

Appunti di Fisica Sperimentale

Mattia Ruffini

Febbraio 2022

Indice

I	Meccanica	5
1	Grandezze Fisiche	6
1.1	Operazioni con cifre significative	7
2	Cinematica	9
2.1	Legge oraria, velocità e accelerazione	9
2.2	Moto uniforme	11
2.3	Moto uniformemente accelerato	11
2.4	Formula senza il tempo	11
2.5	Lancio e caduta di un grave	12
2.6	Moto Bidimensionale	13
2.7	Moto circolare uniforme	16
2.8	Moto circolare uniformemente accelerato	17
2.9	Moto parabolico	18
3	Dinamica	19
3.1	Principio di Inerzia	19
3.2	II Legge della Dinamica	20
3.3	Principio di Azione-Reazione	21
3.4	Forze che determinano i fenomeni naturali	21
3.5	Forza Gravitazionale	22
3.6	Piano inclinato	22
3.7	Attrito viscoso	23
3.8	Tensione di una fune	24
3.9	Forza elastica	24
3.10	Moto armonico	26
3.11	Pendolo semplice	27
3.12	Alcuni parallelismi	27
3.12.1	Resistenze	28
3.12.2	Condensatori	28

4	Lavoro, Energia Cinetica, Energia Potenziale	29
4.1	Teorema delle Forze Vive	29
4.2	Lavoro e Forza Peso	31
4.3	Forze conservative	32
4.4	Lavoro forza elastica	34
4.5	Dall'energia potenziale alla forza	34
4.6	Analisi del moto conoscendo l'energia potenziale	35
4.7	Oscillatore Armonico Smorzato	36
4.8	Oscillatore Armonico Forzato	37
5	Quantità di moto	42
5.1	Conservazione della quantità di moto	42
5.2	Trasferimento della quantità di moto	45
6	Momento	47
6.1	Momento Angolare	47
6.2	Moto dei Pianeti	49
6.3	Energia Potenziale della forza gravitazionale	50
7	Sistemi di riferimento non inerziali	52
7.1	Velocità	53
7.2	Accelerazione	54
8	Sistemi di punti	56
8.1	Conservazione del momento angolare per un sistema di punti .	58
8.1.1	Momento angolare dovuto dalla forza peso su un sistema di punti	59
8.1.2	Equazioni cardinali della dinamica	60
8.2	Teorema del Lavoro per un sistema di punti	60
II	Termodinamica	61
9	Variabili termodinamiche	62
10	Equilibrio Termodinamico	64
10.1	Trasformazioni termodinamiche	65
11	Piano di Clapeyron	67
11.1	Lavoro	68

12 Calore	69
12.1 Equivalenza tra lavoro e calore	70
12.2 Primo principio della termodinamica	71
12.3 Energia meccanica per un sistema di particelle	71
12.4 Alcune trasformazioni	72
12.4.1 Espansione Adiabatica libera	72
12.4.2 Trasformazione Isocora	72
12.4.3 Trasformazione Isobara	73
12.4.4 Trasformazione isoterma reversibile	74
12.4.5 Isoterma irreversibile	75
12.4.6 Trasformazione adiabatica	75
 III Elettromagnetismo	 78
13 Forza elettrostatica e campo elettrostatico	79
13.1 Forza elettrostatica	79
13.2 Campo elettrico	79
13.3 Lavoro della forza elettrostatica	80
13.4 Anello e disco carico	82
13.4.1 Anello carico	82
13.4.2 Disco carico	83
13.5 Potenziale elettrostatico	84
13.6 Dipolo elettrostatico	84
 14 Flusso del campo elettrostatico	 86
14.1 Flusso attraverso una superficie chiusa	86
14.1.1 Flusso attraverso una superficie chiusa senza carica è nullo	88
14.2 Teorema di Divergenza	89
14.3 Sfera uniformemente carica	89
14.4 Guscio sferico	91
 15 Conduttori	 93
15.1 Conduttore sferico	93
15.2 Conduttore cavo sferico	94
15.3 Gauss per un piano esteso	95
 16 Condensatori e resistenze	 97
16.1 Condensatori in parallelo e serie	97
16.2 Lavoro per caricare un condensatore	98

16.3	Materiali dielettrici	98
16.4	Campo elettrico prodotto da un materiale polarizzato	100
16.5	Dielettrici in parallelo e in serie	102
17	Corrente elettrica	103
17.1	Resistenza di un conduttore cilindrico	104
18	Magnetismo	105
18.1	Effetto Hall	106
18.2	Campo magnetico e corrente	108
18.3	Leggi di Laplace	109

Parte I

Meccanica

Capitolo 1

Grandezze Fisiche

Nello studio della Fisica bastano solamente **poche regole fondamentali**. Non bisogna studiare le mille casistiche differenti, basta ricondursi al caso generale per risolvere un problema. La Fisica inoltre è una scienza **quantitativa**, ovvero si occupa solamente di quello che riesce a misurare. Misurare, come insegna la matematica, significa **confrontare una grandezza con un'unità di misura**. Dal 2019 il Sistema Internazionale (SI) è riuscito a definire tutte le grandezze fisiche con costanti universali. Per quanto riguarda la Meccanica sono tre le grandezze fondamentali: **tempo, lunghezza, massa**. Il tempo ovviamente si misura in s (secondi), lo spazio in m (metri) e la massa in chilogrammi Kg .

Il Tempo Nel 1799 il secondo è definito come $\frac{1}{86400}$ giorni, tuttavia come si sa a causa di fenomeni fisici e naturali il tempo di un giorno può variare, dunque questa definizione di secondo è obsoleta. Siamo nel 1967 quando si definisce il secondo attraverso le oscillazioni del Cesio 133, perchè questo emette una frequenza pari a $\nu = \frac{1}{9'192'632'770}$ ed è costante nell'universo. Un secondo quindi è definito come $1s = 9'192'632'770$ oscillazioni di Cesio 133.

Lunghezza Nel 1799 si definisce un metro come la 40 milionesima parte dell'equatore terrestre. Poichè la Terra non è una sfera perfetta questa definizione non è corretta secondo il SI. Dunque dal 1983 si definisce un metro come la distanza che la luce percorre in $\frac{1}{299'792'458s}$.

Massa La definizione di massa è legata alla **costante di Planck**. In particolare:

$$h = 6.0260015 \cdot 10^{-15} \frac{Kg \cdot m}{s^2}$$

Se espressa in elettronVolt la costante di Planck equivale a:

$$h = 4.14...eV$$

per questo motivo il **14 Aprile è la data del Quantum Day**.

Grandezze derivate Oltre alle grandezze fisiche fondamentali esistono le grandezze derivate. Un esempio ne è la velocità, definita come lo spazio percorso in un intervallo di tempo ($\frac{m}{s}$) oppure la forza ($\frac{Kg \cdot m}{s^2} = N$). Un ottimo modo per verificare se i nostri calcoli o supposizioni sono corrette è eseguire l'analisi dimensionale.

Grandezze adimensionali Esistono grandezze adimensionali, un esempio sono gli angoli in radianti definiti come

$$\theta = \frac{l}{r}$$

dove r è il raggio della circonferenza mentre l è la lunghezza dell'arco individuato dall'angolo θ . Una regola importante in fisica è che **l'argomento di qualsiasi funzione trigonometrica deve essere adimensionale**. Allo stesso modo **anche l'argomento di una funzione esponenziale deve essere adimensionale**. Esempi con il moto armonico o l'intensità di un fascio luminoso attraverso un mezzo:

$$x(t) = A \cos(\omega \cdot t)$$

$$I_0 = I e^{-\alpha x}$$

dove α sarà una costante con unità di misura $\frac{1}{m}$ se x è la lunghezza del mezzo attraverso cui passa il fascio luminoso.

1.1 Operazioni con cifre significative

Le cifre significative indicano l'accuratezza con cui conosciamo una certa quantità.

Moltiplicazione Con una moltiplicazione si tiene il numero di cifre significative del numero che ne ha meno.

Somma Nella somma invece si tiene il numero di cifre decimali che ne ha di più (togliendo gli zeri iniziali). Esempi:

$$3.12 + 2.21 = 5.33$$

$$10.12 + 2.21 = 12.33$$

$$9.42 \cdot 10^{-2} + 7.6 \cdot 10^{-3} = 9.42 \cdot 10^{-2} + 0.76 \cdot 10^{-2} = 10.18 \cdot 10^{-2}$$

Capitolo 2

Cinematica

La prima parte del corso di Fisica Sperimentale riguarda la **meccanica**, che ha sua volta è composta da **cinematica e dinamica**. La cinematica è la descrizione matematico-geometrica del mondo. La dinamica invece studia *le cause del moto*.

Per entrare nella cinematica innanzitutto ci serve un **sistema di riferimento** per la descrizione del moto. (perchè questo dipende dall'osservatore). L'esempio storico è il fatto che il moto di Marte dalla terra è un moto ciclico, mentre il moto di Marte dal sole è ellittico. Innanzitutto si definisce la traiettoria del moto come **il luogo dei punti occupati in diversi istanti di tempo da un oggetto**.

Data una qualsiasi traiettoria, dati un ascissa curvilinea e un istante di tempo indica dove si trova il punto sulla traiettoria. Da questa definizione nasce la **legge oraria del moto** $s(t)$.

2.1 Legge oraria, velocità e accelerazione

La legge oraria in funzione del tempo indica la distanza del corpo dall'origine. Definiamo:

$$\begin{aligned}\Delta t &= t_1 - t_0 \\ \Delta s &= s(t_1) - s(t_0)\end{aligned}$$

Il rapporto tra queste due grandezze definisce la velocità media:

$$\bar{v} = \frac{\Delta s}{\Delta t} \quad (2.1)$$

ed equivale al coefficiente angolare della retta passante per i due punti agli istanti t_1 e t_0 .

La velocità scalare istantanea Si definisce **velocità scalare istantanea** come

$$v_s(t) = \lim_{t_1 \rightarrow t_0} \frac{s(t_1) - s(t_0)}{t_1 - t_0} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta s}{\Delta t} = \frac{ds}{dt} s'(t) \quad (2.2)$$

perchè è la definizione di limite del rapporto incrementale.

Accelerazione scalare In modo analogo per la velocità istantanea l'accelerazione è definita come:

$$a_s(t) = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta v}{\Delta t} = \frac{dv}{dt} = v'(t) \quad (2.3)$$

Si può continuare a derivare, in particolare la derivata dell'accelerazione è chiamata **strappo**, ma è utilizzata in campi differenti da quelli della cinematica.

Dall'accelerazione si possono ricavare velocità e legge oraria attraverso l'integrale.

$$\int_{t_0}^{t_1} v_s = \int_{t_0}^{t_1} a_s dt \quad (2.4)$$

$$\int_{t_0}^{t_1} d_s = \int_{t_0}^{t_1} v_s dt \quad (2.5)$$

Segno della velocità

- Se $v > 0$ il punto si muove in avanti;
- Se $v < 0$ il punto si muove indietro;
- Se $v = 0$ il punto si trova nel **momento di inversione del moto**;

Segno di velocità ed accelerazione

- $a > 0, v > 0$ la velocità aumenta in modulo e il corpo si sposta in avanti;
- $a < 0, v > 0$ la velocità diminuisce in modulo ma il corpo continua ad andare avanti;
- $a < 0, v < 0$ la velocità aumenta in modulo **ma con segno negativo**;
- $a = 0$ si ha il massimo modulo della velocità;

2.2 Moto uniforme

Nel moto uniforme la velocità del corpo è **costante**. Di conseguenza la legge oraria:

$$\begin{aligned}\int_0^t ds &= \int_0^t v_s dt \\ s(t) - s_0 &= v_0 t \\ s(t) &= s_0 + v_0 t\end{aligned}$$

2.3 Moto uniformemente accelerato

Nel moto uniformemente accelerato invece è l'accelerazione ad essere costante. Da ciò si ricavano la velocità istantanea e le leggi orarie. Velocità:

$$\begin{aligned}\int_0^t v_s &= \int_0^t a_s dt \\ v(t) &= v_0 + at\end{aligned}$$

Legge oraria:

$$\begin{aligned}\int_0^t ds &= \int_0^t v_s dt \\ s(t) - s_0 &= \int_0^t (v_0 + at) dt \\ s(t) &= s_0 + v_0 t + \frac{1}{2}at^2\end{aligned}$$

Per sapere se un moto è uniformemente accelerato basta osservare se lo spazio percorso è proporzionale al quadrato del tempo. Ovvero se consideriamo un corpo che scivola lungo un piano inclinato in un intervallo di tempo compie una distanza percorsa Δs . Se raddoppiamo il tempo allora quadruplica la distanza percorsa.

2.4 Formula senza il tempo

Dalla velocità ricaviamo il tempo

$$t = \frac{v(t) - v_0}{a} \quad (2.6)$$

A questo punto sostituiamo il tempo nella legge oraria del moto uniformemente accelerato:

$$s(t) = s_0 + v_0 \left(\frac{v(t) - v_0}{a} \right) + \frac{1}{2} a \left(\frac{v(t) - v_0}{a} \right)^2 \quad (2.7)$$

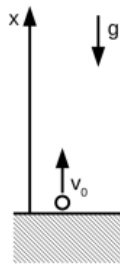
$$a(s - s_0) = v_0 v - (v_0)^2 + \frac{1}{2} (v^2 - 2v v_0 + v_0^2) \quad (2.8)$$

$$2a\Delta s = v^2 - v_0^2 \quad (2.9)$$

Cenno storico Tutti i gravi, oggetti in caduta, cadono con accelerazione costante $g = 9.81 \frac{m}{s^2}$, e quando è solamente la forza peso ad essere esercitata su di essi (senza attriti come quello dell'aria), cadono allo stesso momento.

2.5 Lancio e caduta di un grave

Il lancio e la caduta di un grave è un tipo di moto rettilineo uniformemente accelerato. Consideriamo un sistema di riferimento di questo tipo:



Poichè la parte positiva del nostro asse punta verso l'alto, allora l'accelerazione esercitata dalla Terra sarà negativa. Per prima cosa si scrivono la legge oraria e la velocità in funzione del tempo:

$$h = h_0 + v_0 t - \frac{1}{2} g t^2 \quad (2.10)$$

$$v = v_0 - g t \quad (2.11)$$

dobbiamo trovare l'altezza massima e l'istante in cui il corpo raggiunge l'altezza massima (h_{max}, t_{max}).

Metodo 1 Nel momento di inversione di moto, la velocità istantanea sarà nulla, dunque

$$\begin{aligned} 0 &= v_0 - gt_{max} \\ \Rightarrow t_{max} &= \frac{v_0}{g} \\ h_{max} &= h_0 + v_0 \frac{v_0}{g} - \frac{1}{2}g\left(\frac{v_0}{g}\right)^2 \\ \Rightarrow h_{max} &= \frac{1}{2} \frac{v_0^2}{g} \end{aligned}$$

Metodo 2 In questo caso utilizziamo la formula senza il tempo:

$$\begin{aligned} -2h_{max}g &= v^2(=0) - v_0^2 \\ \Rightarrow h_{max} &= \frac{v_0^2}{2g} \end{aligned}$$

e poi si ricava il tempo dalla legge oraria o dalla velocità.

Tempo di caduta Per calcolare il tempo di caduta bisogna porre la posizione finale del corpo nulla (ovvero uguale a quella iniziale).

$$\begin{aligned} 0 &= v_0 t - \frac{1}{2}gt^2 \\ \Rightarrow t &= 0, t = \frac{2v_0}{g} \end{aligned}$$

e da questo tempo si può trovare la velocità di caduta, che avrà modulo sicuramente diverso da zero e verso opposto a quello positivo del nostro sistema di riferimento.

2.6 Moto Bidimensionale

Nel moto bidimensionale si va a considerare il vettore $\Delta\vec{r} = \vec{r}(t_1) - \vec{r}(t_0)$ dove per \vec{r} si intende il vettore posizione che indica in che punto si trova il corpo nello spazio se guardiamo la traiettoria su un piano cartesiano. Detto questo si può calcolare la velocità scalare del corpo:

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

ovvero il vettore velocità ha **direzione tangente alla traiettoria** e **verso contiguo alla direzione del moto**. Per trovare il modulo del vettore

velocità posso considerare il moto come composizione di moti rettilinei e curvilinei. Questa operazione è possibile perchè ogni curva può essere approssimata ad una circonferenza per il cerchio osculatore. Consideriamo un qualsiasi arco di circonferenza: avrà un raggio R , un'ampiezza $\Delta\theta$ e l'arco di circonferenza Δs equivale alla differenza della posizione finale e quella iniziale ricavate dalla legge oraria. Il modulo del vettore $\Delta\vec{r}$ sarà

$$|\Delta\vec{r}| = 2R \sin \frac{\Delta\theta}{2} \quad (2.12)$$

sostituendo questa uguaglianza nel limite del rapporto incrementale si ha:

$$|\vec{v}| = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta\vec{r}}{\Delta t} \quad (2.13)$$

$$= \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{2R \sin \frac{\Delta\theta}{2}}{\frac{\Delta\theta}{2}} \cdot \frac{\frac{\Delta\theta}{2}}{\Delta t} \quad (2.14)$$

Ovviamente se $\Delta t \rightarrow 0, \Delta\theta \rightarrow 0$, quindi si ha;

$$\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{R\Delta\theta}{\Delta t} \quad (2.15)$$

poichè $\Delta s = R\Delta\theta$ per definizione di radiante:

$$\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta s}{\Delta t} = v_s \quad (2.16)$$

ovvero il suo modulo è quello della velocità scalare. Per scrivere il vettore velocità quindi si utilizza **un sistema di riferimento intrinseco alla traiettoria**. Ovvero immaginiamo un vettore unitario \vec{u}_t tangente a ogni punto della traiettoria. Allora:

$$\vec{v} = v_s \vec{u}_t \quad (2.17)$$

molto importante è ricordare che \vec{u}_t cambia direzione e verso ad ogni istante della traiettoria, cioè è in funzione del tempo.

Vettore accelerazione Per trovare il vettore accelerazione consideriamo la nostra traiettoria in un sistema di riferimento fisso. Quindi il vettore posizione in un istante può essere scomposto nel modo seguente:

$$\vec{r}(t) = x(t)\vec{i} + y(t)\vec{j} \quad (2.18)$$

Per definizione la velocità scalare equivale a:

$$\vec{v} = \frac{d\vec{r}}{dt} \quad (2.19)$$

$$= \frac{dx(t)}{dt} \cdot \vec{i} + x(t) \cdot \frac{d\vec{i}}{dt} + \frac{dy(t)}{dt} \cdot \vec{j} + y(t) \cdot \frac{d\vec{j}}{dt} \quad (2.20)$$

$$= \frac{dx(t)}{dt} \cdot \vec{i} + \frac{dy(t)}{dt} \cdot \vec{j} \quad (2.21)$$

Le componenti $x(t) \cdot \frac{d\vec{i}}{dt}$ e $y(t) \cdot \frac{d\vec{j}}{dt}$ sono nulle perchè il sistema di riferimento è fisso, la loro direzione, verso e modulo è costante. \vec{v} è ancora una volta tangente alla traiettoria. Ora che abbiamo il vettore velocità è possibile trovare l'accelerazione vettoriale, divisa in sue componenti:

- Componente tangente alla traiettoria:

$$\frac{dv_s}{dt} \vec{u}_t \quad (2.22)$$

- Componente radiale (perpendicolare) alla traiettoria:

$$v_s \frac{d\vec{u}_t}{dt} = \frac{v_s^2}{R} \cdot \vec{u}_n \quad (2.23)$$

dove \vec{u}_n è il vettore normale alla traiettoria.

N.B. La componente radiale dell'accelerazione è presente **solamente quando la direzione del vettore \vec{u}_t cambia nel tempo, altrimenti questa componente è nulla. La componente radiale dell'accelerazione è detta accelerazione centripeta.**

$$\vec{a}(t) = a_t \vec{u}_t + a_c \vec{u}_n \quad (2.24)$$

$$a_t = \frac{dv_s}{dt} \quad (2.25)$$

$$a_c = \frac{v_s^2}{R} \quad (2.26)$$

Calcolo della componente centripeta dell'accelerazione Consideriamo il vettore $v_s \frac{d\vec{u}_t}{dt}$. Il modulo di questo vettore è dato dalla variazione del vettore \vec{u}_t nel tempo.

$$\Delta \vec{u}_t = 2|\vec{u}_t| \sin\left(\frac{\Delta\theta}{2}\right)$$

quindi possiamo riscrivere il limite del rapporto incrementale:

$$\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{u}_t}{\Delta t} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{2|\vec{u}_t| \sin(\frac{\Delta \theta}{2})}{\frac{\Delta \theta}{2}} \cdot \frac{\frac{\Delta \theta}{2}}{\Delta t} \quad (2.27)$$

$$= \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \theta}{\Delta t} = \frac{d\frac{\Delta s}{R}}{dt} = \frac{v_s}{R} \quad (2.28)$$

$$\Rightarrow v_s \frac{d\vec{u}_t}{dt} = \frac{v_s^2}{R} \quad (2.29)$$

2.7 Moto circolare uniforme

Nel moto circolare uniforme un corpo si muove lungo una traiettoria circolare. Si definiscono velocità ed accelerazione per questo moto:

•

$$\vec{v} = v_s \vec{u}_t$$

•

$$\vec{a} = \frac{dv_s}{dt} \vec{u}_t + \frac{v_s^2}{R} \vec{u}_n$$

Possiamo riscrivere le equazioni del moto circolare con **coordinate angolari** anzichè utilizzare ascisse curvilinee.

$$\theta = \frac{s(t)}{R}$$

$$\omega(t) = \frac{d\theta}{dt} = \frac{d\frac{s(t)}{R}}{dt} = \frac{v_s}{R}$$

Nel caso del moto circolare uniforme se v_s è costante anche ω sarà costante, ed è chiamata **velocità angolare**. Inoltre vale $\theta = \omega t$. Il tempo del periodo è definito come

$$2\pi = \omega T$$

$$\Rightarrow T = \frac{2\pi}{\omega}$$

$$\nu = \frac{1}{T} = Hz$$

Velocità angolare, raggio e velocità sono legati dal seguente prodotto vettoriale:

$$\vec{v} = \vec{\omega} \times \vec{R} \quad (2.30)$$

mentre l'accelerazione:

$$\vec{a} = \frac{d\vec{v}}{dt} \quad (2.31)$$

$$= \frac{d(\vec{\omega} \times \vec{R})}{dt} = \frac{d\vec{\omega}}{dt} \times \vec{R} + \vec{\omega} \times \frac{d\vec{R}}{dt} \quad (2.32)$$

$$= \vec{\omega} \times \vec{v} = \vec{\omega} \times (\vec{\omega} \times \vec{R}) \quad (2.33)$$

e $|\vec{a}| = \omega^2 R$

2.8 Moto circolare uniformemente accelerato

Nel moto circolare uniformemente accelerato l'accelerazione a_s tangente alla traiettoria è costante. Si avrà dunque:

$$\vec{a} = a_s \vec{u}_t + \frac{v_s^2}{R} \vec{u}_n \quad (2.34)$$

e le leggi orarie saranno:

$$a_s = \text{cost} \quad (2.35)$$

$$v_s = v_0 + a_s t \quad (2.36)$$

$$s(t) = s_0 + v_0 t + \frac{1}{2} a_s t^2 \quad (2.37)$$

Possiamo riscrivere le leggi del moto con una descrizione angolare. In particolare si definisce

$$\begin{aligned} v &= \omega R \\ \rightarrow \frac{d\omega(t)}{dt} R &= \alpha \end{aligned}$$

dove α è l'accelerazione angolare scalare. Il vettore accelerazione sarà definito come

$$\vec{v} = \vec{\omega} \times \vec{R} \quad (2.38)$$

$$\rightarrow \frac{d(\vec{\omega} \times \vec{R})}{dt} \quad (2.39)$$

$$= \frac{d\vec{\omega}}{dt} \times \vec{R} + \vec{\omega} \times \frac{d\vec{R}}{dt} \quad (2.40)$$

$$\vec{\alpha} \times \vec{R} - \omega^2 \vec{R} \quad (2.41)$$

2.9 Moto parabolico

Il moto parabolico è la composizione di un moto rettilineo uniforme lungo l'asse delle ascisse e un moto rettilineo uniformemente accelerato lungo le ordinate. Le leggi orarie:

$$\begin{cases} a_x = 0 \\ a_y = -g \end{cases} \quad (2.42)$$

$$\begin{cases} v_x(t) = v_0 \cos \theta \\ v_y(t) = v_0 \sin \theta + a_y t \end{cases} \quad (2.43)$$

$$\begin{cases} x(t) = x_0 + v_0 \cos \theta t \\ y(t) = y_0 + v_0 \sin \theta t - \frac{1}{2} g t^2 \end{cases} \quad (2.44)$$

La traiettoria del moto parabolico può essere trovata se si trova il tempo da una legge oraria e lo si sostituisce nell'altra.

$$\begin{cases} t = \frac{x-x_0}{v_0 \cos \theta} \\ y(t) = y_0 + v_0 \sin \theta \frac{x-x_0}{v_0 \cos \theta} - \frac{1}{2} g \left(\frac{x-x_0}{v_0 \cos \theta} \right)^2 \end{cases} \quad (2.45)$$

$$\begin{cases} t = \frac{x-x_0}{v_0 \cos \theta} \\ y(t) = y_0 + (x - x_0) \tan \theta - \frac{1}{2} g \left(\frac{x-x_0}{v_0 \cos \theta} \right)^2 \end{cases} \quad (2.46)$$

che è una parabola. Nel moto parabolico l'ordinata più alta è raggiunta nel momento di inversione del moto, dunque si trova il tempo di altezza massima quando la velocità lungo le ordinate è nulla, e dal tempo con la legge oraria si ricava l'altezza massima.

