ELETTROSTATICA

CONDUTTORI → le cariche si muovono ISOLANTI → le cariche rimangono fisse

Un atomo si può trovare a livelli di energia discreti. I livelli di energia per gli elettroni in un solido formano una serie di bande permesse o intervalli proibiti: banda di valenza, piena in isolanti e semiconduttori e semipiena nei conduttori; banda di conduzione, semipiena nei conduttori.

I conduttori sono opachi perchè le onde luminose vengono assorbite per portare un elettrone in banda di conduzione e non viene quindi lasciata passare.

LEGGE DI COULOMB → la forza di interazione tra due cariche puntiformi q_1, q_2 poste a distanza R è data in modulo da $\frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{q_1 \cdot q_2}{R^2}$ ε_0 → costante dielettrica nel vuoto $= 8,854 \cdot 10^{-12} \frac{C^2}{N \cdot m^2}$.

La forza è diretta come la congiungente le due cariche.

Se q_1 e q_2 hanno lo stesso segno la forza è repulsiva, se hanno segni opposti la forza è attrattiva.

L'unità di carica è il Coulomb (C), pari alla carica trasportata da una corrente di 1 A (Ampère) in 1 s (secondo); equivale alla carica di $6,24 \cdot 10^{18}$ elettroni

Tra due cariche vige la forza gravitazionale $\boxed{F_g = G \cdot \frac{m_{q_1} \cdot m_{q_2}}{R^2}}$ e la forza elettrica data da $\boxed{F_e = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{q_1 \cdot q_2}{R^2}}$

CAMPO ELETTROSTATICO SULLA CARICA q_1 → $\boxed{E_1 = \frac{F_{12}}{q_1} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{q_2}{R^2}}$

Su una superficie metallica (conduttore), le cariche si dispongono sulla superficie esterna e stanno ferme se il campo elettrico è perpendicolare alla superficie (ELETTROSTATICA)

DENSITÀ LINEARE DI CARICA → $\boxed{\lambda = \frac{q}{\ell}}$ DENSITÀ SUPERFICIALE DI CARICA → $\sigma = \frac{q}{A}$

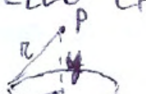
DENSITÀ VOLUMETRICA DI CARICA → $\rho = \frac{q}{V}$.

Nel caso in cui si abbia una distribuzione continua di carica, devo lavorare con dE e con $dq = \lambda \cdot d\ell$. Alla fine, cerco di ottenere il valore di dE in funzione di una sola variabile (ad esempio θ) e calcolo l'integrale dei dE in $d\theta$ con θ che varia dal valore minimo al massimo.

Nel caso in cui la figura sia una superficie, come un cerchio, considererò superfici infinitesime (corona circolare) in cui r sia costante e poi integrerò da 0 a R.

IMPORTANTE → considerare <u>sempre</u> la simmetria della figura (asse, centro, ...).

ANELLO CARICO → $d\vec{E}(y) = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{y}{\sqrt{(R^2+y^2)^3}}$ con y = distanza del punto dall'anello. R = raggio dell'anello.



CAMPO UNIFORME → campo che non dipende dalla distanza y. Ad esempio, il campo elettrostatico di un piano infinito carico uniformemente $(R \to +\infty)$

CAMPO ELETTRICO → regione di spazio in cui una carica di prova positiva q_0 sente una forza F. $\boxed{\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q_0}}$ direzione e verso di $\vec{F}$

Il campo elettrico si misura in $\frac{N}{C}$ | Data una carica q il campo a distanza R è dato da $\boxed{E = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\cdot\frac{q}{R^2}}$.

PRINCIPIO DI SOVRAPPOSIZIONE DEGLI EFFETTI

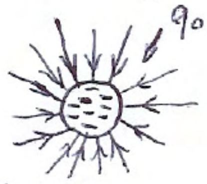
Per calcolare il campo generato da N cariche, calcolo i campi generati dalle singole cariche e poi li sommo: $\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 + \ldots + \vec{E}_N$

Nel caso di una distribuzione continua di cariche, si considerano degli elementi infinitesimi di carica dq, si determina il campo prodotto da ciascun elemento e infine si integra su tutta la carica.

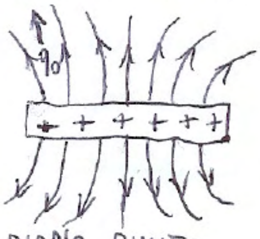
LINEE DI FORZA → linee immaginarie tangenti al campo in ogni suo punto, che si addensano dove il campo è maggiore, che non si intersecano mai, hanno origine dalle carica positive e terminano sulle cariche negative.

Un campo uniforme è rappresentato da linee parallele ed equidistanti.

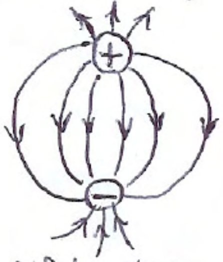
PIANO INFINITO



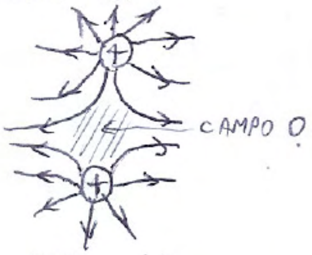
RADIALE



PIANO FINITO



DIPOLO + −



DIPOLO + +

FLUSSO DI CAMPO ELETTRICO → dato una superficie chiusa immersa in un campo elettrico, considero elementi di area ΔS  , definisco il flusso di campo elettrico $\vec{E}$ attraverso la superficie $\vec{\Delta S}$ lo scalare $\boxed{\Delta\Phi_E = \vec{E}\cdot\vec{\Delta S} = E\cdot\Delta S\cdot\cos\theta}$ e definisco FLUSSO TOTALE $\boxed{\Phi_E = \oint \vec{E}\cdot\vec{\Delta S}}$ integrale esteso a tutta la superficie.

1° LEGGE DI MAXWELL: LEGGE DI GAUSS → $\boxed{\Phi(\vec{E}) = \frac{q}{\varepsilon_0}}$ → carica contenuta all'interno

Mentre il campo elettrico è prodotto da tutte le cariche interne ed esterne alla superficie, il flusso dipende solo dalle cariche interne.

CIRCUITAZIONE → integrale di linea esteso a una linea chiusa ($\oint$). Se è nulla, il campo è conservativo.

Negli esercizi, devo porre il flusso calcolato con la definizione uguale alla legge di Gauss: $\boxed{\oint \vec{E}\cdot\vec{\Delta S} = \frac{q}{\varepsilon_0}}$ se è una sfera: $E\cdot\underbrace{4\pi R^2}_{\text{superficie}} = \frac{q}{\varepsilon_0}$ campo sulla superficie esterna

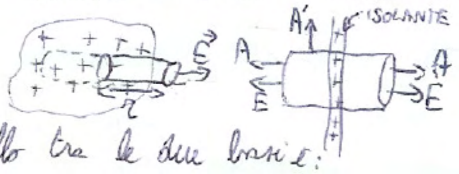
All'interno di una superficie sferica o di una distribuzione superficiale sferica uniforme non c'è carica → il flusso è nullo → il campo è nullo.

