Dimostrazioni

Monday, 22 August 2022 18:17

MAXWELL I IN FORMA LOCALE ED INTEGRALE
UNITA' DI MISURA
CONDIZIONI DI VALIDITA'
DIFFERENZE TRA LE 2 FORME

NEL VUOTO

LOCALE $\text{DIV}\,\vec{E} = \nabla\cdot\vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0}$

INTEGRALE $\iint_\Sigma \vec{E}\cdot\vec{n}\,dS = \iiint_\tau \frac{\rho}{\varepsilon_0}\,d\tau$

NEI MATERIALI

LOCALE $\text{DIV}\,\vec{D} = \nabla\cdot\vec{D} = \rho$

INTEGRALE $\iint_\Sigma \vec{D}\cdot\vec{n}\,dS = \iiint_\tau \rho\,d\tau$

UNITA' DI MISURA

$\vec{E}$	CAMPO ELETTRICO	$\frac{N}{C}, \frac{V}{m}$
$\vec{D} = \varepsilon_0\vec{E} + \vec{P}$	INDUZIONE ELETTRICA	$\frac{C}{m^2}$
ρ	CARICA LIBERA	C
$\varepsilon_0 = 8{,}85\cdot10^{-12}$	COSTANTE DIELETTRICA DEL VUOTO	$C^2N^{-1}m^{-2}$

VALIDITA' E DIFFERENZE

LA VERSIONE INTEGRALE NON PUO' ESSERE USATA IN PRESENZA DI DISCONTINUITA'

LA SECONDA E' PIU' POTENTE POICHE' GARANTISCE LA RELAZIONE TRA DIVERSE GRANDEZZE PUNTO PER PUNTO

LA FORMA LOCALE SI OTTIENE APPLICANDO IL TEOREMA DELLA DIVERGENZA A GAUSS

VALE SIA PER DISTRIBUZIONI DI VOLUME CHE PER CARICHE IN MOTO

CONDIZIONI PER L'INTERFERENZA

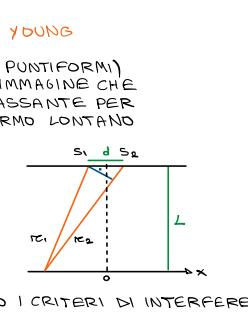
- SORGENTI COERENTI	$\Delta\phi = \text{COST}$	SFASAMENTO
- UGUALE FREQUENZA	$\omega_1 = \omega_2$	$\rightarrow f_1 = f_2$
- UGUALE POLARIZZAZIONE	$E_{x1,x2}$	$E_{y1,y2}$

NOTA INTERFERISCONO SOLO LE COMPONENTI DI $\vec{E}$ LUNGO LO STESSO ASSE

DESCRIZIONE ESPERIMENTO YOUNG

DATE 2 PICCOLE FENDITURE (PUNTIFORMI) A DISTANZA d, STUDIAMO L'IMMAGINE CHE FORMA UN FASCIO DI LUCE PASSANTE PER LE FENDITURE SU UNO SCHERMO LONTANO

IPOTESI
1. $d \ll r_1, r_2$
2. $r_1 \sim r_2$
3. $I_1 \sim I_2$



DATE 2 ONDE CHE RISPETTANO I CRITERI DI INTERFERENZA

$\vec{E}_1(r,t) = E_1 \sin(\omega t - kr_1)$ $\phi_1 = kr_1 + \varphi_1$

$\vec{E}_2(r,t) = E_2 \sin(\omega t - kr_2)$ $\phi_2 = kr_2 + \varphi_2$

$\vec{E}(r,t) = \vec{E}_1(r,t) + \vec{E}_2(r,t) = E_0 \sin(\omega t + \alpha)$

SFASAMENTO $\delta = \phi_2 - \phi_1 = \frac{2\pi}{\lambda}(N_2r_2 - N_1r_1)$

CAMMINO OTTICO $E_0 = \sqrt{E_1^2 + E_2^2 + 2E_1E_2\cos\delta}$

NEL CASO SPECIFICO DI YOUNG

$\delta = \frac{2\pi}{\lambda}(r_2 - r_1)$ $E_0 = 2E_1\cos\frac{\delta}{2}$

INTENSITA' $I = I_0\cos^2\frac{\delta}{2}$

APPROSSIMAZIONI

A GRANDE DISTANZA $r_1 // r_2$ CIRCA

$(r_2 - r_1) \cong d\sin\theta = \frac{dx}{L}$

$\sin\theta \sim \tan\theta \sim \frac{x}{L}$

DIFFERENZA DI FASE SULLO SCHERMO

$\delta = \frac{2\pi}{\lambda}(r_2 - r_1) \cong \frac{2\pi d \sin\theta}{\lambda} \cong \frac{2\pi d}{\lambda L}x$

PUNTI DI MASSIMO

$I_{max} \rightarrow \frac{\delta}{2} = N\pi$ $\frac{\pi d x}{\lambda L} = N\pi$ $\boxed{x = \frac{N\lambda L}{d}}$

INTERPRETAZIONE

L'ESPERIMENTO HA CONFERMATO LA NATURA ONDULATORIA DELLA LUCE

TEOREMA DI POYNTING
SIGNIFICATO FISICO DI OGNI TERMINE

ENUNCIATO

LA POTENZA DISSIPATA dV DAI CAMPI $\vec{E}, \vec{B}$ SULLE CARICHE $dq = \rho\,dV$ IN UN VOLUME dV A VELOCITA' $\vec{v}$

$dP = \vec{F}\cdot\vec{v} = dq(\vec{E} + \vec{v}\times\vec{B})\cdot\vec{v} = \rho\vec{E}\cdot\vec{v}\,dV = \vec{E}\cdot\vec{J}\,dV$

CONSERVAZIONE ENERGIA PER UNA ONDA EM

"LA DIMINUZIONE NEL TEMPO DELLA DENSITA' DI ENERGIA IN UN PUNTO DELLO SPAZIO E' DOVUTA AL FLUSSO DEL VETTORE POYNTING E ALL'EFFETTO JOULE"

$\vec{E}\cdot\vec{J} + \nabla\cdot\vec{S} = -\frac{\partial U}{\partial t}$

$\iiint_V \vec{E}\cdot\vec{J}\,dV + \oiint_\Sigma \vec{S}\cdot\vec{n}\,d\Sigma = -\frac{\partial}{\partial t}\iiint_V U\,dV$

TERMINI

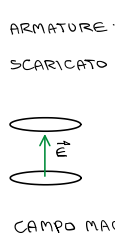
$\vec{E}, \vec{D}$	CAMPO (INDUZIONE) ELETTRICO
$\vec{H}, \vec{B}$	CAMPO (INDUZIONE) MAGNETICO
$\vec{J} = \rho\vec{v} = \frac{I}{A}$	DENSITA' DI CORRENTE
$\vec{S} = \vec{E}\times\vec{H}$	VETTORE DI POYNTING
$U = \frac{1}{2}(E\cdot D + B\cdot H)$	DENSITA' DI ENERGIA PER IL CAMPO ELETTROMAGNETICO

ESERCIZIO SU POYNTING

CONDENSATORE PIANO

ARMATURE: AREA S, DISTANTI h, DDP ΔV

SCARICATO ATTRAVERSO R RESISTENZA



CAMPO ELETTRICO

ΔV COST $\rightarrow \vec{E} = \Delta V \cdot h\,\vec{u}_y$

CAMPO MAGNETICO

$\nabla\times\vec{B} = \text{CURL}\,\vec{B} = \mu_0\vec{J} + \mu_0\varepsilon_0\frac{\partial\phi(E)}{\partial t}$

$\oint_\gamma \vec{B}\cdot d\vec{l} = \mu_0\left(\int_S \cancel{\vec{J}\cdot d\vec{S}} + \varepsilon_0\frac{\partial}{\partial t}\int_S \vec{E}\cdot d\vec{S}\right)$

$(2\pi r)B = \mu_0\varepsilon_0(\pi r^2)\frac{\partial E}{\partial t}$

$\rightarrow \vec{B} = \frac{1}{2}\mu_0\varepsilon_0 r\frac{\partial\vec{E}}{\partial t}$

VETTORE POYNTING

$\vec{S} = \vec{E}\times\vec{H} = -\frac{E\cdot B}{\mu_0}\vec{u}_r = -\frac{1}{2}\varepsilon_0 r E\frac{\partial E}{\partial t}\vec{u}_r$

FLUSSO DI ENERGIA (CARICA)

$\phi(\vec{S}) = \iint_\Sigma \vec{S}\,d\Sigma = \vec{S}\cdot 2\pi R d$

$= \varepsilon_0(\pi R^2 d)E\frac{\partial E}{\partial t} = \varepsilon_0\tau E\frac{\partial E}{\partial t}$

VELOCITA' DI FASE E GRUPPO
DEFINIZIONE, SIGNIFICATO FISICO
RELAZIONE CHE LE LEGA
POSSIBILITA' $v_f > c$ $v_g > c$?

