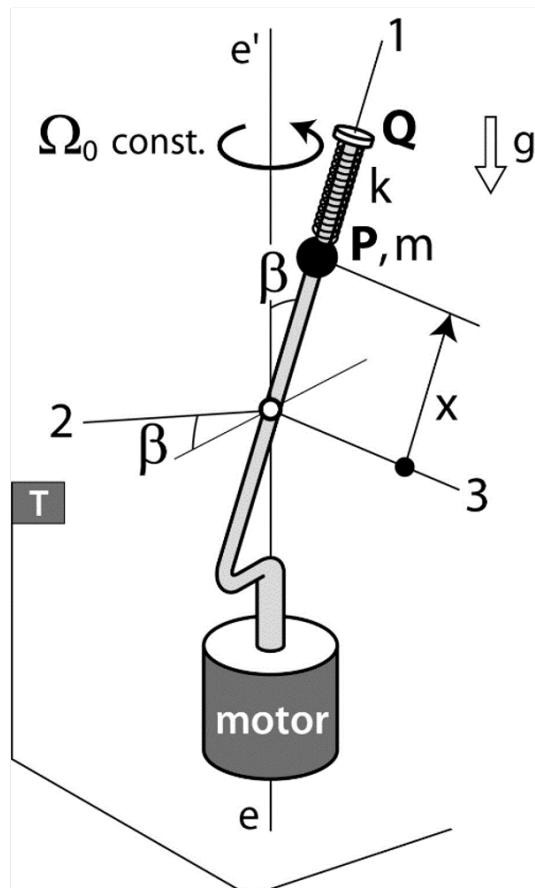
Aquest exercici aplica els resultats de l'exercici anterior a un cas més complex.

Versió simplificada del prob. 1.7 de RBD, pàg 66

## Partícula sobre guia inclinada amb molla

Una partícula P de massa m llisa al llarg d'una guia recta inclinada i llisa que gira amb velocitat angular constant  $\Omega_0$  al voltant de l'eix vertical e-e' relatiu a terra (T). La partícula està unida a una molla que té el seu extrem superior unit al punt Q de la guia. La coordenada x descriu la posició de la partícula relativa a la guia. Quan  $\Omega_0 = 0$ , la posició  $x = 0$  correspon a una posició d'equilibri. Determina:

- Quants graus de llibertat té el sistema? Són lliures o forçats?
- L'equació del moviment per a la coordenada x. A quin tipus de moviment correspon?
- La naturalesa de  $x = 0$  (equilibri estable o inestable).
- Les components de la força d'enllaç sobre P.



Farem (a), (b), i (c) i deixarem (d) com a deures

## (a) Anàlisi dels GL

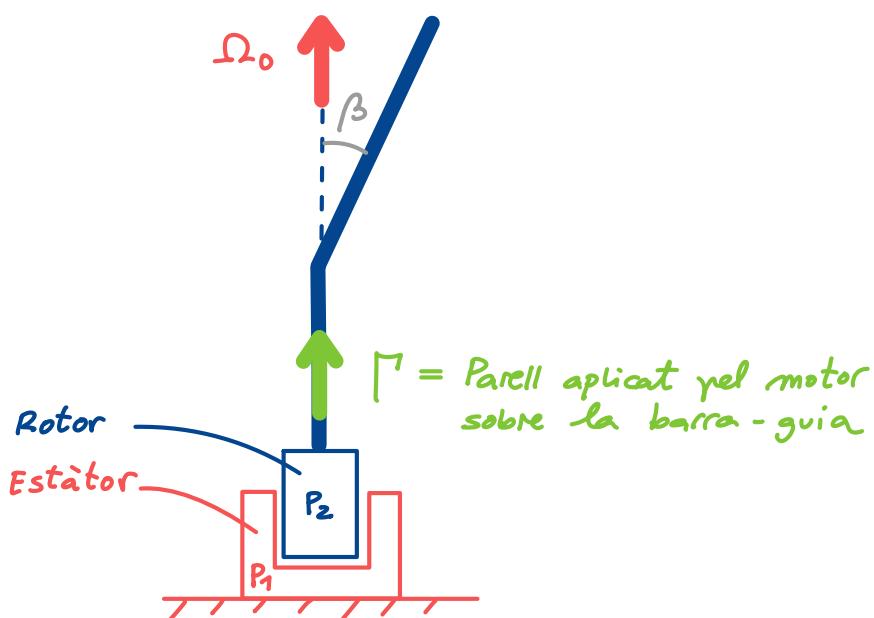
Sigui  $\psi = \text{angle girat per l'eix del motor resp. una dir. fixa a T.}$

Sist. amb 2 GL  $\begin{bmatrix} \dot{\psi} (= \Omega_0 = ct \text{ en aquest exercici}) \\ \dot{x} \end{bmatrix}$

$\dot{\psi}$  és un GL **forgat**: està activat per un motor que aplica el parell  $P$  que calqui sobre la guia per garantir  $\dot{\psi} = \Omega_0 = ct$ .

