



Corso Luigi Einaudi, 55 - Torino

Appunti universitari

Tesi di laurea

Cartoleria e cancelleria

Stampa file e fotocopie

Print on demand

Rilegature

NUMERO : 402

DATA : 02/11/2012

A P P U N T I

STUDENTE : Tabasso

MATERIA : Fisica II

Prof. Mussino

Il presente lavoro nasce dall'impegno dell'autore ed è distribuito in accordo con il Centro Appunti.

Tutti i diritti sono riservati. È vietata qualsiasi riproduzione, copia totale o parziale, dei contenuti inseriti nel presente volume, ivi inclusa la memorizzazione, rielaborazione, diffusione o distribuzione dei contenuti stessi mediante qualunque supporto magnetico o cartaceo, piattaforma tecnologica o rete telematica, senza previa autorizzazione scritta dell'autore.

**ATTENZIONE: QUESTI APPUNTI SONO FATTI DA STUDENTIE NON SONO STATI VISIONATI DAL DOCENTE.
IL NOME DEL PROFESSORE, SERVE SOLO PER IDENTIFICARE IL CORSO.**

FISICA 2

◦ Elettizzazione x strofina

↳ corpi strofinati si respingono/attraggono → dovuto a forze elettriche → fenomeni elettrici

↳ corpi elettrizzati

◦ Interazione tra corpi elettrizzati → Forze causate da q, p⁺, e⁻ persistenti che subiscono rilocazione

CONDUTTORI
non mantengono stato eletta.
hanno cariche libere
⇒ facilmente rilocate
(Metallici: cariche libere e perfetti)

ISOLANTI o DIELETTRICI
No cariche libere ⇒ rilocazione in lungo tempo

↳ $F_c \sim 10^{39} F_g$

↳ short range intensità +
↳ long range intensità -

◦ All'inizio difficile proprio cariche ex, perché nascosto dal gravità (q → short range intensità +, s → long range intensità -)

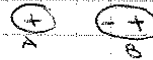
◦ $q = \pm n \cdot e = \pm n \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$

◦ Raggio atomico = $R \sim R_0 \sqrt{A}$, $R_0 = 1,5 \cdot 10^{-15} \text{ m}$, $A = N + Z$
Volume atomico: spazio in cui si muove e⁻ $p, n \sim 10^{-15} \text{ m}$, $e \sim 10^{-14} \text{ m}$
↳ FERMI

◦ In spazio vuoto $\sum q = \text{cost}$

◦ INDUZIONE ELETTROSTATICA: se avviciniamo corpo elettrizzato (A) a corpo neutro (B), su B si presenta q⁺ distribuzione di cariche.

Allontanando i corpi, B torna neutro.



LEGGE DI COULOMB

$\vec{F}_c = k \frac{q_1 q_2}{r^2} \vec{u}$; $\frac{1}{4\pi \epsilon_0 \epsilon_r} \frac{q_1 q_2}{r^2} \vec{u}$

↳ Coulomb $f_c = |k C^2| = |k A \cdot A|$

hanno valore di cariche microscopiche di materiale

cost DIELETTRICA NEL VUOTO

cost DIELETTRICA DEL MATERIALE

↳ Direz. passante per le due cariche
↳ distanza tra le cariche

↳ segno dipende da segno due cariche
↳ uguale ⇒ respingono
↳ diverso ⇒ attraggono

↳ l'esponente determinato sperimentalmente dal Coulomb

$k = 9 \cdot 10^9 \frac{\text{N} \cdot \text{m}^2}{\text{C}^2}$

$\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\text{F}}{\text{m}}$

↳ e FORZA CENTRALE (⇒ conservativa) ⇒ (x dipende da distanza)

◦ cariche non puntiformi ⇒ CENTRO DI MASSA (possiamo considerare comportamento punto con Mtot come comp. di corpo)

CAMPO ELETTROSTATICO

$E_0 = \frac{F_c}{q} = \frac{1}{4\pi \epsilon_0} \frac{q_0}{r^2} \vec{u}_r$

↳ SORGENTE

◦ Sorgente non esercita campo su se stesso
◦ Carica complice non necessaria x esistenza campo

◦ LINEE DI CAMPO: linee sempre tog a campo
◦ carica produce perturbazione in spazio attorno non si incrociano mai, tranne che nello sorgente

↳ dove E ↑ linee di campo + fitte
se spostamento // l dc ⇒ $\vec{E} \times d\vec{l} = 0$

↳ $[\vec{E}] = \frac{[N]}{[C]}$

GRAVITA: $\vec{G} = -\gamma \frac{M}{r^2} \vec{u}_r$ $\vec{F} = -\gamma \frac{M_1 M_2}{r^2} \vec{u}_r$ $\vec{F} = M \vec{G}$

ELETR: $\vec{E} = k \frac{q}{r^2} \vec{u}_r$ $\vec{F} = k \frac{q_1 q_2}{r^2} \vec{u}_r$ $\vec{F} = q \vec{E}$

↳ $\frac{dx}{E_x} = \frac{dy}{E_y} = \frac{dz}{E_z}$

Distribuzione lineare di cariche

$dq = \lambda dy$ genera in P $E_0 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\lambda dy}{r^2}$ dove $x^2 = x^2 + y^2$, $x = \frac{x}{\cos\theta} = \frac{y}{\sin\theta} \Rightarrow y = x \tan\theta$

considero i due dq simmetrici risp l'origine \Rightarrow sommo i contributi rimane componente lungo asse x

$\Rightarrow dE_{0x} = 2 dE_0 \cos\theta$

$\Rightarrow dE_{0x} = 2 \cdot \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \lambda \cdot \frac{\cos^2\theta}{x^2} \cdot x \cdot \cos\theta d\theta \Rightarrow E_{0x} = \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \lambda \int_0^{\pi/2} \cos^3\theta d\theta = 1$

Distribuzione circolare piana di cariche

$x^2 = x^2 + R^2$, $\cos\theta = \frac{x}{r}$

$dE_0 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\lambda dl}{r^2}$, $dE_{0x} = 2 dE_0 \cos\theta$

$= 2 \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\lambda dl}{x^2} \frac{x}{r} = \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \frac{\lambda dl}{x^3}$

$\Rightarrow E_{0x} = \int_{2\pi R} \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \frac{\lambda x dl}{x^3} = \frac{1}{\epsilon_0} \frac{\lambda x R}{(x^2 + R^2)^{3/2}}$

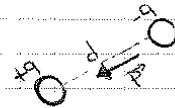
se $x \gg R$, $E_0 \sim \frac{1}{\epsilon_0} \frac{\lambda R}{x^2}$

sono valori limite: - ha i 1° e 4° quadranti
Ma il 4° l'hai già considerato + simmetri
quando $\theta = \frac{\pi}{2}$ di sicuro non incide
Piu' la distr. lin. inf. di cariche

DIPLO ELETTRICO

dipolo: sistema formato da cariche di modulo uguale e segno opposto a distanza fissa tra loro

MOMENTO di d.e. = $\vec{p} = q(\vec{B} - \vec{A}) = qd$ direz. = congiungente cariche distanza: $- \rightarrow +$



CAMPO

$E_+ = E_- = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r^2}$, $x^2 = x^2 + \frac{d^2}{4}$, $\Rightarrow E_{0x} = 2E \cos\theta$

$\cos\theta = \frac{d}{x}$, $\Rightarrow E_x = 2 \cdot \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{x^2} \frac{d}{x} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{p}{[x^2 + \frac{d^2}{4}]^{3/2}}$

\Rightarrow dal campo non si riesce a det. tra contributo q e d \Rightarrow prendo $x \gg d \Rightarrow E \sim \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{p}{x^3}$, $E = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{p}{[x^2 + \frac{d^2}{4}]^{3/2}}$

perche hanno isoposto

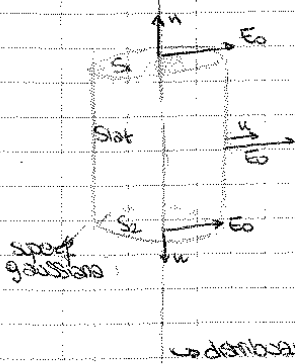
POTENZIALE

$V_{tot} = k\frac{q}{x_+} - k\frac{q}{x_-} = kq \left(\frac{1}{x_+} - \frac{1}{x_-} \right) = kq \left(\frac{r_- - r_+}{r_+ r_-} \right)$

$x \gg d \Rightarrow x_+ \approx x - \frac{d}{2} \cos\theta$, $x_- \approx x + \frac{d}{2} \cos\theta \Rightarrow V_{tot} = \frac{kq d \cos\theta}{x^2} = k \frac{\vec{p} \cdot \vec{u}_r}{r^2}$

Distribuzione lineare di cariche

$$\lambda = \frac{dq}{dl} = \text{cost}$$



$$d\vec{E}(\vec{r}) = d\vec{E}_1(\vec{r}) + d\vec{E}_2(\vec{r}) + d\vec{E}_{\text{slot}}(\vec{r}) = \frac{dq}{\epsilon_0}$$

$$\Rightarrow \int \lambda dl E_0 = \lambda \frac{dl}{\epsilon_0} \Rightarrow \vec{E} = \frac{\lambda}{2\pi\epsilon_0} \vec{u}$$

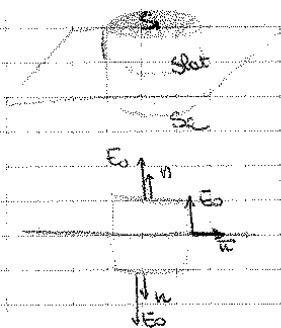
↳ distribuzione lineare

d. s. E_0 di

(L1)

Distribuzione piana di cariche

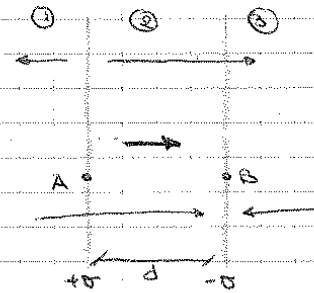
$$\sigma = \frac{dq}{dS} = \text{cost}$$



$$d\vec{E}(\vec{r}) = d\vec{E}_1(\vec{r}) + d\vec{E}_2(\vec{r}) + d\vec{E}_{\text{slot}}(\vec{r}) \Rightarrow \frac{dq}{\epsilon_0} = 2E_0 dS$$

$$\Rightarrow E = \frac{dq}{dS} \cdot \frac{1}{2\epsilon_0} \cdot \frac{1}{2\epsilon_0} \sigma$$

Doppia distribuzione di segno opposto



$$\vec{E}_0 = \vec{E}_+ + \vec{E}_- \quad \textcircled{1} \quad \vec{E}_+ = -\vec{E}_-$$

↳ hanno modulo uguale ma verso opposto

$$\Rightarrow \vec{E}_0 = 0$$

$$\textcircled{2} \quad \vec{E}_0 = 2\vec{E}_+ = 2 \cdot \frac{\sigma}{\epsilon_0} \cdot \frac{1}{2} \Rightarrow \vec{E}_0 = \frac{\sigma}{\epsilon_0} \vec{u}$$

↳ hanno modulo e verso uguale

$$V_A - V_B = \int_A^B \vec{E} \cdot d\vec{r} = E \int_A^B dl = E \cdot d = \frac{\sigma}{\epsilon_0} d$$

- campo uniforme in (2)
- $\vec{E} \parallel d\vec{r}$

(L2)

↳ se distribuzione lineare è finita cosa succede ai borderi?

