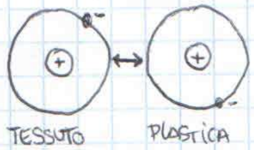
LA CARICA ELETTRICA È UNA CARATTERISTICA INTRINSECA DELLE PARTICELLE CHE COSTITUISCONO LA MATERIA.
QUANDO STROFINIAMO UNA BARRA DI PLASTICA SU TESSUTO, OGNUNO SI CARICA ELETTRICAMENTE.
IL TESSUTO CEDE ELETTRONI ALLA PLASTICA, LA QUALE SI CARICA NEGATIVAMENTE. AVVICINANDO LA PLASTICA A PEZZETTINI DI CARTA, QUESTI SI ATTACCANO ALLA BARRETTA, POICHÈ ATTRATTI ELETTROSTATICAMENTE.
DUE BARRETTE DI PLASTICA, ENTRAMBE STROFINATE CONTRO UN TESSUTO SI RESPINGONO, POICHÈ HANNO CARICA CONCORDE.
RIPETENDO L'ESPERIMENTO CON UNA BARRA DI VETRO NON SI HA LO STESSO ESITO: I PEZZI DI CARTA NON VENGONO ATTRATTI. INFATTI IL VETRO SI CARICA POSITIVAMENTE MEDIANTE STROFINIO (IL TESSUTO ACQUISTA ELETTRONI) E NON ATTIRAE PIÙ LA CARTA.

IN ELETTROSTATICA ABBIAMO QUINDI FORZE ATTRATTIVE O REPULSIVE, A SECONDA DELLE CARICHE ASSUNTE DALLE PARTICELLE IN GIOCO. TUTTAVIA, GLI OGGETTI CHE ESERCITANO O SUBISCONO GLI EFFETTI DI TALI FORZE NON SONO IN CONTATTO TRA LORO. IL CHE RICORDA LA LEGGE DI GRAVITAZIONE UNIVERSALE, SECONDO CUI DUE CORPI SI ATTRAGGONO:

$$F = \frac{m_1 \cdot m_2}{G}$$

A DIFFERENZA DELLA GRAVITAZIONE (SEMPRE ATTRATTIVA) LA FORZA GENERATA DA CARICHE ELETTRICHE PUÒ ESSERE SIA ATTRATTIVA SIA REPULSIVA. PROPRIO PER QUESTO LA MASSA È SEMPRE DEFINITA POSITIVA, MENTRE LA CARICA ELETTRICA PUÒ ANCHE ESSERE NEGATIVA.
DUNQUE, SE DUE CARICHE ELETTRICHE SONO DISCORDI SI ATTRAGGONO, SE CONCORDI SI RESPINGONO.

PERCHÈ LA BARRA DI PLASTICA SI CARICA NEGATIVAMENTE SE STROFINATA CON IL TESSUTO? IL MOTIVO È DA RICERCARE NELL'ATTRITO TRA LE DUE SUPERFICI, IL QUALE CONSISTE NEI LEGAMI DEGLI ATOMI DI PLASTICA E TESSUTO TRA LORO. STROFINANDO, QUESTI LEGAMI SI SPEZZANO E ALCUNI ELETTRONI DEGLI ATOMI DEL TESSUTO VENGONO STRAPPATI VIA DAGLI ATOMI DI PLASTICA. IN EFFETTI, QUANDO SI STROFINA, POSSONO ACCADERE TRE COSE DIVERSE:



1. GLI ELETTRONI NON VENGONO SCAMBIATI, RESTANDO NEGLI ATOMI INIZIALI
2. UN ELETTRONE DEL TESSUTO PUÒ ESSERE CATTURATO DALL'ATOMO DI PLASTICA. DUNQUE, L'ATOMO DI PLASTICA SARÀ CARICO NEGATIVAMENTE, MENTRE QUELLO DI TESSUTO SARÀ CARICO POSITIVAMENTE (AVENDO CEDUTO UN ELETTRONE)
3. ANALOGAMENTE AL CASO PRECEDENTE, A DIFFERENZA CHE L'ELETTRONE DELL'ATOMO DI PLASTICA VIENE CATTURATO DALL'ATOMO DI TESSUTO.

A CAUSA DELL'ATTRITO, SI DICE CHE VENGONO IN CONTATTO LE NUBI ELETTRONICHE DEGLI ATOMI.
IL FATTO CHE LA PLASTICA SI CARICA NEGATIVAMENTE PER STROFINIO, MENTRE IL VETRO SI CARICA POSITIVAMENTE PER STROFINIO È DOVUTO DALLA STABILITÀ DEGLI ATOMI. LA STRUTTURA ATOMICA DELLA MATERIA RENDE PIÙ O MENO DIFFICILE LA PERDITA DI UN ELETTRONE, DETERMINANDO UNA CARICA POSITIVA O NEGATIVA.

IL NUCLEO DEGLI ATOMI È COMPOSTO DA NEUTRONI E PROTONI CHE, ESSENDO PARTICELLE CARICHE POSITIVAMENTE, DOVREBBERO RESPINGERSI. INVECE RESTANO ADDENSATE. DEVE QUINDI ESSERCI QUALCHE FORZA CHE SI OPPONE A QUELLA REPULSIVA CHE AGISCE TRA I PROTONI, TENENDO QUESTI ULTIMI ATTACCATI: È LA FORZA ATOMICA FORTE.
IN NATURA ABBIAMO QUATTRO TIPI DI FORZE:

- ATOMICA FORTE
- ATOMICA DEBOLE
- ELETTROMAGNETICA
- GRAVITAZIONALE

$\downarrow$ ORDINATE DALLA PIÙ ALLA MENO IMPORTANTE

BIG BANG:

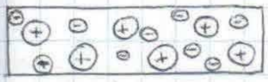
1. I QUARK (PARTICELLE ELEMENTARI) SI ADDENSANO FORMANDO PROTONI, NEUTRONI, ELETTRONI (F. ATOMICA FORTE)
2. LE COMPONENTI ATOMICHE ELEMENTARI FORMANO GLI ATOMI DI MATERIA (F. ATOMICA DEBOLE)
3. L'ELETTROMAGNETISMO TENDE A FAR AVVICINARE O ALLONTANARE LE SOSTANZE
4. LA GRAVITAZIONE AGISCE SUI MOTI DEI PIANETI.

TORNANDO AL FENOMENO DELLO STROFINIO, SE USO LA PLASTICA HO UNA CARICA NEGATIVA; SE USO IL VETRO HO UNA CARICA POSITIVA. SE RIPETO L'ESPERIMENTO CON UNA BARRA DI METALLO, IL CORPO RESTA ELETTRICAMENTE NEUTRO. IL FENOMENO DIPENDE DALLA CONDUCIBILITÀ DEL MATERIALE. PER CAPIRE LA CONDUCIBILITÀ DEI MATERIALI BISOGNA PRIMA SAPERE I LEGAMI TRA GLI ATOMI POSSIBILI.

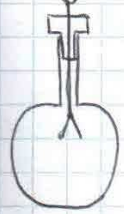
- INTERAZIONE IONICA: ABBIAMO UN ELEMENTO CARICO POSITIVAMENTE E L'ALTRO CARICO NEGATIVAMENTE. I DUE SI FONDONO CREANDO UN LEGAME. AD ESEMPIO Na^+ E Cl^- FORMANO IN LEGAME COVALENTE $NaCl$.
- INTERAZIONE COVALENTE: LA SITUAZIONE È SIMILE ALLA PRECEDENTE CON LA DIFFERENZA CHE UN ELETTRONE NON APPARTIENE NÈ AD UN ATOMO NÈ ALL'ALTRO, MA NAVIGA SULL'ORBITA PRIMA DELL'UNO E POI DELL'ALTRO

- INTERAZIONE METALLICA: GLI ELETTRONI [redacted] DEGLI ATOMI DI RAME NON SONO MOLTO ADDENSATI ATTORNO AL NUCLE MA SONO PIÙ LIBERI DI MUOVERSI. È COME SE NON ESISTESSERO REALMENTE MOLECOLE VERE [redacted] E PROPRIE, MA AGGREGATI [redacted] RETICOLARI DI ATOMI METALLICI. QUESTA "NUBE DI ELETTRONI" RENDE I METALLI MALLEABILI E [redacted] BUONI CONDUTTORI ELETTRICI.

NEL CASO DI LEGAME IONICO O COVALENTE LA CARICA È LOCALIZZATA VICINO ALL'ATOMO. DUNQUE, L'ELETTRONE È PIÙ SALDO AGLI ATOMI ED IL MATERIALE RISULTA ISOLANTE ELETTRICO.

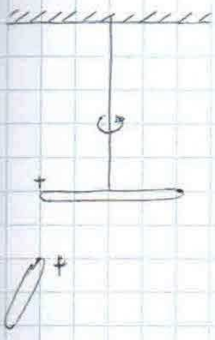


CON UN LEGAME METALLICO, INVECE, GLI ELETTRONI SONO PIÙ LIBERI DI MUOVERSI, IL CHE FAVORISCE LA CONDUCIBILITÀ ELETTRICA. QUANDO SI STROFINA LA BARRA DI RAME CONTRO IL TESSUTO QUESTA SI CARICA COMUNQUE [redacted] NEGATIVAMENTE, MA, A DIFFERENZA DI MATERIALI ISOLANTI (ES. PLASTICA O VETRO) IN CUI LA CARICA RESTA LOCALIZZATA IN UN PUNTO PRECISO, GLI ELETTRONI SI DISTRIBUISCONO DAPPERTUTTO SU TUTTO IL CORPO METALLICO. INOLTRE, ESSENDO IL CORPO UMANO UN CONDUTTORE, LA CARICA VIENE TRASMESSA A TERRA.



UN ELETTROSCOPIO È FATTO DA UN'AMPOLLA DI VETRO AL CUI INTERNO C'È IL VUOTO, CON UN TAPPO DI SUGHERO (ISOLANTE ELETTRICO). UN FILO DI METALLICO COLLEGA LE FOGLIOLINE METALLICHE ALL'INTERNO DEL CONTENITORE CON LA SFERA METALLICA CHE FUORIESCE DAL TAPPO. INIZIALMENTE LE FOGLIOLINE SONO CHIUSE. APPENA AVVICINO ALLA SFERA UNA BARRA DI PLASTICA CARICA NEGATIVAMENTE, LE FOGLIOLINE SI ALLARGANO. SOTTOLINEIAMO CHE NON C'È CONTATTO TRA LA PLASTICA E IL METALLO.
LE FOGLIOLINE SI ALLARGANO PERCHÉ GLI ELETTRONI DEL METALLO, RESPINTI DALLA PLASTICA CARICA NEGATIVAMENTE, SI ADDENSANO VERSO LA PARTE BASSA, OVVERO LE FOGLIOLINE. SICCOME CARICHE CONCORDI (NEGATIVE) SI RESPINGONO, LE FOGLIOLINE TENDONO AD ALLARGARSI.
LA MISURA CON CUI SI APRONO LE FOGLIOLINE, OVVERO L'ANGOLO α, È DIRETTAMENTE PROPORZIONALE ALLA CARICA.

UN ESPERIMENTO SIMILE È QUELLO CON IL PENDOLO DI TORSIONE.



UN FILO RIGIDO MANTIENE LA BACCHETTA 1 SOSPESA IN ARIA. TALE BACCHETTA È CARICA POSITIVAMENTE. AVVICINANDO LA BACCHETTA 2, ANCH'ESSA CARICA POSITIVAMENTE, ALLA PRIMA, SI VERIFICA UNA REPULSIONE, LA QUALE DETERMINA UNA TORSIONE DELLA PRIMA BACCHETTA. È POSSIBILE MISURARE LA TORSIONE, RADDOPPIARE LA CARICA E CAPIRE QUALE LEGAME C'È TRA CARICA, DISTANZA E FORZA. EMERGE CHE:

$$F_e = k\frac{q_1 q_2}{R^2}$$ (ATTRAZIONE DELLA FORZA DI COULOMB)

DOVE $k = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}$ $\quad \varepsilon_0$ = COSTANTE DIELETTRICA DEL VUOTO $= 8{,}85 \cdot 10^{-12}\ C^2/(N \cdot m^2)$
R = DISTANZA

LA CARICA SI MISURA IN COULOMB (C) ED EQUIVALE ALLA CARICA DI 10^{19} ELETTRONI.
LA COSTANTE ε_0 È FONDAMENTALE PERCHÉ DIPENDE DAL MEZZO IN CUI LA FORZA DEVE AGIRE. SE, AD ESEMPIO, CI TROVASSIMO IN ACQUA ANZICHÉ NEL VUOTO, GLI ELETTRONI VENGONO INFLUENZATI DALLA PRESENZA DEGLI ATOMI DI ACQUA. IN QUESTO CASO LA COSTANTE DIELETTRICA È $80\varepsilon_0$, OVVERO LA FORZA ATTRATTIVA/REPULSIVA È PIÙ DEBOLE.

NELLA FORMULA DELLA FORZA DI COULOMB POSSIAMO USARE UN VERSORE. q_1 È FERMA ED ESERCITA UNA FORZA SU q_2. ESSENDO $\hat{r}$ IL VERSORE, LA FORMULA DI ATTRAZIONE DELLA FORZA DI COULOMB È:

$$F_{12} = \frac{q_1 q_2}{4\pi\varepsilon_0 R^2}\hat{r}$$ F_{12} = FORZA ESERCITATA DA q_2 SU q_1.

- CARICHE CONCORDI $\Rightarrow$ STESSO VERSO DI $\hat{r}$ $\Rightarrow$ q_2 SI ALLONTANA DA q_1
- CARICHE DISCORDI $\Rightarrow$ VERSO OPPOSTO A $\hat{r}$ $\Rightarrow$ q_2 SI AVVICINA A q_1.

SE CONSIDERIAMO IL CASO IN CUI UNA CARICA q_0 È IN GIOCO CON q_1, q_2, q_3, q_4:

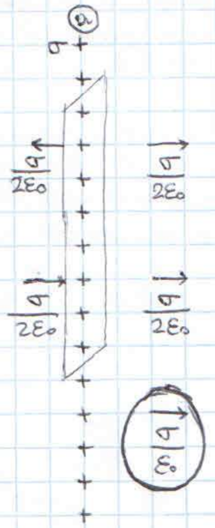
LA FORZA DI COULOMB È LA SOMMA VETTORIALE DELLE SINGOLE FORZE DOVUTE A $q_1, q_2, \ldots$

$$\overline{F} = \overline{F_{10}} + \overline{F_{20}} + \overline{F_{30}} + \overline{F_{40}} = \frac{q_1 q_0}{4\pi\varepsilon_0 R_{10}^2}\hat{r}_{10} + \frac{q_2 q_0}{4\pi\varepsilon_0 R_{20}^2}\hat{r}_{20} + \frac{q_3 q_0}{4\pi\varepsilon_0 R_{30}^2}\hat{r}_{30} + \frac{q_4 q_0}{4\pi\varepsilon_0 R_{40}^2}\hat{r}_{40}$$

È IMPORTANTE CONOSCERE ANCHE LA FORZA PER UNITÀ DI CARICA:

$$\frac{\overline{F}}{q_0} = \frac{q_1}{4\pi\varepsilon_0 R_{10}^2}\hat{r}_{10} + \frac{q_2}{4\pi\varepsilon_0 R_{20}^2}\hat{r}_{20} + \frac{q_3}{4\pi\varepsilon_0 R_{30}^2}\hat{r}_{30} + \frac{q_4}{4\pi\varepsilon_0 R_{40}^2}\hat{r}_{40}$$

Consideriamo due piani infiniti conduttori con cariche uguali (σ) ed opposte.



d = distanza tra i due piani. Vogliamo calcolare la capacità.
Studiamo i campi elettrici nello spazio. Abbiamo già visto che il campo elettrico generato da una distribuzione di cariche piana è:

$$E = \frac{\sigma}{2\varepsilon_0}$$

Essendo le cariche tutte della stessa intensità, quello che cambierà nei campi dei due piani è il verso.
- piano con cariche positive: il campo è sempre uscente
- piano con cariche negative: il campo è sempre entrante

Succede che all'esterno i contributi si elidono, mentre all'interno si sommano. Quindi c'è un solo campo:

$$E = \frac{\sigma}{\varepsilon_0}$$

Calcoliamo la differenza di potenziale:

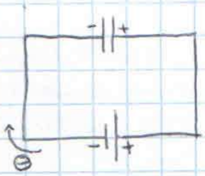
$$\Delta V_{ab} = V(a) - V(b) = \int \vec{E} \cdot d\vec{s} = \frac{\sigma}{\varepsilon_0}\int_a^b ds = \frac{\sigma d}{\varepsilon_0}$$

Ricordiamo che σ è una densità di carica. Per ottenere la carica q effettiva posso considerare dei pezzi finiti di area A per entrambi i piani. Quindi:

$$\Delta V_{ab} = \frac{\sigma}{\varepsilon_0} d \underbrace{\frac{A}{A}}_{\sigma \cdot A = q} = \frac{qd}{\varepsilon_0 A} \Rightarrow q = \underbrace{\frac{\varepsilon_0 A}{d}}_{\text{capacità elettrica } C} \Delta V$$

Un condensatore a facce piane ha capacità più alta quanto più sono estese le armature e quanto meno sono distanti.

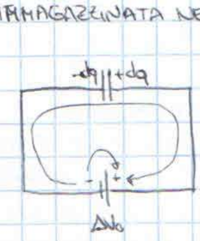
Un condensatore di qualsiasi tipo è rappresentato nei circuiti con il simbolo ⊣⊢



Inizialmente il condensatore è scarico, poi viene collegato alla pila.
La carica negativa inizia a muoversi verso sinistra a partire dalla pila per via della repulsione dal polo negativo. Scorre fino ad arrivare sull'armatura sinistra del condensatore: oltre non può passare. Affinché succeda questo bisogna avere una carica positiva che, partendo dal polo positivo della pila arriva sull'armatura destra del condensatore. Il fenomeno continua spostando ancora cariche dalla pila al condensatore. Di conseguenza la tensione sul condensatore, inizialmente 0, diventa poi > 0. (così come anche la carica q agli estremi del condensatore).
Le cariche si accumulano sul condensatore fino a quando non si verifica

$\Delta V_c = \Delta V_0$ dove ΔV_c = tensione ai capi del condensatore ΔV_0 = tensione ai capi della pila

ΔV_c e ΔV_0 sono da intendere in modulo (in realtà hanno segni opposti)
Togliendo poi la pila avremo una carica accumulata nel condensatore, che funge da serbatoio. L'energia immagazzinata nel condensatore è uguale al lavoro fatto dalla pila.