VELOCITA' DI FASE $v_F = \frac{c}{N} = \frac{\omega}{k} = \lambda f$

VELOCITA' DI GRUPPO $v_g = \frac{\partial\omega}{\partial k}$

INTERPRETAZIONE

v_F E' LA VELOCITA' CON CUI SI PROPAGA LA FASE DI UN'ONDA SPESSO IDENTIFICATA CON LA VELOCITA' DELLA CRESTA

v_g VELOCITA' DI PROPAGAZIONE DEL SEGNALE / INFORMAZIONE / ENERGIA

$v_f > c$ SENZA VIOLARE LA RELATIVITA' RISTRETTA

$v_g > c$ IMPOSSIBILE

RELAZIONE

$v_g = \frac{\partial}{\partial k}(k v_F) = v_F + k\frac{\partial v_F}{\partial k}$

EQUAZIONI DI MAXWELL
DISCUTI IL SIGNIFICATO
DEFINISCI LE GRANDEZZE

I.	$\text{DIV}\,\vec{D} = \rho_F$	$\oiint_{\partial\Omega}\vec{D}\cdot\vec{n}\,dS = \iiint_\Omega \rho_F\,dV$
II.	$\text{DIV}\,\vec{B} = 0$	$\oiint_{\partial\Omega}\vec{B}\cdot\vec{n}\,dS = 0$
III.	$\text{CURL}\,\vec{E} = -\frac{\partial\vec{B}}{\partial t}$	$\oint_\gamma \vec{E}\cdot d\vec{l} = -\frac{\partial}{\partial t}\iint_\Sigma \vec{B}\cdot\vec{n}\,dS$
IV.	$\text{CURL}\,\vec{H} = \vec{J}_F + \frac{\partial\vec{D}}{\partial t}$	$\oint_\gamma \vec{H}\cdot d\vec{l} = \iint_\Sigma \vec{J}_F\cdot\vec{n}\,dS + \frac{\partial}{\partial t}\iint_\Sigma \vec{D}\cdot\vec{n}\,dS$

I) GAUSS ELETTRICA

IL FLUSSO DEL CAMPO INDUZIONE ELETTRICA $\vec{D}$ NELLA SUPERFICIE CHIUSA $\partial\Omega$ E' UGUALE ALLA CARICA LIBERA NEL VOLUME Ω (DEFINITO DA $\partial\Omega$)

A VOLTE SCRITTA ANCHE: $\Phi_\Sigma(\vec{E}) = Q_{INT}$

LE CARICHE $\pm q$ SONO SORGENTI E POZZI DEL CAMPO $\vec{D}$

II) GAUSS MAGNETICA

IL FLUSSO DEL CAMPO INDUZIONE MAGNETICA $\vec{H}$ IN UNA QUALSIASI SUPERFICIE CHIUSA $\partial\Omega$ E' SEMPRE NULLO

NON ESISTE IL MONOPOLO MAGNETICO

$\exists$ POLO NORD $\rightleftarrows$ $\exists$ POLO SUD

A VOLTE SCRITTA ANCHE: $\Phi_\Sigma(\vec{B}) = 0$

III) FARADAY NEUMANN LENZ

LEGGE DELL'INDUZIONE ELETTROMAGNETICA

SI ORIGINA UNA FORZA ELETTROMOTRICE (FEM) ALLA VARIAZIONE DEL FLUSSO DEL CAMPO INDUZIONE MAGNETICA $\vec{B}$

UN CAMPO $\vec{B}$ VARIABILE NEL TEMPO GENERA UN CAMPO $\vec{E}$

LA FEM E' UNA DIFFERENZA DI POTENZIALE (DDP, ΔV)

A VOLTE SCRITTA COSI': $C_\gamma(\vec{E}) = \text{FEM} = -\frac{\partial}{\partial t}\phi(\vec{B})$

SE $\phi(B) = 0$ $\vec{E}$ E' UN CAMPO CONSERVATIVO

IV) AMPERE MAXWELL OERSTED

LEGGE DELL'INDUZIONE MAGNETOELETTRICA

OERSTED FU IL PRIMO A NOTARE IL FENOMENO
AMPERE IL PRIMO A STUDIARLO
MAXWELL IL PRIMO A GENERALIZZARLO

IN GENERALE $\text{DIV}\,H \neq 0 \rightarrow$ CAMPO NON CONSERVATIVO

SE $\frac{\partial D}{\partial t} = 0$ IMPLICA CHE LE CORRENTI I SONO I VORTICI DI $\vec{H}$

A VOLTE SCRITTA ANCHE COSI' $C_\gamma(\vec{H}) = I_{INC} + I_S = I_S + \frac{\partial}{\partial t}\phi(\vec{E})$

TERMINI

$\vec{D} = \varepsilon_0\vec{E} + \vec{P}$	CAMPO INDUZIONE ELETTRICA
$\vec{B}$	CAMPO INDUZIONE MAGNETICA
$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{M}$	CAMPO MAGNETICO
$\vec{E}$	CAMPO ELETTRICO
ρ_F	DENSITA' DI CARICA LIBERA
J_F	DENSITA' DI CORRENTE LIBERA
$\Phi_\Sigma(\cdot)$	FLUSSO LUNGO Σ
$C_\gamma(\cdot)$	CIRCUITAZIONE LUNGO γ
$I_S = \frac{\partial}{\partial t}\phi(\vec{E})$	CORRENTE DI SPOSTAMENTO
I_{INC}	CORRENTE INTERNA A γ
Q_{INC}	CARICA INTERNA A Σ

FORMULE DI LAPLACE
SIGNIFICATO FISICO
UTILITA'
GRANDEZZE CHE COMPAIONO

I. $d\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi}I\,dl\,\frac{\vec{u}_t\times\vec{u}_r}{r^2}$

CAMPO GENERATO DA UNA CORRENTE

E' UN CASO SPECIALE DEL PIU' GENERALE:

$B(P) = \frac{\mu_0}{4\pi}\iiint_\tau \frac{\vec{J}\times\vec{u}_r}{r^2}\,d\tau$

UTILE PER RISOLVERE IL "PROBLEMA GENERALE DELLA MAGNETOSTATICA PER CORRENTI FILIFORMI DI INTENSITA' I IN UN CONDUTTORE DI SEZIONE S

II. $dF = I\,dl\,\vec{u}_t\times\vec{B}$

FORZA ESERCITATA DA UNA CORRENTE DA UN CAMPO ESTERNO

SI RICAVA COSI': $\vec{F} = q\vec{v}\times\vec{B} = q\frac{d\vec{l}}{dt}\times B = I\,L\,B\sin\alpha$