-> discontinuità!

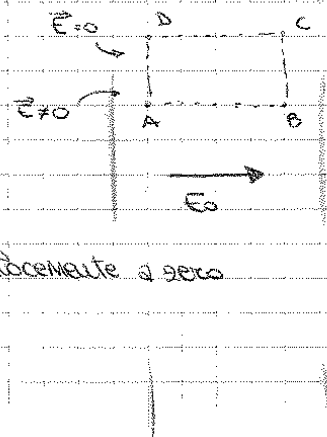
BC, DA infinitesimi => trascurabili

$$\int \vec{E} \cdot d\vec{r} = \int_A^B \vec{E} \cdot d\vec{r} + \int_B^C \vec{E} \cdot d\vec{r} + \int_C^D \vec{E} \cdot d\vec{r} + \int_D^A \vec{E} \cdot d\vec{r} = 0$$

↳ perché conservativo => CONTRADDIZIONE

$$= V_A - V_B \neq 0 \quad \downarrow \quad E=0 \Rightarrow \int_C^D = 0$$

↳ linee di campo tendono adiacentemente a zero



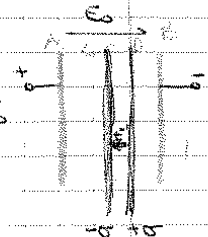
perché l'ho su la superficie
 $\sigma = \frac{q}{S}$
 $\vec{E}_0 = \frac{\sigma}{\epsilon_0} \vec{n}$

CONDENSATORE:

- cariche libere \rightarrow nel tecnico se $E \rightarrow$ nel di diecivo (metodi se perfetti)
 - $\sigma = \frac{dq}{dS}$, all'interno $E=0$, su sup $\vec{E}_0 = \vec{E}_N = \frac{\sigma}{\epsilon_0} \vec{n}$, $V_A = V_B$ V_A, B e corpo

- LASTRA CONDUTTRICE TRA LE ARMATURE

\hookrightarrow di spessore s \hookrightarrow a distanza d
 $\vec{E}_0 \Rightarrow$ induzione elettrostatica $\Rightarrow \pm \sigma$ su sup foglio dovuta a $\vec{F} = -e\vec{E}$, due $\vec{E}_1 \neq \vec{E}_0$
 \hookrightarrow qnd ind. tot $\vec{E}_1 = -\vec{E}_0$ e $\Delta V = E_0(d-s) < E_0 d = \Delta V_0$



- DIELETTRICO TRA ARMATURE

\downarrow
 10 cariche libere
 per ΔV diminuire cm
 \uparrow costante dielettrica positiva
 $\Delta V_0 = k_e > 1$
 ΔV_k
 dielettrico occupa lo spazio tra armature
 RELATIVA del materiale
 \hookrightarrow dipende da proprietà microscopiche mat. dielettr. lo dei geom

$\rightarrow \vec{E}_k = \frac{1}{k_e} \vec{E}_0$
 $\rightarrow \vec{E}_0 - \vec{E}_k = \vec{E}_0 - \frac{1}{k_e} \vec{E}_0 = \frac{k_e - 1}{k_e} \vec{E}_0 = \frac{1}{k_e} \vec{E}_0$

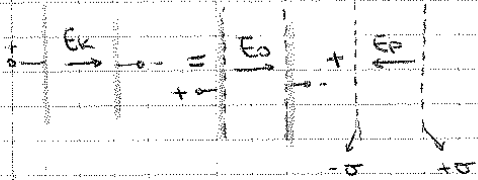
\hookrightarrow SUSCETTIVITA' ELETTRICA

$\Delta V_k = \frac{1}{k_e} \Delta V_0$
 $\hookrightarrow E_k = E_0 - \frac{k_e - 1}{k_e} E_0 = \frac{1}{k_e} E_0 = \frac{\sigma}{k_e \epsilon_0}$
 $\sigma_f = \frac{k_e - 1}{k_e} \sigma_0$

\Rightarrow POLARIZZAZIONE DEL DIELETTRICO

DENSITA' SUPERFICIALE DEL DIELETTRICO a contatto con le armature
 \hookrightarrow cariche non libere
 \hookrightarrow DEFORMAZIONE elettrica distrib. di cariche

$\vec{E}_k = \vec{E}_0 - \vec{E}_p$



- CAPACITA'

costante dielettrica ASSOLUTA

$C_k = \frac{q}{\Delta V_k} = \frac{q \cdot k_e}{\Delta V_0} = k_e \cdot C_0 = \frac{k_e \epsilon_0 S}{d}$
 $\epsilon = \epsilon_0 k_e$

INDUZIONE DIELETTRICA

In W_S esistono cariche libere q_p e diel. polarizzate con q_p
 ↳ campo conservativo ↳ non è detto sia conservativo

$$\oint_S \vec{E} \cdot \vec{n} dS = \frac{1}{\epsilon_0} (q_p + q_p) = \frac{1}{\epsilon_0} \iiint_{W_S} (\rho_p + \rho_p) dW \rightarrow \epsilon_0 \iiint_{W_S} \text{div} \vec{E} dW = \iiint_{W_S} (\rho_p + \rho_p) dW \rightarrow \text{div} \epsilon_0 \vec{E} = \rho_p + \rho_p$$

poiché $\rho_p = -\text{div} \vec{P}$

$$\text{div}(\epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}) = \rho_p \quad \text{INDUZIONE DIELETTRICA: } \vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}$$

$$\text{div} \vec{D} = \rho_p \quad \text{dielettrico} \quad \text{div} \vec{E} = \frac{\rho_p}{\epsilon_0} \quad \text{vuoto}$$

In dielettrici lineari: $\vec{P} = \epsilon_0 (k_e - 1) \vec{E} \rightarrow \vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \epsilon_0 k_e \vec{E} - \epsilon_0 \vec{E} \rightarrow \vec{D} = \epsilon_0 k_e \vec{E} = \epsilon \vec{E}$

ENERGIA

vuoto: $U_e = \frac{1}{2} \epsilon_0 E^2 W = L_e$ ↳ lavoro x caricare condensatore nel vuoto $k_e = 1 \rightarrow \vec{D} = \epsilon_0 \vec{E}$

dielettrico: $U_e = \frac{1}{2} \epsilon E^2 W = L_e'$

$$L_e' - L_e = \frac{1}{2} E^2 W (\epsilon - \epsilon_0) = \frac{1}{2} E^2 W \epsilon_0 (k_e - 1) = L \quad \text{↳ lavoro fornito x polarizzare dielettrico}$$

CONDUTTORI - CARICAZIONE - TENSIONE

Metalli → portatori cariche libere = elettroni periferici → si muovono di moto casuale in ret. cristallino
 → vortano in positivo ↳ con vel. tecnica v_e dove $\langle v_e \rangle = 0$
 ↳ tra gli vort. percorre traiettoria = insieme segmenti rettilinei lunghi l_m = distanza libera media
 percorsi in $t_m = \frac{l_m}{v_e}$
 TEMPO LIBERO MEDIO ↳ nel vuoto

Quando viene applicato $\vec{E} \Rightarrow \vec{F} = q\vec{E} = m\vec{a} \Rightarrow \vec{a} = \frac{q}{m} \vec{E} = \frac{dv}{dt}$ ↳ velocità di deriva ↳ $\langle v_d \rangle \neq 0$

$$\Rightarrow v = \vec{v}_i + \vec{v}_d$$

↳ $q > 0$ // E concetti
 $q < 0$: discorsi

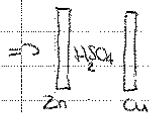
⇒ ogni e^- percorre traiettoria = arco di parabola (xk moto vario)

PILA DI VOLTA

↳ elettrodi Cu cede e^-
 $Zn, Cu \rightarrow$ due conduttori con potenziali diversi $\rightarrow Zn$ acquista e^-
 messi in contatto \Rightarrow migrazione e^- (da pot. ↓ a pot. ↑) finché $\Delta V = 0 \rightarrow$ equilibrio elettrostatico

↳ FENOMENO TRANSIENTE ↳ qst fenomeno = CORRENTE ELETTRICA

↳ x mantenere più a lungo corrente deve mantenere $\Delta V \neq 0 \rightarrow$ GENERATORE di f.e.m. ↳ fornisce lavoro
 ↳ equilibrio dinamico

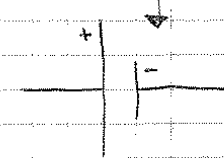


↳ campo generato → NON CONSERVATIVO $\Rightarrow \int_A^B \vec{E} \cdot d\vec{l}$ dipende dal percorso usato

$$\text{TENSIONE ELETTRICA} = \mathcal{V}_2 = \int_A^B \vec{E} \cdot d\vec{l}$$

$$\Rightarrow \oint \vec{E} \cdot d\vec{l} = \int_{A_1}^{B_1} \vec{E} \cdot d\vec{l} - \int_{A_2}^{B_2} \vec{E} \cdot d\vec{l} = \mathcal{V}_1 - \mathcal{V}_2 \neq 0 \quad \text{↳ FORZA ELETTRICATRICE} = \vec{E} = \vec{\mathcal{E}} = \vec{\mathcal{D}}$$

$$\vec{\mathcal{E}}_{TOT} = N \Delta V \quad \text{↳ uguale x ogni coppia}$$

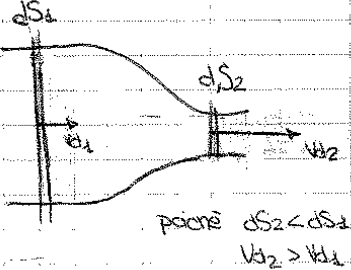
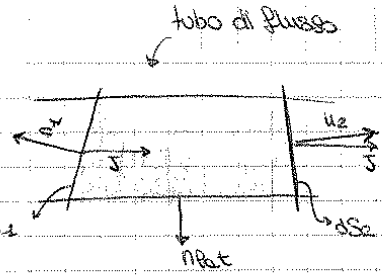


