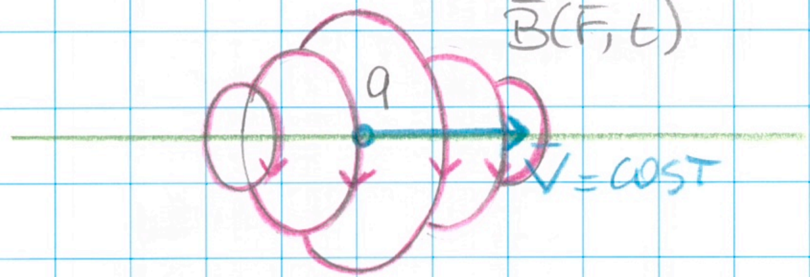
$$\bar{B}(\bar{r},t) = \frac{1}{c^2} \underbrace{\bar{R}\times\bar{E}(\bar{r},t)}_{\overset{\shortparallel}{\emptyset}\,(\bar{R}\parallel\bar{E})} + \frac{1}{c}\left(\frac{\bar{V}}{c}\right)\times\bar{E}(\bar{r},t) \Rightarrow$$

$$\bar{B}(\bar{r},t) = \frac{1}{c}\bar{\beta}\times\bar{E}(\bar{r},t) = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0 c}\frac{(1-\beta^2)}{(1-\beta^2\sin^2\theta)^{3/2}}\left(\frac{\bar{\beta}\times\bar{R}}{R^2}\right)$$

QUINDI LE LINEE DI $\bar{B}(\bar{r},t)$ CIRCOLANO ATTORNO ALLA DIREZIONE DI $\bar{V}=\text{COST}$ DELLA q



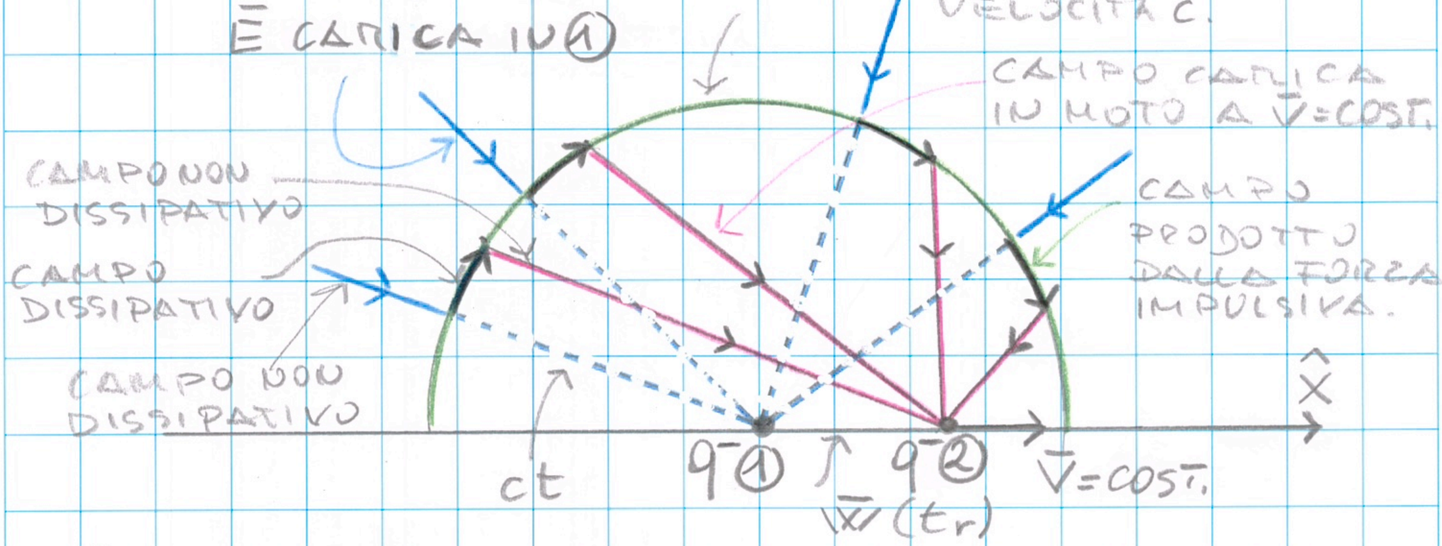
COME ABBIAMO GIÀ ACCENNATO PER $V \ll c$

$$\bar{E}(\bar{r},t) \rightarrow \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q}{R^2}\hat{R}$$ (LEGGE DI COULOMB ESSENZIALMENTE)