COMODO PERCHE' LEGA I A B

USATA NEI GALVANOMETRI, MOTORI ELETTRICI

TERMINI

μ_0	PERMEABILITA' MAGNETICA DEL VUOTO	$\frac{mT}{A}, \frac{N}{A^2}, \frac{H}{m}$
$\vec{B}$	CAMPO INDUZIONE MAGNETICA	$T, \frac{Kg}{s^2A}$
I	INTENSITA' DI CORRENTE	A
$d\vec{l}$	SPOSTAMENTO INFINITESIMO (VERSO DI $\vec{v}$)	m
r	DISTANZA DA P	m
$\vec{F}$	FORZA DI LORENTZ (MAGNETICA)	$N, \frac{Kg\,m}{s^2}$
q	CARICA ELETTRICA	C, As
$\vec{v}$	VELOCITA' DELLA CARICA	m/s
α	ANGOLO TRA $\vec{v}, \vec{B}$ OPPURE $d\vec{l}, \vec{B}$	RAD

CONTINUITA' DELLA CORRENTE
SIGNIFICATO FISICO
GRANDEZZE COINVOLTE

DENSITA' DI CORRENTE $\vec{J} = \rho\vec{v}$

INTENSITA' DI CORRENTE $I = -\frac{\partial Q}{\partial t} = \iint_\Sigma \vec{J}\cdot\vec{n}\,dS$

DERIVAZIONE CONTINUITA'

$\oiint_\Sigma \vec{J}\cdot\vec{n}\,dS = -\frac{\partial Q}{\partial t}$

$\iiint_\tau \text{DIV}\,\vec{J}\,d\tau = -\frac{\partial}{\partial t}\iiint_\tau \rho\,d\tau = -\iiint_\tau \frac{\partial\rho}{\partial t}\,d\tau$

$\rightarrow \text{DIV}\,\vec{J} + \frac{\partial\rho}{\partial t} = 0$

SIGNIFICATO FISICO

LA CORRENTE NON PUO' ESSERE CREATA O DISTRUTTA

IMPLICA LA CONSERVAZIONE DELLA CARICA

I ENTRANTE = I USCENTE + I ACCUMULO

UNA LEGGE DI CONTINUITA' ESPRIME IN FORMA LOCALE LA CONSERVAZIONE DI UNA GRANDEZZA

CONDIZIONI STAZIONARIE

$\rho, \vec{J}$ COSTANTI NEL TEMPO

$\text{DIV}\,\vec{J} = 0$

FLUSSO COSTANTE ATTRAVERSO OGNI SEZIONE

I E' LA STESSA $\forall$ SEZIONE $S_1A_1 = S_2A_2 = I$

SIMILE A FLUIDODINAMICA INCOMPRIMIBILE

GRANDEZZE FISICHE

I	INTENSITA' DI CORRENTE	A
$\vec{J}$	DENSITA' DI CORRENTE	A/m^2
ρ	DENSITA' DI CARICA	C/m C/m^2 C/m^3
$\vec{v}$	VELOCITA' DI CARICA	m/s
Q	CARICA	C
t	TEMPO	s

INCOMPATIBILITA' CON AMPERE

$\text{CURL}\,\vec{B} = \nabla\times\vec{B} = \mu_0\vec{J}$

MA $\nabla\cdot(\nabla\times\vec{B}) = \mu_0\nabla\cdot\vec{J} = 0$

POICHE' $\nabla\cdot(\nabla\times C) = \text{DIV}(\text{CURL}\,C) = 0$ $\forall C$

$\nabla\cdot\vec{J} = 0$ CONTRASTA CON L'EQUAZIONE SOPRA

ACCORDO CON MAXWELL IV

$\text{CURL}\,\vec{B} = \nabla\times\vec{B} = \mu_0\vec{J} + \mu_0\varepsilon_0\frac{\partial\vec{E}}{\partial t}$

$\nabla\cdot(\nabla\times\vec{B}) = \mu_0\nabla(\vec{J} + \varepsilon_0\frac{\partial\vec{E}}{\partial t}) = 0$

$\nabla\cdot(\vec{J} + \varepsilon_0\frac{\partial\vec{E}}{\partial t}) = 0$ CIOE'

$\nabla\cdot\vec{J} = -\varepsilon_0\nabla\cdot\frac{\partial\vec{E}}{\partial t} = -\varepsilon_0\frac{\partial}{\partial t}(\nabla\cdot\vec{E}) = -\varepsilon_0\frac{\partial}{\partial t}(\frac{\rho}{\varepsilon_0})$

$\rightarrow \nabla\cdot\vec{J} + \frac{\partial\rho}{\partial t} = 0$

TRAIETTORIE PARTICELLA IN CAMPO $\vec{B}$

CASO IDEALE

$\vec{F} = q\vec{v}\times\vec{B} = qvB\sin\alpha$

$\alpha = 0$

F = 0 NESSUNA INTERAZIONE

MOTO A VELOCITA' COSTANTE CON $\vec{v} // B$

$\alpha = \pi/2$

$F = F_{MAX} = -qvB\,\vec{u}_c$

MOTO CIRCOLARE PIANO DI RAGGIO R

$F_L = F_C$ $qvB = \frac{mv^2}{R}$ $R = \frac{mv}{qB}$

$\alpha \in (0, \pi/2)$

$F = qvB\sin\alpha$

$\vec{v}_{//}$ = COST IN MODULO E VERSO

$\vec{v}_\perp$ = COST SOLO IN MODULO

MOTO ELICOIDALE, LINEARE $//\vec{B}$, CIRCOLARE SUL PIANO $\perp\vec{B}$

CASO REALE

IL MOTO E' INSTABILE, q PERDE ENERGIA SOTTOFORMA DI ONDE ELETTROMAGNETICHE.

IL RAGGIO DEL MOTO CIRCOLARE TENDE A ZERO, RIMANE SOLO $V_{//}$

TEOREMA DI AMPERE
INTEGRALE, LOCALE
VALIDITA' (STAZIONARIO ?)
MODIFICHE IV MAXWELL
SIGNIFICATO FISICO

LOCALE $\text{CURL}\,\vec{B} = \nabla\times\vec{B} = \mu_0\vec{J}$

INTEGRALE $C_\gamma(\vec{B}) = \oint_\gamma \vec{B}\cdot d\vec{l} = \mu_0 I$

LA LEGGE VALE SOLO IN CONDIZIONI STAZIONARIE INFATTI E' IMPLICITA LA SEGUENTE CONDIZIONE

$\text{DIV}(\text{CURL}\,\vec{B}) = \nabla\cdot(\nabla\times\vec{B}) = \mu_0\nabla\cdot\vec{J} = 0$

OVVERO $\nabla\cdot\vec{J} = 0$ "CONDIZIONI STAZIONARIE"

IV MAXWELL

LOCALE $\text{CURL}\,\vec{B} = \nabla\times\vec{B} = \mu_0(\vec{J} + \varepsilon_0\frac{\partial\vec{E}}{\partial t})$

INTEGRALE $C_\gamma(\vec{B}) = \oint_\gamma \vec{B}\cdot d\vec{l} = \mu_0(\iint_\Sigma \vec{J}\cdot\vec{n}\,dS + \underbrace{\varepsilon_0\frac{\partial}{\partial t}\iint_\Sigma \vec{E}\cdot\vec{n}\,dS}_{*})$

* FATTORE CORRETTIVO: INDUZIONE MAGNETOELETTRICA

OERSTED IPOTIZZO E SCOPRI IL FENOMENO DELL'INDUZIONE ME TRAMITE UNA ARGOMENTAZIONE DI TIPO SIMMETRICO PARTENDO DALL'INDUZIONE EM STUDIATA DA FARADAY NEUMANN LENZ

AMPERE SCOPRI CHE LE INTENSITA' DI CORRENTE CREANO "VORTICI" NEL CAMPO MAGNETICO, OVVERO IL FLUSSO DEL ROTORE E' PROPORZIONALE ALLA DENSITA' DI CORRENTE CONTENUTA DENTRO UNA SUPERFICIE DI BORDO γ