Se invece la carica è distribuita in modo uniforme su tutta la sfera, allora il campo interno non è nullo e vale $\boxed{E = \frac{q\cdot r}{4\pi\varepsilon_0 R^3}}$ r → raggio della sfera interna
R → raggio della sfera totale

$\boxed{q' = \frac{q\cdot r^3}{R^3}}$ q' → carica all'interno della sfera di raggio r.

DISTRIBUZIONE LINEARE INFINITA DI CARICA → il campo è diretto radialmente. Se la superficie è un cilindro, considero come superficie infinitesima un cilindro di raggio r e altezza h. $\vec{E}$ è costante in modulo sulla superficie laterale del cilindro ($S = 2\pi r \cdot h$). La carica nella superficie infinitesima è $\lambda \cdot h$.
$\lambda \rightarrow$ densità lineare di carica.
Applicando il teorema di Gauss, si ha: $E \cdot 2\pi r \cdot h = \frac{\lambda \cdot h}{\varepsilon_0} \Rightarrow \boxed{E = \frac{\lambda}{2\pi \varepsilon_0 r}}$ dove E è il campo a una distanza r dal centro della distribuzione di carica.

DISTRIBUZIONE PIANA INFINITA DI CARICA → in questo caso ho la densità superficiale di carica σ costante (ISOLANTE). Prendo come superficie un cilindro di area di base A e altezza $2r$ e lo taglio a metà con il piano.
E è diretto ⊥ alle due superfici di base: il flusso attraverso la superficie laterale è 0 ($\widehat{EA'} = 90°$, $\cos 90° = 0$), mentre quello tra le due basi è:



$$EA' + EA = \frac{\sigma A}{\varepsilon_0} \qquad \boxed{E = \frac{\sigma}{2\varepsilon_0}}$$

PER ISOLANTE

Il 2 a denominatore deriva dal fatto che il campo è presente su tutte e due le facce.

Il campo elettrico E è sempre perpendicolare alla superficie perché così facendo non si ha componente tangenziale (elettrostatica).

CONDUTTORE CARICO → in questo caso il cilindro è immerso per metà nel conduttore e per metà è esterno. L'unico contributo al flusso proviene dalla base esterna del cilindro di area A: $\oint \vec{E} \cdot d\vec{S} = \frac{\sigma A}{\varepsilon_0} = \frac{q}{\varepsilon_0}$ $\quad E \cdot A = \frac{\sigma A}{\varepsilon_0}$ $\quad \boxed{E = \frac{\sigma}{\varepsilon_0}}$

PER CONDUTTORE →

Nei conduttori le cariche stanno sulla superficie esterna.

Nel caso di due cilindri concentrici, uno carico positivamente e l'altro negativamente, il campo tra i due vale $E = -\frac{\lambda}{2\pi \varepsilon_0 r}$ dato che $q = -\lambda \cdot h$, mentre quello esterno e quello interno sono nulli perché $q = 0$.
Un positrone che si muove sulla superficie esterna è soggetto ad una forza $\vec{F} = e \cdot \vec{E}$ diretta verso l'asse. Uguagliandola alla forza centripeta $\frac{mv^2}{r}$, ottengo $K = \frac{1}{2}mv^2 = \frac{e \cdot \lambda}{4\pi \varepsilon_0}$.
Per trovare la carica (e quindi il campo elettrico) in una sfera di Gauss conoscendo la densità di carica $\boxed{\rho;\ q = \int \rho\, dV = \rho \cdot \int dV = \frac{4}{3}\pi (r^3) \cdot \rho}$. Nel caso avessi una cavità nella sfera, diventerebbe $\boxed{\frac{4}{3}\pi (r^3 - a^3) \cdot \rho}$ dove a è il raggio della cavità.
Campo in un anello di sfera di raggio dR (sfera: raggio R): $\boxed{4\pi R^2 dR}$.

POTENZIALE ELETTROSTATICO → lavoro fatto dal campo elettrico. Esiste solo se il campo è conservativo. Il lavoro $\boxed{W = \int \vec{F} \cdot d\vec{s}} = \int q_0 \cdot E \cdot ds \cos\theta = q_0 \cdot \int \vec{E} \cdot d\vec{s}$. La circuitazione è 0 se il campo (o la forza) è conservativo.

$$\boxed{V_A - V_B = \int_A^B \vec{E} \cdot d\vec{s}}$$

DIFFERENZA DI POTENZIALE TRA A E B.

$$W_{AB} = q_0 \cdot (V_A - V_B) = -q_0 \cdot \Delta V_{BA}$$

LAVORO FATTO DALLA FORZA ELETTRICA PER PORTARE q_0 DA A A B.

$$\boxed{\Delta U_e = q_0 \cdot \Delta V = -W_{AB}}$$

VARIAZIONE DI ENERGIA POTENZIALE

$$\boxed{\Delta V_{AB} = \frac{W_{AB}}{q_0} \quad [V_{olt}]}$$

$$\boxed{W_{AB}=\frac{q_0\cdot q}{4\pi\varepsilon_0}\left[\frac{1}{r_A}-\frac{1}{r_B}\right]}$$

$r_A \rightarrow$ posizione iniziale

$r_B \rightarrow$ posizione finale

LAVORO FATTO PER SPOSTARE LA CARICA q_0 DA A a B.

$$\boxed{V(r)=\frac{q}{4\pi\varepsilon_0\cdot r}}$$

POTENZIALE GENERATO DA UNA CARICA PUNTIFORME q IN UN PUNTO A DISTANZA r DALLA SORGENTE.

$$U_e(r)=\frac{q_0\cdot q}{4\pi\varepsilon_0\cdot r}$$

ENERGIA POTENZIALE DI UNA CARICA q

Considerando un insieme di cariche puntiformi, il potenziale in un punto si calcola sommando i potenziali dovuti da ogni carica: $V=\sum\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\cdot\frac{q_n}{R_n}$.

Considerando una carica q_0 in moto in un campo elettrostatico E che passa da A a B si ha:

$$\boxed{\underbrace{\frac{1}{2}m\cdot V_A^2}_{\text{ENERGIA CINETICA}}+\underbrace{q_0\cdot V_A}_{\text{ENERGIA POTENZIALE}}=\frac{1}{2}mV_B^2+q_0\cdot V_B}$$

CONSERVAZIONE DELL'ENERGIA TOTALE

$1\,eV=1{,}6\cdot10^{-19}\,J \qquad 1\,J=6{,}25\cdot10^{18}\,eV$

PER LA LUCE $\underset{\text{LUNGHEZZA D'ONDA}}{\lambda}=\frac{12400}{E(eV)}$

SUPERFICIE EQUIPOTENZIALE → luogo dei punti aventi il medesimo potenziale. È perpendicolare al campo elettrico, altrimenti E avrebbe una componente sulla superficie e si dovrebbe compiere un lavoro per muovere la carica (ma siamo in elettrostatica).

VICINE se E è grande

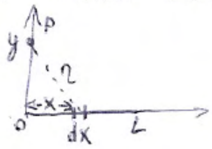
DISTANTI se E è piccolo

$$\boxed{\vec{E}=-\operatorname{grad}V}$$

il campo elettrico è uguale al gradiente del potenziale cambiato di segno.

$E_x=-\frac{\partial V}{\partial x} \qquad E_Y=-\frac{\partial V}{\partial y} \qquad E_Z=-\frac{\partial V}{\partial z}$.