Per trovare la gittata si trova il tempo quando le ordinate sono nulle (due soluzioni. una accettabile l'altra no). La gitta più lunga si ha quando l'angolo iniziale della velocità è di $\frac{\pi}{4}$.

Capitolo 3

Dinamica

La fisica Newtoniana opera entro certi limiti.

- Gli oggetti con dimensioni dell'ordine dei micron o nm non possono essere studiati secondo la fisica classica, ma devono essere applicate le leggi **della meccanica quantistica**.
- Per oggetti con una velocità pari a quella della luce deve essere utilizzata la **teoria della relatività**

3.1 Principio di Inerzia

Il **Principio di Inerzia** o **Prima legge della Dinamica** afferma che su un corpo la cui forza risultante che agisce su di esso è pari a $\vec{F} = \vec{0}$ allora il corpo si muove di **moto rettilineo uniforme**.

Il Principio di Inerzia risale a prima di Galileo, però la formulazione era errata, in quanto si pensava che se la forza risultante è nulla, allora anche la velocità del corpo era nulla. Fu Galileo ad accorgersi dell'errore facendo scorrere una pallina su un piano inclinato e poi su un piano diminuendo l'attrito e osservando che la pallina continuava il moto.

Sistema di riferimento inerziale Un sistema di riferimento è inerziale se l'osservatore si muove di moto rettilineo uniforme, quindi la velocità di un corpo in movimento è la medesima per ogni sistema di riferimento inerziale. La Terra **non è un sistema di riferimento inerziale** in quanto all'equatore è presente un'accelerazione centripeta causata dal moto di rotazione, tuttavia può essere trascurata.

3.2 II Legge della Dinamica

La Seconda Legge della Dinamica (o seconda Legge di Newton) afferma che

$$\vec{F} = m\vec{a} \quad (3.1)$$

Questa legge è da guardarsi come una relazione di causa ed effetto. **Una forza provoca un'accelerazione, e il coefficiente di proporzionalità è la massa.** L'unità di misura della forza è il Newton (N). Inoltre la forza è un **vettore**, perchè sono rispettate le proprietà di somma vettoriale.

Una nota importante è che Newton non definisce la Forza come scritto sopra, ma attraverso la **quantità di moto**, da lui chiamata "*momentum*", definita come $\vec{P} = m\vec{v}$

$$\frac{d\vec{P}}{dt} = \vec{F} \quad (3.2)$$

$$\vec{F} = m \frac{d\vec{v}}{dt} = m\vec{a}, m(t) = cost \quad (3.3)$$

N. B. L'ultima equazione ha senso se e solo se la massa è costante nel tempo. Se così non fosse (come nel lancio di un razzo il cui 85% del peso è fatto dal carburante che viene bruciato, allora bisogna ricorrere alla formulazione originale di Newton per quanto riguarda la forza.

Impulso Dall'equazione 3.2 si ricava la quantità di moto integrando:

$$\int_0^t d\vec{P} = \int_0^t \vec{F} dt \quad (3.4)$$

$$\Delta\vec{P} = \int_0^t \vec{F} dt = \vec{J} \quad (3.5)$$

dove $\Delta\vec{P} = \vec{J}$ è noto come **impulso**. Si ricava inoltre la forza media esercitata in un intervallo di tempo:

$$\vec{F}_m = \frac{1}{t - t_0} \int_0^t \vec{f} dt \quad (3.6)$$

(applicazione del Teorema della Media Integrata).

$$\Delta\vec{P} = \vec{J} = \vec{F}_m \Delta t \quad (3.7)$$

3.3 Principio di Azione-Reazione

Le forze nascono da un'interazione, e ogni volta che è presente un'interazione che genera una forza, è presente una forza di verso opposto e stessa direzione a quella generata. Lo vediamo nell'attrazione reciproca tra Terra e Sole:

$$m_t a_t = M_s a_s$$

$$a_s = \frac{m_t a_t}{M_s}$$

poichè $M_s \gg m_t$ la forza di attrazione che la Terra esercita sul Sole è infinitesima in confronto dell'attrazione che il Sole esercita sulla Terra.

3.4 Forze che determinano i fenomeni naturali

1. **Gravitazionale;**
2. Nucleare **debole;**
3. **Elettromagnetica;**
4. Nucleare **forte;**

per tutte queste forze è importante il **raggio d'azione, andamento asintotico, e intensità relativa.**

Interazione	Intensità	Asintoto	Raggio
Gravitazionale	1	$\frac{1}{R^2}$	∞
Debole	10^{25}	-	$10^{-18}m$
Elettromagnetica	10^{36}	$\frac{1}{R^2}$	∞
Forte	10^{38}	-	$10^{-15}m$

Nel nucleo atomico la forza elettromagnetica tende a spaccare il nucleo (c molti protoni sono vicini e hanno la stessa carica) ma questa è vinta dall'interazione nucleare forte. L'interazione nucleare debole è responsabile del decadimento β .

3.5 Forza Gravitazionale

La forza gravitazionale che la Terra esercita su un corpo di massa m a distanza r da suo centro di massa è:

$$\vec{F} = -\gamma \frac{mM}{r^2} \vec{u}_r \quad (3.8)$$

dove γ è una costante universale e vale $6.67 \cdot 10^{-11} Nm^2/Kg^2$. Il meno nell'equazione 3.8 indica la natura **attrattiva di tale forza**. Ovviamente se $r \ll R_t$ allora il termine

$$\vec{g} = -\gamma \frac{M}{R_t^2} \vec{u}_r = 9.81 m/s^2$$

ed è una costante, da cui deriva la forza peso di un corpo in prossimità della superficie terrestre:

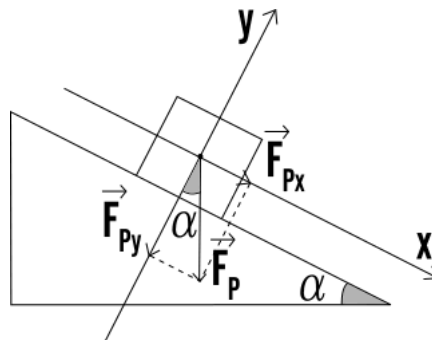
$$\vec{F}_p = m\vec{g}$$

Reazione vincolare Per il Terzo Principio della Dinamica ad una forza c'è sempre una forza opposta. Quando un corpo poggia su una superficie, questa forza è chiamata **reazione vincolare** chiamata \vec{N} . La reazione vincolare è una forza relativa, cioè non ha un valore proprio, ma dipende dalla forza che agisce sul corpo, la sua direzione è perpendicolare al piano il verso è uscente da esso. Nel caso di un corpo fermo su una superficie lungo l'asse delle y si avrà:

$$N - mg = 0$$

3.6 Piano inclinato

Un corpo su un piano inclinato le sue forze vengono scomposte lungo gli assi perpendicolari e ortogonali al piano inclinato.

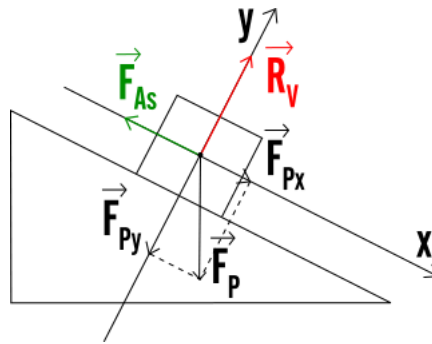


Forze d'attrito Esistono diverse forze d'attrito: **radente, mordente e viscoso**. In particolare nello scivolamento dei copri entra in gioco l'attrito radente **dinamico e statico**. La forza d'attrito non dipende dall'area di appoggio del corpo sulla superficie.

La forza d'attrito statico uguaglia la forza a cui è sottoposto un corpo fino a quando la forza è esercitata sul corpo e questo si muove. Si oppone al movimento.

$$F_a = \mu_s N \quad (3.9)$$

la sua direzione è la stessa del piano su cui poggia il corpo.



Esiste anche una forza di attrito dinamico: non dipende dall'area di contatto, si oppone al movimento, non dipende dalla velocità degli oggetti, non dipende dalla velocità relativa agli oggetti.

$$F_{ad} = \mu_d N \quad (3.10)$$

E' da tenere presente che sempre $\mu_d < \mu_s$. L'attrito statico è fondamentale per il movimento: il piede esercita una forza sull'asfalto che è contrastata dalla forza di attrito statico, se non ci fosse la forza di attrito scivoleremmo. La forza di attrito statico è utilizzata anche nei freni con ABS delle automobili: evitano lo slittamento perchè la pinza dei freni esercita una forza per avere accelerazione nulla nel punto del pneumatico a contatto con l'asfalto, quindi agisce l'attrito statico.

3.7 Attrito viscoso

Si ha attrito viscoso quando un corpo si muove in un fluido. In generale la forza di attrito è proporzionale ad una potenza della velocità:

$$F_a \propto v^m$$

Dunque la forza di attrito viscoso, dunque **non è una forza costante del tempo**, ed è sempre opposta al movimento del corpo.

Modello si Stokes Sia dato un oggetto sferico di raggio R il modulo della forza d'attrito vale:

$$F_a = 6\pi\gamma Rv \quad (3.11)$$

dove γ è il coefficiente di viscosità. Per l'aria a 20 gradi celsius $\lambda = 1.71 \cdot 10^{-6} \text{Ns/m}^2$. Il modello di Stokes è valido solamente per corpi che si muovono in moto laminare.

II Modello Il secondo modello è valido per moti turbolenti.

$$F_a = \frac{1}{2}c\rho\pi R^2v^2 \quad (3.12)$$

dove c è il coefficiente correttivo adimensionale (per l'aria $c = 1$), e ρ è la densità del fluido (1.29Kg/m^3).

Esempio Un corpo in caduta libera si muove di moto laminare e risente dell'attrito viscoso con l'aria.

3.8 Tensione di una fune

Quando una forza è applicata ad una fune si può avere esclusivamente il trascinamento del corpo. La fune è considerata **con massa trascurabile e lunghezza inestensibile**. Se fosse estensibile la cinematica di un punto sulla corda sarebbe diversa dalla cinematica del corpo trascinato. Dunque la fune crea **un vincolo cinematico**:

- Se una fune si sposta di Δs anche il corpo si sposta da Δs ;
- Se un punto della fune si sposta con velocità v anche il corpo a cui è legato si sposta di velocità v ;
- Lo stesso principio vale per l'accelerazione;

Se la fune avesse una massa non trascurabile allora la tensione applicata ad un capo della fune non sarebbe la stessa all'altro capo.

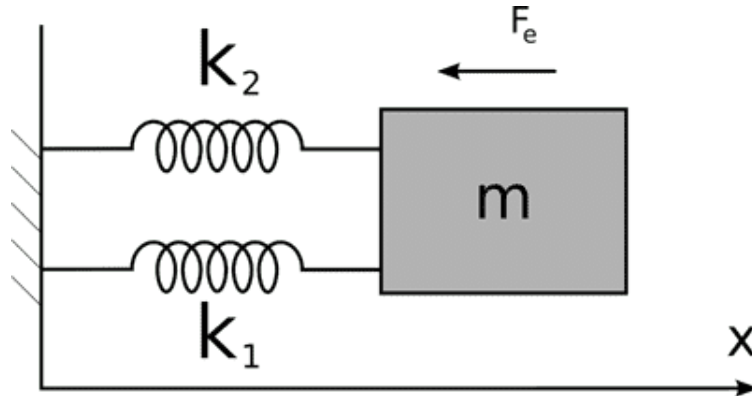
3.9 Forza elastica

Si definisce come la forza elastica esercitata da una molla su un corpo come:

$$F = -kx$$

dove K è la **costante elastica della molla**. Possiamo riscrivere la seconda legge della dinamica come equazione differenziale e si ha:

$$\frac{d^2x}{dt^2} + \frac{k}{m}x = 0 \quad (3.13)$$

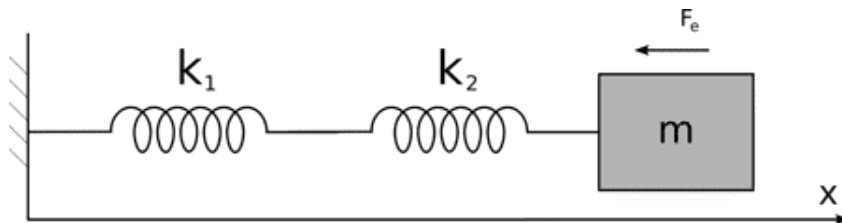


Molle in parallelo Se le molle hanno questa disposizione allora sono disposte in **parallelo**. Il corpo è soggetto ad un **unico spostamento** x , e così anche le molle.

$$\begin{cases} F_1 = -k_1x \\ F_2 = -k_2x \end{cases} \rightarrow F_1 + F_2 = -k_1x - k_2x$$

$$\vec{F}_{tot} = -(k_1 + k_2)\vec{x} \quad (3.14)$$

$$k_{eq} = \sum_{i=1}^n k_i \quad (3.15)$$



Molle in serie In questo caso le molle sono dette in **serie**, e in questo caso la prima molla avrà un suo spostamento e la seconda un altro spostamento, dunque differenti. Tuttavia il sistema di molle è **soggetto ad un'unica forza**.

$$\begin{cases} F = -k_1 x_1 \\ F = -k_2 x_2 \end{cases} \rightarrow x_{tot} = x_1 + x_2 = -F \left(\frac{k_2 + k_1}{k_1 k_2} \right)$$

$$F = -\left(\frac{k_1 k_2}{k_1 + k_2} \right) x \quad (3.16)$$

$$k_{eq} = \sum_{i=1}^n \frac{1}{k_i} \quad (3.17)$$

3.10 Moto armonico

Un corpo attaccato ad una molla oscilla attorno alla posizione di riposo: si dice che il corpo compie un **moto armonico**. Si definisce la **pulsazione** o **frequenza naturale** ω come

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

Si definisce quindi una funzione periodica:

$$x(t) = A \cos(\omega t + \phi) \quad (3.18)$$

Il moto è dunque periodico, e il periodo equivale a $T = \frac{2\pi}{\omega}$. A equivale all'ampiezza massima che il corpo raggiunge. Essendo la velocità la derivata della posizione rispetto il tempo:

$$v(t) = \frac{dx(t)}{dt} = -\omega A \sin(\omega t + \phi) \quad (3.19)$$

Allo stesso modo con l'accelerazione:

$$a(t) = \frac{dv(t)}{dt} = -\omega^2 A \cos(\omega t + \phi) \quad (3.20)$$

Altri risultati Supponiamo di conoscere la posizione e lo sfasamento iniziale del corpo che segue un moto armonico: $x(0) = x_0$, $\phi(0) = \phi_0$. Dunque:

$$\begin{aligned} x_0 &= A \cos(\phi_0) \\ v_0 &= -\omega A \sin(\phi_0) \\ \rightarrow -\frac{v_0}{x_0 \omega} &= \tan(\phi_0) \\ \rightarrow A &= \sqrt{x_0^2 + \frac{v_0^2}{\omega^2}} \end{aligned}$$

invece se $x_0 = 0$ e $v_0 \neq 0$. Allora si avrà:

$$\begin{aligned}\tan(\phi) &= -\frac{v_0}{x_0\omega} = \infty \rightarrow \phi = \frac{\pi}{2} \\ &\rightarrow A = \frac{v_0}{\omega}\end{aligned}$$

3.11 Pendolo semplice

Anche il corpo attaccato ad un pendolo semplice esegue un moto di tipo armonico, infatti oscilla attorno una posizione di equilibrio. Se consideriamo la traiettoria percorsa da un corpo $s(t) = \theta l$ e scomponendo le forze che agiscono sul corpo si avrà un'equazione differenziale:

$$\begin{aligned}ma &= -mg \sin \theta \\ m \frac{d^2 s(t)}{dt^2} &= -mg \sin \theta \\ ml \frac{d^2 \theta(t)}{dt^2} + mg \sin \theta &= 0 \\ \frac{d^2 \theta(t)}{dt^2} + \frac{g}{l} \sin \theta &= 0\end{aligned}$$

Questa è un'equazione differenziale abbastanza complicata. Tuttavia **per piccole oscillazioni il seno dell'angolo si approssima al suo seno**, dunque si ha:

$$\frac{d^2 \theta(t)}{dt^2} + \frac{g}{l} \theta = 0 \quad (3.21)$$

che è un'equazione differenziale simile a quella del moto di un corpo attaccato ad una molla:

$$\theta(t) = A \cos(\omega t + \phi), \omega = \sqrt{\frac{g}{l}} \quad (3.22)$$

si hanno due importanti osservazioni:

1. Il periodo non dipende dalla massa;
2. T non dipende dall'ampiezza dell'oscillazione;

3.12 Alcuni parallelismi

Come abbiamo visto nella sezione 3.9 esistono due configurazioni in cui può essere messa una molla. In particolare è possibile trovare una situazione in quanto analoga anche nell'elettro magnetismo: **vediamo il caso delle resistenze e dei condensatori** in serie e in parallelo.

3.12.1 Resistenze

Legge di Ohm: $\Delta V = RI$

In parallelo Nel caso due resistenze siano in parallelo, rimane uguale per entrambe le resistenze la **differenza di potenziale**, dunque si può dimostrare che:

$$R_{eq} = \sum_{i=1}^n \frac{1}{R_i} \quad (3.23)$$

In serie Nel caso in cui le resistenze siano in serie, allora la differenza di potenziale della seconda resistenza è diversa da quella della resistenza precedente, tuttavia rimane identica l'**intensità di corrente**. Si dimostra che:

$$R_{eq} = \sum_{i=1}^n R_i \quad (3.24)$$

3.12.2 Condensatori

La capacità del condensatore C è data dalla legge: $Q = c\Delta V$.

In parallelo Se i condensatori sono in parallelo si ha la medesima ΔV , dunque si dimostra che:

$$C_{eq} = \sum_{i=1}^n C_i \quad (3.25)$$

In serie Se i condensatori sono in serie allora questi hanno la medesima carica. Si dimostra che:

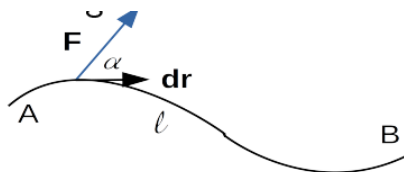
$$C_{eq} = \sum_{i=1}^n \frac{1}{C_i} \quad (3.26)$$

Capitolo 4

Lavoro, Energia Cinetica, Energia Potenziale

Immaginiamo di avere un corpo su un piano inclinato privi di attrito. In un primo momento vogliamo far salire il corpo a velocità costante, dunque applichiamo una forza lungo l'asse x , e la somma delle risultanti sarà nulla. Se invece vogliamo far salire il corpo con una certa accelerazione allora si avrà la forza risultante uguale alla ben nota ma . In entrambi i casi il corpo si muove, ma dal punto di vista della dinamica **le situazioni sono radicalmente differenti**, dunque è come se ci si perdesse dell'informazione per quanto riguarda il moto del corpo. Dunque "aggiungiamo" alla seconda Legge della Dinamica lo spostamento.

4.1 Teorema delle Forze Vive



Consideriamo l'esempio in figura. Avremo quindi:

$$\begin{aligned}\vec{F}d\vec{r} &= m\vec{a}d\vec{r} \\ \vec{F}d\vec{r} &= m\vec{a}\vec{v}dt\end{aligned}$$

Dall'ultima uguaglianza integriamo in due punti A e B entrambi i membri.

$$\int_A^B \vec{F} d\vec{r} = \int_A^B m \vec{a} \vec{v} dt \quad (4.1)$$

consideriamo ora il secondo termine, sapendo che $\vec{a} = \frac{d\vec{v}}{dt}$.

$$\int_A^B m \vec{a} \vec{v} dt = \int_A^B m \frac{d\vec{v}}{dt} \vec{v} dt = \quad (4.2)$$

$$\int_{v_a}^{v_b} m \vec{v} d\vec{v} = \quad (4.3)$$

$$\int_{v_a}^{v_b} m v_x dx + m v_y dy + m v_z dz = \quad (4.4)$$

$$\int_{v_{ax}}^{v_{bx}} m v_x dx + \int_{v_{ay}}^{v_{by}} m v_y dy + \int_{v_{az}}^{v_{bz}} m v_z dz = \quad (4.5)$$

$$\frac{1}{2} m v_{bx}^2 - v_{ax}^2 + \frac{1}{2} m v_{by}^2 - v_{ay}^2 + \frac{1}{2} m v_{bz}^2 - v_{az}^2 = \quad (4.6)$$

$$\frac{1}{2} m [(v_{bx}^2 + v_{by}^2 + v_{bz}^2) - (v_{ax}^2 + v_{ay}^2 + v_{az}^2)] = \quad (4.7)$$

$$\frac{1}{2} m (v_b^2 + v_a^2) \quad (4.8)$$

Ora unendo le uguaglianze 4.8 e 4.1 si arriva a:

$$\frac{1}{2} m (v_b^2 + v_a^2) = \int_A^B \vec{F} d\vec{r} \quad (4.9)$$

questo risultato è importantissimo, e prende nome come **Teorema dell'Energia Cinetica**, **Teorema del Lavoro**, o in modo nostalgico **Teorema delle Forze Vive**. Questo perchè il primo termine definisce l'**energia cinetica**, mentre il secondo definisce il **lavoro**, che equivale **all'integrale di linea tra un punto iniziale A e un punto finale B del prodotto scalare tra \vec{F} e $d\vec{r}$, con $d\vec{r}$ tratto infinitesimo della traiettoria compiuta dal corpo in movimento**.

