Unità Didattica N° 21

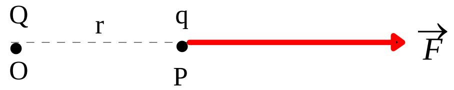
Campo elettrostatico

Il campo elettrostatico

Nell'enunciato della legge di Coulomb le forze elettrostatiche appaiono come **azioni a distanza** senza che vi sia bisogno di un contatto diretto fra le cariche elettriche **Q** e **q** che interagiscono . Secondo le vedute moderne la descrizione di tali azioni avviene in termini di **campi elettrici** cioè : **1)** la carica **Q** dà origine ad un campo elettrico nello spazio che la circonda **2)** il campo così creato agisce sulla carica **q** e questa azione si manifesta mediante la forza $\vec{F}$ che agisce su **q** .

Carica Q	crea → ← agisce	campo	agisce → ← crea	carica q

La carica **Q** (o **q**) altera lo spazio attorno a sé creando un campo e questo agisce su **q** (o su **Q**) .



Il **campo elettrico** giuoca un ruolo intermedio nelle forze che si esercitano fra cariche elettriche . In sostanza il concetto di **campo elettrico** consiste nell'ammettere che i corpi elettrizzati creino nello spazio circostante un certo **stato fisico** diverso da quello che ivi esisterebbe se questi corpi fossero elettricamente neutri . Un corpo **P** dotato di carica elettrica **q** e situato nel campo di un altro corpo elettrizzato (**Q**) è soggetto ad una forza (che scompare se scarichiamo il corpo elettrizzato) che si considera come dovuta allo stato fisico dello spazio in cui esso si trova , anziché all'azione diretta della carica **Q** . Il campo elettrico esiste anche nel vuoto . Il campo elettrico è caratterizzato dal vettore $\vec{E}$, detto **intensità del campo elettrico** , definito dalla seguente relazione vettoriale: $\vec{E} = \dfrac{\vec{F}}{q}$ $\quad \vec{F} = q \cdot \vec{E}$

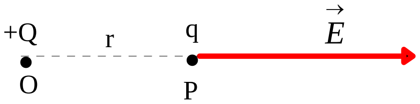
q è la **carica di prova** (di solito è positiva), $\vec{F} = q \cdot \vec{E}$ è la forza che agisce sulla carica di prova **q**

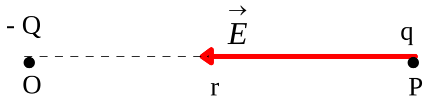
Il vettore $\vec{E}$ non dipende dalla carica di prova ma dalla causa che genera il campo e dalla posizione che si considera ; $\vec{F}$ dipende da **q** , da chi crea il campo e dalla posizione considerata . Per questo motivo il vettore $\vec{E}$ serve meglio della forza $\vec{F}$ a caratterizzare il campo elettrostatico.

Se il campo elettrico è creato dalla carica puntiforme **Q**, allora in ogni punto **P** dello spazio distante **r** da **Q** si ha :

$$E = \frac{F}{q} = \frac{\dfrac{1}{4\pi\varepsilon_o} \cdot \dfrac{Q \cdot \cancel{q}}{r^2}}{\cancel{q}} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_o} \cdot \frac{Q}{r^2}$$

Unità Didattica N° 21 : Campo elettrostatico

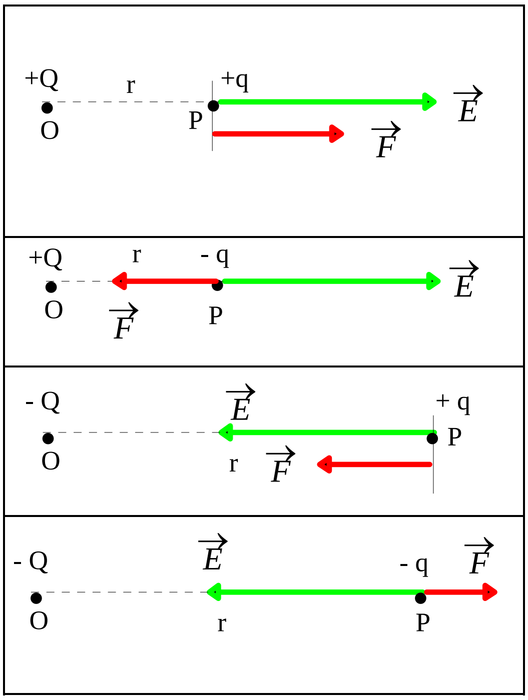




Se il campo è creato da una distribuzione discreta di cariche elettriche puntiformi $Q_1, Q_2, Q_3, \cdots$

abbiamo : $\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 + \vec{E}_3 + \cdots$

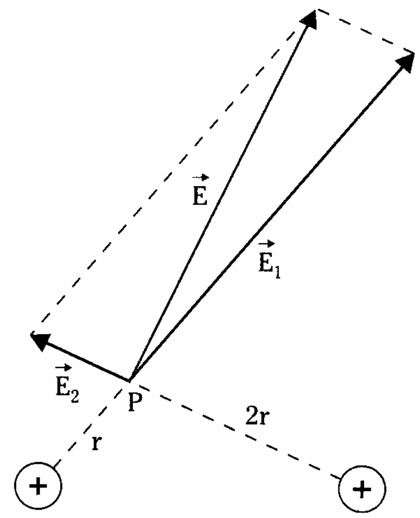
Una **carica di prova** è una carica ipotetica tanto piccola da non perturbare con la sua presenza il campo elettrostatico creato da una certa distribuzione di cariche elettriche .



