

# Fisica I

Paolo Bettelini

## Contents

<b>1</b>	<b>Introduzione</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Vettori spostamento</b>	<b>1</b>
<b>3</b>	<b>Sistemi di coordinate</b>	<b>2</b>
<b>4</b>	<b>Cinematica</b>	<b>4</b>
<b>5</b>	<b>Leggi orarie</b>	<b>4</b>
<b>6</b>	<b>Moto arbitrario</b>	<b>5</b>
<b>7</b>	<b>Relatività</b>	<b>6</b>
<b>8</b>	<b>Dinamica</b>	<b>10</b>
<b>9</b>	<b>Forze elastiche (Legge di Hooke)</b>	<b>11</b>
<b>10</b>	<b>Pendolo</b>	<b>11</b>
<b>11</b>	<b>Carrucola con due masse</b>	<b>12</b>
<b>12</b>	<b>Attriti</b>	<b>13</b>
<b>13</b>	<b>Forze apparenti</b>	<b>14</b>
<b>14</b>	<b>Esercizi</b>	<b>16</b>
14.1	17 ottobre . . . . .	16
14.2	24 ottobre . . . . .	20
14.3	31 ottobre . . . . .	24
14.4	9 novembre . . . . .	25

## 1 Introduzione

## 2 Vettori spostamento

- vettore spostamento: direzione, verso, lunghezza;
- somma di vettori;
- moltiplicazione con scalare reale  $\vec{a} + (-\vec{a}) = \vec{0}$ ;
- modulo di un vettore;

**Proposition** Proprietà distributiva del prodotto rispetto alla somma vettoriale

$$\alpha(\vec{a} + \vec{b}) = \alpha\vec{a} + \alpha\vec{b}$$

### 3 Sistemi di coordinate

Il punto di origine è il posto in cui viene posizionato l'osservatore. I sistemi di coordinate trattati sono esclusivamente cartesiani e con basi ortogonali. L'osservatore ha i versori delle direzioni.

Si possono quindi individuare le componenti di un vettore lungo le sue direzioni, ossia le proiezioni ortogonali dei vettori lungo gli assi cartesiani. Di conseguenza, le coordinate di un vettore hanno senso solamente rispetto ad una base.

**Definizione Prodotto scalare**

Il prodotto scalare fra due vettori risulta in un numero reale (in uno spazio euclideo  $\mathbb{R}^n$ )

$$\vec{a} \cdot \vec{b} \in \mathbb{R}$$

Dato l'angolo  $\theta$  fra  $\vec{a}$  e  $\vec{b}$ ,

$$\vec{a} \cdot \vec{b} = |\vec{a}| \cdot |\vec{b}| \cdot \cos \theta$$

Chiaramente il prodotto scalare è commutativo.

**Proposition** Proprietà distributiva del prodotto scalare rispetto alla somma

$$\vec{c} \cdot (\vec{a} + \vec{b}) = \vec{c} \cdot \vec{a} + \vec{c} \cdot \vec{b}$$

**Proposition** Prodotto vettoriale con componenti

TODO....

Da qui possiamo notare che il prodotto scalare ha lo stesso risultato per ogni base ortonormata.

**Definizione Prodotto vettoriale**

Il prodotto scalare fra due vettori risulta in un vettore (in uno spazio euclideo  $\mathbb{R}^n$ )

$$\vec{a} \wedge \vec{b} \in \mathbb{R}$$

Dato l'angolo  $\theta$  fra  $\vec{a}$  e  $\vec{b}$ , il risultato è un vettore con modulo

$$|\vec{a} \wedge \vec{b}| = |\vec{a}| |\vec{b}| \sin \theta$$

e direzione normale al piano formato da  $\vec{a}$  e  $\vec{b}$ . Convenzionalmente, il verso del vettore normale è scelto secondo la regola della mano destra.

**Proposition** Proprietà del prodotto vettoriale

1.  $\vec{a} \wedge \vec{b} = -\vec{b} \wedge \vec{a}$ ;
2.  $(\gamma \vec{a}) \wedge \vec{b} = \gamma(\vec{a} \wedge \vec{b})$ ;
3.  $(\vec{a} + \vec{b}) \wedge \vec{c} = \vec{a} \wedge \vec{c} + \vec{b} \wedge \vec{c}$

Consideriamo  $\vec{a}$  e  $\vec{b}$ , allora

$$\begin{aligned}\vec{a} &= a_x \hat{x} + a_y \hat{y} + a_z \hat{z} \\ \vec{b} &= b_x \hat{x} + b_y \hat{y} + b_z \hat{z}\end{aligned}$$

Sapendo che

$$\begin{aligned}\hat{x} \wedge \hat{y} &= \hat{z} \\ \hat{x} \wedge \hat{z} &= -\hat{y} \\ \hat{y} \wedge \hat{z} &= \hat{x}\end{aligned}$$

Possiamo eseguire il prodotto esplicitamente

$$\begin{aligned}\vec{a} \wedge \vec{b} &= a_x b_y \hat{z} + a_x b_z (-\hat{y}) + a_y b_x (-\hat{z}) + a_y b_z \hat{x} + a_z b_x \hat{y} + a_z b_y (-\hat{x}) \\ &= [a_y b_z - a_z b_y] \hat{x} + [a_z b_x - a_x b_z] \hat{y} + [a_x b_y - a_y b_x] \hat{z}\end{aligned}$$

## 4 Cinematica

La cinematica è la parte della meccanica che descrive il moto di un punto materiale. Per descrivere il moto di un oggetto è necessario procurarsi un sistema di riferimento. Scegliamo quindi un'origine e una base ortonormata.

### Definizione Posizione

La *posizione* di un punto è rappresentata unicamente da un vettore  $\vec{r}(t)$ , che mostra lo spostamento fra l'origine e la sua posizione  $P(t)$  in un determinato istante di tempo.

Se vogliamo considerare la posizione solo nella direzione  $x$  possiamo calcolare

$$\hat{x}(t) = \vec{x}\vec{r}(t)$$

In generale

$$\vec{r}(t) = \hat{x}\vec{r}(t) + \hat{y}\vec{r}(t) + \hat{z}\vec{r}(t)$$

La relazione fra due osservatori diversi è data da  $\vec{R} + \vec{r}'(t) = \vec{r}(t)$ .

La velocità è quindi relativa a due posizioni  $P(t)$  e  $P(t + \Delta t)$ . Lo spostamento è  $\vec{r}(t + \Delta t) = \vec{r}(t) + \vec{s}(t)$ .

### Definizione Velocità

La *velocità* di un punto rappresenta lo spostamento che il punto materiale percorre in un unità di tempo  $\vec{v}(t)$ . Allora la velocità è definita come

$$\vec{v}(t) = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\vec{s}}{\Delta t} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\vec{r}(t + \Delta t) - \vec{r}(t)}{\Delta t} = \frac{d\vec{r}(t)}{dt}$$

Il vettore della velocità si orienta verso la tangente della curva (cioè nella direzione in cui si sta spostando). Chiaramente la derivata può essere separata nelle componenti

$$\vec{v}(t) = v_x \hat{x} + v_y \hat{y} + v_z \hat{z}$$

dove possiamo anche dire che

$$v_x(t) = \frac{dx(t)}{dt}$$

### Definizione Accelerazione

L'*accelerazione* di un punto rappresenta il cambiamento istantaneo della velocità

$$\vec{a}(t) = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\vec{v}(t + \Delta t) - \vec{v}(t)}{\Delta t}$$

## 5 Leggi orarie

### Proposition Caduta da una altezza

Il tempo di caduta di un oggetto da un'altezza  $h$ , soggetto a gravità costante  $g$  è dato da

$$t_{\text{caduta}} = \sqrt{\frac{2h}{g}}$$

con velocità

$$-\sqrt{2gh}$$

## 6 Moto arbitrario

Consideriamo un moto arbitrario  $\vec{r}(t)$ . Questo vettore punta sempre alla posizione dell'oggetto. La sua velocità  $\vec{v}(t) = \frac{d\vec{r}(t)}{dt}$  è un vettore sempre nella direzione della traiettoria. Definiamo allora il versore tangente

$$\hat{T}(t)v(t) = \vec{v}(t)$$

Abbiamo allora che

$$\vec{a}(t) = \frac{d}{dt} \left( v(t)\hat{T}(t) \right) = \frac{dv(t)}{dt}\hat{T}(t) + v(t)\frac{d\hat{T}(t)}{dt} = a_t(t)\hat{T}(t) + v(t)\frac{d\hat{T}(t)}{dt}$$

La prima componente,  $\frac{dv(t)}{dt}\hat{T}$ , è chiamata *accelerazione tangenziale* mentre il secondo *accelerazione centripeta* (entrambi sono perpendicolari fra di loro).