CASO STAZIONARIO

$\rho = \text{cost}$
 $\text{div } \vec{j} = 0 \Rightarrow \vec{j}$ solenoidale \Rightarrow perché $\rho = \text{cost}$

$\oint \vec{j} \cdot d\vec{S} = \vec{j} \cdot \vec{n}_1 dS_1 + \vec{j} \cdot \vec{n}_2 dS_2 + \vec{j} \cdot \vec{n}_3 dS_3 = 0$

$\Rightarrow \vec{j} \cdot \vec{n}_1 dS_1 = \vec{j} \cdot \vec{n}_2 dS_2$
 CORRENTE ENTRANTE \hookrightarrow CORRENTE USCENTE
 \Rightarrow no variazioni temporali di carica
 \hookrightarrow carica cost., corrente può variare



$\hookrightarrow \frac{dS_1}{dS_2} = \frac{v_2}{v_1} \rightarrow$ MV proporzionali
 $\hookrightarrow \int v \cdot dS_1 \cdot v_1 dt = dW_1 = dW_2 = \int v \cdot dS_2 \cdot v_2 dt$

$\vec{F} = -e\vec{E} = M\vec{a} \Rightarrow \vec{a} = -\frac{e}{M}\vec{E} \rightarrow \vec{v} = v_d + v_t$ con v_d drift \rightarrow tra gli ulti percorso parabolico invece di rettilineo

* piccole distanze se no $M \neq \text{cost}$

$\vec{v}_{t+1} = \vec{v}_t + \vec{a} \tau = v_t - \frac{e}{M} \vec{E} \tau$

$\Rightarrow \langle v_{t+1} \rangle = \langle v_t \rangle + \langle -\frac{e}{M} \vec{E} \tau \rangle = -\frac{e}{M} \vec{E} \tau \sim v_d$

$\Rightarrow \vec{j} = -ne\vec{v}_d = -ne \left(-\frac{e}{M} \vec{E} \tau \right) = \frac{ne^2 \tau}{M} \vec{E}$

\hookrightarrow dopo un τ perde direz preferenziale ma lo riacquista subito grazie a \vec{E}
 \hookrightarrow effetto di \vec{E}

CONDUCIBILITÀ METALLO CONDUTTORE: $\sigma = \frac{ne^2 \tau}{M} \rightarrow \vec{j} = \sigma \vec{E}$

RESISTIVITÀ " " " $\rho = \frac{1}{\sigma} = \frac{M}{ne^2 \tau} \rightarrow \vec{E} = \rho \vec{j}$ LEGGE DI OHM

\hookrightarrow come abbiamo già visto \vec{E} coincide \vec{j} poiché $(\pm q)^2 = +q^2$

$\hookrightarrow \vec{v}_d = \frac{e}{M} \vec{E} \tau \rightarrow \vec{v}_d \cdot M = e\vec{E} \cdot \tau \rightarrow \vec{j} \cdot M = \vec{E} \cdot e\tau$
 quantità di moto impulso \Rightarrow QTA DI MOTO IMPULSO

EFFETTI TERMICI

$dL = \vec{F} \cdot d\vec{r} = -e\vec{E} \cdot \vec{v}_d dt = \vec{E} \cdot (-e\vec{v}_d) dt \rightarrow$ POTENZA $= \frac{dL}{dt} = -\vec{E} \cdot e\vec{v}_d$

Prova: $\vec{E} \cdot (-e\vec{v}_d) = \vec{E} \cdot \vec{j} = \rho j^2$

POTENZA DISSIPATA da e^- durante ulti con ret. resist. effetto

\hookrightarrow potenza dissipata in interno \Rightarrow temperatura \uparrow \Rightarrow scambio α con ambiente \Rightarrow effetto joule non eliminabile

In generatore \rightarrow processi di ossido riduzione: $\rightarrow Cu \rightarrow Cu^+$
 \rightarrow su intero campo elettromotore \vec{E}_{em}
 non conservativo

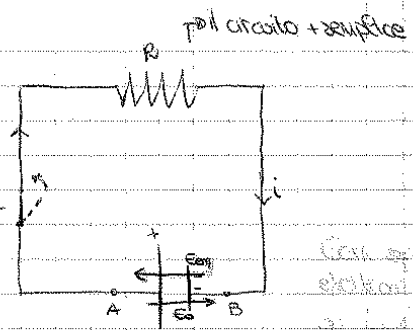
\rightarrow dentro a generatore
 $\Rightarrow \vec{E}_{tot} = \vec{E}_o + \vec{E}_{em}$

causato a cariche statiche

causato a reatt. chimiche

Fluo. generatore
 $E_{est} = E_o$

se e' aperto corrente non passa



Cariche statiche

...

...

...

$$\vec{Q} = \oint \vec{E} \cdot d\vec{e} = \int_{ext} \vec{E} \cdot d\vec{e} + \int_{int} \vec{E} \cdot d\vec{e} = \int_A^B \vec{E}_o \cdot d\vec{e} - \int_A^B \vec{E}_o \cdot d\vec{e} - \int_A^B \vec{E}_{em} \cdot d\vec{e} = \int_B^A \vec{E}_{em} \cdot d\vec{e} = \vec{Q}$$

Tensione da polo neg a polo pos

$$\vec{Q} = \oint (\vec{E}_{em} + \vec{E}_o) \cdot d\vec{e} = \oint (\vec{E}_{em} - \vec{E}_o) \cdot d\vec{e} > 0 \Rightarrow E_{em} > E_o$$

condizione affinché corrente circoli in circuito

Quando $E_{em} = E_o$ pila non funziona più (però si possono unire parti a more pile \Rightarrow SI RISPANNA!)

$$\vec{Q} = \rho \cdot \vec{E}_o = V$$

Ørsted, Ampère, Maxwell:

- cariche elettriche statiche non influenzano campo magnetico $\ddot{\cdot}$ → q statiche $\Rightarrow \vec{B}$
- " " " in moto " " " " → q in moto $\Rightarrow \vec{B}$
- campo magnetico influenza carica in moto → $\vec{B} \Rightarrow$ influenza \vec{v}
- " " " conduttore percorso da corrente → " " " → \vec{I}
- tra conduttori percorsi da corrente si esercitano interazioni elettrodinamiche dovute a \vec{B} generati da correnti
↳ conduttori \Rightarrow interazione
- Se in regione di spazio esiste campo magn. variabile nel tempo, è sempre associato a campo elettrico non conservativo e viceversa
↳ $B(t) \Rightarrow \vec{E}$ non conservativo
- Campo magnetico e campo elettrico variabili nel tempo associati \Rightarrow simultanea esistenza \Rightarrow CAMPO ELETTROMAGNETICO
↳ ogni cosa non può esistere senza l'altra
- ↳ $\vec{E}(t), \vec{B}(t) \Rightarrow$ CAMPO ELETTROMAGNETICO nello spazio

FORZA MAGNETICA DI LORENZ

$\vec{F}_L = q\vec{v} \times \vec{B} = qvB \sin\theta = M\vec{a}_n + M\vec{a}_t$

perché a
rispetto a
moto

$M\vec{a}_n = \frac{Mv^2}{\rho} = qvB \sin\theta \Rightarrow \rho = \frac{Mv}{qB \sin\theta}$
 $\vec{a}_t = \frac{dv}{dt} = 0$
 ↳ RAGGIO CURVATURA

- se $\vec{v} = 0 \Rightarrow \vec{F} = 0$ infatti \vec{B} muove su q statiche
- $F_L \perp$ al piano $\Rightarrow \vec{B}, \vec{v} \Rightarrow \vec{F} \perp \vec{B}$ e $\vec{F} \perp \vec{v}$
- $F_L \max$ se $v \perp B$, = 0 se $v \parallel B$
- $F_L = M\vec{a}_n$!

perché $|v|$ cost
↳ cost in modulo ma in direzione \Rightarrow tg a traiettoria

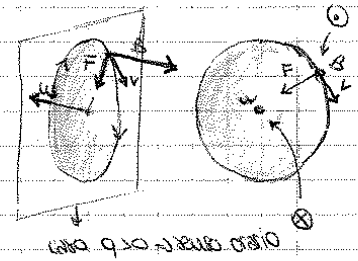
Se $\theta = \frac{\pi}{2}$ e M, v, q, B cost \Rightarrow q si muove lungo circonferenza
 con $\alpha = \frac{Mv}{qB}$

$L_{AB} = \int_A^B \vec{F}_L \cdot d\vec{e} = 0 \Rightarrow L = \frac{1}{2} M v_B^2 - \frac{1}{2} M v_A^2 = 0 \Rightarrow |v_A| = |v_B| \Rightarrow v$ cost in modulo!
 ↳ perché $F_L \perp v$ tg a traiettoria = $F_L \perp d\vec{e} \Rightarrow \cos = 0$

$\Rightarrow F_L$ forza centripeta

$v = \omega R \rightarrow \omega = \frac{v}{R} \quad v = \frac{qB}{m} \rightarrow \vec{\omega} = \frac{q\vec{B}}{m} \quad T = \frac{2\pi}{\omega} = \frac{2\pi m}{qB}$

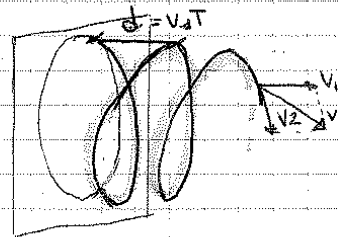
$q > 0$ senso orario
 $q < 0$ " antiorario



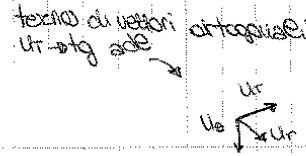
θ qualsiasi $\Rightarrow \vec{v} = \vec{v}_1 + \vec{v}_2 = v \cos\theta + v \sin\theta \Rightarrow$ moto elicoidale

caso $\theta = 0$ ← moto piano del piano della circonferenza
 ← moto piano circolare (questo verso per $\theta = \frac{\pi}{2}$)

nel tempo T (cioè questo circuito x percorrere circonferenza)
 piano si è spostato in avanti di $d = v_1 T = \frac{2\pi M v}{qB} \cos\theta$
 PASSO DELL'ELICA ←



000000

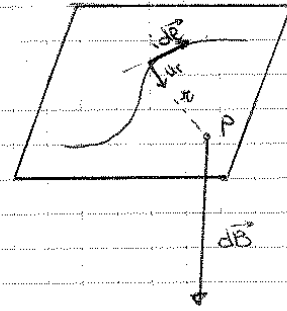


- Campo magnetico generato dai correnti:

o filo fogliato: percorso dati, giace su piano
 l'elemento $id\vec{e}$ genera \vec{B} in P generico a distanza r