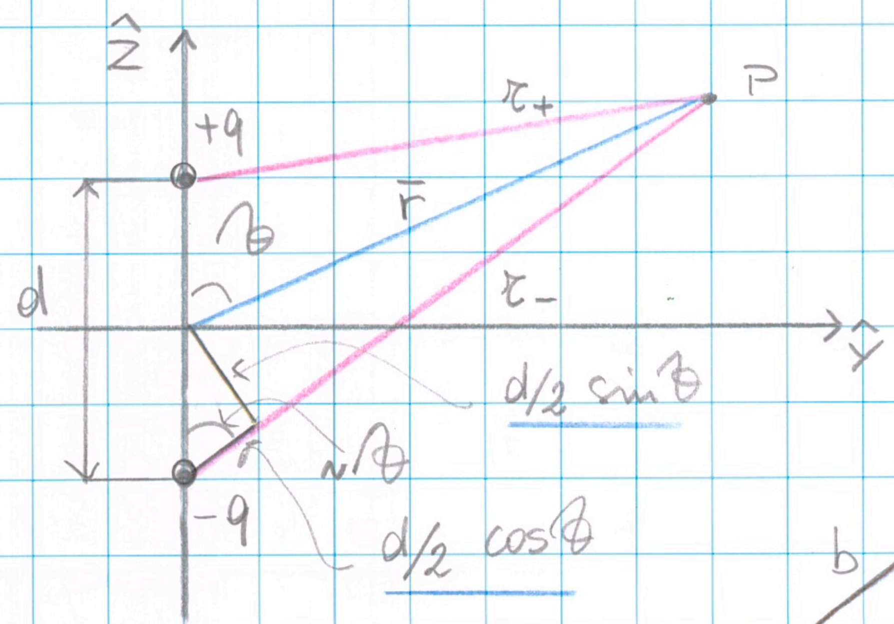
$$\bar{B}(\bar{r},t) \rightarrow \left(\frac{\mu_0}{4\pi}\right)\frac{q}{R^2}(\bar{V}\times\bar{R})$$ (LEGGE DI BIOT-SAVART ESSENZIALMENTE)

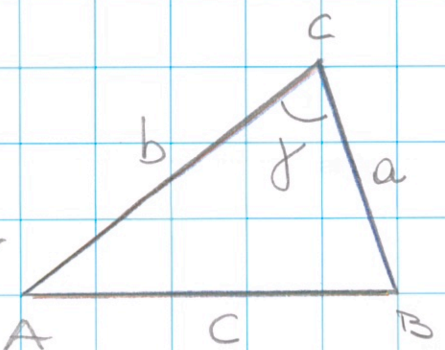
• **LEZIONE #25** ABBIAMO STABILITO CHE LA RADIAZIONE E.M. E' ORIGINATA DA CARICHE SOTTOPOSTE ALLA AZIONE DI UNA FORZA ($\Rightarrow$ ACCELLERATA) GENERANO UN CAMPO E.M. CHE SI PROPAGA ALL'INFINITO E QUINDI RAPPRESENTA ENERGIA DISSIPATA. VEDREMO PIÙ AVANTI CHE ANCHE DIPOLI MAGNETICI OSCILLANTI GENERANO CAMPI E.M. RADIATIVI. IN ULTIMA ISTANZA LA RADIAZIONE E.M. E' UN PROCESSO IRREVERSIBILE. PER FORMALIZZARE QUESTI CONCETTI POSSIAMO SCRIVERE $P(\bar{r}) = \oint_{\Sigma} \bar{S}\cdot d\bar{a} = \frac{1}{\mu_0}\oint(\bar{E}\times\bar{B})\cdot d\bar{a}$

IL LIMITE PER $\bar{z}_1(r) \to \infty$ DEL FLUSSO DI $\bar{S}$ RAPPRESENTA LA POTENZA IRRADIATA $P_{RAD} = \lim_{r \to \infty} P(r)$. PER VISUALIZZARE MEGLIO LA FISICA DEI PROCESSI RADIATIVI CONSIDERIAMO LA SEGUENTE FIGURA DOVE SONO RAPPRESENTATE LE LINEE DEI CAMPI ELETTRICI DI UNA CARICA PRIMA FERMA, POI SOTTOPOSTA A UNA FORZA IMPULSIVA E QUINDI A UN MOTO CON $\bar{V} = COST.$



RADIAZIONE DI DIPOLO ELETTRICO OSCILLANTE





LEGGE COSENI: $c^2 = a^2 + b^2 - 2ab\cos\gamma$

LA SIMMETRIA DEL PROBLEMA È SFERICA. SUPPONIAMO CHE A UN TEMPO t LA CARICA SIA $+q(t)$ NELLA SFERA SUPERIORE E $-q(t)$ NELLA SFERA INFERIORE E SUPPONIAMO CHE LA CARICA SI SPOSTI DA UNA SFERA ALL'ALTRA, SOTTO L'AZIONE DI UNA FORZA ESTERNA, A UNA FREQUENZA ANGOLARE ω. IN TERMINI ANALITICI QUESTO PROCESSO LO POSSIAMO DESCRIVERE COME $q(t) = q_0 \cos\omega t$.
DI CONSEGUENZA NE RISULTA UN DIPOLO ELETTRICO OSCILLANTE $\vec{p}(t) = p_0 \cos\omega t\,\hat{z}$, CON $p_0 = q_0 d$. IL POTENZIALE RITARDATO RISULTA IN P

$$\boxed{V(\vec{r},t) = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\left\{\frac{q_0\cos[\omega(t-\tau_+/c)]}{\tau_+} - \frac{q_0\cos[\omega(t-\tau_-/c)]}{\tau_-}\right.}$$