Il lavoro può essere svolto dalla pila passando per il condensatore o semplicemente attraverso la pila stessa. Stando comunque in presenza di forze conservative il lavoro non cambia.
Essendo ΔV_c il lavoro per unità di carica, il lavoro compiuto per spostare una carica dq è:

$$dE = dq \cdot \Delta V_c$$

Il lavoro totale sarà quindi:

$$L = \int_0^{q_0} dq \cdot \Delta V_c \quad \left(\Delta V_c = \frac{q}{C}\right) \Rightarrow L = \int_0^{q_0} \frac{q}{C} dq = \frac{1}{C}\int_0^{q_0} q\,dq = \frac{1}{C}\cdot\frac{q_0^2}{2} \quad (q_0 = C \cdot \Delta V_0) \Rightarrow$$

$$L = \frac{C^2 \cdot \Delta V_0^2}{2C} = \frac{1}{2} C \cdot \Delta V_0^2$$ = quantità di energia immagazzinata nel condensatore

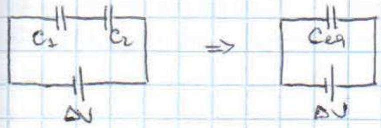
I CONDENSATORI POSSONO ESSERE COMBINATI IN SERIE O IN PARALLELO PER CREARE CONDIZIONI DI DETERMINATE CAPACITA' ELETTRICHE.

SERIE PARALLELO

PARALLELO: LA TENSIONE AI CAPI E' LA STESSA

SERIE: LA CARICA CHE SI ACCUMULA SUI DUE CONDENSATORI E' LA STESSA.

• CONDENSATORE EQUIVALENTE DI CONDENSATORI IN SERIE.



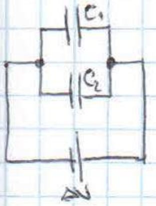
ESSENDO IN SERIE LE CARICHE ACCUMULATE SU C_1 E C_2 SONO UGUALI:

$$q = q_1 = q_2 , \quad \Delta V_1 = \frac{q_1}{C_1} , \quad \Delta V_2 = \frac{q_2}{C_2}$$

$$\Delta V = \Delta V_1 + \Delta V_2 = \frac{q_1}{C_1} + \frac{q_2}{C_2} = q\left(\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2}\right) , \quad \Delta V = \frac{q}{C_{eq}}$$

I DUE CIRCUITI SONO EQUIVALENTI SE: $\frac{1}{C_{eq}} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} = \frac{C_1 + C_2}{C_1 C_2} \Rightarrow C_{eq} = \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2}$

• CONDENSATORE EQUIVALENTE DI CONDENSATORI IN PARALLELO



ESSENDO IN PARALLELO LA TENSIONE AI CAPI DELLA PILA E DEI CONDENSATORI E' LA STESSA.

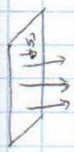
$$\Delta V = \Delta V_1 = \Delta V_2 , \quad \Delta V_1 = \frac{q_1}{C_1} , \quad \Delta V_2 = \frac{q_2}{C_2} , \quad \Delta V = \frac{q}{C_{eq}}$$

LA CARICA q FORNITA DALLA PILA SI RIPARTISCE TRA IL PERCORSO PASSANTE PER C_1 E PER C_2. QUINDI:

$$q = q_1 + q_2 = C_1 \Delta V_1 + C_2 \Delta V_2 = (C_1 + C_2)\Delta V = C_{eq}\Delta V$$

NEL PARALLELO VALE $C_{eq} = C_1 + C_2$

ABBIAMO BISOGNO DI UNA GRANDEZZA CHE PERMETTA DI DEFINIRE E QUANTIFICARE IL PASSAGGIO DI CARICA ELETTRICA NELL'UNITA' DI TEMPO: E' LA CORRENTE ELETTRICA.
RIPRENDENDO L'ESEMPIO DEL FLUSSO D'ACQUA:



$\phi = \bar{v} \cdot \hat{n} \cdot A \cdot \rho$

ANALOGAMENTE POSSO DEFINIRE IL FLUSSO DI CARICA ATTRAVERSO UN CONDUTTORE:

$\phi = \rho \cdot S \cdot \bar{v} \cdot \hat{n}$

ρ → DENSITA' DI CARICA PER UNITA' DI VOLUME

$\rho = -e \cdot n$

n → NUMERO DI ELETTRONI PER UNITA' DI VOLUME

e → CARICA

IL FLUSSO RISULTA $-enS\bar{v}\hat{n}$

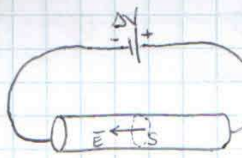
IN UN COMUNE FILO DI RAME GLI ELETTRONI SI MUOVONO, MA NON C'E' CORRENTE ELETTRICA. QUESTO E' DA RICERCARE NEL FATTO CHE L'ANDAMENTO DEGLI ELETTRONI NON E' ORDINATO, OVVERO LA VELOCITA' MEDIA VETTORIALE DEGLI ELETTRONI E' NULLA PERCHE' PER OGNI ELETTRONE IN MOVIMENTO C'E' N'E' UN ALTRO CON LA STESSA VELOCITA' SCALARE CHE VA NEL VERSO CONTRARIO. POSSO QUINDI VEDERE LA CORRENTE LEGATA ALLA VELOCITA' MEDIA VETTORIALE DEGLI ELETTRONI.

$$\sum_{i=1}^{N} \bar{v}_i = \langle \bar{v} \rangle = 0 \qquad \underline{I = -enS\langle \bar{v} \rangle} \qquad \text{E' ANALOGA A} \quad I = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{dq}{dt}$$

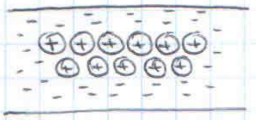
UN ALTRO MODO PER SCRIVERE LA CORRENTE ELETTRICA E':

$I = S\bar{J}$ $\quad \bar{J}$ = DENSITA' DI CORRENTE ELETTRICA $= -en\langle \bar{v} \rangle$

COLLEGHIAMO UN FILO DI RAME AD UNA BATTERIA.



MISURANDO CON L'AMPEROMETRO MI ACCORGO CHE C'È CORRENTE, PER CUI LA VELOCITÀ MEDIA DEGLI ELETTRONI $\langle \bar{v} \rangle$ È NULLA.
AI CAPI DEL FILO È APPLICATA UNA CERTA DIFFERENZA DI POTENZIALE ΔV. DI CONSEGUENZA È PRESENTE ANCHE UN CAMPO ELETTRICO $\bar{E}$ CHE VA DA + A −. SI PRESUME CHE QUESTO CAMPO ELETTRICO SIA COSTANTE OVUNQUE.
IN REALTÀ NON È COSÌ: BISOGNA VEDERE LA SITUAZIONE MICROSCOPICAMENTE.



OGNI CARICA GENERA UN CAMPO ELETTRICO "CASUALE". TUTTAVIA POSSO INTRODURRE L'IPOTESI FORTE SECONDO CUI IL CAMPO ELETTRICO È COSTANTE NEL FILO. POSSO QUINDI SCRIVERE: $\Delta V = E \cdot d$
↳ LUNGHEZZA DEL FILO

ISTANTE $t=0$ ⇒ ISTANTE IN CUI CONNETTO LA BATTERIA
ALL'ISTANTE $t=0$ UN ELETTRONE SENTE LA FORZA DEL CAMPO ELETTRICO PARI A $\bar{F}_i = -e\bar{E} = m_e^i \bar{a}$
↳ MASSA ELETTRONE i-ESIMO
↳ CARICA DELL'ELETTRONE

$$\bar{a} = \frac{-e\bar{E}}{m_e}$$

RICORDANDO CHE IL CAMPO ELETTRICO È COSTANTE E OSSERVANDO CHE CARICA $-e$ E MASSA m_e SONO COSTANTI, L'ACCELERAZIONE È COSTANTE PER OGNI ELETTRONE.
OGNI ELETTRONE SI DOVREBBE QUINDI MUOVERE DI MOTO UNIFORMEMENTE ACCELERATO.

$$\bar{v}_i(0) \neq 0$$

$$\bar{v}_i(t) = \frac{-e\bar{E}}{m_e} t + \bar{v}_i(0)$$ ⇐ VELOCITÀ DELL'ELETTRONE i-ESIMO ALL'ISTANTE t

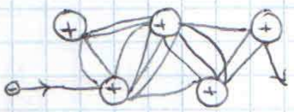
LA VELOCITÀ VETTORIALE MEDIA DEGLI ELETTRONI SARÀ QUINDI:

$$\langle \bar{v} \rangle = \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{n} \bar{v}_i(t) = \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{n}\left(\bar{v}_i(0) - \frac{e\bar{E}}{m_e}t\right) = \underbrace{\frac{1}{N}\sum_{i=1}^{n}\bar{v}_i(0)} - \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{n}\frac{e\bar{E}}{m_e}t$$

→ L'INDICE i NON C'È NELLA SOMMATORIA. ?

↳ NON È ALTRO CHE LA CORRENTE QUANDO LA BATTERIA NON È COLLEGATA, PER CUI VALE 0.

ANALIZZIAMO IL PERCORSO DEGLI ELETTRONI NEL FILO DI RAME.



L'ELETTRONE HA UN MOTO TUTT'ALTRO CHE RETTILINEO. URTANDO UN PROTONE, L'ELETTRONE RIMBALZA CON UNA VELOCITÀ DEL TUTTO CASUALE. È UN MOTO DIFFUSIVO IN CUI LA VELOCITÀ È MOLTO ALTA. POSSO QUINDI CONSIDERARE GLI URTI SUCCESSIVI E SCRIVERE:

$$\langle \bar{v} \rangle = -\frac{e\bar{E}}{m_e}\underbrace{\sum_{i=1}^{N}\frac{t_i}{N}}$$

t_i = TEMPO CHE INTERCORRE TRA DUE URTI SUCCESSIVI
→ MEDIA DEL TEMPO TRA DUE URTI SUCCESSIVI → $\tau = \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N} t_i$

$$\langle \bar{v} \rangle = -\frac{e\bar{E}}{m_e}\tau$$

POSSO QUINDI RISCRIVERE LA DENSITÀ DI CORRENTE ELETTRICA $\bar{J}$:

$$\bar{J} = -en\left(-\frac{e\bar{E}}{m_e}\tau\right) = \underbrace{\frac{ne^2\tau}{m_e}}\bar{E}$$

↳ È COSTANTE PERCHÈ
- DATO UN CERTO MATERIALE IL NUMERO DI ELETTRONI PER UNITÀ DI VOLUME È FISSO (n)
- e^2 È COSTANTE
- m_e È COSTANTE
- τ: IL TEMPO MEDIO È LEGATO ALLA DISTANZA DEGLI IONI TRA LORO (PROPRIETÀ DISCRIMINANTE DI UN MATERIALE) PER CUI NON CAMBIA NEL TEMPO

↓ CONDUCIBILITÀ ELETTRICA σ

$$\underline{\bar{J} = \sigma \cdot \bar{E}}$$

SAPENDO CHE $I = S \cdot \bar{J}$:

$$I = S\sigma E = S\sigma E\frac{d}{d} \quad (Ed = \Delta V) \Rightarrow I = \frac{S\sigma\Delta V}{d} \Rightarrow \boxed{\Delta V = \rho\frac{d}{S} I}$$

<u>LEGGE DI OHM</u>

→ $\rho = \frac{1}{\sigma}$ = RESISTIVITÀ ELETTRICA
↳ RESISTENZA ELETTRICA

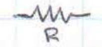
LEGGE DI OHM: IN UN CONDUTTORE LA DIFFERENZA DI POTENZIALE AI CAPI DEL MATERIALE É DIRETTAMENTE PROPORZIONALE ALLA CORRENTE CHE VI SCORRE. LA COSTANTE DI PROPORZIONALITÁ É DETTA RESISTENZA ELETTRICA.

FONDAMENTALMENTE ANCHE $\bar{J} = \sigma \bar{E}$ É UN'ESPRESSIONE DELLA LEGGE DI OHM, MEGLIO DEFINITA A LIVELLO MICROSCOPICO. QUESTO VUOL DIRE CHE LA DENSITÁ DI CORRENTE ELETTRICA É PROPORZIONALE AL CAMPO ELETTRICO (QUESTO É LEGATO AL FATTO CHE LA FORZA CHE AGISCE SUGLI ELETTRONI, PER VIA DEL CAMPO ELETTRICO E DELLA CONFORMAZIONE INTERNA DEL CONDUTTORE, NON DETERMINA UN MOTO UNIFORMEMENTE ACCELERATO, BENSÍ UN MOTO CHE AD UN CERTO PUNTO PROCEDE A VELOCITÁ COSTANTE). IN ALTRE PAROLE IL MOTO DEGLI ELETTRONI NEL FILO DI RAME É ANALOGO A QUELLO DELLA CADUTA DI UN GRAVE IN PRESENZA DI ATTRITO VISCOSO. L'ANALOGA DELLA FORZA VISCOSA NEI MOTO DEGLI ELETTRONI É MOLTO GRANDE, PER CUI SI RAGGIUNGE VELOCEMENTE LA VELOCITÁ LIMITE, LA QUALE É MOLTO PICCOLA RISPETTO ALLA VELOCITÁ DEGLI ELETTRONI.

L'AMPÈRE, UNITÁ DI MISURA FONDAMENTALE IN MKS, DENOTA UNA GRANDE QUANTITÁ DI CARICHE, NONOSTANTE LA VELOCITÁ A CUI SI MUOVONO GLI ELETTRONI SIA LIMITATA.

OLTRE ALLA FORZA ESERCITATA DAL CAMPO ELETTRICO C'É QUINDI UNA FORZA VISCOSA CHE SI OPPONE. ESSENDO QUEST'ULTIMA PER PROPRIA NATURA NON CONSERVATIVA, VIENE PERSA DELL'ENERGIA. DI CONSEGUENZA ACCADE CHE IL FILO SI RISCALDA.

LA RESISTENZA ELETTRICA É MISURATA IN MKS CON L'OHM (Ω). ABBIAMO UNA RESISTENZA DI $1\,\Omega$ SE UNA D.D.P DI $1\,V$ FA PASSARE UNA CORRENTE DI $1\,A$.


R

PER SPOSTARE GLI ELETTRONI VIENE FATTO UN LAVORO PER UNITÁ DI CARICA PARI A ΔV. MOLTIPLICANDO PER LA QUANTITÁ DI CARICA CHE PASSA NELL'UNITÁ DI TEMPO (= CORRENTE) OTTENGO IL LAVORO FATTO SUGLI ELETTRONI PER UNITÁ DI TEMPO, OSSIA LA POTENZA:

$$P = \Delta V \cdot I \qquad [W] = \frac{[J]}{[C]} \cdot \frac{[C]}{[s]} = \frac{[J]}{[s]} = [W]$$

PUÓ ESSERE VISTA COME LA POTENZA NECESSARIA A EQUILIBRARE LA FORZA VISCOSA PER UNITÁ DI TEMPO.

$$P = \Delta V \cdot I = R \cdot I \cdot I = R \cdot I^2$$

$$P = \Delta V \cdot \frac{\Delta V}{R} = \frac{\Delta V^2}{R}$$

QUANDO VIENE FATTA PASSARE CORRENTE ELETTRICA ATTRAVERSO UN CONDUTTORE C'É UNA RESISTENZA STRETTAMENTE LEGATA ALLA DIFFERENZA DI POTENZIALE AI CAPI DEL CONDUTTORE. LA RESISTENZA DIPENDE DAL MATERIALE CHE SI STA UTILIZZANDO, DALLA SUA FORMA E DALLE DIMENSIONI. TUTTO QUESTO É ESPRESSO DALLE DUE LEGGI DI OHM:

$$V = R \cdot I \qquad R = \rho \frac{l}{S}$$

ρ = RESISTIVITÀ ELETTRICA DEL MATERIALE ($\Omega \cdot m$)

LA RESISTENZA RAPPRESENTA QUINDI UN OSTACOLO PER IL PASSAGGIO DELLE CARICHE NEGATIVE LUNGO IL MEZZO: GLI ELETTRONI SI SCONTRANO CONTRO GLI IONI POSITIVI, DETERMINANDO IN FIN DEI CONTI UNA FORZA DI VERSO CONTRARIO ALLA PERCORRENZA DEL CONDUTTORE MOLTO SIMILE ALLA FORZA VISCOSA.
PER TENERE IN MOVIMENTO GLI ELETTRONI LUNGO IL CONDUTTORE BISOGNA ESEGUIRE UN LAVORO PER UNITÀ DI TEMPO PARI A:

$$W = V \cdot I = R \cdot I^2 = V^2/R$$

L'ENEL FORNISCE ENERGIA ELETTRICA TIPICAMENTE CON CONTRATTI DA 3kW: QUESTO VUOL DIRE CHE SI POSSONO CONSUMARE AL MASSIMO 3000 J AL SECONDO. SE SI CERCA DI SUPERARE TALE SOGLIA SCATTA IL CONTATORE. POICHÉ VIENE DATA ENERGIA ELETTRICA A 220 V, POSSIAMO USUFRUIRE DI UNA CORRENTE ELETTRICA MASSIMA DI:

$$I_{MAX} = \frac{W_{MAX}}{V} = \frac{3'000\ W}{220\ V} = 13\ A$$

E APPLICARE UNA RESISTENZA MINIMA DI:

$$R_{MIN} = \frac{V^2}{W_{MAX}} = \frac{220^2\ V^2}{3000\ W} = 16\ \Omega$$

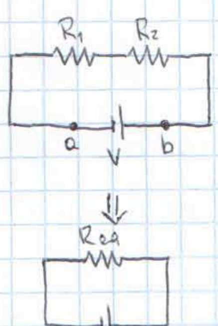
NON POSSIAMO USARE RESISTENZE MINORI DI 16 Ω, ALTRIMENTI SI SFORA CON LA POTENZA. AD ESEMPIO CON $R = 1\ \Omega$:

$$W = \frac{220^2\ V^2}{1\ \Omega} = 44\ kW > 3\ kW$$

DOVREBBE PASSARE UNA CORRENTE DI 220 A, IL CHE PROVOCA UN FORTE RISCALDAMENTO. CONTEMPORANEAMENTE IL CONTATORE SI STACCA.

SE ENTRANO IN CONTATTO I DUE POLI DI UNA PRESA ELETTRICA SUCCEDE CHE PASSA CORRENTE ALTISSIMA PER UN ATTIMO DI TEMPO POICHÉ LA RESISTENZA É PICCOLISSIMA ($< 1\ \Omega$). IL CONTATORE SCATTA, MA PER UN ISTANTE LA CORRENTE É COMUNQUE PASSATA, PROVOCANDO UN IMMEDIATO RISCALDAMENTO DEL FILO CONDUTTORE, IL CHE POTREBBE FACILMENTE INCENDIARSI. QUESTO É IL CASO DEL CORTO CIRCUITO.

RESISTENZA EQUIVALENTE DI RESISTENZE IN SERIE



C'É LA STESSA CARICA SULLE RESISTENZE, OVVERO PASSA LA STESSA CORRENTE. QUESTA É LA STESSA CORRENTE CHE PASSA IN TUTTO IL CIRCUITO:

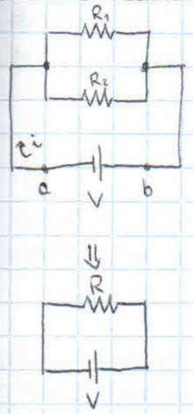
$I_1 = I_2 = I$
$V_1 = R_1 I_1$ (TENSIONE AI CAPI DI R_1)
$V_2 = R_2 I_2$ (TENSIONE AI CAPI DI R_2)

POSSO ANDARE DA a A b PASSANDO PER LE RESISTENZE O PER LA PILA. LA DIFFERENZA DI POTENZIALE AI CAPI DEI DUE PERCORSI DEVE PERÓ ESSERE LA STESSA:

$$V = V_1 + V_2 = R_1 I_1 + R_2 I_2 = I(R_1 + R_2) = I R_{eq}$$

$$R_{eq} = R_1 + R_2$$

RESISTENZA EQUIVALENTE DI RESISTENZE IN PARALLELO



DUE RESISTENZE SONO IN PARALLELO SE LA DIFFERENZA DI POTENZIALE AI LORO CAPI È LA STESSA - $V_1 = V_2$.