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} i \frac{d\vec{e} \times \vec{ur}}{r^2}$$

coefficiente permeabilità magnetica nel vuoto
 ↳ dipende per microscopiazione mezzo in cui generato \vec{B}

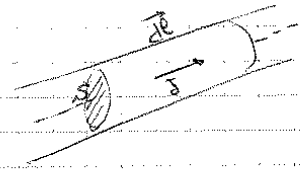


SECONDA EQUAZIONE DI LAPLACE

$$\Rightarrow d\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} i d\vec{e} \frac{\vec{u}_0}{r^2} \Rightarrow \vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} i \oint d\vec{e} \frac{\vec{u}_0}{r^2}$$

o filo filo fogliato: calibro $\alpha z = S$; $dW = S dl$; $i = \frac{S}{\rho}$

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \int S \frac{d\vec{e} \times \vec{ur}}{r^2} = \frac{\mu_0}{4\pi} dW \frac{\vec{j} \times \vec{ur}}{r^2} = \frac{\mu_0}{4\pi r^2} dW \vec{j} \times \vec{u}_0$$



$$\vec{B} = \int_W \frac{\mu_0 \vec{j} dW}{4\pi r^2} \vec{u}_0$$

\vec{j} concorde $d\vec{e}$

- Campo magnetico generato dai cariche in moto

in $dW = S dl$ ci sono $n \rightarrow \vec{j} = nqv\vec{u}$

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{dW}{r^2} (\vec{j} \times \vec{ur}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{q}{r^2} (\vec{v} \times \vec{ur}) = \vec{B}$$

$$\vec{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r^2} \vec{u}_0 \Rightarrow \vec{B} = \epsilon_0 \mu_0 (\vec{v} \times \vec{E})$$

nel detto caso $\epsilon_0 \mu_0 = \frac{1}{c^2}$

$$\vec{B} = \frac{1}{c^2} (\vec{v} \times \vec{E})$$

ESEMPLI

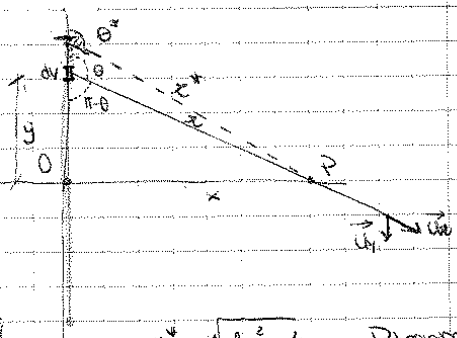
o filo conduttore lungo $2l_0$ percorso dai i cost

$id\vec{e}$ a distanza r da O genera in P $d\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} i \frac{d\vec{e} \times \vec{ur}}{r^2}$

dove $x = x_0 \sin(\pi - \theta) = x_0 \sin \theta \Rightarrow \frac{1}{x^2} = \frac{\sin^2 \theta}{x_0^2}$

$x = y \tan(\pi - \theta) = -y \tan \theta \Rightarrow y = -x \frac{\cos \theta}{\sin \theta} \Rightarrow dy = -\frac{x}{\sin^2 \theta} d\theta$

$$\Rightarrow d\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} i \frac{x}{x_0^2} d\theta \sin \theta \frac{\sin^2 \theta}{x^2} + \frac{\mu_0}{4\pi} i \sin \theta d\theta$$



$$\vec{B} = 2 \int_{\frac{\pi}{2}}^{\theta^*} \frac{\mu_0}{4\pi} i \sin \theta d\theta = \frac{\mu_0}{2\pi} i \cos \theta^* = \frac{\mu_0}{2\pi} i \frac{l_0}{x \sqrt{x^2 + l_0^2}} \vec{u}_0$$

$l^* = \sqrt{l_0^2 + x^2}$ per Pitagora
 $l_0 = x^* \cos \theta^*$

poche parte y_0 = parte $y \cos$

$\lim_{l_0 \rightarrow \infty} \vec{B} = \frac{\mu_0}{2\pi} \frac{i}{x} \vec{u}_0$ RELAZIONE DI BIOT-SAVARD

- Die conduttori perfetti complementari percorsi da i_1, i_2 aventi $i_1 dl_1, i_2 dl_2 //$ a distanza d tra loro

A generato in B
$$dB_1 = \frac{\mu_0}{4\pi} i_1 \frac{dl_1 \times \vec{r}_{12}}{d^2} \Rightarrow d\vec{F}_{12} = i_2 dl_2 \times dB_1 = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{i_1 i_2}{d^2} dl_2 \times (dl_1 \times \vec{r}_{12})$$

B " " A
$$dB_2 = \frac{\mu_0}{4\pi} i_2 \frac{dl_2 \times \vec{r}_{21}}{d^2} \Rightarrow d\vec{F}_{21} = i_1 dl_1 \times dB_2 = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{i_1 i_2}{d^2} dl_1 \times (dl_2 \times \vec{r}_{21})$$

ovvero $\vec{r}_{12} = -\vec{r}_{21}$

$$\Rightarrow dl_2 \times (dl_1 \times \vec{r}_{12}) = (dl_2 \cdot \vec{r}_{12}) dl_1 - (dl_2 \cdot dl_1) \vec{r}_{12} = -(dl_2 \cdot dl_1) \vec{r}_{12}$$

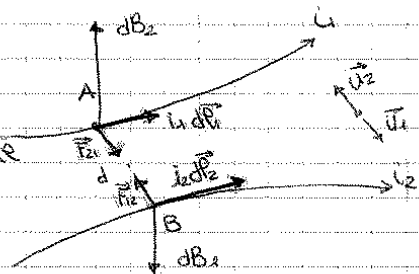
$$dl_1 \times (dl_2 \times \vec{r}_{21}) = (dl_1 \cdot \vec{r}_{21}) dl_2 - (dl_1 \cdot dl_2) \vec{r}_{21} = -(dl_1 \cdot dl_2) \vec{r}_{21}$$

$$\Rightarrow d\vec{F}_{12} = -d\vec{F}_{21} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{i_1 i_2}{d^2} (dl_1 \cdot dl_2) \vec{r}_{12}$$

 ↳ uguale modulo d'azione

→ se verso corrente \vec{r}_{12} e dl_1, dl_2 sono paralleli forze sono attrattive
 se verso corrente \vec{r}_{12} e dl_1, dl_2 sono antiparalleli forze sono repulsive

PRINCIPIO FONDAMENTALE



→ se sono paralleli per il righetto $l_0 \Rightarrow F_{12} = F_{21} = \frac{\mu_0}{2\pi} \frac{i_1 i_2 l_0}{d}$

→ FORZA AGENTE per unità di lunghezza

$$f = \frac{F}{l_0} = \frac{\mu_0}{2\pi} \frac{i_1 i_2}{d}$$

→ Definizione operativa AMPERE: corrente di 1A è corrente che fluendo in 2 conduttori // a dist. esat. unitaria) determina tra loro $f = \frac{\mu_0}{4\pi}$

→ TEOREMA DI AMPERE

- conduttore perfetto indefinito genero in punto a distanza x

$$\vec{B} = \frac{\mu_0}{2\pi} \frac{i}{x} \vec{u}_\theta$$

conserva B al variare di P
 lungo linea chiusa

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{s} = \oint B \cos\theta ds = \oint B ds = \oint B x d\theta = \frac{\mu_0}{2\pi} i \oint d\theta$$

proiezione del campo linea campo $\Rightarrow \perp x$

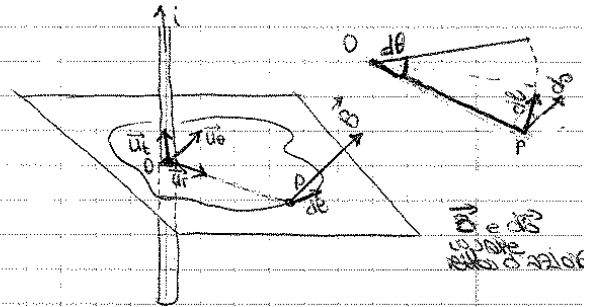
→ 1) LINEA CHIUSA CONCATENATA AL CONDUTTORE: (linea chiusa circondata interamente nel piano del conduttore)

$$\oint d\theta = 2\pi \Rightarrow \oint \vec{B} \cdot d\vec{s} = \mu_0 i$$
 ← TEOREMA DI AMPERE

se concatenato più conduttori $\rightarrow \oint \vec{B} \cdot d\vec{s} = \mu_0 \sum i_k$

2) LINEA CHIUSA NON CONCATENATA AL CONDUTTORE

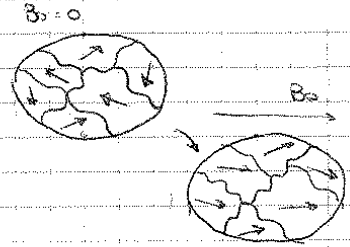
$$\oint d\theta = 0$$
 perché assume uguali val. positivi e negativi $\Rightarrow \oint \vec{B} \cdot d\vec{s} = 0$



PROPRIETÀ MAGNETICHE DELLA MATERIA : $\left. \begin{matrix} \text{ferromagnetico} \\ \text{diamagnetico} \\ \text{paramagnetico} \end{matrix} \right\} \text{interazione}$

o Ferromagnetici

- N. FeO Fe₂O₃
- presenza doppia polarità
- poli magnetici localizzati in aree circoscritte = domini di Weiss



$B_0 = 0 \Rightarrow \langle \vec{M} \rangle = 0 \Rightarrow \langle \vec{M} \rangle \parallel \vec{B}_0$ (circa)

$B_0 \neq 0 \Rightarrow \langle \vec{M} \rangle \neq 0$ $\langle \vec{M} \rangle$ allineati per non meccanico: $\vec{M} = \vec{M} \times \vec{B}_0$

pseudovettore $\vec{M} = -\vec{M} \cdot \vec{B}_0$

i domini di Weiss esiste \vec{M} già allineato si estendono su domini circostanti

\Rightarrow se B_0 cessa rimane magnetizzazione in parte, pochi \uparrow \Rightarrow processo irreversibile

(consecuo: memoria storica)

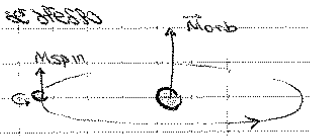
$\vec{M} \propto \frac{B_0}{T}$ (agitaz. termica) scambio allineamento