Questo teorema è valido esclusivamente se $F = F_{tot}$, ovvero F equivale alla somma di tutte le forze che agiscono sul corpo in movimento. In modo sintetico si può scrivere:

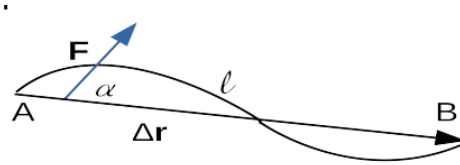
$$\Delta E_k = W_{AB} \quad (4.10)$$

L'integrale di linea non sempre è facilmente applicabile, infatti se la forza che agisce sul punto continua a variare in modulo, direzione e verso, varia anche l'angolo con $d\vec{r}$, dunque il lavoro andrebbe calcolato punto per punto. Tuttavia esistono dei casi particolari.

Forza costante Se la forza che agisce sul punto è costante allora si ha che:

$$W_{AB} = \int_A^B \vec{F} d\vec{r} = \vec{F} \int_A^B d\vec{r} = \vec{F} \cdot \Delta\vec{r}$$

dove $\Delta\vec{r}$ è il vettore spostamento del corpo.



Inoltre per definizione di prodotto scalare se $\alpha < \pi/2$, ovvero il prodotto scalare è positivo il lavoro è detto **motore**, se $\alpha > \pi/2$ il lavoro è **resistente**, se $\alpha = \pi/2$ il lavoro è **ullo**.

4.2 Lavoro e Forza Peso

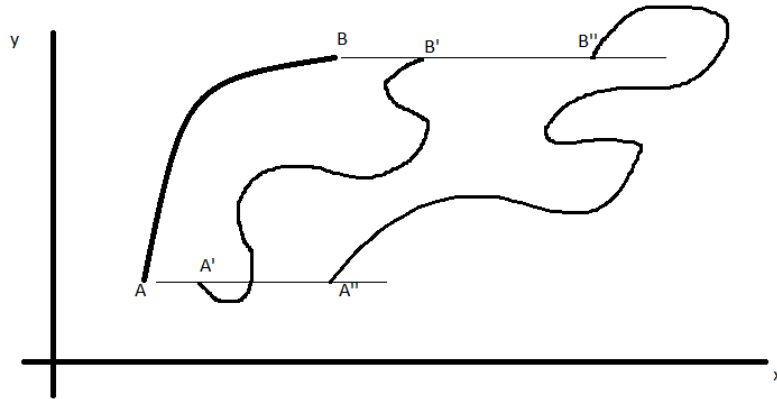
Consideriamo un corpo che si muove lungo una traiettoria qualsiasi, e l'unica forza che agisce su questo corpo è la forza peso. E' possibile calcolare il lavoro che la forza peso esercita sul corpo. Appliciamo la definizione:

$$\begin{aligned} W_{AB} &= \int_A^B \vec{F}_p d\vec{r} \\ \rightarrow d\vec{r} &= d_x \vec{i} + d_y \vec{j} \\ \rightarrow \vec{F}_p &= 0\vec{i} - mg\vec{j} \\ \rightarrow \vec{F}_p d\vec{r} &= d_z \cdot 0 - mgd_y \end{aligned}$$

dunque è facile notare che se scomponiamo i vettori nelle loro componenti i, j, k si nota come lungo x il lavoro esercitato dalla forza peso è nullo.

$$W_{AB} = \int_{y_A}^{y_B} -mgd_y = -mg(y_B - y_A) \quad (4.11)$$

Dunque il lavoro esercitato dalla forza peso **dipende solamente dalla posizione finale e la posizione iniziale lungo l'asse delle ordinate**. Si ha che $W_{AB} = W_{A'B'}$



Viene chiamata con U_p l'**energia potenziale associata ad un corpo**. Vale che $U_p = mgy$. Inoltre

$$W_{AB} = \int_A^B \vec{F}_p d\vec{r} = U_A - U_B = -\Delta U \quad (4.12)$$

Si noti come l'energia potenziale è definita da meno di una costante che esce dall'integrale, dunque possiamo scegliere noi il riferimento della y dove più ci è comodo.

Potenza La potenza in fisica è definita come

$$\frac{dW}{dt} = \frac{\vec{F} d\vec{r}}{dt} = \vec{F} \cdot \vec{v} \quad (4.13)$$

4.3 Forze conservative

Vale una particolare proprietà: **le forze definite da una funzione di energia potenziale sono dette forze conservative**. Quindi per forze conservative:

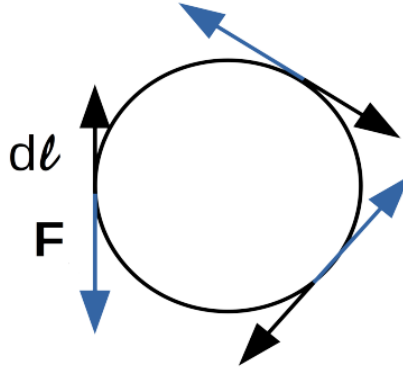
- Possono essere definite da U ;
- $W_{AB} = -\Delta U$

Quindi per forze conservative l'energia potenziale e il lavoro dipendono solamente dallo stato iniziale e dallo stato finale. Un modo per dire questo è

calcolare il lavoro su un circuito chiuso, e si definisce **la circuitazione in un circuito chiuso equivale a**

$$\oint \vec{F}_p d\vec{r} \quad (4.14)$$

e la circuitazione è **nulla** se agiscono forze conservative.



Per esempio si dimostra che **forza d'attrito** non è una forza conservativa, in quanto la circuitazione in un percorso chiuso non è nulla.

In generale si dice che su un corpo la somma delle forze è data da una somma di forze conservative e non conservative:

$$F = F_c + F_{NC}$$

Per il Teorema delle Forze Vive si ha:

$$\Delta E_k = \int_A^B \vec{F} d\vec{r} = \quad (4.15)$$

$$\int_A^B \vec{F}_C d\vec{r} + \int_A^B \vec{F}_{NC} d\vec{r} \quad (4.16)$$

$$-\Delta U + W_{NC} \quad (4.17)$$

$$\rightarrow \Delta E + \Delta U = W_{NC} \quad (4.18)$$

Un risultato molto importante è il 4.18, e si definisce **l'energia meccanica**:

$$E_{mec} = E_k + U_p \quad (4.19)$$

Ecco le casistiche:

1. $W_{NC} = 0$ allora si conserva l'energia meccanica di un sistema;
2. $W_{NC} > 0$ (Lavoro Motore), l'energia meccanica aumenta;
3. $W_{NC} < 0$ (Lavoro resistente, tipo forza di attrito), l'energia meccanica diminuisce;

4.4 Lavoro forza elastica

Immaginiamo che un corpo sia attaccato ad una molla, con L_0 come lunghezza della molla in equilibrio, e L è la lunghezza della molla in tensione. Allora per definizione

$$\begin{aligned} W &= \int_A^B \vec{F} \cdot d\vec{r} = \int_A^B -k\vec{x}d\vec{x} \\ &= \left[-\frac{k}{2}x^2\right]_B^A \\ &= U_B - U_A = -\Delta U \\ &\rightarrow U_{el} = \frac{1}{2}kx^2 \end{aligned}$$

4.5 Dall'energia potenziale alla forza

Per definizione:

$$W = \int_A^B \vec{F} \cdot d\vec{r} = -\Delta U$$

supponiamo che nel sistema agiscano solamente forze conservative.

$$\begin{aligned} -\Delta U &= \int_A^B \vec{F} \cdot d\vec{r} \\ -\Delta U &= F_x dx + F_y dy + F_z dz \end{aligned}$$

Utilizzando le derivate parziali allora:

$$F = -\frac{\partial U}{\partial x}\vec{i} - \frac{\partial U}{\partial y}\vec{j} - \frac{\partial U}{\partial z}\vec{k} \quad (4.20)$$

$$F = -\text{grad}U \quad (4.21)$$

$$F = -\vec{\nabla}U \quad (4.22)$$

questa operazione si chiama **gradiente di U**.

Esempi nell'utilizzo del gradiente Anche la concentrazione di una specie in un solvente è data dall'operazione di gradiente. Il flusso della concentrazione andrà dai punti con concentrazione maggiore a quelli con concentrazione minore. \vec{J} è il flusso, ed è definito come:

$$\vec{J} = -\vec{\nabla}C(x) \quad (4.23)$$

Il gradiente è utilizzato anche per calcolare la diffusione del calore nei materiali

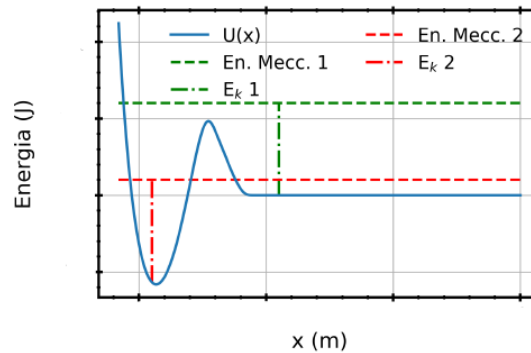
$$\vec{J}_q = -k\vec{\nabla}T(x) \quad (4.24)$$

O nell'accelerazione dei fluidi:

$$\vec{a} = -\frac{1}{\rho}\vec{\nabla}P \quad (4.25)$$

dove P è la pressione che non è costante nel fluido.

4.6 Analisi del moto conoscendo l'energia potenziale



Consideriamo un grafico dell'energia potenziale in funzione della posizione. Nel primo caso (rosso) agiscono solamente forze conservative (l'energia meccanica rimane costante). Dunque il corpo non potrà mai superare quella soglia di energia potenziale, se non fosse così infatti:

$$U_p > E_m \\ \rightarrow E_k < 0$$

Poiché quindi il corpo non può superare quella soglia si dice che il corpo è in **una buca di potenziale** e non può uscire da essa. Questo non vale in alcuni casi che riguardano la fisica quantistica, si fa riferimento all'**effetto Tunnel**. Inoltre utilizzando la funzione di gradiente allora si hanno due condizioni in cui la forza è nulla:

- **Minimo di U:** si ha un equilibrio stabile;

- **Massimo di U:** si ha un equilibrio instabile, se applico una minima forza al corpo questo inizia a muoversi.

Dilatazione termica Questo approccio di studio dell'energia potenziale in funzione della posizione può essere utilizzato per studiare alcuni fenomeni. Per esempio se osserviamo l'energia potenziale tra due molecole sarà di tipo elastico della forma $-\frac{1}{2}kx^2$, se approssimata con Taylor in zero. E' un'approssimazione che ci dice che il punto di equilibrio stabile sta nel punto medio della parabola. Con la deformazione il grafico di U è anarmonico, dunque il punto di equilibrio si sposta.

4.7 Oscillatore Armonico Smorzato

Un oscillatore armonico smorzato è un oscillatore in cui agisce una forza non conservativa per cui il corpo attaccato alla molla tende col passare del tempo alla posizione di riposo della molla. Un oscillatore armonico **libero** avrà un'equazione differenziale del tipo:

$$x'' + \frac{k}{m}x = 0$$

Nel caso agisca una forza d'attrito viscoso del tipo $F = -\beta v$, allora l'equazione differenziale del moto sarà del tipo:

$$mx'' = -kx - \beta v \quad (4.26)$$

$$mx'' + \beta x' + kx = 0 \quad (4.27)$$

$$x'' + \frac{\beta}{m}x' + \frac{k}{m}x = 0 \quad (4.28)$$

Analisi energetica Dal punto di vista energetico sappiamo che:

$$E_m = \frac{1}{2}mv^2 + \frac{1}{2}kx^2 \quad (4.29)$$

$$dE_m = -\beta v dx \quad (4.30)$$

dall'equazione 4.30 possiamo scrivere la variazione dell'energia meccanica nel tempo:

$$\frac{dE_m}{dt} = \frac{-\beta v dx}{dt} \quad (4.31)$$

$$= -\beta v \cdot v = -\beta v^2 \quad (4.32)$$

L'ultima uguaglianza indica che la variazione di energia meccanica nel tempo equivale alla potenza data dalla forza di attrito viscoso: $P = -F_a v$, in quanto per definizione $F_a = -\beta v$. In generale **la variazione dell'energia meccanica equivale alla potenza delle forze non conservative**. E inoltre l'energia meccanica **diminuisce fino ad arrivare a zero**, cioè finché il corpo non si ferma.

Dall'equazione 4.28 inoltre si calcolano due termini $\omega_0^2 = \frac{k}{m}$ e $\gamma = \frac{\beta}{2m}$. Si hanno tre casistiche.

$\omega_0 < \gamma$ In questo caso l'oscillatore è **sottosmorzato**, e la soluzione all'equazione differenziale è del tipo:

$$x(t) = e^{-\gamma t} \sin(\omega_0 t) \quad (4.33)$$

$\omega_0 > \gamma$ L'oscillatore è **sovrasmorzato**, e la soluzione dell'equazione differenziale è del tipo:

$$x(t) = A e^{-(\gamma + \omega_0)t} + B e^{-(\gamma - \omega_0)t} \quad (4.34)$$

$\omega_0 = \gamma$ In questo caso l'oscillatore è **critico**, e la soluzione all'equazione differenziale è:

$$x(t) = e^{-\gamma t} \quad (4.35)$$

Ovvero la massa va a "zero" nel minimo tempo possibile.

4.8 Oscillatore Armonico Forzato

Nell'oscillatore armonico forzato il corpo oltre a subire la forza elastica e la forza d'attrito subisce anche una forza esterna detta **forzante**, descritta dalla legge del tipo

$$F = F_0 \cos(\omega_f t) \quad (4.36)$$

dove ω_f è la pulsazione della forza esterna. In modo analogo all'oscillatore armonico smorzato si può scrivere l'equazione differenziale del moto:

$$x'' + \frac{\beta}{m} x' + \frac{k}{m} x = \frac{F_0}{m} \cos(\omega_f t + \phi) \quad (4.37)$$

Dopo un transitorio iniziale la soluzione è della forma:

$$x(t) = A \cos(\omega_f t - \alpha) \quad (4.38)$$

In questo caso A e α non sono date dalle condizioni iniziali del sistema ma dipendono dalle caratteristiche interne di esso. In seguito sono riportate le leggi della velocità e dell'accelerazione

$$x(t) = A \cos(\omega_f t - \alpha) = A[\cos(\omega_f t) \cos(\alpha) - \sin(\omega_f t) \sin(\alpha)] \quad (4.39)$$

$$v(t) = -A\omega_f \sin(\omega_f t - \alpha) = -A\omega_f[\sin(\omega_f t) \cos(\alpha) - \cos(\omega_f t) \sin(\alpha)] \quad (4.40)$$

$$a(t) = -A\omega_f^2 \cos(\omega_f t - \alpha) = -A\omega_f^2[\cos(\omega_f t) \cos(\alpha) - \sin(\omega_f t) \sin(\alpha)] \quad (4.41)$$

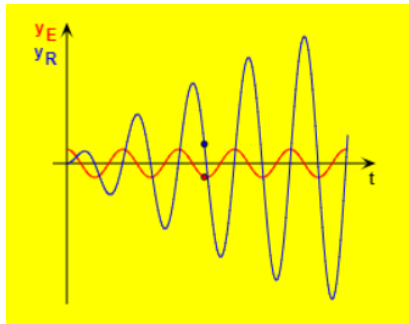
sostituendo queste equazioni nell'equazione del moto e semplificando a dovere si arriva a:

$$\sin(\alpha)(\omega_0^2 - \omega_f^2) = \omega_f \frac{\beta}{m} \cos(\alpha) \quad (4.42)$$

...

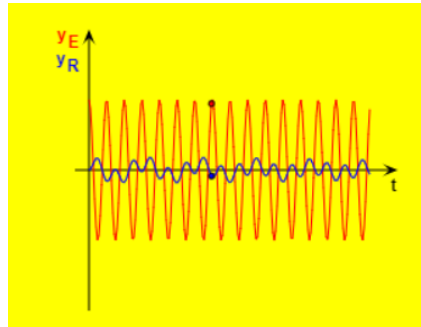
Si dimostra che l'ampiezza A e la fase α **dipendono dal rapporto** $\frac{\omega_f}{\omega_0}$.
Si hanno diversi casi:

1. $\omega_f < \omega_0$ Allora la forzante e lo spostamento del corpo sono **quasi in fase**, c'è una leggera differenza.



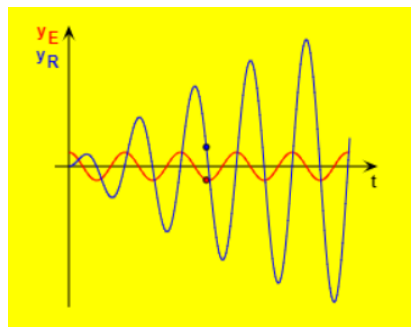
La forzante e il corpo sono quasi in fase.

2. $\omega_f \gg \omega_0$ In questo caso è come se il sistema si distruggesse, ovvero il corpo oscilla in un intorno della condizione di riposo.



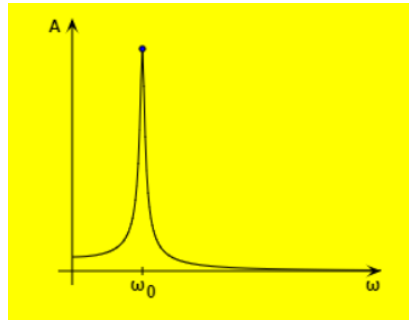
Il corpo oscilla attorno alla posizione di riposo della molla.

3. $\omega_f = \omega_0$ In questo caso si ha una condizione di **risonanza**. Ovvero la fase tra la forzante e lo spostamento del corpo è di $\alpha = \pi/2$. In questo caso l'ampiezza A aumenta con l'aumentare del tempo.



Nella condizione di risonanza, l'ampiezza aumenta con l'aumentare del tempo.

E' possibile vedere i casi sopra descritti in questa web-app: https://www.walter-fendt.de/html5/phen/resonance_en.htm.



In corrispondenza del picco l'ampiezza raggiunge il suo valore massimo, prima di ω_0 ampiezza e forzante sono quasi in fase, dopo ω_0 l'ampiezza tende a zero.

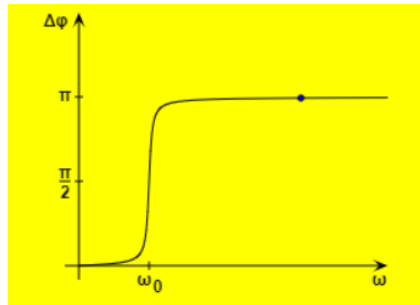


Diagramma della fase α in funzione di ω_f

Bilancio Energetico Anche in questo caso la variazione dell'energia meccanica è data dalla potenza delle forze non conservative (la forzante).

$$P = F_0 \cos(\omega_f t) v(t) \quad (4.43)$$

$$= -F_0 \cos(\omega_f t) A \omega_f \sin(\omega_f t - \alpha) \quad (4.44)$$

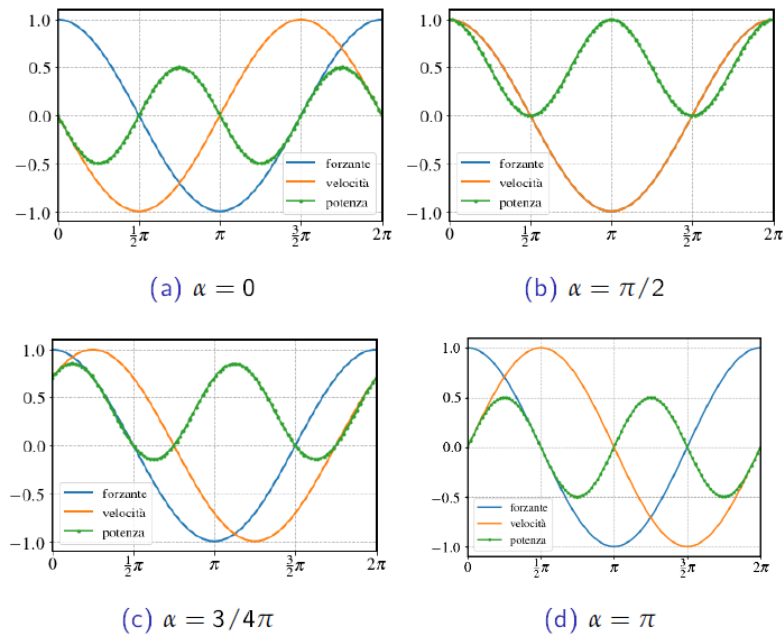
$$(4.45)$$

anche in questo caso dunque P dipende dalla fase α .

Come si vede dall'immagine (a) se la fase è nulla anche la potenza media sarà tale. Nella figura (b), se $\alpha = \pi/2$, cioè nel caso di risonanza, la potenza è massima ed è positiva. Nelle altre immagini si vede come se la fase aumenta questa diminuisce.

Applicazione con i reticoli cristallini In un reticolo cristallino, le forze di legame sono molto complesse. Tuttavia una prima approssimazione fa sì che possano essere viste come forze elastiche nell'intorno del punto. In particolare si ha che :

$$\frac{\partial U(x)}{\partial x} = 0$$



in un intorno di x_0 . Approssimando con Taylor al secondo ordine

$$U(x) = U(x_0) + \frac{\partial U(x)}{\partial x}(x - x_0) + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 U(x)}{\partial x^2}(x - x_0)^2 \quad (4.46)$$

$$= \frac{1}{2} k x^2 \quad (4.47)$$

cioè l'energia potenziale attorno alle posizioni di equilibrio degli atomi è **elastica**. E' un'approssimazione che funziona. E' il modello di Lawrence-Lomer .

Capitolo 5

Quantità di moto

Fino ad ora importanti relazioni che abbiamo visto sono:

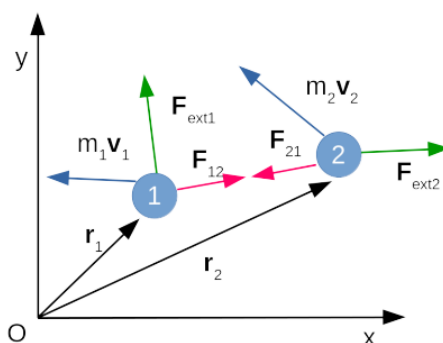
$$\Delta E_m = \Delta(E_k + U) = W_{nc} \quad (5.1)$$

$$\frac{d\vec{P}}{dt} = \vec{F} \quad (5.2)$$

quindi se la forza risultante di un sistema la la **quantità di moto è costante**, come per l'energia meccanica, **se il lavoro delle forze conservative è nullo l'energia meccanica è costante**.