Nel caso di una distribuzione lineare di carica di lunghezza L e densità lineare λ, il potenziale a distanza y è $V=\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\cdot\int_0^L\frac{\lambda\cdot dx}{r}=\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\cdot\int_0^L\frac{\lambda\cdot dx}{\sqrt{x^2+y^2}}$



Per trovare la componente lungo l'asse y del campo elettrico, basta derivare l'espressione del potenziale in dy e cambiare di segno.

CONDUTTORE ISOLATO → una carica in eccesso posta sulla sua superficie si distribuisce sulla superficie esterna e crea all'interno un campo elettrico che pone in moto le cariche mobili dando vita a correnti elettriche, che ridistribuiscono le cariche in modo da azzerare il campo elettrico interno. Tutti i punti del conduttore (superficie + interno) sono tutti allo stesso potenziale.

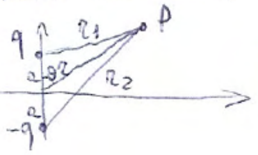
V costante

$E=0$

In una sfera cava conduttrice, $E=0$ all'interno (non ho cariche), mentre $\boxed{V=\frac{q}{4\pi\varepsilon_0\cdot r}}$ per $r>R$ e per $r<R$ il potenziale è quello che si ha sulla superficie.

La densità di carica tende ad essere alta sulle superfici con piccoli raggi di curvatura.

POTENZIALE DI UN DIPOLO → è dato dalla formula $V_P=V_1-V_2=\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\left(\frac{q}{r_1}-\frac{q}{r_2}\right)=\frac{q}{4\pi\varepsilon_0}\left(\frac{r_2-r_1}{r_1r_2}\right)$



se $r>>2a$, allora $\boxed{V=\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\cdot\frac{p\cos\theta}{r^2}}$ con $p=2a\cdot q$ MOMENTO DEL DIPOLO

Per trovare il campo, scrivo la relazione $\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\cdot\frac{q}{R^2}$ e poi quella per le componenti lungo l'asse y, facendo attenzione al verso (attrattiva se $-q$, repulsiva se $+q$), poi ricavo $\cos\theta$ in funzione dei cateti $\left(\frac{\text{cateto adiacente}}{\text{ipotenusa}}\right)$ e infine trovo il campo in funzione del momento di dipolo elettrico $2aq$.

DIPOLO ELETTRICO $\rightarrow$ ha modulo $2a\cdot q$, direzione la retta che unisce le due cariche e verso quello che va dalla carica negativa a quella positiva.

$2a \rightarrow$ distanza tra le cariche.

Se un dipolo è immerso in un campo elettrico uniforme e forma con questo un angolo θ, le forze agenti $+qE$ e $-qE$ hanno risultante nulla, ma il momento di dipolo è non nullo e vale $\boxed{\tau = p\cdot E\cdot \operatorname{sen}\theta}$ o in forma vettoriale $\vec{\tau} = \vec{p} \wedge \vec{E}$.

Il lavoro fatto per ruotare il dipolo da θ_0 a θ è $\boxed{U = W = \int_{\theta_0}^{\theta} \tau\, d\theta = pE\left[-\cos\theta\right]_{\theta_0}^{\theta}}$ e scegliendo $\theta_0 = 90°$ si ha $\boxed{U = -pE\cos\theta = 2a\cdot q\cdot E\cos\theta}$

CAMPO PRODOTTO DA UN DIPOLO IN UN PUNTO A DISTANZA R DAL DIPOLO

$$\boxed{E = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\cdot\frac{p}{R^3}}.$$

GRADIENTE $\nabla\varphi = \frac{\partial\varphi}{\partial x}\cdot\hat{i} + \frac{\partial\varphi}{\partial y}\cdot\hat{j} + \frac{\partial\varphi}{\partial z}\cdot\hat{k} = \text{grad}\,\varphi$

vettore

$\vec{E} = -\text{grad}\,V$

DIVERGENZA $\nabla\cdot\vec{A} = \left[\frac{\partial}{\partial x}\hat{i} + \frac{\partial}{\partial y}\hat{j} + \frac{\partial}{\partial z}\hat{k}\right]\cdot\left[A_x\hat{i} + A_y\hat{j} + A_z\hat{k}\right] = \text{div}\,\vec{A}$

$\downarrow$ scalare

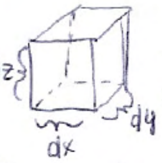
0 se campo solenoidale

ROTORE $\nabla\wedge\vec{A} = \left[\frac{\partial}{\partial x}\hat{i} + \frac{\partial}{\partial y}\hat{j} + \frac{\partial}{\partial z}\hat{k}\right]\wedge\left[A_x\hat{i} + A_y\hat{j} + A_z\hat{k}\right] = \text{rot}\,\vec{A}$

vettore $\searrow$ 0 se il campo è conservativo

LEGGE DI GAUSS IN FORMA DIFFERENZIALE

↓



Considero un parallelepipedo infinitesimo di volume $d\tau$ e contenente la carica $dq = \rho\cdot d\tau$.

La variazione del flusso $d\phi = \left(\frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z}\right)\underbrace{dx\,dy\,dz}_{d\tau} \overset{\text{LEGGE DI GAUSS}}{=} \frac{dq}{\varepsilon_0} = \rho\cdot d\tau\cdot\frac{1}{\varepsilon_0} \Rightarrow \boxed{\nabla\cdot\vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0}}$

Un campo vettoriale che ha flusso nullo attraverso qualsiasi superficie chiusa si dice SOLENOIDALE.

CAMPO SOLENOIDALE $\Leftrightarrow \text{div}\,\vec{A} = 0 \Leftrightarrow$ FLUSSO NULLO.

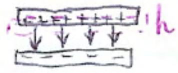
TEOREMA DI STOKES $\rightarrow$ $\boxed{\oint_C \vec{E}\cdot d\vec{S} = 0 \Rightarrow \nabla\wedge\vec{E} = 0}$ $\Rightarrow$ Campo conservativo, cioè irrotazionale.

CONDENSATORE

1) immagazzina energia
2) blocca le correnti

PIANO.

È composto da due conduttori isolati (armature) carichi rispettivamente di una carica $+q$ e $-q$. La carica totale è nulla e tra le due armature si ha una d.d.p. V. Fra le armature NON passano cariche. $\boxed{C = \frac{q}{V}}$ C è la CAPACITÀ del condensatore e si misura in FARAD [F]



CAPACITÀ DI UNA SFERA $\rightarrow$ $\boxed{C = 4\pi\varepsilon_0 R}$.

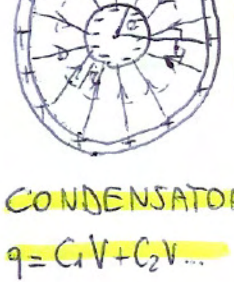
Il campo elettrico al di fuori delle armature è nullo. Le armature hanno area A e distanza d.

$\boxed{\Delta V = E\cdot d}$ LAVORO CHE FAREBBE IL CAMPO ELETTRICO PER PORTARE UNA CARICA DA UN'ARMATURA ALL'ALTRA

$\boxed{\Phi_E = E\cdot A = \frac{q}{\varepsilon_0}}$ $\boxed{q = E\cdot A\cdot\varepsilon_0}$ $\boxed{C = \frac{q}{V} = \frac{\varepsilon_0\cdot A}{d}}$ CAPACITÀ IN TERMINI GEOMETRICI

Per raddoppiare la capacità devo raddoppiare A o dimezzare d. Se modifico la q, si modifica anche la V, quindi non va bene.