B_0 del magnete permanente allinea \vec{M}_k del ferro che \Rightarrow magnete

- \rightarrow mantiene a lungo stato magnetizzazione (salvo urti e ΔT)
- \rightarrow a $T >$ temperatura di Curie perde capacità di allineare \vec{M} lungo $B \Rightarrow \vec{M}$ disallineati \Rightarrow non è più magnete
- \Rightarrow Ferro (Fe), Cobalto (Co), Nichel (Ni), Gadolinio (Gd) \rightarrow ferromagnetici a Tamb
- \Rightarrow Paramagnetici: Tossici = Tamb
- \Rightarrow Diamagnetici: Tossici \downarrow \Rightarrow quasi non magnetizzabili

o se nucleo atomico molto \approx spine percorse da $i \Rightarrow \vec{M}_{orb} + \vec{M}_{spin}$

\rightarrow ferromagnetici M_{spin} allineati \times interazione di scambio? $\left(\begin{matrix} \text{poiché è dovuto ad stesso} \\ \text{spine} \end{matrix} \right)$



o solenoide avente n spire $\ll l_0$

$B_0 = \frac{N}{l_0} \mu_0 i = n \mu_0 i$

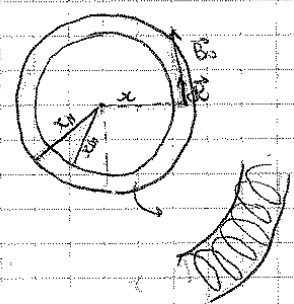
se solenoide curvato a giro (solenoidi toroidali) \Rightarrow considero $x = 0 \leq x \leq 2\pi R$

$\oint \vec{B} \cdot d\vec{e} = N \mu_0 i$

$\Rightarrow B \cdot 2\pi x = N \mu_0 i \Rightarrow B = \frac{N \mu_0 i}{2\pi x}$

$\oint \vec{B} \cdot d\vec{e} = B \int_0^{2\pi x} dr = B \cdot 2\pi x$

(spine sempre)



- se $2\pi R \gg x \gg 2\pi r \Rightarrow n = \frac{N}{2\pi x}$ (spire x unita di lunghezza)

- introducendo cilindro di materiale fra le spine $\rightarrow B_0$ genera magnetizzazione

$\Rightarrow \vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}_m$

\rightarrow PERMEABILITÀ MAGNETICA RELATIVA $\cdot K_M = \frac{B}{B_0}$

$\Rightarrow B = K_M B_0 = n K_M \mu_0 i = n \mu_0 i \Rightarrow M = K_M n \mu_0 i$ PERMEABILITÀ MAGNETICA ASSOLUTA

PERMEABILITÀ MAGNETICA DEL MATERIALE

$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}_m \Rightarrow B - B_0 = B_m = K_M B_0 - B_0 = (K_M - 1) B_0 = \chi_M B_0 \Rightarrow \chi_M = K_M - 1$

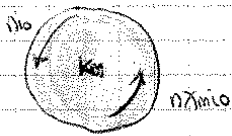
$\Rightarrow B_m = \chi_M B_0$

corrente nel materiale \rightarrow corrente di magnetizzazione in circuito su spira cilindro a contatto con spine

o corrente AMPERIANA $\rightarrow i_m = n \chi_M i_0$

$\Rightarrow B = \mu_0 (i_0 + n i_m)$

$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}_m$



u

CANPO MAGNETICO → qst equazioni valgono solo se mat aniffo & ferromagnetico

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}_m \Rightarrow \oint \vec{B} \cdot d\vec{e} = \mu_0 (j_{ext} + j_m) \Rightarrow \oint \frac{\vec{B}}{\mu_0} \cdot d\vec{e} = j_0 + \oint \vec{M} \cdot d\vec{e} \Rightarrow \oint \left(\frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{M} \right) \cdot d\vec{e} = j_0$$

$$\Rightarrow H = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{M} \Rightarrow \oint \vec{H} \cdot d\vec{e} = j_0$$

$$\rightarrow \iint_{\Sigma} \text{rot} \vec{H} \cdot \vec{n} dS = \iint_{\Sigma} \vec{j}_0 \cdot \vec{n} dS \Rightarrow \text{rot} \vec{H} = \vec{j}_0$$

Se grandezze variabili nel tempo

Campo magnetico variabile nel tempo $\nabla \times \vec{E} = -\dot{\vec{B}}$ Campo elettrico variabile nel tempo $\nabla \times \vec{H} = \vec{j}_0 + \dot{\vec{D}}$
 non esistono indipendenti

Campo elettromagnetico

si propaga tramite onde, no trasferimento di materia

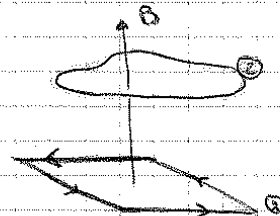
circuito ① percorso del corrente genera \vec{B}_2

$\Phi(\vec{B}_2)$ concatenato a circuito ② (che non contiene \vec{E})

può essere variabile nel tempo

⇒ si genera \vec{E} in ②

$$\frac{d\Phi(\vec{B}_2)}{dt} \rightarrow \vec{E}_2$$



Levit: \vec{E} indotto si oppone a causa che l'ha generata: $\vec{E}_i = -\frac{d\Phi(\vec{B}_i)}{dt}$

→ \vec{E} dipende da ① ⇒ ② potrebbe essere alla volta linea chiusa

effetto primario

↳ legge fondamentale dell'induzione elettromagnetica o di FARADAY-LENZ

→ se ② circuito reale con resistenza = R

→ corrente indotta

$$j_i = \frac{E_i}{R} = -\frac{d\Phi(\vec{B}_i)}{dt \cdot R} \rightarrow \text{effetto secondario}$$

Φ può essere ottenuto sup qualsiasi che abbia come contorno circuito ②

→ $\Delta V = E_i = -\frac{d\Phi(\vec{B}_i)}{dt} \rightarrow E_i = E$ prodotta da generatore reale ai capi del circuito aperto, cioè ΔV

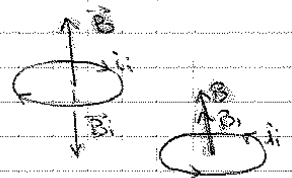
→ spirale aente E_0 , immersa in B ⇒ si genera E_i ⇒ legge di Ohm:

$$Ri = E_0 + E_i = E_0 - \frac{d\Phi(B)}{dt}$$

→ se ② circuito reale con R si può det vero corrente:

1) $\frac{d\Phi(\vec{B}_i)}{dt} > 0 \rightarrow$ Autoflusso & compensare aumento ⇒ i_i genera $\vec{B}_i \parallel \vec{B}$

2) $\frac{d\Phi(\vec{B}_i)}{dt} < 0 \rightarrow$ " " " " diminuisce ⇒ $i_i \perp \vec{B}_i \parallel \vec{B}$



i_i concorre a B_i !

→ Spira rigida ($S\vec{l}$, R) ruota intorno asse OO' con $\vec{\omega}$, in \vec{B} uniforme

$\theta(t) = \omega t$
tra \vec{B} e \vec{n}

$$d\Phi(\vec{B}) = \vec{B} \cdot \vec{n} dS = BS \cos\theta(t) = BS \cos\omega t$$

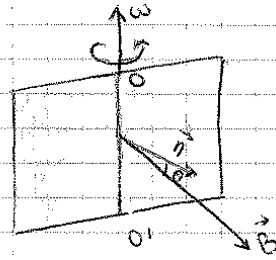
$$\vec{E}_i = - \frac{d\Phi(\vec{B})}{dt} = +BS\omega \sin\omega t$$

$$i_i = \frac{E_i}{R} = \frac{BS\omega}{R} \sin\omega t$$

Potenza dissipata $P = Ri_i^2 = \frac{(BS\omega)^2}{R} \sin^2 \omega t$

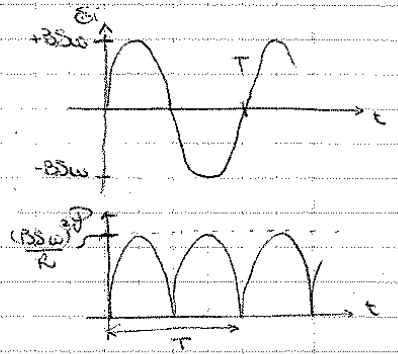
Max: $\theta = 90^\circ$

$$\left\{ \begin{aligned} E_i &= BS\omega \\ i_i &= \frac{BS\omega}{R} \\ P &= \frac{(BS\omega)^2}{R} \end{aligned} \right.$$



valori medi

$$\left\{ \begin{aligned} E_{i, \text{med}} &= \frac{1}{T} \int_0^T E_i(t) dt = 0 \\ i_{i, \text{med}} &= \frac{1}{T} \int_0^T i_i dt = 0 \\ P_{\text{med}} &= \frac{1}{T} \int_0^T P dt = \frac{1}{T} \frac{(BS\omega)^2}{R} \int_0^T \sin^2 \omega t dt = \frac{(BS\omega)^2}{2R} \end{aligned} \right.$$



→ E_i e i_i alternate perché ruota → valore medio = 0

$\omega = 50$ perazioni al secondo (Europa)
 60 " " " (Americas)

↳ E_i → FORZA ELETTROMOTRICE ALTERNATA
 i_i → CORRENTE ALTERNATA

CORRENTI PARASSITE DI FOCALUIT

$\frac{d\Phi(\vec{B})}{dt} \rightarrow E_i \rightarrow i_i$ dare conduttore sottoposto a $\vec{V}, \vec{B}, \vec{E}_{em}$

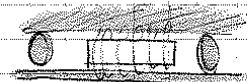
Se resistenza inderogabile, $\Rightarrow i \uparrow$

$$\vec{E}_{em} = \frac{\vec{F}_e}{-e} = \vec{V} \times \vec{B} \perp \vec{B} \Rightarrow \text{corrente circola in direz } \perp \vec{B}$$

Potenza dissipata = $i^2 R \uparrow \rightarrow$ riscaldamento verso res

↳ fondere metalli (forni ad induzione)
↳ freno elettromagnetico in trasporti veloci

elettromagnete sono richiesti in pressoché tutti i binari
generali: correnti parassite resterà totale sfrenamento



↳

→ CARICA DI UN CONDENSATORE

$q(0) = i(0) = 0$ I aperto

I chiuso

↳ su armature si accumulano cariche x migrazione e

flusso max valore: $q_0 = C \Delta V_0$

$0 \leq q(t) \leq C \Delta V_0$

andamento transiente (come $i(t)$, ΔV_R , ΔV_C)