Per studiare il significato di tale termine, cominciamo partendo dall'identità  $\hat{T}(t) \cdot \hat{T}(t) = 1$ . Allora,

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \left( \hat{T}(t) \cdot \hat{T}(t) \right) &= 0 \\ \frac{d\hat{T}(t)}{dt} \cdot \hat{T}(t) + \hat{T}(t) \cdot \frac{d\hat{T}(t)}{dt} &= 0 \\ \hat{T}(t) \cdot \frac{d\hat{T}(t)}{dt} &= 0 \end{aligned}$$

Dall'analisi differenziale troviamo che

$$\left| \frac{d\hat{T}(t)}{dt} \right| = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{dl}{\Delta t}$$

e l'arco di circonferenza

$$s = R d\theta$$

dove  $R$  è la lunghezza della retta fino al punto di rotazione (raggio di curvatura, ossia il raggio del cerchio osculatore). Mettendo assieme queste due informazioni troviamo che

$$\left| \frac{d\hat{T}(t)}{dt} \right| = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \left[ \frac{S}{\Delta t} \frac{1}{R} \right] = \frac{v}{R}$$

Adesso possiamo scrivere

$$\vec{a}(t) = \frac{dv}{dt}\hat{T} + v\frac{d\hat{T}}{dt} = \frac{dv}{dt}\hat{T} + \frac{v^2}{R}\hat{N}$$

e quindi  $\frac{dv}{dt}$  è la componente tangenziale e  $\frac{v^2}{R}$  quella centripeta. Notiamo che l'accelerazione centripeta è più piccola più il cerchio è grande, quindi nulla quando andiamo dritti.

Nel caso specifico del moto circolare,

$$\vec{a} = -\omega^2 \vec{r} = \frac{v^2}{R}\hat{N}$$

con  $\omega = \frac{v}{R}$ .

## 7 Relatività

### Esercizio Moto di precessione

Consider  $\vec{a}(t)$  and  $\vec{w}$  fixed with the condition that

$$\frac{d\vec{a}}{dt} = \vec{w} \wedge \vec{a}$$

We first note that  $|\vec{a}(t)|$  is constant. We have that

$$\frac{d}{dt}|\vec{a}(t)|^2 = \frac{d}{dt}\vec{a} \cdot \vec{a} = \vec{a} \frac{d\vec{a}}{dt} + \frac{d\vec{a}}{dt} \vec{a} = 2\vec{a} \frac{d\vec{a}}{dt} = 2\vec{a} \cdot (\vec{w} \wedge \vec{a}) = 0$$

We define our cartesian system with the condition that  $\hat{z}$  has the direction direction and length as  $\vec{w}$ , thus  $\vec{w} = w\hat{z}$ . As a second fact we have that  $a_z$  is independent of time. Indeed,

$$\frac{da_z}{dt} = \frac{d\vec{a} \cdot \hat{z}}{dt} = \hat{z} \frac{d\vec{a}}{dt} = \hat{z} \cdot (\vec{w} \wedge \vec{a}) = 0$$

so it is constant. Geometrically,  $\vec{a}$  creates a cone. Now,  $\vec{a}_\perp^2 = a^2 - a_z^2$  which is independent of  $t$ , and  $a_x = a_\perp \cos \phi$  where  $\phi$  is the angle between  $\hat{x}$  and the projection  $a_\perp$  (on the  $xy$  plane).

$$\begin{cases} a_x(t) = a_\perp \cos \phi(t) \\ a_y(t) = a_\perp \sin \phi(t) \\ a_z \end{cases}$$

We now have

$$\begin{aligned} \frac{da_x}{dt} &= (\vec{w} \wedge \vec{a})_x = -\omega a_y \\ \frac{da_y}{dt} &= (\vec{w} \wedge \vec{a})_y = \omega a_x \\ \frac{da_z}{dt} &= (\vec{w} \wedge \vec{a})_z = 0 \end{aligned}$$

We can substitute the parametrization

$$\begin{aligned} \frac{da_x}{dt} &= -\omega a_y \implies a_\perp (-\sin(\phi(t))) \cdot \frac{d\phi}{dt} = -\omega a_\perp \sin \phi(t) \\ \frac{da_y}{dt} &= \omega a_x \implies a_\perp \cos(\phi(t)) \cdot \frac{d\phi}{dt} = \omega a_\perp \cos \phi(t) \\ \frac{da_z}{dt} &= 0 \end{aligned}$$

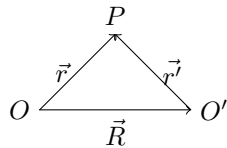
We note that simplifying these equations yields the same equation

$$\begin{aligned} \frac{d\phi}{dt} &= \omega \\ \frac{d\phi}{dt} &= \omega \end{aligned}$$

for  $a_\perp \neq 0$ , which is obvious given the relation that we had established. Thus, the final solution is  $\phi(t) = \phi_0 + \omega t$ . In conclusion,

$$\begin{cases} a_x = a_\perp \cos(\omega t + \phi_0) \\ a_y = a_\perp \sin(\omega t + \phi_0) \\ a_z = a_z \end{cases}$$

Vogliamo mettere in relazione la descrizione del moto di un punto materiale con le osservazioni fatte da due osservatori  $O$  e  $O'$ . Definiamo  $\vec{r}(t)$  come l'osservazione di  $O$  e  $\vec{r}'(t)$  come quella di  $O'$ . Definiamo anche  $\vec{r}(t) = \vec{R}(t) + \vec{r}'(t)$ .