CONDENSATORE CILINDRICO $\rightarrow$ costituito da due cilindri coassiali di raggio a e b e lunghezza l. Come superficie di Gauss si considera un cilindro di raggio r e lunghezza l.



$\int\vec{E}\cdot d\vec{S} = \frac{q}{\varepsilon_0}$ $\quad E\cdot 2\pi r\cdot l = \frac{q}{\varepsilon_0}$ $\quad \boxed{E = \frac{q}{2\pi r l\varepsilon_0}}$

$\boxed{V = \int_a^b E\,dr = \int_a^b \frac{q}{2\pi r l\varepsilon_0}\,dr = \frac{q}{2\pi l\varepsilon_0}\cdot\log\frac{b}{a}}$ $\quad \boxed{C = \frac{2\pi\varepsilon_0 l}{\log\frac{b}{a}}}$

CONDENSATORI IN PARALLELO $\rightarrow$ stessa differenza di potenziale, la capacità totale è la somma delle capacità $C = C_1 + C_2 + \ldots$

$q = C_1V + C_2V\ldots$

CONDENSATORI IN SERIE → il valore assoluto della carica su ogni armatura è lo stesso.

$$\boxed{V_1 = \frac{q}{C_1}} \quad V_2 = \frac{q}{C_2} \quad \dots \qquad \boxed{\frac{1}{C} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \dots}$$

In un condensatore piano il campo elettrico ha lo stesso valore in tutti i punti compresi fra le armature.

ENERGIA IMMAGAZZINATA NEL CONDENSATORE

$$\boxed{W = \frac{1}{2} C V^2}$$

DENSITÀ DI ENERGIA

$$\boxed{u = \frac{U}{A \cdot d} = \frac{\frac{1}{2} C V^2}{A d}}$$

IN UN CONDENSATORE PIANO

$$\boxed{u = \frac{1}{2} \varepsilon_0 \cdot E^2}$$

CONDENSATORE SFERICO → composto da due conduttori sferici concentrici di raggio R1 e R2.

$$\boxed{V = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0}\left[\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2}\right]} \qquad \boxed{C = 4\pi\varepsilon_0 \frac{R_1 \cdot R_2}{R_2 - R_1}}$$

Se inserisco una lastra tra le due armature di un condensatore, per trovare la capacità del sistema posso considerare di avere due condensatori in serie:

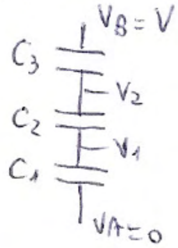
$$\boxed{C_1 = \varepsilon_0 \cdot \frac{A}{x}} \qquad \boxed{C_2 = \varepsilon_0 \cdot \frac{A}{(d-b)-x}} \qquad \boxed{C = \frac{C_1 \cdot C_2}{C_1 + C_2} = \frac{\varepsilon_0 \cdot A}{d-b}}$$

oppure considero il doppio strato:

$$E = \frac{\sigma}{\varepsilon_0} \rightarrow \text{densità di carica} \qquad \Delta V = \int \vec{E} \cdot d\vec{l} = Ex + E[d-b-x] = \frac{\sigma}{\varepsilon_0}[d-b] \qquad C = \frac{Q}{\Delta V} = \frac{\sigma A}{\frac{\sigma}{\varepsilon_0}[d-b]} = \frac{\varepsilon_0 \cdot A}{d-b}$$

PARTITORE CAPACITIVO → divide la tensione data in un numero di parti.

Se ho 3 condensatori in serie di d.d.p. V e capacità equivalente C e devo trovare le capacità dei 3 condensatori note V_1 e V_2, calcolo la carica su ogni armatura $q = C \cdot V$. Dopodiché



$$\boxed{C_1 = \frac{q}{V_1}} \qquad \boxed{C_2 = \frac{q}{V_2 - V_1}} \qquad \boxed{C_3 = \frac{q}{V - V_2 - V_1}}$$

FORZA CON CUI SI ATTRAGGONO LE ARMATURE DI UN CONDENSATORE

$$\boxed{F = q \cdot E = q \cdot \frac{\sigma}{2\varepsilon_0} = \frac{q^2}{2\varepsilon_0 \cdot A}}$$

ALLONTANAMENTO A CARICA COSTANTE → le armature vengono allontanate da x a $x + dx$; la capacità diminuisce, l'energia aumenta; $dU = -F_x\, dx$

$$\boxed{F_x = -\frac{Q^2}{2\varepsilon_0 A}}$$

CONDENSATORI IN PRESENZA DI UN DIELETTRICO →

$$\boxed{C = \underbrace{K}_{\text{COSTANTE DIELETTRICA RELATIVA}} \cdot \underbrace{\frac{q_0}{V_0}}_{C_0}}$$

V COST. → $\boxed{q = K q_0}$

q COST → $\boxed{V = \frac{V_0}{K}}$

DIELETTRICI

Se inserisco un conduttore tra le armature del condensatore, la d.d.p. diminuisce. Il campo all'interno della lastra è nullo, mentre sulle facce se ne formano due per induzione.

DIELETTRICO → sostanza isolante che ha il potere di ridurre la d.d.p. fra le armature.

COSTANTE DIELETTRICA ASSOLUTA: $\boxed{\varepsilon = k \cdot \varepsilon_0}$.

CARICA SUPERFICIALE INDOTTA $\boxed{q' = q\left(1 - \frac{1}{k}\right)}$ e $q' < q$

CAMPO ELETTRICO NEL DIELETTRICO $\boxed{E_K = \frac{q}{K \varepsilon_0 \cdot A}}$.

POLARIZZAZIONE ELETTRICA $\boxed{P = \frac{q'}{A}}$ $\qquad \boxed{\frac{q}{A} = \varepsilon_0 \cdot E_K + P}$

SPOSTAMENTO ELETTRICO $\boxed{D = \frac{q}{A}}$ $\qquad \boxed{D = \varepsilon_0 \cdot E_K + P}$

INTENSITÀ DI CORRENTE ELETTRICA → quantità di carica dq che passa attraverso una sezione del conduttore nel tempo dt: $\boxed{i = \frac{dq}{dt}\ [A]}$. Si misura in Ampère.

Il verso della corrente è opposto al verso in cui si muovono gli elettroni (da − a +).

DENSITÀ DI CORRENTE → vettore, caratteristica di ogni punto all'interno del conduttore.

$j = \frac{i}{A}$ se la corrente è distribuita uniformemente $\left[\frac{A}{m^2}\right]$ — sezione ← A

$i = \int \vec{j} \cdot d\vec{S}$ FLUSSO DI $\vec{J}$

$\boxed{i = j \cdot A}$ nel caso di A sezione piana e j costante e normale ad A.