$\sum \Delta V = 0 \rightarrow (V_B - V_A) + (V_C - V_B) + (V_D - V_C) + (V_A - V_D) = 0 \Rightarrow \mathcal{E} - \Delta V_R - \Delta V_C = 0 \Rightarrow \mathcal{E} - R \frac{dq(t)}{dt} - \frac{q(t)}{C} = 0$

$\Rightarrow \frac{dq(t)}{C\mathcal{E} - q(t)} = \frac{1}{RC} dt \Rightarrow \int_0^t \frac{dq(t)}{C\mathcal{E} - q(t)} = \int_0^t \frac{1}{RC} dt \Rightarrow \ln \frac{C\mathcal{E} - q(t)}{C\mathcal{E}} = -\frac{t}{RC} \Rightarrow \frac{C\mathcal{E} - q(t)}{C\mathcal{E}} = e^{-\frac{t}{RC}}$

$\Rightarrow q(t) = C\mathcal{E} (1 - e^{-\frac{t}{RC}})$

$i(t) = -\frac{\mathcal{E}}{R} e^{-\frac{t}{RC}}$

$\Delta V_R(t) = R i(t) = \mathcal{E} e^{-\frac{t}{RC}}$

$\Delta V_C(t) = \mathcal{E} (1 - e^{-\frac{t}{RC}})$

→ capacità dipende da esponente $\Rightarrow [RC] = [T]$
 ↳ $\tau_C = RC$
 ↳ COSTANTE CAPACITIVA DI TEMPO

→ fenomeni transienti

$\Delta V_R + \Delta V_C = \mathcal{E} (e^{-\frac{t}{RC}} + 1 - e^{-\frac{t}{RC}}) = \mathcal{E} \Rightarrow \Delta V_R + \Delta V_C = \mathcal{E}$

$P_G = \mathcal{E} i(t) = \frac{\mathcal{E}^2}{R} e^{-\frac{t}{RC}}$

$P_R(t) = R i^2 = \frac{\mathcal{E}^2}{R} e^{-\frac{2t}{RC}}$

$P_C = \Delta V_C i = \frac{\mathcal{E}^2}{R} e^{-\frac{t}{RC}} (1 - e^{-\frac{t}{RC}})$

→ erogata da generatore

→ dissipata da resistore

→ spesa x cariche condensatore (e⁻ sul polo negativo, e⁺ sul polo positivo)

$\Rightarrow P_G = \mathcal{E} i, P_R = \Delta V_R i, P_C = \Delta V_C i \Rightarrow P_G = P_R + P_C$

↳ metà dell'energia fornita dal generatore è dissipata dal resistore e metà è accumulata in condensatore come energia elettrostatica

CIRCUITI INDUTTIVI

geom circuito → punto a mezzo in con e' arc.

$\Phi(B) = \int L i$ → INDUTTANZA

$\Rightarrow \mathcal{E}_i = -L \frac{di}{dt}$ → se $L \neq 0$ CIRCUITO INDUTTIVO

↳ se ferromagnetico ⇒ induttore → ~~coefficiente~~

↳ autoinduzione si nota se mat permeabilità $\Rightarrow k_e \gg 1$ altrimenti L trascurabile

$[L] = \left[\frac{1 \text{ Wb}}{1 \text{ A}} \right] \cdot [1 \text{ H}]$ henry

CHIUSURA

→ I aperto $\Rightarrow i(0) = 0$

I chiuso $\Rightarrow \vec{B} \Rightarrow$ Autoflusso $\mathcal{E} + \mathcal{E}_i = R i(t)$

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

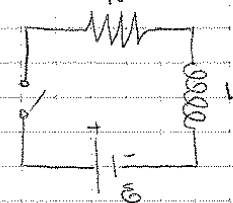
$\Rightarrow \frac{di}{\mathcal{E} - R i} = \frac{1}{L} dt$

↳ $\ln \frac{\mathcal{E} - R i}{\mathcal{E}} = -\frac{R t}{L}$

$i(t) = \frac{\mathcal{E}}{R} (1 - e^{-\frac{R t}{L}})$

$i_i = -\frac{\mathcal{E}}{R} e^{-\frac{R t}{L}}$

$\Delta V_R = \mathcal{E} (1 - e^{-\frac{R t}{L}})$



→ circuito RL in serie

$\tau_L = \frac{L}{R}$

↳ COSTANTE INDUTTIVA DI TEMPO
 ↳ tempo dell'autoinduzione

$dL_i = L_i di \rightarrow L_i = \int_0^i L_i di = \frac{1}{2} L_i^2$ ← energia intrinseca della corrente

ENERGIA INTRINSECA DI UNA CORRENTE: $U_i = \frac{1}{2} L_i^2$ → L'ADIC. ASSORBITO DA GENERATORE CONTRO ES. (trasformatore per ordine di μ di i) → ASSORBIMENTO DI POT. DA UNO DEI CONDUTTORI

Quando $i(\infty) = \frac{E}{R} = \text{cost}$ in circuito presente $B \rightarrow$ coefficiente $U_i = U_m = \dots$ (Energia Magnetica)

→ solenoide lungo $l_0 \gg 2r$ diametro di N spire avente $\Phi(B) = NBS = L_i$ e $B = \mu_0 n I$ dove $n = \frac{N}{l_0}$

$\Rightarrow \frac{N^2}{l_0} \mu_0 i S = L_i \rightarrow$ INDUTTANZA DEL SOLENOIDE $L = \frac{N^2}{l_0} \mu_0 S = n^2 \mu_0 W$

$U_m = U_i = \frac{1}{2} L_i^2 = \frac{1}{2} n^2 \mu_0 W i^2 = \frac{W}{2 \mu_0} (\mu_0 n i)^2 = \frac{W}{2 \mu_0} B^2$

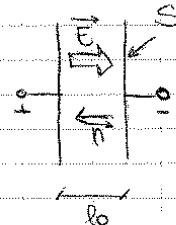
DENSITÀ DI en. magnetico $\rightarrow u_m = \frac{1}{2} \frac{B^2}{\mu_0}$

densità di energia & unità di volume	elettrico	magnetico
	$u_e = \frac{1}{2} \epsilon_0 E^2$ $U_e = \frac{1}{2} \epsilon_0 \iiint_W E^2 dW$	$u_m = \frac{1}{2} \frac{B^2}{\mu_0}$ $U_m = \frac{1}{2} \mu_0 \iiint_W B^2 dW$ ← disp. energie

PRESSIONE ELETTROSTATICA TRA ARMATURE

→ tra armature E cost
→ $U_e = \frac{1}{2} \epsilon_0 E^2 W = \frac{1}{2} \epsilon_0 E^2 S b$

$\vec{F}_e = - \text{grad} U_e = - \frac{d}{db} \left(\frac{1}{2} \epsilon_0 E^2 S b \right) \vec{n} = - \frac{1}{2} \epsilon_0 E^2 S \vec{n}$



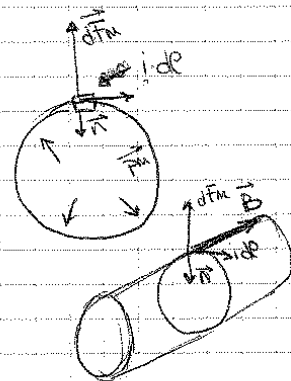
PRESSIONE ELETTROSTATICA: $p_e = \frac{F_e}{S} = \frac{1}{2} \epsilon_0 E^2 = u_e$
scalare, indep da Sup

PRESSIONE MAGNETICA SULLE SPIRE SOLENOIDE

→ $l_0 \gg 2r$ $n =$ spire per unità angolare $W = \pi r^2 l_0$

$\vec{B} = \mu_0 n i \Rightarrow \forall idp \rightarrow d\vec{F}_m = idp \times \vec{B}$

$\vec{F}_m = - \text{grad} U_m = - \frac{d}{dr} \left(\frac{B^2}{2 \mu_0} \pi r^2 l_0 \right) \vec{n} = \frac{B^2}{\mu_0} \pi r l_0 \vec{n}$



PRESSIONE ELETTROSTATICA: $p_m = \frac{F_m}{S_{lat}} = \frac{B^2}{2 \mu_0} = u_m$

praticamente $l_0 \gg 2r \rightarrow$ su cui è applicato F_m del cilindro $\approx 2\pi r l_0$

$$\Rightarrow N_3 \quad \vec{T} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B})$$

LE ONDE

onda: perturbazione che si propaga in un mezzo senza trasferimento di materia, ma solo di energia e q.tà di moto

- ↳ ha bisogno di mezzo materiale x propagazione (propagazione dipende da oscillazione atomi mezzo mat intorno loro posiz di equilibrio)
- ↳ sorgente = origine perturbazione
- ↳ onda = perturbazione equilibrio di campo
- ↳ ONDA ELASTICA: in sbarra, def. locale si propaga in spazio circostante
 - ↳ = spostamento della posizione di equilibrio o varia pressione

↳ ONDA ELETTROMAGNETICA: perturbazione campo el & mag. provocata da cariche in moto

FUNZIONE DI PERTURBAZIONE $\psi(x, y, z, t)$: rappresenta perturbazione

ONDA PIANA: $\psi(x_0, t_0) = \text{cost}$, è caso limite di onda sferica, considerate a distanza $\gg r_0$ dove sorgente è $\ll r_0$ (= raggio di curvatura) qst piano è detto FRONTE D'ONDA

EQUAZIONE DIFFERENZIALE DI D'ALEMBERT delle onde:

x onde piane: $\frac{\partial^2 \psi(x, t)}{\partial x^2} - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \psi(x, t)}{\partial t^2} = 0$ $\rightarrow v = \text{velocità di propagazione dell'onda}$
 \rightarrow se invece di x ho x, θ , l'onda è sferica

↳ l'integrale generale è una funzione di perturbazione con argomento $(x \pm vt)$:

$$\psi(x, t) = f(x+vt) + g(x-vt) \text{ dove } f, g \text{ funzioni qualsiasi}$$

\Rightarrow rappresenta fenomeno di propagazione lungo asse x \rightarrow moto risultante lungo asse x

↳ se $x-vt = x_0 - vt_0$

$$\psi(x-vt) = \psi(x_0 - vt_0) \Rightarrow x = x_0 + v(t-t_0)$$

in direz. positiva se $x-vt$
in direz. negativa se $x+vt$

$\Rightarrow f$: onde piane regressive

g : onde piane progressive

della funzione

\Rightarrow TRASLAZIONE RIGIDA \rightarrow lo punto T mantiene inalterato durante il moto

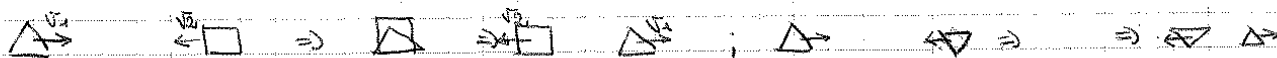
↳ Fenomeni di interferenza \rightarrow IL PRINCIPIO DI SOVRAPPOSIZIONE DEGLI EFFETTI

↳ l'integrale generale dell'eq differenziale nostra che:

quando due onde si incontrano ognuna mantiene la propria identità;

considerando due onde con $\vec{v}_1 = -\vec{v}_2$ esse si annullano, quando si incontrano

formano un'onda che è la somma algebrica delle due, e poi si allontanano nuovamente con le stesse velocità del moto che avevano prima di incontrarsi.