POSSO ANDARE DA a A b PASSANDO PER LA PILA O ATTRAVERSO LE RESISTENZE. ANCHE SE CAMBIA IL VERSO DELLA CORRENTE, LA DIFFERENZA DI POTENZIALE È LA STESSA:
$V_1 = V_2 = V$

LA CORRENTE CHE PERÒ PASSA ATTRAVERSO LE RESISTENZE NON È LA STESSA. LA CORRENTE i ARRIVA FINO AL NODO DI GIUNZIONE PRIMA DELLE DUE RESISTENZE PER POI RIPARTIRSI NEI DUE PERCORSI PARALLELI. LA QUANTITÀ DI CORRENTE CHE PASSA PER I DUE PERCORSI È INVERSAMENTE PROPORZIONALE ALLE RESISTENZE ($I = V/R$). TUTTAVIA LA CORRENTE ENTRANTE È LA SOMMA DELLE CORRENTI LUNGO IL PERCORSO 1 E IL PERCORSO 2:

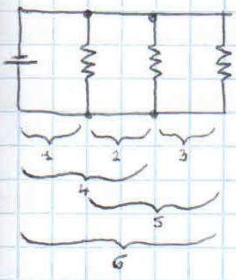
$$i = i_1 + i_2 = \frac{V_1}{R_1} + \frac{V_2}{R_2} = \frac{V}{R_{eq}} \Rightarrow \frac{1}{R_{eq}} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} = \frac{R_1 + R_2}{R_1 R_2} \Rightarrow R_{eq} = \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2}$$

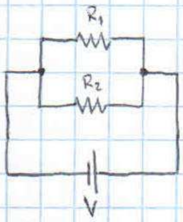
NEL CALCOLO DELLE RESISTENZE EQUIVALENTI ABBIAMO IMPLICITAMENTE USATO I PRINCIPI DI KIRCHOFF.
- NODO: PUNTO IN CUI CONFLUISCONO PIÙ CORRENTI
- MAGLIA: PERCORSO CIRCUITALE CHE FORMA UN CIRCUITO CHIUSO

PRIMA LEGGE DI KIRCHHOFF: DATO UN NODO, LA SOMMA ALGEBRICA DELLE CORRENTI ENTRANTI E USCENTI È 0.

AD ESEMPIO SE DENOTO POSITIVE LE CORRENTI ENTRANTI E NEGATIVE QUELLE USCENTI, LA SOMMA DI TUTTE LE CORRENTI È NULLA: $i_1 + i_2 + i_3 = i_4 + i_5$

SECONDA LEGGE DI KIRCHHOFF: DATA LA MAGLIA DI UNA RETE ELETTRICA, LA SOMMA ALGEBRICA DELLE DIFFERENZE DI POTENZIALE È 0.

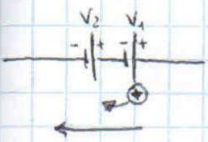




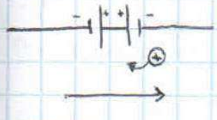
$R_1 I_1 + R_2 I_2 = 0$
$\Downarrow$
$R_1 I_1 = -R_2 I_2 \Rightarrow \frac{I_1}{I_2} = -\frac{R_2}{R_1}$

IN ALTRE PAROLE, LA 1ª LEGGE DI KIRCHHOFF DICE CHE LA CARICA NON SI ACCUMULA, NÈ SI PERDE (CONSERVATIVITÀ DELLA CARICA). LA 2ª LEGGE DI KIRCHHOFF DICE CHE IL CAMPO ELETTRICO È CONSERVATIVO (RICORDIAMO CHE $V = -\int_a^b \vec{E} \cdot d\vec{s}$).

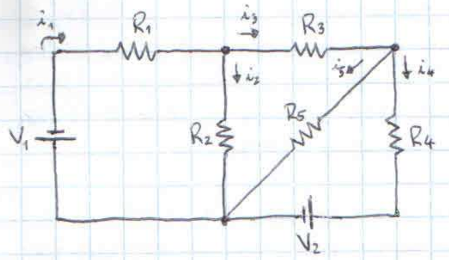
POSSO ANCHE COLLEGARE LE BATTERIE IN SERIE. A SECONDA DI COME VENGONO CONNESSE POSSO OTTENERE COMPORTAMENTI DIVERSI.



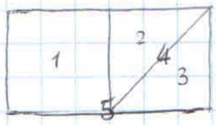
CONSIDERIAMO UNA CARICA POSITIVA CHE SI MUOVE VERSO SINISTRA. QUESTA VIENE SPINTA DA V_1 VERSO SINISTRA: POSSO DENOTARE QUESTO ASPETTO CON UNA TENSIONE POSITIVA. LA STESSA CARICA ARRIVA SU V_2, LA QUALE ANCH'ESSA SPINGE LA CARICA VERSO SINISTRA. ANCHE V_2 È POSITIVA. DUNQUE, LE PILE CONNESSE IN QUESTO MODO SI COMPORTANO COME UN'UNICA BATTERIA CON TENSIONE $V_1 + V_2$.



SE INVECE SONO CONNESSI I POLI POSITIVI DELLE DUE PILE IL COMPORTAMENTO È OPPOSTO. LA CARICA È QUINDI ACCELERATA VERSO DESTRA E FRENATA VERSO SINISTRA. LA DIFFERENZA DI POTENZIALE COMPLESSIVA DELLE DUE BATTERIE SARÀ QUINDI $V_1 - V_2$. SE LE PILE SONO DELLA STESSA TENSIONE, ABBIAMO D.D.P. COMPLESSIVA NULLA.



VOGLIO CONOSCERE LA D.D.P. AI CAPI DI R_4.
UN MODO PER RISOLVERLO È FARE IL CIRCUITO CON RESISTENZE EQUIVALENTI DI RESISTENZE IN SERIE O IN PARALLELO. IN QUESTO CASO PERÒ NON CI SONO SERIE O PARALLELI TRA RESISTENZE SINGOLE.
POSSIAMO ALTERNATIVAMENTE RICORRERE ALLE LEGGI DI KIRCHHOFF.
CONSIDERIAMO LE MAGLIE NEL SEGUENTE MODO:



ATTENZIONE: LE TENSIONI SONO TUTTE PRESE ALGEBRICAMENTE (QUALCUNA PUÒ OPPORTUNAMENTE ESSERE NEGATIVA).

$V_1 + R_1 I_1 + R_2 I_2 = 0$ (1ª MAGLIA)

$R_3 I_3 + R_2 I_2 + R_5 I_5 = 0$ (2ª MAGLIA)

$V_2 + R_4 I_4 + R_5 I_5 = 0$ (3ª MAGLIA)

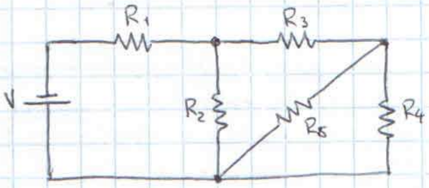
$V_2 + R_2 I_2 + R_3 I_3 + R_4 I_4 = 0$ (4ª MAGLIA)

$V_1 + R_1 I_1 + R_3 I_3 + R_4 I_4 + V_2 = 0$ (5ª MAGLIA)

ABBIAMO CREATO UN SISTEMA DI 5 EQUAZIONI IN 5 INCOGNITE, RISOLVIBILE SOLTANTO SE SONO TUTTE LINEARMENTE INDIPENDENTI. NEL CASO IN CUI NON LO FOSSERO POSSO COMUNQUE RICORRERE ALLA PRIMA LEGGE DI KIRCHHOFF. AD ESEMPIO POSSO SCRIVERE:

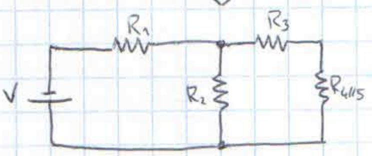
$I_1 + I_2 + I_3 = 0$ (VALORI ALGEBRICI)

SE IL CIRCUITO FOSSE STATO SENZA V_2 AVREMMO POTUTO RISOLVERE SEMPLIFICANDO IL CIRCUITO CON RESISTENZE EQUIVALENTI.



R_4 E R_5 SONO IN PARALLELO.

$$R_{4//5} = \frac{R_4 R_5}{R_4 + R_5}$$



R_3 E $R_{4//5}$ SONO IN SERIE

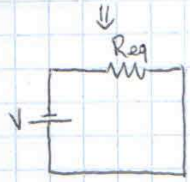
$$R_{3-4//5} = R_3 + R_{4//5} = R_3 + \frac{R_4 R_5}{R_4 + R_5}$$

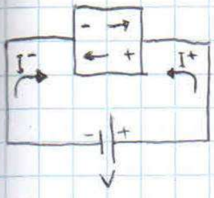
R_2 E $R_{3-4//5}$ SONO IN PARALLELO

$$R_{2//3-4//5} = \frac{R_2 \cdot R_{2//3-4//5}}{R_2 + R_{2//3-4//5}}$$

R_1 E $R_{2//3-4//5}$ SONO IN SERIE

$R_{eq} = R_1 + R_{2//3-4//5}$



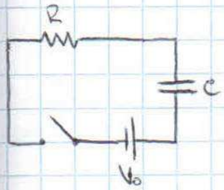


Consideriamo un circuito in cui c'è un oggetto con cariche positive e negative. Visto come è stata collegata la batteria avremo le cariche negative che scorrono in senso orario, mentre quelle positive si muovono in senso antiorario. Supponiamo che nell'oggetto ci sia lo stesso numero di cariche positive e negative. La corrente elettrica che scorre nell'oggetto non è nulla. Il motivo è da ricercare nei versi dei flussi delle cariche positive e negative. Infatti quello che in realtà bisogna considerare è il flusso di corrente, rivolta in senso orario sia per le cariche negative che per quelle negative:

$J_- = -en\langle \vec{v}_e \rangle$ $\quad J_+ = en\langle \vec{v}_+ \rangle$ $\quad J_-$ e J_+ hanno lo stesso verso (basta vedere i versi delle velocità medie e il segno - in J_-).

Questo vuol dire che in ogni caso non potremo mai capire se abbiamo a che fare con spostamento di cariche positive o negative. Posso assumere indistintamente l'una o l'altra ipotesi poichè gli effetti sono gli stessi, ovvero una corrente elettrica diretta verso una direzione nota.

Circuito RC



Inizialmente il circuito è aperto ed il condensatore è scarico: $V_c(0) = 0$.
$t=0$: istante in cui chiudo il circuito.
Istante dopo istante deve sempre valere Kirchhoff, cioè:

$$V_0 + Ri + V_c = 0$$

Essendo $V_c = q/C$ ed essendo per definizione $i = dq(t)/dt$:

$$V_0 + R\frac{dq(t)}{dt} + \frac{q(t)}{C} = 0$$

⇐ Abbiamo ottenuto un'equazione differenziale simile nel caso del moto del paracadutista. Avremo una soluzione analoga

Riscrivendo la stessa equazione a meno della costante V_0:

$$\frac{dq(t)}{dt} = -\frac{1}{RC}q(t)$$

Se considero $-1/RC$ come se fosse 1, vuol dire che la derivata di $q(t)$ in dt dà la funzione stessa. Deve quindi trattarsi di una funzione esponenziale.

$$q(t) = Ae^{\lambda t} + B$$ (Imposto per ipotesi. Verifico se è vero)

La derivata dovrà essere $\frac{dq(t)}{dt} = A\lambda e^{\lambda t}$

$$V_0 + RA\lambda e^{\lambda t} + \frac{Ae^{\lambda t} + B}{C} = 0$$

$$Ae^{\lambda t}\left(R\lambda + \frac{1}{C}\right) + \left(V_0 + \frac{B}{C}\right) = 0 \Rightarrow \begin{cases} R\lambda + 1/C = 0 \\ V_0 + B/C = 0 \end{cases} \begin{cases} \lambda = -1/RC \\ B = -CV_0 \end{cases}$$

$$q(t) = Ae^{-\frac{t}{RC}} - V_0C$$

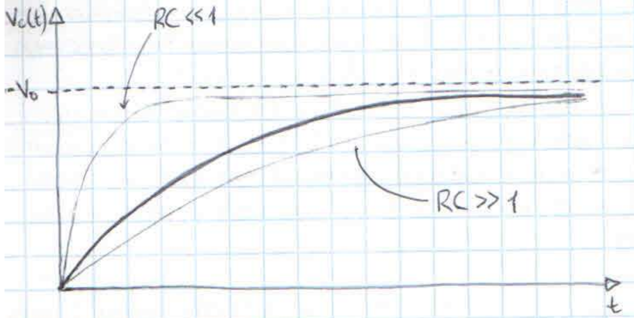
Per trovare A pongo $t=0$: $V_c(0) = 0 = q(0)/C \Rightarrow q(0) = 0 = Ae^{\lambda t} + B = A + B \Rightarrow A = -B = CV_0$

$$q(t) = CV_0e^{-\frac{t}{RC}} - V_0C$$

Ora posso conoscere l'andamento di V_c in relazione al tempo:

$$V_c(t) = -\frac{q(t)}{C} = \frac{V_0C\left(1 - e^{-\frac{t}{RC}}\right)}{C} = V_0\left(1 - e^{-\frac{t}{RC}}\right)$$

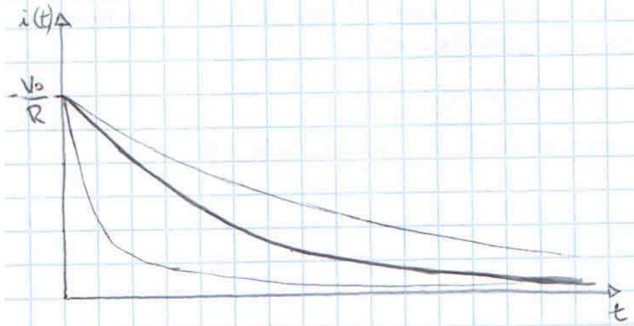
$$V_c(t) = V_0\left(1 - e^{-\frac{t}{RC}}\right)$$



$V_c(0) = 0$

$$V_c(t) = -V_0\left(1 - e^{-\frac{t}{RC}}\right)$$

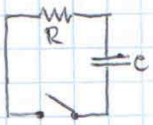
IL CONDENSATORE SI CARICA FINO A RAGGIUNGERE V_0, DOPODICHÈ NON PUÒ CARICARSI ULTERIORMENTE.
PIÙ È PICCOLO IL PRODOTTO RC PIÙ VELOCEMENTE LA FUNZIONE CRESCE E VA VERSO L'ASINTOTO, OVVERO PIÙ VELOCEMENTE IL CONDENSATORE RAGGIUNGE LA CARICA MASSIMA.



$$i(t) = \frac{dq(t)}{dt} = -\frac{C V_0 \cdot e^{-\frac{t}{RC}}}{RC} = -\frac{V_0}{R} e^{-\frac{t}{RC}}$$

$$i(0) = -\frac{V_0}{R}$$

DOPO AVER CARICATO IL CONDENSATORE, TOLGO LA BATTERIA E CHIUDO IL CIRCUITO.



SIA $t=0$ L'ISTANTE IN CUI CHIUDO IL CIRCUITO. LA CORRENTE VIENE LIBERATA. $V_c(0) = -V_0$
PER CAPIRE L'ANDAMENTO DELLA TENSIONE SUL CONDENSATORE PROSEGUO COME IL CASO PRECEDENTE APPLICANDO KIRCHHOFF:

$$Ri + V_c = 0$$

$$R\frac{dq(t)}{dt} + \frac{q(t)}{C} = 0$$

PONGO $q(t) = Ae^{\lambda t} + B$

$$\frac{dq(t)}{dt} = A\lambda e^{\lambda t}$$

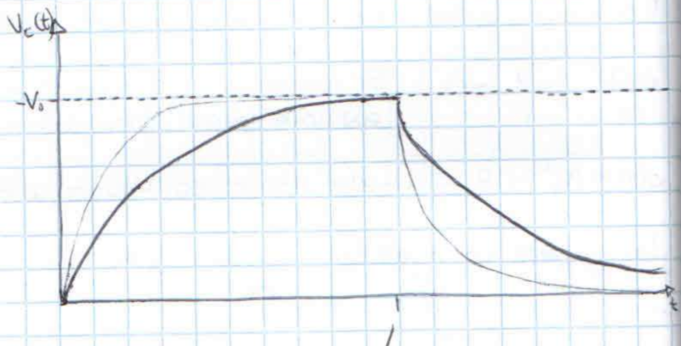
$$RA\lambda e^{\lambda t} + \frac{Ae^{\lambda t} + B}{C} = 0$$

$$Ae^{\lambda t}\left(R\lambda + \frac{1}{C}\right) + \frac{B}{C} = 0 \Rightarrow \begin{cases} R\lambda + 1/C = 0 \\ B/C = 0 \end{cases} \quad \begin{cases} \lambda = -1/RC \\ B = 0 \end{cases}$$

$$q(t) = Ae^{-\frac{t}{RC}} \qquad q(0) = -CV_0 = Ae^{0} = A$$

$$q(t) = -CV_0 e^{-\frac{t}{RC}}$$

$$V_c(t) = \frac{q(t)}{C} = \frac{-\cancel{C} V_0 \cdot e^{-\frac{t}{RC}}}{\cancel{C}} = -V_0 \cdot e^{-\frac{t}{RC}}$$



MOMENTO IN CUI CHIUDO IL CIRCUITO DOPO AVER TOLTO LA BATTERIA

COSÌ COME LA CARICA AVVIENE VELOCEMENTE IN CASO DI RESISTENZA PICCOLA, COSÌ ALTRETTANTO VELOCEMENTE SI MANIFESTA LA SCARICA QUANDO CHIUSO IL CIRCUITO.
SE INVECE LA RESISTENZA È GRANDE LA CARICA E LA SCARICA AVVENGONO PIÙ LENTAMENTE.

Le forze magnetiche si esercitano tra determinati materiali, come ad esempio le calamite. Prendendo due calamite e avvicinandole possono succedere due cose: possono respingersi o possono attrarsi.

La forza attrattiva o repulsiva è dovuta alle cariche magnetiche, l'analogo delle cariche elettriche nel campo dell'elettrostatica. Abbiamo quindi cariche magnetiche positive e negative. Queste cariche non hanno nulla a che vedere con cariche elettriche o corrente. Le calamite infatti sono elettricamente neutre.

La carica magnetica non è mai separabile: non posso dividere cariche magnetiche positive da cariche magnetiche negative. Anche spezzando una calamita, non avremo una parte carica positivamente ed un'altra carica negativamente: possiamo vedere il magnete come uniformemente composto da cariche magnetiche positive e negative. È per questo che avremo soltanto dipoli elettromagnetici. Inoltre questo aspetto costituisce un ostacolo nell'esperimento di misurazione delle cariche elettromagnetiche (non possiamo ripetere l'analogo dell'oscilloscopio).