Definiamo gli assi  $\hat{x}$ ,  $\hat{y}$  e  $\hat{z}$  per l'osservatore  $O$  e  $\hat{u}_1$ ,  $\hat{u}_2$  e  $\hat{u}_3$  per  $O'$ . Chiaramente, questi versori sono dipendenti dal tempo per l'osservatore che non le usa (a meno che i due osservatori non coincidano). Dato questo sistema, abbiamo allora

$$\vec{r}'(t) = \sum_{i=1}^3 x'_i(t) \hat{u}_i(t)$$

Abbiamo allora che

$$\begin{aligned} \frac{d\vec{r}'(t)}{dt} &= \sum_{i=1}^3 \frac{dx'_i(t)}{dt} \hat{u}_i(t) + \frac{d\hat{u}_i(t)}{dt} x'_i(t) \\ &= \sum_{i=1}^3 \frac{dx'_i(t)}{dt} \hat{u}_i(t) + \sum_{i=1}^3 \frac{d\hat{u}_i(t)}{dt} x'_i(t) \end{aligned}$$

The first term

$$\sum_{i=1}^3 \frac{dx'_i(t)}{dt} \hat{u}_i(t) = \vec{v}'(t)$$

is what  $O'$  perceives as the velocity,  $\vec{v}'(t)$ . Il termine dice di quanto cambiano le coordinate nel sistema di riferimento di  $O'$ , ossia la sua velocità. Il secondo termine

$$\sum_{i=1}^3 \frac{d\hat{u}_i(t)}{dt} x'_i(t)$$

compensa il primo. Abbiamo quindi che

$$\vec{v} = \vec{V} + \vec{v}'(t) + \sum_{i=1}^3 \frac{d\hat{u}_i(t)}{dt} x'_i(t)$$

### Teorema

Esiste un vettore  $\vec{\omega}(t)$  tale che

$$\frac{d\hat{u}_i}{dt} = \vec{\omega}(t) \wedge \hat{u}_i$$

Ciò vorrebbe dire che la terna di assi sta precedendo attorno alla direzione di  $\vec{\omega}$ . Tutte e 3 i versori stanno ruotando attorno allo stesso asse (infatti, non vi è l'indice  $i$  nel termine  $\vec{\omega}$ ). Tuttavia, il vettore  $\vec{\omega}$  stesso non è costante. Per dimostrare ciò, dobbiamo dare la forma di  $\vec{\omega}$ :

$$\vec{\omega}(t) = \frac{1}{2} \sum_{j=1}^3 \hat{u}_j \wedge \frac{d\hat{u}_j}{dt}$$

Sostituendo otteniamo

$$\begin{aligned}
\vec{v} &= \vec{V} + \vec{v}'(t) + \sum_{i=1}^3 x'_i(\vec{\omega} \wedge \hat{u}_i) \\
&= \vec{V} + \vec{v}'(t) + \vec{\omega} \wedge \sum_{i=1}^3 x'_i \hat{u}_i \\
&= \vec{V} + \vec{v}'(t) + \vec{\omega} \wedge \vec{r}'(t)
\end{aligned}$$

Verifichiamo che la forma di  $\vec{\omega}$  soddisfi la condizione data, quindi

$$\begin{aligned}
(\vec{\omega} \wedge \hat{u}_i)_x &= \omega_y u_i^z - \omega_z u_i^y \\
&= \frac{1}{2} \sum_{j=1}^3 \left\{ u_i^z \left[ u_j^x \frac{du_j^x}{dt} - u_j^y \frac{du_j^z}{dt} \right] - u_i^y \left[ u_j^x \frac{du_j^y}{dt} - u_j^z \frac{du_j^x}{dt} \right] \right\} \\
&= \frac{1}{2} \sum_{j=1}^3 \left\{ \frac{du_j^x}{dt} [u_i^z u_j^z + u_i^y u_j^y] - \frac{du_j^y}{dt} u_i^y u_j^x - \frac{du_j^z}{dt} u_i^z u_j^x \right\} \\
&= \frac{1}{2} \sum_{j=1}^3 \left\{ \frac{du_j^x}{dt} [\hat{u}_i \cdot \hat{u}_j - u_i^x u_j^x] - \frac{du_j^y}{dt} u_i^y u_j^x - \frac{du_j^z}{dt} u_i^z u_j^x \right\} \\
&= \frac{1}{2} \sum_{j=1}^3 \left\{ \frac{du_j^x}{dt} [\delta_{i,j} - u_i^x u_j^x] - \frac{du_j^y}{dt} u_i^y u_j^x - \frac{du_j^z}{dt} u_i^z u_j^x \right\} \\
&= \frac{1}{2} \sum_{j=1}^3 \left\{ \frac{du_j^x}{dt} \delta_{i,j} - u_j^x \left[ u_i^x \frac{du_j^x}{dt} + \frac{du_j^y}{dt} u_i^y + \frac{du_j^z}{dt} u_i^z \right] \right\} \\
&= \frac{1}{2} \frac{du_i^x}{dt} - \frac{1}{2} \sum_{j=1}^3 u_j^x \left[ u_i^x \frac{du_j^x}{dt} + \frac{du_j^y}{dt} u_i^y + \frac{du_j^z}{dt} u_i^z \right] \\
&= \frac{1}{2} \frac{du_i^x}{dt} - \frac{1}{2} \sum_{j=1}^3 u_j^x \left[ \hat{u}_i \cdot \frac{d\hat{u}_j}{dt} \right]
\end{aligned}$$

Siccome

$$0 = \frac{\hat{u}_i}{dt} \cdot \hat{u}_j + \hat{u}_i \frac{\hat{u}_j}{dt}$$

Allora

$$\hat{u}_i \frac{\hat{u}_j}{dt} = -\frac{\hat{u}_i}{dt} \cdot \hat{u}_j$$

e quindi

$$\begin{aligned}
(\vec{\omega} \wedge \hat{u}_i)_x &= \omega_y u_i^z - \omega_z u_i^y \\
&= \frac{1}{2} \frac{du_i^x}{dt} + \frac{1}{2} \sum_{j=1}^3 u_j^x \left[ \hat{u}_j \cdot \frac{d\hat{u}_i}{dt} \right] \\
&= \frac{1}{2} \frac{du_i^x}{dt} + \frac{1}{2} \frac{du_i^x}{dt} \\
&= \frac{du_i^x}{dt}
\end{aligned}$$

Abbiamo quindi che

$$(\vec{\omega} \wedge \hat{u}_i)_x = \frac{du_i^x}{dt} \quad (\vec{\omega} \wedge \hat{u}_i)_y = \frac{du_i^y}{dt} \quad (\vec{\omega} \wedge \hat{u}_i)_z = \frac{du_i^z}{dt}$$



Tornando alla velocità,

$$\begin{aligned}
\vec{v} &= \vec{V} + \vec{v}' + \sum_{i=1}^3 x'_i (\vec{\omega} \wedge \hat{u}_i) \\
&= \vec{V} + \vec{v}' + \vec{\omega} \wedge \sum_{i=1}^3 x'_i \hat{u}_i \\
&= \vec{V} + \vec{v}' + \vec{\omega} \wedge \vec{r}'
\end{aligned}$$

Troviamo ora la medesima relazione per l'accelerazione. Siccome

$$\begin{aligned}
\frac{d\vec{v}'}{dt} &= \sum_{i=1}^3 \left[ \frac{d^2 x'_i}{dt^2} \hat{u}_i + \frac{dx'_i}{dt} \frac{d\hat{u}_i}{dt} \right] \\
&= \vec{a}' + \sum_{i=1}^3 \frac{dx'_i}{dt} \frac{d\hat{u}_i}{dt} \\
&= \vec{a}' + \sum_{i=1}^3 \frac{dx'_i}{dt} (\vec{\omega} \wedge \hat{u}_i) \\
&= \vec{a}' + \vec{\omega} \wedge \sum_{i=1}^3 \frac{dx'_i}{dt} \hat{u}_i \\
&= \vec{a}' + \vec{\omega} \wedge \vec{v}'
\end{aligned}$$

Possiamo trovare l'accelerazione

$$\begin{aligned}
\vec{a} &= \vec{A} + \frac{d\vec{v}'}{dt} + \frac{d\vec{\omega}}{dt} \wedge \vec{r}' + \vec{\omega} \wedge \frac{d\vec{r}'}{dt} \\
&= \vec{A} + \vec{a}' + 2\vec{\omega} \wedge \vec{v}' + \frac{d\vec{\omega}}{dt} \wedge \vec{r}' + \vec{\omega} \wedge (\vec{\omega} \wedge \vec{r}')
\end{aligned}$$

L'ultimo termine  $\vec{\omega} \wedge (\vec{\omega} \wedge \vec{r}')$  è l'accelerazione centrifuga. Il termine  $2\vec{\omega} \wedge \vec{v}'$  è l'accelerazione di Coriolis.