NUMERO DI ELETTRONI DI CONDUZIONE $= \boxed{n \cdot A \cdot l}$

n → numero di elettroni di conduzione per unità di volume

$A \cdot l$ → volume

$\boxed{q = n \cdot A \cdot l \cdot e}$ **CARICA TOTALE**

$\boxed{t = \frac{l}{v_d}}$ **TEMPO IMPIEGATO PER ATTRAVERSARE IL CONDUTTORE**

VELOCITÀ DI DERIVA $\approx 10^{-4}\ \frac{m}{s}$ ↓ DIRETTA VERSO IL CAMPO

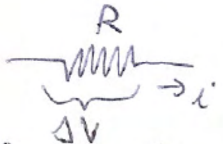
$\boxed{i = n \cdot A \cdot e \cdot v_d}$ $\boxed{j = n \cdot e \cdot v_d}$

LEGGE DI CONSERVAZIONE DELLA CARICA → i è uguale alla variazione complessiva della carica totale contenuta nella superficie: $i = \oint \vec{j} \cdot d\vec{S} = -\frac{\partial q_{int}}{\partial t}$ dove il − significa che la carica all'interno della superficie diminuisce.

Se $\frac{\partial q_{int}}{\partial t} = 0$, tanta carica entra e tanta ne esce → $\oint \vec{j} \cdot d\vec{S} = 0$ CONDIZIONE DI STAZIONARIETÀ.

EQUAZIONE DI CONTINUITÀ DELLA CORRENTE ELETTRICA $\boxed{\nabla \cdot \vec{j} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0.}$

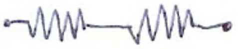
LEGGE DI OHM $\boxed{\Delta V = R \cdot i}$



MAGLIA → parte di un circuito chiusa NODO → punto in cui si dividono le correnti.

TENSIONE = d.d.p. In ogni punto della maglia la corrente assume sempre lo stesso valore.

RESISTENZE IN SERIE → stessa i, diversa ΔV, la resistenza equivalente è la somma delle resistenze.



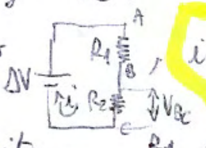
RESISTENZE IN PARALLELO → stessa ΔV, diversa i, la resistenza equivalente è $\frac{R_1 \cdot R_2}{R_1 + R_2}$ ed è sempre minore di R_1 e R_2

1ª LEGGE DI KIRCHKOFF → la somma delle correnti entranti in una maglia è uguale alla somma delle correnti uscenti.

AMPEROMETRO → strumento usato per misurare l'intensità di corrente, da collegare in serie, ha resistenza interna molto piccola.

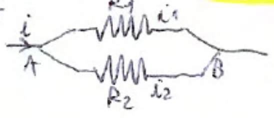
VOLTMETRO → strumento usato per misurare la tensione, da collegare in parallelo, ha resistenza interna molto grande.

PARTITORE RESISTIVO → dato un circuito



, $\boxed{i_{maglia} = \frac{\Delta V}{R_1 + R_2}}$ $V_{BC} = i_{maglia} \cdot R_2$

DERIVATORE DI CORRENTE → dato un circuito



$\boxed{i_2 = i \cdot \frac{R_1}{R_1 + R_2}}$

$\boxed{R = \rho \cdot \frac{l}{A}}$ ρ → resistività $[\Omega \cdot m]$ caratteristica del materiale

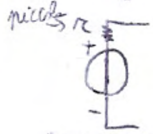
$\sigma = \frac{1}{\rho}$ ⇒ conduttività del materiale $\left[\frac{S}{m}\right]$

POTENZA → calore che sviluppa una resistenza per effetto Joule.

$\boxed{P = V \cdot i = R \cdot i^2\ [W]}$

GENERATORI DI d.d.p.

PILA



GENERATORE DI TENSIONE

GENERATORE DI CORRENTE

La resistenza interna traduce la perdita di capacità di fare lavoro dovuta al trasporto delle cariche da una armatura all'altra

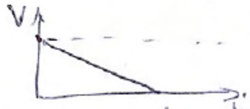
CARICO → utilizzatore, resistenza

FORZA ELETTROMOTRICE → $\boxed{f.e.m. = \Delta V_{AB} + i \cdot r}$

ΔV_{AB} → tensione a vuoto

$i \cdot r$ → caduta di potenziale quando eroga corrente

GENERATORE IDEALE DI TENSIONE → generatore che mantiene costante la d.d.p. ai capi di un carico indipendentemente dal carico stesso



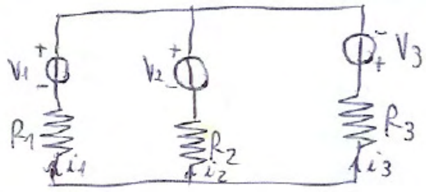
generatore reale

METODO DELLE MAGLIE → per risolvere un circuito, data una maglia, possiamo scrivere $\boxed{\sum V_K = \sum i_K \cdot R_K}$. Per verso della corrente prendo convenzionalmente quello antiorario.

Se ${}^{+}_{-}\overset{\uparrow i}{\Phi}_{V_1}$, allora considero $+V_1$, altrimenti ${}^{-}_{+}\overset{\uparrow i}{\Phi}_{V_1}$ considero $-V_1$.

Imposto poi il sistema e risolvendolo trovo i_1, i_2, i_3

$$\begin{cases} i_1 + i_2 + i_3 \ldots = 0 \\ V_1 - V_2 = i_1 R_1 - i_2 R_2 & \text{maglia a sinistra} \\ V_2 + V_3 = i_2 R_2 - i_3 R_3 & \text{maglia a destra} \end{cases}$$

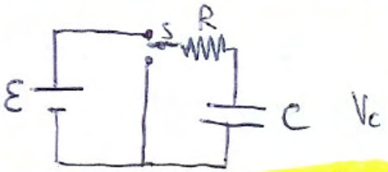


CORTO CIRCUITO → collegare due punti ad una resistenza nulla.

MISURA DI R

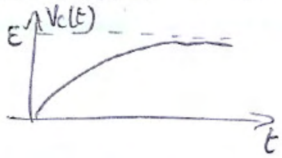
- codice colori: si guardano i colori sulla resistenza e si confrontano con la scala.
- ohmetro: si collega in serie un amperometro e una resistenza variabile.
- metodo volt-amperometrico
- ponte di Wheatstone.

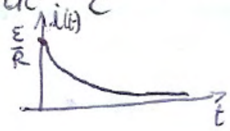
CARICA E SCARICA DI UN CONDENSATORE



Se chiudiamo S su A, si ha un movimento di cariche e il condensatore si carica di $q = C \cdot \varepsilon = C \cdot V_C$, ad un istante t, si ha una corrente indotta $i = \frac{dq}{dt}$ sul condensatore e $\varepsilon - R\frac{dq}{dt} - \frac{q}{C} = 0$.

$\boxed{q(t) = \varepsilon \cdot C\left[1 - e^{\frac{-t}{RC}}\right]}$ e si ottiene il grafico

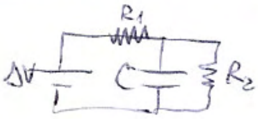




cioè $\boxed{V_C(t) = \varepsilon\left[1 - e^{-t/RC}\right]}$ e $\boxed{i(t) = \frac{\varepsilon}{R} e^{-t/RC}}$.

SCARICA: $\boxed{R \cdot \frac{dq(t)}{dt} + \frac{q(t)}{C} = 0}$ → $\boxed{i(t) = -\frac{q_0}{RC} e^{-t/RC}}$

Inserendo un dielettrico all'interno di un condensatore, la sua capacità aumenta, il campo e il potenziale diminuiscono perchè $\boxed{C = \frac{\varepsilon_0 \cdot A}{d} = \frac{q}{V}}$.