Dunque, in un materiale magnetico la carica magnetica non è mai positiva o negativa: è sempre nulla.

Anche la Terra è un corpo elettromagnetico: se abbiamo una calamita su un ago, libera di ruotare, si dispone allineandosi verso il nord magnetico, parallelamente ai meridiani.

Analogamente all'elettrostatica, un corpo magnetico genera un campo magnetico. Se quindi metto un'altra calamita nel raggio in cui è esteso il campo magnetico, deve esserci qualche interazione. Posso quindi disegnare le linee di flusso del campo magnetico sapendo come si dispone una calamita ancorata su un ago nelle posizioni prossime alla calamita che genera il campo magnetico.

Per conoscere il modulo del campo elettrico posso studiare la relazione tra la forza magnetica e la distanza con l'esperimento della torsione della barretta:

$F_M \sim \frac{1}{r^2}$ la forza è proporzionale all'inverso del quadrato della distanza.

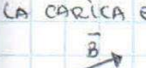
Questo vuol dire che anche in elettromagnetismo vale il teorema di Gauss. Anche se non so ancora misurare campo e forza elettromagnetiche, posso scrivere che il flusso $\phi(\vec B)$:

$$\phi(\vec B) = \oint_S \vec B \cdot \hat n \, dS = 0$$

$\hat n$ → versore normale alla superficie infinitesima dS
$\vec B$ → campo magnetico

Analogamente all'elettrostatica, l'integrale è uguale alla quantità di carica magnetica racchiusa nella superficie: è quindi pari a 0.

Per conoscere quanto vale il campo magnetico posso usare cariche elettriche. Se ho un campo magnetico $\vec B$, posso introdurre una carica elettrica ferma nel raggio d'azione. In questo caso non accade nulla. Se però la carica elettrica è in movimento ottengo qualcosa.

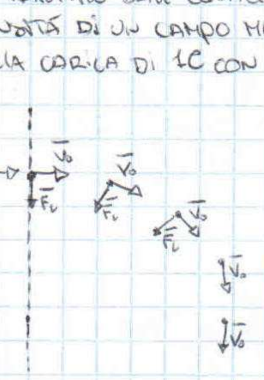


Ottengo una forza direttamente proporzionale (sulla carica) alla carica elettrica e alla velocità e la cui direzione ed il cui verso sono legati al vettore velocità e campo magnetico:

$\vec F_L = q \vec v \wedge \vec B$ (è detta forza di Lorentz)

Essendo un prodotto vettoriale, il vettore $\vec F_L$ avrà direzione uscente dal piano del foglio (perpendicolarmente ai vettori $\vec B$ e $\vec v$).

A partire dall'equazione della forza di Lorentz posso calcolare l'intensità del campo magnetico. L'intensità di un campo magnetico si misura in Tesla: un campo magnetico di 1 Tesla genera la forza di 1 N sulla carica di 1C con una velocità di 1 m/s (con direzione perpendicolare a $\vec B$).



Una carica elettrica $-e$ entra con velocità v_0 in un campo magnetico "entrante nel foglio" perpendicolarmente. Appena entra agisce la forza di Lorentz, che punta verso il basso. La particella quindi cambia continuamente direzione.

La forza di Lorentz è sempre perpendicolare alla velocità, il quale cambia in direzione, ma in modulo? Posso scoprirlo mediante il teorema dell'energia cinetica (il lavoro fatto dalla forza è la variazione di energia cinetica, e quindi variazione del modulo della velocità).

$L_{FL} = \int_A^B \vec F_L \cdot d\vec s = 0$ $\quad d\vec s$ ha sempre lo stesso verso di $\vec v$ ($\vec v = d\vec s/dt$)

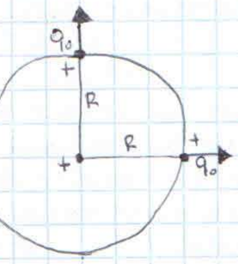
Essendo $\vec F_L$ e $d\vec s$ perpendicolari, il lavoro è nullo.

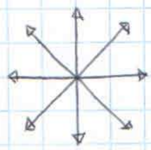
LA FORZA PER UNITÁ DI CARICA È DETTA CAMPO ELETTRICO. A SECONDA DELLA CARICA q CHE VIENE POSTO NEL PUNTO DI POSIZIONE $\bar{r}$ IN CUI AGISCE IL CAMPO, SI HA UNA FORZA ATTRATTIVA O REPULSIVA DI UNA CERTA INTENSITÁ.
A DIFFERENZA DI ALTRI CAMPI, COME QUELLO DI TEMPERATURE O DI PRESSIONE, IL CAMPO ELETTRICO É DI TIPO VETTORIALE E CONSISTE IN UNA DISTRIBUZIONE DI VETTORI, UNO PER OGNI PUNTO DELLA REGIONE CIRCOSTANTE ALL'OGGETTO CARICO CHE GENERA IL CAMPO. IL CAMPO ELETTRICO É INDICATO CON $\bar{E}$:

$$\bar{E} = \frac{\bar{F}_0}{q_0}$$

PER CAPIRE COME É FATTO UN CAMPO ELETTRICO PONIAMO UNA CARICA DI PROVA q_0 POSITIVA E VEDIAMO QUAL É IL FENOMENO CHE SI MANIFESTA.

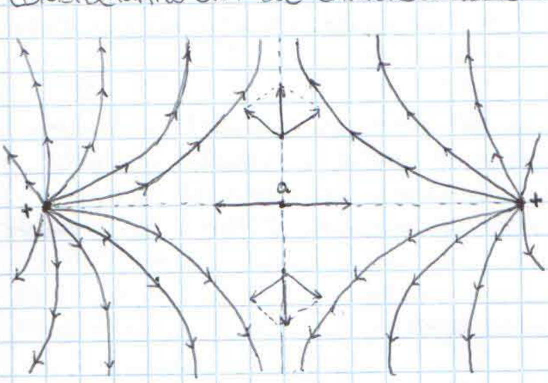
IL CAMPO ELETTRICO É USCENTE ED HA SIMMETRIA RADIALE.

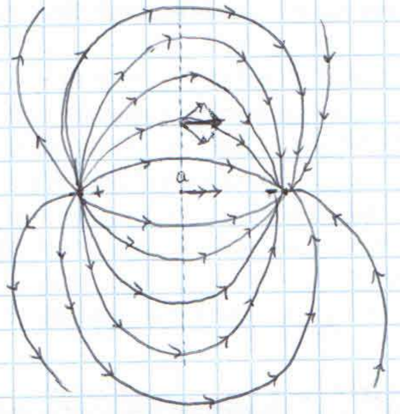




⇐ LINEE DI FLUSSO DEL CAMPO ELETTRICO (o LINEE DI FORZA)
SE AVESSIMO UNA CARICA DI PROVA NEGATIVA LE LINEE DI FORZA AVREBBERO VERSO OPPOSTO. LE LINEE DI FORZA ELETTRICA ESCONO DALLE CARICHE POSITIVE ED ENTRANO IN QUELLE NEGATIVE.
NOTIAMO CHE LE LINEE DI FORZA SONO SEMPRE PARALLELE AL CAMPO ELETTRICO IN QUEL PUNTO. INOLTRE, DOVE NON CI SONO LINEE DI FLUSSO NON C'É CAMPO; VICEVERSA, DOVE CI SONO PIÚ LINEE DI FLUSSO C'É PIÚ CAMPO.

CONSIDERIAMO ORA DUE CARICHE OPPOSTE/UGUALI IN SEGNO DI UGUALE INTENSITÁ, OVVERO UN DIPOLO ELETTRICO.





LA FORZA DI COULOMB É UN NUOVO TIPO DI FORZA IN QUANTO TALE DOBBIAMO CAPIRE SE É CONSERVATIVA O MENO. DISPONENDO DUE CARICHE SU UN PIANO, LA FORZA DI COULOMB AGISCE SEMPRE LUNGO LA DIREZIONE CHE UNISCE LE DUE CARICHE. É QUINDI UNA FORZA CENTRALE E, IN QUANTO TALE, NON DIPENDE DALL'ANGOLO α:

$$\bar{F}_R = \frac{q_0 q}{4\pi\varepsilon_0 R^2}\hat{r}$$

LA FORZA DI COULOMB É QUINDI UNA FORZA CONSERVATIVA.

POSSIAMO QUINDI DEFINIRE L'ENERGIA POTENZIALE ELETTROSTATICA:

$$U = -\int_A^B \bar{F}_c \cdot d\bar{s} \qquad (\bar{F}_c = \bar{F}_e)$$

A É IL PUNTO IN CUI L'ENERGIA POTENZIALE DEVE VALERE 0. AFFINCHÉ L'ENERGIA POTENZIALE VALGA 0, BISOGNA CHE LA $\bar{F}_e$ VALGA ZERO. QUESTO ACCADE PER R CHE TENDE A INFINITO.

$$U = -\int_\infty^R \bar{F}_e \cdot d\bar{s} = -\int_\infty^R \frac{qq_0}{4\pi\varepsilon_0 R^2}\hat{r}\cdot d\bar{s} = \frac{qq_0}{4\pi\varepsilon_0}\int_\infty^R \frac{\hat{r}\cdot d\bar{s}}{R^2} =$$

$$d\bar{s} = dr\hat{r} + d\alpha\hat{\alpha}$$
$$\hat{r}d\bar{s} = \hat{r}(dr\hat{r} + d\alpha\hat{\alpha}) = dr\hat{r}\hat{r} = dr$$

$$= \frac{qq_0}{4\pi\varepsilon_0}\int_\infty^R \frac{dr}{r^2} = \frac{qq_0}{4\pi\varepsilon_0}\left[-\frac{1}{r}\right]_\infty^R = -\frac{qq_0}{4\pi\varepsilon_0 R}$$

QUINDI TRA DUE PUNTI A E B L'ENERGIA CINETICA NON PUÒ CAMBIARE, OVVERO IL MODULO DELLA VELOCITÀ DELLA PARTICELLA È COSTANTE: È UN MOTO CIRCOLARE UNIFORME (LA FORZA DI LORENTZ È LA FORZA CENTRIPETA):

$$F_L = q v_0 B \operatorname{sen} 90° = q v_0 B = m \frac{v_0^2}{R} \quad \Rightarrow \quad R = \frac{m v_0}{qB}$$

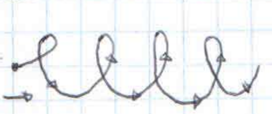
FINORA ABBIAMO CONSIDERATO IL CASO IN CUI LA VELOCITÀ È PERPENDICOLARE AL CAMPO MAGNETICO. SE LA VELOCITÀ NON È PERPENDICOLARE AL CAMPO MAGNETICO?

POSSO SCOMPORRE IL VETTORE VELOCITÀ IN DUE COMPONENTI: $v_\perp$ (PERPENDICOLARE A $\bar{B}$) E $v_{//}$ (PARALLELO A $\bar{B}$):

$\bar{V}_\perp = \bar{v} \operatorname{sen} \vartheta \qquad \bar{V}_{//} = \bar{v} \cos \vartheta$

$$\bar{F}_L = q\bar{v} \wedge \bar{B} = q(\bar{v}_\perp + \bar{v}_{//}) \wedge \bar{B} = q\bar{v}_\perp \wedge \bar{B} + \underbrace{q\bar{v}_{//} \wedge \bar{B}}_{=0 \text{ PERCHÉ } \bar{V}_{//} \text{ E } \bar{B} \text{ HANNO ANGOLO COMPRESO DI } 0°} = q\bar{v}_\perp \wedge \bar{B}$$

LA FORZA DI LORENTZ È PERPENDICOLARE AL FOGLIO CON VERSO ENTRANTE. IL RISULTATO È UN MOTO CIRCOLARE UNIFORME USCENTE VERSO LA DIREZIONE $\bar{V}_{//}$: UNA SPIRALE.

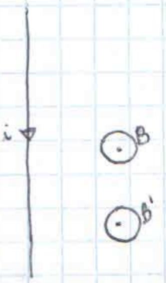


$$R = \frac{m V_\perp}{qB}$$

LA PARTICELLA FA UNA SPIRALE ATTORNO AL VETTORE $\bar{B}$.
IL RAGGIO DEL CERCHIO È DIPESO DALLA COMPONENTE PERPENDICOLARE DI V.
(LA COMPONENTE PARALLELA DI V È INVECE RESPONSABILE DEL MOTO VERSO DESTRA).

IL CAMPO ELETTROMAGNETICO È IMPORTANTE PER DIVERSE APPLICAZIONI SCIENTIFICHE, COME L'ACCELERATORE DI PARTICELLE O LO SPETTROMETRO DI MASSA.

CONSIDERIAMO ORA IL CASO DI PIÙ CARICHE IN MOTO: UN FILO CONDUTTORE ATTRAVERSATO DA CORRENTE.



QUAL È L'INTERAZIONE TRA CARICHE ELETTRICHE E CAMPO MAGNETICO?

$\bar{J} = -en\langle\bar{v}\rangle \qquad \bar{F}_L = q\bar{v} \wedge \bar{B} \qquad (q = -e) \Rightarrow \qquad \bar{F}_L = -e\langle\bar{v}\rangle \wedge \bar{B}$

SE MOLTIPLICO $\bar{F}_L$ PER n (NUMERO DI ELETTRONI PER UNITÀ DI VOLUME) OTTENGO LA FORZA DI LORENTZ PER UNITÀ DI VOLUME:

$$\frac{\bar{F}_L}{\Delta V} = -ne\langle\bar{v}\rangle \wedge \bar{B} = \bar{J} \wedge \bar{B} = \frac{\bar{F}_L}{A \cdot \Delta S}$$

A = SEZIONE DEL MATERIALE CONDUTTORE
ΔS = SPOSTAMENTO LUNGO IL FILO
$J \cdot A$ = FLUSSO DI CARICA PER UNITÀ DI TEMPO (CORRENTE)

$$\bar{F}_L = A \cdot \Delta S \, \bar{J} \wedge \bar{B} = i \, \overline{\Delta S} \wedge \bar{B}$$

↳ i DEVE AVERE LA STESSA DIREZIONE DI $\bar{J}$, OVVERO LA DIREZIONE DEL VETTORE $\overline{\Delta S}$

SE CONSIDERO UN FRAMMENTO INFINITESIMO DI VOLUME: $d\bar{F}_L = i \, d\bar{s} \wedge \bar{B}$ LA FORZA DI LORENTZ TOTALE SARÀ:

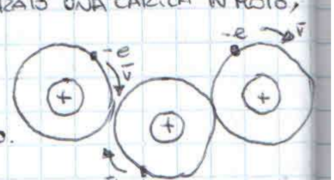
$$\bar{F}_L = \oint d\bar{F}_L = \oint i \, d\bar{s} \wedge \bar{B}$$

È INTEGRALE CURVILINEO PERCHÉ IL CIRCUITO È CHIUSO (ALTRIMENTI NON PASSEREBBE CORRENTE).

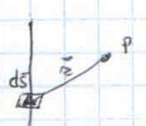
OSSERVAZIONE: SE LE CARICHE ELETTRICHE SONO FERME NON C'È INTERAZIONE TRA QUESTE E IL CAMPO MAGNETICO. SE INVECE SONO IN MOVIMENTO SI MANIFESTA LA FORZA ATTRATTIVA O REPULSIVA DI LORENTZ. QUINDI L'ANALOGO DELLA CARICA ELETTRICA RELATIVAMENTE ALL'ELETTROSTATICA È LA CORRENTE ELETTRICA NELL'ELETTROMAGNETISMO. INFATTI:

$$\bar{F}_L = \underbrace{q\bar{v}}_{\text{CARICA CHE SI MUOVE = CORRENTE}} \wedge B$$

SORGE SPONTANEO UN DUBBIO: I CAMPI MAGNETICI POTREBBERO NON ESSERE GENERATI DA POLI MAGNETICI MA DA CORRENTI. MA SE CONSIDERIAMO UNA CALAMITA, DOVE SCORRE LA CORRENTE ELETTRICA CHE GENERA IL CAMPO ELETTRICO? CONSIDERIAMO UN ATOMO DI UN MAGNETE: L'ELETTRONE CHE RUOTA ATTORNO AL NUCLEO PUÒ ESSERE CONSIDERATO UNA CARICA IN MOTO, OVVERO UNA PICCOLA CORRENTE. ALLORA UN ATOMO PUÒ ESSERE VISTO COME UN PICCOLO CIRCUITO ELETTRICO: LA CARICA TOTALE È NEUTRA, MA C'È COMUNQUE CORRENTE. SE ALLORA TUTTI GLI ATOMI DEL CORPO HANNO UN MOVIMENTO DELL'ELETTRONE UGUALE, ABBIAMO LA CORRENTE CHE GENERA IL CAMPO MAGNETICO.



QUANTO VALE IL CAMPO MAGNETICO GENERATO DA UN FILO ATTRAVERSATO DA CORRENTE?



COM'È FATTO IL CAMPO MAGNETICO IN P?

$d\bar{s}$ = SPOSTAMENTO INFINITESIMO LUNGO LA DIREZIONE DELLA CORRENTE
$\hat{u}_r$ = VERSORE NELLA DIREZIONE DEL RAGGIO r

LA CORRENTE CHE ATTRAVERSA IL TRATTO DI FILO $d\bar{s}$ PRODUCE UN CAMPO MAGNETICO IN P PARI A:

$$d\bar{B} = \frac{\mu_0 i}{4\pi} \cdot \frac{d\bar{s} \wedge \hat{u}_r}{r^2}$$

(PRIMA LEGGE ELEMENTARE DI LAPLACE)
μ_0 = COSTANTE DI PERMEABILITÀ MAGNETICA DEL VUOTO

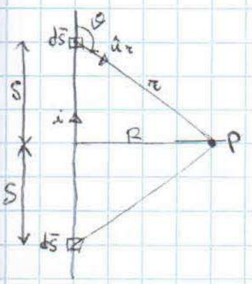
PER TROVARE TUTTO IL CAMPO MAGNETICO, INTEGRIAMO:

$$\vec{B} = \oint d\vec{B} = \oint \frac{\mu_0 i}{4\pi} \cdot \frac{d\vec{s} \wedge \hat{u}_r}{r^2}$$

(LEGGE DI AMPÈRE - LAPLACE)

È INTEGRALE CURVILINEO PERCHÈ PER PASSARE CORRENTE DOBBIAMO OPERARE SU UN CIRCUITO CHIUSO.

CALCOLIAMO IL CAMPO MAGNETICO GENERATO DA UN FILO ATTRAVERSATO DA UNA CORRENTE i CONSIDERANDO IL PIANO PASSANTE PER P PERPENDICOLARE AL FILO.