Il vettore campo elettrico $\vec{E}$ per una **carica-sorgente** positiva (+Q) è diretto nel verso che si allontana dalla sorgente , qualunque sia la carica di prova **q** (positiva o negativa)

Il verso di $\vec{F}$ invece dipende dal segno della carica di prova

Per questo motivo si conviene che l'orientazione di $\vec{E}$ è sempre l'orientazione della forza esercitata su una carica di prova positiva collocata nel campo . Il vettore campo elettrico per una **carica-sorgente negativa** è diretto verso la sorgente .



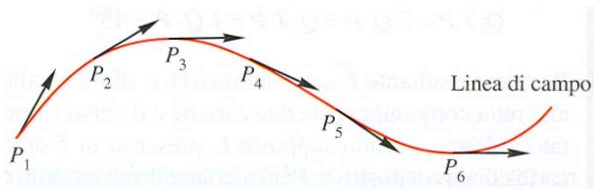
Costruzione del campo elettrico $\vec{E}$ prodotto da due cariche puntiformi aventi uguale grandezza e stesso segno

Linee di campo

Si può dare una rappresentazione grafica dell'andamento di un campo elettrico seguendo il **criterio di Faraday** (**1791-1876**). Infatti la direzione del vettore $\vec{E}$ può essere individuata utilizzando opportune linee continue dette **linee di campo** (altri le chiamano impropriamente **linee di forza**). **Una linea di campo è una curva dello spazio tale che in ciascuno dei suoi punti il campo elettrico sia tangente** .

Le **linee di campo** si orientano concordemente col verso del campo elettrico, cioè sulla linea di campo si fissa un verso di percorrenza tale che la tangente alla linea orientata concordemente col verso della linea di campo dia anche il verso del vettore $\vec{E}$. **Quindi una linea di campo orientata ci dà senz'altro due indicazioni : la direzione ed il verso del campo elettrostatico**.

Le tangenti in ogni punto ad una linea di campo coincidono con la direzione del campo in quel punto. Il verso del campo è dato dal verso di percorrenza della linea di campo.



Affinché le linee di campo siano anche uno strumento quantitativo si pone :

$$N = S \cdot E \quad \text{cioè} \quad E = \frac{N}{S}$$

dove **N** è il numero di linee di campo ortogonali ad S che passano per S

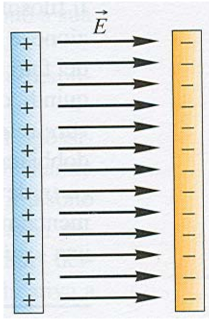
$$\frac{N}{S} = \textbf{densità delle linee di campo}$$

Se $\vec{E}$ non è perpendicolare ad S allora si pone : $N = E_{\perp} \cdot S$ essendo $E_{\perp}$ la componente di $\vec{E}$ perpendicolare ad S .Dove le linee di campo si addensano E è grande , dove si diradano E è piccolo .

Siccome il campo elettrico $\vec{E}$ ha in ogni punto dello spazio una direzione ed un verso determinati , per ogni punto passa una sola linea di campo . Fanno eccezione i punti in cui sono localizzate le cariche elettriche , dai quali possono uscire più linee di campo e che sono punti singolari del campo elettrico . Inoltre le linee di campo di un campo elettrostatico **non possono essere linee chiuse** e pertanto esse devono necessariamente partire ed arrestarsi in punti dove sono poste le cariche elettriche che creano il campo oppure andare all'infinito. **Una linea di campo ha come origine una carica positiva e come estremo una carica negativa .**

Un campo elettrico si dice **radiale** se le linee di campo passano tutte per uno stesso punto. I **campi elettrici radiali** sono generati da cariche elettriche puntiformi .

Unità Didattica N° 21 : Campo elettrostatico



Campo elettrico uniforme Un campo elettrico si dice **uniforme** quando il vettore $\vec{E}$ è lo stesso in ogni punto del campo . Un condensatore piano genera all'interno delle sue armature un **campo elettrico uniforme** . Le linee di campo sono segmenti paralleli, equiversi ed ugualmente distanziati . Hanno origine nell'armatura positiva e termine nell'armatura negativa.

Noi sappiamo che $E = \frac{1}{4\pi\varepsilon_o} \cdot \frac{Q}{r^2}$ in un punto dello spazio che disti **r** da una carica **Q**. Consideriamo una superficie sferica **S** di raggio **r** nel cui centro è concentrata la carica puntiforme Q. La direzione di $\vec{E}$ è ovunque radiale e quindi ortogonale alla superficie sferica S. Il numero totale di linee di campo che attraversano S è dato da :

$$N = E \cdot S = \left(\frac{1}{4\pi\varepsilon_o} \cdot \frac{Q}{r^2} \right) \cdot \left(4\pi r^2 \right) \qquad N = \frac{Q}{\varepsilon_o}$$

Tale numero è indipendente dal raggio della sfera e quindi il medesimo numero di linee di campo attraversa qualsiasi sfera con centro nella carica puntiforme .

$$[E] = \frac{[F]}{[Q]} = \frac{[L \cdot M \cdot T^{-1}]}{[I \cdot T]} = [L \cdot M \cdot T^{-3} \cdot I^{-1}] \qquad \{E\} = \frac{\{F\}}{\{Q\}} = \frac{1newton}{1coulomb} = \frac{N}{C}$$

In un punto P di un campo elettrico l'intensità del campo elettrico è di una unità quando su una carica di prova di 1 coulomb , posta in P , agisce la forza di 1 newton. Nel S.I. il campo elettrico si misura in $\frac{volt}{metro}$, cioè : $\{E\} = \frac{volt}{metro} = \frac{V}{m} = \frac{N}{C}$