DOVE APPLICANDO LA LEGGE DEI COSENI OTTENIAMO

$$\tau_\pm = \sqrt{r^2 \mp r d\cos\vartheta + (d/2)^2} \Rightarrow \tau_\pm = r\sqrt{1 \mp \frac{d}{r}\cos\vartheta + \frac{1}{4}\left(\frac{d}{r}\right)^2}$$

ORA INTRODUCENDO LA PRIMA APPROSSIMAZIONE

(1) $\boxed{d \ll r} \Rightarrow \left(\frac{d}{r}\right)^2$ LO POSSIAMO IGNORARE $\Rightarrow$

$\tau_\pm \cong r\sqrt{1 \mp \left(\frac{d}{r}\cos\vartheta\right)}$. QUINDI CONSIDERANDO LO SVILUPPO $\sqrt{1 \mp \varepsilon} \simeq 1 \mp \frac{1}{2}\varepsilon \mp \ldots$ PER $\varepsilon \ll 1 \Rightarrow \tau_\pm \cong r\left(1 \mp \frac{d}{2r}\cos\vartheta\right)$

IN MODO SIMILE POSSIAMO CALCOLARE $\frac{1}{\tau_\pm} \cong \frac{1}{r\sqrt{1 \mp \left(\frac{d}{r}\cos\vartheta\right)}} =$

$\cong \frac{1}{r\left(1 \mp \frac{d}{2r}\cos\vartheta\right)}$, MA $\frac{1}{1 \mp \varepsilon} \cong 1 \pm \varepsilon$ PER $\varepsilon \ll 1 \Rightarrow$

$\frac{1}{\tau_\pm} \cong \frac{1}{r}\left(1 \pm \frac{d}{2r}\cos\vartheta\right)$. MENTRE $\cos\left[\omega\left(t - \frac{\tau_\pm}{c}\right)\right] \cong$

$\cos\left[\omega\left(t - \frac{r}{c}\left(1 \mp \frac{d}{2r}\cos\vartheta\right)\right)\right] = \cos\left[\omega\left(t - \frac{r}{c}\right) \pm \left(\frac{\omega}{2c}\cos\vartheta\right)\right]$

DA CUI APPLICANDO LE RELAZIONI DI PROSTAFERESI

$$\cos(\alpha \pm \beta) \Rightarrow \cos\left[\omega\left(t-\frac{r}{c}\right)\cos\left(\frac{\omega d}{2c}\cos\vartheta\right)\right] \mp$$
$$\mp \sin\left[\omega\left(t-\frac{r}{c}\right)\right] \sin\left[\left(\frac{\omega d}{2c}\cos\vartheta\right)\right].$$

ORA APPLICHIAMO LA SECONDA APPROSSIMAZIONE

(2) $d \ll \frac{c}{\omega}$ $(d \ll \lambda) \Rightarrow \frac{\omega d}{c} \ll 1$. QUESTA CONDIZIONE EQUIVALE A RICHIEDERE CHE LA DIMENSIONE DEL DIPOLO SIA $\ll$ DELLA LUNGHEZZA D'ONDA DELLA RADIAZIONE GENERATA. NATURALMENTE, AUMENTANDO ω QUESTA CONDIZIONE POTREBBE ESSER VIOLATA, MA NON LO È PASSANDO DA UNA ANTENNA RADIO A UN ATOMO CHE EMETTE LUCE DOVE LE FREQUENZE PASSANO DAI MHz A 10^{18} Hz MA LE DIMENSIONI DEL DIPOLO PASSANO DAI m AI 10 pm (0.1 Å -> 10^{-11} m) $\left(\frac{10^{18}\,\text{Hz}\cdot 10^{-11}\,\text{m}}{3\times 10^{8}\,\text{m}}\right) \cong 0.03 \ll 1$. QUESTO EQUIVALE A IGNORARE LE DIFFERENZE TRA I TEMPI DI RITARDO ASSOCIATI A PUNTI SORGENTE ASSOCIATI ALLA DIMENSIONE DELLA SORGENTE. IN ALTRE PAROLE LA SORGENTE DEVE ESSERE PICCOLA RISPETTO A λ AL FINE DI USARE UN UNICO t_r PER TUTTI I PUNTI DELLA SORGENTE.

- PROBLEMA DISCUTERE L'APPROSSIMAZIONE $d \ll \lambda$ IN RELAZIONE ALLA COERENZA SPAZIALE.