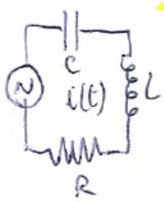


Nell'istante iniziale, il condensatore scarico ha resistenza nulla e tutta la corrente passa per il suo ramo (C è come se non ci fosse). Quando il condensatore è carico, i passa tutta nel ramo della resistenza.

INDUTTANZA: $\boxed{i(t) = i_0 \cdot sen(\omega t)}$, $\boxed{v_L = i_0 \cdot \omega L \cdot sen(\omega t + \frac{\pi}{2})}$ ωL → reattanza induttiva.

La v_L è in anticipo rispetto a i in un'induttanza, mentre in un condensatore la v_C è in ritardo rispetto alla i.

Nelle CORRENTI ALTERNATE si usa $j\omega L$ al posto di L e $\frac{1}{j\omega C}$ al posto di C.



$\boxed{v_G(t) = i(t) \cdot \left[R + j\omega L + \frac{1}{j\omega C}\right]}$

CIRCUITO RLC

MAGNETISMO

CAMPO MAGNETICO → vettore $\vec{B}$, è solenoidale ($\nabla \cdot \vec{B} = 0$, flusso = 0) ma non irrotazionale $\text{rot}\vec{B} \neq 0$

Non è possibile isolare il polo nord (+) dal polo sud (-): esistono sempre a coppie.

FORZA DI LORENTZ → se una carica q_0 si muove con velocità $\vec{v}$ in un campo magnetico $\vec{B}$, essa è sottoposta a una forza $\boxed{\vec{F} = q_0 \, \vec{v} \wedge \vec{B} = q_0 \cdot v \cdot B \cdot \text{sen}\theta}$ massima per $\vec{v} \perp \vec{B}$

Il campo magnetico si misura in Tesla [T]. In un campo magnetico stazionario, $\vec{F} \perp \vec{v}$ e il lavoro è nullo: l'energia cinetica non cambia

LINEE DI FORZA → anche per il campo magnetico si usano le linee di forza per rappresentarlo graficamente. Per linee di forza ⊥ al piano del foglio un punto (•) indica che $\vec{B}$ esce dal foglio (↑) e una croce (×) indica che entra nel foglio (↓)

$\boxed{\oint \vec{B} \cdot d\vec{S} = 0}$ e $\nabla \cdot \vec{B} = 0$ dove S è una superficie chiusa contenente un magnete.

GAUSS: $1G = 10^{-4}\,T$ unità di misura alternativa del campo magnetico.

CAMPO MAGNETICO TERRESTRE: circa $10^{-5}\,T$, cioè $10^{-1}\,G$. Il massimo valore di un campo magnetico è 10T.

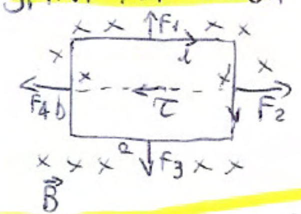
FLUSSO DEL CAMPO MAGNETICO → $\oint \vec{B} \cdot d\vec{S}$: Weber [Wb] = $T \cdot m^2$

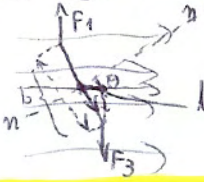
FILO PERCORSO DA CORRENTE → la forza esercitata dal campo magnetico sul filo è

$$\boxed{\vec{F} = i \cdot \vec{l} \wedge \vec{B}}$$ l → lunghezza filo

Nel caso di conduttori non rettilinei, $d\vec{F} = i \, d\vec{l} \wedge \vec{B}$ dove $d\vec{l}$ è un tratto considerabile rettilineo, e poi $\boxed{F = \int i \, dl \cdot B \, \text{sen}\theta \, d\theta}$. Nella semicirconferenza  $dl = R \cdot d\theta$ e $F = \int_0^{\pi} iBR \, \text{sen}\theta \, d\theta$.

SPIRA PERCORSA DA CORRENTE → F_2 e F_4 hanno momento risultante nullo perchè sono sullo stesso asse. F_1 e F_3 sono uguali e opposte, ma hanno momento ≠0 che fa ruotare la spira.





braccio $\frac{b}{2} \cdot \overbrace{\cos(90-\theta)}^{\text{sen}\theta}$

Il modulo di F_2 e F_4 è $ibB\cos\theta$, mentre quello di F_1 e F_3 è iaB.

$$\boxed{\tau' = 2 \cdot \underbrace{(iaB)}_{\text{forza}} \cdot \underbrace{\left(\frac{b}{2}\,\text{sen}\theta\right)}_{\text{braccio}} = iaBb\,\text{sen}\theta = iA \cdot B \cdot \text{sen}\theta}$$

perchè $\tau_{F_1} = \tau_{F_3}$

se abbiamo N spire di area A $\boxed{\tau = N \cdot \tau' = NiAB\,\text{sen}\theta}$ vale per ogni spira

PRINCIPIO DI EQUIVALENZA DI AMPÈRE → una spira percorsa da corrente è equivalente a un dipolo magnetico.

DIPOLO: $\boxed{\vec{\tau} = \vec{p} \wedge \vec{E}}$ $\tau = pE\,\text{sen}\theta$

SPIRA: $\boxed{\tau' = (i \cdot A) B \cdot \text{sen}\theta}$

MOMENTO DI DIPOLO MAGNETICO $\boxed{\mu = N \cdot i \cdot A}$.

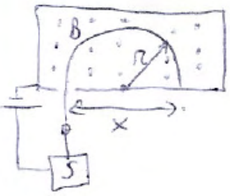
EFFETTO HALL → formazione di una d.d.p. (potenziale di Hall) sulle facce opposte di un conduttore elettrico (striscia di rame) dovuto a un campo magnetico ⊥ alla corrente elettrica che scorre sul conduttore. Sugli elettroni in moto agisce la forza di Lorentz $\vec{F} = q\vec{v} \wedge \vec{B}$, che dopo un po' si compensa con la forza elettrica $q \cdot E$, ma $v_d = \frac{i}{n \cdot q \cdot A}$ → $E = \frac{V_{xy}}{d}$

n → portatori per unità di volume; A → sezione della lamina

$$\boxed{n = \frac{B \cdot i}{V_{xy} \cdot l \cdot e}} = \frac{i}{e \cdot v_d \cdot A}$$ i → Corrente di Hall

Tramite l'effetto Hall si può capire il segno delle cariche in movimento: dalla polarità di V_{xy} si capisce quale estremo è a potenziale maggiore.