INTERFERENZA

ONDE ELETTROMAGNETICHE PIANE:

cariche libere
localizzate
correnti di conduzione

hp: $\vec{E}(x,y,z,t)$, $\vec{B}(x,y,z,t)$, $\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r$, $\mu = \mu_0 \mu_r$, $\rho_0 = 0$, $\vec{j}_0 = 0$

eq di Maxwell: $\text{div } \vec{E} = 0$, $\text{div } \vec{B} = 0$
 $\text{rot } \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$, $\text{rot } \vec{B} = \epsilon \mu \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$

\vec{E}, \vec{B} funzioni solo di x (direz di propagazione) e $t \Rightarrow \vec{*}(x,t) = \vec{*}_x(x,t) + \vec{*}_y(x,t) + \vec{*}_z(x,t)$

(x semplicità E e B sono *) $\hookrightarrow \frac{\partial *}{\partial y} = \frac{\partial *}{\partial z} = 0$

$\Rightarrow \text{div } * = \frac{\partial *}{\partial x} + \frac{\partial *}{\partial y} + \frac{\partial *}{\partial z} = \frac{\partial *}{\partial x}$

$\text{rot } * = \left(0, -\frac{\partial *}{\partial x}, \frac{\partial *}{\partial x} \right)$

$\frac{\partial B_x}{\partial x} = 0$, $\frac{\partial B_x}{\partial t} = \frac{\partial E_x}{\partial t} = 0 \Rightarrow E_x, B_x \text{ cost, ma } \rho, \vec{j} = 0 \Rightarrow E_x(x,t) = B_x(x,t) = 0$

$\frac{\partial E_y}{\partial x} = -\frac{\partial B_z}{\partial t}$, $\epsilon \mu \frac{\partial E_y}{\partial t} = -\frac{\partial B_z}{\partial x}$

$-\frac{\partial B_z}{\partial t} = \frac{\partial E_y}{\partial x}$, $\epsilon \mu \frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{\partial B_y}{\partial x}$

derivati Maxwell per x

derivati nuovamente per t

metto insieme i risultati e ottengo:

$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} - \epsilon \mu \frac{\partial^2 E_y}{\partial t^2} = 0$, $\frac{\partial^2 E_z}{\partial x^2} - \epsilon \mu \frac{\partial^2 E_z}{\partial t^2} = 0$

con un procedimento simile

$\frac{\partial^2 B_y}{\partial x^2} - \epsilon \mu \frac{\partial^2 B_y}{\partial t^2} = 0$, $\frac{\partial^2 B_z}{\partial x^2} - \epsilon \mu \frac{\partial^2 B_z}{\partial t^2} = 0$

$[\epsilon \mu] = [L^{-2} T^{-2}] = [v]^{-2}$ vel della luce $3 \cdot 10^8 \text{ m/s}$

$\Rightarrow v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon \mu}} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0 \epsilon_r \mu_r}} = \frac{c}{\epsilon_r \mu_r}$

eq di propagazione lungo y, z (eq diff di 2° grado omogenee)

$\Rightarrow \frac{\partial^2 \vec{E}(x,t)}{\partial x^2} - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \vec{E}(x,t)}{\partial t^2} = 0$

$\frac{\partial^2 \vec{B}(x,t)}{\partial x^2} - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \vec{B}(x,t)}{\partial t^2} = 0$

$\vec{E}(x,t) = E_0 \sin(kx + \omega t)$
con $E_x(x,t) = 0$

$\vec{B}(x,t) = B_0 \sin(kx + \omega t)$
con $B_x(x,t) = 0$

ETTORE DI POYNTING

onda elettromagnetica incidente $d\mathbf{S}$ con $\theta =$ angolo tra \vec{n} e direzione di propagazione

$$\Rightarrow dW_{em} = u_{em} dV = \epsilon E^2 \cos\theta dS dt \Rightarrow \frac{dW_{em}}{dt} = \text{potenza} = dP = \nu \epsilon E^2 dS \cos\theta$$

volume che attraversa $d\mathbf{S}$ in dt $dV = \vec{E} \cdot \vec{v} dt = dS \cos\theta v dt$

ha direzione verso di riflettore

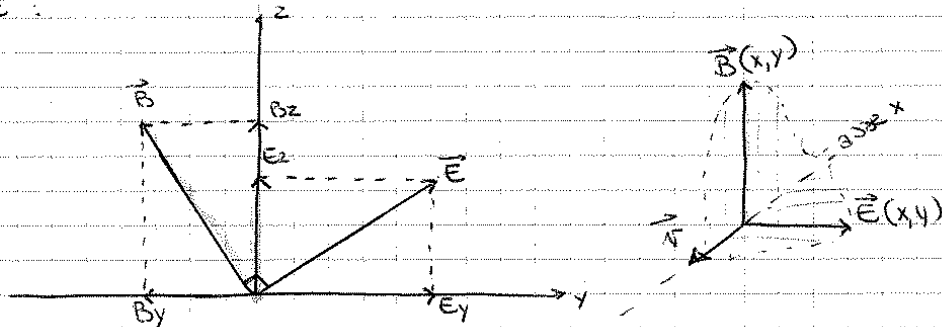
ettore di Poynting: $\vec{S} = \epsilon E^2 \vec{n} = \epsilon v^2 \vec{E} \cdot \vec{B} = \frac{1}{\mu} \vec{E} \cdot \vec{B} \Rightarrow \vec{S} = \frac{1}{\mu} \vec{E} \times \vec{B}$

$$dP_{em} = \vec{S} \cdot d\mathbf{S} = d\Phi(\vec{S}) \Rightarrow P_{em} = \Phi(\vec{S})$$

↳ il flusso del vettore di Poynting rappresenta l'energia di un'onda elettromagnetica che in dt attraversa $d\mathbf{S}$ La direzione di propagazione (la potenza)

INTENSITA' DI UNA ONDA ELETTROMAGNETICA: $I = \nu u_{em} = \nu \epsilon E^2 = \frac{1}{\mu} \vec{E} \cdot \vec{B} = S \quad \langle I \rangle = \langle S \rangle$

es di $\vec{B} \perp \vec{E}$:



guarda prima:

POLARIZZAZIONE PER RIFLESSO (A)

Fascio luminoso incide su superficie di separazione tra due mezzi (n_1, n_2) \Rightarrow parte del fascio viene riflessa e parte rifratta.

$\vec{E} = \vec{E}_r + \vec{E}_t$ (Brewster)

fascio incidente = fascio riflesso (+ e // a piano di incidenza)

$\alpha =$ angolo tra rifl & rifratto $= \frac{\pi}{2}$ " invece fascio rifratto completamente polarizzato"

\Rightarrow fascio riflesso completamente polarizzato linearmente (dipende da α, n_1, n_2)

\Rightarrow " " avrebbe solo componente \vec{E}_n

$\alpha_i + \frac{\pi}{2} + \alpha_{tr} = \pi \Rightarrow \alpha_{tr} = \frac{\pi}{2} - \alpha_i$

ANGOLO DI BREWSTER

Snell: $n_1 \sin \alpha_i = n_2 \sin \alpha_{tr} = n_2 \sin(\frac{\pi}{2} - \alpha_i) = n_2 \cos \alpha_i \Rightarrow \frac{n_2}{n_1} = \tan \alpha_i$

\Rightarrow Quando fascio luminoso incide su sup di separazione tra due mezzi con

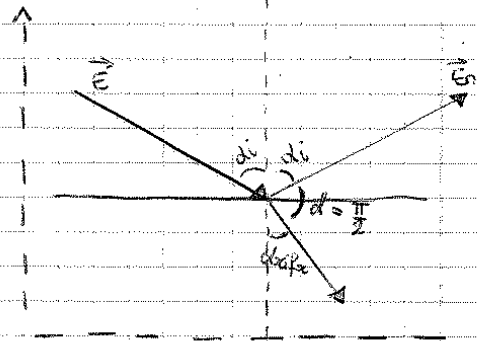
$\alpha_i = \arctg \frac{n_2}{n_1} = \arctg n_{21}$ il fascio riflesso completamente polarizzato linearmente

\hookrightarrow Polaroid può eliminare raggio riflesso mettendo fascio con $\vec{u}_a \parallel \vec{E}_n$
 \hookrightarrow colori + accentuati

OTTICA ONDULATORIA

Interferenza: sovrapposizione di due o più onde emesse dai sorgenti coerenti. Inf è una caratteristica delle onde

\hookrightarrow qnd la differenza di fase è cost nel tempo, in qualsiasi punto $\Delta\theta = \text{cost}$



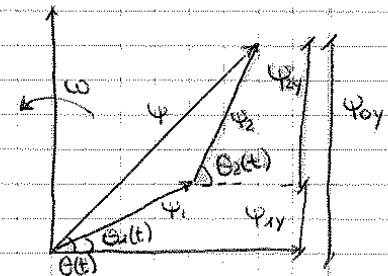
Procedimento vettori rotanti Fresnel:

$\Psi_1(t) = \Psi_{10} \sin \theta_1(t) = \Psi_{10} \sin(\omega t + \alpha_1)$
 $\Psi_2(t) = \Psi_{20} \sin \theta_2(t) = \Psi_{20} \sin(\omega t + \alpha_2)$ } int gen di $\frac{d^2 \psi(t)}{dt^2} + \omega^2 \psi(t) = 0$

$\Psi(t) = \Psi_1(t) + \Psi_2(t) = \Psi_0 \sin(\omega t + \alpha)$

considero situazione per $t=t$

$\Psi_{0y} = \Psi_{10} \sin \theta_1(t) \quad \Psi_{1y} = \Psi_{10} \sin \theta_1(t) \quad \Psi_{2y} = \Psi_{20} \sin \theta_2(t)$
 $\Psi_{0y} = \Psi_{1y} + \Psi_{2y}$



$\Psi_0 \sin(\omega t + \alpha) = \Psi_{10} \sin(\omega t + \alpha_1) + \Psi_{20} \sin(\omega t + \alpha_2)$