MAXWELL GENERALIZZA AMPERE E DA' SPIEGAZIONE DEI FENOMENI STUDIATI DA OERSTED

$\oint_\gamma B\cdot dl = \mu_0(I_{INT} + I_S) = \mu_0(I_{INT} + \frac{\partial}{\partial t}\phi(\vec{E}))$

IL TERMINE CORRETTIVO E' CHIAMATO ANCHE I_S "CORRENTE DI SPOSTAMENTO" CHE EQUIVALE ALLA DERIVATA TEMPORALE DEL FLUSSO DI E ATTRAVERSO Σ CHIUSA

I_S E' COMODA PER GARANTIRE LA CONTINUITA' DELLA CORRENTE IN CASI SPECIALI COME QUELLI DEI CONDENSATORI

CONDIZIONI AL CONTORNO PER $\vec{E}$
IN REGIME NON STAZIONARIO
SUPERFICIE DI SEPARAZIONE MEZZI

IN PRESENZA DI PIU' DIELETTRICI

$E_{t1} = E_{t2}$ SI CONSERVA LA COMPONENTE TANGENZIALE (ROT $\vec{E} = 0$)

$V_1 = V_2$ IL POTENZIALE ELETTRICO E' LO STESSO

INOLTRE $\oint_\Sigma \vec{E}\cdot d\vec{l} = E_2\cdot\vec{m}\,dS - E_1\cdot\vec{m}\,dS$

CASO PARTICOLARE $\text{DIV}\,\vec{D} = \rho = 0$

$\rho_{LIB} = 0 \rightarrow D_{n1} = D_{n2} \rightarrow \varepsilon_1 E_{n1} = \varepsilon_2 E_{n2}$

ONDA PIANA POLARIZZATA LINEARMENTE CHE INCIDE NORMALMENTE SU UN CONDUTTORE PERFETTO

UN ONDA NON SI PROPAGA IN UN CONDUTTORE IDEALE APPENA UN'ONDA EM TOCCA LA SUPERFICIE ESTERNA SI GENERA UN CAMPO OPPOSTO

$E_{INT} = 0$ $\text{ROT}\,\vec{E} = -\frac{\partial B}{\partial t}$ $B_{INT} = 0$

CONSERVAZIONE ENERGIA $\rightarrow$ ONDA RIFLESSA

SUPERFICIE $E = 0$ $E_r = -E_i$ $B = 2B_i$ $B_r = +B_i$

INCIDENTE	$E_i = E_0\sin(\omega t - kz)$
RIFLESSA	$E_r = -E_0\sin(\omega t - kz)$
TOTALI	$E = -2E_0\sin(kz)\cos(\omega t)$ $B = +2B_0\sin(kz)\cos(\omega t)$

NON DIPENDE DA $(\omega t \pm kz) \rightarrow$ ONDA STAZIONARIA

PRESSIONE DI RADIAZIONE

$d\vec{F} = dq\,\vec{v}\times\vec{B} = \sigma\,dS\,\vec{v}\times\vec{B} = \vec{J}_S\times\vec{B}\,dS$

$\frac{dF}{dS} = \frac{F}{S} = \vec{J}_S\times\vec{B} = \left(\frac{2}{\mu_0}\vec{n}\times\vec{B}\right)\times\vec{B} = 2\,\frac{E\times B}{c\mu_0} = \frac{2}{c}P_{MEDIA}$

$P_{EM} = \frac{F}{S} = \frac{2}{c}P_{MEDIA}$

INTERPRETAZIONE CORPUSCOLARE (Q. DI MOTO, PRESSIONE)

RELAZIONE TRA $\vec{D}, \vec{E}, \vec{P}$
STUDIO DEL CAMPO INDUZIONE ELETTRICA

TEOREMA DI GAUSS PER IL CAMPO ELETTRICO $\rightarrow \Phi_\Sigma(\vec{E}) = \frac{Q_{TOT}}{\varepsilon_0}$

NEI DIELETTRICI $Q_{TOT} = Q_{LIBERA} + Q_{POLARIZZAZIONE}$

$\oiint_\Sigma \vec{E}\cdot\vec{n}\,dS = \frac{Q_{LIB} + Q_{POL}}{\varepsilon_0} = \frac{Q_{LIB}}{\varepsilon_0} - \frac{1}{\varepsilon_0}\oiint_\Sigma \vec{P}\cdot\vec{n}\,dS$

$\oiint_\Sigma(\varepsilon_0\vec{E} + \vec{P})\cdot\vec{n}\,dS = Q_{LIB}$

DEFINIAMO $\vec{D} = \varepsilon_0\vec{E} + \vec{P}$

INTEGRALE $\oiint_\Sigma \vec{D}\cdot\vec{n}\,dS = \iiint_\tau \text{DIV}\,\vec{D}\,d\tau = Q_{LIB} = \iiint_\tau \rho_{LIB}\,d\tau$

LOCALE $\text{DIV}\,\vec{D} = \rho_{LIB}$

MUTUA INDUTTANZA
VALIDITA'
INTERPRETAZIONE

$\Phi_{21}(\vec{B}) = \iint_{\Sigma_2} \vec{B}_1\cdot\vec{n}_2\,dS$ FLUSSO MAGNETICO CONCATENATO IN 2 DOVUTO ALLA CORRENTE IN 1

$M_{12} = \frac{\Phi_{12}}{I_2} = M_{21} = \frac{\Phi_{21}}{I_1} = M$

M DIPENDE SOLO DA CARATTERISTICHE GEOMETRICHE

CONDIZIONI LENTAMENTE VARIABILI

$\text{FEM}_1 = f_1 = -\frac{\partial\Phi_1}{\partial t} = -L_1\frac{\partial I_1}{\partial t} - M\frac{\partial I_2}{\partial t}$

$\text{FEM}_2 = f_2 = -\frac{\partial\Phi_2}{\partial t} = -L_2\frac{\partial I_2}{\partial t} - M\frac{\partial I_1}{\partial t}$

POTENZIALE ELETTROSTATICO

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

$V(P) = V(P) - V(RIF) = \int_0^{V(P)} dV = -\int_{RIF}^{P} \vec{E}\,d\vec{l}$

AUTOINDUTTANZA

VARIAZIONI DI $\Phi(B)$ CONCATENATO AD UN CIRCUITO INDUCONO UNA FEM

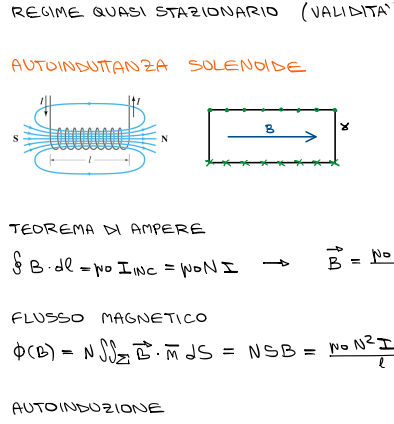
QUESTO VALE ANCHE SE $\vec{B}$ E' ORIGINATO DAL CIRCUITO STESSO

$\Phi(B) = L\,I$ $\text{FEM} = -L\frac{\partial I}{\partial t}$

L "AUTO INDUTTANZA" DIPENDE SOLO DA GEOMETRIA

REGIME QUASI STAZIONARIO (VALIDITA')

AUTOINDUTTANZA SOLENOIDE



TEOREMA DI AMPERE

$\oint B\cdot dl = \mu_0 I_{INC} = \mu_0 N I \rightarrow \vec{B} = \frac{\mu_0 N I}{\ell}\vec{u}_x$

FLUSSO MAGNETICO

$\Phi(B) = N\iint_\Sigma \vec{B}\cdot\vec{n}\,dS = NSB = \frac{\mu_0 N^2 I}{\ell}\pi R^2$