IN BASE A QUESTA APPROSSIMAZIONE $\cos\left[\omega\left(t-\frac{r_\pm}{c}\right)\right] \Rightarrow$

$$\cong \cos\left[\omega\left(t-r/c\right)\right] \mp \frac{\omega d}{2c}\cos\vartheta \sin\left[\omega\left(t-r/c\right)\right] \Rightarrow$$

$$V(\bar{r},\vartheta,t) = \frac{p_0\cos\vartheta}{4\pi\varepsilon_0 r}\left\{-\frac{\omega}{c}\sin\left[\omega\left(t-r/c\right)\right] + \frac{1}{r}\cos\left[\omega\left(t-r/c\right)\right]\right.$$

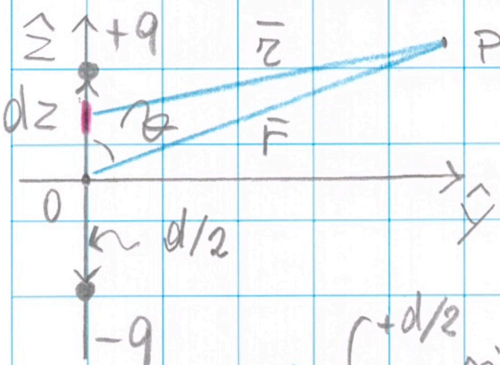
CHE PER $\omega \to 0$ $V = \dfrac{p_0 \cos\theta}{4\pi\varepsilon_0 r^2}$ CHE E' IL $V(r,\theta)$ DI UN DIPOLO STATICO.

PER IL CALCOLO DEL CAMPO IRRAGGIATO INTRODUCIAMO UNA TERZA APPROSSIMAZIONE

(3) $r \gg c/\omega$ $\left(r \gg \dfrac{\lambda}{2\pi} \Rightarrow r \gg \dfrac{1}{k}\right)$ NELLO SPAZIO DOVE QUESTA CONDIZIONE SI VERIFICA

$$V(\bar r, \theta, t) = -\frac{p_0 \omega}{4\pi\varepsilon_0 c}\left(\frac{\cos\theta}{r}\right)\sin[\omega(t - r/c)].$$

PER CALCOLARE $\bar A(\bar r, \theta, t)$ POSSIAMO PRENDERE IN CONSIDERAZIONE LA CORRENTE CHE SCORRE NEL FILO $\bar I(t) = \dfrac{dq}{dt}\hat z = -q_0 \omega \sin(\omega t)\hat z$ QUINDI FACENDO RIFERIMENTO ALLA SEGUENTE FIGURA PER $d/r \ll 1$



$$\bar A(\bar r, t) = \frac{\mu_0}{4\pi}\int_{-d/2}^{+d/2} \frac{-q_0 \omega \sin[\omega(t - \imath/c)]\hat z}{\imath}\,dz$$

CHE CON $\imath = \sqrt{r^2 + z^2 - 2rz\cos\theta}$

CON $z \leq d/2$ DIVENTA, $\Rightarrow \imath \cong \sqrt{r^2}$

$$\Rightarrow \int_{-d/2}^{+d/2} \frac{\sin[\omega(t - r/c)]}{\imath}\,dz \cong \frac{\sin[\omega(t - r/c)]}{r}\,d$$

$$\Rightarrow \bar A(\bar r, \theta, t) = -\frac{\mu_0 q_0 d \omega}{4\pi r}\sin[\omega(t - r/c)]$$

$$\bar A(\bar r, \theta, t) = -\frac{\mu_0 p_0 \omega}{4\pi r}\sin[\omega(t - r/c)].$$ DATO CHE

IL PROBLEMA E' [redacted] CALCOLIAMO $\bar\nabla V$, $\partial_t \bar A$ E $\bar\nabla \times \bar A$ IN COORDINATE SFERICHE

DATO CHE V NON DIPENDE DA φ L'OPERATORE $\bar\nabla$ APPLICATO A $V(r,\theta,t)$ DA' $\bar\nabla V = \partial_r V \hat r + \dfrac{1}{r}\partial_\theta V \hat\theta =$

$$\bar{\nabla}V = -\frac{p_0\omega}{4\pi\varepsilon_0 c}\left\{\cos\vartheta\left(-\frac{1}{r^2}\sin[\omega(t-r/c)] - \frac{\omega}{rc}\cos[\omega(t-r/c)]\right)\hat{r} + \right.$$
$$\left. -\frac{\sin\vartheta}{r^2}\sin[\omega(t-r/c)]\hat{\vartheta}\right\}$$ IN FORZA DELLA APPROSSIMAZIONE $r \gg \frac{c}{\omega}$ I TERMINI $\frac{\omega}{c r^2}$ SONO $\ll 1$ E VENGONO IGNORATI $\Rightarrow$ $\bar{\nabla}V \cong \frac{p_0\omega^2}{4\pi\varepsilon_0 c^2}\left(\frac{\cos\vartheta}{r}\right)\cos[\omega(t-r/c)]\hat{r}$

$$\partial_t\bar{A} = -\frac{\mu_0 p_0\omega^2}{4\pi r}\cos[\omega(t-r/c)](\cos\vartheta\,\hat{r} - \sin\vartheta\,\hat{\vartheta}) \Rightarrow$$

$$\bar{E} = -\bar{\nabla}V - \partial_t\bar{A} = \boxed{-\frac{\mu_0 p_0\omega^2}{4\pi}\left(\frac{\sin\vartheta}{r}\right)\cos[\omega(t-r/c)]\hat{\vartheta}}$$