5.1 Conservazione della quantità di moto

Consideriamo l'interazione tra due corpi, allora si avranno delle forze dovute dall'interazione dei corpi e delle forze esterne.



Per il corpo uno si avrà:

$$\frac{d\vec{P}_1}{dt} = F_{12} + F_{1est} \quad (5.3)$$

$$\frac{d\vec{P}_2}{dt} = F_{21} + F_{2est} \quad (5.4)$$

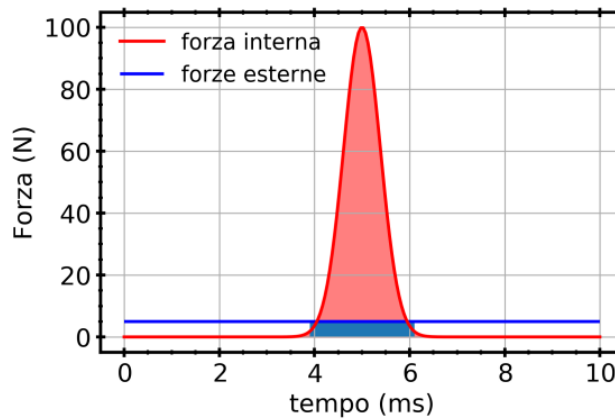
$$P_{tot} = \vec{P}_1 + \vec{P}_2 \quad (5.5)$$

dunque derivando rispetto il tempo:

$$\frac{P_{tot}}{dt} = F_{12} + F_{1est} + F_{21} + F_{2est} \quad (5.6)$$

$$= F_{1est} + F_{2est} \quad (5.7)$$

ovvero **la variazione della quantità di moto dipende solamente dalle forze esterne**. Nel caso $F_{tot} = 0$ allora la variazione della quantità di moto rispetto il tempo è nulla, dunque $P_{tot} = cost$. Quando vale questo si ha **un fenomeno di urto**. Nel caso di due corpi che scivolano lungo un piano inclinato senza attrito, agiranno le forze peso dei corpi e della forza azione-reazione che entrano in gioco nel momento dell'impatto. L'intensità della



forza di impatto è molto più alta rispetto alla forza peso, ma dura di meno. Applicando il Teorema dell'Impulso:

$$\Delta P_1 = \int_i^f m_1 g dt + \int_i^f F_{int} dt \quad (5.8)$$

e si scelgono l'istante iniziale e finale in prossimità dell'inizio e fine dell'impatto, dunque si ha che:

$$\int_i^f F_{int} dt \gg \int_i^f m_1 g dt \quad (5.9)$$

Infatti l'integrale della forza rispetto al tempo equivale all'area sottesa. Il termine $\int_i^f m_1 g dt$ è trascurabile rispetto alla quantità di moto della forza di impatto. Dunque la differenza di energia potenziale negli istanti immediatamente precedenti e successivi all'impatto dei due corpi allora si avrà:

$$\Delta P_1 = \int_i^f F_{int} dt \quad (5.10)$$

$$\Delta P_2 = \int_i^f -F_{int} dt \quad (5.11)$$

dunque la quantità di moto del sistema si conserva. Ora per risolvere problemi legati alla quantità di moto vale la seguente equazione (se consideriamo due corpi):

$$m_1 \vec{v}_{1i} + m_2 \vec{v}_{2i} = m_1 \vec{v}_{1f} + m_2 \vec{v}_{2f} \quad (5.12)$$

e se siamo nello spazio, considerando le coordinate dei vettori si ha un'equazione di sei incognite, molto difficile da risolvere. Possiamo utilizzare il principio di conservazione dell'energia meccanica. Ci si divide in diverse casistiche.

Urto Elastico Si ha urto elastico quando $\Delta E_k = 0$. In questo urto l'energia potenziale del sistema iniziale e finale non varia, dunque si conserva l'energia cinetica.

$$\begin{cases} \frac{1}{2} m_1 v_{1i}^2 + \frac{1}{2} m_2 v_{2i}^2 = \frac{1}{2} m_1 v_{1f}^2 + \frac{1}{2} m_2 v_{2f}^2 \\ m_1 \vec{v}_{1i} + m_2 \vec{v}_{2i} = m_1 \vec{v}_{1f} + m_2 \vec{v}_{2f} \end{cases} \quad (5.13)$$

$$v_{1f} = \frac{(m_1 - m_2)v_1}{m_2 + m_1} + \frac{2m_2 v_2}{m_1 + m_2} \quad (5.14)$$

$$v_{2f} = \frac{(m_2 - m_1)v_2}{m_1 + m_2} + \frac{2m_1 v_1}{m_1 + m_2} \quad (5.15)$$

si noti che il sistema è simmetrico.

Urto anelastico Negli urti anelastici il lavoro delle forze non conservative non è nullo, allora vale che:

$$\Delta E_k = W_{nc} \quad (5.16)$$

questo perchè l'energia cinetica viene dissipata in lavoro di forze non conservative.

Urto completamente anelastico Nell'urto completamente anelastico il primo corpo trasferisce la quantità di moto all'oggetto costituito dai due oggetti. Ovvero

$$m_1\vec{v}_1 + m_2\vec{v}_2 = (m_1 + m_2)\vec{v} \quad (5.17)$$

L'applicazione degli urti in fisica è molto importante. Per esempio l'atomo di uranio 235 se colpito da un neutrone si scinde in altri neutroni con una velocità di $10^7 m/s$. Se questo neutrone colpisce un altro atomo di uranio a quella velocità la probabilità che accada nuovamente la scissione è bassissima. Dunque la velocità del neutrone deve essere diminuita, si chiama **processo di termalizzazione**. Questo viene fatto scontrandoli con il nucleo dell'idrogeno, infatti il combustibile è immerso in acqua. E' un tipo di centrale nucleare di stampo "occidentale". Chernobyl era il carbonio sotto forma di grafite per termalizzare i neutroni, che ha un'efficienza molto più bassa.

5.2 Trasferimento della quantità di moto

Un esempio di come la quantità di moto viene trasferita è nel lancio dei razzi, ovvero la quantità di moto del gas che viene espulso è trasferita al razzo che prende velocità, ovvero è il principio di funzionamento di un motore a reazione. La massa del razzo prima di partire è $m + \Delta m_c$ dove Δm_c è la massa del carburante. La velocità del gas espulso rispetto **al sistema di riferimento inerziale e non rispetto il razzo** equivale a

$$v_{gas} = \vec{v} - \vec{v}_e \quad (5.18)$$

dove v_e è la velocità di espulsione rispetto al razzo. Sperimentalmente dalla legge dei gas perfetti si ricava che

$$v_e = \sqrt{\frac{3k_B T}{MM}} \quad (5.19)$$

utilizzando la legge di conservazione della quantità di moto si ha che:

$$P_i = (m + \Delta m_c)v \quad (5.20)$$

$$P_f = m(v + \Delta v) + \Delta m_c v_{gas} \quad (5.21)$$

$$\rightarrow \Delta P = mv + m\Delta v + \Delta m_c v - \Delta m_c v_e - mv - \Delta m_c v = \quad (5.22)$$

$$= m\Delta v - \Delta m_c v_e \quad (5.23)$$

Utilizzando la definizione di rapporto incrementale

$$\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta P}{\Delta t} = m \frac{dv}{dt} - v_e \frac{dm_c}{dt} \quad (5.24)$$

Nello spazio la variazione della quantità di moto è nulla, in quanto non agiscono forze esterne, mentre nell'atmosfera agisce la forza peso, quindi la variazione di quantità di moto non è nulla.

$$\frac{dP}{dt} = m \frac{dv}{dt} - v_e \frac{dm_c}{dt} = -mg \quad (5.25)$$

$$m \frac{dv}{dt} = v_e \frac{dm_c}{dt} - mg \quad (5.26)$$

$$(5.27)$$

si definisce **spinta** S la grandezza $v_e \frac{dm_c}{dt}$ e come **burning rate** $\frac{dm_c}{dt}$.

$$\frac{dv}{dt} = \frac{v_e}{m} \frac{dm_c}{dt} - g \quad (5.28)$$

poichè $dm_c = -dm$ in quanto la variazione di massa del carburante equivale ad una variazione di massa del razzo, allora:

$$\frac{dv}{dt} = -\frac{v_e}{m} \frac{dm}{dt} - g \quad (5.29)$$

$$dv = -\frac{v_e}{m} dm - g dt \quad (5.30)$$

$$\int_{v_0}^{v_f} dv = \int_{m_0}^{m_f} -\frac{v_e}{m} dm + \int_{t_0}^{t_f} -g dt \quad (5.31)$$

$$v_f - v_0 = -v_e [\ln m]_{m_i}^{m_f} - gt \quad (5.32)$$

$$v_f = v_e \ln\left(\frac{m_0}{m_f}\right) - gt \quad (5.33)$$

Capitolo 6

Momento

Abbiamo fin'ora osservato due leggi di conservazione:

$$W_{nc} = 0 \rightarrow E_m = \text{cost} \quad (6.1)$$

$$F = 0 \rightarrow P = \text{cost} \quad (6.2)$$

In queste leggi tuttavia si conservano altre grandezze, perchè è vero che per ogni simmetria è associata una legge di conservazione. In particolare per l'equazione 6.1 si conserva il tempo, ovvero si ha **invarianza temporale**. Invece per l'equazione 6.2 si conserva lo spazio, dunque si ha **invarianza spaziale**. Ovvero la traslazione nello spazio è una simmetria del sistema. Esiste una terza invarianza: l' **invarianza rotazionale**, ovvero se considero un moto che percorre un moto circolare è indipendente da dove scelgo di considerare l'inizio del moto. Dunque si conserva il **momento angolare** o **momento della quantità di moto**.

6.1 Momento Angolare

Il momento angolare è definito come:

$$\vec{L} = \vec{r} \times m\vec{v} = \vec{r} \times \vec{P} \quad (6.3)$$

Il momento angolare dipende da che **polo** scelgo. Il modulo del momento angolare è definito come:

$$L = rmv|\sin \theta| \quad (6.4)$$

Consideriamo ora la variazione del momento angolare rispetto il tempo:

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = \frac{d\vec{r}}{dt} \times m\vec{v} + \vec{r} \times m \frac{d\vec{v}}{dt} \quad (6.5)$$

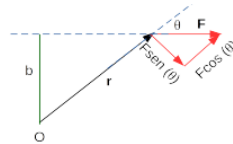
$$= 0 + \vec{r} \times \vec{F} \quad (6.6)$$

$$= \vec{r} \times \vec{F} \quad (6.7)$$

l'equazione 6.7 definisce il **momento della forza**.

$$\vec{M} = \vec{r} \times \vec{F} \quad (6.8)$$

il cui modulo è $M = rF|\sin \theta|$. Il valore $r \sin \theta$ è chiamato anche **braccio di applicazione della forza**.



Teorema 1 (Teorema del Momento Angolare). *Siano definiti*

$$\begin{aligned} \frac{d\vec{L}}{dt} &= \vec{r} \times \vec{F} \\ \frac{d\vec{P}}{dt} &= \vec{F} \end{aligned}$$

e se $\vec{r} \times \vec{F} = 0$ allora $L = \text{cost}$, e se $F = 0$ allora $P = \text{cost}$.

molto importante è che **in base alla scelta del polo si può avere una conservazione o meno**. Se consideriamo un moto circolare, e scegliamo il polo come centro della traiettoria, allora **si conserva il momento angolare, in quanto il prodotto vettoriale tra la forza centripeta e il vettore posizione è sempre nullo**.

Conservazione del momento angolare Il momento angolare si conserva per forze dette **centrali**, ovvero per forze definite come

$$\vec{F} = f(r)\vec{u}_r \quad (6.9)$$

per queste forze $\vec{M} = 0$ **sempre**. La conservazione del momento angolare può essere utilizzata nello studio dei moti dei pianeti.

6.2 Moto dei Pianeti

Newton viene dopo Copernico, per cui gli è ben noto che è la Terra ad orbitare attorno al Sole e non il contrario. Ecco inoltre le tre leggi di Keplero, enunciate da dati sperimentali presi dal suo maestro Tycho Brahe.

1. I pianeti si muovono su orbite ellittiche, e il Sole occupa uno dei fuochi;
2. Il raggio Sole-Pianeta spazia aree uguali in tempi uguali;
3. Il periodo di rivoluzione T e il raggio medio dell'orbita stanno in questa relazione: $T^2 = kR^3$. E k è una costante per tutti i pianeti.

Mettendo la prime e seconda legge di Keplero assieme si ha:

$$\begin{aligned} \frac{rd\theta - r}{2} + \frac{dr + d\theta}{2} \\ \rightarrow \frac{dA}{dt} = \frac{1}{2} \frac{r^2 d\theta}{dt} \\ = \frac{1}{2} r^2 \omega = cost \end{aligned}$$

dunque la seconda legge di Keplero afferma che la variazione dell'area in un determinato intervallo di tempo è costante:

$$\begin{aligned} \frac{dA}{dt} = \frac{1}{2} \frac{r^2 d\theta}{dt} \\ = \frac{1}{2} r^2 \omega = cost \end{aligned}$$

E' vero dunque che:

$$\frac{1}{2} r m_t \omega = \frac{1}{2} r m_t v = \frac{1}{2} L_S \quad (6.10)$$

e L_S è il momento angolare rispetto al Sole come polo, e conserva modulo, direzione e verso. Poichè il momento angolare si conserva allora la forza di attrazione tra Sole e Terra (per esempio) deve essere una forza centrale. Per la seconda legge della dinamica:

$$m\omega^2 r \propto mMf(r) \quad (6.11)$$

$$\rightarrow \omega = \frac{2\pi}{T} = \frac{2\pi}{\sqrt{kR^3}} \quad (6.12)$$

$$\rightarrow f(r) \propto \frac{1}{k} \frac{1}{r^2} \quad (6.13)$$

$$\vec{F} = -G \frac{mM}{r^2} \vec{u}_r \quad (6.14)$$

Canendish Canendish è stato un fisico che ha calcolato la massa della terra attraverso una bilancia di torsione, misurando l'angolo di torsione attraverso un raggio di luce che colpiva uno specchio collegato all'estremità della bilancia. Conoscendo la costante G calcolata da Newton ha trovato la massa della Terra.

6.3 Energia Potenziale della forza gravitazionale

Consideriamo un corpo che risente di un'energia gravitazionale e si muove lungo una qualsiasi traiettoria. Sapremo che

$$W = \int_A^B \vec{F} d\vec{l} \quad (6.15)$$

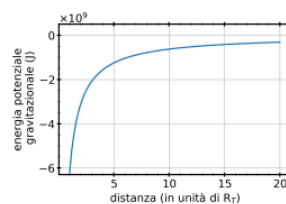
dove $d\vec{l} = dr\vec{u}_r + dx\vec{u}_n$. Quindi

$$W = \int_A^B -G \frac{mM}{r^2} \vec{u}_r \cdot (dr\vec{u}_r + dx\vec{u}_n) \quad (6.16)$$

$$= - \int_A^B G \frac{mM}{r^2} dr \quad (6.17)$$

$$= -G \frac{mM}{r_B} + G \frac{mM}{r_A} = U_A - U_B = -\Delta U \quad (6.18)$$

dunque **l'energia potenziale gravitazionale è definita come** $U = -G \frac{mM}{r}$.
Per $r \rightarrow \infty$ si ha:



Inoltre l'energia meccanica totale del sistema sarà:

$$E_m = -G \frac{mM}{r^2} + \frac{1}{2}mv^2 \quad (6.19)$$

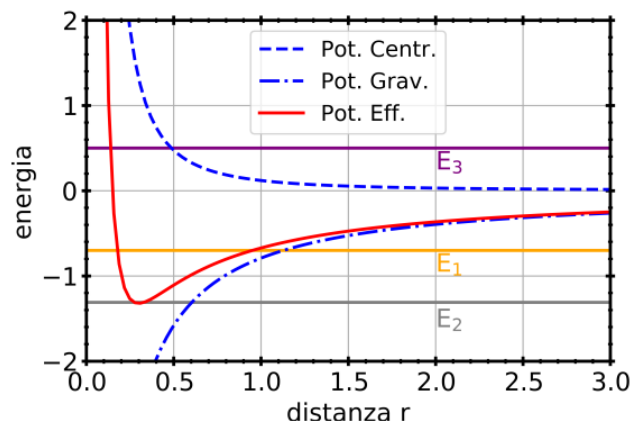
E' possibile riscrivere l'energia Meccanica in particolare l'energia potenziale in funzione del momento di inerzia.

$$\frac{1}{2}mv_r^2 = \frac{1}{2} \frac{L^2}{mr^2} \quad (6.20)$$

Se inseriamo questa sostituzione nell'equazione che descrive l'energia meccanica **per orbite ellittiche** in cui è presente l'energia cinetica per la velocità **radiale e tangenziale**:

$$\frac{1}{2}mv_t^2 + \frac{1}{2}\frac{L^2}{mr^2} - G\frac{mM}{r} = cost \quad (6.21)$$

Il termine $\frac{1}{2}\frac{L^2}{mr^2}$ è chiamato **potenza efficace**. Studiando come dipendono dalla distanza si osserva che:



ovvero per r molto piccoli prevale il termine della potenza efficace, per r molto grandi prevale il termine "normale" dell'energia potenziale. Si osserva che la somma dei due termini potenziali, dà la potenza efficace. Quando l'energia potenziale totale è positiva, allora il corpo compie un'orbita parziale, ovvero segue un'orbita ellittica ma esce successivamente. Se l'energia potenziale è minore di zero allora il corpo è intrappolato nell'orbita ellittica.

Velocità di fuga La velocità di fuga è la distanza per portare un corpo da un pianeta a distanza infinita. Allora l'energia meccanica iniziale è uguale a quella finale:

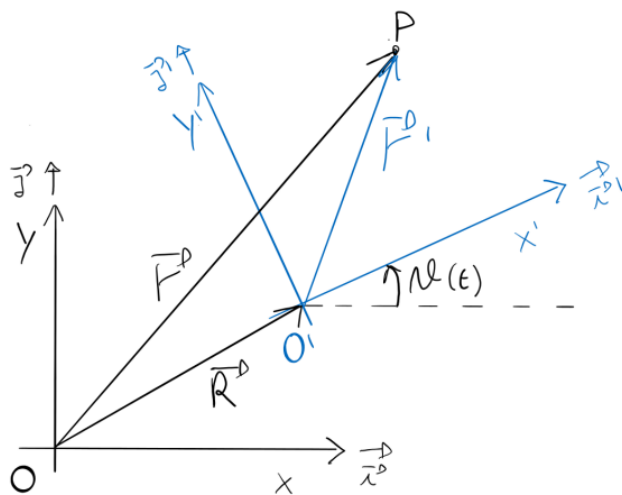
$$0 - G\frac{mM}{r_f} - \frac{1}{2}mv^2 + G\frac{mM}{r_t} = 0 \quad (6.22)$$

$$v = \sqrt{2GM\left(\frac{1}{r_t} - \frac{1}{r_f}\right)} \quad (6.23)$$

se $r_f \rightarrow \infty$ allora la velocità è detta **velocità di fuga**, e $v_f = \sqrt{2GM\frac{1}{r_t}}$

Capitolo 7

Sistemi di riferimento non inerziali



Siano O e O' i due sistemi di riferimento, con O inerziale. Dato il punto P sappiamo che

$$\begin{aligned}OP &= \vec{r} \\O'P &= \vec{r}' \\ \vec{r} &= \vec{R} + \vec{r}'\end{aligned}$$

7.1 Velocità

$$\begin{aligned}\vec{v} &= \frac{d\vec{r}}{dt} = \\ &= \frac{d(\vec{R} + \vec{r}')}{dt} \\ &= v_{OO'} + \frac{d\vec{r}'}{dt}\end{aligned}$$

dove $v_{OO'}$ è la velocità di O' rispetto al sistema O . Invece il termine $\frac{d\vec{r}'}{dt}$ è più complesso da sviluppare, e equivale a

$$\frac{d\vec{r}'}{dt} = \vec{\omega} \times \vec{r}' + \vec{v}' \quad (7.1)$$

dove \vec{v}' è la velocità di P rispetto ad O' . Perché compare il termine $\vec{\omega} \times \vec{r}'$? Il sistema O' rispetto ad O può traslare, ruotare e muoversi. Quindi la velocità \vec{v} sarà data da tre componenti del moto:

1. $v_{OO'}$ che è associato alla **traslazione**;
2. $\vec{\omega} \times \vec{r}'$ che equivale alla velocità di rotazione;
3. \vec{v}' che indica la velocità di P rispetto ad O' ;

Dunque si avrà:

$$\vec{v} = v_{OO'} + \vec{\omega} \times \vec{r}' + \vec{v}' \quad (7.2)$$

Dimostrazione Il nostro obiettivo è dimostrare che

$$\frac{d\vec{r}'}{dt} = \vec{\omega} \times \vec{r}' + \vec{v}' \quad (7.3)$$

Per semplicità immaginiamo che $O \equiv O'$, e i due sistemi di riferimento sono ruotati. Dunque possiamo scomporre \vec{r}' nelle sue componenti.

$$\vec{r}' = r'_x \vec{i}' + r'_y \vec{j}' \quad (7.4)$$

eseguiamo dunque la derivata rispetto al tempo:

$$\frac{d\vec{r}'}{dt} = \frac{dr'_x}{dt} \vec{i}' + r'_x \frac{d\vec{i}'}{dt} + \frac{dr'_y}{dt} \vec{j}' + r'_y \frac{d\vec{j}'}{dt} \quad (7.5)$$

$$= v'_x \vec{i}' + v'_y \vec{j}' + r'_x \frac{d\vec{i}'}{dt} + r'_y \frac{d\vec{j}'}{dt} \quad (7.6)$$

$$= \vec{v}' + r'_x \frac{d\vec{i}'}{dt} + r'_y \frac{d\vec{j}'}{dt} \quad (7.7)$$

per calcolare la variazione dei versori rispetto il tempo scegliamo di rappresentare i versori di O' rispetto a O :

$$\vec{i}' = \cos \theta \vec{i} + \sin \theta \vec{j} \quad (7.8)$$

$$\vec{j}' = -\sin \theta \vec{i} + \cos \theta \vec{j} \quad (7.9)$$

Quindi calcoliamo la derivata del primo versore rispetto il tempo:

$$\frac{d\vec{i}'}{dt} = \frac{d \cos \theta}{dt} \vec{i} + \frac{d \sin \theta}{dt} \vec{j} + \cos \theta \frac{d\vec{i}}{dt} + \sin \theta \frac{d\vec{j}}{dt} \quad (7.10)$$

$$= \frac{d\theta}{dt} (-\sin \theta \vec{i} + \cos \theta \vec{j}) + 0 + 0 = \vec{\omega} \vec{j}' \quad (7.11)$$

Analogamente si esegue lo stesso calcolo per \vec{j}' .

$$\frac{d\vec{j}'}{dt} = \frac{d\theta}{dt} (-\cos \theta \vec{i} - \sin \theta \vec{j}) + 0 + 0 \quad (7.12)$$

$$= -\vec{\omega} \vec{i}' \quad (7.13)$$

dunque si avrà che

$$\frac{d\vec{r}'}{dt} = \vec{v}' + r'_x \vec{\omega} \vec{j}' - r'_y \vec{\omega} \vec{i}' \quad (7.14)$$

Ora però si nota come il termine $r'_x \vec{\omega} \vec{j}' - r'_y \vec{\omega} \vec{i}'$ sia uguale al determinante di questa matrice:

$$\begin{bmatrix} \vec{i} & \vec{j} & \vec{k} \\ 0 & 0 & \omega \\ r'_x & r'_y & 0 \end{bmatrix} = r'_x \vec{\omega} \vec{j}' - r'_y \vec{\omega} \vec{i}' \quad (7.15)$$

che equivale a calcolare il prodotto vettoriale $\omega \times \vec{r}'$. ■

Il termine $v_{OO'} + \omega \times \vec{r}'$ è chiamato **velocità di trascinamento**, perchè se $\vec{v}' = 0$, cioè P è fermo rispetto il sistema O' significa che viene trascinato da questo.