- Le linee di campo si possono usare quantitativamente come un potente e rispettabile strumento matematico in elettrostatica (quando niente si muove) , ma nei problemi in cui si ha a che fare con osservatori in moto , il formalismo delle linee di campo perde valore e non si usa più .
- Regole per disegnare le linee di campo :

1) Il numero di linee di campo uscenti da una carica puntiforme positiva o entranti in una carica puntiforme negativa è proporzionale alla carica

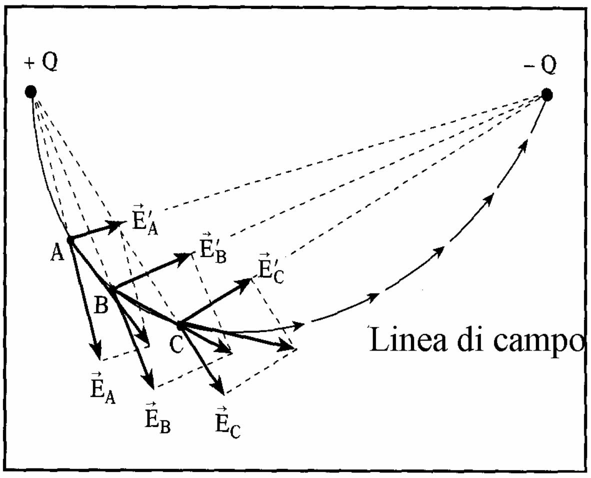
2) Le linee di campo , uscenti o entranti , sono tracciate simmetricamente intorno ad una carica puntiforme

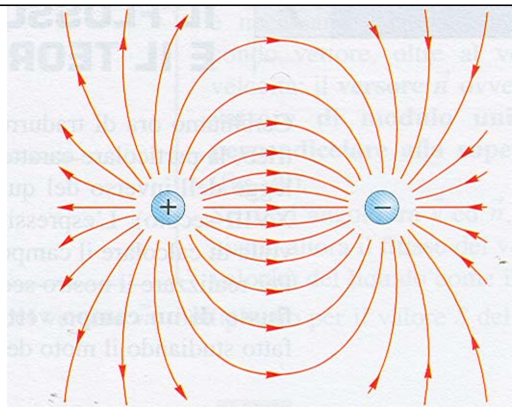
3) Le linee di campo cominciano o terminano solo su cariche in quanto le linee di campo divergono da una carica positiva puntiforme e convergono su una carica puntiforme negativa

4) La **densità di linee di campo** ($\frac{N}{S}$ = numero di linee di campo per unità di area perpendicolare alle linee) è proporzionale al modulo dell'intensità del campo elettrico

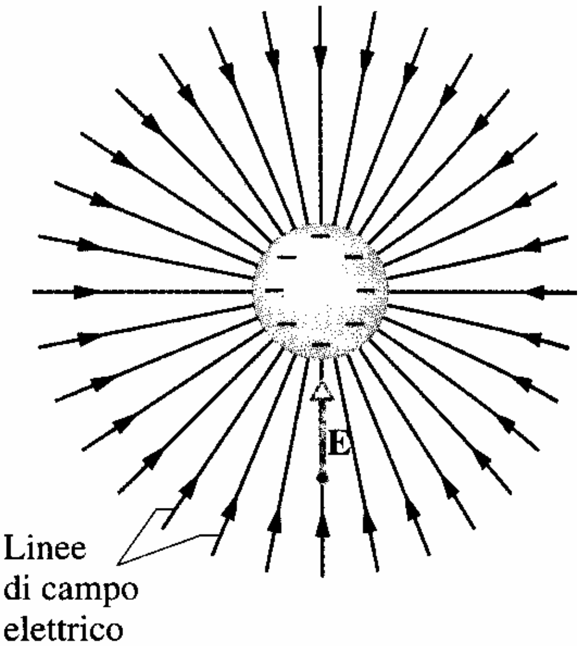
5) Due linee di campo non possono mai intersecarsi

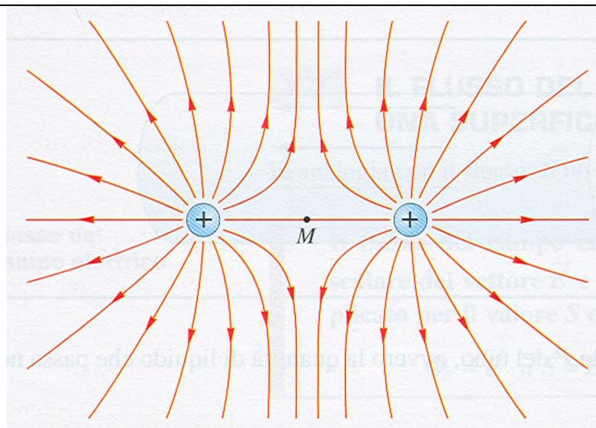
6) Le linee di campo di un campo elettrostatico **partono** (nascono) da una sorgente positiva e terminano su una sorgente negativa , oppure partono da una sorgente positiva e terminano all'infinito , oppure provengono dall'infinito e convergono su una sorgente negativa .