Cal pensar el motor com dues peces  $P_1$  i  $P_2$ , l'estàtor i el rotor, unides al terra i la guia respectivament.

Aquesta manera de veure un motor és important de cara a futurs exercicis



L'equació del mov. per a  $\psi$  és trivial. Com que  $\dot{\psi} = \Omega_0 = ct$ , clarament

$$\ddot{\psi} = 0 \quad \leftarrow \text{Eq. del mov. per a } \psi.$$

$\dot{x}$  és un GL **lliure**:  $x(t)$  evoluciona d'acord amb les lleis de la dinàmica, sense que el motor pugui forçar  $x(t)$  de manera directa ( $x(t)$  dependrà de  $m, k, \Omega_0, \beta$ )

## (b) Eq. del movim. per a la coord. x

Volem trobar l'eq. del movim. per x, que tindrà la forma:

$$\ddot{x} = f(x, \dot{x}, \text{pars}) \quad (1)$$

└ Busquem aquesta f

Pars = paràmetres dinàmics/geomètrics

Es un problema de dinàmica de partícula. En trobarem prou amb aplicar la 2a llei de Newton sobre P.

Coses que sabem a priori de (1):

- Si  $\beta = 0$ , ha de coincidir amb la de l'exemple anterior:

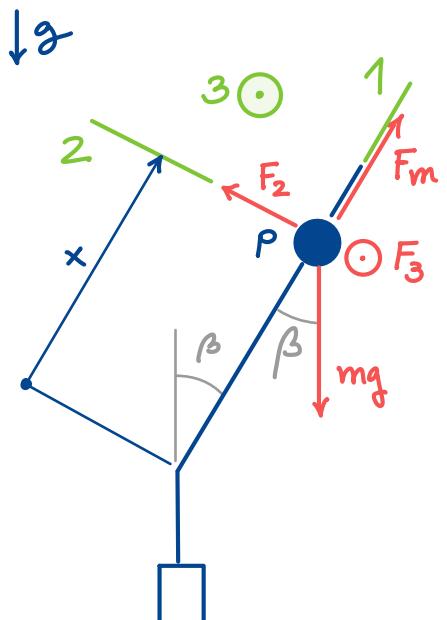
$$\ddot{x} = -\frac{k}{m}x$$

- Si  $\Omega_0 = 0$ ,  $x = 0$  ha de ser d'equilibri (per l'enunciat) i hauria de sortir reflectida a (1).

Diferències amb el problema anterior:

- Així el problema és 3D!
- P està sotmesa a forces d'enllaç (quia  $\rightarrow P$ )

Forces sobre P



- Només hi ha forces d'enllaç en dirs. 2 i 3 ( $F_2, F_3$ ) perquè en dir. 1 el moviment és permès.

- $F_2$  i  $F_3$  poden tenir qualsevol signe (enllaç bilateral). Per això, cap es diu N!

## Formulació de $F_m$

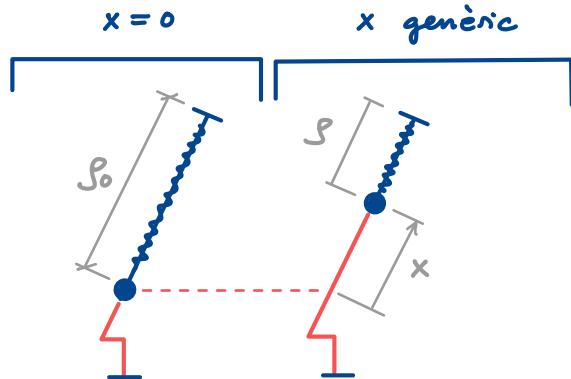
La força de la molla és atractiva en la situació d'equilibri  $x=0 \Rightarrow$  fem servir el criteri d'atracció:

$$F_m^{at} = F_0 + k \Delta g$$

No es dada !       $\square \quad \square$  Molla s'escurga !

$\square \quad \square$   $\Delta g = g - g_0 = -x$

Cal deduir  $F_0$   
aplicant  
condicions  
d'equilibri

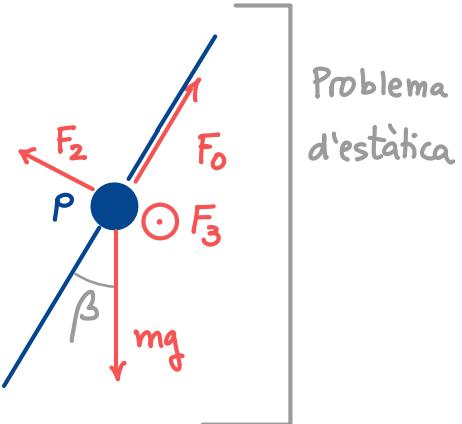


Per  $x=0$ ,  $F_m = F_0$ , i P en equilibri :

$$\sum \bar{F}_{\rightarrow P} = 0 \quad ] \text{Dir. grua :}$$

$$( \uparrow F_0 ) + ( \leftarrow mg \cos \beta ) = 0$$

$$F_0 = mg \cos \beta$$



Per tant :