7.2 Accelerazione

Applichiamo la definizione, per cui

$$\vec{a} = \frac{d(v_{OO'} + \vec{\omega} \times \vec{r}' + \vec{v}')}{dt} \quad (7.16)$$

$$= \frac{d(v_{OO'})}{dt} + \frac{d(\vec{\omega})}{dt} \times \vec{r}' + \vec{\omega} \times \frac{d(\vec{r}')}{dt} + \frac{d(\vec{v}')}{dt} \quad (7.17)$$

$$= a_{OO'} + \vec{\alpha} \times \vec{r}' + \vec{\omega} \times \frac{d(\vec{r}')}{dt} + \frac{d(\vec{v}')}{dt} \quad (7.18)$$

Dove $a_{\vec{OO}'}$ è l'accelerazione di O' rispetto ad O . Invece $\vec{\alpha} \times \vec{r}'$ è la componente tangenziale dell'accelerazione, nel caso il sistema O' abbia un moto circolare. Calcoliamo le altre derivate.

$$\vec{\omega} \times \frac{d(\vec{r}')}{dt}$$

$$\vec{\omega} \times \frac{d(\vec{r}')}{dt} \quad (7.19)$$

$$= \vec{\omega}(\vec{\omega} \times \vec{r}' + \vec{v}') \quad (7.20)$$

$$= \vec{\omega} \times (\vec{\omega} \times \vec{r}') + \vec{\omega} \times \vec{v}' \quad (7.21)$$

$$= -\omega^2 \vec{r}' + \vec{\omega} \times \vec{v}' \quad (7.22)$$

$\frac{d(\vec{v}')}{dt}$ Il calcolo è analogo a quello di $\frac{d(\vec{r}')}{dt}$ utilizzato per la velocità. Si avrà infine:

$$\frac{d(\vec{v}')}{dt} = \vec{a}' + \vec{\omega} \times \vec{v}' \quad (7.23)$$

Dunque l'equazione 7.18 diventerà:

$$\vec{a} = a_{\vec{OO}'} + \vec{\alpha} \times \vec{r}' - \omega^2 \vec{r}' + \vec{\omega} \times \vec{v}' + \vec{a}' + \vec{\omega} \times \vec{v}' \quad (7.24)$$

$$= a_{\vec{OO}'} + \vec{\alpha} \times \vec{r}' - \omega^2 \vec{r}' + 2\vec{\omega} \times \vec{v}' + \vec{a}' \quad (7.25)$$

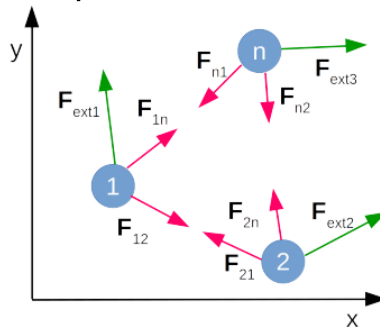
In cui $a_{\vec{OO}'}$ è l'**accelerazione di traslazione**, $\vec{\alpha} \times \vec{r}'$ l'**accelerazione angolare**, $-\omega^2 \vec{r}'$ l'**accelerazione centripeta** e $2\vec{\omega} \times \vec{v}'$ l'**accelerazione di Coriolis**. L'accelerazione di trascinamento:

$$\vec{a}_t = a_{\vec{OO}'} + \vec{\alpha} \times \vec{r}' - \omega^2 \vec{r}' \quad (7.26)$$

Capitolo 8

Sistemi di punti

Consideriamo il seguente sistema di punti:



Su ciascun punto agiranno una forza esterna ed una forza interna dovuta dall'interazione dei corpi presenti nel sistema. Inoltre ad ogni punto è associato un vettore posizione. La variazione di quantità di moto rispetto al tempo dell' n -esimo punto sarà:

$$\frac{dm_1 \vec{v}_1}{dt} = \vec{F}_{est} + \vec{F}_{int} \quad (8.1)$$

$$= \vec{F}_{est,n} + \vec{F}_{1,n} + \dots + \vec{F}_{n,n-1} \quad (8.2)$$

dunque sommando le forze totali si avrà che le forze interne si semplificano, in quanto di stesso modulo e direzione ma di verso opposto. Dunque si ha che

$$\sum_{i=1}^n \frac{dm_i \vec{v}_i}{dt} = \sum_{i=1}^n \vec{F}_{est,i} \quad (8.3)$$

Quantità di moto del sistema, centro di massa La quantità di moto del sistema è definita come:

$$P_{tot} = \sum_{i=1}^n m_i \vec{v}_i \quad (8.4)$$

per semplificare ulteriormente questa espressione possiamo definire un **centro di massa** del sistema, un punto geometrico che *raccoglie le caratteristiche globali del sistema*. Il centro di massa si definisce come:

$$\vec{r}_{cm} = \frac{m_1 \vec{r}_1 + m_2 \vec{r}_2 + \dots + m_n \vec{r}_n}{m_1 + m_2 + \dots + m_n} \quad (8.5)$$

Si può definire anche la velocità del centro di massa, applicando la definizione:

$$\vec{v}_{cm} = \frac{d\vec{r}_{cm}}{dt} \quad (8.6)$$

$$= \frac{m_1 \vec{v}_1 + m_2 \vec{v}_2 + \dots + m_n \vec{v}_n}{m_1 + m_2 + \dots + m_n} \quad (8.7)$$

$$= \frac{\vec{P}_{tot}}{m_{tot}} \quad (8.8)$$

Dunque l'equazione $\vec{v}_{cm} m = \vec{P}_{tot}$ **rappresenta la quantità di moto del sistema, cioè la sua massa e la sua velocità**. Inoltre è vera la seguente relazione:

$$\frac{d\vec{P}_{tot}}{dt} = m_{tot} \frac{d\vec{v}_{cm}}{dt} = \vec{F}_{est} \quad (8.9)$$

Ecco alcune caratteristiche del centro di massa:

1. Il centro di massa è **un punto geometrico**, non necessariamente è presente materia nel centro di massa di un sistema;
2. Il centro di massa è più vicino ai punti con massa maggiore;
3. La posizione del centro di massa non dipende dalla scelta del sistema di riferimento;

Dimostriamo il punto 3. Il centro di massa avrà un vettore per il sistema O e per il sistema O' :

$$c\vec{m}_O = \frac{\vec{r}_1 m_1 + \vec{r}_2 m_2}{m_1 + m_2} \quad (8.10)$$

$$c\vec{m}_{O'} = \frac{\vec{r}'_1 m_1 + \vec{r}'_2 m_2}{m_1 + m_2} \quad (8.11)$$

Denotiamo con \vec{r}_1^* la posizione del punto 1 rispetto il centro di massa in O :

$$\vec{r}_1^* = -\vec{r}_{cm} + \vec{r}_1 \quad (8.12)$$

$$= \vec{r}_1 - \frac{\vec{r}_1 m_1 + \vec{r}_2 m_2}{m_1 + m_2} \quad (8.13)$$

$$= \frac{m_1 \vec{r}_1 + m_2 \vec{r}_1 - \vec{r}_1 m_1 - \vec{r}_2 m_2}{m_1 + m_2} \quad (8.14)$$

$$= \frac{m_2(\vec{r}_1 - \vec{r}_2)}{m_1 + m_2} \quad (8.15)$$

si noti che il vettore $\vec{r}_1 - \vec{r}_2$ è la congiungente dei punti 1 e 2. Analogamente si dimostra che

$$\vec{r}_1^{*'} = \frac{m_2(\vec{r}_1' - \vec{r}_2')}{m_1 + m_2} \quad (8.16)$$

ma visto che la congiungente 1 e 2 deve essere identica nei due sistema allora anche la posizione del centro di massa non dipende dalla scelta del sistema di riferimento.

8.1 Conservazione del momento angolare per un sistema di punti

In un sistema di punti sappiamo che la variazione del momento angolare sarà:

$$\frac{d\vec{L}_{O,1}}{dt} = \frac{d(\vec{r}_1 \times m_1 \vec{v}_1)}{dt} \quad (8.17)$$

$$= \frac{d\vec{r}_1}{dt} \times \vec{v}_1 m_1 + F_{est,1} + \vec{F}_{1,2} \quad (8.18)$$

analogamente per un secondo punto si avrà:

$$\frac{d\vec{L}_{O,2}}{dt} = \frac{d\vec{r}_2}{dt} \times \vec{v}_2 m_2 + F_{est,2} + \vec{F}_{2,1} \quad (8.19)$$

si sommano le due espressioni e si ha che:

$$\frac{d\vec{r}_1}{dt} \times \vec{v}_1 m_1 + F_{est,1} + \vec{F}_{1,2} + \frac{d\vec{r}_2}{dt} \times \vec{v}_2 m_2 + F_{est,2} + \vec{F}_{2,1} \quad (8.20)$$

$$= \frac{d(\vec{r}_1 \times m_1 \vec{v}_1 + \vec{r}_2 \times m_2 \vec{v}_2)}{dt} \quad (8.21)$$

$$= \vec{r}_1 \times \vec{F}_{est,1} + \vec{r}_2 \times \vec{F}_{est,2} + (\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \times \vec{F}_{21} \quad (8.22)$$

il termine $(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \times \vec{F}_{21}$ è nullo perchè il braccio e la forza sono paralleli, dunque il loro prodotto vettoriale è nullo. Dunque si avrà che:

$$\frac{d\vec{L}_O}{dt} = \sum_{i=1}^n \vec{r}_i \times \vec{F}_{est,i} \quad (8.23)$$

dunque la **variazione del momento angolare è dovuta alla sola azione delle forze esterne**. Dunque se la variazione è nulla **il momento angolare si conserva**.

$$\vec{L}_O = cost \quad (8.24)$$

8.1.1 Momento angolare dovuto dalla forza peso su un sistema di punti

Se la forza esterna che agisce su un sistema equivale esclusivamente alla forza peso allora:

$$\frac{d\vec{L}_O}{dt} = \vec{r}_1 \times m_1 \vec{g} + \vec{r}_2 \times m_2 \vec{g} \quad (8.25)$$

e riscriviamo i bracci delle forze come

$$\vec{r}_1 = \vec{r}_{cm} + \vec{r}'_1 \quad (8.26)$$

$$\vec{r}_2 = \vec{r}_{cm} + \vec{r}'_2 \quad (8.27)$$

dove \vec{r}'_1 e \vec{r}'_2 sono i vettori posizione di 1 e 2 rispetto il centro di massa. Dunque si avrà che:

$$\frac{d\vec{L}_O}{dt} = \vec{r}_{cm} \times m_1 \vec{g} + \vec{r}'_1 \times m_1 \vec{g} + \vec{r}_{cm} \times m_2 \vec{g} + \vec{r}'_2 \times m_2 \vec{g} \quad (8.28)$$

$$= \vec{r}_{cm} \times (m_1 + m_2) \vec{g} + \vec{r}'_1 \times m_1 \vec{g} + \vec{r}'_2 \times m_2 \vec{g} \quad (8.29)$$

$$= \vec{r}_{cm} \times (m_1 + m_2) \vec{g} + (m_1 \vec{r}'_1 + m_2 \vec{r}'_2) \times \vec{g} \quad (8.30)$$

$$(8.31)$$

ora notiamo che il termine $(m_1 \vec{r}'_1 + m_2 \vec{r}'_2)$ se diviso per la somma delle masse restituisce la posizione del centro di massa rispetto il centro di massa stesso, cioè è nullo. Dunque si ha che:

$$\frac{d\vec{L}_O}{dt} = \vec{r}_{cm} \times (m_1 + m_2) \vec{g} \quad (8.32)$$

cioè in un sistema di punti la forza peso è applicata al centro di massa.

8.1.2 Equazioni cardinali della dinamica

$$\frac{d\vec{P}_{tot}}{dt} = \vec{F}_{tot} \quad (8.33)$$

$$\frac{d\vec{L}_{tot}}{dt} = \sum_{i=1}^n \vec{r}_i \times \vec{F}_{est} \quad (8.34)$$

8.2 Teorema del Lavoro per un sistema di punti

L'energia cinetica di un sistema di punti infinitesima sarà:

$$dE_{k1} = \vec{F}_{est,1} d\vec{r}_1 + \vec{F}_{12} d\vec{r}_1 \quad (8.35)$$

$$dE_{k2} = \vec{F}_{est,2} d\vec{r}_2 + \vec{F}_{21} d\vec{r}_2 \quad (8.36)$$

$$\rightarrow dE_{k,tot} = \vec{F}_{est,1} d\vec{r}_1 + \vec{F}_{12} d\vec{r}_1 + \vec{F}_{est,2} d\vec{r}_2 + \vec{F}_{21} d\vec{r}_2 \quad (8.37)$$

$$= \vec{F}_{est,1} d\vec{r}_1 + \vec{F}_{est,2} d\vec{r}_2 + \vec{F}_{12} d(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \quad (8.38)$$

ovvero il teorema del lavoro si riduce a :

$$\Delta E_k = W_{est} + W_{int} \quad (8.39)$$

si noti che per i **corpi rigidi**, poichè il vettore $\vec{r}_1 - \vec{r}_2$ rimane costante allora la sua variazione è nulla, dunque la variazione dell'energia cinetica è uguale al lavoro delle forze esterne.

Parte II

Termodinamica

Capitolo 9

Variabili termodinamiche

Per i sistemi a una fase e una specie chimica si avranno tre variabili termodinamiche: **pressione**, **temperatura**, **volume**. Sperimentalmente si osserva che per i **gas ideali** è valida la **legge dei gas perfetti**:

$$PV = nRT \quad (9.1)$$

Pressione La pressione equivale alla misura della forza su una superficie, si misura in Pascal o in atm.

Temperatura Consideriamo una sostanza termometrica, come il mercurio, il cui volume varia in base alla temperatura. Oppure un materiale come il platino per cui la resistenza elettrica varia in base alla temperatura.

Un tipo di termometro indipendente dalla sostanza termometrica utilizzata è il termometro a gas a volume costante, la cui pressione all'interno del recipiente varia in base alla temperatura.

Dopo aver descritto come si misura la temperatura è importante chiedersi cosa misuri esattamente la temperatura. Essa è un indice dello stato di agitazione delle entità molecolari che compongono il sistema. Una definizione molto efficace del concetto di temperatura è quella formulata da John Locke (1632-1704) più di un secolo prima della fondazione della moderna Termodinamica: *Temperature is a very brisk agitation of the insensible parts of the object, which produces in us that sensation from whence we denominate the object hot; so what in our sensation is temperature, in the object is nothing but motion.*

Nel caso di un gas ideale la temperatura (in Kelvin) è legata all'energia

cinetica media delle molecole del gas (e quindi al loro moto) dalla relazione

$$\frac{1}{2}mv^2 = \frac{3}{2}k_B T \quad (9.2)$$

dove k_B è la costante di Boltzmann che vale esattamente $1.380649 \cdot 10^{-23} J/K$ ed m la massa molecolare.

Per i sistemi non gassosi vale che

$$dV = \frac{\partial V}{\partial P} + \frac{\partial V}{\partial T} \quad (9.3)$$

$$\rightarrow \frac{dV}{V} = \frac{\partial V}{V \partial P} + \frac{\partial V}{V \partial T} \quad (9.4)$$

dove si ha che:

$$- \frac{\partial V}{V \partial P} \quad (9.5)$$

è il **coefficiente di dilatazione termica a temperatura costante**. Mentre

$$\frac{\partial V}{V \partial T} \quad (9.6)$$

è il coefficiente di dilatazione termica a pressione costante.

Capitolo 10

Equilibrio Termodinamico

Come abbiamo già visto, per sistemi termodinamici **a una specie chimica e una fase** bastano due variabili termodinamiche per descrivere una proprietà del sistema stesso. Per esempio se le due variabili termodinamiche sono pressione P e temperatura T , allora possiamo scrivere $V(P, T)$, $\rho(P, T)$, $M(P, T)$ dove V è il volume, ρ è resistività elettrica e M è il magnetismo. Le variabili termodinamiche si dividono in due categorie:

1. **Extensive**, sono variabili additive (se sommo due volumi a parità di T e P il volume finale è la somma);
2. **Intensive**, non sono additive, come la temperatura;

A livello microscopico le variabili termodinamiche hanno una loro spiegazione: la T è associata all'agitazione termica, dunque alla temperatura. La P agli urti delle molecole di gas sulle pareti del recipiente.

Equilibrio termodinamico Si definisce equilibrio termodinamico quando il sistema si trova in uno stato di **equilibrio meccanico**, la P del sistema è uniforme e costante nel tempo in ogni punto del sistema, e **equilibrio chimico** (non avvengono reazioni chimiche).

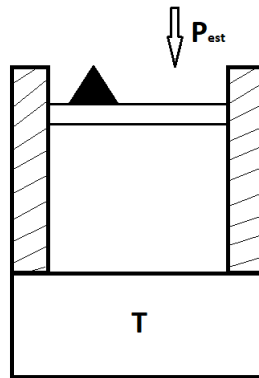
Sperimentalmente si osserva che le variabili termodinamiche sono variabili di stato, cioè dipendono dallo stato interno del sistema, **non da come il sistema è arrivato in quello stato**. Il sistema cambia stato perchè agisce una **trasformazione** su di esso dovuta all'interazione con l'ambiente esterno.

- **Sistema aperto**: è possibile scambiare sia energia che massa con l'ambiente esterno;

- **Sistema chiuso:** è possibile scambiare solamente energia con l'ambiente esterno;
- **Sistema isolato:** il sistema non scambia né energia né massa con l'ambiente esterno;

10.1 Trasformazioni termodinamiche

Esistono trasformazioni irreversibili, quasi statiche e reversibili.



Trasformazioni irreversibili Immaginiamo di avere un contenitore con all'interno un gas, attaccato ad un serbatoio di calore (simile ad un termostato di ghisa). Il recipiente è chiuso da uno stantuffo con sopra un pesetto. Poiché il sistema è all'equilibrio si ha che:

$$P_{int} = P_{est} + \frac{mg}{A} \quad (10.1)$$

Se tolgo il peso si ha che $P_{est} = P_{int}$. L'espansione del gas è molto veloce, e durante la trasformazione la pressione interna varia da punto a punto, dunque non conoscendo (perché non esistono) gli stati di equilibrio del sistema, questa è irreversibile. Vengono attraversati degli stati di non equilibrio.

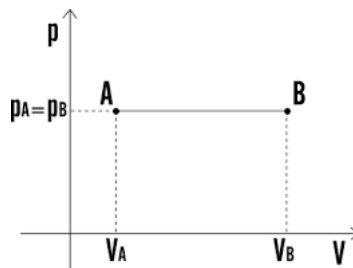
Trasformazione quasi statica Se la stessa trasformazione precedente avviene togliendo il pesetto in modo molto, molto lento gli stati di trasformazione differiscono in modo infinitesimo, dunque la trasformazione è quasi statica.

Trasformazione reversibile Se nella trasformazione non avvengono forze dissipative di attrito dovute allo stantuffo, la trasformazione è reversibile, e sia il sistema che l'ambiente esterno possono tornare alle condizioni iniziali. Se fossero presenti forze d'attrito dovrei aggiungere un peso maggiore.

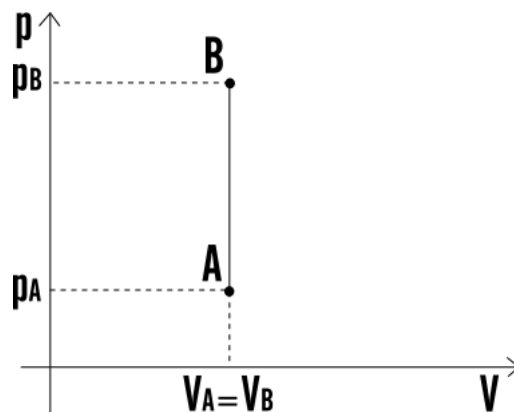
Capitolo 11

Piano di Clapeyron

Il piano di Clapeyron è un piano di cartesiano che ha come ascisse il volume e ordinate la pressione. Se la trasformazione è irreversibile allora non essendoci stati di equilibrio interni non posso tracciare alcuna trasformazione.



Trasformazione isobara

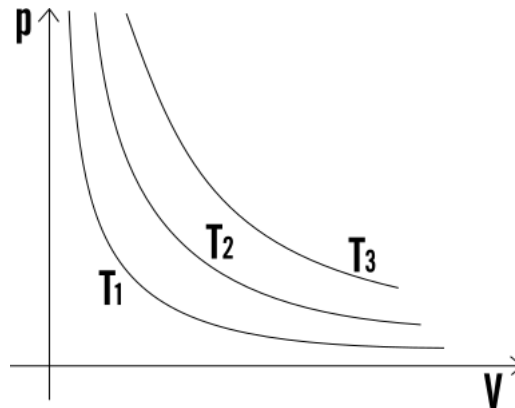


Trasformazione isocora

Trasformazione isoterma

$$PV = nRT \quad (11.1)$$

$$P = \frac{k}{T} \quad (11.2)$$



11.1 Lavoro

Applichiamo la definizione di lavoro durante una trasformazione che ha la pressione finale del gas uguale alla pressione interna.

$$W = \vec{F} \vec{r} = P_{est} A \vec{u}_n \cdot l \vec{u}_n \quad (11.3)$$

$$= P_{est} V \quad (11.4)$$

dal punto di vista del gas invece

$$W = P_{int} \Delta V \quad (11.5)$$

$$= -P_{est} \Delta V \rightarrow W_{est} = -P \Delta V = -W_{int} \quad (11.6)$$

Il lavoro non è una funzione di stato, ma dipende dal tipo di trasformazione che il gas segue a parità di stati finali. Si scrive $\delta W = P dV$. Viene utilizzata la forma δW per dire che non è il differenziale.

$$\begin{aligned} W_{int} &= \int \delta W_{int} \\ &= \int P dV \end{aligned}$$

Se $V_f > V_i, W_{int} > 0$ (espansione). Viceversa se $V_f < V_i, W_{int} < 0$ (compressione).