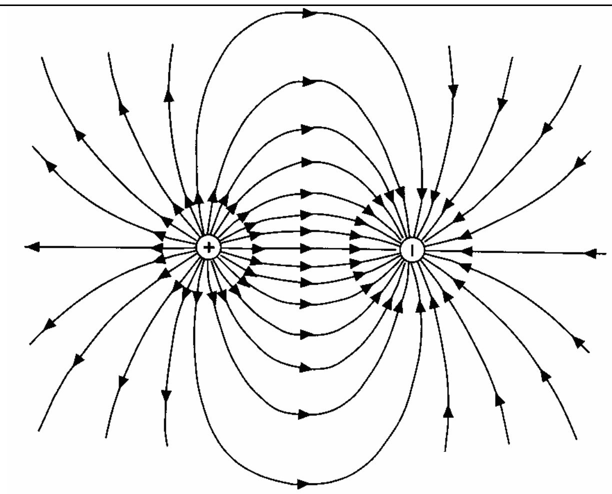
Linee di campo di un dipolo, sistema costituito da due cariche elettriche di segno opposto ma uguale valore





Linee di campo di due cariche puntiformi positive ed uguali

Lineo di campo generatre da un dipolo elettrico, costituito da due cariche uguali ed opposte.



Flusso del campo elettrico $\vec{E}$ attraverso una superficie S

Il flusso (indicato col simbolo Φ) è una proprietà di ogni campo vettoriale e si riferisce ad una ipotetica superficie S che può essere chiusa o aperta .

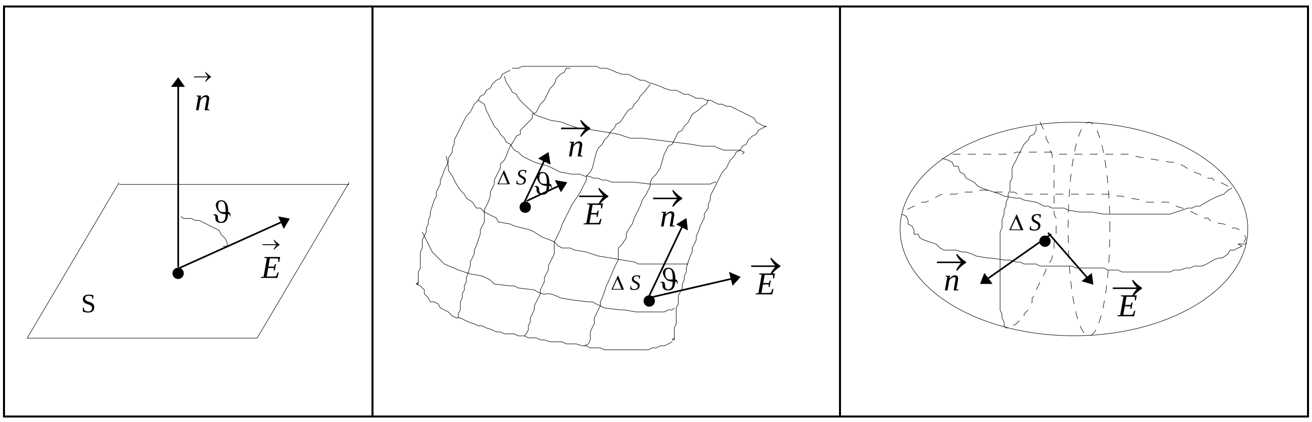
Consideriamo una superficie piana S posta in un campo elettrostatico uniforme $\vec{E}$ .Definiamo flusso del campo elettrico $\vec{E}$ attraverso la superficie S il seguente prodotto scalare :

$$\Phi_S(\vec{E}) = \vec{E} \times S.\vec{n} = E.S.\cos\vartheta = E_\perp .S \qquad 0 \le \vartheta \le \pi$$

essendo $\vec{n}$ un **versore** (arbitrariamente orientato) normale alla superficie S . Il flusso risulta così positivo o negativo a seconda che l'angolo ϑ è acuto o ottuso . In particolare Φ è nullo se il vettore $\vec{E}$ risulta perpendicolare al $\vec{n}$ (cioè parallelo alla superficie piana S) . Ricordando poi che risulta $N = E_\perp \cdot S$ abbiamo : $\Phi_S(\vec{E}) = N$ cioè il flusso è misurato dal numero di linee di campo che attraversano la superficie S posta perpendicolarmente .

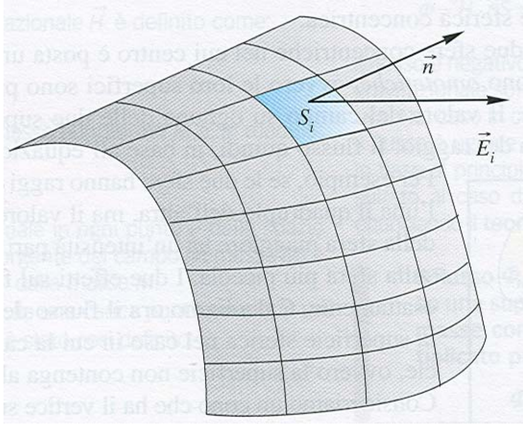
Se poi la superficie S non è piana o il campo non è uniforme allora bisogna dividere S in tante areoleΔS cosi piccole da potere essere considerate piane ed il vettore $\vec{E}$ costante .

Detto $\vec{n}$ il versore normale ad S (orientato mediante una convenzione arbitraria) definiamo FLUSSO di $\vec{E}$ attraverso S la somma di tutti i flussi elementari $\Delta\Phi$ relativi a tutte le areole ΔS in cui può pensarsi decomposta la superficie S , al tendere a zero della massima di queste areole . In simboli abbiamo: $\Phi_s(\vec{E}) = \Delta\Phi_1 + \Delta\Phi_2 + \Delta\Phi_3 + \Delta\Phi_4 + ...$ $\Phi_S(\vec{E}) = \lim_{\Delta S_i \to 0} \Delta\Phi_i = \int_S \vec{E} \times \vec{n}.dS$



Nel caso in cui la superficie S è chiusa , si conviene di orientare il versore $\vec{n}$ in ogni suo punto verso l'esterno. Questa scelta ha la seguente interpretazione fisica: ad ogni flusso positivo corrisponde un numero di linee di campo uscenti maggiore di quello entrante e viceversa per un flusso negativo.