CONSIDERIAMO IL CONTRIBUTO IN P DOVUTO A $d\vec{s}$ (QUELLO SUPERIORE). IL CAMPO MAGNETICO È ENTRANTE NEL "PIANO DEL FOGLIO" NEL PUNTO $d\vec{s}$. MA I CONTRIBUTI GENERATI DAI DUE PICCOLI TRATTI $d\vec{s}$ SONO UGUALI (ANCHE IL VALORE r È LO STESSO).

$$R = r \operatorname{sen}(180° - \theta) = r \operatorname{sen}\theta \quad \Rightarrow \quad \frac{1}{r} = \frac{\operatorname{sen}\theta}{R}, \quad \frac{1}{r^2} = \frac{\operatorname{sen}^2\theta}{R^2}$$

$$R = S \operatorname{tg}(\pi - \theta) = -S \operatorname{tg}\theta \quad \Rightarrow \quad S = -\frac{R}{\operatorname{tg}\theta}$$

$$dS = -R \frac{d}{d\theta}\left(\frac{1}{\operatorname{tg}\theta}\right) d\theta = R \frac{(\cos^2\theta + \operatorname{sen}^2\theta)}{\operatorname{sen}^2\theta} d\theta = \frac{R d\theta}{\operatorname{sen}^2\theta}$$

IL MODULO DEL CAMPO MAGNETICO GENERATO IN P DA dS È:

$$dB = \frac{\mu_0 i}{4\pi} \cdot \frac{ds \operatorname{sen}\theta}{r^2}$$

IL CAMPO MAGNETICO GENERATO IN P DA TUTTO IL FILO SARÀ:

$$B(P) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\mu_0 i}{4\pi} \cdot \frac{ds \operatorname{sen}\theta}{r^2} = \frac{\mu_0 i}{4\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{ds \cdot \operatorname{sen}^3\theta}{R^2} = \frac{\mu_0 i}{4\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{R \cdot \operatorname{sen}^3\theta \, d\theta}{R^2 \operatorname{sen}^2\theta} = \frac{\mu_0 i}{4\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\operatorname{sen}\theta \, d\theta}{R} = \frac{\mu_0 i}{4\pi R} \int_{-\infty}^{+\infty} \operatorname{sen}\theta \, d\theta =$$

$$= \frac{\mu_0 i}{4\pi R} \int_{1}^{-1} -d\cos\theta$$

$$dS = \frac{R d\theta}{\operatorname{sen}^2\theta}$$

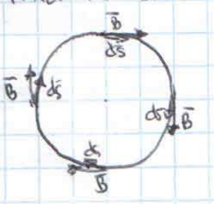
IN REALTÀ, IL CAMPO MAGNETICO GENERATO IN P DA TUTTO IL FILO NON CORRISPONDE ALL'INTEGRALE DA $-\infty$ A $+\infty$: È INVECE DUE VOLTE L'INTEGRALE DA 0 A ∞:

$$B(P) = \int_0^{\infty} \frac{\mu_0 i}{2\pi} \cdot \frac{ds \operatorname{sen}\theta}{r^2} = \int_0^{-1} \frac{\mu_0 i}{2\pi R} \cdot (-d\cos\theta) = \frac{\mu_0 i}{2\pi R}\Big[-\cos\theta\Big]_0^{-1} = \frac{\mu_0 i}{2\pi R}$$

IL CAMPO MAGNETICO È LO STESSO IN MODULO PER TUTTI I PUNTI CHE DISTANO R. C'È SIMMETRIA CILINDRICA.

CERCHIAMO UNA LEGGE CHE SIA L'ANALOGO DELLA LEGGE DI GAUSS RELATIVAMENTE AL MAGNETISMO. PER FARE CIÒ ABBIAMO BISOGNO DI CALCOLARE LA CIRCUITAZIONE DEL CAMPO MAGNETICO, OVVERO L'INTEGRALE DI LINEA DI $\bar{B} d\bar{s}$ LUNGO UNA QUALUNQUE LINEA CHIUSA CHE CHIUDE IL FILO DI CORRENTE.

PARTIAMO DA UN CASO SEMPLICE: LA CIRCONFERENZA.

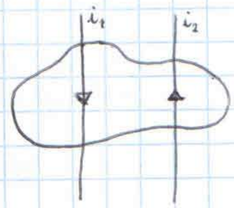


LO SPOSTAMENTO $d\bar{s}$ PUÒ ESSERE IN SENSO ORARIO O ANTIORARIO: [redacted]. A SECONDA DEL VERSO SCELTO DIFFERISCE IL SEGNO DEL PRODOTTO SCALARE $\bar{B} \cdot d\bar{s}$:

$$\oint \underbrace{\bar{B}\, d\bar{s}}_{\cos 0 = 1} = \pm \oint B ds = \pm B \oint ds = \pm \frac{\mu_0 i}{2\pi R} \oint ds = \pm \frac{\mu_0 i}{2\pi R} \cdot 2\pi R = \pm \mu_0 i$$

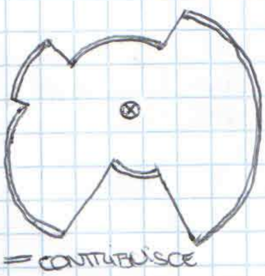
QUELLA APPENA TROVATA È LA LEGGE DI AMPÈRE, SECONDO CUI LA CIRCUITAZIONE DEL CAMPO MAGNETICO È UGUALE A $\pm\mu_0$ VOLTE LA COSIDDETTA "CORRENTE CONCATENATA", CHE È LA CORRENTE CHE ATTRAVERSA LA SUPERFICIE RACCHIUSA DAL CIRCUITO CHIUSO.

POSSIAMO VEDERE LE CORRENTI COME SE BUCASSERO LA SUPERFICIE DEL CIRCUITO:



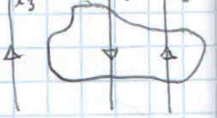
SE PRENDO i_1 COME CORRENTE POSITIVA (E QUINDI i_2 SARÀ NEGATIVA) AVRÒ CHE, PER VIA DELLA REGOLA DELLA MANO DESTRA, IL VERSO POSITIVO DEL CAMPO MAGNETICO SARÀ QUELLO ORARIO (QUELLO ANTIORARIO SARÀ NEGATIVO).

NEL CASO DELLA CIRCONFERENZA LA CORRENTE DISTA DALLA [redacted] CIRCONFERENZA STESSA SEMPRE DELLA STESSA QUANTITÀ. SE LA LEGGE DI AMPÈRE È VERA DEVE VALERE ANCHE IN CASO DI SITUAZIONI IRREGOLARI.

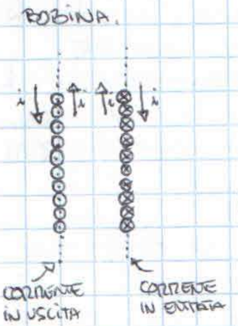


= CONTRIBUISCE

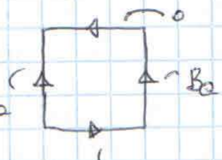
PRENDIAMO LA FIGURA COMPOSTA DA DIVERSI PEZZI RADIALI. NEI TRATTI CHE SI TROVANO SULLA DIREZIONE DEL RAGGIO, L'INTEGRALE $\oint \bar{B} d\bar{s}$ NON DÀ CONTRIBUTO PERCHÉ $\bar{B}$ E $d\bar{s}$ SONO PERPENDICOLARI. GLI UNICI PEZZI CHE DANNO CONTRIBUTO SONO QUELLI CHE "APPROSSIMANO" UNA PORZIONE DI CIRCONFERENZA, IN CUI $\bar{B}$ E $d\bar{s}$ SONO PARALLELI.
QUESTO MI FA CAPIRE CHE POSSO APPROSSIMARE QUALSIASI PERCORSO CON CURVE "TIPO RAGGIO" E CON CURVE "TIPO CIRCONFERENZA". INOLTRE, GRAZIE ALLA LEGGE DI AMPÈRE POSSO DIRE CHE LE CORRENTI CHE NON BUCANO LA SUPERFICIE DEL CIRCUITO (COME i_3) NON CONTANO NULLA NEL RISULTATO FINALE.



POSSIAMO USARE LA LEGGE DI AMPÈRE PER DEFINIRE LA DISTRIBUZIONE DI CORRENTE. PRENDIAMO IL CASO DI UNA BOBINA.



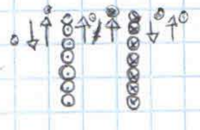
IL CONTRIBUTO DEL CAMPO MAGNETICO È PARALLELO ALLA "CASCATA" DI PUNTI ⊙ E ⊗.
CIRCUITAZIONE DI AMPÈRE:



a = LATO DEL QUADRATO n = NUMERO DI SPIRE
IL FLUSSO SARÀ $\oint \bar{B} d\bar{s} = 2Ba = \mu_0 n a i \Rightarrow B = \frac{\mu_0 n i}{2}$

DUNQUE, IL CAMPO MAGNETICO NON DIPENDE DALLA DISTANZA TRA LE SPIRE.

CONSIDERANDO PERÒ L'AVVOLGIMENTO DA AMBO I LATI:



SUI LATI I CAMPI MAGNETICI SI ELIDONO, AL CENTRO SI SOMMANO

$$B^{\odot} = \frac{\mu_0 n i}{2} \qquad B^{\otimes} = \frac{\mu_0 n i}{2} \qquad \Rightarrow B = \mu_0 n i$$

CALCOLIAMO μ_0:

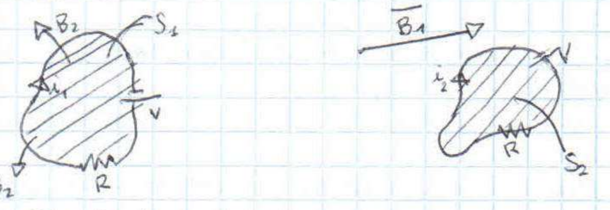
$$\frac{1}{\varepsilon_0 \mu_0} = c^2 \Rightarrow \frac{1}{9 \cdot 10^{-12} \mu_0} = 9 \cdot 10^{16} \Rightarrow \frac{1}{\mu_0} = 81 \cdot 10^4 \Rightarrow \mu_0 \simeq 10^{-6}$$

LA RELAZIONE TRA μ_0 E ε_0 CI LASCIA SUPPORRE CHE C'È UN QUALCHE LEGAME TRA CAMPO ELETTRICO E MAGNETICO

$B = \mu_0 n i$
$\mu_0 \sim 10^{-6}$

PER AVERE UN CAMPO MAGNETICO DI UNA DECINA DI TESLE DEVO AUMENTARE MOLTO IL NUMERO DI SPIRE AL METRO E LA CORRENTE, IL CHE PERÒ PUÒ DETERMINARE UN FORTE SURRISCALDAMENTO.

CONSIDERIAMO UN CIRCUITO ELETTRICO IN CUI PASSA CORRENTE ED UN SECONDO CIRCUITO SEPARATO DAL PRIMO. OGNI CIRCUITO, ESSENDO ATTRAVERSATO DA CORRENTE, SPRIGIONA UN CAMPO MAGNETICO CHE INFLUENZA L'ALTRO CIRCUITO.



CIRCUITO 1

$$\phi(B_1) = \int_{S_2} \overline{B_1} \cdot \hat{n} \cdot d\overline{S_2}$$

$$\phi(B_2) = \int_{S_1} \overline{B_2} \cdot \hat{n} \cdot d\overline{S_1}$$

IL CAMPO MAGNETICO $\overline{B_1}$ DIPENDE DALLA FORMA DEL CIRCUITO, DALLA CORRENTE CHE ATTRAVERSA IL CIRCUITO E DALLA DISTANZA TRA I DUE CIRCUITI:

$$\overline{B_1}(S_1, i_1, r_{12}) \Rightarrow \underbrace{\phi_{S_2}(B_1)}_{\text{FLUSSO ATTRAVERSO } S_2 \text{ DI } B_1} (S_1, i_1, S_2, r_{12})$$

SICCOME $\phi_{S_2}(B_1)$ È DIRETTAMENTE PROPORZIONALE ALLA CORRENTE i_1, POSSIAMO SCRIVERE:

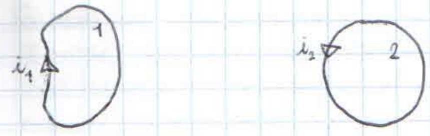
$$\phi_{S_2}(B_1) = L \cdot i_1$$

DOVE L È UNA COSTANTE DETTA INDUTTANZA CHE DIPENDE DA S_1, S_2 E r_{12} (COMPONENTI GEOMETRICHE).
ANALOGAMENTE $\phi_{S_1}(B_2) = L i_2$. NOTIAMO CHE LA COSTANTE L È LA STESSA.

SE ABBIAMO UN SOLO CIRCUITO ELETTRICO, QUESTO GENERA UN FLUSSO MAGNETICO ATTORNO A SÉ:

$$\phi(B) = \int_S B \hat{n} \, dS = \underbrace{L}_{\text{COEFFICIENTE DI AUTOINDUTTANZA}} i_1 \quad \text{(AUTOFLUSSO)}$$

XVIII



$\phi_{S_2}(\overline{B}_1) = M \cdot i_1$ M = coefficiente di mutua induttanza (dipende solo dalla geometria del sistema)

$\phi_{S_1}(\overline{B}_2) = M \cdot i_2$

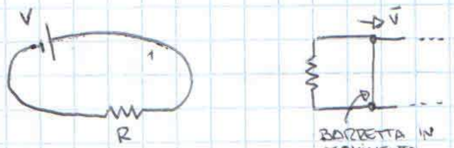
$\phi_{S_1}(\overline{B}_1) = L \cdot i_1$ L = coefficiente di autoinduttanza

↳ autoflusso

Principio di induzione di Faraday

Nel circuito 1 scorre corrente. In alcune circostanze anche nel circuito 2 può scorrere nonostante non ci sia una batteria.

- Tenendo fermi entrambi in 2 non circola corrente
- Tenendo fermo 2 muovo 1: nel circuito 2 scorre corrente. La causa dev'essere legata al moto di 1. Dovrei quindi avere una F.E.M. in 2 in grado di dare una spinta alle cariche.
- Tenendo fermi entrambi i circuiti, applico una corrente alternata su 1: c'è una corrente indotta in 2. Potrebbero essere le variazioni di campo magnetico a indurre corrente in 2.



Nel momento in cui la barretta si muove c'é corrente indotta nel circuito. Quello che cambia non é il campo magnetico generato dal circuito 1, ma la superficie S_2.
La grandezza che dipende dal campo magnetico e dalla superficie, e che quindi genera una F.E.M. in 2 è il flusso magnetico (o meglio, la variazione del flusso di campo magnetico).

Dunque, c'é corrente indotta in 2 solo se:

$$\underbrace{\frac{\Delta \Phi(\overline{B})}{\Delta t}}_{\text{variazione di flusso magnetico}} \neq 0$$

Nel circuito dovrebbe scorrere una corrente $i(t) = V(t)/R$.
Essendo una corrente alternata, c'é un autoflusso ⇒ autoinduzione, forza elettromotrice ε
In realtà misurando la d.d.p. trovo che é più piccola di V. Infatti avremo $V - \varepsilon$ (causato dal fatto che l'autoinduzione agisce in verso opposto):

$$-\frac{\partial \Phi(\overline{B})}{\partial t} \sim \varepsilon$$ (la F.E.M. deve essere proporzionale alla variazione di flusso magnetico)

Ipotizzando che $-\frac{\partial \Phi(\overline{B})}{\partial t} = \varepsilon$ verifichiamo che sia dimensionalmente corretto:

$$[\varepsilon] = \frac{En.}{q} \qquad \frac{B \cdot L^2}{t},\ B = \frac{F}{q \cdot v} \Rightarrow \frac{F \cdot L^2}{q \cdot v \cdot t} \qquad v = \frac{L}{T}$$

$$= \frac{F \cdot L^{\cancel{2}} \cdot \cancel{t}}{q \cdot \cancel{L} \cdot \cancel{t}} = \frac{F \cdot L}{q} = \frac{En}{q} = [V]$$

Posso quindi affermare che:

$$\varepsilon = -\frac{\partial \Phi(\overline{B})}{\partial t}$$ (Legge di induzione di Faraday)

$$\frac{\partial \phi_{S_2}(\overline{B}_1)}{\partial t} = M \frac{d i_1}{dt}$$

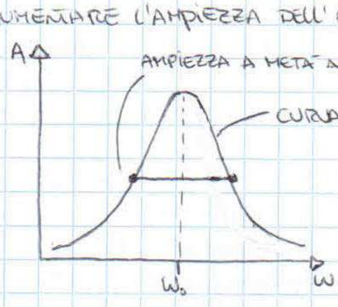
TORNANDO ALLA SITUAZIONE DEI DUE CIRCUITI SEPARATI, SIA $V(t) = V_0 \operatorname{sen} wt$ (CORRENTE ALTERNATA):

$$i(t) = \frac{V_0}{R} \operatorname{sen} wt \qquad \phi_{S_2}(\bar{B}_1) = M i_1 \qquad \frac{\partial \varphi_{S_2}(\bar{B}_1)}{\partial t} = M \frac{d i_1}{\partial t} \qquad \mathcal{E} = -M \frac{d i_1(t)}{dt} = \underbrace{-M \frac{V_0}{R} w}_{= V_2} \cos wt$$

$$\mathcal{E} = V_2 \cos wt \quad \Rightarrow \quad i_2 = \frac{V_2}{R} \cos wt$$

QUESTO VUOL DIRE CHE, ANCHE SE LA CORRENTE INDOTTA i_2 È DIVERSA IN AMPIEZZA DA i_1, HA LA STESSA FREQUENZA. QUESTO FENOMENO È ALLA BASE DELLE TELECOMUNICAZIONI SENZA FILI (LE STAZIONI SONO SINCRONIZZATE ALLA STESSA FREQUENZA). SI SFRUTTA IL PRINCIPIO DELLA RISONANZA PER SELEZIONARE LA FREQUENZA DI ASCOLTO DI UNA STAZIONE.

UN OGGETTO CHE OSCILLA CHE HA UN PUNTO DI EQUILIBRIO PUÒ ESSERE VISTO COME UN OSCILLATORE ARMONICO (SMORZATO). OGNUNO DI QUESTI OGGETTI HA UNA CERTA FREQUENZA DI RISONANZA LEGATA ALLE SUE PROPRIETÀ (ES. IL PERIODO DI UN PENDOLO DIPENDE DALLA LUNGHEZZA DEL FILO). APPLICANDO UNA FORZA CON LA STESSA FREQUENZA POSSIAMO FACILMENTE AUMENTARE L'AMPIEZZA DELL'OSCILLAZIONE.

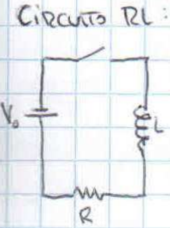


w_0 = FREQUENZA NATURALE DI OSCILLAZIONE (FREQUENZA DI RISONANZA)

SE STIMOLO CON UNA FREQUENZA MOLTO VICINA A w_0 L'AMPIEZZA OTTENUTA È ALTA. AL CONTRARIO, STIMOLANDO CON UNA FREQUENZA LONTANA DA w_0, OTTENGO UN'AMPIEZZA MOLTO MINORE.

BANDA PASSANTE: ALL'INTERNO DI UN CERTO INTERVALLO DI FREQUENZE SI MANIFESTANO ALTE ECCITAZIONI (AL DI SOPRA DELL'AMPIEZZA DI METÀ ALTEZZA). QUESTA ECCITAZIONE È QUELLA CHE FA SQUILLARE IL CELLULARE.