Capitolo 12

Calore

Se prendiamo due recipienti di acqua di massa m_1 e m_2 con due temperature T_1 e T_2 . La temperatura di equilibrio dunque è:

$$T_{eq} = \frac{m_1 T_1 + m_2 T_2}{m_1 + m_2} \quad (12.1)$$

Possiamo dunque definire il calore ceduto o acquisito dal liquido o gas:

$$Q_1 = m_1(T_{eq} - T_1) \quad (12.2)$$

$$Q_2 = m_2(T_{eq} - T_2) \quad (12.3)$$

si definisce una $KCal$ come l'energia necessaria per scaldare un chilogrammo di acqua da $14,5^\circ C$ a $15,5^\circ C$. Se i due materiali sono diversi dall'acqua, allora la definizione 12.1 deve essere modificata di un fattore c detto calore specifico:

$$T_{eq} = \frac{m_1 T_1 + c m_2 T_2}{m_1 + c m_2} \quad (12.4)$$

allo stesso modo anche i calori ceduti e acquisiti cambiano:

$$Q_1 = m_1(T_{eq} - T_1) \quad (12.5)$$

$$Q_2 = c m_2(T_{eq} - T_2) \quad (12.6)$$

Il c dell'acqua è 1. Più basso è c maggiore sarà la differenza di temperatura.

Calore specifico Questo dipende dalla temperatura, non rimane costante. Quindi si ha che:

$$Q = \int_{T_{in}}^{T_{fin}} mc(T) dT \quad (12.7)$$

Esiste un calore specifico relativo alla trasformazione isobara e uno relativo alla trasformazione isocora.

$$Q_p = mc_p \Delta T \quad (12.8)$$

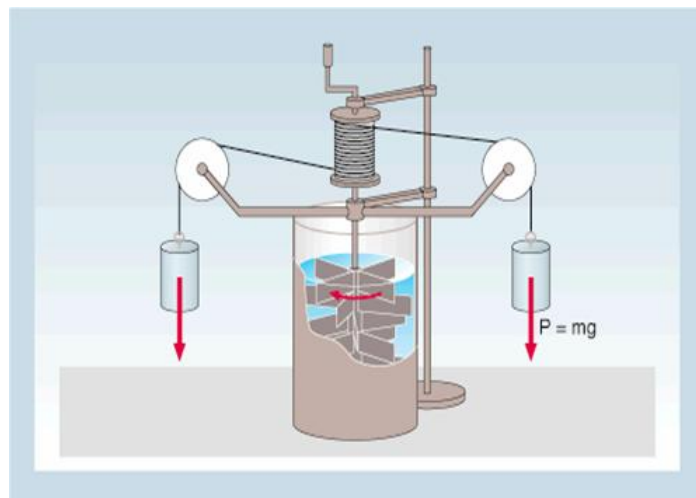
$$Q_v = mc_v \Delta T \quad (12.9)$$

Poichè durante i cambi di fase la temperatura rimane costante, la definizione di calore canonica non può essere utilizzata, ma esiste il **calore latente di fusione**, relativo alla temperatura di fusione o solidificazione di un solido. E' una misura sperimentale.

$$Q = \lambda m \quad (12.10)$$

12.1 Equivalenza tra lavoro e calore

Il primo a dimostrare l'equivalenza tra lavoro e calore è stato James Joule nel 1840, costruendo un dispositivo come in figura



nel momento in cui i due pesi iniziano a scorrere verso il basso, le pale sono messe in azione, e poichè le pale interne al contenitore bloccano il moto dell'acqua, dopo un certo intervallo di tempo si osserva che l'acqua nel contenitore aumenta la sua temperatura. In particolare $1KCal$ è il lavoro necessario per innalzare $1Kg$ di acqua da $14.5^{\circ}C$ a $15.5^{\circ}C$. C'è una relazione tra il lavoro svolto dalla forza peso e il calore.

12.2 Primo principio della termodinamica

Immaginiamo di avere un gas e da uno stato iniziale lo portiamo ad uno stato finale. In questo caso il sistema termodinamico non è in un sistema isolato con pareti adiabatiche, ma è presente uno scambio di calore tra ambiente e sistema, così come per il lavoro. Si osserva che Q e W **dipendono dalle trasformazioni termodinamiche scelte per andare dallo stato iniziale a quello finale, mentre la differenza $Q - W$ è indipendente.** Dunque si ha il **primo principio della termodinamica**:

$$Q - W = \Delta U \quad (12.11)$$

dove ΔU è la variazione di energia interna di un sistema, e dipende dalla pressione e dalla temperatura del sistema.

Convenzione sui segni La termodinamica è una branca studiata dalla fisica e dalla chimica, ed è opportuno scegliere una convenzione sui segni, dato che non si capisce una mazza tra chimici e fisici. In fisica, per una mera questione culturale legata alla Prima Rivoluzione Industriale si ha che:

- Se $Q > 0$ il calore è **assorbito dal sistema**, se $Q < 0$ il **calore è ceduto** dal sistema;
- Se $W > 0$ il lavoro è **stato eseguito dal sistema**, se $W < 0$ il **lavoro è stato eseguito sul sistema**;

L'espressione generale 12.11 del primo principio della termodinamica può anche essere differenziato:

$$dU = dQ - dW \quad (12.12)$$

12.3 Energia meccanica per un sistema di particelle

Come visto nel capitolo dei sistemi di particelle si ha che:

$$\Delta E_k = W_{est} + W_{int} \quad (12.13)$$

ma si sa per l'equazione 12.11 che

$$W_{int} = -\Delta U \quad (12.14)$$

se il sistema è isolato, ovvero il calore scambiato con l'esterno è nullo. Dunque si ha che:

$$\Delta(E_k + U) = W_{est} \rightarrow \Delta(E_k + U)U_{int} \quad (12.15)$$

dunque l'energia interna di un gas è composta da energia cinetica e lavoro interno compiuto dalle particelle di gas che si muovono. Per un corpo solido l'energia interna sarà data dall'agitazione termica delle molecole (componente cinetica) assieme all'energia potenziale elastica data dai legami tra le particelle. Quindi il Primo Principio della Termodinamica può essere scritto in funzione del lavoro interno che del lavoro esterno:

$$\Delta U = W_{est} + Q \quad (12.16)$$

$$\Delta U = -W_{int} + Q \quad (12.17)$$

12.4 Alcune trasformazioni

12.4.1 Espansione Adiabatica libera

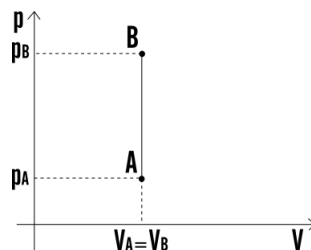
Si ha un contenitore adiabatico diviso in due parti, una con un gas e una con il vuoto. Quando viene tolta la parete che separa il vuoto dal gas si ha:

- Il calore scambiato con il sistema è nullo, lo stesso per il lavoro, in quando l'espansione del gas è libera;
- poichè non viene scambiato calore la temperatura iniziale e finale è la stessa;

Applichiamo il primo principio della termodinamica:

$$\Delta U = 0 \quad (12.18)$$

12.4.2 Trasformazione Isocora



Nella trasformazione isocora da uno stato A a uno B avremo che:

$$T_A = \frac{P_A V_A}{nR}$$

$$T_B = \frac{P_B V_A}{nR} T_B < T_A$$

Applichiamo il primo principio della termodinamica, calcolando il calore tramite il **calore specifico molare**:

$$\Delta U = Q = \int_A^B n c(T) dT \quad (12.19)$$

$$= n c_v \Delta T \quad (12.20)$$

il c_v per i gas **monoatomici** equivale a $\frac{3}{2}R$, per quelli **biatomici** $\frac{5}{2}R$. Questo perchè prese n moli di gas monoatomico la sua energia interna sarà:

$$U = n N_{av} E_k$$

$$= n N_{av} \frac{1}{2} k_B T 3$$

$$\rightarrow c_v = \frac{3}{2} k_b N_{av}$$

il numero 3 è aggiunto perchè la particella di un gas monoatomico **ha tre gradi di libertà**. Nei gas biatomici i gradi di libertà sono 5 infatti $E_k = \frac{5}{2} k_B T$ (5 perchè bisogna tenere in considerazione anche la rotazione delle particelle). I gradi di libertà aumentano all'aumentare della temperatura, ma in questo corso utilizzeremo solo quelli presentati.

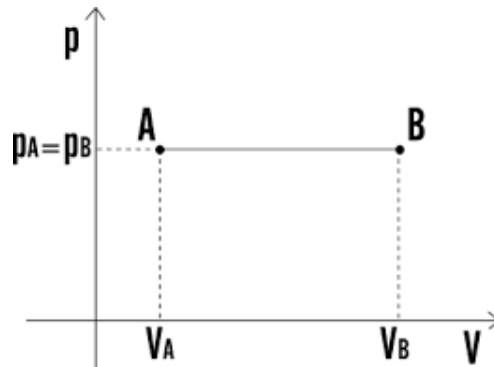
Nei solidi semplici monoatomici si hanno **tre gradi di libertà dovuti alla traslazione assieme a tre dovuti all'energia potenziale elastica di legame**, in totale 6: $E_k = n 3 N_{av} k_B T$.

12.4.3 Trasformazione Isobara

Applichiamo il Primo Principio della Termodinamica:

$$\Delta U = Q - W \quad (12.21)$$

$$\rightarrow W = \int_A^B P dV = P_A \Delta V \quad (12.22)$$



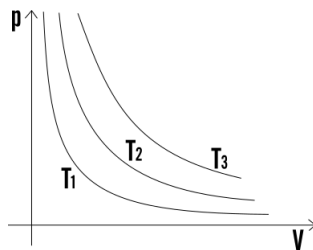
durante l'espansione la temperatura aumenta, cioè $T_B > T_A$.

$$\begin{aligned}
 \Delta U &= nc_v \Delta T \\
 \rightarrow Q &= \Delta U + W = \\
 &= nc_v \Delta T + P \Delta V \\
 &= nc_v \Delta T + P_A V_B - P_A V_A \\
 &= nc_v \Delta T + nRT_B - nRT_A \\
 &= n(c_v + R) \Delta T \\
 &= nc_p \Delta T
 \end{aligned}$$

Relazione di Mayer Per una trasformazione isobara:

$$c_p = c_v + R = \frac{5}{2}R \quad \frac{7}{2}R \quad (12.23)$$

12.4.4 Trasformazione isoterma reversibile



Il lavoro sarà:

$$W = \int_A^B P dV \quad (12.24)$$

$$= \int_A^B \frac{nRT}{V} dV \quad (12.25)$$

$$= nRT \log\left(\frac{V_B}{V_A}\right) = nRT \log\left(\frac{P_A}{P_B}\right) \quad (12.26)$$

mentre $\Delta U = 0$ in quanto la temperatura rimane costante.

12.4.5 Isoterma irreversibile

Abbiamo un contenitore con pareti adiabatiche attaccato ad un serbatoio di calore, e sul coperchio a stantuffo è appoggiato un peso. Togliendo bruscamente il peso si osserva che la pressione finale assume il valore della pressione esterna, senza un passaggio graduale. Dunque il lavoro che si misura sarà:

$$W = p_{est} \Delta V \quad (12.27)$$

quindi il lavoro misurato è **molto minore** rispetto all'isoterma reversibile. In particolare, anche se togliamo il peso gradualmente non riusciremo mai ad avere un lavoro uguale a quello reversibile.

$$W_{rev} > W_{irr} \quad (12.28)$$

12.4.6 Trasformazione adiabatica

In una trasformazione adiabatica si ha che:

$$\Delta U = -W \quad (12.29)$$

Possiamo riscrivere l'equazione precedente come

$$nc_v dT = -P dV \quad (12.30)$$

Inoltre sappiamo che:

$$\begin{cases} PV = nRT \\ c_p = c_v + R \end{cases} \quad (12.31)$$

$$\begin{cases} d(PV) = d(nRT) \\ c_p = c_v + R \end{cases} \quad (12.32)$$

$$\begin{cases} dPV + P dV = nR dT \\ c_p = c_v + R \end{cases} \rightarrow P dV = nR dT - dPV \quad (12.33)$$

sostituendo tutto nell'equazione iniziale del primo principio della termodinamica:

$$n(c_p - R)dT = nRdT - dPV \quad (12.34)$$

abbiamo dunque:

$$\begin{cases} nc_p dT = VdP \\ nc_v dT = -PdV \end{cases} \quad (12.35)$$

eseguiamo il rapporto membro a membro

$$\gamma = \frac{c_p}{c_v} = -\frac{VdP}{dVP} \quad (12.36)$$

$$-\gamma \frac{dV}{V} = \frac{dP}{P} \quad (12.37)$$

$$\rightarrow -\gamma \int_A^B \frac{dV}{V} = \int_A^B \frac{dP}{P} \quad (12.38)$$

$$= \log\left(\frac{V_A}{V_B}\right)^\gamma = \log\left(\frac{P_B}{P_A}\right) \quad (12.39)$$

$$= \left(\frac{V_A}{V_B}\right)^\gamma = \left(\frac{P_B}{P_A}\right) \quad (12.40)$$

$$\rightarrow P_A V_A^\gamma = P_B V_B^\gamma \quad (12.41)$$

quindi si hanno tre relazioni:

1.

$$TV^{\gamma-1} = PnRV^\gamma = cost \quad (12.42)$$

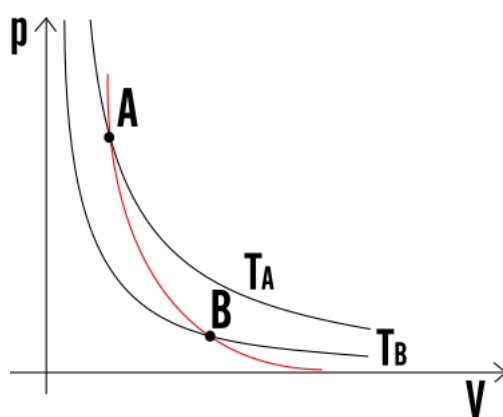
2.

$$PV^\gamma = nRTV^{\gamma-1} = cost' \quad (12.43)$$

3.

$$TP^{\frac{1-\gamma}{\gamma}} = cost'' \quad (12.44)$$

Inoltre $P = \frac{cost}{V^\gamma}$, cioè la trasformazione adiabatica reversibile è un'iperbole più ripida rispetto la curva isoterma nel piano di Clapeyron.



Parte III

Elettromagnetismo

Capitolo 13

Forza elettrostatica e campo elettrostatico

13.1 Forza elettrostatica

$$\vec{F} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_1 q_2}{r^2} \vec{u}_r \quad (13.1)$$

dove q è la carica del corpo, mentre ϵ_0 è la costante dielettrica nel vuoto. In un insieme di più cariche puntiformi, fissata una carica q la forza totale che agisce sulla carica equivale a:

$$\vec{F}_{tot} = q_0 \sum_{i=1}^n \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_i}{r_i^2} \vec{u}_r \quad (13.2)$$

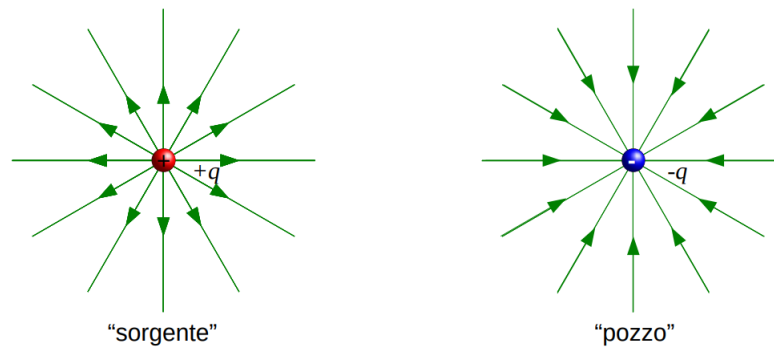
$$\vec{F}_{tot} = q_0 \vec{E}_{tot} \quad (13.3)$$

l'intensità o magnitudine della forza, o del campo elettrico non sono costanti, ma dipendono da che punto ci troviamo nello spazio rispetto il campo elettrico.

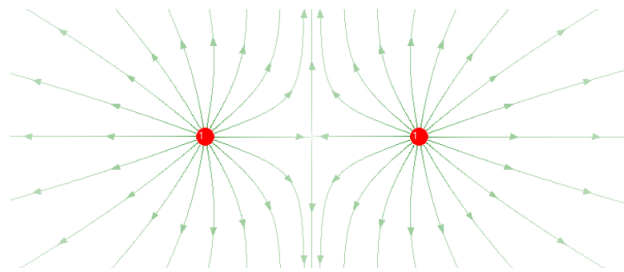
13.2 Campo elettrico

$$\vec{E}_{tot} = \sum_{i=1}^n \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_i}{r_i^2} \vec{u}_r \quad (13.4)$$

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q_0} \quad (13.5)$$



Linee di campo cariche separate



Linee di campo cariche positive

13.3 Lavoro della forza elettrostatica

Se una particella si muove lungo una curva in un campo elettrico, allora si ha che:

$$dW = \vec{F} d\vec{s} = q_0 \vec{E} d\vec{s}$$

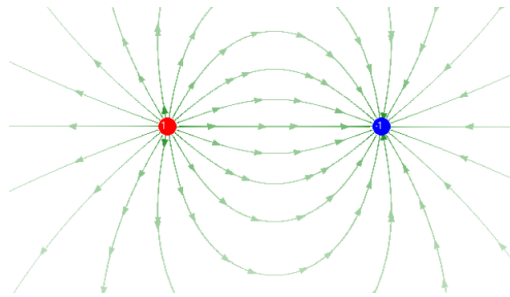
$$W_{AB} = \int_A^B \vec{F} d\vec{s}$$

- Scegliamo un percorso c_1 :

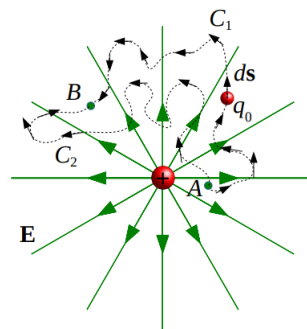
$$W_{AB} = \int_{c_1} \vec{F} d\vec{s}$$

$$W_{AB} = \int_{c_1} q_0 \vec{E} d\vec{s}$$

$$T_{c_1} = \frac{W_1}{q_0} = \int_{c_1} \vec{E} d\vec{s}$$



Linee di campo cariche opposte



• $\mathcal{T}_1 \neq \mathcal{T}_2$ in generale

- Scegliamo un secondo percorso C_2 :

$$W_{AB} = \int_{C_2} \vec{F} d\vec{s}$$

$$W_{AB} = \int_{C_2} q_0 \vec{E} d\vec{s}$$

$$T_{C_2} = \frac{W_2}{q_0} = \int_{C_2} \vec{E} d\vec{s}$$

- Uniamo assieme i due percorsi formando un unico percorso chiuso. Si ricorda che T equivale alla tensione tra i punti A e B .

$$W = \oint \vec{F} d\vec{s} = W_1 - W_2$$

si definisce dunque la **circuitazione**

$$\frac{W}{q_0} = \frac{1}{q_0} \oint \vec{F} d\vec{s} \quad (13.6)$$

$$= \mathcal{E} \quad (13.7)$$

se la forza è elettrostatica allora è conservativa, dunque la sua circuitazione è nulla. In generale una qualsiasi forza elettrica non è detto che sia conservativa. Se il campo elettrostatico è conservativo allora il lavoro può essere espresso come energia potenziale.

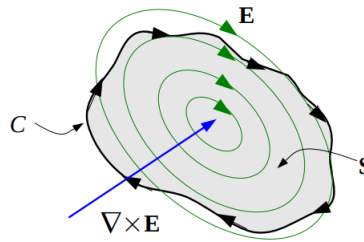
$$V_B - V_A = - \int_A^B \vec{E} d\vec{s} \quad (13.8)$$

$$\rightarrow W_{AB} = -q_0(V_B - V_A) = -q_0\Delta V = -\Delta U \quad (13.9)$$

Per calcolare ΔV si usa la definizione:

$$\begin{aligned} \Delta V &= - \int_A^B \vec{E} d\vec{s} \\ &= - \left[\frac{q}{4\pi\epsilon_0 r} \right]_A^B \end{aligned}$$

Teorema 2 (Teorema di Stokes). *La circuitazione di un campo vettoriale lungo la linea chiusa C è uguale al flusso del rotore del campo attraverso una qualunque superficie S avente per contorno C .*



$$\oint_C \vec{E} d\vec{s} = \int_S \vec{\nabla} \times \vec{E} d\vec{S} \quad (13.10)$$

ricordando che $rot(\vec{E}) = \vec{\nabla} \times \vec{E}$ e che corrisponde al vettore blu in figura. Poiché la circuitazione non è necessariamente nulla anche il flusso non è detto che lo sia, ma quando la forza è conservativa ed ha circuitazione nulla il flusso è nullo.

13.4 Anello e disco carico

13.4.1 Anello carico

Il nostro obiettivo è calcolare il campo elettrico generato da un disco carico di raggio R posto ad una distanza x dal centro del disco. Per semplicità

si suppone che il disco abbia una sola dimensione, ovvero non abbia area e spessore, cioè è ideale.

Per ragioni di simmetria, la componente verticale del campo elettrico sarà nulla, in quanto si semplifica. Dunque dobbiamo solamente calcolare la componente orizzontale. L'infinitesimo campo elettrico generato da una carica infinitesima è dato da:

$$dE_x = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{dQ}{x^2 + R^2} \cos \theta \quad (13.11)$$

$$= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Q dl}{x^2 + R^2} \frac{x}{\sqrt{x^2 + R^2}} \quad (13.12)$$

integrando lungo tutta la circonferenza:

$$E_x = \int_0^{2\pi R} \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\lambda dl}{x^2 + R^2} \frac{x}{\sqrt{x^2 + R^2}} \quad (13.13)$$

$$= \frac{\lambda}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{(x^2 + R^2)^{\frac{3}{2}}} \int_0^{2\pi R} dl \quad (13.14)$$

$$= \frac{\lambda}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{(x^2 + R^2)^{\frac{3}{2}}} 2\pi R \quad (13.15)$$

$$= \frac{\lambda}{2\epsilon_0} \frac{1}{(x^2 + R^2)^{\frac{3}{2}}} R = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{(x^2 + R^2)^{\frac{3}{2}}} \quad (13.16)$$

e il vettore avrà direzione lungo l'asse x.

13.4.2 Disco carico

Analogamente all'anello carico possiamo procedere integrando gli infinitesimi anelli tra l'origine del disco e il raggio R . Le cose però si fanno più complicate. Definiamo la densità superficiale di carica come $\sigma = \frac{Q}{S}$. Il campo elettrico sarà dato da questo integrale:

$$\vec{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_0^R \frac{x}{(r^2 + x^2)^{\frac{3}{2}}} \sigma 2\pi r dr \vec{u}_x \quad (13.17)$$

$$= \frac{1}{2\epsilon_0} \sigma \int_0^R \frac{x}{(r^2 + x^2)^{\frac{3}{2}}} r dr \vec{u}_x \quad (13.18)$$

$$(13.19)$$

Dato che l'integrale non lo sa fare nessuno copiamo la soluzione direttamente

- $x \gg R$

$$\vec{E} = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{x^2} \quad (13.20)$$

ovvero il disco agisce come se fosse una carica puntiforme a distanza infinita;

- $x \leq R$ allora

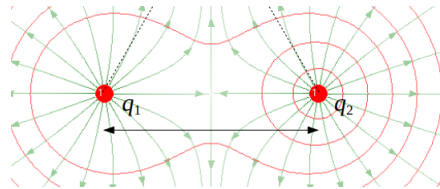
$$\vec{E} = \frac{Q}{2\pi\epsilon_0 R^2} \vec{u}_x \cdot \left(\int_0^R \frac{x}{(r^2 + x^2)^{\frac{3}{2}}} r dr \right) = \frac{Q}{2\pi\epsilon_0 R^2} \vec{u}_x = \text{cost} \quad (13.21)$$

13.5 Potenziale elettrostatico

Il potenziale elettrostatico è definito come:

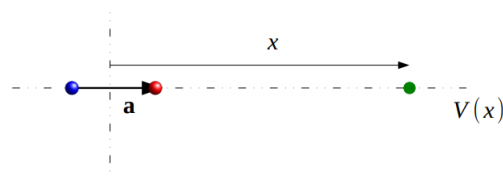
$$V = \sum_{i=1}^n \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_i}{r_i} \quad (13.22)$$

Dato un qualsiasi campo elettrostatico, la curva perpendicolare alle linee di campo genera una **curva equipotenziale**.