AUTOINDUZIONE

$\Phi(B) = L\,I \rightarrow L = \frac{\mu_0 N^2}{\ell}\pi R^2$

INTENSITA' E PRESSIONE DI RADIAZIONE

L'INTENSITA' DI UNA ONDA EM E' DESCRITTA COME IL MODULO DEL VETTORE $\vec{S}$

ONDE ELETTROMAGNETICHE

$\vec{E} = E_0\cos(\omega t - kr)$

$\vec{B} = B_0\cos(\omega t - kr)$

VETTORE DI POYNTING

$\vec{S} = \vec{E}\times\vec{H}$

INTENSITA' ISTANTANEA

$I = |\vec{S}| = \vec{E}\,\vec{H} = \frac{\vec{E}\,\vec{B}}{\mu} = \frac{\vec{E}^2}{\mu c} = \frac{E_0^2}{\mu c}\cos^2(\omega t - kr)$

INTENSITA' MEDIA

$\bar{I} = I\Big|_{\cos^2(\cdot) = \frac{1}{2}} = \frac{E_0^2}{2\mu c}$

$= \frac{1}{2}\sqrt{\frac{\varepsilon\mu}{\mu^2}}E_0^2 = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}}E_0^2$

$= \frac{1}{2}\frac{\varepsilon}{\sqrt{\varepsilon\mu}}E_0^2 = \frac{c}{N}\bar{U} = v\bar{U}$

ENERGIA INTERNA

$U = \frac{1}{2}\varepsilon E^2 + \frac{1}{2\mu}B^2$ TOTALE

$\bar{U} = \frac{1}{2}\varepsilon E^2 = \frac{1}{2\mu}B^2$ MEDIA

PRESSIONE DI RADIAZIONE

$P_{EM} = \frac{\bar{I}}{v}$

POTENZIALI ELETTRICI E MAGNETICI
DESCRIVI LE LORO PROPRIETA'

ELETTROSTATICA

$\nabla^2 V = -\rho/\varepsilon_0$ $V = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\iiint_\tau \frac{\rho}{r}\,d\tau$

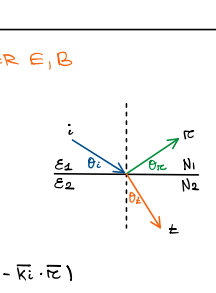
MAGNETOSTATICA

$\nabla^2 A = -\mu_0\vec{J}$ $A = \frac{\mu_0}{4\pi}\iiint_\tau \frac{\vec{J}}{r}\,d\tau$

CONDIZIONI AL CONTORNO PER E, B
RIFLESSIONE, RIFRAZIONE
RICAVA SNELL

ONDA EM PIANA MONO ω_i

DISCONTINUITA' PIANA $\varepsilon_1, \varepsilon_2$



ONDE EM

INCIDENTE	$E_i\cos(\omega_i t - \vec{k}_i\cdot\vec{r})$
RIFLESSA	$E_r\cos(\omega_r t - \vec{k}_r\cdot\vec{r})$
TRASMESSA	$E_t\cos(\omega_t t - \vec{k}_t\cdot\vec{r})$

INTERFACCIA

$\omega_i t - \vec{k}_i\cdot\vec{r} = \omega_r t - \vec{k}_r\cdot\vec{r} = \omega_t t - \vec{k}_t\cdot\vec{r}$

$\omega_i = \omega_r = \omega_t = \omega$ CONSERVAZIONE ENERGIA

$k_i\cdot r = k_r\cdot r = k_t\cdot r$ CONSERVAZIONE Q. DI MOTO

$\frac{\omega_i}{v_i}\sin\theta_i = \frac{\omega_r}{v_r}\sin\theta_r = \frac{\omega_t}{v_t}\sin\theta_t$

$\underbrace{\frac{N_1}{c}\sin\theta_i = \frac{N_1}{c}\sin\theta_r}_{I} = \underbrace{\frac{N_2}{c}\sin\theta_t}_{II}$

$\sin\theta_i = \sin\theta_r \rightarrow \theta_i = \theta_r$ RIFLESSIONE

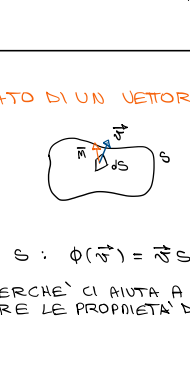
$N_1\sin\theta_i = N_2\sin\theta_t$ RIFRAZIONE

DOVE $N \cong \sqrt{\varepsilon}$ POICHE' GENERALMENTE $\mu_0 \approx 1$

FLUSSO CONCATENATO DI UN VETTORE
FLUSSO PER $\vec{E}, \vec{B}$

$\Phi(\vec{v}) = \iint_S \vec{v}\cdot\vec{n}\,dS$

$\vec{n}$ NORMALE $\forall$ dS



SE $\vec{v}$ E' OMOGENEO IN S: $\Phi(\vec{v}) = \vec{v}S\cos\alpha$

E' UTILE DEFINIRLO PERCHE' CI AIUTA A DESCRIVERE CON RIGORE LE PROPRIETA' DI $\vec{E}, \vec{B}$

GAUSS ELETTRICO

$\Phi(\vec{E}) = \oiint_{\partial V}\vec{E}\cdot\vec{n}\,dS = \frac{Q_{INC}}{\varepsilon_0} = \frac{1}{\varepsilon_0}\iiint_V \rho\,dV$

VALIDITA': SOLO SE $\vec{E}$ CONTINUO, PER DISCONTINUITA' POSSIAMO USARE LA FORMA LOCALE

$\text{DIV}\,\vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0}$

GAUSS MAGNETICO

$\Phi(\vec{B}) = \oiint_{\partial V}\vec{B}\cdot\vec{n}\,dS = 0$ $\text{DIV}\,\vec{B} = 0$

VALIDITA': SEMPRE

INTERPRETAZIONE FISICA

IL CAMPO ELETTRICO HA 'SORGENTI' E 'POZZI' POSSIAMO ASSOCIARE LE PRIME A CARICHE + MENTRE I SECONDI A CARICHE −

NON ESISTE E NON PUO' ESSERE ISOLATO IL MONOPOLO MAGNETICO. IL CAMPO B E' SOLENOIDALE

CRITERIO DI RAYLEIGH

GLI EFFETTI DI DIFFRAZIONE PONGONO UN LIMITE FISICO ALLE CAPACITA' DEGLI STRUMENTI OTTICI

E' PARTICOLARMENTE DIFFICILE DISTINGUERE 2 SORGENTI PUNTIFORMI LUMINOSE CHE ABBIANO PICCOLA DISTANZA ANGOLARE E INTENSITA' I UGUALI

IL CRITERIO DI R. CI PERMETTE DI CONOSCERE LA MINIMA DISTANZA OLTRE LA QUALE E' POSSIBILE 'RISOLVERE' L'IMMAGINE.

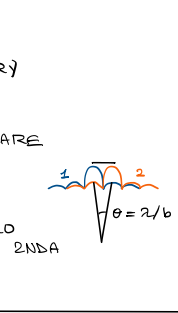
RISOLUZIONE $\leftrightarrows$ $\theta_R \simeq 1.22\frac{\lambda}{d}$

POTERE SEPARATORE $\delta = \frac{1}{\theta}$

LA SEPARAZIONE ANGOLARE θ_R DEVE ESSERE UGUALE O MAGGIORE DEL RAGGIO DEL DISCO DI AIRY

DISCO DI AIRY

FIGURA DI DIFFRAZIONE PER UN FORO CIRCOLARE



GENERALIZZAZIONE

L'ANGOLO MINIMO θ_R E' QUELLO PER CUI LO ZERO DELLA PRIMA SORGENTE CADE NEL MASSIMO DELLA 2NDA

MODELLO DRUDE LORENTZ

NON NE HO IDEA, FOTTITI!