CIRCUITO RL: NON TRASCURO GLI EFFETTI AUTOINDUTTIVI



V_0 È CONTINUA: NON CI SONO VARIAZIONI DI CORRENTE E QUINDI DI FLUSSO MAGNETICO:

$\phi_S(\bar{B}) = L i_1$ (i_1 È LA CORRENTE CHE CREDO SIA STAZIONARIA)

PERÒ HO INIZIALMENTE $i(0) = 0$ (IL CIRCUITO È APERTO) E CHIUDO L'INTERRUTTORE: C'È UN IMPROVVISO AUMENTO DI CORRENTE. NEL MOMENTO IN CUI $di/dt \neq 0$ HO ANCHE UNA CORRENTE INDOTTA $\neq 0$:

$$V_0 - \mathcal{E} = Ri \qquad \mathcal{E} = -\frac{\partial \varphi}{\partial t} = -L \frac{di}{dt}$$

$$V_0 - L\frac{di}{dt} - Ri = 0$$ ⇐ È ANALOGO AL CASO DEL PARACADUTISTA E DEL CONDENSATORE

PROCEDO SUPPONENDO $i(t) = Ae^{\lambda t} + B$

$$\frac{di(t)}{dt} = A\lambda e^{\lambda t}$$

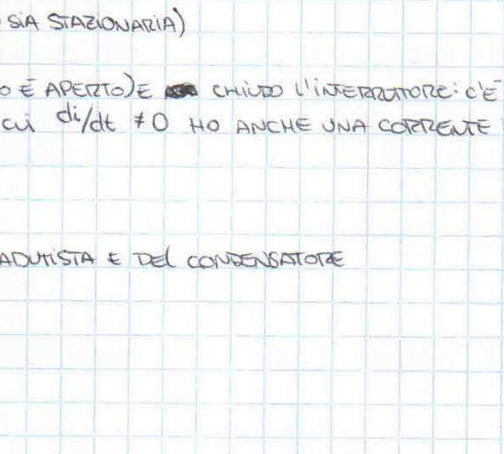
$$V_0 - LA\lambda e^{\lambda t} - R(Ae^{\lambda t} + B) = 0$$

$$Ae^{\lambda t}(-L\lambda - R) + (V_0 - RB) = 0 \Rightarrow \begin{cases} -L\lambda - R = 0 \\ V_0 - RB = 0 \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} \lambda = -R/L \\ B = V_0/R \end{cases}$$

$$i(t) = Ae^{-\frac{R}{L}t} + V_0/R$$

$$i(0) = A + \frac{V_0}{R} = 0 \Rightarrow A = -\frac{V_0}{R}$$

$$i(t) = -\frac{V_0}{R}\left(1 - e^{-\frac{R}{L}t}\right)$$

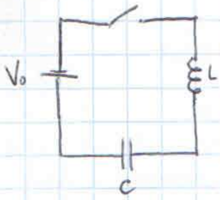


LA CORRENTE NON ARRIVA IMMEDIATAMENTE A V_0/R APPENA CHIUDO IL CIRCUITO: PIÙ FORTE È L'INDUTTANZA PIÙ LENTAMENTE LA RAGGIUNGO.

$\frac{L}{R} \ll 1 \Rightarrow$ VA VELOCE VERSO L'ASINTOTO

$\frac{L}{R} \gg 1 \Rightarrow$ VA LENTO VERSO L'ASINTOTO

Circuito LC



È UN CASO QUASI ASSURDO PERCHÉ IL FILO HA COMUNQUE RESISTENZA. SI PUÒ OTTENERE UN RISULTATO DEL GENERE UTILIZZANDO SUPERCONDUTTORI NELL'ELIO LIQUIDO. NON SONO PERÒ PRESENTI EFFETTI DISSIPATIVI. PER QUESTO MOTIVO:

$$V_0 - \varepsilon = \frac{q}{C}$$ (DOVE q/C È LA TENSIONE AI CAPI DEL CONDENSATORE)

$$V_0 - L\frac{di(t)}{dt} - \frac{q}{C} = 0 \qquad i(t) = \frac{dq}{dt}$$

$$V_0 - L\frac{d^2q}{dt^2} - \frac{q}{C} = 0$$ ⇐ CASO IDENTICO AL MOTO ARMONICO IDEALE

Pongo $q(t) = A\,\mathrm{sen}\,\lambda t + B\cos\lambda t + K$

$$\frac{d^2q}{dt} = -A\lambda^2\,\mathrm{sen}\,\lambda t - B\lambda^2\cos\lambda t$$

$$V_0 - L\left(-A\lambda^2\,\mathrm{sen}\,\lambda t - B\lambda^2\cos\lambda t\right) - \frac{1}{C}\left(A\,\mathrm{sen}\,\lambda t + B\cos\lambda t + k\right) = 0$$

$$A\,\mathrm{sen}\,\lambda t\left(-L\lambda^2 - \frac{1}{C}\right) + B\cos\lambda t\left(L\lambda^2 - \frac{1}{C}\right) + \left(V_0 - \frac{k}{C}\right) = 0 \Rightarrow \begin{cases} -L\lambda^2 - 1/C = 0 \\ L\lambda^2 - 1/C = 0 \\ V_0 - k/C = 0 \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} \lambda = \pm 1/\sqrt{LC} \\ k = CV_0 \end{cases}$$

$$q(t) = A\,\mathrm{sen}\frac{t}{\sqrt{LC}} + B\cos\frac{t}{\sqrt{LC}} + CV_0$$

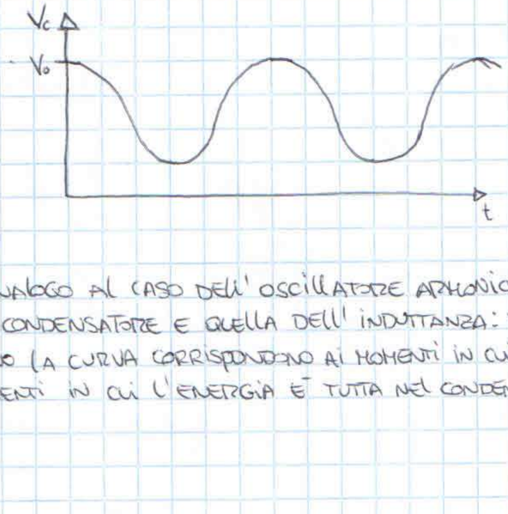
$$q(0) = A\,\mathrm{sen}\,0 + B\cos 0 + CV_0 = 0 \Rightarrow B + CV_0 = 0 \Rightarrow B = -CV_0$$

$$q(t) = A\,\mathrm{sen}\frac{t}{\sqrt{LC}} - CV_0\cos\frac{t}{\sqrt{LC}} + CV_0$$

$$\frac{dq(t)}{dt} = A\lambda\cos\lambda t - B\lambda\,\mathrm{sen}\,\lambda t \qquad \frac{dq(0)}{dt} = A\lambda\cos 0 - B\lambda\,\mathrm{sen}\,0 = 0 \Rightarrow A\lambda = 0 \Rightarrow A = 0$$

$$q(t) = -CV_0\cos\frac{t}{\sqrt{LC}} + CV_0$$

$$q(t) = CV_0\left(1 - \cos\frac{t}{\sqrt{LC}}\right)$$

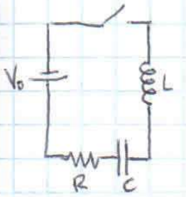


$E_{C\,MAX} = 1/2\, C\, V^2$

L'ANDAMENTO DELL'OSCILLAZIONE È ANALOGO AL CASO DELL'OSCILLATORE ARMONICO IDEALE. NEL CASO DEL CIRCUITO LC SONO "IN SIMULTANEA" L'ENERGIA DEL CONDENSATORE E QUELLA DELL'INDUTTANZA: MENTRE UNA SALE, L'ALTRA SCENDE. I PICCHI MASSIMI CHE CARATTERIZZANO LA CURVA CORRISPONDONO AI MOMENTI IN CUI L'ENERGIA NEL CONDENSATORE È MASSIMA. SI ALTERNANO QUINDI MOMENTI IN CUI L'ENERGIA È TUTTA NEL CONDENSATORE E MOMENTI IN CUI È TUTTA NELL'INDUTTANZA.
LA FREQUENZA DI RISONANZA ω_0 È:

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$$

CIRCUITO RLC

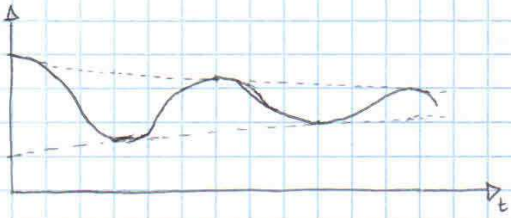


$$V_0 - \mathcal{E} = \frac{q}{C} + Ri \Rightarrow V_0 - \mathcal{E} - \frac{q}{C} - Ri = 0 \Rightarrow V_0 - L\frac{di(t)}{dt} - \frac{q}{C} - Ri = 0$$

$$V_0 \underbrace{- L\frac{d^2q(t)}{dt}}_{RL} \underbrace{- R\frac{dq(t)}{dt}}_{RC} - \frac{q(t)}{C} = 0$$

É ANALOGO AL CASO DI UN OSCILLATORE ARMONICO IDEALE IN CUI SI CONSIDERA ANCHE LA FORZA VISCOSA: OSCILLATORE ARMONICO SMORZATO.

$$q(t) = Ae^{-\frac{R}{L}t}(B\,\text{sen}\,\lambda' t + C\cos\lambda' t + k)$$

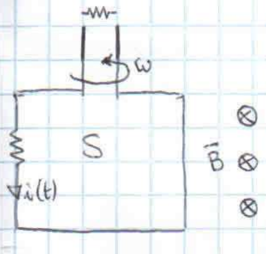


LA FREQUENZA DI RISONANZA É MOLTO VICINA A $\omega_0 = 1/\sqrt{LC}$.
(DIPENDE DALLA DISSIPAZIONE): MINORE ~~[illegible]~~ É LO SMORZAMENTO, PIÚ ~~[illegible]~~ LA FREQUENZA É VICINA A ω_0.
MODIFICANDO OPPORTUNAMENTE LA CAPACITÁ C SI RIESCE A RECEPIRE UN SEGNALE DI UNA CERTA FREQUENZA.

CONSIDERIAMO UN CIRCUITO R SENZA BATTERIE. SE É ISOLATO, LA DIFFERENZA DI POTENZIALE DAL PUNTO "a" AL PUNTO "a" É NULLA. LO STESSO SAREBBE SE AVESSI UNA BATTERIA NEL CIRCUITO: É UNA DIRETTA CONSEGUENZA DELLA CONSERVATIVITÁ DELLE FORZE ELETTROSTATICHE.

SE QUESTO STESSO CIRCUITO NON É ISOLATO (CIRCUITO RICEVENTE) HO UNA FORZA ELETTROMOTRICE INDOTTA $\mathcal{E}$.
LA DIFFERENZA DI POTENZIALE DA "a" AD "a" NON É PIÚ ZERO. IL FATTO CHE CON CIRCUITO ISOLATO E BATTERIA HO UNA D.D.P. NULLA, MENTRE CON CIRCUITO RICEVENTE SENZA BATTERIA HO D.D.P. NON NULLA CI LASCIA INDURRE CHE LA FORZA ELETTROMOTRICE INDOTTA NON É ASSOCIABILE AL CAMPO CONSERVATIVO (ALTRIMENTI AVREI L'INTEGRALE LUNGO IL CIRCUITO NULLO PARI A 0). PER QUESTO MOTIVO SI DIFFERENZIA LA TENSIONE DALLA FORZA ELETTROMOTRICE INDOTTA (NONOSTANTE ABBIANO LA STESSA UNITÁ DI MISURA).

MOTORI ELETTRICI



LA SPIRA É IMMERSA IN UNA ZONA IN CUI C'É UN CAMPO MAGNETICO $\vec{B}$.
S = SUPERFICIE RACCHIUSA DALLA SPIRA.
ω = VELOCITÁ ANGOLARE CON CUI RUOTA LA SPIRA

$\varphi_S(\vec{B}) = \int_S \vec{B}\cdot\hat{n}\cdot dS$ (FLUSSO DEL CAMPO MAGNETICO $\vec{B}$ ATTRAVERSO S)

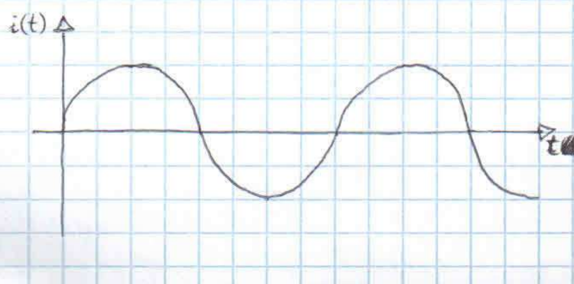
SUPPONIAMO DI PRENDERE $\hat{n}$ NORMALE ENTRANTE NELLA SUPERFICIE DELLA SPIRA. IN QUESTO CASO L'ANGOLO TRA $\vec{B}$ E $\hat{n}$ É NULLO E QUINDI IL FLUSSO SARÁ BdS.
MAN MANO CHE LA SPIRA RUOTA SU SE STESSA, IL VERSORE $\hat{n}$ CAMBIA DIREZIONE MENTRE B É COSTANTE. QUINDI CAMBIA L'ANGOLO COMPRESO TRA $\vec{B}$ E $\hat{n}$. IN QUESTO SENSO PIÚ GENERALE IL FLUSSO VARRÁ QUINDI $BdS\cos\omega t$, DOVE ωt É PROPRIO L'ANGOLO COMPRESO TRA $\vec{B}$ E $\hat{n}$.

$$\varphi_S(\vec{B}) = \int_S B\cos\omega t \cdot dS = B\cos\omega t\int_S dS = BS\cos\omega t$$

$$\frac{\partial\varphi_S}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t}B\cos\omega t \qquad -\frac{\partial\varphi}{\partial t} = BS\omega\,\text{sen}\,\omega t = \mathcal{E}$$

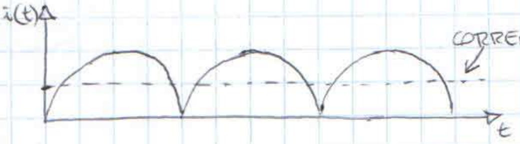
É LA FORZA ELETTROMOTRICE CHE SI GENERA PER EFFETTO DELLA ROTAZIONE DELLA SPIRA. QUESTO VUOL DIRE CHE NELLA SPIRA SCORRERÁ UNA CORRENTE i(t) DI NATURA ALTERNATA:

$$i(t) = \frac{\mathcal{E}}{R} = \frac{BS\omega}{R}\,\text{sen}\,\omega t$$

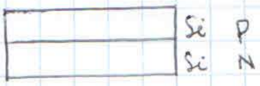


RIASSUMENDO, FACENDO GIRARE UNA SPIRA IN UN CAMPO MAGNETICO COSTANTE SI INDUCE CORRENTE ELETTRICA OSCILLANTE NELLA SPIRA: L'ENERGIA MECCANICA (MOVIMENTO ROTATORIO DELLA SPIRA) É STATA TRASFORMATA IN ENERGIA ELETTRICA.
PIÚ É ALTA LA VELOCITÁ ANGOLARE, PIÚ CORRENTE VIENE PRODOTTA.

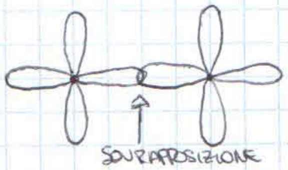
Osserviamo però che la corrente prodotta i(t) si aggira attorno allo zero. Più precisamente la corrente media prodotta è nulla. Per questo motivo le dinamo, capaci di trasformare il movimento in energia elettrica, sono dotate di spazzole che servono per invertire la polarità dei contatti ogni π.
Avremo quindi una corrente che non scende mai al di sotto dello zero e con media non nulla:



Diodo:

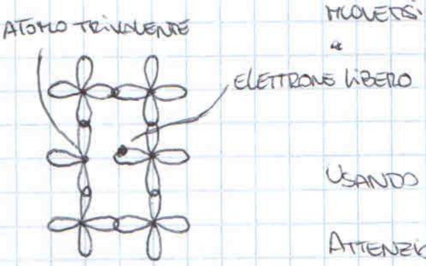


Due pezzi di silicio: uno drogato di tipo N, l'altro drogato di tipo P (giunzione PN)
Il silicio è tetravalente (= può prendere o cedere 4 elettroni)
Ogni atomo di silicio è circondato da 4 atomi con cui scambia elettroni.



⇐ Silicio non drogato. È quasi un isolante.
Il silicio può essere reso conduttore usando atomi droganti (trivalenti o pentavalenti).

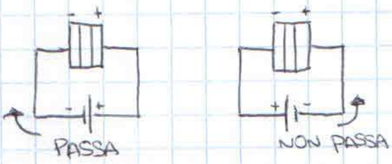
Se usiamo atomi trivalenti (=3 elettroni) rimarrà un elettrone appartenente ad un atomo di silicio che non sarà scambiato con nessun altro atomo e sarà libero di muoversi (drogaggio di tipo P). Per ogni atomo trivalente introdotto ci sarà un elettrone libero: più atomi trivalenti introduco, meglio conduce il materiale. È come se nell'atomo di silicio ci fosse un elettrone mancante: c'è una lacuna positiva e il silicio è drogato di tipo P.



Usando atomi pentavalenti si ottiene silicio drogato di tipo N.

Attenzione: il silicio drogato resta elettricamente neutro.

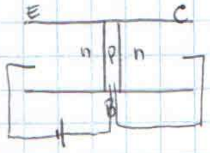
Mettendo vicino silicio di tipo P e di tipo N ottengo un componente in grado di condurre in un verso e non nell'altro.



Se ho un segnale sinusoidale, applicando un diodo:

Applicando inoltre un circuito RC, riesco a ottenere una corrente continua:

Transistor: è l'unione di due giunzioni PN (NPN)



Emettitore - Base - Collettore
- Circuito B-E: l'elettrone non passa
- Circuito C-B: l'elettrone passa

Installando una batteria in B-E do una spinta agli elettroni in modo che riescano ad arrivare in E (intensamente). Dunque, la corrente introdotta attraverso il collettore viene amplificata.