13.6 Dipolo elettrostatico

Un dipolo elettrostatico è un sistema composto da due cariche agli estremi di un segmento, e le cariche sono opposte. E' possibile calcolare il potenziale elettrostatico generato dal dipolo.



$$V = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{x - \frac{a}{2}} - \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{x + \frac{a}{2}} \quad (13.23)$$

$$= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{qa}{x^2} \quad (13.24)$$

Chiamiamo con $\vec{p} = q\vec{a}$ per indicare **il vettore del momento del dipolo**. Se posizioniamo il dipolo in un campo elettrico orientato, il dipolo può assumere diverse posizioni che definiscono una massimo o un minimo potenziale. L'energia potenziale del dipolo è definita come:

$$U = -\vec{p} \cdot \vec{E} \quad (13.25)$$

- Massimo potenziale: quando la carica positiva del dipolo è nella posizione più vicina alla sorgente del campo elettrico. E' una posizione di equilibrio instabile.
- Potenziale nullo quando il dipolo è perpendicolare alle linee di campo.
- Potenziale minimo quando la carica negativa è più vicina alla sorgente delle linee di campo. Il potenziale è negativo e si ha un equilibrio stabile o buca di potenziale.

Capitolo 14

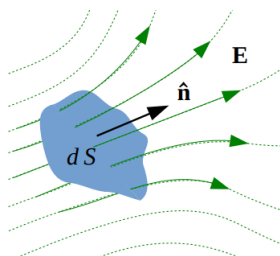
Flusso del campo elettrostatico

Il campo elettrico è un campo vettoriale, di conseguenza in ogni punto dello spazio è associato un vettore. Si definisce dunque il flusso del campo elettrico attraverso una superficie:

$$d\Phi(\vec{E}) = \vec{E} \cdot d\vec{S} \quad (14.1)$$

$$d\vec{S} = \vec{n}dS \quad (14.2)$$

in base all'orientazione della superficie il flusso può assumere segno negativo o positivo.

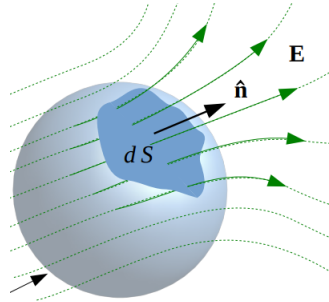


14.1 Flusso attraverso una superficie chiusa

Senza carica all'interno In generale se in una superficie chiusa **non sono presenti cariche**, le linee di campo che entrano devono anche uscire e il flusso è nullo.

$$\Phi(\vec{E}) = \oint_S \vec{E} \cdot d\vec{S} = 0 \quad (14.3)$$

Carica all'interno Se dentro la superficie chiusa è presente una carica q allora il flusso del campo elettrico non è nullo. Se la carica è positiva, come nell'esempio, allora le linee di campo escono dalla superficie, dunque il flusso è di segno positivo.

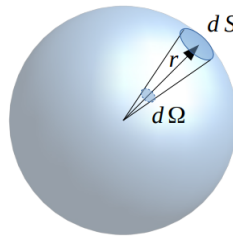


Studiamo il flusso del campo elettrico attraverso una superficie sferica. Dobbiamo introdurre il concetto di **angolo solido**. Se consideriamo un arco di circonferenza di raggio r e di ampiezza θ allora l'arco sarà dato da $l = r\theta$. Allo stesso modo possiamo immaginare un angolo solido che evidenzi una superficie infinitesima di una sfera. In particolare:

$$dS = \pi r^2 (d\theta)^2 \quad (14.4)$$

$$= r^2 d\Omega \quad (14.5)$$

dove $d\Omega$ è il nostro angolo solido e si misura in *steradiani*.



Detto questo utilizziamo la definizione di flusso attraverso un campo elettrostatico.

$$\Phi(\vec{E}) = \oint_S \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r^2} \vec{u}_r \cdot d\vec{S} \quad (14.6)$$

$$= \oint_S \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r^2} dS \quad (14.7)$$

$$= \oint_S \frac{1}{4\pi\epsilon_0} d\Omega \quad (14.8)$$

Poichè la superficie di una sfera equivale a $4\pi r^2$ e l'angolo solido è definito come $d\Omega = dS/r^2$, allora l'angolo solido che evidenzia tutta la sfera equivale a 4π . Sostituiamo questo risultato dentro l'equazione 14.8 e si ottiene

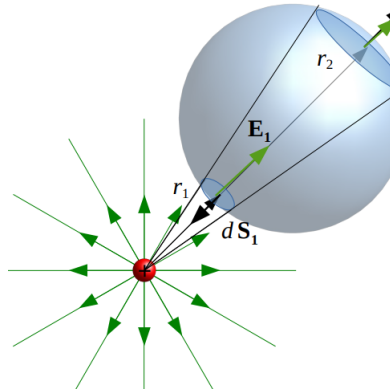
$$\Phi(\vec{E}) \frac{1}{4\pi\epsilon_0} q 4\pi = \frac{q}{\epsilon_0} \quad (14.9)$$

L'equazione 14.9 è un risultato noto attraverso la **Legge di Gauss** per il campo elettrostatico.

Legge di Gauss Il flusso del campo elettrostatico attraverso una superficie S chiusa equivale al rapporto tra la somma delle cariche e la costante dielettrica nel vuoto

$$\Phi(\vec{E}) = \oint_S \vec{E} \cdot d\vec{S} = \frac{1}{\epsilon_0} \sum_{i=1}^n q_i \quad (14.10)$$

14.1.1 Flusso attraverso una superficie chiusa senza carica è nullo



Sappiamo che il flusso attraverso la superficie chiusa deve essere nullo.

•

$$d\Phi(\vec{E}_1) = \vec{E}_1 \cdot d\vec{S} \quad (14.11)$$

$$= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r_1^2} \vec{u}_{r_1} \cdot \vec{n} r_1^2 d\Omega \quad (14.12)$$

$$= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} d\Omega \quad (14.13)$$

•

$$d\Phi(\vec{E}_2) = \vec{E}_2 \cdot d\vec{S} \quad (14.14)$$

$$= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r_2^2} \vec{u}_{r_2} \cdot \vec{n} r_2^2 d\Omega \quad (14.15)$$

$$= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} d\Omega \quad (14.16)$$

poichè il versore dei due vettori è di verso opposto la somma dei flussi 1 e 2 è nullo.

14.2 Teorema di Divergenza

Teorema 3 (Teorema di Divergenza). *Il flusso di un campo vettoriale attraverso una superficie chiusa S è uguale all'integrale della divergenza del campo vettoriale esteso al volume V racchiuso dalla superficie.*

$$\text{div}(\vec{E}) = \vec{\nabla} \cdot \vec{E} \quad (14.17)$$

$$= \frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z} \quad (14.18)$$

$$\Phi(\vec{E}) = \int_V \text{div}(\vec{E}) = \int_V \vec{\nabla} \cdot \vec{E} dV \quad (14.19)$$

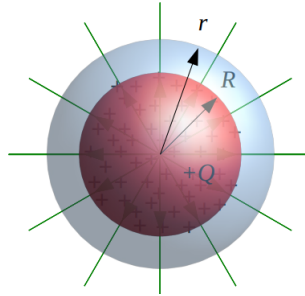
$$= \frac{q}{\epsilon_0} = \frac{1}{\epsilon_0} \int_V \rho dV \quad (14.20)$$

$$= \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (14.21)$$

14.3 Sfera uniformemente carica

Definiamo la densità di carica di una sfera come

$$\rho = \frac{Q}{\frac{4}{3}\pi R^3} \quad (14.22)$$



Per il Teorema di Gauss scegliamo una superficie immaginaria sferica che racchiude la sfera carica e applichiamo il teorema:

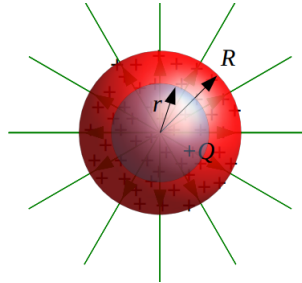
$$\Phi(\vec{E}) = \oint_S \vec{E} \cdot d\vec{S} = \frac{Q}{\epsilon_0} \quad (14.23)$$

$$E\vec{u}_r \cdot 4\pi R^2 = \frac{Q}{\epsilon_0} \quad (14.24)$$

$$\vec{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Q}{R^2} \vec{u}_r \quad (14.25)$$

e questo risultato è valido nel caso di $r > R$.

Per $r < R$ invece



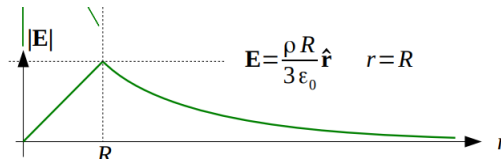
$$\Phi(\vec{E}) = \oint_S \vec{E} \cdot d\vec{S} = \frac{Q}{\epsilon_0} \quad (14.26)$$

$$E\vec{u}_r \cdot 4\pi r^2 = \frac{1}{\epsilon_0} \rho \frac{4}{3} \pi r^3 \quad (14.27)$$

$$E\vec{u}_r \cdot 4\pi r^2 = \frac{1}{\epsilon_0} \frac{Q}{\frac{4}{3}\pi R^3} \frac{4}{3} \pi r^3 \quad (14.28)$$

$$E\vec{u}_r \cdot 4\pi = \frac{1}{\epsilon_0} Q \frac{r}{R^3} \quad (14.29)$$

$$\vec{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Qr}{R^3} \quad (14.30)$$



Campo elettrico in funzione della distanza per una sfera carica

14.4 Guscio sferico

Il guscio sferico ha una forma sferica. La sua densità superficiale è definita come $\sigma = \frac{Q}{4\pi R^2}$, dove al numeratore è presente la carica totale. Per definire il campo elettrico in funzione della distanza utilizziamo la Legge di Gauss e la definizione di flusso.

$$\begin{aligned}\Phi(\vec{E}) &= \oint_S \vec{E} \cdot s\vec{S} = \frac{Q}{\epsilon_0} \\ E 4\pi r^2 &= \frac{\sigma 4\pi R^2}{\epsilon_0} \\ \rightarrow \vec{E} &= \frac{\sigma R^2}{r^2 \epsilon_0} \vec{u}_r \\ &= \frac{Q}{4\pi \epsilon_0 r^2} \vec{u}_r\end{aligned}$$

- $r \geq R$

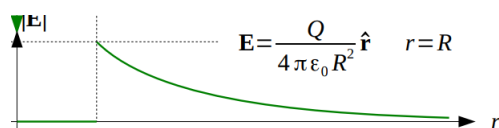
$$\vec{E} = \frac{\sigma R^2}{r^2 \epsilon_0} \vec{u}_r \quad (14.31)$$

$$= \frac{Q}{4\pi \epsilon_0 r^2} \vec{u}_r \quad (14.32)$$

- $r < R$

$$\Phi(\vec{E}) = \frac{0}{\epsilon_0} = 0 \quad (14.33)$$

dunque il campo elettrico è nullo in quanto non sono presenti cariche all'interno.



Campo elettrico in funzione della distanza per un guscio sferico

Capitolo 15

Conduttori

Un conduttore è un materiale in cui le cariche sono libere di muoversi. In generale per un solido sferico le cariche, poichè tendono a respingersi tra di loro, si posizionano sulla superficie, in modo da essere tra loro più distanti. Inoltre in un conduttore la somma di tutte le cariche è nulla, in quanto il flusso del campo elettrico attraverso una qualsiasi superficie S è nullo.

15.1 Conduttore sferico

- Potenziale fuori dalla sfera ($r > R$).

$$V(r) = \int_{+\infty}^r \vec{E} \cdot d\vec{r} \quad (15.1)$$

ovvero

$$V(r) = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0 r} \quad (15.2)$$

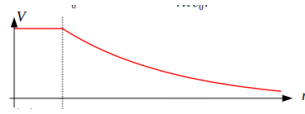
- Dentro la sfera ($r < R$).

$$V(r) = \int -\vec{E} \cdot d\vec{r} = \text{cost} \quad (15.3)$$

$$= \frac{Q}{4\pi\epsilon_0 R} \quad (15.4)$$

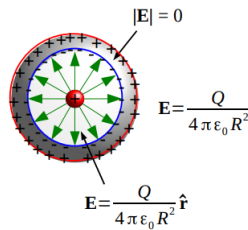
Inoltre il campo elettrico equivale a meno il gradiente del potenziale elettrico:

$$\vec{E} = -\nabla V = \left(-\frac{\partial V}{\partial x}, -\frac{\partial V}{\partial y}, -\frac{\partial V}{\partial z}\right) \quad (15.5)$$



Differenza di potenziale di un conduttore sferico

15.2 Conduttore cavo sferico



Conduttore cavo sferico

Se inseriamo una carica positiva all'interno del nostro conduttore, le cariche positive andranno verso la superficie esterna, quelle negative sulla superficie interna (perchè sono attratte).

- $R_1 < r < R_2$

$$\Phi(\vec{E}) = \oint \vec{E} d\vec{S} \quad (15.6)$$

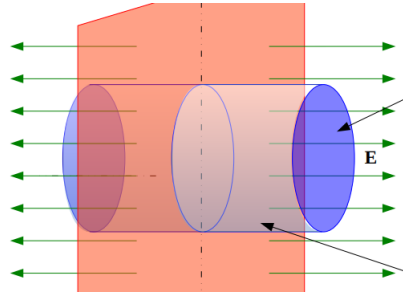
$$= \frac{Q_{tot}}{\epsilon_0} = 0 \quad (15.7)$$

E' nullo perchè le cariche si spostano sulle superfici e non in mezzo.

- $r < R_1$ o $r > R_2$

$$E = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0 r^2} \quad (15.8)$$

Analogamente dove il campo elettrico è nullo il **potenziale elettrico** sarà **costante per un certo valore**, e poi cresce.



Piano carico e superficie S

15.3 Gauss per un piano esteso

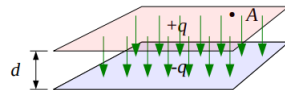
Applichiamo la definizione di flusso e il Teorema di Gauss:

$$\Phi(\vec{E}) = \oint \vec{E} d\vec{S} = \frac{Q}{\epsilon_0} \quad (15.9)$$

$$E2S = \frac{\sigma S}{\epsilon_0} \quad (15.10)$$

$$E = \frac{\sigma}{2\epsilon_0} \quad (15.11)$$

Condensatore a facce piane Immaginiamo di avvicinare due piani carichi con la stessa carica in modulo ma di segno opposto.



Il campo elettrico della piastra 1 e della piastra 2 dipendono dalla posizione nello spazio.

- $z > d$

$$\vec{E}_1 = \frac{\sigma}{2\epsilon_0} \vec{z} \quad (15.12)$$

- $z < d$

$$\vec{E}_1 = -\frac{\sigma}{2\epsilon_0} \vec{z} \quad (15.13)$$

- $z < 0$

$$\vec{E}_2 = \frac{\sigma}{2\epsilon_0} \vec{z} \quad (15.14)$$

- $z > 0$

$$\vec{E}_2 = -\frac{\sigma}{2\epsilon_0}\vec{z} \quad (15.15)$$

Quindi nel caso in cui siamo al di fuori dello spazio tra le due piastre, sommando i campi elettrici questi si annullano. D'altro canto, se siamo nella zona tra le due piastre, allora si ha che

$$\vec{E} = -\frac{\sigma}{\epsilon_0}\vec{z} \quad (15.16)$$

Ora bisogna studiare la differenza di potenziale:

$$\Delta V = V_d - V_0 \quad (15.17)$$

$$= -\int_0^d \vec{E} d\vec{s} = -\int_0^d -\frac{\sigma}{\epsilon_0}\vec{z} d\vec{s} \quad (15.18)$$

$$= \frac{\sigma d}{\epsilon_0} \quad (15.19)$$

Si definisce una nuova grandezza fisica, a **capacità di un condensatore**, che indica la quantità di carica rispetto la differenza di potenziale ed è comunemente indicata con i *Faraday*.

$$C = \frac{q}{\Delta V} = \frac{\epsilon_0 A}{d} \quad (15.20)$$

Ritornando al condensatore cavo sferico la differenza di potenziale è definita come $R_1 < r < R_2$ si ha che

$$V = -\int \vec{E} d\vec{s} = \left[\frac{q}{4\pi\epsilon_0 r}\right]_{R_2}^{R_1} \quad (15.21)$$

$$= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2}\right) \quad (15.22)$$

Possiamo dunque definire la capacità del condensatore come:

$$C = \frac{q}{\Delta V} = 4\pi\epsilon_0 \frac{R_1 R_2}{R_2 - R_1} \quad (15.23)$$

Capitolo 16

Condensatori e resistenze

Campo elettrico sempre perpendicolare alla superficie Dimostriamo che per i conduttori il campo elettrico è sempre perpendicolare alla superficie. Sappiamo che per il campo elettrostatico è vero che

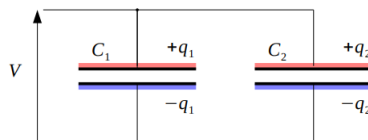
$$\oint \vec{E} d\vec{s} = 0 \quad (16.1)$$

ovvero la circuitazione del campo elettrico è nulla. Scegliamo una curva che passi vicino alla superficie del conduttore e successivamente dentro. poichè all'interno del conduttore le cariche sono nulle, il campo elettrico è nullo, quindi anche la circuitazione. Affinchè la circuitazione lungo la traiettoria chiusa sia nulla, allora la circuitazione del percorso fuori dal conduttore deve essere nullo.

$$\begin{aligned} \int \vec{E} d\vec{s} &= 0 \\ \rightarrow \vec{E} &\perp d\vec{s} \end{aligned}$$

ovvero il campo elettrico è perpendicolare alla superficie del conduttore.

16.1 Condensatori in parallelo e serie

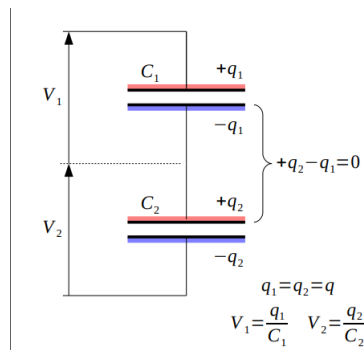


Nei condensatori in parallelo la differenza di potenziale è la medesima per tutti i condensatori, cambia la carica sui condensatori.

$$q_1 = C_1 V \quad (16.2)$$

$$q_2 = C_2 V \quad (16.3)$$

$$\rightarrow C_p = \sum_{i=1}^n \frac{q_i}{V_i} = \sum_{i=1}^n C_i \quad (16.4)$$



Nei condensatori in serie la carica è la stessa ma cambia il potenziale. Dunque si ha che

$$\frac{1}{C_s} = \sum_{i=1}^n \frac{1}{C_i} \quad (16.5)$$

16.2 Lavoro per caricare un condensatore

$$-dW = dU = dq \cdot V(q + dq) \quad (16.6)$$

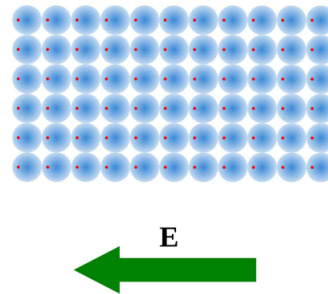
$$W = - \int_0^Q V(q) dq = - \int_0^Q \frac{q}{C} dq \quad (16.7)$$

$$= - \frac{q^2}{2C} \quad (16.8)$$

$$U = \frac{q^2}{2C} = \frac{1}{2} C V^2 = \frac{1}{2} Q V \quad (16.9)$$

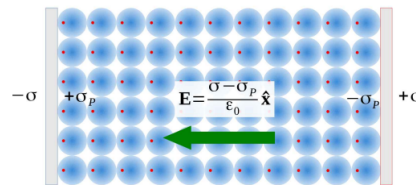
16.3 Materiali dielettrici

I materiali dielettrici sono materiali in cui le cariche sono legate ma non si possono muovere liberamente come nei conduttori.



Per esempio se poniamo un reticolo di un materiale dielettrico dentro il campo elettrico, i protoni rimarranno fermi, mentre gli elettroni si spostano nella direzione del campo elettrico. Quindi complessivamente i lati del materiale acquistano una carica positiva e una negativa. Questa carica si chiama **carica di polarizzazione**.

Immergiamo ora un materiale dielettrico tra le facce piane di un condensatore. I lati del dielettrico avranno una carica di polarizzazione, quindi il campo elettrico tra le facce del condensatore diminuisce.



$$\vec{E} = \frac{\sigma - \sigma_p}{\epsilon_0} \vec{x} \quad (16.10)$$

$$= \frac{\sigma}{\epsilon} \vec{x}, \epsilon = \epsilon_r \epsilon_0 \quad (16.11)$$

dove σ_p è la carica di polarizzazione. Quando il campo elettrico si annulla si ha **induzione totale**, ed avviene per i materiali conduttori.

Nei materiali dielettrici ogni atomo in un campo elettrico è come un piccolo dipolo. Per un volume V si hanno n dipoli. La densità di polarizzazione è dunque:

$$\vec{\rho} = \frac{n}{V} \vec{p}, \vec{p} = q\vec{l} \quad (16.12)$$

$$= \frac{[C]}{[m^2]} \quad (16.13)$$

il verso del momento di dipolo \vec{p} è lo stesso del campo elettrico.

16.4 Campo elettrico prodotto da un materiale polarizzato

Quando un materiale dielettrico è immerso in un campo elettrico, si formano dei micro-dipoli. Si forma un momento di dipolo elettrico microscopico medio $\langle p \rangle$ parallelo al campo elettrico \vec{E} . Quindi per un numero ΔN di atomi si ha che

$$\Delta p = \Delta N \cdot \langle p \rangle \quad (16.14)$$

Quindi per una porzione di dielettrico di volume ΔV è definito come:

$$\vec{P} = \frac{\Delta \vec{p}}{\Delta V} = \frac{\Delta N}{\Delta V} \langle \vec{p} \rangle = n \langle \vec{p} \rangle \quad (16.15)$$

dove n è il numero di molecole o atomi nel volume. Sperimentalmente si osserva che il vettore \vec{P} è il vettore polarizzazione del dielettrico, ed è in relazione con il campo elettrico attraverso la seguente equazione:

$$\vec{P} = \epsilon_0(k - 1)\vec{E} = \epsilon_0\chi\vec{E} \quad (16.16)$$

dove k è il valore del dielettrico del mezzo e χ è detta **suscettività**.