## 8 Dinamica

**Principio di relatività:** Non esiste nessun esperimento in grado di decidere se noi siamo in quiete rispetto allo spazio assoluto o ci stiamo muovendo in un moto rettilineo uniforme. Alternativamente, tutte le leggi della fisica sono equivalenti indipendentemente dalla direzione dell'esperimento e dal sistema di riferimento (inerziali).

Il principio della relatività risale a Galileo nel dialogo, 1632.

### Leggi di Newton:

1. un corpo mantiene il proprio stato di quiete o di moto rettilineo uniforme se non agiscono forze esterne;
2.  $\vec{F} = m\vec{a}$ ;
3. se un corpo 1 esercita una forza  $F_{1,2}$  su un corpo 2, allora il corpo 2 esercita una forza  $F_{2,1} = -F_{1,2}$  sul corpo 1.

La prima è in realtà un caso particolare della seconda.

L'espressione  $\vec{F} = m\vec{a}$  è una relazione fra causa ed effetto. La forza è la causa, che determina direttamente le accelerazioni.

Tuttavia, è necessario prima definire il concetto di massa. Ciò può essere fatto con una serie di esperimenti e osservazioni. Consideriamo due palline attaccate ai capi di una molla:

1.  $\vec{a}_1 \neq 0 \implies \vec{a}_2 \neq 0$ ;
2.  $\vec{a}_1$  e  $\vec{a}_2$  hanno verso opposto;
3. il rapporto

$$\frac{|\vec{a}_1|}{|\vec{a}_2|}$$

è indipendente dalla interazione, bensì solamente dalle caratteristiche delle particelle;

4. se i due corpi sono dello stesso materiale, ma di volumi diversi, allora

$$\frac{|\vec{a}_1|}{|\vec{a}_2|} = \frac{V_2}{V_1}$$

Allora, per ogni coppia di corpi, definiamo

$$\frac{m_2}{m_1} = \frac{|\vec{a}_1|}{|\vec{a}_2|}$$

Dobbiamo quindi scegliere una massa di base sulla quale basare le altre misure. Sperimentalmente, troviamo anche che  $\vec{F}_1 + \vec{F}_2 = m(\vec{a}_1 + \vec{a}_2)$ .

Conservazione della quantità di moto

$$\vec{Q} = m\vec{v}$$

e

$$\vec{Q} = \vec{Q}_1 + \vec{Q}_2 = m_1\vec{v}_1 + m_2\vec{v}_2$$

La derivata della quantità di moto è data da

$$\frac{d\vec{Q}}{dt} = m_1 \frac{d\vec{v}_1}{dt} + m_2 \frac{d\vec{v}_2}{dt} = m_1\vec{Q}_1 + m_2\vec{Q}_2$$

Il vettore della quantità di moto nel tempo, di due moti che interagiscono fra di loro, è sempre il medesimo, e quindi si conserva.

## 9 Forze elastiche (Legge di Hooke)

### Teorema Legge di Hooke

La forza elastica è data da

$$\vec{F}_e = -k\vec{x}$$

dove  $\vec{x}$  è il vettore di elongazione e  $k$  è la costante elastica. Il segno negativo indica che la forza è una forza di richiamo.

In realtà questa è un'approssimazione lineare, e presume quindi che lo spostamento sia piccolo.

Spesso viene indicata la quantità di pulsazione

$$\omega^2 = \frac{k}{m}$$

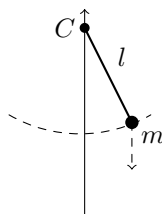
Il significato deriva dalla soluzione dell'equazione differenziale  $ma_x = F_x$ ,

$$\frac{d^2x}{dt^2} = -\omega^2 x$$

da cui deriva

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

## 10 Pendolo



Chiaramente,  $\vec{F} = -mg\hat{z}$ . Il corpo è vincolato ad un percorso sul cerchio con centro il perno. La posizione del punto è univocamente determinata dal raggio e dal suo angolo  $\theta$  rispetto al perno. Dal disegno notiamo che

$$F_N = T - mg \cos \theta$$

mentre

$$F_T = -mg \sin \theta$$

in quanto la tensione del filo non ha componenti tangenziali. Sappiamo che per un moto arbitrario, la sua accelerazione può sempre essere scritta in termini dell'accelerazione tangenziale e quella normale  $\vec{a} = \vec{a}_T + \vec{a}_N$ . Allora,

$$\begin{cases} m \frac{v^2}{R} = T - mg \cos \theta \\ m \frac{dv}{dt} = -mg \sin \theta \end{cases}$$

in questo caso il raggio di curvatura  $R$  è precisamente il raggio della circonferenza. La distanza percorsa dal punto è  $s = l\Delta\theta$  e quindi

$$v = l \frac{d\theta}{dt}$$

Sostituendo, troviamo la tensione del filo in funzione di  $\theta$ , dove  $\theta$  viene data dalla seconda equazione

$$\begin{cases} T = ml \left( \frac{d\theta}{dt} \right)^2 + mg \cos \theta \\ \frac{d^2\theta}{dt^2} = -\frac{g}{l} \sin \theta \end{cases}$$

Possiamo notare che il primo termine della tensione si annulla ai due estremi. Il secondo termine diventa negativo quando la pallina si trova sopra la semicirconferenza. Infatti, in tale caso la tensione è negativa,

e il cavo esercita tensione opposta rispetto all'altro caso, in quanto deve contrastare il tentativo della pallina di accorciarlo. Se la velocità iniziale è sufficientemente alta, la tensione è comunque positiva se la pallina si trova nella parte superiore della circonferenza (come quando esegue un giro completo), in tal caso la pallina sta comunque cercando di allungare il cavo.

Troviamo quindi la funzione  $\theta$ . Per farlo, notiamo che per piccoli angoli l'equazione è approssimativamente una funzione lineare. Quindi,

$$\theta = \theta_0 \cos(\omega t + \varphi), \quad \omega = \sqrt{\frac{g}{l}}$$

con  $\varphi = 0$  (siccome la velocità iniziale è zero, il vincolo annulla la costante). L'equazione senza l'approssimazione lineare non ha forma chiusa.

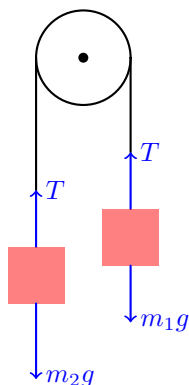
L'equazione del pendolo

$$\frac{d^2\theta}{dt^2} = -\sin\theta$$

può essere scomposta in due equazioni differenziali del primo ordine importando  $x = y$  e  $y = \frac{d\theta}{dt}$  e quindi

$$\begin{cases} \frac{dx}{dt} = y \\ \frac{dy}{dt} = -\sin x \end{cases}$$

## 11 Carrucola con due masse



Abbiamo  $a_2 = -a_1$

$$\begin{cases} m_1 a_1 = T - m_1 g \\ -m_2 a_1 = T - m_2 g \end{cases}$$

## 12 Attriti

Se la velocità di un oggetto è nulla, la forza di attrito esercitata su di esso è anch'essa nulla. In caso contrario, per velocità relativamente basse, la forza è data da  $\vec{F}_a = -\gamma\vec{v}$ .