SPETTROMETRO DI MASSA → uno ione di massa M entra in un campo elettrico B e cade a distanza X da dove è entrato, accelerato da una certa V.



$$\boxed{M=\frac{B^2\cdot q}{8V}\cdot x^2}$$

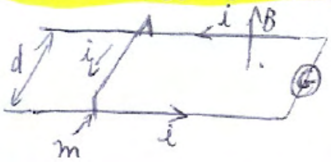
1) quando entra è soggetto a $\vec{F}=q\vec{v}\wedge\vec{B}$

2) forza centripeta $F=\frac{Mv^2}{r}=\frac{2Mv^2}{x}$ dato che $x=2r$

3) applicando la conservazione dell'energia

$$U=K\quad\begin{cases}qV=\frac{1}{2}MV^2\\ qvB=\frac{2Mv^2}{x}\end{cases}\quad\ldots\quad M=\frac{1}{8}\frac{qB^2x^2}{V}.$$

FILO METALLICO SCIVOLA SU DUE ROTAIE



↳ la forza agente sul filo è $F=i\cdot d\cdot B$ e l'accelerazione è $a=\frac{F}{m}=\frac{i\cdot d\cdot B}{m}$. La velocità è $\boxed{v=v_0+\frac{idB}{m}\cdot t}$

TEOREMA DI AMPÈRE → $\boxed{\int\vec{B}\cdot d\vec{l}=\mu_0\cdot i}$

$\mu_0=4\pi\cdot10^{-7}\ \frac{T\cdot m}{A}$

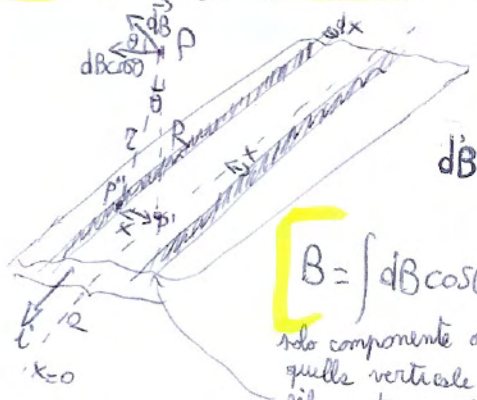
B non è quindi un campo conservativo, per cui non si può definire il potenziale $\text{rot}\,\vec{B}\neq0\quad\oint\vec{B}\cdot d\vec{l}\neq0$.

MOMENTO MAGNETICO DI DIPOLO → $\boxed{\tau=\mu\cdot B\cdot\text{sen}\,\theta}$ tende a riportare il dipolo nella posizione di equilibrio.

FILO PERCORSO DA CORRENTE → per calcolare B a distanza $r<R$ dal centro del filo, considero solo la i (distribuita uniformemente) che passa nella circonferenza interna $i:i_0=\pi r^2:\pi R^2\rightarrow i=i_0\cdot\frac{r^2}{R^2}$ e poi applico il teorema di Ampère $B\cdot2\pi r=\mu_0\cdot i_0\cdot\frac{r^2}{R^2}$

$$\boxed{B=\frac{\mu_0\cdot i_0\cdot r}{2\pi R^2}}$$

LAMINA PERCORSA DA CORRENTE → per calcolare B nel punto P, immagino la lamina come tanti fili di spessore dx percorsi da una corrente data da $di:i=dx:a\Rightarrow di=i\cdot\frac{dx}{a}$.



$$d\vec{B}=\mu_0\cdot\frac{di}{2\pi r}\quad\text{ma } r=\frac{R}{\cos\theta}\quad\boxed{dB=\mu_0\cdot\frac{di}{2\pi R}\cdot\cos\theta}\quad\text{e } dB\perp r$$

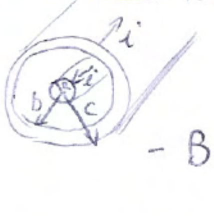
$$\boxed{B=\int dB\cos\theta=\int\frac{\mu_0\cdot di}{2\pi R}\cdot\cos^2\theta=\int\frac{\mu_0\cdot i\cdot\frac{dx}{a}\cdot\cos^2x}{2\pi R}=\frac{\mu_0\cdot i}{2\pi aR}\int\cos^2\theta dx}\quad\begin{array}{l}\text{ma } x=R\,tg\,\theta\\ dx=R\cdot\frac{1}{\cos^2x}\cdot dg\end{array}$$

solo componente orizzontale, quella verticale compensata da l'elemento opposto

$$=\frac{\mu_0 i}{2\pi aR}\int_{-arctg\frac{a}{2R}}^{arctg\frac{a}{2R}}R\frac{\cos^2\theta}{\cos^2\theta}d\theta=\boxed{\frac{\mu_0 i}{\pi a}\,arctg\frac{a}{2R}}$$

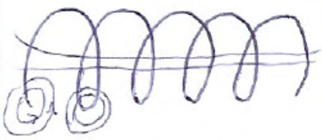
CONDUTTORI PARALLELI → il campo magnetico creato da a su b è $\boxed{B_a=\mu_0\cdot\frac{i_a}{2\pi d}}$, la forza che agisce su un tratto del filo b di lunghezza l è $\boxed{F_b=i_b\cdot l\cdot B_a=\mu_0\cdot\frac{l\cdot i_a\cdot i_b}{2\pi d}}$; analogamente per il filo a, si ha una forza uguale in modulo, ma di verso opposto: i fili si attraggono.

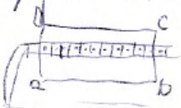
CAVO COASSIALE → il campo magnetico, dato che $\oint\vec{B}\cdot d\vec{l}=2\pi r\cdot B$, vale:



- $\boxed{B=\frac{\mu_0}{2\pi r}\cdot i_0}$ dove $\boxed{i_0:i=\pi r^2:\pi a^2}$ cioè $i_0=\frac{i\cdot\cancel{\pi}r^2}{\cancel{\pi}a^2}$ se $r<a$
- $B=\frac{\mu_0 i}{2\pi r}$ se $a<r<b$
- $B=\underbrace{\frac{\mu_0\cdot i}{2\pi r}}_{\text{campo corrente interna}}\underset{\text{verso corrente opposto}}{-}\underbrace{\frac{\mu_0 i}{2\pi r}\left[\frac{\pi(r^2-b^2)}{\pi(c^2-b^2)}\right]}_{\text{campo conduttore esterno}}$ se $b<r<c$
- $B=0$ se $r>c$ perché corrente andata = corrente ritorno

SOLENOIDE → lungo filo avvolto ad elica. Nei punti vicini alla singola spira del solenoide, il filo si comporta come se fosse rettilineo; nei punti interni al solenoide, $\vec{B}$ è parallelo all'asse del solenoide. Nel solenoide ideale (tipo lamina) il campo $\vec{B}$ nei punti esterni è 0.



Se prendo un circuito rettangolare , la circuitazione $\oint \vec{B} \cdot d\vec{l}$ vale $B \cdot h = B \cdot (b-a)$ perché il campo su cd è 0 e su ad e bc è $B \perp l$.

La corrente $i = i_0 \cdot n \cdot h$ con i_0 = corrente nel solenoide, n = numero di spire per unità di lunghezza

$\boxed{B = \mu_0 \cdot i_0 \cdot n}$ CAMPO MAGNETICO GENERATO DA UN SOLENOIDE

$\boxed{\Phi_B = \int \vec{B} \cdot d\vec{S}}$ FLUSSO DEL CAMPO MAGNETICO ATTRAVERSO LA SEZIONE DEL SOLENOIDE $= \boxed{B \cdot A}$ se $B \parallel A$ ↳ $R^2 \cdot \pi$

LEGGE DI BIOT-SAVART → dato un filo curvo percorso da corrente i, il campo magnetico $d\vec{B}$ nel punto P a distanza $\vec{r}$ dall'elemento di linea $d\vec{l}$ è dato da $\boxed{dB = \frac{\mu_0 \cdot i}{4\pi} \cdot \frac{dl \operatorname{sen}\theta}{r^2}}$ o in forma vettoriale $d\vec{B} = \frac{\mu_0 i}{4\pi} \cdot \frac{d\vec{l} \wedge \vec{r}}{r^3}$. Il campo risultante in P è $\boxed{B = \int dB}$.