$$F_m^{at} = mg \cos \beta - kx$$

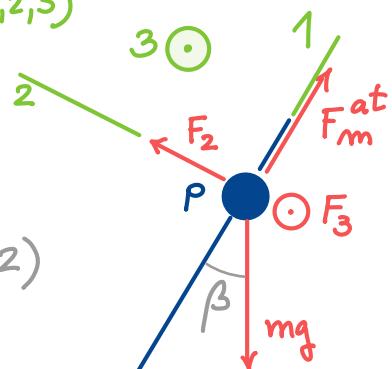
## 2a LN sobre P

$$\sum \bar{F}_{\rightarrow P} = m \bar{\alpha}_T (P)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \cancel{mg \cos \beta - kx} - \cancel{mg \cos \beta} \\ F_2 - mg \sin \beta \\ F_3 \end{array} \right\}_B$$

B = (1, 2, 3)

(2)

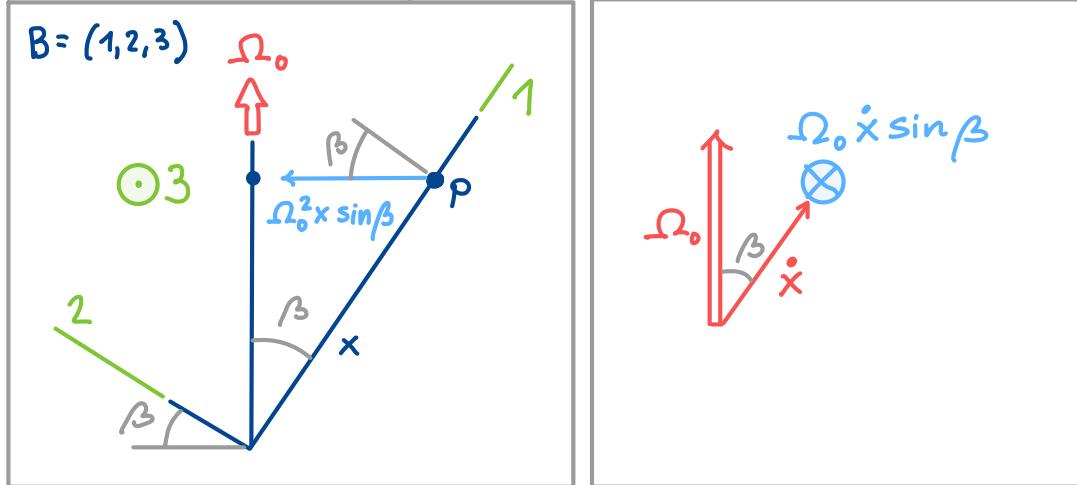


En dir. 1 no hi ha forces d'enllaç ! Ergo la component 1 de la 2a LN ens donarà l'eq. del mov. que busquem.

Full de ruta per  
obtenir l'eq. del mov  $\left\{ \begin{array}{l} 2^{\text{a}} \text{ Llei Newton} \\ 1 \end{array} \right\} \Rightarrow$  Només ens caldrà la  
component 1 de  $\bar{a}_T(P)$

$\bar{a}_T(P)$  via comp. d'acceleracions ( $AB = T$ , REL = Guia) (\*)

$$\bar{a}_T(P) = \underbrace{\bar{a}_{\text{Guia}}(P)}_{(\nearrow \ddot{x})} + \underbrace{\bar{a}_{\text{ar}}(P)}_{(\leftarrow \Omega_0^2 x \sin \beta)} + \underbrace{2 \bar{a}_T^{\text{Guia}} \times \bar{v}_{\text{Guia}}(P)}_{\otimes 2 \Omega_0 \dot{x} \sin \beta} =$$



$$= \begin{Bmatrix} \ddot{x} \\ \ddot{y} \\ \ddot{z} \end{Bmatrix} + \begin{Bmatrix} -\Omega_0^2 x \sin^2 \beta \\ \Omega_0^2 x \sin \beta \cos \beta \\ 0 \end{Bmatrix} + \begin{Bmatrix} 0 \\ 0 \\ -2 \Omega_0 \dot{x} \sin \beta \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} \ddot{x} - \Omega_0^2 x \sin^2 \beta \\ \Omega_0^2 x \sin \beta \cos \beta \\ -2 \Omega_0 \dot{x} \sin \beta \end{Bmatrix} \quad (3)$$

2<sup>a</sup> LN en dir. 1

Queda:

$$-kx = m (\ddot{x} - \Omega_0^2 x \sin^2 \beta)$$

$$m \ddot{x} + (k - m \Omega_0^2 \sin^2 \beta)x = 0$$

Eq. mov. per  
la coord. x (4)

Té la forma

$$m \ddot{x} + k'x = 0 \Rightarrow \ddot{x} = -\frac{k'}{m}x \quad \boxed{\text{Matixa que la  
de l'exercici  
anterior!}} \quad (5)$$

(\*) Calculen totes les components per exercitar-nos. També, perquè calen per l'apartat (d). Però en altres situacions intenteu calcular només allò que cal.