In un liquido con viscosità  $\eta$ , dalla legge di Stokes, una sfera di raggio  $a$  (con superficie perfettamente rigida che non ha interazioni con il fluido) ha coefficiente di attrito

$$\gamma = 6\pi\eta a$$

Consideriamo il moto di un oggetto affetto solamente dalla forza di attrito. Allora  $-\gamma v = ma$ . L'equazione differenziale che governa il moto è quindi

$$\frac{dv}{dt} = -\frac{\gamma}{m}v$$

e quindi

$$v(t) = v_0 e^{\lambda t}, \quad \lambda = -\frac{\gamma}{m}$$

e il moto

$$x(t) = \frac{v_0}{\lambda} e^{\lambda t} + x_0, \quad \lambda = -\frac{\gamma}{m}$$

Ma siccome  $x(0) = 0$ , allora  $x_0 = -\frac{v_0}{\lambda}$  e quindi

$$x(t) = v_0 \frac{m}{\gamma} \left[ 1 - e^{-\frac{\gamma}{m}t} \right]$$

La velocità tende a zero senza toccarlo, ma la posizione è finita.

Un oggetto che cade ha forza  $F_z = -mg - \gamma v_z = ma_z = m \frac{dv_z}{dt}$ . E quindi l'equazione differenziale è

$$\frac{dv_z}{dt} = -g - \frac{\gamma}{m}v_z$$

e quindi

$$v_z(t) = g \frac{m}{\gamma} \left[ e^{-\frac{\gamma}{m}t} - 1 \right]$$

Un oggetto su un piano al quale viene applicata una forza, subirà la forza inversa dell'attrito dove  $|\vec{F}_A| = \mu R$  dove  $\mu$  è un coefficiente adimensionale che dipende dalla natura delle due superfici e  $R$  è la reazione vincolare. **NON** è proporzionale alla massa, ma la reazione vincolare è certamente legata alla massa. La reazione vincolare deve essere tale da compensare esattamente la forza peso. Quindi, la reazione vincolare è  $mg$ . È importante notare che potrebbe esserci il caso  $g = 0$ , dove non vi è attrito, e quindi non è proporzionale alla massa. I coefficienti di attrito distinguono in quello statico e quello dinamico. Quello statico è legato alla minima forza che bisogna applicare per mettere in moto un oggetto, mentre quello dinamico è legato al movimento dell'oggetto stesso. In generale  $\mu_S > \mu_D$ .

Il coefficiente di attrito deriva dal fatto che le superfici di contatto siano ruvide; solamente una piccola porzione delle due superfici macroscopiche sono effettivamente a contatto. Questo è anche il motivo per il quale il coefficiente di attrito statico è generalmente maggiore di quello dinamico, ossia il fatto che bisogna applicare sufficiente energia per rompere i punti di blocco fra le due superfici. I coefficienti di attrito non dipendono dall'area di appoggio (infatti, a parità di massa ma differenza di area superficiale i coefficienti di attrito sono equivalenti).

Nel piano inclinato il corpo si muove solamente se  $mg \sin \alpha > \mu_S mg \cos \alpha$  ossia  $\tan \alpha > \mu_S$ . Una volta in movimento l'accelerazione è data da  $g \cos \alpha [\tan \alpha - \mu_D] > 0$ . Questo tipo di attrito non dipende dalla velocità.

## 13 Forze apparenti

Consideriamo osservatori  $O$  e  $O'$  dove  $O$  possiede un sistema di riferimento inerziale, e quindi può necessariamente usare le leggi della dinamica. Abbiamo quindi la relazione

$$\vec{F} = m\vec{a} = m \left[ \vec{A} + \vec{a}' + 2\vec{\omega} \wedge \vec{v}' + \frac{d\vec{\omega}}{dt} \wedge \vec{r}' + \vec{\omega} \wedge (\vec{\omega} \wedge \vec{r}') \right]$$

### Definizione Forza apparente

La *forza apparente* è data da

$$\vec{F}_{\text{app}} = -m\vec{a} = m \left[ \vec{A} + \vec{a}' + 2\vec{\omega} \wedge \vec{v}' + \frac{d\vec{\omega}}{dt} \wedge \vec{r}' + \vec{\omega} \wedge (\vec{\omega} \wedge \vec{r}') \right]$$

e quindi

$$\vec{F} + \vec{F}_{\text{app}} = m\vec{a}'$$

In tal maniera, l'osservatore del sistema non inerziale può usare le leggi di Newton, purché oltre alle forze vere vengano aggiunte le forze apparenti. In questo caso, le forze non hanno responsabile, ma solamente perché il sistema di riferimento non è inerziale. Le forze di Coriolis e quella centrifuga mantengono lo stesso nome. Quando una macchina frena e io vengo spinto in avanti, la forza è apparente se descrivo il sistema di riferimento come non-inerziale.

Nel caso della terra, la forza di Coriolis è data da

$$\vec{F}_c = -m\vec{\omega} \wedge (\vec{\omega} \wedge \vec{r})$$

È sempre ortogonale all'asse di rotazione (l'equatore). Il suo modulo è dato da

$$F_c = m\omega^2 R \sin \alpha$$

dove  $\alpha$  è l'angolo compreso e  $R$  il raggio della terra. La componente verticale è  $m\omega^2 R \sin^2 \alpha$ .

### Esempio Esempio

Montiamo una carrucola con un peso al soffitto di un ascensore che sta salendo con accelerazione  $A$ . Tiriamo la corda verso il basso per far salire il peso con una velocità costante (rispetto a noi). Sul peso agisce la forza peso  $-mg$  e la tensione del filo  $T$ . Siccome sto descrivendo il peso in un sistema di riferimento non inerziale, avrò una forza apparente che agisce su di lei, ossia  $-mA$ . Quindi

$$F = -mg + T - mA = 0$$

in quanto il moto si muove di moto rettilineo uniforme nel mio sistema. Quindi la tensione del filo

$$T = m(g + A)$$

(viene sottoposto ad una tensione maggiore per via del moto accelerato dell'ascensore). Quindi, a causa dell'accelerazione verso l'alto devi esercitare più forza per far salire il peso.

### Esempio Esempio

Consideriamo un osservatore  $O'$  solidale ad un'asta che ruota con una certa velocità angolare  $\omega$ . Sull'asta, inseriamo un anello scorrevole inizialmente ad una certa distanza  $l_0$  dall'origine. Perché l'anello si allontana dall'origine? A parte le forze che vincola l'anello a stare sull'asta, l'osservatore non inerziale, solidale con l'asta, vede che sul corpo agisce una forza apparente (centrifuga). Questa forza apparente centrifuga è diretta nella direzione che si allontana dall'origine stando sull'asta. Il suo modulo è dato da

$$m\omega^2 x$$

dove  $c$  è la distanza. Per l'osservatore

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = m \omega^2 x$$

che ricorda l'equazione dell'oscilatore armonico. La soluzione è

$$x(t) = C_1 e^{\omega t} + C_2 e^{-\omega t}$$

Le condizioni iniziali dell'anello sono  $x(0) = l_0$  e  $v(0) = 0$ . Quindi,

$$\begin{cases} C_1 + C_2 = l_0 \\ 0 = \omega(C_1 - C_2) \end{cases} \implies a = b = \frac{l_0}{2}$$

e allora

$$x(t) = l_0 \cosh(\omega t)$$

### Teorema

Il *teorema dell'impulso* dice che il cambiamento della quantità di moto in un impulso è pari alla forza applicata per il tempo passato

$$\vec{I} \triangleq \int_{t_0}^{t_1} \vec{F} dt = m [\vec{v}(t_2) - \vec{v}(t_1)]$$

Quindi, l'impulso di una forza è la differenza di quantità di moto  $\Delta \vec{Q}(t)$ .