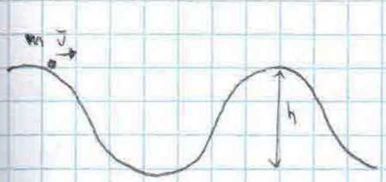
$$U_c(R) = -\frac{q q_0}{4\pi\varepsilon_0 R}$$

POSSIAMO ESPRIMERE L'ENERGIA POTENZIALE PER UNITÀ DI CARICA. IN QUESTO CASO PRENDE IL NOME DI DIFFERENZA DI POTENZIALE V

$$V(R) = \frac{U_c(R)}{q} = -\frac{q_0}{4\pi\varepsilon_0 R}$$

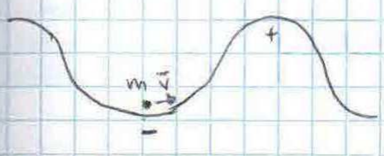
DEFINIBILE ANCHE COME:

$$V(R) = \frac{U_c(R)}{q_0} = -\int_R^{\infty} \frac{\bar{F}_c}{q} \cdot d\bar{s} = -\int_R^{\infty} \bar{E} \cdot d\bar{s}$$



SUPERFICIE LISCIA, CORPO DI MASSA m IN MOVIMENTO CON VELOCITÀ $\bar{v}$. GRAZIE AL PRINCIPIO DI CONSERVAZIONE DELL'ENERGIA MECCANICA, POSSO CAPIRE SE IL CORPO SUPERA LA COLLINA:

$$\frac{1}{2} m v_0^2 = \frac{1}{2} m v^2 + mgh \Rightarrow h_{MAX} = \frac{v_0^2}{2g}$$ SE $h \leq h_{MAX}$, PASSA.

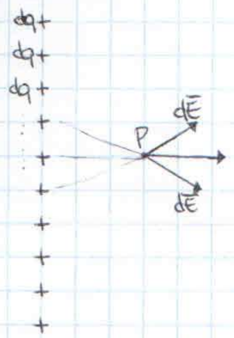


SE IL CORPO È CARICO NEGATIVAMENTE E LA COLLINA È CARICA POSITIVAMENTE NEL SUO PUNTO PIÙ ALTO, ABBIAMO UNA FORZA CHE SPINGE IL CORPO VERSO LA COLLINA. LA SALITA È UN OSTACOLO DAL PUNTO DI VISTA GRAVITAZIONALE, MA UN AIUTO DAL PUNTO DI VISTA ELETTROSTATICO.

XIII

IN MOLTE SITUAZIONI SI HA A CHE FARE CON DISTRIBUZIONI CONTINUE DI CARICHE: BISOGNA CONOSCERE IL CAMPO ELETTRICO IN OGNI PUNTO. IN QUESTI CASI È PIÙ CONVENIENTE ESPRIMERE LA CARICA DI UN OGGETTO COME DENSITÀ DI CARICA λ.

CONSIDERIAMO UNA DISTRIBUZIONE LINEARE DI CARICHE LUNGO UNA RETTA (INFINITA):



$\lambda = \frac{C}{m}$

PER SAPERE QUANTO VALE IL CAMPO ELETTRICO IN P BISOGNA PARTIRE DALLA DEFINIZIONE DI CAMPO ELETTRICO E SOMMARE I CONTRIBUTI DI OGNI CARICA. ESSENDO LA DISTRIBUZIONE DI CARICHE INFINITA ABBIAMO LA SOMMA DI INFINITI CONTRIBUTI.

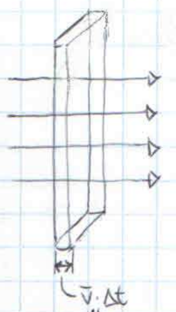
VIENE IN AIUTO IL TEOREMA DI GAUSS (TEOREMA DEL FLUSSO)

$$\Phi(\bar{E}) = \frac{q_{int}}{\varepsilon_0} \qquad \oint_S \bar{E}\,\hat{n}\,ds$$

ds → SUPERFICIE INFINITESIMA

$\hat{n}$ → VERSORE USCENTE DALLA SUPERFICIE

IMMAGINIAMO UNA SUPERFICIE PIANA IMMERSA IN UN FIUME, CHE RAPPRESENTA IL FLUSSO DI CARICHE CHE SI SPOSTANO.



LA PORTATA È IL FLUSSO DI MASSA CHE PASSA ATTRAVERSO LA SUPERFICIE NELL'UNITÀ DI TEMPO. ESSA DIPENDE ANCHE DALL'ANGOLO TRA IL FLUSSO USCENTE E LA SUPERFICIE. NEL CASO IN CUI IL FLUSSO È PERPENDICOLARE ALLA SUPERFICIE, ABBIAMO IN TOTALE IL PASSAGGIO DI UNA MASSA D'ACQUA DI:

$A\bar{v}\Delta t\rho$

ρ → DENSITÀ DELL'ACQUA

A → AREA DELLA SUPERFICIE

NELL'UNITÀ DI TEMPO: $A\bar{v}\rho$

$A \cdot \bar{v} \cdot \Delta t$ È TUTTO IL VOLUME.

IL FLUSSO DIPENDE DAL VETTORE VELOCITÀ, E QUINDI ANCHE DALL'ANGOLO CHE IL VETTORE FORMA CON LA SUPERFICIE. AD ESEMPIO, SE IL VETTORE $\bar{v}$ FOSSE PARALLELO ALLA SUPERFICIE IL FLUSSO SAREBBE NULLO PERCHÈ L'ACQUA NON PASSA. QUINDI POSSO STUDIARE CASI DI FLUSSO MASSIMO E FLUSSO MINIMO IN FUNZIONE DEL VETTORE VELOCITÀ E DELLA SUPERFICIE. SICCOME IL FLUSSO RISULTANTE È UNA QUANTITÀ SCALARE, POSSO INTRODURRE IL PRODOTTO FRA DUE VETTORI:

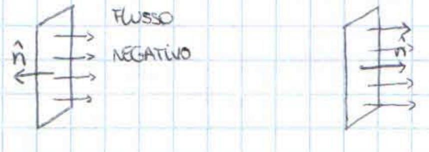
$\bar{v} \cdot \hat{n}$

$\hat{n}$ → VERSORE NORMALE ALLA SUPERFICIE A

$\bar{v}$ → VETTORE VELOCITÀ

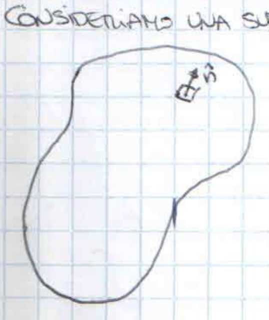
QUESTO PRODOTTO È MASSIMO QUANDO PARALLELI, NULLO QUANDO PERPENDICOLARI. INOLTRE DETERMINA ANCHE IL SEGNO DEL FLUSSO RISULTANTE.

POSSIAMO DEFINIRE IN MODO UNIVOCO IL VERSO DEL VERSORE SOLO IN CASO DI SUPERFICIE CHIUSA.



DUNQUE, L'ESIGENZA DI CONSIDERARE SEMPRE SUPERFICI CHIUSE È STRETTAMENTE LEGATA ALLA POSSIBILITÀ DI DEFINIRE CON UNIVOCITÀ IL VERSORE $\hat{n}$.

CONSIDERIAMO UNA SUPERFICIE CHIUSA NON PIANA CON UNA FORMA IRREGOLARE. IN OGNI PUNTO POSSO DEFINIRE LA NORMALE A PARTIRE DA UNA SUPERFICIE INFINITESIMA ds. IN OGNI PUNTO POSSO QUINDI DEFINIRE IL VETTORE $\bar{v}$ ED $\bar{E}$. IL FLUSSO DEL VETTORE CAMPO ELETTRICO ATTRAVERSO ds È QUINDI:



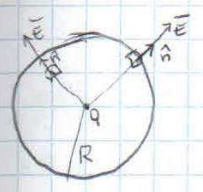
$\bar{E} \cdot \hat{n}\,ds$

IN TUTTA LA SUPERFICIE AVREMO QUINDI UN FLUSSO PARI A:

$$\Phi(E) = \oint_S \bar{E} \cdot \hat{n}\,ds \qquad \text{SCRITTA ANCHE COME} \qquad \oint_S \bar{E}\,d\bar{S}$$

DIM. TEOREMA DI GAUSS

PARTIAMO DAL CASO PARTICOLARE, CONSIDERANDO UNA SFERA DI RAGGIO R AL CUI CENTRO C'È UNA CARICA q.



DIVIDO LA SFERA IN PORZIONI INFINITESIME DI AREA dS. IN OGNUNO DI ESSI CONSIDERO IL CAMPO ELETTRICO IN QUEL PUNTO, IL QUALE È PERPENDICOLARE ALLA SUPERFICIE.
$\hat{n}$ HA QUINDI LA STESSA ~~SUPERFICIE~~ DIREZIONE DEL RAGGIO.
IL MODULO DEL CAMPO ELETTRICO E È:

$$\hat{n}\cdot\vec{E} = E$$

IL QUALE È:

$$E = \frac{q q_0}{4\pi\varepsilon_0 R^2}$$

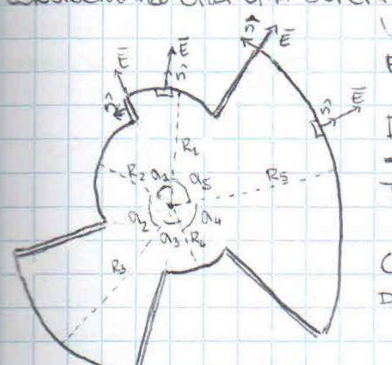
LA STESSA CONSIDERAZIONE PUÒ ESSERE FATTA PRENDENDO IN ESAME UN ALTRO PUNTO. QUINDI IL FLUSSO DEL CAMPO ELETTRICO SU TUTTA LA SUPERFICIE È:

$$\oint_S \underbrace{\frac{q}{4\pi\varepsilon_0 R^2}}_{\text{È LA STESSA PER OGNI dS}} dS = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0 R^2}\underbrace{\oint_S dS}_{\text{SUPERFICIE DI UNA SFERA}} = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0 R^2}\,4\pi R^2 = \frac{q}{\varepsilon_0}$$

SIAMO GIUNTI ALL'ENUNCIATO DEL TEOREMA DI GAUSS: È DIMOSTRATO IL T. DI GAUSS PER LA SFERA.

OSSERVAZIONE: È FONDAMENTALE CHE IL CAMPO ELETTRICO ABBIA DIPENDENZA DALL'INVERSO DEL QUADRATO DELLA DISTANZA. (COSÌ COME LA LEGGE DI COULOMB). MAN MANO CHE MI ALLONTANO DAL CENTRO DELLA SFERA LA FORZA DI COULOMB DIMINUISCE IN RELAZIONE AL QUADRATO DELLA DISTANZA. MA CONTEMPORANEAMENTE LA SUPERFICIE DA CONSIDERARE È MAGGIORE, E CRESCE PROPORZIONALMENTE AL QUADRATO DELLA DISTANZA DAL CENTRO. QUESTI DUE COMPORTAMENTI SI ELIDONO, DETERMINANDO IL FATTO CHE IL CAMPO ELETTRICO È COSTANTE IN OGNI PUNTO.

CONSIDERIAMO ORA UNA SUPERFICIE IRREGOLARE. LA CARICA NON DISTA UGUALE DA OGNI PUNTO DELLA SUPERFICIE.



VOGLIAMO DIMOSTRARE CHE ANCHE IN QUESTO CASO VALE IL TEOREMA DI GAUSS.
È UNA SUPERFICIE TRIDIMENSIONALE COSTITUITA DA PEZZI DI SFERA DI RAGGIO R_k.

$$\alpha_1+\alpha_2+\alpha_3+\alpha_4+\alpha_5 = 2\pi$$

I PEZZI CHE SONO I PROLUNGAMENTI SULLA DIREZIONE DEL RAGGIO, CONTRASSEGNATI CON ═══ NON CONTRIBUISCONO AL FLUSSO POICHÈ $\hat{n}$ E $\vec{E}$ SONO PERPENDICOLARI TRA LORO. TUTTI GLI ALTRI PEZZI CONTRIBUISCONO.

CONSIDERIAMO QUINDI IL FLUSSO USCENTE DALLA CALOTTA R_1. SE AVESSI TUTTA LA SFERA DI RAGGIO R_1:

$$\frac{q}{4\pi\varepsilon_0 R_1^2}\cdot 4\pi R_1^2 = \frac{q}{\varepsilon_0}$$

MA NON HO TUTTA LA SFERA DI RAGGIO R_1, PER CUI CONSIDERANDO LA PORZIONE CHE HO:

$$\frac{q}{4\pi\varepsilon_0 R_1^2}\cdot 4\pi R_1^2\cdot\frac{\alpha_1}{2\pi} = \frac{q}{\varepsilon_0}\cdot\frac{\alpha_1}{2\pi}$$

ANALOGAMENTE, IL FLUSSO PASSANTE ATTRAVERSO LA CALOTTA DI RAGGIO R_2:

$$\frac{q}{4\pi\varepsilon_0 R_2^2}\cdot 4\pi R_2^2\cdot\frac{\alpha_2}{2\pi} = \frac{q}{\varepsilon_0}\cdot\frac{\alpha_2}{2\pi}$$

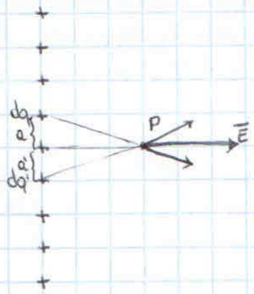
IN TOTALE, IL FLUSSO USCENTE TUTTA LA SUPERFICIE SARÀ:

$$\Phi(E) = \Phi_1+\Phi_2+\Phi_3+\Phi_4+\Phi_5 =$$

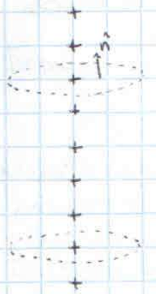
$$= \frac{q}{\varepsilon_0}\cdot\frac{\alpha_1}{2\pi}+\frac{q}{\varepsilon_0}\cdot\frac{\alpha_2}{2\pi}+\frac{q}{\varepsilon_0}\cdot\frac{\alpha_3}{2\pi}+\frac{q}{\varepsilon_0}\cdot\frac{\alpha_4}{2\pi}+\frac{q}{\varepsilon_0}\cdot\frac{\alpha_5}{2\pi} = \frac{q}{2\pi\varepsilon_0}(\alpha_1+\alpha_2+\alpha_3+\alpha_4+\alpha_5) = \frac{q}{\cancel{2\pi}\varepsilon_0}\cdot\cancel{2\pi} = \frac{q}{\varepsilon_0}$$

ANCHE QUESTA SUPERFICIE IRREGOLARE RISPETTA IL TEOREMA DI GAUSS.
SE HO A CHE FARE CON QUALSIASI SUPERFICIE, POSSO VEDERLA COME APPROSSIMATA DA TANTI PEZZETTINI INFINITESIMI, CON ANGOLO α E RAGGIO R SPECIFICO. QUINDI IL TEOREMA DI GAUSS VALE PER OGNI SUPERFICIE.

RIPRENDIAMO IN ESAME IL FILO DI CARICHE dq (INFINITO).



d = DISTANZA TRA P E IL FILO (d È PERPENDICOLARE AL FILO)
$a = a'$ $\quad dq = dq'$
ESSENDO λ LA DENSITÀ DI CARICA LUNGO IL FILO, ABBIAMO $dq = \lambda ds = dq'$
PER CAPIRE COME È FATTO IL CAMPO ELETTRICO NEL PUNTO P DOBBIAMO CONSIDERARE TUTTE LE CARICHE dq DISTRIBUITE LUNGO IL FILO.
SE PRENDIAMO IN ESAME LE DUE CARICHE dq E dq', QUESTE DISTANO UGUALE DA P E QUINDI CONTRIBUISCONO CON LA STESSA INTENSITÀ. IL CAMPO ELETTRICO GENERATO DA OGNUNA DELLE DUE CARICHE È QUINDI UGUALE. SEGUE CHE IL CAMPO ELETTRICO RISULTANTE PRENDENDO IN ESAME dq E dq' È PERPENDICOLARE AL FILO. QUESTO ACCADE PER QUALSIASI COPPIA DI CARICHE dq E dq' LUNGO IL FILO. DI CONSEGUENZA IL CAMPO ELETTRICO È NORMALE AL FILO. CIÒ VALE PER QUALSIASI PUNTO P PRESO ATTORNO AL FILO.
PRENDENDO I PUNTI ATTORNO AL FILO DISTANTI d MI ACCORGO CHE SI TRATTA DI UN PROBLEMA A SIMMETRIA CILINDRICA.



IL FILO È SEMPRE INFINITO. CONSIDERIAMO IL CILINDRO ASTRATTO GENERATO DAL CAMPO ELETTRICO IN DIMENSIONI FINITE.
d = RAGGIO DEL CILINDRO $\qquad$ H = ALTEZZA DEL CILINDRO
AVENDO IL VERSORE RIVOLTO VERSO L'ALTO, LA FACCIA SUPERIORE DEL CILINDRO NON CONTRIBUISCE (IL VETTORE $\bar{E}$ È RIVOLTO VERSO DESTRA O SINISTRA). SOLO LA SUPERFICIE LATERALE CONTRIBUISCE.
IL FLUSSO SARÀ QUINDI:

$$\underbrace{\phi_c(E) = \oint_{S_c} \bar{E}\,\hat{n}\,dS}_{\text{SUPERFICIE CILINDRO TOTALE}} = \underbrace{\oint_{S_L} \bar{E}\,\hat{n}\,dS}_{\text{SUPERFICIE LATERALE}} = \underbrace{E}_{\text{COSTANTE}} \underbrace{\oint_{S_L} dS}_{\text{AREA LATERALE (RETTANGOLO)}} = E \cdot 2\pi d H$$

RICORDANDO GAUSS:

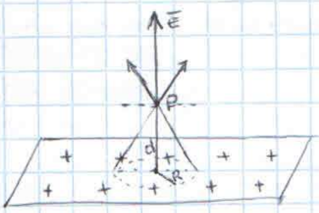
$$\phi_c(\bar{E}) = \frac{q_{int}}{\varepsilon_0} = \frac{\lambda H}{\varepsilon_0}$$

(q_{int} È TUTTA LA CARICA CONTENUTA NEL CILINDRO, CIOÈ DENSITÀ × ALTEZZA)

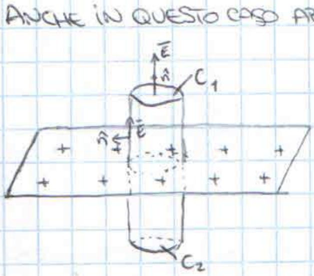
PER CUI VALE:

$$\frac{\lambda H}{\varepsilon_0} = E \cdot 2\pi d H \quad \Rightarrow \quad E = \frac{\lambda}{\varepsilon_0 2\pi d}$$

SUPERFICIE INFINITA DI CARICHE.



SIA σ LA DENSITÀ DI CARICA SUPERFICIALE: $\sigma = \frac{C}{m^2}$
P DISTA d DAL PIANO
CONSIDERO UN INSIEME DI CARICHE SUL PIANO CHE DISTANO R DAL CENTRO (OVVERO DALLA PROIEZIONE NORMALE DI P SUL PIANO), OVVERO UNA CORONA CIRCOLARE. VIENE QUINDI GENERATO UN CONO. TUTTE LE CARICHE LUNGO LA CORONA CIRCOLARE DETERMINANO UN CAMPO ELETTRICO PERPENDICOLARE AL PIANO.
TUTTO QUESTO VALE PER TUTTI I PUNTI P CHE DISTANO d DAL PIANO: IL MODULO DEL CAMPO ELETTRICO NON CAMBIA.
ANCHE IN QUESTO CASO ABBIAMO SIMMETRIA CILINDRICA.