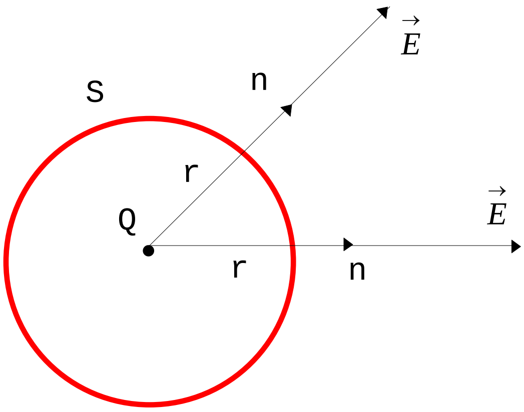
Per calcolare il flusso di un campo non uniforme attraverso una qualsiasi superficie, è opportuno suddividere la superficie in tante parti molto piccole, in modo che possano essere ritenute piane, e su diesse il campo possa essere considerato costante.



TEOREMA DI GAUSS

Supponiamo di porre una carica Q , che crea il campo $\vec{E}$, nel centro di una superficie gaussiana sferica di raggio r. Il campo $\vec{E}$ è radiale, cioè sempre diretto lungo un raggio della sfera e, pertanto, esso risulta essere sempre parallelo alla normale alla superficie sferica. Abbiamo :

$$\Phi_S(\vec{E}) = E.S = \frac{1}{4\pi\varepsilon_o} \cdot \frac{Q}{r^2} \cdot 4\pi r^2 = \frac{Q}{\varepsilon_o} = N$$



Il risultato ottenuto è generalizzabile ad una superficie chiusa qualsiasi che contenga al suo interno la carica totale Q_{tot}, somma algebrica di tutte le cariche presenti all'interno della superficie gaussiana.

Tale risultato va sotto il nome di teorema di Gauss che può essere enunciato nella forma seguente :

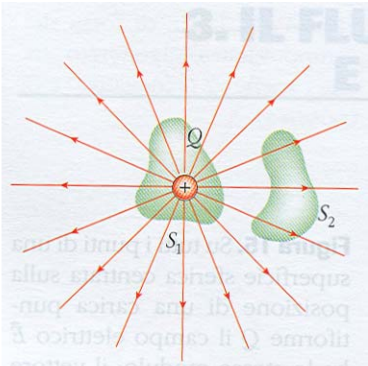
<< **il flusso del campo elettrico $\vec{E}$ attraverso una superficie chiusa S è uguale alla carica totale Q_{tot} contenuta all'interno della superficie S divisa per** ε_o >>

$$\Phi_S(\vec{E}) = \frac{Q_{tot}}{\varepsilon_0}$$

Il vettore $\vec{E}$ è generato dalla carica Q_{tot} ; $\vec{E}$ è il campo in un generico punto della superficie gaussiana S, dove per superficie gaussiana intendiamo una qualsiasi (e quindi opportuna) superficie solida chiusa avente la carica Q_{tot} al suo interno.

Si noti che la validità del teorema di Gauss è legata al fatto che per la legge di Coulomb il modulo E del campo elettrico $\vec{E}$ varia con $\frac{1}{r^2}$. Se fosse ad esempio $E \propto \frac{1}{r^3}$, il flusso attraverso una sfera di raggio r dovuto ad una carica Q posta nel suo centro sarebbe funzione di r oltre che di Q , cioè : $\Phi = \frac{Q}{\varepsilon_0}$. Il teorema di Gauss è completamente equivalente alla legge di Coulomb e può essere a sua volta assunta come legge fondamentale dell'elettrostatica. **Il teorema di Gauss prende anche il nome di prima legge del campo elettromagnetico.** L'utilità della legge di Gauss dipende dalla nostra abilità a trovare una superficie chiusa per la quale , per motivi di simmetria , sia E che ϑ hanno valori costanti .

Il **flusso del campo elettrico** uscente da una superficie chiusa S_1 **è diverso da zero** (uguale, per il teorema di Gauss, a $\frac{Q}{\varepsilon_o}$) se la superficie racchiude una carica Q; il **flusso uscente** da una superficie chiusa S_2 che non contenga cariche al suo interno **è nullo**, in quanto le linee di campo entranto sono ugualli a quelli uscenti.



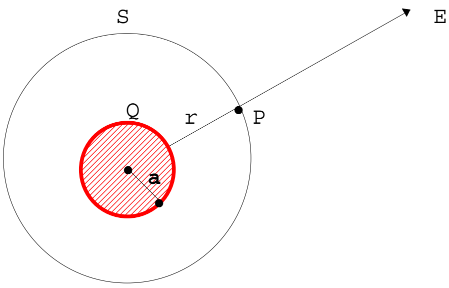
La legge di Gauss può essere utilizzata per calcolare $\vec{E}$ nota la distribuzione delle cariche che genera $\vec{E}$. Viceversa se $\vec{E}$ è noto in tutti i punti appartenenti ad una superficie chiusa , la legge di Gauss può essere impiegata per calcolare la carica racchiusa dalla superficie . La legge di Coulomb può essere ricavata dalla legge di Gauss . Una carica Q è collocata nel punto O . Considero una sfera ideale di centro O e raggio r . Abbiamo : $\Phi_S(\vec{E}) = E.S = E.4\pi r^2 = \frac{Q}{\varepsilon_0}$; $E = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}.\frac{Q}{r^2}$