Comprovacions del que sabíem a priori :

- Si  $\beta=0$ ,  $K'=K$ . Coinadeix amb la de l'ex. anterior!
- Pel que hem vist a l'ex anterior,  $x=0$  és posició d'equilibri ( $x_{eq}=0$ ), de l'EDO (4). De fet serà així independentment del valor  $\Omega_0$ . En particular és cert que, per  $\Omega_0=0$ ,  $x=0$  és pos. d'equilibri.

Evolució  $x(t)$

Serà la mateixa que a l'ex. anterior:

$$x(t) = A \sin(\omega t + \varphi)$$

amb

$$\omega = \sqrt{\frac{K'}{m}} \quad A = \sqrt{x_0^2 + \left(\frac{\dot{x}_0}{\omega}\right)^2} \quad \tan \varphi = \frac{x_0 \omega}{\dot{x}_0}$$

Moviment oscil·latori  
de freqüència

$$\sqrt{\frac{K'}{m}}$$

### (c) Anàlisi de l'estabilitat d' $x_{eq}=0$

Per la teoria que es desprèn de l'exercici anterior sabem que :

- Si  $K = \frac{K'}{m} > 0$ ,  $x_{eq}=0$  serà d'equilibri ESTABLE
- Si  $K = \frac{K'}{m} < 0$ ,  $x_{eq}=0$  serà d'equilibri INESTABLE

En el nostre cas, utilitzant el valor de  $K'$  de l'Eq.(4)

$$K = \frac{K - m\Omega_0^2 \sin^2 \beta}{m}$$

i tindrem  $K > 0$  (equilibri ESTABLE) quan

$$\frac{K - m\Omega_0^2 \sin^2 \beta}{m} > 0$$

o, equivalentment, quan

$$\Omega_0 < \underbrace{\sqrt{\frac{K}{m \sin^2 \beta}}}_{\Omega_{c\text{rítica}}}$$

És a dir, per  $\Omega_0 < \Omega_{\text{crítica}}$  l'equilibri es ESTABLE. Per  $\Omega > \Omega_{\text{crítica}}$  passa a INESTABLE.

Vol dir que si deixem P a  $x=0$ , per  $\Omega_0 < \Omega_{\text{crítica}}$  les petites pertorbacions que apartin x de 0 retornen x cap a 0. Per  $\Omega_0 > \Omega_{\text{crítica}}$  això no passarà. Una petita perturbació apartarà P cada vegada més de  $x=0$ .

Fixem-nos que com més ràpida és la molla, major és el valor  $\Omega_{\text{crítica}}$ .

### Components de la força d'enllaç sobre P

Es troben fàcilment formulant la 2<sup>a</sup>LN en dirs. 2 i 3:

$2^aLN]$  dir. 2 :

$$F_2 - mg \sin \beta = m (\Omega_0^2 x \sin \beta \cos \beta)$$

$$F_2 = m \sin \beta (\Omega_0^2 x \cos \beta + g) \quad (7)$$

$2^aLN]$  dir. 3 :

$$\boxed{F_3 = m (-2 \Omega_0 \dot{x} \sin \beta) = -2m \Omega_0 \dot{x} \sin \beta} \quad (8)$$

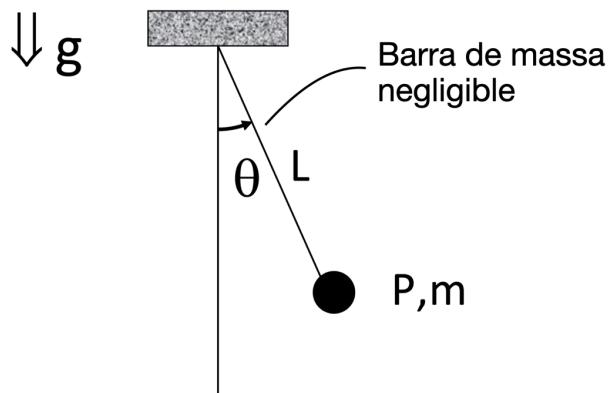
Anàlisi dimensional: tant (7) com (8) tenen unitats de  $\text{Kg} \cdot \frac{\text{m}}{\text{s}^2} = \text{N} \implies$  Són dimensionalment consistentes.

Aquest exercici ensenya com estudiar les posicions d'equilibri quan l'equació del moviment és no lineal (via la seva linearització). És important entendre'l bé.

El pèndol simple de la figura té la massa  $m$  concentrada a  $P$ .

Trobeu-ne:

1. L'equació del moviment per a la coordenada  $\theta$ .
2. Les configuracions d'equilibri, determinant si són estables o inestables.