TEOREMA DI GAUSS PER $\vec{E}$
MEZZO LINEARE OMOGENEO

MEZZI LINEARI OMOGENEI

$\text{DIV}\,\vec{E} = \frac{1}{\varepsilon}\text{DIV}\,\vec{D} = \frac{\rho_{LIB}}{\varepsilon}$ $\varepsilon = \varepsilon_0\varepsilon_r$

VERSIONE INTEGRALE

$\Phi(\vec{E}) = \oiint_{\partial V}\vec{E}\cdot\vec{n}\,dS = \frac{Q_{INC}}{\varepsilon_0} = \iiint_V \frac{\rho}{\varepsilon_0}\,dV$

SIGNIFICATO FISICO

IL FLUSSO E' LO STESSO $\forall$ SUPERFICIE CHIUSA ∂V CHE CONTIENE CARICA (L'ORIGINE DEL CAMPO)

$\vec{E}$ E' PROPORZIONALE ALLA CARICA CONTENUTA INDIPENDENTEMENTE DALLA GEOMETRIA

$\vec{E}$ HA SORGENTI (+q) E POZZI (−q)

CORRENTI SUPERFICIALI E CAMPO MAGNETICO

DATA UN C. SUPERFICIALE $\vec{J}_S$
CONDIZIONI AL CONTORNO

1) $\Phi_\Sigma(\vec{B}) = 0$ $B_\perp = 0$ $H_\perp = 0$

2) $C_\gamma(\vec{B}) = \mu_0 I$ $B_{//} = \mu_0 J_S$ $H_{//} = J_S$

FORZA DI LORENTZ E CONSERVAZIONI

CAMPO UNIFORME $\vec{B}$

$\vec{F} = q\vec{v}\times\vec{B} = qvB\sin\theta$

ENERGIA

LA FORZA $\vec{F}$ E' SEMPRE PERPENDICOLARE ALLO SPOSTAMENTO QUINDI NON COMPIE LAVORO

LA MASSA m SUBISCE UNA ACCELERAZIONE CENTRIPETA: IL MODULO DI $\vec{v}$ RIMANE COSTANTE MA LA SUA DIREZIONE CAMBIA CONTINUAMENTE

$m\,a_c = qvB$ $a_c = -\frac{qvB}{m}\vec{u}_c$ ACCELERAZIONE CENTRIPETA

$\frac{mv^2}{R} = qvB$ $R = \frac{mv}{qB}$ RAGGIO DI CURVATURA

QUANTITA' DI MOTO $\vec{p} = m\vec{v}$

NON VIENE CONSERVATA

DEFINIZIONE OPERATIVA E, D, P

$\vec{E} = \lim_{q_0\to0}\frac{\vec{F}}{q_0}$	q_0 SONDA	$\frac{N}{C}$ $\frac{V}{m}$
$\vec{P} = \lim_{\Delta\tau\to0}\frac{\Delta\vec{P}}{\Delta V} = N\vec{p}$		$\frac{C}{m^2}$
$\vec{D} = \varepsilon_0\vec{E} + \vec{P}$		$\frac{C}{m^2}$

$P = \varepsilon_0(\varepsilon_r - 1)E$

SORGENTI DEI VETTORI

ρ, E CARICHE P MOMENTI DI DIPOLO

VETTORE DI POLARIZZAZIONE
VERIFICA CHE Q E' NULLA
SUPERFICIE, VOLUME

PER UNA SUPERFICIE CHIUSA Σ NEL DIELETTRICO

$Q_P + \oiint_\Sigma \vec{P}\cdot\vec{n}\,dS = 0$

VOLUME

GENERATA DA DISOMOGENEITA' IN MATERIALE

$Q_P = \iiint_V \rho_P\,dV \rightarrow \rho_P = -\text{DIV}\,\vec{P}$

SUPERFICIE

GENERATE DALLA PARTE TERMINALE DEI DIPOLI

$dQ_P = \sigma_P\,dS = \vec{P}\,\vec{n}\,dS \rightarrow \sigma_P = \vec{P}\cdot\vec{n}$

CARICA TOTALE

$Q_{TOT} = \oiint\sigma_P + \iiint\rho_P = \oiint_\Sigma \vec{P}\cdot\vec{n}\,dS - \iiint_V \text{DIV}\,P\,dV = 0$

OHM LOCALE E INTEGRALE

LOCALE $\vec{J} = f(\vec{E})$

PER I MATERIALI ISOTROPI $\vec{J} = \sigma\vec{E} = \frac{\vec{E}}{\rho}$

σ CONDUCIBILITA' $[A\,m^{-1}V^{-1}]$

ρ RESISTIVITA' $[m\,V\,A^{-1}]$

APPROSSIMAZIONE OTTIMA PER METALLI E LEGHE MENO BUONA PER SOLUZIONI ELETTROLITICHE E ISOLANTI

INTEGRALE $\Delta V = R\,I$

R RESISTENZA $[\Omega = VA^{-1}]$

RELAZIONE

IN GENERALE E' COMPLESSA

IPOTESI $\vec{J}, \vec{E}$ UNIFORMI $\forall$ SEZIONE S

$\Delta V = \int\vec{E}\cdot d\vec{l} = \int\rho\vec{J}\,d\vec{l} = I\int\frac{\rho}{S}\,dl = RI$

$R = \int\frac{\rho}{S}\,dl = \frac{\rho\,\ell}{S}$

RELAZIONE TRA E, I, FEM

CORRENTI STAZIONARIE $\rightarrow \text{DIV}\,\vec{J} = 0$

LE CORRENTI CIRCOLANO SOLO IN CIRCUITI CHIUSI

FEM − LAVORO PER FAR CIRCOLARE I

CAMPO ELETTROMOTORE

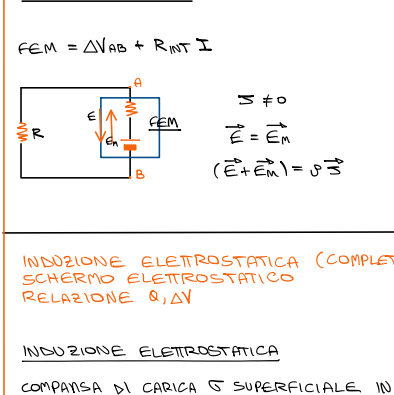
$\vec{E}_m = \frac{\vec{F}_m}{q}$ NON CONSERVATIVO

FORZA ELETTROMOTRICE

$\text{FEM} = \oint_\gamma \vec{E}_m\cdot d\vec{l}$

CIRCUITO CHIUSO

$\text{FEM} = \Delta V_{AB} + R_{INT}\,I$



$\vec{J} \neq 0$

$\vec{E} = \vec{E}_m$

$(\vec{E} + \vec{E}_m) = \rho\vec{J}$

INDUZIONE ELETTROSTATICA (COMPLETA)
SCHERMO ELETTROSTATICO
RELAZIONE Q, ΔV

INDUZIONE ELETTROSTATICA

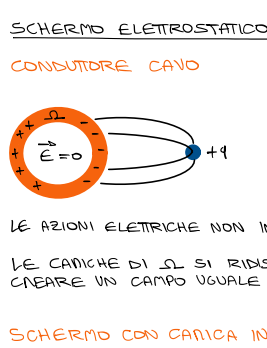
COMPARSA DI CARICA σ SUPERFICIALE IN CONDUTTORI DOVUTE A FORZE ELETTROSTATICHE $F = qE$

INDUZIONE ES COMPLETA

TUTTE LE LINEE DI CAMPO CHE ESCONO DA UNA SUPERFICIE ENTRANO NELL'ALTRA

SCHERMO ELETTROSTATICO

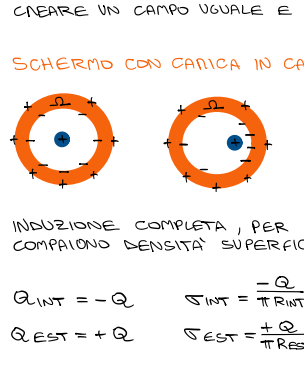
CONDUTTORE CAVO



LE AZIONI ELETTRICHE NON INFLUENZANO LA CAVITA'

LE CARICHE DI Ω SI RIDISTRIBUISCONO PER CREARE UN CAMPO UGUALE E CONTRARIO

SCHERMO CON CARICA IN CAVITA'