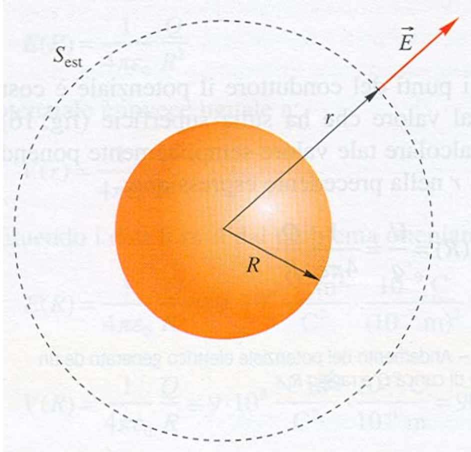
In un punto della superficie sferica colloco la carica q . abbiamo : $F=qE=\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}.\frac{Qq}{r^2}$

Campo elettrico generato da una carica Q distribuita su di un conduttore sferico

Sia Q la carica distribuita uniformemente su di una sfera di centro O e raggio a . Per ragioni di simmetrica il campo elettrostatico che si genera è diretto radialmente , cioè il sostegno del vettore $\dot{E}$ passa per il centro O della sfera . Vogliamo calcolare il valore di E in un punto P distante r da O.

Campo elettrico generato da una carica **Q** distribuita sopra un conduttore sferico.





Consideriamo come superficie gaussiana una sfera di centro O e raggio r .

$$\Phi_S(\vec{E}) = E \bullet S = \frac{Q}{\varepsilon_0} \ , \ S = 4\pi r^2 \qquad \boxed{E = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \bullet \frac{Q}{r^2}}$$

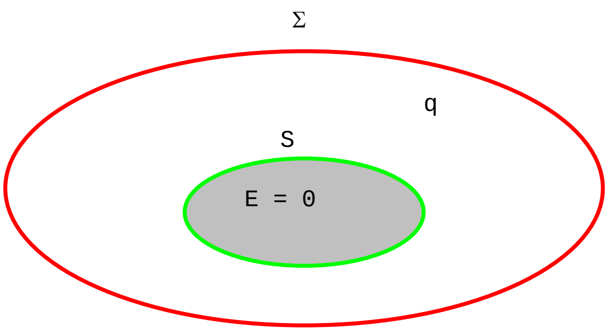
<<**Il campo nel punto P esterno alla sfera è lo stesso di quello che si avrebbe qualora la carica fosse tutta concentrata nel centro O della sfera** >>

Localizzazione delle cariche elettriche sui conduttori

Un eccesso di carica , posta su di un conduttore isolato , si distribuisce interamente sulla sua superficie esterna . Noi sappiamo che un conduttore metallico è un corpo che contiene cariche libere (elettroni di conduzione) capaci di muoversi se un campo elettrico , comunque piccolo , esercita su di esse una forza . Se un campo elettrico , comunque piccolo , viene mantenuto entro un conduttore in un modo qualsiasi , si ha un moto continuo di cariche elettriche (Tale moto di cariche prende il nome di corrente elettrica). In un conduttore metallico si ha equilibrio elettrostatico quando le cariche del conduttore sono in quiete. Poiché le cariche all'interno di un conduttore sono libere di muoversi sotto l'azione di forze elettriche, l'equilibrio elettrostatico richiede che il campo elettrico sia nullo in tutti i punti interni al conduttore , cioè : $\vec{E}_{int} = 0$ (conduttore)

Il teorema di Gauss consente di dimostrare la seguente proprietà importante dei conduttori:

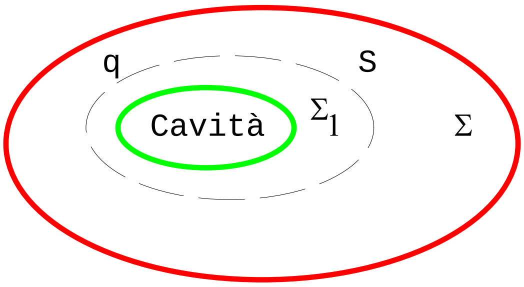
Il teorema di Gauss consente di dimostrare la seguente proprietà importante dei conduttori: **in un conduttore carico, in equilibrio elettrostatico, la carica in eccesso è distribuita sulla superficie del conduttore stesso.**



Infatti si consideri una superficie chiusa arbitraria S , tutta interna al conduttore la cui superficie esterna è indicata col simbolo Σ . Essendo $\vec{E}_{\text{int}} = 0$, sarà nullo anche il flusso del campo elettrostatico attraverso la superficie chiusa S, cioè $\Phi(\vec{E}_{\text{int}}) = 0$. Quindi, per il teorema di Gauss, sarà nulla la somma q delle cariche contenute all'interno di S. L'eccesso di carica q si troverà nella regione compresa tra le superfici S e Σ .Essendo la superficie S arbitraria potremo rendere la regione di piano compresa tra S e Σ piccola a piacere. Ne deriva che non ci potrà essere un eccesso di carica nelle regioni interne al conduttore. Per cui , nel caso di un conduttore carico, le cariche elettriche q dovranno essere distribuite sulla sua superficie esterna , o meglio nei punti appena al di sotto della sua superficie esterna Σ. Il risultato cosi dedotto è in accordo con quanto ci si può aspettare considerando le forze repulsive tra cariche elettriche di uguale segno . Supponiamo che in qualche modo siano state distribuite all'interno del conduttore delle cariche positive o negative in eccesso. Le forze di mutua repulsione costringono le cariche ad allontanarsi le une dalle altre il più possibile e la massima separazione tra le cariche si ha quando tutta la carica q in eccesso si porta sulla superficie limite del conduttore.