LUNGO LE PARETI LATERALI DEL CILINDRO IL ~~CAMPO~~ FLUSSO ELETTRICO È 0 POICHÈ IL VERSORE E $\bar{E}$ SONO PERPENDICOLARI. QUELLO CHE CONTRIBUISCE È L'INSIEME DEI PUNTI ADDENSATI SULLE DUE BASI. IL FLUSSO SARÀ QUINDI:

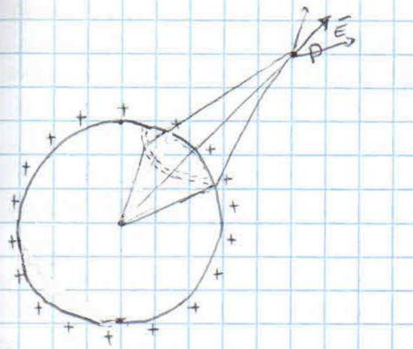
$$\phi(\bar{E}) = \oint_{C} \bar{E}\,\hat{n}\,dS = \oint_{SC_1} \bar{E}\,\hat{n}\,dS_1 + \oint_{SC_2} \bar{E}\,\hat{n}\,dS_2 = E\int_{SC_1} dS + E\int_{SC_2} dS = 2\pi R^2 E$$

UGUAGLIANDO CON L'ENUNCIATO DI GAUSS $\phi(\bar{E}) = q_{int}/\varepsilon_0$:

$$2\pi R^2 E = \frac{q_{int}}{\varepsilon_0} = \frac{\sigma \pi R^2}{\varepsilon_0} \quad \Rightarrow \quad E = \frac{\sigma}{2\varepsilon_0}$$

IL CAMPO ELETTRICO È COSTANTE IN OGNI PUNTO DELLO SPAZIO: NON DIPENDE DALLA DISTANZA.

DISTRIBUZIONE SFERICA DI CARICHE (LUNGO LA SUPERFICIE DELLA SFERA)



DENSITÀ DI CARICA $\sigma = \frac{C}{m^2}$ IL PUNTO P DISTA R' DAL CENTRO DELLA SFERA ~~.~~ STESSA

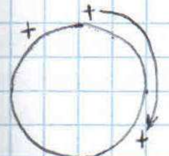
CONSIDERO LE CARICHE SULLA SFERA ALLA DISTANZA DA P (RAFFIGURATE CON LE LINEE TRATTEGGIATE) PER VALUTARE IL CAMPO ELETTRICO.
PRENDENDO LE CARICHE A COPPIE LUNGO LA CORONA CIRCOLARE, QUESTE GENERANO CAMPO ELETTRICO UGUALE IN MODULO SUL PUNTO P. IL RISULTATO È UN CAMPO ELETTRICO SULLA STESSA DIREZIONE DEL RAGGIO DELLA SFERA PASSANTE PER IL PUNTO P (DIREZIONE DI R').
QUESTA OSSERVAZIONE VALE PER OGNI CORONA CIRCOLARE PRESA SULLA SFERA E PER OGNI PUNTO P. LA SIMMETRIA È QUINDI DI TIPO SFERICO, PASSANTE PER TUTTI I PUNTI P AD UNA STESSA DISTANZA R' DAL CENTRO DELLE SFERE DI CARICHE. IN QUESTA SFERA DI SIMMETRIA IL CAMPO ELETTRICO È COSTANTE (RADIALE).

$$\phi(\vec{E}) = \oint_S \vec{E}\,\hat{n}\,dS = E \oint_S dS = E 4\pi R'^2 \qquad \left(\text{EQUIVALENTE A } \frac{q_{int}}{\varepsilon_0} \text{ PER GAUSS}\right)$$

$$E 4\pi R'^2 = \frac{q_{int}}{\varepsilon_0} = \frac{\sigma 4\pi R^2}{\varepsilon_0} \Rightarrow E = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0 R'^2}$$

NOTIAMO CHE $\sigma 4\pi R^2$ È LA CARICA SU TUTTA LA SUPERFICIE DELLA SFERA. MA QUESTA EQUIVALE A q_{int}: CIÒ VUOL DIRE CHE IL CAMPO ELETTRICO GENERATO DALLA DISTRIBUZIONE SFERICA DI CARICA È UGUALE AL CAMPO ELETTRICO GENERATO NELLA SITUAZIONE IN CUI TUTTE LE CARICHE SONO CONCENTRATE AL CENTRO DELLA SFERA.

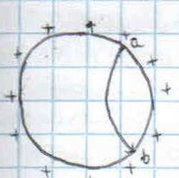
UN CONDUTTORE ELETTRICO È UN MATERIALE IN CUI LA CARICA PUÒ MUOVERSI LIBERAMENTE. SE SU UN CONDUTTORE ELETTRICO C'È UN ECCESSO DI CARICHE, QUESTE CARICHE SI DISPONGONO SULLA SUPERFICIE. PRENDIAMO IN ESAME UNA SFERA, DOVE CI SONO PIÙ CARICHE CONCORDI. LE CARICHE CONCORDI TENDONO A RESPINGERSI E QUINDI POSIZIONARSI IL PIÙ DISTANTE POSSIBILI. LA MAGGIORE DISTANZA FRA DUE CARICHE CONCORDI SI OTTIENE NEL CASO IN CUI QUESTE SI DISPONGONO SULLA SUPERFICIE DELLA SFERA.



LA CONSEGUENZA DI CIÒ È CHE IN OGNI PUNTO ALL'INTERNO DEL CONDUTTORE IL CAMPO ELETTRICO È NULLO. INOLTRE LA SUPERFICIE È COMPOSTA DA PUNTI CHE SONO TUTTI ALLA STESSA DIFFERENZA DI POTENZIALE:

$$V = -\int \vec{E} \cdot d\vec{s}$$

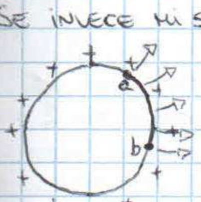
INFATTI SE MI MUOVO TRA QUALUNQUE DUE PUNTI DELLA SUPERFICIE, POTRÒ SEMPRE MUOVERMI ATTRAVERSO UN CAMMINO CHE PASSA DENTRO LA SFERA CONDUTTRICE. IN TUTTI I PUNTI DI QUESTO CAMMINO IL CAMPO È 0.



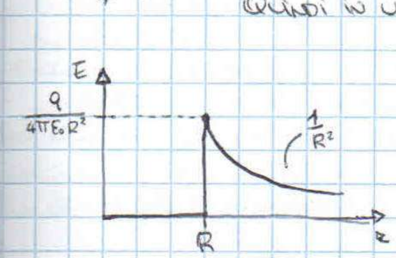
$$\Delta V_{ab} = -\int \vec{E} \cdot ds = 0$$

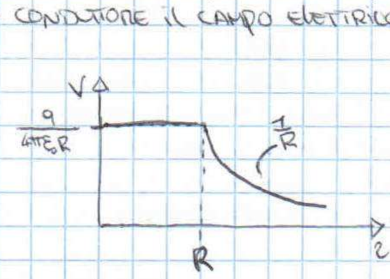
DI CONSEGUENZA TUTTI I PUNTI SULLA SUPERFICIE DI UN CONDUTTORE SONO EQUIPOTENZIALI.

SE INVECE MI SPOSTO DA a A b LUNGO LA SUPERFICIE E NON PASSANDO PER L'INTERNO DEL CONDUTTORE IL RISULTATO DEVE ESSERE LO STESSO $\Delta V_{ab} = 0$. MENTRE ALL'INTERNO DEL CONDUTTORE IL CAMPO È 0, SULLA SUPERFICIE IL CAMPO ELETTRICO È PERPENDICOLARE ALLA SUPERFICIE.



PUÒ ESISTERE ALLORA UN CAMPO ELETTRICO $\neq 0$ LUNGO LA SUPERFICIE DEL CONDUTTORE CHE VA DA a A b TALE PER CUI $\int \vec{E} \cdot d\vec{s}$ VALE ANCORA 0? L'UNICO CASO CHE SODDISFA QUESTE CONDIZIONI È QUELLO IN CUI IL CAMPO ELETTRICO È NORMALE RISPETTO ALLA SUPERFICIE.
QUINDI IN UN CONDUTTORE IL CAMPO ELETTRICO È SEMPRE NORMALE ALLA SUPERFICIE.





$$V = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0 R} \Rightarrow \begin{array}{l} \text{SE } 2q \Rightarrow 2V \\ \text{SE } 3q \Rightarrow 3V \\ \dots \end{array}$$

PROPORZIONALITÀ DIRETTA TRA QUANTITÀ DI CARICA E TENSIONE SULLA SUPERFICIE SFERICA. GENERALMENTE È VERO PER OGNI MATERIALE CONDUTTORE.

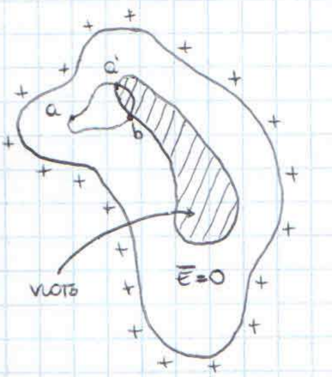
La costante di proporzionalità tra carica elettrica e tensione è detta capacità elettrica:

$q = C \cdot V$
↳ capacità elettrica

Se un oggetto ha una grande capacità elettrica, a parità di carica, determina una tensione più bassa. Quindi mi basta poca tensione per avere una certa carica.

La capacità elettrica è misurata in Farad (F).
Nel caso di una sfera la capacità è $C = 4\pi\varepsilon_0 R \simeq 10^{-10} R$. Per avere 1F bisognerebbe avere una sfera con un raggio di 10^{10} m.

Conduttore cavo: abbiamo una certa carica q al suo interno. Come si distribuisce?



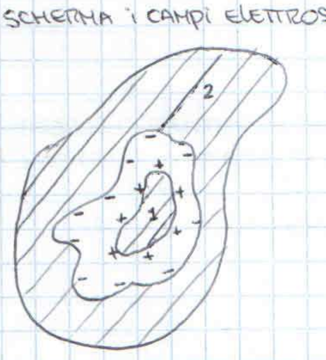
Il conduttore, in quanto tale, permette alle cariche di muoversi. Queste tendono a disporsi sulla superficie del materiale. Però il conduttore ha due superfici poiché cavo.
Sicuramente non c'è carica all'interno del conduttore. Quindi nel conduttore il campo magnetico dovrà essere nullo.

Ipotizziamo che ci sia carica sulla superficie interna. Questo vuol dire che nella cavità il campo elettrico è diverso da 0. Consideriamo quindi il percorso aa'b che parte dal conduttore e passa per la zona "vuota". Essendo il campo elettrostatico di natura conservativa, deve valere:

$$\oint E \cdot d\bar{s} = 0 = \int_a^{a'} E \cdot d\bar{s} + \int_{a'}^{b} E \cdot d\bar{s} + \int_b^{a} E \cdot d\bar{s}$$

Siccome il percorso attraverso il conduttore vede E=0, ciò equivale a $\int_{a'}^{b} E \cdot d\bar{s} = 0$. Indipendentemente da dove si trovano a' e b' lungo la superficie interna, questo può accadere solo se il campo nella zona cava del conduttore è 0. Questo vuol dire che non possono esserci cariche sulla superficie interna. Allora la carica si distribuisce esclusivamente lungo la superficie esterna: altrove non ci sono cariche ed il campo è 0.

Quello preso in esame è un oggetto completamente chiuso (metallico). Analogamente, se ho una scatola metallica chiusa, al suo interno il campo deve essere 0. È una gabbia di Faraday, ovvero qualcosa che scherma i campi elettrostatici.



In questo caso abbiamo due conduttori (denotati dalle linee diagonali) uno dentro l'altro e tra cui c'è una cavità.
Supponiamo che inizialmente il conduttore 2 sia neutro mentre il conduttore 1 sia carico positivamente: abbiamo quindi le cariche disposte lungo la superficie del corpo 1. In questa situazione all'interno del conduttore 2 il campo elettrico è nullo. Questo vuol dire che, se indichiamo con Σ tutta la zona compresa nel conduttore 2 (chiusa), il flusso attraverso Σ è nullo poiché passa attraverso punti dove il campo elettrico è esclusivamente zero:

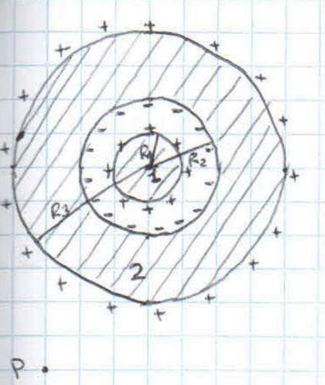
$$\Phi_\Sigma(E) = 0 = \frac{q_{int}}{\varepsilon_0}$$

Questo vuol dire che la carica interna deve essere nulla. Affinché valga ciò bisogna avere una carica negativa sulla superficie interna del conduttore 2 per equilibrare quella positiva presente sulla superficie 1.
Ma il fatto che sulla superficie interna del conduttore 2 compaiano cariche negative implica che su quella esterna ne compaia una uguale ed opposta poiché tale conduttore era inizialmente neutro.

In sintesi, pur non essendoci contatto tra 1 e 2, avendo inizialmente 1 carico e 2 neutro, sulla superficie esterna del conduttore 2 compare la stessa carica q presente sulla superficie del corpo 1.
È un fenomeno di induzione elettrica completa, che vede un campo elettrico non nullo nel vuoto che va dalle cariche positive a quelle negative.
Il sistema descritto è un condensatore a induzione completa in grado di fungere da serbatoio di energia.

LA CAPACITÀ ELETTRICA DI UN MATERIALE È FUNZIONE DELLA FORMA. $q = C \cdot \Delta V$

PRENDIAMO IL CASO DI UN CONDENSATORE SFERICO COMPOSTO DA DUE CONDUTTORI UNO DENTRO L'ALTRO SEPARATI DA UNO SPAZIO VUOTO. LA COSA IMPORTANTE DEL CONDENSATORE È LA PRESENZA DI UN CAMPO TRA IL CONDUTTORE 1 E IL CONDUTTORE 2, L'UNICA ZONA IN CUI È PRESENTE CAMPO ELETTRICO. CI SARÀ QUINDI ANCHE UNA CERTA DIFFERENZA DI POTENZIALE TRA LE DUE SUPERFICI.



A SECONDA DELLA FORMA ABBIAMO CONDENSATORI DIVERSI E CON UNA PRECISA CAPACITÀ ELETTRICA.

NEL NOSTRO CASO ABBIAMO TRE SFERE CARICHE, NELL'ORDINE A PARTIRE DAL CENTRO POSITIVA, NEGATIVA E POSITIVA.

POSSIAMO DISTINGUERE 4 ZONE:

$0 \leq r < R_1$ — r = COORDINATA RADIALE

$R_1 \leq r < R_2$

$R_2 \leq r < R_3$

$R_3 \leq r$

PRIMA ZONA: $0 \leq r < R_1$

$$E = 0 + 0 + 0 = 0$$

SONO DENTRO IL CONDUTTORE 1, 2, 3. ALL'INTERNO DI UN CONDUTTORE IL CAMPO ELETTRICO È NULLO.

$$V = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0 R_1} - \frac{q}{4\pi\varepsilon_0 R_2} + \frac{q}{4\pi\varepsilon_0 R_3} \quad \text{(COSTANTE)}$$

SI SOMMANO I CONTRIBUTI DERIVANTI DALLE TRE CARICHE POICHÈ SIAMO ALL'INTERNO DI TUTTE E TRE.

SECONDA ZONA: $R_1 \leq r < R_2$

$$E = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0 R^2} + 0 + 0 = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0 R^2}$$

NON È COSTANTE POICHÈ, PUR RESTANDO ENTRO IL LIMITE $R_1 \leq r \leq R_2$, IL VALORE R CAMBIA.

$$V = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0 R} - \frac{q}{4\pi\varepsilon_0 R_2} + \frac{q}{4\pi\varepsilon_0 R_3}$$

SE IL CAMPO NON È COSTANTE ALLORA NON LO È NEMMENO LA DIFFERENZA DI POTENZIALE. INFATTI R È VARIABILE.

TERZA ZONA: $R_2 \leq r < R_3$

$$E = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0 R^2} - \frac{q}{4\pi\varepsilon_0 R^2} + 0 = 0$$

$$V = \cancel{\frac{q}{4\pi\varepsilon_0 R}} - \cancel{\frac{q}{4\pi\varepsilon_0 R}} + \frac{q}{4\pi\varepsilon_0 R_3} = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0 R_3}$$

QUARTA ZONA: $R_3 \leq r$

$$E = \cancel{\frac{q}{4\pi\varepsilon_0 R^2}} - \cancel{\frac{q}{4\pi\varepsilon_0 R^2}} + \frac{q}{4\pi\varepsilon_0 R^2} = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0 R^2}$$

$$V = \cancel{\frac{q}{4\pi\varepsilon_0 R}} - \cancel{\frac{q}{4\pi\varepsilon_0 R}} + \frac{q}{4\pi\varepsilon_0 R} = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0 R}$$

È UN SISTEMA A COMPLETA INDUZIONE: PER OGNI CARICA POSITIVA SUL CONDUTTORE 1 C'È UNA CARICA NEGATIVA SUL CONDUTTORE 2. QUESTO VUOL DIRE CHE ALL'INTERNO DEL SISTEMA LE LINEE DI CAMPO SONO TUTTE COMPRESE TRA IL CONDUTTORE 1 E IL CONDUTTORE 2. CALCOLIAMO QUINDI LA DIFFERENZA DI POTENZIALE TRA R_1 E R_2:

$$V(R_1) - V(R_2) = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0 R_1} - \frac{q}{4\pi\varepsilon_0 R_2} + \frac{q}{4\pi\varepsilon_0 R_3} - \frac{q}{4\pi\varepsilon_0 R_3} =$$

(EQUIVALE A D.D.P. TRA ZONA 1 E ZONA 3)

$$= \frac{q}{4\pi\varepsilon_0}\left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} + \cancel{\frac{1}{R_3}} - \cancel{\frac{1}{R_3}}\right) = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0}\left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2}\right) = \Delta V$$

QUESTO VUOL DIRE CHE TRA LE ARMATURE DEL CONDUTTORE 1 E DEL CONDUTTORE 2 C'È UNA TENSIONE COSTANTE. POSSO ANCHE SCRIVERE DIVERSAMENTE:

$$q = \frac{4\pi\varepsilon_0}{\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2}} \Delta V$$

RICORDANDO CHE $C = q/V$ ABBIAMO:

CAPACITÀ ELETTRICA

$$C = \frac{4\pi\varepsilon_0}{\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2}}$$

⇐ CAPACITÀ ELETTRICA DI UN CONDENSATORE SFERICO

DUNQUE, UNA VOLTA ASSEGNATE LE DISTANZE R_1 E R_2 AL CONDENSATORE, LA CAPACITÀ È DEFINITA. SOLO AUMENTANDO LA CARICA AUMENTA LA TENSIONE.

OLTRE A QUELLO SFERICO, ESISTONO CONDENSATORI CON ALTRE FORME (AD ESEMPIO CILINDRICO). QUELLO PIÙ USATO È IL CONDENSATORE A FACCE PIANE.