$\Rightarrow \sin \omega t : \Psi_0 \cos \alpha = \Psi_{10} \cos \alpha_1 + \Psi_{20} \cos \alpha_2$
 $\cos \omega t : \Psi_0 \sin \alpha = \Psi_{10} \sin \alpha_1 + \Psi_{20} \sin \alpha_2$ $\Rightarrow \Psi_0 = \sqrt{\Psi_{10}^2 + \Psi_{20}^2 + 2\Psi_{10}\Psi_{20} \cos(\alpha_2 - \alpha_1)}$
 $\alpha = \arctg \frac{\Psi_{10} \sin \alpha_1 + \Psi_{20} \sin \alpha_2}{\Psi_{10} \cos \alpha_1 + \Psi_{20} \cos \alpha_2}$

$\Delta\theta = \theta_2(t) - \theta_1(t) = \omega t + \alpha_2 - \omega t - \alpha_1 = \alpha_2 - \alpha_1$

$\Rightarrow \Delta\theta = 2\pi \Rightarrow \cos \Delta\theta = 1 \Rightarrow \Psi_0 = \Psi_{10} + \Psi_{20} \Rightarrow$ costruttiva $\& \Psi_{10} = \Psi_{20} = \Psi' \Rightarrow \Psi_0 = \Psi'$ max ampiezza
 $\Delta\theta = \pi \Rightarrow \cos \Delta\theta = -1 \Rightarrow \Psi_0 = |\Psi_{10} - \Psi_{20}| \Rightarrow$ distruttiva $\& \Psi_{10} = \Psi_{20} = \Psi' \Rightarrow \Psi_0 = 0$ min ampiezza

ONDA GEOMETRICA (Cose da sapere primo --)

raggio luminoso che si propaga in mezzo omogeneo e isotropo
 ↳ è la direzione di propagazione di onde = sempre con ottigue linee d'onda

PRINCIPIO VARIAZIONALE DI FERMAT O PRINCIPIO DEL MINIMO LAVORO:

raggio luminoso si propaga tra 2 punti dello spazio seguendo un cammino minimo o cui corrisponde un tempo minimo

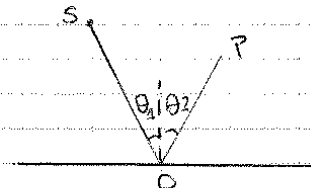
- ↳ rappresenta rifrazione e riflessione
- ↳ no Euclide x cui percorso minimo è segmento AB

RIFLESSIONE

raggio luminoso parte da S (sorgente puntiforme), incide su O su sp. riflettente e raggiunge P generico

Il piano di incidenza

Si dimostra che $\theta_1 = \theta_2$



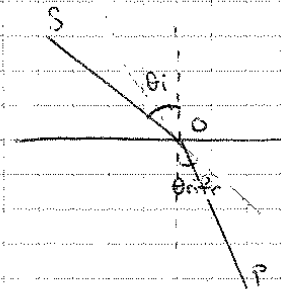
RIFRAZIONE stesso raggio luminoso;

incide su superficie di separazione tra due mezzi

cui indici $n_1 = \frac{c}{v_1}$, $n_2 = \frac{c}{v_2} > n_1$

Il percorso geometrico è diverso dal percorso ottico che compie il raggio luminoso da S a P

↳ $l_o = n_1 l_1 + n_2 l_2 \neq SO + OP$



LEGGI DI CARTESIO & SNELL: $n_1 \sin \theta_i = n_2 \sin \theta_r$

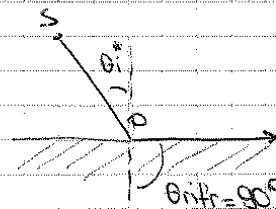
$$\Rightarrow \frac{n_1}{n_2} = \frac{\sin \theta_r}{\sin \theta_i} = n_{12} = \text{indice di rifrazione del 2° mezzo risp al 1°}$$

RIFLESSIONE TOTALE

Se in $n_1 \rightarrow 0$ ($n_2 < n_1$) $\Rightarrow \theta_i^* = ?$ affinché raggio rifratto si propaghi esattamente sulla superficie di separazione?

$$\cos \theta_c = \frac{n_2}{n_1} \Rightarrow n_1 \sin \theta_i^* = n_2 \sin \frac{\pi}{2} \Rightarrow \sin \theta_i^* = \frac{n_2}{n_1} \Rightarrow \theta_i^* = \arcsin \frac{n_2}{n_1}$$

- $\Rightarrow \theta_i < \theta_i^*$ RIFRAZIONE
- $\theta_i = \theta_i^*$ su sp. separazione
- $\theta_i > \theta_i^*$ RIFLESSIONE



① CAMPO ELETTROSTATICO generato da distr sferica volumica

$\rho = \frac{dq}{dV} = \text{cost}$, R , sup gaussiana è sferica con x

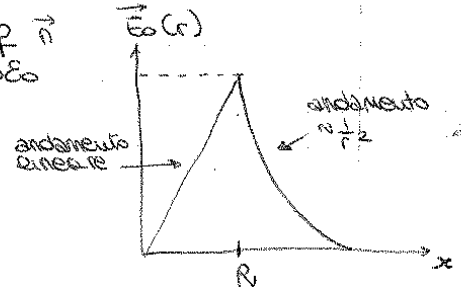
→ $x < R$ ⇒ considero solo $W = \frac{4}{3}\pi x^3$

⇒ $\Phi(\vec{E}) = \vec{E} \cdot \vec{n} S = \epsilon_0 4\pi x^2 = \frac{q}{\epsilon_0} = \frac{1}{\epsilon_0} \rho \frac{4}{3}\pi x^3 \Rightarrow \vec{E}_0 = \frac{\rho r}{3\epsilon_0} \vec{n}$

→ $x > R$ ⇒ considero $W = \frac{4}{3}\pi R^3$

⇒ $\Phi(\vec{E}) = \vec{E} \cdot \vec{n} S = \epsilon_0 4\pi x^2 = \frac{4}{3}\pi R^3 \frac{\rho}{\epsilon_0} \Rightarrow \vec{E}_0 = \frac{R^3}{x^2} \frac{\rho}{3\epsilon_0} \vec{n}$

→ $x = R$ ⇒ $\vec{E}_0 = \frac{\rho}{3\epsilon_0} R \vec{n}$



②

② distribuzione piana di cariche: $\sigma = \frac{dq}{dS}$

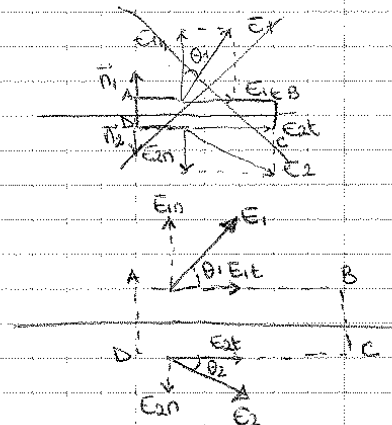
→ $\oint \vec{E} dl = \int_A^B \vec{E}_1 \cdot d\vec{l} + \int_C^D \vec{E}_2 \cdot d\vec{l} + \underbrace{\int_B^C + \int_D^A}_{=0} = 0$

$\oint \vec{E} dl = E_{1t} + E_{2t} = 0 \Rightarrow \boxed{E_{1t} = E_{2t}}$

→ considero sup cilindrica con base AB e altezza DA

$d\Phi(\vec{E}) = d\Phi(\vec{E}_1) + d\Phi(\vec{E}_2) + d\Phi_{\text{lat}}(\vec{E}) = \vec{E}_1 \cdot \vec{n}_1 dS + \vec{E}_2 \cdot \vec{n}_2 dS + 0$

⇒ $(E_{1n} + E_{2n}) dS = \frac{\sigma dS}{\epsilon_0} \Rightarrow \boxed{E_{1n} + E_{2n} = \frac{\sigma}{\epsilon_0}}$



⊙

EQUAZIONI DI MAXWELL

$\text{rot } \vec{E} = 0 \quad \text{rot } \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$	$\text{rot } \vec{H} = \vec{j}_0$
$\text{div } \vec{D} = \rho_0$	$\text{div } \vec{B} = 0$
	$\text{rot } \vec{B} = \mu_0 \sum \vec{i}_k$

$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}$
 $\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{M}$
 $\vec{j} = \sigma \vec{E}$

$\Rightarrow \text{div } \vec{E} = \rho_0 \quad \text{div}(\epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}) = \rho_0 \quad \epsilon_0 \text{div } \vec{E} + \text{div } \vec{P} = \rho_0 \quad \text{div } \vec{E} = \frac{\rho_0 - \text{div } \vec{P}}{\epsilon_0}$

$\text{rot } \vec{H} = \vec{j}_0$

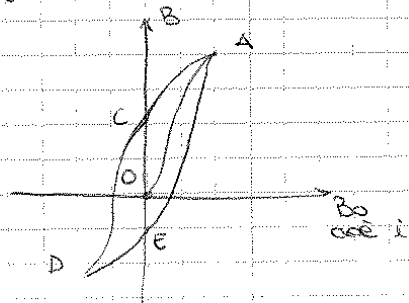
$\text{div } \vec{E} = \frac{\rho_0 - \text{div } \vec{P}}{\epsilon_0}$	$\text{div } \vec{H} = 0$
$\text{rot } \vec{E} = - \mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}$	$\text{rot } \vec{H} = \vec{j}_0 + \epsilon_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}$

4

ferromagn: $\vec{B} \Rightarrow$ magneti ciclo isteresi
 dia magn: $\vec{B} \Rightarrow$ con B_0 con verso opposto e presente in piccola parte in H i mat
 paramagn: $\vec{B} \Rightarrow \mu_i \uparrow \vec{B}$ (ma non si magnetizza come ferromagn)

CICLO DI ISTERESI MAGNETICA

mat (Km) in solenoide, sottoposto a $\vec{B}_0(t)$
 vario B_0 variando i del solenoide



$B_0(i) \uparrow \Rightarrow$ domini di Weiss si allineano
 fluo A \Rightarrow punto max di saturazione

$B_0(i) \downarrow \Rightarrow$ allineamento \downarrow ma m si opposto \rightarrow C \rightarrow MAGNETIZZAZIONE RESIDUA

inverso verso $i \Rightarrow$ D \rightarrow max saturazione

$i \downarrow \Rightarrow$ E \Rightarrow magnetizz residuo

magn. residuo $\downarrow \Rightarrow$ MAT DOLCI

" $\uparrow \Rightarrow$ " DURI \rightarrow smagnetizzabili come magneti permanenti

si spende energia come calore x invertire domini di Weiss