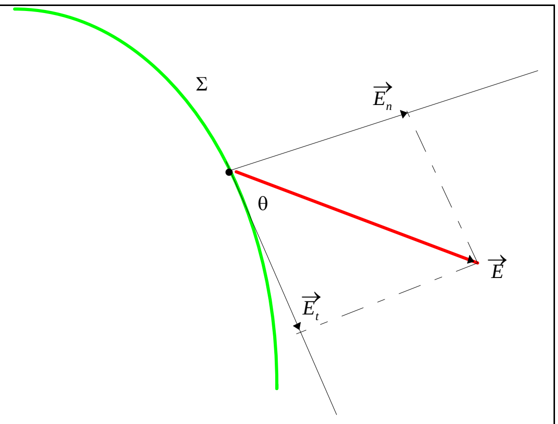
Se il conduttore non è massiccio ma contiene una cavità, i risultati sono gli stessi.

Conduttore cavo



S = superficie gaussiana

OSSERVAZIONE N°1: Un conduttore metallico elettrizzato è in equilibrio elettrostatico quando le cariche elettriche in eccesso possono considerarsi come ferme .

OSSERVAZIONE N°2: Se le cariche elettriche in eccesso di un conduttore sono in quiete , il campo elettrico $\vec{E}$, in ogni punto della superficie esterna Σ del conduttore , risulta ortogonale a Σ . Infatti , se $\vec{E}$ non fosse ortogonale . potrebbe essere decomposto in due componenti , uno lungo la tangente $E_t = E \cdot \cos\vartheta$ ed uno lungo la normale $E_n = E \cdot sin\,\vartheta$ .Sotto l'azione della componente E_t le cariche mobili si sposterebbero lungo la superficie Σ del conduttore , contro l'ipotesi ; quindi deve essere : $E_t = E \cdot \cos\vartheta = 0 \Rightarrow \cos\vartheta = 0 \Rightarrow \vartheta = 90°$	

Moto di una carica elettrica q immersa in un campo elettrostatico

Una carica puntiforme **q** , quando è immersa in un campo elettrostatico $\vec{E}$, è soggetta da una forza $\vec{F} = q \cdot \vec{E}$. Se questa è l'unica forza che agisce su di essa , la carica subisce una accelerazione

$$\vec{a} = \frac{\vec{F}}{m} = \frac{q}{m}\vec{E}$$

dove **m** è la massa della carica **q** . Noto il valore di $\vec{E}$ possiamo calcolare il rapporto $\frac{\text{carica}}{\text{massa}}$ dal valore misurato dell'accelerazione della carica. La misurazione della deviazione degli elettroni in un campo elettrico uniforme fu usata da **J. J. Thomson nel 1897** per dimostrare l'esistenza degli elettroni e misurare il rapporto $\frac{\text{e}}{\text{m}}$ tra la carica e la massa dell'elettrone. Se il campo $\vec{E}$ è **uniforme** , l'accelerazione $\vec{a}$ è costante e la traiettoria percorsa dalla carica elettrica **q** è , in generale , una parabola come nel caso del moto di un proiettile nel campo gravitazionale . Un caso interessante è quello di una particella avente carica **q** che attraversa un **campo elettrostatico uniforme** (creato ad esempio tra le armature di un condensatore piano) localizzato in una regione limitata dello spazio . Per semplicità supporremo che la velocità **v** della carica **q** all'ingresso della regione sede del campo $\vec{E}$ sia perpendicolare ad $\vec{E}$.

Scegliamo l'asse **x** parallelo ed equiverso con **v** e l'asse **y** parallelo ad $\vec{E}$. Dopo avere attraversato il campo descrivendo un arco di parabola , la carica **q** prosegue il suo cammino muovendosi di **moto rettilineo uniforme** ma con velocità vettoriale $\vec{\text{v}}_1 \neq \vec{\text{v}}$, cioè la carica **q** si muove lungo la tangente alla parabola in **B** . Il campo elettrico determina una **deflessione** misurata dall'angolo ϑ (o dall'ordinata y_1 di **B**) , nella traiettoria della particella .

Il moto della carica **q** all'interno del condensatore è analogo a quello di un proiettile lanciato con velocità vettoriale orizzontale nel campo gravitazionale terrestre in prossimità del suolo . Si procede come in quel caso , sostituendo **g** con : $a_y = \frac{F}{m} = \frac{q}{m} \cdot E$

Quando la particella è in moto nel campo elettrostatico $\vec{E}$ le coordinate cartesiane (x, y) della posizione occupata dalla carica **q** sono :

$$\begin{cases} x = t & \text{legge oraria sull'asse delle x} \\ y = \frac{1}{2} a_y t^2 = \frac{1}{2}\frac{q}{m} E t^2 & \text{legge oraria sull'asse delle y} \end{cases}$$

Eliminando il parametro **t** otteniamo l'equazione cartesiana della traiettoria descritta dalla carica elettrica **q** : $y = \frac{1}{2}\frac{q}{m}\frac{E}{v^2}x^2$

Si tratta di una parabola . L'angolo ϑ di **deflessione** è dato da :

$$tg\,\vartheta = y'(\ell) = \left(\frac{q}{m}\cdot\frac{e}{v^2}\cdot x\right)_{x=\ell} = \frac{qE\ell}{mv^2} \qquad \vartheta = \mathrm{arctg}\frac{qE\ell}{mv^2} \qquad \frac{q}{m} = \frac{2v^2 y}{E x^2}$$

Se poniamo uno schermo **S** alla distanza **L** , tutte le cariche **q** caratterizzate da un medesimo rapporto $\frac{q}{m}$ e dalla medesima velocità **v** d'ingresso nel campo elettrostatico colpiranno lo schermo nel medesimo punto **C** . calcoliamo adesso la **deflessione** d.