## 14 Esercizi

### 14.1 17 ottobre

**Esercizio** Un corpo viene lasciato cadere da una certa altezza con velocità iniziale nulla: quanto tempo  $t$  si deve attendere perché a parte da quell'istante il corpo percorra uno spazio di  $s = 20m$  nel tempo  $\tau = 1s$

La funzione di caduta è data da  $s = \frac{1}{2}at^2 + v_0t + s_0$ . Abbiamo allora

$$\begin{aligned}20 &= \int_t^{t+1} v_0 + ax \, dx \\20 &= \frac{1}{2}a(t+1)^2 - \frac{1}{2}at^2 \\40 &= a(t+1)^2 - at^2 \\40 &= a(t^2 + 2t + 1) - at^2 \\40 &= at^2 + 2at + a - at^2 \\40 &= 2at + a \\40 - a &= 2at \\t &= \frac{40 - a}{2a}\end{aligned}$$

**Esercizio** Il moto nel piano  $x, y$  di una particella è definito da

$$\begin{cases} x = \alpha t^2 + \beta t \\ y = \alpha t^2 - \beta t \end{cases}$$

Con  $\alpha = 0.1m/s^2$  e  $\beta = 1m/s$ . Si calcolino i moduli della velocità e dell'accelerazione all'istante  $\tau = 10s$

Calcoliamo le velocità

$$\begin{cases} v_x = \frac{dx}{dt} = 2\alpha t + \beta \\ v_y = \frac{dy}{dt} = 2\alpha t - \beta \end{cases}$$

e le accelerazioni

$$\begin{cases} a_x = \frac{dv_x}{dt} = 2\alpha \\ a_y = \frac{dv_y}{dt} = 2\alpha \end{cases}$$

Il modulo della velocità è pari a

$$\begin{aligned}|v| &= \sqrt{v_x^2 + v_y^2} = \sqrt{4\alpha^2 t^2 + 4\alpha\beta t + \beta^2 + 4\alpha^2 t^2 - 4\alpha\beta t + \beta^2} \\ &= \sqrt{8\alpha^2 t^2 + 2\beta^2}\end{aligned}$$

Il modulo della accelerazione è pari a

$$|a| = \sqrt{8}\alpha$$

**Esercizio** Un'automobile in moto con velocità di modulo  $v_0$  comincia a frenare e, muovendosi di moto rettilineo, si arresta in uno spazio  $l$ . Si determini l'accelerazione scalare media di frenamento nei tre casi seguenti:

1. l'accelerazione scalare ha valore  $A$  costante nel tempo: Abbiamo che  $v = v_0 + At$  e  $s =$



$v_0 t + \frac{1}{2} A t^2$ . Chiamiamo allora  $t^*$  il tempo per cui  $v = 0$ . Allora  $v_0 + A t^* = 0 \implies t^* = -\frac{v_0}{A}$ . Sostituiamo  $t^*$  nell'accelerazione media

$$a_m = \frac{v - v_0}{-t^*} = \frac{v_0}{-t^*} = A$$

2. l'accelerazione dipende dalla velocità scalare con la legge:  $a = b(v + v_0)$ . Dobbiamo trovare

$$\frac{dv}{dt} = b(v + v_0)$$

quindi

$$v = c e^{\xi t} + V \quad \frac{dv}{dt} = c \xi e^{\xi t} + V$$

con  $V = -v_0$ ,  $\xi = b$  e  $c$  libera. Siccome  $v(0) = v_0$  allora  $c = 2v_0$  e quindi  $v(t) = v_0(2e^{bt} - 1)$ . Per calcolare la posizione integriamo nuovamente

$$\frac{ds}{dt} = v_0(2e^{bt} - 1)$$

e allora

$$s(t) = \frac{2v_0}{b} e^{bt} - v_0 t + s_0$$

Siccome  $s(0) = 0 = -\frac{2v_0}{b}$ , troviamo

$$s(t) = \frac{2v_0}{b} (e^{bt} - 1) - v_0 t$$

Per il tempo di arresto abbiamo che  $v_0(2e^{bt} - 1) = 0$  e quindi  $t^* = -\frac{\ln 2}{b}$ . Quindi

$$l = s(t^*) = \frac{v_0}{b} (\ln 2 - 1)$$

$$b = \frac{v_0}{l} (\ln 2 - 1)$$

Quindi l'accelerazione media è data da

$$a_m = \frac{-v_0}{t^*} = \frac{v_0^2 \ln 2 - 1}{t \ln 2}$$

3. l'accelerazione varia linearmente nel tempo  $a = \gamma t$ : Integrando dobbiamo trovare

$$v(t) = v_0 + \frac{1}{2} \gamma t^2$$

$$s(t) = v_0 t + \frac{1}{6} \gamma t^3$$

siccome  $s_0 = 0$ . ... Infine,

$$a_m = \frac{2v_0^2}{3l}$$

**Esercizio** Un corpo di piccole dimensioni viene lanciato verticalmente verso l'alto all'istante  $t = 0$ . Nella fase di salita e in quella successiva di discesa, l'oggetto passa dalla quota  $h$ , rispetto alla posizione di lancio, agli istanti  $t_1$  e  $t_2$ , rispettivamente: si dimostri che vale la relazione  $t_1 t_2 = 2h/g$ . Si trascuri l'effetto della resistenza dell'aria sul moto del corpo.

La legge oraria è data da  $s(t) = v_0 t + \frac{1}{2} a t^2$ . Dal testo abbiamo  $s(t_1) = s(t_2) = h$  e  $a t^2 - 2v_0 t + 2h =$

0. Le soluzioni sono

$$t_1 t_2 = \frac{v_0}{a} \pm \sqrt{\frac{v_0^2}{a^2} - \frac{2h}{g}}$$

e quindi

$$t_1 t_2 = \frac{2h}{g}$$

**Esercizio** Un corpo viene lanciato orizzontalmente da altezza  $h_0$  rispetto al suolo, con velocità  $v_0$ . Trascurando la resistenza dell'aria, si calcoli:

1. la componente tangenziale  $a_T$  e quella normale  $a_N$  dell'accelerazione del corpo rispetto alla traiettoria, in un generico punto di altezza  $h$ : abbiamo che  $P_0 = (0, h_0)$  e  $\vec{v}_0 = (v_0, 0)$ . Allora

$$\begin{cases} a_x = 0 \\ a_z = -g \end{cases}$$

e

$$\begin{cases} v_x = v_0 \\ v_y = -gt \end{cases}$$

e infine

$$\begin{cases} x = v_0 t \\ z = h_0 - \frac{1}{2}gt^2 \end{cases}$$

Il vettore tangente è il vettore della velocità. Vogliamo trovare la legge che lega il tempo all'asse  $z$ . Quindi  $\vec{v} = v_0 \hat{x} - \sqrt{2g(h_0 - z)} \hat{z}$  e  $|v| = \sqrt{v_0^2 + 2g(h_0 - z)}$ . Se consideriamo  $\alpha$  come l'angolo fra il vettore di gravitazione (asse  $x$ ) e il vettore normale,

$$\cos \alpha = \frac{\vec{v} \cdot \hat{x}}{|v|} = \frac{v_0}{\sqrt{v_0^2 + 2g(h_0 - z)}}$$

che dipende da  $z$ . Proiettiamo la gravità sulle componenti, quindi  $a_T = g \sin \alpha$  e  $a_N = g \cos \alpha$ , che si calcola facilmente con la relazione pitagorica del seno e coseno.

2. lo spazio  $s$  percorso dal corpo dall'istante di lancio  $t = 0$  a quello in cui tocca il suolo:

$$\int_0^{\text{gittata}} \sqrt{1 + \left(\frac{dz}{dx}\right)^2} dx$$

**Esercizio** Una persona sale delle scale a chiochiola partendo dal piano terra all'istante  $t = 0$ . La persona si mantiene a distanza costante  $r = 2$ , dall'asse centrale delle scale e ogni secondo sale uno scalino alto  $h = 20\text{cm}$  e profondo  $d = 20\text{cm}$ . Per studiare il moto della persona si adoperi:

1. un sistema di coordinate cartesiane ortogonali;
2. un sistema di coordinate cilindriche.