MENTRE $\bar{\nabla}\times\bar{A} = \frac{1}{r}\left[\partial_r(rA_\vartheta) - \partial_\vartheta A_r\right]\hat{\phi} \Rightarrow$

$$= -\frac{\mu_0 p_0\omega}{4\pi r}\left\{\frac{\omega}{c}\sin\vartheta\cos[\omega(t-r/c)] + \frac{\sin\vartheta}{r}\sin[\omega(t-r/c)]\right\}\hat{\phi}$$

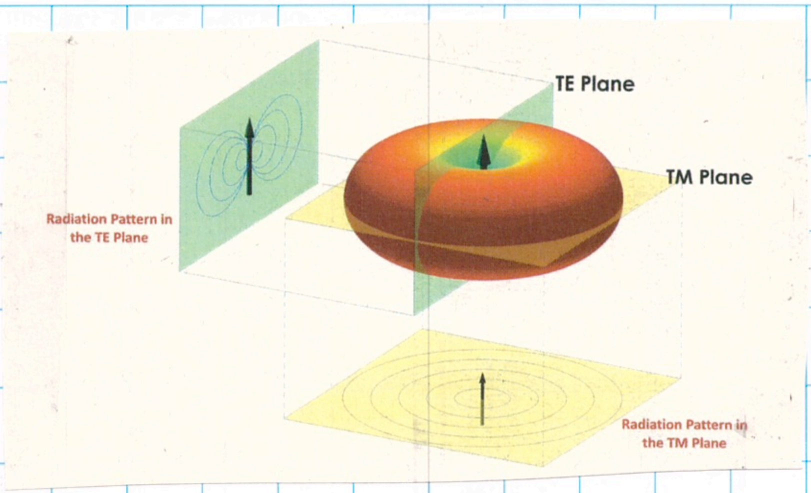
$$\Rightarrow \bar{B} = \bar{\nabla}\times\bar{A} \cong \boxed{-\frac{\mu_0 p\omega^2}{4\pi c}\left(\frac{\sin\vartheta}{r}\right)\cos[\omega(t-r/c)]\hat{\phi}}$$

LE EQS. DI $\bar{E}$ E $\bar{B}$ RAPPRESENTANO UN'ONDA E.M. MONOCROMATICA A FREQUENZA ANGOLARE ω CON FRONTE D'ONDA SFERICO CHE SI PROPAGA A c E CON I CAMPI $E\hat{\vartheta} = \bar{E}$ E $B\hat{\phi} = \bar{B}$ MUTUAMENTE $\perp$. PER r MOLTO GRANDI QUESTE ONDE SFERICHE SONO APPROSSIMABILI A ONDE PIANE. IL VETTORE DI POYTING È DATO DA

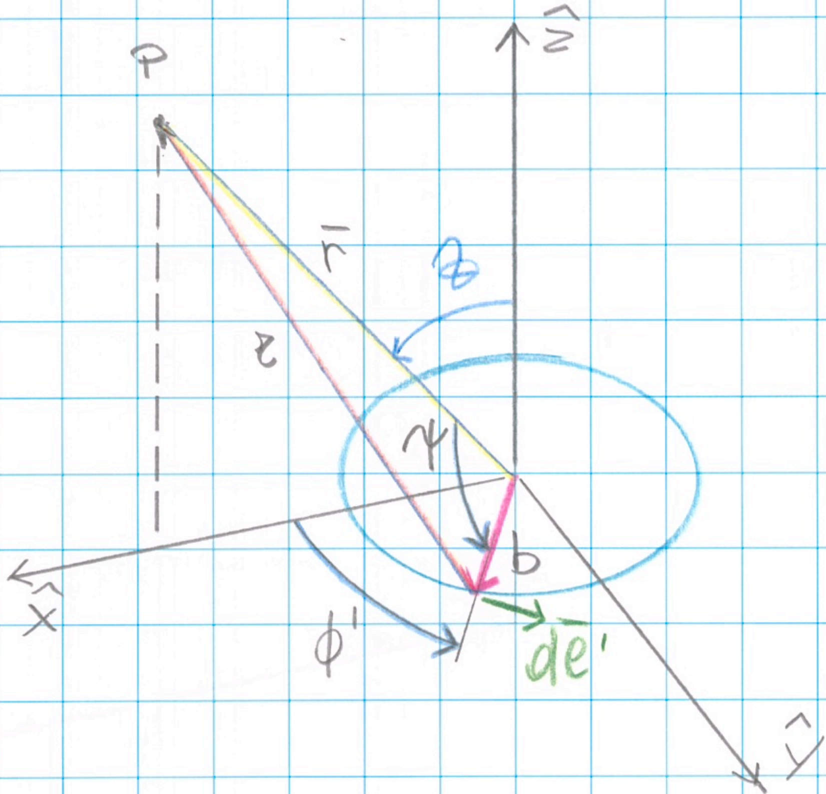
$$\bar{S} = \frac{1}{\mu_0}(\bar{E}\times\bar{B}) = \frac{\mu_0}{c}\left\{\frac{p_0\omega^2}{4\pi}\left(\frac{\sin\vartheta}{r}\right)\cos[\omega(t-r/c)]\right\}^2\hat{r}$$