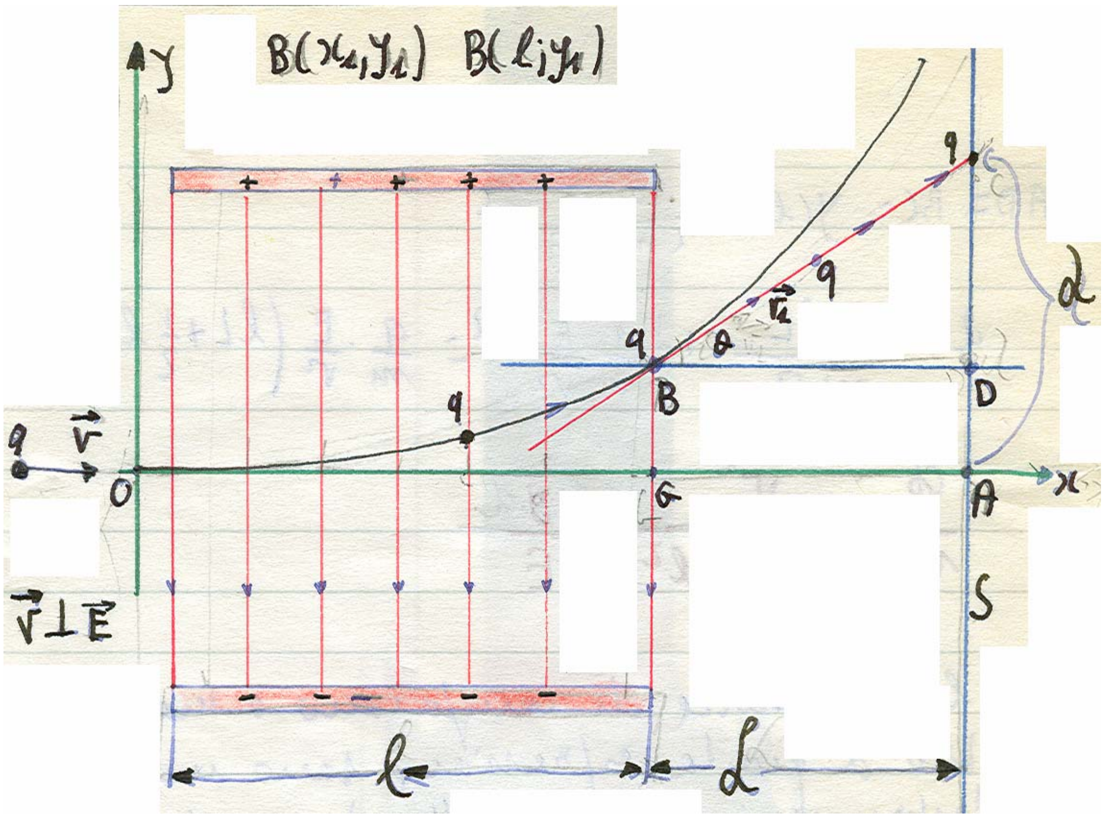
$$d = AD + DC \qquad DC = BD\cdot tg\,\vartheta = L\cdot tg\,\vartheta = \frac{qE\ell L}{mv^2} \qquad AD = BC = y(\ell) = \frac{1}{2}\frac{q}{m}\frac{E}{v^2}\ell^2$$

$$d = \frac{qE\ell L}{mv^2} + \frac{1}{2}\frac{q}{m}\frac{E}{v^2}\ell^2 = \frac{q}{m}\cdot\frac{E}{v^2}\left(\ell L + \frac{1}{2}\ell^2\right) \qquad \frac{q}{m} = \frac{v^2}{\left(\ell L + \frac{1}{2}\ell^2\right)}\cdot\frac{d}{E}$$

Tutte le grandezze che compaiono a secondo membro di questa espressione sono note dall'esperienza ; essa permette di ricavare il rapporto $\frac{q}{m}$ tra la carica **q** e la sua massa **m**.

- Se **L** è grande , allora BG è piccolo rispetto a **d** e quindi $tg\,\vartheta \approx \frac{d}{L}$ $\qquad \frac{q}{m} \approx \frac{v^2 d}{E\ell L}$

- La forza agente su **q** ha lo **stesso verso** (<u>verso opposto</u>) se **q** è **positiva** (<u>negativa</u>) .



Deflessione di una particella carica negativamente in un campo elettrostatico uniforme. Il tratto OB della traiettoria ha forma parabolica simile a quella di un corpo lanciato obliquamente in prossimità della superficie terrestre. Il tratto BC è rettilineo essendo nulla la forza agente sulla carica **q** (la forza gravitazionale agente su **q** si può trascurare)

Un elettrone immerso perpendicolarmente nel campo elettrico uniforme di un condensatore piano descrive una traiettoria parabolica all'interno del condensatre; all'uscita prosegue il suo cammino muovendosi di moto rettilineo uniforme lungo una direzione obliqua rispetto a quella di incidenza.