Si ricavino nei due casi le equazioni della traiettoria, le legge orarie e le componenti della velocità in funzione del tempo.

1. XXX;
2. XXX.

**Esercizio** Un punto percorre una traiettoria ellittica con modulo  $V$  della velocità costante nel tempo.

Rispetto a un sistema di assi cartesiani ortogonali l'equazione dell'ellisse è

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} = 1$$

con  $a$  e  $b$  indicando i semiassi. Si calcolino le componenti  $x$  e  $y$  dell'accelerazione posseduta dal punto nella posizione  $P \equiv (x, y)$ .

XXX

**Esercizio** Si consideri un moto piano tale per cui la velocità istantanea del punto materiale mantenga sempre lo stesso angolo  $\alpha \in (0, \frac{\pi}{2})$  con la congiungente l'origine degli assi. Si ricavi la traiettoria.

XXX

## 14.2 24 ottobre

**Esercizio** Un osservatore lascia cadere un sasso in un pozzo al fine di rilevarne la profondità  $h$ . Se l'intervallo di tempo intercorrente tra l'istante iniziale e quello in cui si ode il rumore prodotto dalla collisione del sasso con il fondo del pozzo è  $\Delta t$ , quanto vale  $h$ ? Si tenga conto della velocità del suono.

Abbiamo che il tempo di caduta più il tempo del suono è pari a

$$\sqrt{\frac{2h}{g}} + \frac{h}{v_{\text{suono}}} = \Delta t$$

Risolvendo troviamo

$$\begin{aligned}\sqrt{\frac{2h}{g}} &= \Delta t - \frac{h}{v_s} \\ \frac{2h}{g} &= \left(\Delta t - \frac{h}{v_s}\right)^2 \\ \Delta t^2 + \frac{h^2}{v_s^2} - \frac{2\Delta t h}{v_s} &= \frac{2h}{g} \\ 0 &= h^2 - 2\Delta t v_s h - \frac{2v_s^2 h}{g} + \Delta t^2 v_s^2 \\ 0 &= h^2 - \left(2\Delta t v_s + \frac{2v_s^2}{g}\right)h + \Delta t^2 v_s^2 \\ h_{1,2} &= \Delta t v_s + \frac{v_s^2}{g} \left(1 \pm \sqrt{1 + \frac{2\Delta t g}{v_s}}\right)\end{aligned}$$

Di cui consideriamo quella delle due che soddisfa l'equazione iniziale

$$h = \Delta t v_s + \frac{v_s^2}{g} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{2\Delta t g}{v_s}}\right)$$

**Esercizio** Un proiettile viene sparato contro un bersaglio inizialmente posto ad'altezza  $h$  e che viene fatto cadere contemporaneamente allo sparo. Si dimostri che la condizione affinché il proiettile colpisca il bersaglio è che esso sia inizialmente puntato contro il bersaglio stesso.

Se la distanza del proiettile è  $D$  allora dobbiamo dimostrare che

$$\tan \alpha = \frac{h}{d}$$

Le equazioni del moto del proiettile sono

$$\begin{cases} x_p = (v_0 \cos \alpha)t \\ y_p = (v_0 \sin \alpha)t - \frac{1}{2}gt^2 \end{cases}$$

Le equazioni del moto del bersaglio sono

$$\begin{cases} x_b = D \\ y_b = h - \frac{1}{2}gt^2 \end{cases}$$

Dobbiamo imporre il fatto che i due oggetti si incontrino in un certo momento. Quindi  $x_p = x_b$  e  $y_p = y_b$ . Troviamo allora

$$\begin{cases} (v_0 \cos \alpha)t = D \\ (v_0 \sin \alpha)t = h \end{cases}$$

Senza risolvere le equazioni, notiamo che la divisione porta alla nostra condizione

$$\frac{v_0 t \sin \alpha}{v_0 t \cos \alpha} = \frac{h}{D}$$

**Esercizio** Un punto materiale si muove lungo un arco di circonferenza di raggio  $R$  con la seguente legge oraria:

$$s = s_0 \cos \omega t$$

dove  $s$  è l'ascissa curvilinea ed  $s_0$  e  $\omega$  sono costanti assegnate. Trovare la velocità angolare e le componenti normale e tangenziale dell'accelerazione.

Abbiamo che  $s = R\theta$ . Allora

$$\begin{aligned} R\theta &= R\theta_0 \cos(\omega t) \\ \theta &= \theta_0 \cos(\omega t) \end{aligned}$$

e quindi la velocità angolare è data da

$$\Omega = \frac{d\theta}{dt} = -\omega \theta_0 \sin(\omega t)$$

L'accelerazione è data dalla componente normale

$$a_N = \frac{v^2}{R}$$

e

$$a_T = \frac{dv}{dt}$$

Siccome  $v = \Omega R$ , abbiamo

$$v = -\omega R \theta_0 \sin(\omega t)$$

e

$$\begin{cases} a_N = \frac{\omega^2 R^2 \theta_0^2 \sin^2(\omega t)}{R} \\ a_T = -\omega^2 R \theta_0 \cos(\omega t) = -\omega^2 s \end{cases}$$

**Esercizio** Due aeroplani  $A$  e  $B$  hanno velocità opposte di modulo  $v$  e le loro traiettorie sono due rette parallele distanti  $d$ . Sia  $t = 0$  l'istante in cui la retta  $AB$  sarebbe perpendicolare alle due traiettorie. L'asse del cannone montato su  $A$  forma un angolo  $\alpha$  con l'asse dell'aereo e i proiettili vengono sparati con velocità di modulo  $v_r$  relativa ad  $A$ . A quale istante  $t^*$  l'aereo  $A$  deve sparare affinché l'aereo  $B$  venga colpito? Non si consideri l'Accelerazione di gravità.

La legge oraria per  $A$  per  $t < t^*$  è data da

$$\begin{cases} x_A(t) = vt \\ y_A(t) = 0 \end{cases}$$

mentre per  $t \geq t^*$  consideriamo il moto del proiettile

$$\begin{cases} x_P(t) = vt^* + (v_r \cos \alpha + v)(t - t^*) \\ y_P(t) = (v_r \sin \alpha)(t - t^*) \end{cases}$$

La legge oraria di  $B$

$$\begin{cases} x_B(t) = -vt \\ y_B(t) = d \end{cases}$$

Allora dobbiamo eguagliare le leggi orarie

$$\begin{cases} x_P(t) = x_B(t) \\ y_P(t) = y_B(t) \end{cases}$$

quindi troviamo

$$\begin{cases} vt^* + (v + v_r \cos \alpha)(t - t^*) = -vt \\ (v_r \sin \alpha)(t - t^*) = d \end{cases}$$

Dalla seconda ricaviamo  $t - t^* = \frac{d}{v_r \sin \alpha}$ . Sostituiamo questo valore nella prima

$$\begin{aligned} vt^* + (v + v_r \cos \alpha) \frac{d}{v_r \sin \alpha} &= -vt \\ &= -v(t - t^*) - vt^* \\ &= -v(t - t^*) - vt^* \\ -\frac{d(2v + v_r \cos \alpha)}{2vv_r \sin \alpha} &= t^* \end{aligned}$$

**Esercizio** Un'automobile parte da ferma con moto uniformemente accelerato con accelerazione  $a$ . Dopo un tempo  $\tau$  si lancia un proiettile che si può supporre in moto con velocità costante  $v_0$ . Determinare la minima velocità  $v_0$  necessaria a colpire l'automobile, in funzione di  $a$  e  $\tau$ . Si può considerare il moto puramente unidimensionale.