MENTRE $\langle\bar{S}\rangle = \left(\frac{\mu_0 p_0^2\omega^4}{32\pi^2 c}\right)\frac{\sin^2\vartheta}{r^2}\hat{r}$ CON

$$\langle P\rangle = \int\langle\bar{S}\rangle\cdot d\bar{a} = \frac{\mu_0 p_0^2\omega^4}{32\pi^2 c}\int\frac{\sin^2\vartheta}{r^2}r^2\sin\vartheta\,d\vartheta\,d\phi = \frac{\mu_0 p_0^2\omega^4}{12\pi c}$$



RADIAZIONE DI DIPOLO MAGNETICO



RADIAZIONE DA UN DIPOLO MAGNETICO

SUPPONIAMO UNA SPIRA DI RAGGIO b (VEDI FIG) PERCORSA DA UNA CORR.

$I(t) = I_0 \cos(\omega t) \Rightarrow \bar{m}(t) = \pi b^2 I(t) \hat{z}$

LA SPIRA GIACE (x, y) $\qquad = m_0 \cos(\omega t) \hat{z}$

LA CARICA TOTALE DEL SISTEMA È $\emptyset$

$\Rightarrow V(\bar{r}, t) = 0$. IL POTENZIALE VETTORE RITARDATO È

$$\bar{A}(\bar{r}, t) = \frac{\mu_0}{4\pi} \oint \frac{I_0 \cos[\omega(t - \frac{r}{c})]}{r} d\bar{l}'$$

PER UN PUNTO $P = \bar{r}$ DIRETTAMENTE SOPRA $\hat{x}$. $\bar{A}$ È DIRETTO $\hat{y}$ DATO CHE LE COMPONENTI LUNGO $\hat{x}$ PER PUNTI SIMM. SI CANCELLANO $\Rightarrow$

$$\bar{A}(\bar{r}, t) = \frac{\mu_0 I_0 b}{4\pi} \hat{y} \int_0^{2\pi} \frac{\cos[\omega(t - \frac{r}{c})]}{r} \cos\phi' d\phi'$$

$\cos\phi'$ CI DÀ LA COMP. $\hat{y}$ DI $d\bar{l}'$.

DALLA LEGGE DEI COSENI ABBIAMO

$$r = \sqrt{r^2 + b^2 - 2rb\cos\psi}$$

$\psi = \widehat{rb}$; $\psi = \arccos(\hat{r} \cdot \hat{b})$

$\bar{r} = r\sin\theta\,\hat{x} + r\cos\theta\,\hat{z}$, $\bar{b} = b\cos\phi'\hat{x} + b\sin\phi'\hat{y}$

$\Rightarrow$ $rb\cos\psi = \bar{r}\cdot\bar{b} = rb\sin\theta\cos\phi' \Rightarrow$

$$\mathscr{r} = \sqrt{r^2 + b^2 - 2rb\sin\theta\cos\phi'}$$

1 APPROX. $\underline{b \ll r} \Rightarrow$

$$\mathscr{r} \cong r\left(1 - \frac{b}{r}\sin\theta\cos\phi'\right)$$

$$\frac{1}{\mathscr{r}} \cong \frac{1}{r}\left(1 + \frac{b}{r}\sin\theta\cos\phi'\right)$$

$$\cos\left[\omega\left(t - \frac{\mathscr{r}}{c}\right)\right] \cong \cos\left[\omega\left(t - \frac{r}{c}\right) + \frac{\omega b}{c}\sin\theta\cos\phi'\right]$$

$\downarrow$ $\cos(\alpha + \beta)$

$$= \cos\left[\omega\left(t - \frac{\mathscr{r}}{c}\right)\right]\cos\left(\frac{\omega b}{c}\sin\theta\cos\phi'\right) - \Rightarrow$$

$$- \sin\left[\omega\left(t - \frac{\mathscr{r}}{c}\right)\right]\sin\left(\frac{\omega b}{c}\sin\theta\cos\phi'\right)$$