INDUZIONE COMPLETA, PER MANTENERE $\vec{E}_{CONDUTTORE} = 0$ COMPAIONO DENSITA' SUPERFICIALI DI CARICA σ_n

$Q_{INT} = -Q$ $\sigma_{INT} = \frac{-Q}{4\pi R_{INT}^2}$

$Q_{EST} = +Q$ $\sigma_{EST} = \frac{+Q}{4\pi R_{EST}^2}$

σ_{EST}
- TUTTE LE CARICHE SONO EQUISPARIATE PER MINIMIZZARE L'ENERGIA POTENZIALE
- NON DIPENDE DALLA POSIZIONE DI q
- "CONDIZIONE DI EQUIPOTENZIALITA'" PER S_{EST}

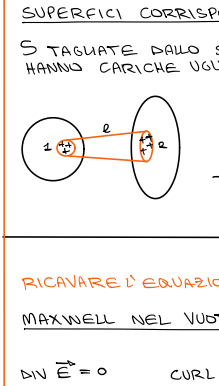
σ_{INT}
- DIPENDE DA POSIZIONE DI q E GEOMETRIA DEL CONDENSATORE

UNA CARICA ESTERNA A Ω MODIFICA SOLO σ_{EST} E NON σ_{INT}

$\rightarrow$ IL CONDUTTORE DIVIDE LO SPAZIO IN 2 REGIONI ISOLATE TRA LORO PER AZIONI ELETTRICHE

SUPERFICI CORRISPONDENTI

S TAGLIATE DALLO STESSO 'TUBO DI FLUSSO' PER $\vec{E}$ HANNO CARICHE UGUALI



$\phi_{S1} + \phi_{S2} + \phi_L = 0$

$\rightarrow Q_1 = Q_2$

RICAVARE L'EQUAZIONE D'ONDA DA MAXWELL

MAXWELL NEL VUOTO

$\text{DIV}\,\vec{E} = 0$ $\text{CURL}\,\vec{E} = -\mu_0\frac{\partial\vec{H}}{\partial t}$

$\text{DIV}\,\vec{H} = 0$ $\text{CURL}\,\vec{H} = +\varepsilon_0\frac{\partial\vec{E}}{\partial t}$

EQUAZIONE D'ONDA

$\frac{\partial\psi^2}{\partial t} = v^2\nabla^2\psi$ D'ALAMBERT

DIMOSTRAZIONE

III MAXWELL	$\text{CURL}\,\vec{E} = -\mu_0\frac{\partial\vec{H}}{\partial t}$
IV MAXWELL	$\text{CURL}\,\vec{H} = +\varepsilon_0\frac{\partial\vec{E}}{\partial t}$
ROTORE	$\text{CURL}(\text{CURL}\,A) = \text{GRAD}(\text{DIV}\,A) - \nabla^2 A$

APPLICHIAMO IL ROTORE A III

$\text{CURL}(\text{CURL}\,\vec{E}) = \text{CURL}(-\mu_0\frac{\partial\vec{H}}{\partial t})$

$\cancel{\text{GRAD}(\text{DIV}\,\vec{E})} - \nabla^2\vec{E} = -\mu_0\frac{\partial}{\partial t}\text{CURL}\,\vec{H}$

$\text{DIV}\,\vec{E} = 0$ POICHE' SIAMO NEL VUOTO

$\text{CURL}\,\vec{H}$ SI SOSTITUISCE LA IV

$+\nabla^2\vec{E} = +\mu_0\frac{\partial}{\partial t}(\varepsilon_0\frac{\partial\vec{E}}{\partial t})$

$c^2\nabla^2\vec{E} = \frac{\partial^2\vec{E}}{\partial t^2}$

$C_0 = \sqrt{\frac{1}{\varepsilon_0\mu_0}}$ VELOCITA' DELLA LUCE NEL VUOTO

ONDE CAMPO EM

$c^2\nabla^2\vec{E} = \frac{\partial^2\vec{E}}{\partial t^2}$

$c^2\nabla^2\vec{H} = \frac{\partial^2\vec{H}}{\partial t^2}$

DEFINIZIONE ONDA
ONDE PIANE (PROPRIETA', SOLUZIONI)

ONDA PERTURBAZIONE DI UN CAMPO CHE SI PROPAGA A VELOCITA' FINITA

TRASPORTA Q. DI MOTO ED ENERGIA MA NON MATERIA

ONDA PIANA

FRONTI D'ONDA SONO PIANI LUNGO $\vec{v}$ PROPAGAZIONE

CASO MONODIMENSIONALE $\psi = \psi(x)$

$\nabla^2\psi = \frac{\partial^2\psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial z^2} = \frac{\partial^2}{\partial x^2}\psi$

$\rightarrow \frac{\partial^2\psi}{\partial x^2} - \frac{1}{v^2}\frac{\partial^2\psi}{\partial t^2} = 0$

SOLUZIONI $\psi = \underbrace{f(t - \frac{x}{v})}_{\text{PROGRESSIVA}} + \underbrace{g(t + \frac{x}{v})}_{\text{REGRESSIVA}}$

PROPRIETA' $f_1 = f(t_0 - \frac{x_0}{v}) = f_2 = f(t_0 + \Delta t - \frac{x_0}{v} - \frac{\Delta x}{v})$

f FUNZIONE INVARIATA PER OSSERVATORI A VELOCITA' $v = \frac{\Delta x}{\Delta t}$

- E, B PRESENTI CONTEMPORANEAMENTE
- $E \perp B$ RISPETTO $\vec{K}$ PROPAGAZIONE
- E, B, K TERNA ORTOGONALE
- $E = vB$ MODULI IN RELAZIONE

DIAMAGNETISMO E PARAMAGNETISMO

PER MOLTI MATERIALI

$\vec{B}_{EST} = 0 \rightarrow \vec{M} = 0$

SENZA $\vec{B}$ NON MANIFESTANO PROPRIETA' MAGNETICHE

FORZA $F = \text{GRAD}(M\cdot B)$ $F_x = -M_m\frac{\partial B_x}{\partial x}$

DIAMAGNETICI

- $\mu_r = (1 + \chi_m) < 1$ $\chi_m < 0$
- M OPPOSTO A B, H
- MATERIALE SPINTO IN REGIONI CON B MENO INTENSO

PARAMAGNETICI (O₂, Al, ARIA)

- $\mu_r = (1 + \chi_m) > 1$ $\chi_m > 0$
- M, B, H HANNO STESSO VERSO
- MATERIALE SPINTO IN REGIONI CON B PIU' INTENSE

RELAZIONI TRA $\vec{H}, \vec{B}, \vec{M}$

II LEGGE DELLA MAGNETOSTATICA

$\text{CURL}\,\vec{B} = \mu_0\vec{J}_{TOT} = \mu_0(\vec{J} + \vec{J}_M) = \mu_0(\vec{J} + \text{CURL}\,\vec{M})$

$\text{CURL}(\vec{B} - \mu_0\vec{M}) = \mu_0\vec{J}$

$\text{CURL}(\frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{M}) = \vec{J}$

DEFINIAMO IL VETTORE CAMPO MAGNETICO (CAMPO MAGNETIZZANTE)

$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{M}$ $\text{CURL}\,\vec{H} = \vec{J}$

DEFINIZIONI

$\vec{H}$	CAMPO MAGNETICO
$\vec{B}$	CAMPO INDUZIONE MAGNETICA
$\vec{M}$	CAMPO MAGNETIZZAZIONE

MAGNETIZZAZIONE E POLARIZZAZIONE

POLARIZZAZIONE	$\vec{P} = \lim_{\Delta V\to0}\frac{\Delta\vec{p}}{\Delta V}$	$\vec{p}$	MOMENTO DI DIPOLO ELETTRICO
MAGNETIZZAZIONE	$\vec{M} = \lim_{\Delta V\to0}\frac{\Delta\vec{m}}{\Delta V}$	$\vec{m}$	MOMENTO DI DIPOLO MAGNETICO