### (1) Eq. mov. coord. $\theta$

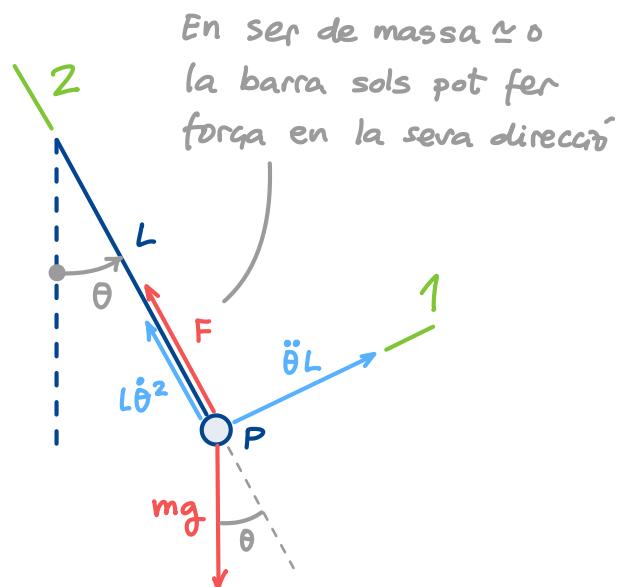
En dir. 1 no hi ha forces d'eullag sobre  $P$ . Per tant, l'eq. del mov. serà la comp. en dir. 1 de

$$\sum \bar{F}_{\rightarrow P} = m \bar{a}_T(P)$$

$$(\leftarrow mg \sin \theta) = m (\rightarrow \ddot{\theta}L)$$

$$-mg \sin \theta = m \ddot{\theta}L$$

$$\ddot{\theta} = -\frac{g}{L} \sin \theta \quad (I)$$



EDO no lineal!  
 $\dot{\theta}(t)$  no és proporcional a  $\theta(t)$

### (2) Configs. d'equilibri

Config. equilibri ( $\theta_{eq}$ ) = aquella en la que si li deixo el sistema amb vel. nula ( $\dot{\theta} = 0$ ), s'hi queda ( $\ddot{\theta} = 0$ ).

Substituiu

$\theta = \theta_{eq}$
$\dot{\theta} = 0$
$\ddot{\theta} = 0$

a (I) per trobar-les:

$$0 = -\frac{g}{L} \sin \theta_{eq} \Rightarrow \sin \theta_{eq} = 0 \Rightarrow \theta_{eq} = n\pi, n=0,1,2,\dots$$

Ergo les posicions inferior i superior del pèndol són d'equilibri. Són estables? La inferior sí, la superior no! Però com ho demostrem matemàticament? Analitzant com són les petites oscil·lacions al seu voltant! En 3 passos:

### 1 Obtenim EDO de l'error:

Substituïm  $\theta = \theta_{eq} + \varepsilon$  a (I) Valor molt petit ( $|\varepsilon| \ll 1$ )

(Implica substituir-hi  $\dot{\theta} = \dot{\varepsilon}$  també)

Queda:

$$\ddot{\varepsilon} = -\frac{g}{L} \sin(\theta_{eq} + \varepsilon)$$

$$\ddot{\varepsilon} = -\frac{g}{L} \left[ \underbrace{\sin \theta_{eq} \cdot \cos \varepsilon}_{0} + \cos \theta_{eq} \sin \varepsilon \right]$$

$$\ddot{\varepsilon} = -\frac{g \cos \theta_{eq}}{L} \sin \varepsilon \quad \text{EDO de l'error } \varepsilon \quad (\text{No lineal})$$

### 2 La linealitzem:

Com que  $\varepsilon$  és molt petit ( $|\varepsilon| \ll 1, \varepsilon^2 \approx 0, \varepsilon^3 \approx 0, \dots$ ) aproximem les funcions no lineals que queden pel seu desenvolupament en sèrie de Taylor fins a 1er ordre (termes lineals):

$$\ddot{\varepsilon} = -\frac{g \cos \theta_{eq}}{L} \cdot \sin \varepsilon \quad \simeq \varepsilon \quad \left( \begin{array}{l} \sin \varepsilon = \varepsilon - \frac{\varepsilon^3}{3!} + \dots \simeq \varepsilon \\ \cos \varepsilon = 1 - \frac{\varepsilon^2}{2} + \dots \simeq 1 \end{array} \right)$$

$$\ddot{\varepsilon} = -\frac{g \cos \theta_{eq}}{L} \cdot \varepsilon \quad \boxed{K} \quad \text{EDO lineal!}$$

### 3 Mirem si $K > 0$ :

Com que surt una EDO lineal com la de la molla vertical, l'equilibri serà estable quan  $K > 0$ :

Per  $\theta_{eq} = 0$ ,  $K = \frac{g}{L} > 0 \Rightarrow$  Equilibri estable

Per  $\theta_{eq} = \pi$ ,  $K = -\frac{g}{L} < 0 \Rightarrow$  Equilibri inestable

**Important:**

- En el pas 2 podríà caldre la linearització d'altres termes, apart de  $\sin \varepsilon \approx \varepsilon$ . Resumim les linearitzacions més habituals, on  $q$  és la coordenada de treball:

- si apareixen polinomis de grau superior a 1:

$$q = q_{eq} + \varepsilon$$

$$q^2 = (q_{eq} + \varepsilon)^2 = \varepsilon^2 + 2q_{eq}\varepsilon + q_{eq}^2 \approx +2q_{eq}\varepsilon + q_{eq}^2$$

$$q^3 = (q_{eq} + \varepsilon)^3 = \varepsilon^3 + 3q_{eq}\varepsilon^2 + 3q_{eq}^2\varepsilon + q_{eq}^3 \approx 3q_{eq}^2\varepsilon + q_{eq}^3$$

- si es tracta d'una coordenada angular ( $q = \theta$ ) i apareixen funcions sinus i cosinus:

$$\left. \begin{array}{l} \theta = \theta_{eq} + \varepsilon \\ \sin \theta = \sin(\theta_{eq} + \varepsilon) = \sin \theta_{eq} \cos \varepsilon + \cos \theta_{eq} \sin \varepsilon \\ \cos \theta = \cos(\theta_{eq} + \varepsilon) = \cos \theta_{eq} \cos \varepsilon - \sin \theta_{eq} \sin \varepsilon \\ \sin \varepsilon = \varepsilon - (1/3!) \varepsilon^3 + \dots \approx \varepsilon \\ \cos \varepsilon = 1 - (1/2) \varepsilon^2 + \dots \approx 1 \end{array} \right\} \Rightarrow \left. \begin{array}{l} \sin(\theta_{eq} + \varepsilon) \approx \sin \theta_{eq} + \varepsilon \cos \theta_{eq} \\ \cos(\theta_{eq} + \varepsilon) \approx \cos \theta_{eq} - \varepsilon \sin \theta_{eq} \end{array} \right.$$

- L'EDO lineal obtinguda al pas 2 serà de la forma

$$\ddot{\varepsilon} = -K\varepsilon$$

habitualment, però podrà també ser  $(*)$

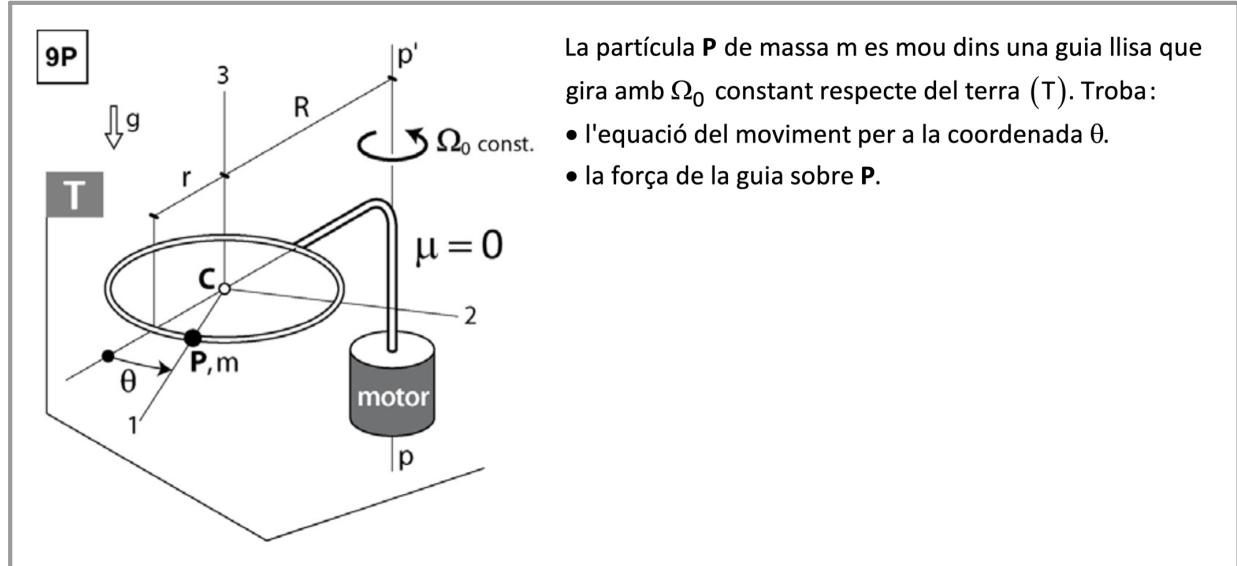
$$\ddot{\varepsilon} = -K\varepsilon - G\dot{\varepsilon} \quad (\text{on } G = \text{constant} > 0)$$

Es demostra que  $G$  no afecta l'estabilitat i seguirà essent:

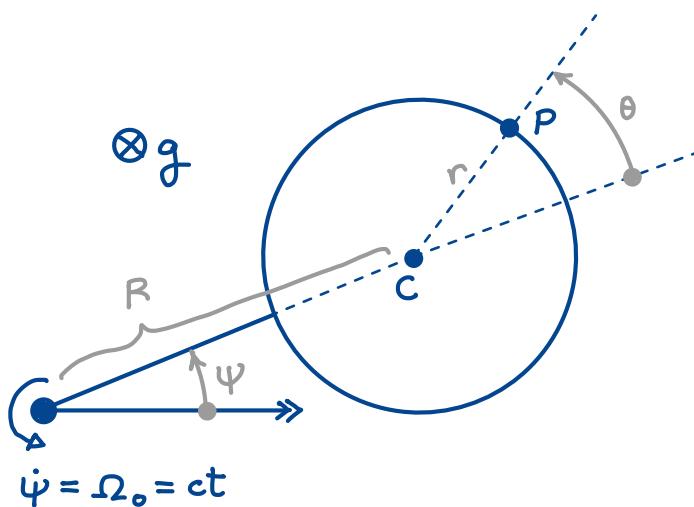
$$K > 0 \Rightarrow$$
 Equilibri estable

$$K < 0 \Rightarrow$$
 " inestable

(\*) Quan hi ha freqüències viscosos típicament



A principi de curs ja vam veure aquest sistema. Vista 2D:



Sistema amb 2 GL

$$\begin{cases} \dot{\psi} = \Omega_0 = ct & (\text{GL forçat pel motor}) \\ \dot{\theta} & (\text{GL lliure}) \end{cases}$$

En ser  $\dot{\psi}$  forçat a valdre  $\Omega_0 = ct$ , l'equació del moviment per a la coordenada  $\psi$  és trivial. És:

$$\ddot{\psi} = 0$$

Per això només ens pregunten l'eq. del mov. per a  $\theta$ .

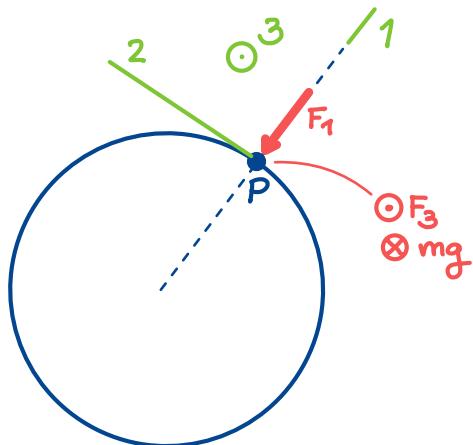
Suposarem que  $P$  està lliscant resp. la guia (altrament l'eq. mov. per a  $\theta$  seria trivial:  $\ddot{\theta} = 0$ ).

## Eq. del mov. per a $\theta$

Full de ruta per trobar-la

Forces sobre P :

- Pes:  $\otimes mg$
- $\bar{F}_{\text{eullag}}_{\text{Guia} \rightarrow P} = (\cancel{F_1}) + (\odot F_3)$
- Guia llisa  $\Rightarrow$  P no sotmesa a fricció



Analisi d'eqs. ; incògnites

- Incògnites :  $\ddot{\theta}, F_1, F_3$
  - Eqs: les 3 de la 2<sup>a</sup> Llei de Newton
- Problema determinat ✓

Veiem que en dir. 2 (tangencial) no hi ha forces d'eullag.  
Per tant, la 2<sup>a</sup> LN en dir. 2 ens proporcionarà l'eq. mov. per a  $\theta$ :

Full de ruta per trobar eq. mov. coord.  $\theta$

$$\left[ \begin{array}{l} \text{Formular em } 2^a \text{ LN} \\ \sum \bar{F}_{\rightarrow P} \end{array} \right]_{\text{dir. 2}} = m \cdot \bar{a}_T(P) \quad ]_2$$

$$\left[ \sum \bar{F}_{\rightarrow P} \right]_2$$

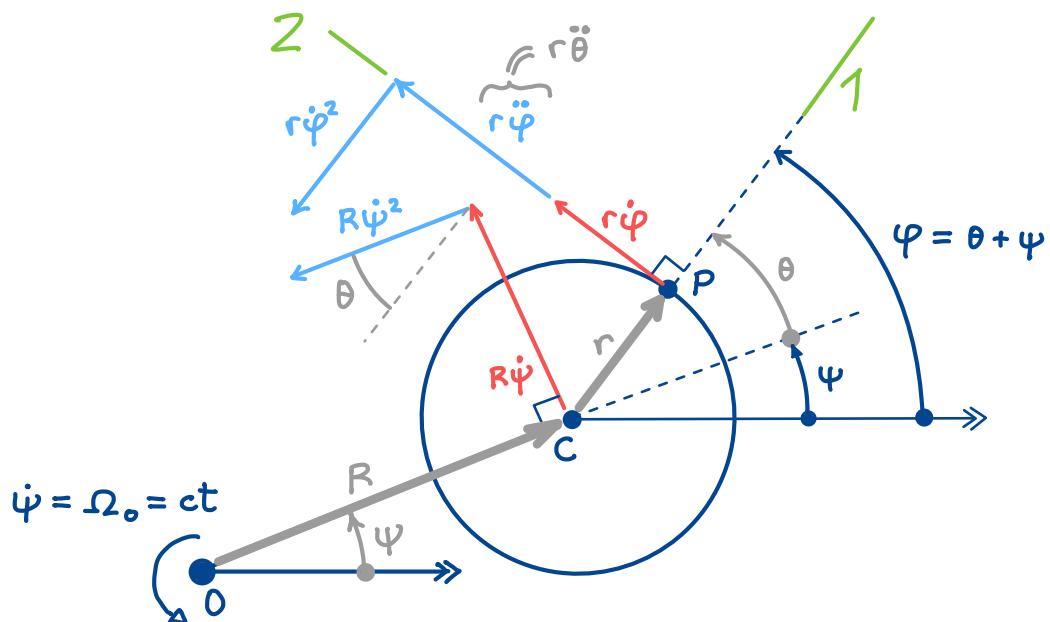
$$\left[ \sum \bar{F}_{\rightarrow P} \right]_2 = \bar{0}$$