2 APPROX $\underline{b \ll \frac{c}{\omega}} \Rightarrow$

$$\cos\left[\omega\left(t - \frac{r}{c}\right)\right] \cong \cos\left[\omega\left(t - \frac{r}{c}\right)\right] - \Rightarrow$$

$$\frac{\omega b}{c}\sin\theta\cos\phi'\sin\left[\omega\left(t - \frac{r}{c}\right)\right]$$

DA CUI

$$\bar{A}(\bar{r}, t) \cong \frac{\mu_0 I_0 b}{4\pi r}\hat{y}\left\{\int_0^{2\pi}\cos\left[\omega\left(t - \frac{r}{c}\right)\right]\cos\phi'\,d\phi'\right.$$

$$+ \int_0^{2\pi}\left[b\sin\theta\cos\phi'\left(\frac{1}{r}\cos\left[\omega\left(t - \frac{r}{c}\right)\right) - \Rightarrow\right.\right.$$

$$\left.\left. - \frac{\omega}{c\,(r?)}\sin\left[\omega\left(t - \frac{r}{c}\right)\right]\right]\cos\phi'\,d\phi'\right\} \bigg/ 2$$

IL PRIMO INTEG. $\int_0^{2\pi} \cos\phi' d\phi' = \emptyset$

IL SECONDO CONTIENE $\cos^2 \Rightarrow \int_0^{2\pi} \cos^2\phi' d\phi' = \pi$

INOLTRE SI NOTA CHE $\bar{A}$ E' DIRETTO COME $\hat{\phi} \Rightarrow$

$$\bar{A}(r,\vartheta,t) = \frac{\mu_0 m_0}{4\pi} \frac{\sin\vartheta}{r} \left\{ \dots \right\} \hat{\phi}$$

$$\left\{ \frac{1}{r} \cos\left[\omega\left(t-\frac{r}{c}\right)\right] - \frac{\omega}{c} \sin\left[\omega\left(t-\frac{r}{c}\right)\right] \right\}$$

PER $\omega = 0$ $\quad \bar{A}(r,\vartheta) = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{m_0 \sin\vartheta}{r^2} \hat{\phi}$

3 APPROX. $r \gg \frac{c}{\omega}$

$$\bar{A}(r,\vartheta,t) = \frac{\mu_0 m_0 \omega}{4\pi c} \left(\frac{\sin\vartheta}{r}\right) \sin\left[\omega\left(t-\frac{r}{c}\right)\right] \hat{\phi}$$

$\bar{E} = -\bar{\nabla} V - \partial_t \bar{A}$ CON $V = 0 \Rightarrow \bar{E} = -\partial_t \bar{A}$

$\bar{B} = \bar{\nabla} \times \bar{A}$

$$\bar{E} = \partial_t \bar{A} = \frac{\mu_0 m_0 \omega^2}{4\pi c} \frac{\sin\vartheta}{r} \cos\left[\omega\left(t-\frac{r}{c}\right)\right] \hat{\phi}$$

$$\bar{B} = \bar{\nabla} \times \bar{A} = -\frac{\mu_0 m_0 \omega^2}{4\pi c^2} \left(\frac{\sin\vartheta}{r}\right) \cos\left[\omega\left(t-\frac{r}{c}\right)\right] \hat{\vartheta}$$

$\bar{B}$ CALCOLATO CON L'APPROX. 3

$\bar{E}$ e $\bar{B}$ SONO IN FASE, $\perp$ MUTUAM.

TRASVERSI ALLA DIREZ. DI PROP. $\hat{r}$ E IL

RAPPORTO DELLE AMPIEZZE E'

$E_0/B_0 = c$ ⇒ COSTIT. UN'ONDA E.M.

SONO MOLTO SIMILI A QUELLI DI

UN DIP. OSCIL SOLO CHE QUI

$B\,\hat{\vartheta}$ E $E\,\hat{\phi}$

$$\bar{S} = \frac{1}{\mu_0}(\bar{E} \times \bar{B})$$

$$= \frac{\mu_0}{c}\left\{\frac{m_0 \omega^2}{4\pi c}\left(\frac{\sin\vartheta}{r}\right)\cos\left[\omega\left(t - \frac{r}{c}\right)\right]\right\}^2 \hat{r}$$

$$\langle \bar{S} \rangle = \left(\frac{\mu_0 m_0^2 \omega^4}{32\pi^2 c^3}\right)\frac{\sin^2\vartheta}{r^2}\hat{r}$$

$$\langle \bar{P} \rangle = \frac{\mu_0 m_0^2 \omega^4}{12\pi c^3}$$

$$\frac{P_M}{P_E} = \left(\frac{m_0}{p_0 c}\right)^2 \Rightarrow m_0 = \pi b^2 I_0 \; ; \; p_0 = q_0 d$$