Quando un dielettrico è immerso in un campo elettrico all'interno del materiale i dipoli vengono compensati ma non alle superfici che hanno una carica di polarizzazione.

$$\sigma_P = \frac{dq}{dS} = \vec{P} \cdot \frac{dS \cos \theta}{dS} \quad (16.17)$$

$$= \vec{P} \cdot \vec{u}_n \quad (16.18)$$

Se la polarizzazione è uniforme non si manifestano cariche all'interno del dielettrico, quindi la carica superficiale totale deve essere nulla: si avranno due cariche superficiali di carica opposta.

Nel caso in cui \vec{P} varia nello spazio e non è costante, allora anche la carica di polarizzazione deve variare.

$$q_p = -\text{div}(\vec{P})dV \quad (16.19)$$

$$\rightarrow \rho_p = \frac{dq_p}{dV} = -\nabla \cdot \vec{P} \quad (16.20)$$

A causa delle cariche di polarizzazione che si formano anche il campo elettrico totale varia:

$$\vec{E} = \frac{\sigma_0 - \sigma_p}{\epsilon_0} = \vec{E}_0 - \frac{\vec{P}}{\epsilon_0} \quad (16.21)$$

Equazioni generali dell'elettrostatica con dielettrici

$$\oint \vec{E} ds = 0 \quad (16.22)$$

$$\nabla \vec{E} = 0 \quad (16.23)$$

ed $\vec{E} = -\Delta V$

Legge di Gauss con dielettrici Applichiamo la Legge di Gauss per condensatori con all'interno dei dielettrici. Bisogna tenere conto delle cariche di polarizzazione oltre alle cariche libere. Il flusso del campo elettrico totale è definito come

$$\oint \vec{E} \cdot d\vec{S} = \frac{q + q_p}{\epsilon_0} \quad (16.24)$$

In forma differenziale equivale a scrivere

$$\nabla \vec{E} S = \frac{q + q_p}{\epsilon_0} \quad (16.25)$$

$$\rightarrow \nabla \vec{E} = \frac{\rho + \rho_p}{\epsilon_0} \quad (16.26)$$

Di conseguenza sappiamo che:

$$\epsilon_0 \nabla \vec{E} = \nabla \epsilon_0 \vec{E} \quad (16.27)$$

$$= \rho - \nabla \vec{P} \quad (16.28)$$

Dall'ultima equazione sappiamo che

$$\nabla(\epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}) = \rho \quad (16.29)$$

Se integriamo lungo una superficie la densità di carica, allora questa sarà uguale alla carica totale (la somma delle cariche libere e di polarizzazione).

$$\oint \nabla(\epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}) \cdot d\vec{S} = q \quad (16.30)$$

$$\oint \vec{D} \cdot d\vec{S} = q \quad (16.31)$$

$$\rightarrow \nabla \vec{D} = \rho \quad (16.32)$$

Possiamo ora riscrivere il flusso del campo elettrico come:

$$\Phi(\vec{E}) = \frac{q_0}{\epsilon_0} + \frac{1}{\epsilon_0} \int_S \sigma_p dS + \frac{1}{\epsilon_0} \int_V \rho_p dV \quad (16.33)$$

Il primo termine:

$$\frac{1}{\epsilon_0} \int_S \sigma_p dS = \frac{1}{\epsilon_0} \int_{S_1} \vec{P} \cdot d\vec{S}$$

mentre il secondo:

$$\frac{1}{\epsilon_0} \int_V \rho_p dV = -\frac{1}{\epsilon_0} \int_V \nabla \cdot \vec{P} dV = -\frac{1}{\epsilon_0} \int_{S_1+S_2} \vec{P} \cdot d\vec{S}$$

Quindi ancora una volta l'equazione 16.33 per Gauss sarà:

$$\Phi(\vec{E}) = \oint_S \vec{E} d\vec{S} = \frac{q_0}{\epsilon_0} - \frac{1}{\epsilon_0} \int_{S_1} \vec{P} \cdot d\vec{S} \quad (16.34)$$

Nello spazio privo di cariche libere, allora è vero che

$$\nabla \cdot \vec{D} = 0 \quad (16.35)$$

$$\oint \vec{D} \cdot d\vec{S} = 0 \quad (16.36)$$

16.5 Dielettrici in parallelo e in serie

In parallelo Per i dielettrici in parallelo sappiamo che la circuitazione del campo elettrico è nulla, quindi

$$\int_1 \vec{E}_1 d\vec{s} + \int_2 \vec{E}_2 d\vec{s} = 0 \quad (16.37)$$

di conseguenza i campi elettrici E_1 ed E_2 dovranno essere i medesimi. Si dice che **le componenti tangenziali di \vec{E} sono continue**. Sebbene i due campi siano uguali variano le densità di cariche superficiali.

In serie Nei dielettrici in serie dovranno essere uguali le densità di cariche superficiali. Si può ragionare dicendo che

$$\oint \vec{D} d\vec{S} = \oint_1 \vec{D} d\vec{S}_1 + \oint_2 \vec{D} d\vec{S}_2 = 0 \quad (16.38)$$

Ovvero per i due dielettrici il campo \vec{D} è il medesimo. **Le componenti normali a \vec{D} sono continue**.

Capitolo 17

Corrente elettrica

Nei materiali conduttori le cariche sono libere di muoversi liberamente. Quando un conduttore è in un campo elettrico le cariche si muovono lungo la direzione del campo elettrico. Si definisce la corrente elettrica come **la direzione del flusso di carica positiva**. In particolare

$$i = \frac{dq}{dt} \quad (17.1)$$

Si definisce anche **densità di corrente elettrica** come $j = \frac{i}{S}$. La densità di corrente elettrica può essere anche definita come

$$\vec{j} = q\vec{v}_d = ne\vec{v}_d \quad (17.2)$$

dove \vec{v}_d è la velocità di deriva delle cariche nel dielettrico.

La velocità media delle cariche equivale alla velocità di deriva nei conduttori. Questo perchè definiamo la quantità di moto come

$$\langle \vec{p} \rangle = \vec{F}\tau \quad (17.3)$$

$$m \langle \vec{v} \rangle = m\vec{v}_d = e\vec{E}\tau \quad (17.4)$$

Di conseguenza anche la densità di carica può essere riscritta come

$$\vec{j} = \frac{ne^2}{m}\vec{E} = \sigma\vec{E} \quad (17.5)$$

Legge di Ohm per la conduttività Le legge di Ohm per la conduttività afferma che

$$\vec{E} = \rho\vec{j} \quad (17.6)$$

dove $\rho = \frac{1}{\sigma}$ ed equivale alla **resistività del conduttore**, mentre σ è la **conduttività del materiale**.

17.1 Resistenza di un conduttore cilindrico

In un conduttore cilindrico di lunghezza h e sezione S definiamo:

$$V = \int \vec{E} d\vec{x} = Eh \quad (17.7)$$

$$i = j \cdot S \quad (17.8)$$

Dunque è vero che

$$\frac{V}{h} = E = \rho j = \rho \frac{i}{S} \quad (17.9)$$

Si arriva alla **Legge di Ohm** per conduttori cilindrici:

$$V = \frac{\rho h}{S} i = Ri \quad (17.10)$$

dove R è la resistenza interna del conduttore.

Effetto Joule Sappiamo che per una carica infinitesima $dW = -dU = -dqV$.

$$P = \frac{dW}{dt} = \frac{dq}{di} V = iV = i^2 R = \frac{V^2}{R}$$

$$< p > = F\tau$$

La potenza totale sarà

$$P = nv_d \vec{F} = \frac{VS}{j} = Vi \quad (17.11)$$

Capitolo 18

Magnetismo

L'unità del campo magnetico è il Tesla. La forza che un campo magnetico agisce su una particella carica è definita dalla **forza di Lorentz**:

$$\vec{F} = q(\vec{v} \times \vec{B}) \quad (18.1)$$

dove \vec{B} è il campo magnetico che agisce sulla particella. Si nota che la forza che il campo magnetico applica non è nulla se e solo se la velocità della particella carica è diversa da zero. La forza di Lorentz completa, quando una particella è sia in un campo elettrico che in un campo magnetico sarà:

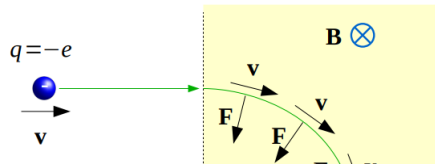
$$\vec{F} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad (18.2)$$

Si noti anche che essendoci un prodotto vettoriale la forza sarà sempre perpendicolare allo spostamento della particella, dunque il lavoro svolto dalla forza di Lorentz sarà nullo.

Moto circolare Quando una carica entra in una regione con un campo magnetico, allora per definizione della forza di Lorentz, in base a come il campo magnetico è orientato la forza sarà perpendicolare allo spostamento, e la carica descriverà una traiettoria circolare che come forza centripeta ha proprio la forza di Lorentz. Valgono le seguenti relazioni:

$$qvB = m \frac{v^2}{R}$$
$$R = \frac{mv}{qB}$$

Attraverso questo processo è possibile costruire uno **spettrometro di massa**.



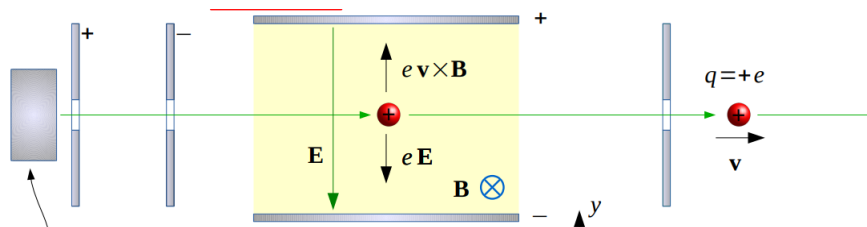
Selettore di velocità Quando una particella entra in una regione in cui sono presenti un campo elettrico e un campo magnetico è possibile costruire un selettore di velocità. Se orientiamo il campo magnetico in modo opportuno tra le armature di un condensatore, allora sulla particella agiscono due forze: quella dovuta al campo elettrico che quella dovuta al campo magnetico.

Alla fine della regione è presente una fenditura, e solo le cariche che hanno una determinata velocità potranno attraversarle. Questo perchè affinché la particella segua una traiettoria rettilinea si ha che:

$$qE = qvB$$

$$v = \frac{E}{B}$$

In questo modo variando l'intensità del campo elettrico o quello magnetico si possono selezionare le particelle con una velocità precisa.



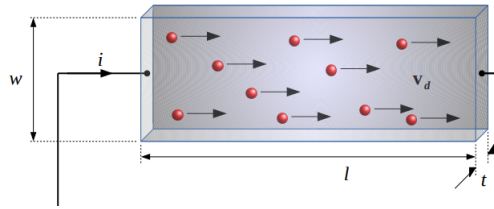
18.1 Effetto Hall

Consideriamo un circuito, in cui è presente un conduttore attraverso cui passano delle cariche positive, ovvero è presente della corrente. Questa regione è all'interno di un campo magnetico. A causa del campo magnetico avremo una deviazione delle cariche. Riscriviamo la corrente come:

$$i = Nev_d S = Nev_d w t \quad (18.3)$$

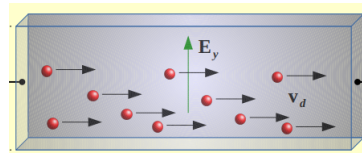
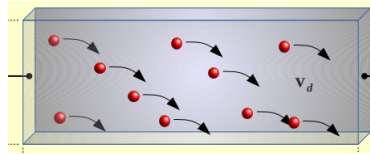
dove w e t sono i lati della sezione rettangolare del conduttore.

Per effetto del campo magnetico le cariche si spostano verso il basso in quanto agisce la forza di Lorentz.



$$\vec{F} = e(\vec{v}_d \times \vec{B}) \quad (18.4)$$

Questa forza viene bilanciata dall'**effetto Hall**, per il quale si forma un campo elettrico \vec{E}_H verso l'alto, e bilancia la forza di Lorentz.



Poichè il campo elettrico si forma a causa delle cariche che si spostano sulla faccia inferiore del conduttore, è presente anche una differenza di potenziale ΔV_H .

$$\Delta V_H = - \int_0^w E_H dy = E_H w \quad (18.5)$$

Poichè la forza elettrostatica è bilanciata da quella magnetica si ha che:

$$\begin{aligned} ev_d B &= eE_H \\ E_H w &= v_d B w \end{aligned}$$

dalla definizione di corrente iniziale si ha che $v_d = \frac{i}{Net}$ e si può riscrivere la differenza di potenziale come

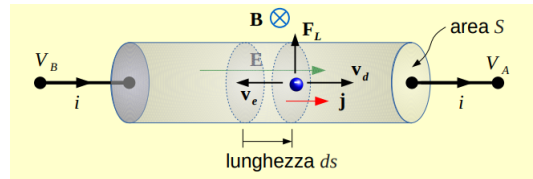
$$\Delta V_h = \frac{iB}{Net} \quad (18.6)$$

e si definisce il **coefficiente Hall** R_H come

$$R_H = \frac{\Delta V_H t}{iB} = \frac{1}{Ne} \quad (18.7)$$

Dall'effetto Hall si evince che le cariche portatrici sono gli elettroni, quindi il verso della velocità degli elettroni è opposto a quello della corrente.

18.2 Campo magnetico e corrente



Applicazione del campo magnetico su una corrente Consideriamo un campo magnetico e un filo con della corrente che lo attraversa. La forza di Lorentz agirà sulle cariche in movimento:

$$\vec{F}_L = q(\vec{v}_e \times \vec{B}) = -e(-\vec{v}_d \times \vec{B}) = e(\vec{v}_d \times \vec{B}) \quad (18.8)$$

ricordando che il flusso della corrente è definito come: $\vec{j} = Nev_d$. Possiamo ragionare su un tratto infinitesimo ds e applicarla a tutte le cariche della sezione S :

$$d\vec{F} = nSds\vec{F}_L = (Sds)ne(\vec{v}_d \times \vec{B}) = Sds\vec{j} \times \vec{B} \quad (18.9)$$

Poichè $i = \vec{j}S$ possiamo riscrivere l'ultima uguaglianza come

$$d\vec{F} = i(d\vec{s} \times \vec{B}) \quad (18.10)$$

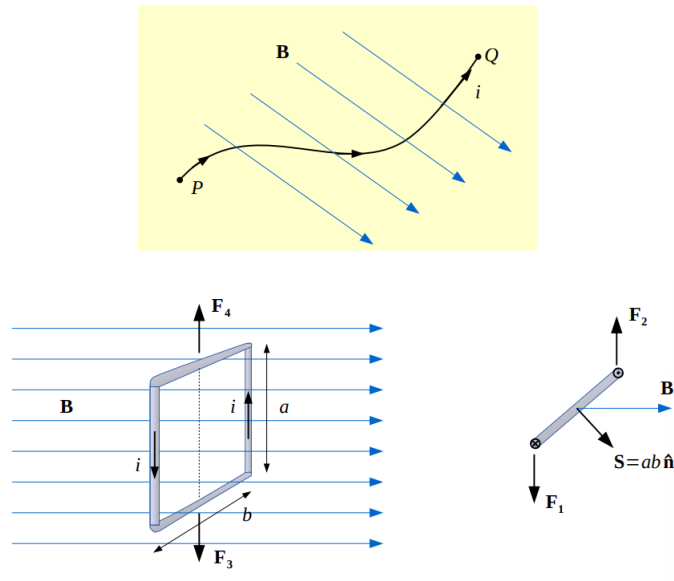
che è la **seconda legge elementare di Laplace**.

Forza su un filo Per calcolare la forza complessiva su un filo attraversato da corrente ricorriamo all'integrale:

$$\vec{F} = i \int_P^Q d\vec{s} \times \vec{B} \quad (18.11)$$

Dunque se il campo è uniforme il vettore $d\vec{s}$ integrato è il vettore che collega i punti P e Q .

ovviamente se il filo è chiuso allora la forza si calcola con l'integrale di linea ed è nulla.



Spira rettangolare immergiamo una spira rettangolare dentro un campo magnetico. Per la seconda legge di Laplace le forze lungo i lati con lunghezza b si elidono reciprocamente, mentre le forze lungo i lati di lunghezza a creano un dipolo magnetico.

E' possibile calcolare il momento torcente:

$$\mathcal{T} = \vec{r} \times \vec{F} \quad (18.12)$$

$$= i \vec{S} \times \vec{B} = \vec{m} \times \vec{B} \quad (18.13)$$

dove il vettore $\vec{m} = i \vec{S}$ è chiamato momento magnetico della spira.

Dipolo magnetico a confronto con il dipolo elettrico *****

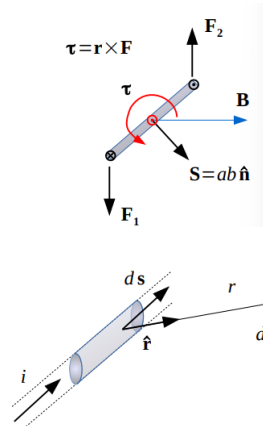
18.3 Leggi di Laplace

Prima legge elementare di Laplace La prima legge di Laplace indica che

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} i \frac{d\vec{s} \times \hat{r}}{r^2} \quad (18.14)$$

dove \hat{r} è il versore che congiunge un punto nello spazio con il filo.

la permeabilità magnetica nel vuoto ha un valore di $4\pi \cdot 10^{-7} H/m$ (Henry su metro).



Per definizione di corrente $i = nqvS$, allora $id\vec{s} \times \hat{r} = nqSds\vec{v} \times \hat{r}$. La seconda legge di Laplace diventa (per una singola carica in moto):

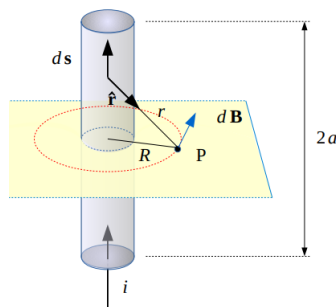
$$\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{q\vec{v} \times \hat{r}}{r^2} \quad (18.15)$$

Per tutte le cariche che attraversano un filo in un volume infinitesimo dV con n cariche in movimento si ha che

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{q\vec{v} \times \hat{r}}{r^2} ndV \quad (18.16)$$

Seconda legge elementare di Laplace La seconda legge elementare di Laplace afferma che:

$$d\vec{F} = i(d\vec{s} \times \vec{B}) \quad (18.17)$$



Campo magnetico generato da una corrente Applichiamo la prima legge di Laplace:

$$\begin{aligned} d\vec{B} &= \frac{\mu_0}{4\pi} i \frac{d\vec{s} \times \hat{r}}{r^2} \\ &= \frac{\mu_0}{4\pi} i \frac{\sin \theta ds}{r^2} \end{aligned}$$

attraverso la trigonometria si può dimostrare che $\frac{ds}{d\theta} = \frac{R}{\tan \theta}$, e che dunque $ds = \frac{R d\theta}{\sin^2 \theta}$. In particolare con una serie di sostituzioni si arriva a:

$$\frac{ds}{r^2} = \frac{d\theta}{R} \quad (18.18)$$

$$dB = \frac{\mu_0 i \sin \theta d\theta}{4\pi R} \quad (18.19)$$

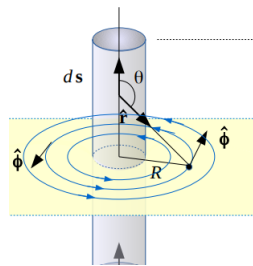
Poichè a noi interessa il campo magnetico lungo tutta la lunghezza del filo, dobbiamo integrare tra gli estremi θ_a e $-\theta_a$ (gli angoli che di formano con i lati a e $-a$).

$$B = \frac{\mu_0}{4\pi R} \int_{-\theta_a}^{\theta_a} \sin \theta d\theta \quad (18.20)$$

$$= \frac{\mu_0 i}{4\pi R} [-\cos \theta]_{-\theta_a}^{\theta_a} \quad (18.21)$$

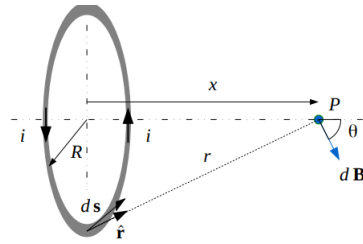
$$= -\frac{\mu_0 i}{4\pi R} 2 \cos \theta \quad (18.22)$$

$$= \frac{\mu_0 i}{2\pi R} \frac{a^2}{\sqrt{a^2 + R^2}} \quad (18.23)$$



Il verso è come quello in figura (si ricava dalla legge di Laplace). Importante è che per $a \gg R$ si arriva alla **Legge di Biot-Savart**:

$$\vec{B} = \frac{\mu_0 i}{2\pi R} (\hat{s} \times \hat{R}) \quad (18.24)$$



Campo magnetico generato da una spira circolare Applichiamo la prima legge elementare di Laplace, $d\vec{B} = \frac{\mu_0 i}{4\pi} \frac{d\vec{s} \times \hat{e}}{r^2}$. Si arriva a

$$B = \frac{\mu_0 i}{4\pi} \frac{ds \cos \theta}{r^2} \quad (18.25)$$

Integriamo lungo tutta la circonferenza:

$$B = \frac{\mu_0 i \cos \theta}{4\pi} \frac{1}{r^2} \int_0^{2\pi R} ds = \frac{\mu_0 i \cos \theta}{4\pi r^2} 2\pi R \quad (18.26)$$

Poichè $\cos \theta = \frac{R}{\sqrt{r^2 + x^2}}$ allora

$$\vec{B} = \frac{\mu_0 i R^2}{2(x^2 + R^2)^{\frac{3}{2}}} \hat{x} \quad (18.27)$$

In particolare per $x \gg R$:

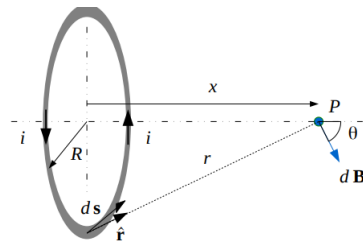
$$\vec{B} = \frac{2\mu_0 i (\pi R^2)}{4\pi x^3} \hat{x} \quad (18.28)$$

E possibile sostituire $i(\pi R^2) = m$, con m momento magnetico della spira. Esiste una relazione tra campo elettrico e magnetico generato da una spira circolare con $x \gg R$:

$$\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2\vec{m}}{x^3}, \vec{m} = i\vec{S}$$

$$\vec{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{2\vec{p}}{x^3}, \vec{p} = q\vec{a}$$

Interazione tra due correnti (caso generale) Nel caso generale si hanno due fili attraversati da due correnti diverse. Ogni filo genera un campo magnetico, che applica una forza sull'altro filo. Per la seconda legge di Laplace si scrivono le forze agenti sui fili.



Interazioni tra due correnti parallele Nel caso di due fili paralleli abbiamo una forza che sarà l'opposto dell'altra (il verso delle correnti è lo stesso).

$$\vec{F}_{12} = -\vec{F}_{21}$$

$$\vec{F}_{12} = \frac{\mu_0 i_1 i_2 l}{2\pi r} \hat{s}_1 \times (\hat{s}_2 \times (-\hat{r}))$$

Quindi le due forze sono attrattive. Nel caso le due correnti siano **discordi**, allora sono repulsive le forze.