$$\left[ \bar{a}_T(P) \right]_2$$

Només ens cal  $\bar{a}_T(P)$  en dir. 2  $\Rightarrow$  Si podem, entarem el càlcul de les altres components.

calculem  $\bar{a}_T(P)$  derivant  $\bar{OP} = \bar{OC} + \bar{CP}$  geomètricament:

$$\bar{OP} = \bar{OC} + \bar{CP} = (\rightarrow_R) + (\uparrow_r)$$



$$\bar{v}_T(P) = \underbrace{(\uparrow R\dot{\psi})}_{\text{Sols canvia de dir., amb } \odot\dot{\psi}} + \underbrace{(\leftarrow r\dot{\phi})}_{\text{Canvia de valor i direcció (amb } \odot\dot{\phi}\text{)}}$$

$$\dot{\psi} = \Omega_0 = ct$$

$$\ddot{\phi} = \ddot{\theta} + \ddot{\psi} = \ddot{\theta}$$

$$\bar{a}_T(P)_2 = \underbrace{(\leftarrow r\ddot{\phi})}_{\text{vecs. blaus en dir. 2}} + \left( \leftarrow R\dot{\psi}^2 \sin\theta \right) = \left[ \leftarrow (r\ddot{\theta} + R\Omega_0^2 \sin\theta) \right]$$

$2^a LN]_2$

$$\bar{0} = m \left[ \leftarrow (r\ddot{\theta} + R\Omega_0^2 \sin\theta) \right]$$



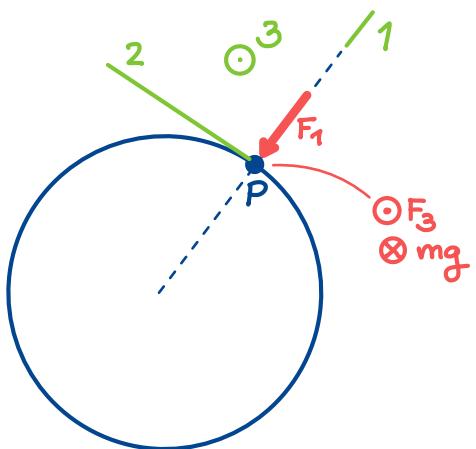
$$0 = r\ddot{\theta} + R\Omega_0^2 \sin\theta$$

Eq. mov. coord.  $\theta$   
(EDO no lineal)

## Força de la guia sobre P

$$\bar{F}_{\text{guia} \rightarrow P} = (\leftarrow F_1) + (\odot F_3)$$

La 2<sup>a</sup> LN en dir. 1 ens donarà  $F_1$ . I en dir. 3 ens donarà  $F_3$ :



$2^a \text{LN}]_1 :$

$$(\leftarrow F_1) = m \bar{a}_T(P)]_1$$

$$\bar{a}_T(P)]_1 = \underbrace{(\leftarrow r\dot{\varphi}^2) + (\leftarrow R\dot{\psi}^2 \cos \theta)}_{\text{vecs. blaus en dir. 1}} = [\leftarrow (r\dot{\varphi}^2 + R\Omega_0^2 \cos \theta)]$$

vecs. blaus en dir. 1 ← v. dibuix pàg. anterior

$$F_1 = m (r\dot{\varphi}^2 + R\Omega_0^2 \cos \theta) \quad (\text{on } \dot{\varphi} = \dot{\theta} + \Omega_0)$$

$2^a \text{LN}]_3 :$

$$(\odot F_3) + (\otimes mg) = m \cdot \bar{o}$$

$$F_3 = mg$$

Obs: el sentit genèric positiu de  $F_1$  i  $F_3$  és l'assumit al dibuix de dalt.

Suggències per practicar :

- Calculau  $\bar{a}_T(P)$  per comp. moviments i verifiqueu que surt el mateix resultat.
- Trobeu les configuracions d'equilibri  $\theta_{eq}$  i determineu si són estables o inestables
- Si són estables, trobeu la freqüència de les oscil·lacions.