NEL DIP. $I_0 = q_0 \omega$. PONENDO $d = \pi b$

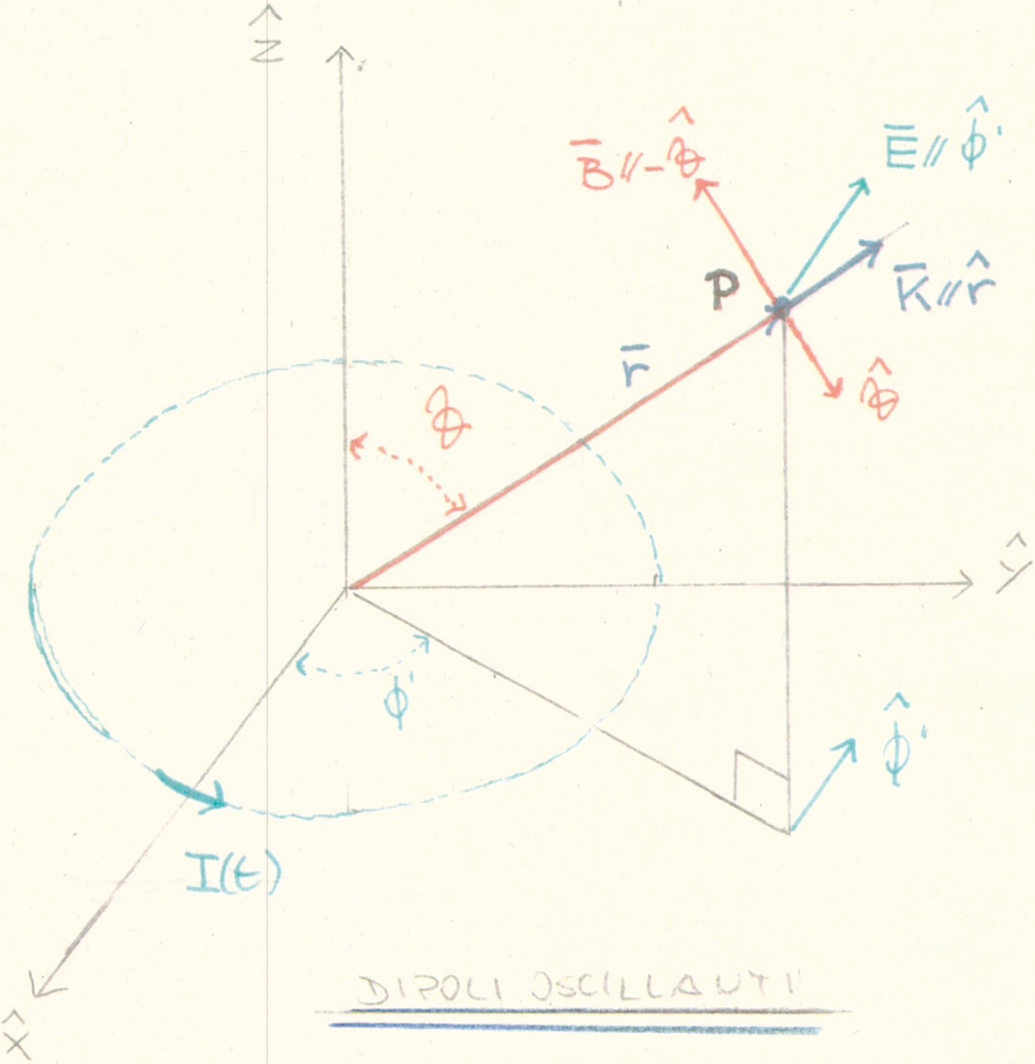
$$\frac{P_M}{P_E} = \left(\frac{\omega b}{c}\right)^2$$

A GRANDI DISTANZE

$d = \pi b \ll \lambda \ll r$

$\frac{\omega b}{c} \ll 1$!! → ASSUNTA MOLTO PICCOLA

APPROSS. 2.



DIPOLI OSCILLANTI

	ELETTRICO	MAGNETICO
CARICA SORGENTE	$q(\bar{r},t_r) = q\,\delta(z \pm d/2)\cos(\omega t_r)$ SU $\hat{z}$, $\lvert z\rvert < d/2$	$q(\bar{r},t_r) = 0$
CORRENTE SORGENTE	$I(\bar{r},t_r) = -q\omega\sin(\omega t_r)$	NEL PIANO (x,y), RAGGIO $= b$ $I(\bar{r},t_r) = I_0\cos(\omega t_r)$
MOMENTI E. M.	$\bar{p}(\bar{r},t_r) = q(\bar{r},t_r)\,\bar{d}$, $\bar{d} \parallel \hat{z}$ $p = qd = \lvert\bar{p}\rvert = q\lvert\bar{d}\rvert$	$\bar{m}(r,t_r) = I(\bar{r},t_r) \times \begin{pmatrix}\text{AREA}\\ \text{SPIRA}\end{pmatrix}$ $= I(\bar{r},t_r)\,\pi b^2$