Le legge orarie sono

$$\begin{cases} x_A(t) = \frac{1}{2}at^2 \\ x_P(t) = v_0(t - \tau) \end{cases}$$

Abbiamo allora  $x_A(t) = x_P(t)$

$$\begin{aligned} \frac{1}{2}at^2 &= v_0(t - \tau) \\ \frac{1}{2}at^2 + v_0\tau &= v_0t \end{aligned}$$

e quindi

$$t_{1,2} = \frac{v_0}{a} \pm \sqrt{\frac{v_0^2}{a^2} - \frac{2v_0\tau}{a}}$$

e la condizione è data dal discriminante

$$\frac{v_0^2}{a^2} > \frac{2v_0\tau}{a} \implies v_0 > 2a\tau$$

**Esercizio** Un treno in moto rettilineo uniforme con una velocità di modulo  $v$  rallenta bruscamente con decelerazione costante di modulo  $A$ : come conseguenza, una valigia, posata in bilico sul portapacchi, cade e finisce sul pavimento del treno. Si determini la traiettoria della valigia come appare a un osservatore  $O$  fermo a terra e a uno  $O'$  sul treno.

La legge oraria inerziale della valigia è data da

$$\begin{cases} x = v_0t \\ y = h - \frac{1}{2}gt^2 \end{cases}$$

Per il riferimento non inerziale abbiamo  $\vec{a} = \vec{a}' + \vec{\Delta}_{\text{trascinamento}}$ , quindi  $\vec{a}' = \vec{g} - \vec{A}$ .

$$\begin{cases} \frac{d^2 x'}{dt^2} = A \\ \frac{d^2 y'}{dt^2} = -g \end{cases}$$

Da queste due leggi ricaviamo le leggi orarie

$$\begin{cases} x' = \frac{1}{2} A t^2 \\ y' = -\frac{1}{2} g t^2 + h \end{cases}$$

e da cui troviamo la traiettoria  $y' = h - \frac{g}{A} x'$  che è una retta.

### 14.3 31 ottobre

**Esercizio** Un uomo di trova su un ascensore che sale a velocità costante  $V_0$ . Egli lancia una pallina verticalmente verso l'alto con velocità  $v_0$  relativa all'ascensore:

1. determinare dopo quanto tempo la pallina ritorna nella mano dell'uomo;
2. rispondere alla domanda precedente nel caso in cui l'ascensore abbia una accelerazione diretta verso l'alto pari a  $A_{asc}$ .

Suggerimento: provare a risolvere il problema in due modi:

1. usando le leggi dei moti relativi;
2. usando le leggi del moto dei due corpi viste dal sistema di riferimento della terra ferma. Verificare che i risultati siano gli stessi.

XXX

**Esercizio** Una piattaforma ruota con velocità angolare  $\omega$  intorno a un asse centrale verticale. All'istante  $t = 0$ , una pallina viene lanciata orizzontalmente con velocità  $v_0$  dal centro della piattaforma; l'attrito che la pallina incontra è trascurabile, cosicché essa si muova rispetto alla terra di moto rettilineo uniforme con velocità  $v_0$ . Si determini l'accelerazione della pallina, a un generico istante, rispetto a un sistema di riferimento solidale alla piattaforma.

XXX

**Esercizio** Sia  $\vec{g}_0$  l'accelerazione di gravità che si misurerebbe in corrispondenza di un punto  $P$  della superficie terrestre qualora la Terra non fosse in rotazione; si determini l'accelerazione di gravità efficace misurata da un osservatore solidale con la Terra. Si calcoli inoltre la deviazione subita da un corpo in caduta libera dovuta all'accelerazione di Coriolis, all'equatore.

XXX

**Esercizio** Su di un corpo di massa  $m$  agisce una forza funzione del tempo data da:  $F = F_0 - \alpha t$ , con  $F_0$  ed  $\alpha$  costanti assegnate. All'istante iniziale il corpo transita per l'origine con velocità  $v_0$ . Si trovino velocità e posizione in funzione del tempo.

XXX

**Esercizio** Una particella si muove sotto l'azione di una forza  $\vec{F} = \vec{u} \times \vec{c}$ , dove  $\vec{c}$  è un vettore costante. Si trovino traiettoria e legge oraria.

XXX

**Esercizio** Due rimorchiatori trainano un battello tramite cavi d'acciaio, fissati a prua del battello. L'angolo tra i cavi e l'orizzontale è  $60^\circ$ , e la tensione è pari a  $2 \times 10^5 N$  per ciascuno dei cavi. Si trovi la forza resistente dovuta all'acqua, se il battello si muove di moto uniforme.

XXX



## 14.4 9 novembre

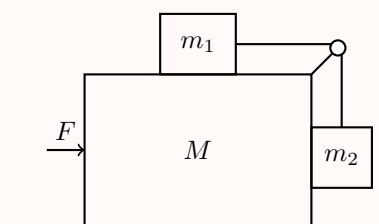
**Esercizio** Due corpi  $A$  e  $B$ , aventi rispettivamente masse  $M_A$  e  $M_B$  con  $M_B > M_A$ , scivolano lungo un piano inclinato (con angolo di inclinazione  $\alpha$ ); essi sono in contatto tra loro, con  $B$  più in alto di  $A$ . Calcolare l'accelerazione del sistema costituito dai due corpi, se i coefficienti di attrito sono rispettivamente  $\mu_A$  e  $\mu_B$ . Con quale forza il corpo  $B$  spinge  $A$ ?

XXX

**Esercizio** Una corda passante per una puleggia senza attrito ha due masse  $M$  e  $m$  attaccate agli estremi, con  $M > m$ . Determinare l'accelerazione del sistema e la tensione della corda.

XXX

**Esercizio** Assumendo tutte le superfici senza attrito e l'inerzia della corda e della carrucola trascurabili, trovare il valore della forza orizzontale  $F$  tale che non ci sia alcun moto relativo tra le masse  $m_1, m_2$  e  $M$ .



XXX

**Esercizio** Una particella di massa  $m$  è vincolata a muoversi senza attrito all'interno di una superficie conica di angolo  $\alpha$ . Trovare le condizioni iniziali tale per cui la particella si muova di moto circolare uniforme rispetto all'asse verticale del cono.

XXX

**Esercizio** Un blocco di massa  $m_1$  è posizionato sopra un blocco di massa  $m_2$  che si trova a riposo su un piano liscio. Se il coefficiente di attrito tra i blocchi è  $\mu$ , trovare il valore massimo della forza orizzontale  $F$  che si può applicare a  $m_2$  affinché  $m_1$  non scivoli.

XXX

**Esercizio** Un corpo di massa  $m$ , posto su un piano orizzontale scabro (coefficiente di attrito  $\mu$ ) è tirato da una forza  $\vec{F}$  formante un angolo  $\alpha$  rispetto all'orizzontale. Il corpo si muove con velocità costante. Si determini l'angolo per il quale l'intensità della forza è minima; ricavare inoltre il valore di quest'ultima.

XXX

**Esercizio** Due blocchi,  $A$  e  $B$ , di massa rispettivamente  $m_a$  e  $m_b$ , sono collegati da una fune inestensibile e di massa trascurabile. Al blocco  $A$  che poggia su un piano inclinato di angolo  $\alpha$  rispetto all'orizzontale, è inoltre vincolata una molla di costante elastica  $k$  la cui altra estremità è fissata a un sostegno alla base del piano inclinato. Il corpo  $B$  è appeso tramite una carrucola parallelamente al cateto verticale del cuneo così formato. Trascurando gli attriti si ricavi il periodo di oscillazione dei due corpi attorno alla posizione di equilibrio.

XXX