CORRENTI PARASSITE (EDDY, FOUCAULT)

CORRENTI INDOTTE IN MASSE METALLICHE CONDUTTRICI IMMERSE IN UN CAMPO $\vec{B}$ VARIABILE O IN MOVIMENTO RISPETTO UN CAMPO $\vec{B}$ UNIFORME

ELETTRONI MUOVENDOSI IN VORTICI CREANO UN CAMPO MAGNETICO OPPOSTO ALLA VARIAZIONE DEL FLUSSO

(SIMILE ALLA LEGGE DI LENZ)

LE CORRENTI GENERANO PER EFFETTO JOULE DELLE PERDITE IN ENERGIA

DIMINUZIONE DI EFFICIENZA PER GENERATORI E TRASFORMATORI

EFFETTI RIDUCIBILI PER LAMINAZIONE (STRATI SOTTILI ISOLATI PER $\vec{E}$)

APPLICAZIONI: FRENI MAGNETICI, CUCINE AD INDUZIONE

TEOREMA EQUIVALENZA AMPERE

UNA SPIRA DI SUPERFICIE $S \to 0$ PERCORSA DA CORRENTE E' EQUIVALENTE AD UN DIPOLO MAGNETICO

LA SPIRA E IL DIPOLO SONO EQUIVALENTI SIA PER IL CAMPO $\vec{B}$ GENERATO CHE PER AZIONI MECCANICHE DA UN CAMPO ESTERNO

ELETTROMAGNETI E MAGNETI PERMANENTI PRODUCONO GLI STESSI FENOMENI E RISPONDO ALLE STESSE LEGGI

CONDIZIONE DI DEVIAZIONE MINIMA
APPLICAZIONI DI UN PRISMA
RELAZIONE TRA ANGOLI

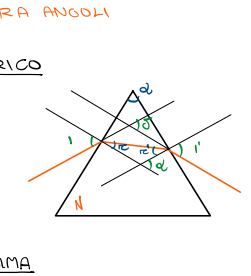
PRISMA GENERICO

$\sin i = N\sin r$

$\sin i' = N\sin r'$

$r + r' = \alpha$

$\delta = i + i' - \alpha$



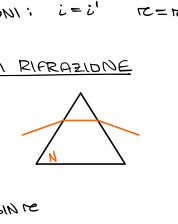
DEVIAZIONE MINIMA

$\frac{d\delta}{di} = 0 \rightarrow \frac{d\delta}{di} = 1 + \frac{di'}{di} + 0 = 0$ $\frac{di'}{di} = -1$

IMPLICAZIONI: $i = i'$ $r = r'$

INDICE DI RIFRAZIONE

$i = i'$
$r = r'$



$\sin i = N\sin r$ $\sin i' = N\sin r'$ $r + r' = \alpha$ $\delta = i + i' - \alpha$	$\sin i = N\sin r$ $r = \alpha/2$ $\delta_{MIN} = 2i - \alpha \rightarrow i = \frac{\delta_{MIN} + \alpha}{2}$

$N = \frac{\sin i}{\sin r} = \frac{\sin i}{\sin\alpha/2} = \frac{\sin(\frac{\delta_{MIN} + \alpha}{2})}{\sin(\alpha/2)}$

δ_{MIN} SI MISURA SPERIMENTALMENTE $\forall\lambda$

APPLICAZIONI

LA DEVIAZIONE DIPENDE DA λ

IL VIOLETTO E' PIU' DEVIATO DEL ROSSO

PRINCIPIO USATO IN SPETTROMETRI, MONOCROMATORE

SCOMPOSIZIONE DI UN FASCIO IN ONDE MONOCROMATICHE

$\vec{E}, \vec{B}$ NEL VUOTO
CONDIZIONI NON STAZIONARIE

GENERALI

$\text{DIV}\,\vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0}$ $\text{CURL}\,\vec{E} = -\frac{\partial\vec{B}}{\partial t}$

$\text{DIV}\,\vec{B} = 0$ $\text{CURL}\,\vec{B} = \mu_0(\vec{J} + \frac{\partial\vec{E}}{\partial t})$

NEL VUOTO ($\rho = J = 0$ $D = \varepsilon_0 E$ $B = \mu_0 H$)

$\text{DIV}\,\vec{E} = \text{DIV}\,\vec{D} = 0$ $\text{CURL}\,\vec{E} = -\frac{\partial\vec{B}}{\partial t} = -\mu_0\frac{\partial\vec{H}}{\partial t}$

$\text{DIV}\,\vec{B} = \text{DIV}\,\vec{H} = 0$ $\text{CURL}\,\vec{B} = +\mu_0\frac{\partial\vec{E}}{\partial t} = +\varepsilon_0\mu_0\frac{\partial\vec{D}}{\partial t}$

INTERPRETAZIONE

$\forall$ SUPERFICIE CHIUSA Σ IL FLUSSO $\Phi(\vec{E}) = \Phi(\vec{B}) = 0$

$\Phi(\vec{B}) = 0$ SEMPRE, $\Phi(\vec{E}) = 0$ POICHE' $Q_{TOT} = 0$

LA CIRCUITAZIONE $C_\gamma(\vec{E}), C_\gamma(\vec{E})$ E' PROPORZIONALE ALLA DERIVATA DEL FLUSSO DEI CAMPI OPPOSTI

$C_\gamma(E) = -\frac{\partial}{\partial t}\Phi(B)$ SEMPRE

$C_\gamma(\vec{B}) = \mu_0\frac{\partial}{\partial t}\Phi(\vec{E})$ SOLO PERCHE' $\vec{J} = 0$

LEGGI DI MAXWELL IN CONDIZIONI STAZIONARIE

GENERALI

$\text{DIV}\,\vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0}$ $\text{CURL}\,\vec{E} = -\frac{\partial\vec{B}}{\partial t}$

$\text{DIV}\,\vec{B} = 0$ $\text{CURL}\,\vec{B} = \mu_0(\vec{J} + \frac{\partial\vec{E}}{\partial t})$

STAZIONARIE (ELETTROSTATICA, MAGNETOSTATICA)

$\text{DIV}\,\vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0}$ $\text{CURL}\,\vec{E} = 0$

$\text{DIV}\,\vec{B} = 0$ $\text{CURL}\,\vec{B} = \mu_0 J_F$

INTERPRETAZIONE

CAMBIA SOLO LA CIRCUITAZIONE DEI CAMPI

$\text{CURL}\,\vec{E} = 0 \rightarrow \vec{E}$ E' UN CAMPO CONSERVATIVO

$\text{CURL}\,\vec{B} = \mu_0 J_F \rightarrow \vec{B}$ HA COME 'VORTICI' LA DENSITA' DI CORRENTE $\vec{J}$

LA SECONDA E' ANCHE CHIAMATA 'LEGGE DI AMPERE'

MOLTO UTILE, SIMILARMENTE AL TEOREMA DI GAUSS ELETTRICO LA SI USA PER CALCOLARE IL CAMPO IN CERTE DISTRIBUZIONI AD ELEVATA SIMMETRIA

$\oint B\cdot dl = \mu_0\iint_{\Sigma_\gamma}\vec{J}\cdot\vec{n}\,dS = \mu_0 I_{INC}$

ANGOLO DI BREWSTER E ANGOLO LIMITE

LIMITE

$\sin\theta_L = \frac{N_2}{N_1}$ $N_2 < N_1$

ANGOLO OLTRE AL QUALE LA RIFLESSIONE INTERNA E' TOTALE

ACCADE SOLO NEL PASSAGGIO DA UN MATERIALE PIU' DENSO AD UNO MENO DENSO

FENOMENO USATO PER ILLUMINARE LE PISCINE DA SOTTO

BREWSTER

ANGOLO PER IL QUALE LA LUCE RIFLESSA E' POLARIZZATA USATO SPESSO PER CALCOLARE SPERIMENTALMENTE GLI INDICI N DI RIFRAZIONE

$\tan\theta_B = \frac{N_2}{N_1}$