θ → angolo tra r e dl.

CORRENTE INDOTTA → se avviciniamo un magnete a una spira si nota una corrente, che va a 0 quando il magnete si ferma. La corrente indotta viene fatta circolare da una forza elettromotrice indotta.

LEGGE DI INDUZIONE DI FARADAY → la f.e.m. $\mathcal{E}$ indotta è uguale alla derivata rispetto al tempo del flusso magnetico attraverso il circuito, cambiata di segno: $\boxed{\mathcal{E} = -\frac{d\Phi_B}{dt}}$. Il segno − indica che la f.e.m. si oppone alla variazione che l'ha prodotta. (LEGGE DI LENZ)

In una bobina di N spire, $\boxed{\mathcal{E} = -N \frac{d\Phi_B}{dt} = -\frac{dN\Phi_B}{dt}}$ $\boxed{N \cdot \Phi_B}$ è il FLUSSO CONCATENATO

Dati due solenoidi uno interno all'altro, si ha che il campo B al centro del solenoide interno è $\boxed{B = \mu_0 \cdot N \cdot i}$ dove N sono le spire del solenoide esterno. Il flusso del solenoide interno è $\boxed{\Phi_B = B \cdot A}$ dove B è il campo prodotto dal solenoide esterno e A l'area del solenoide interno. La f.e.m. indotta sarà $\boxed{\mathcal{E} = -n \cdot \frac{\Delta\Phi_B}{\Delta t}}$ dove n è il numero di spire del solenoide interno, $\Delta\Phi_B$ la variazione del flusso e Δt la variazione del tempo.

Data una spira inserita parzialmente in un campo magnetico, il flusso attraverso la spira è $\boxed{\Phi_B = B \cdot l \cdot x}$ dove $l \cdot x$ è l'area della parte di spira immersa nel campo. La f.e.m. indotta è $\boxed{\mathcal{E} = Blv}$ dove $v = -\frac{dx}{dt}$ è la velocità con cui la spira è allontanata dal campo.

$\boxed{i = \frac{Blv}{R}}$ corrente della spira. R → resistenza della spira.

$\boxed{F_1 = \frac{B^2 l^2 v}{R}}$ forza che si oppone al tentativo di muovere la spira

$\boxed{P = \frac{B^2 l^2 v^2}{R}}$ potenza impiegata dall'agente che estrae la spira, uguale anche a Ri^2. energia termica

Se la spira fosse tutta dentro il campo magnetico, anche muovendola non ci sarebbe variazione di flusso. FLUSSO → FEM → CORRENTE → FORZA → POTENZA.

CAMPO MAGNETICO VARIABILE NEL TEMPO → $\boxed{\oint \vec{E} \cdot d\vec{l} = -\frac{d\Phi_B}{dt}}$ LEGGE DELL'INDUZIONE DI FARADAY

La f.e.m. nasce dal lavoro fatto dal campo. $\boxed{W = \underbrace{(q_0 \cdot E)}_{\text{forza}} \cdot \underbrace{(2\pi r)}_{\text{spostamento}} = q_0 \cdot \mathcal{E}}$.

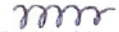
Due bobine vicine fra loro: la corrente i_1 dà origine a un flusso attraverso la seconda.

AUTOINDUZIONE → nella bobina in cui si varia la corrente si genera una f.e.m. autoindotta.

Per una bobina di un solenoide si ha $\boxed{N\cdot\Phi_B = L\cdot i}$ dove L è l'**INDUTTANZA** del sistema

$$\boxed{L = -\frac{\mathcal{E}}{\frac{di}{dt}}}$$

[H] si misura in Henry


SIMBOLO.

$$N\Phi_B = \underset{\text{SPIRE TOTALI}}{(n\cdot l)}\cdot\underset{\text{FLUSSO}}{(BA)}$$

l → lunghezza del solenoide

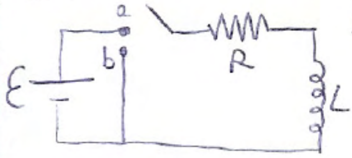
n → spire per unità di lunghezza

A → area del solenoide

$$\boxed{L = \frac{N\Phi_B}{i} = \mu_0 n^2\cdot l\cdot A}$$

simile a $C = \frac{\varepsilon_0 A}{d}$

CIRCUITO RL → chiudendo l'interruttore in a si ha $\boxed{\mathcal{E} = Ri + L\frac{di}{dt}}$ e, risolvendo l'equazione differenziale $\int\frac{di}{\mathcal{E}-Ri} = \int\frac{dt}{L}$ $\boxed{i(t) = \frac{\mathcal{E}}{R}\left[1-e^{-\frac{t}{\tau}}\right]}$ $\boxed{\underset{\text{TEMPO}}{\tau} = \frac{L}{R}}$



Dopo una costante di tempo ($t = \tau$) ho il 65% di i.

Quando si chiude l'interruttore è come se ci fossero due generatori, uno reale e uno ideale con f.e.m. variabile nel tempo e segno opposto al primo.

ENERGIA IMMAGAZZINATA DA UN'INDUTTANZA $\boxed{u_B = \frac{1}{2}L\cdot i^2}$

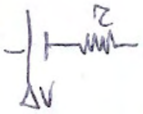
ENERGIA IMMAGAZZINATA DA UN CONDENSATORE $\boxed{u_E = \frac{1}{2}CV^2}$

POTENZA ACCUMULATA NEL CAMPO MAGNETICO $\boxed{P_B = \frac{1}{2}L\,i(t)\cdot\frac{di(t)}{dt}}$

DENSITÀ DI ENERGIA IMMAGAZZINATA IN UN CAMPO MAGNETICO $\boxed{u_B = \frac{1}{2}\cdot\frac{B^2}{\mu_0}}$

DENSITÀ DI ENERGIA IMMAGAZZINATA IN UN CAMPO ELETTRICO $\boxed{u_E = \frac{1}{2}\varepsilon_0 E^2}$

GENERATORE REALE



$\boxed{f.e.m. = \Delta V + r\cdot i}$

POTENZIALE VETTORE → per il campo magnetico <u>NON</u> esiste un potenziale scalare perché $\oint\vec{B}\cdot dl \neq 0$, però $\nabla\cdot\vec{B} = 0$, allora esiste un vettore $\vec{A}$ tale che $\boxed{\vec{B} = rot\vec{A} = \nabla\wedge\vec{A}}$ → POTENZIALE VETTORE

EQUAZIONI DI MAXWELL

1) $\nabla\cdot\vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0}$ LEGGE DI GAUSS

2) $\nabla\cdot\vec{B} = 0$ LEGGE DI GAUSS MAGNETICA

3) $\nabla\wedge\vec{E} = -\frac{\partial\vec{B}}{\partial t}$ $\underset{\text{CASO ELETTROSTATICO}}{\left[\nabla\wedge\vec{E} = 0\right]}$ F.E.M. INDOTTA

4) $\nabla\wedge\vec{B} = \mu_0 j + \underbrace{\mu_0\varepsilon_0\frac{\partial\vec{E}}{\partial t}}_{\text{CORRENTE DI SPOSTAMENTO}}$ LEGGE DI AMPÈRE