Aula 11

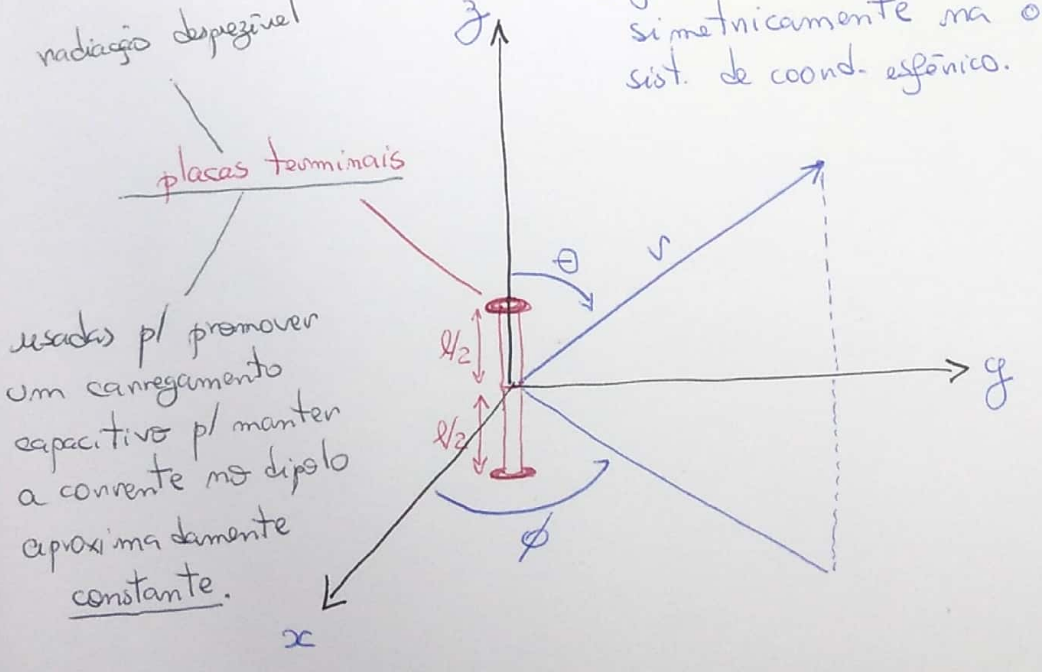
Antenas Filamentares

- ☑ São as mais antigas e baratas
- ☑ Podem ser de fio sólido ou condutores tubulares
- ☑ utiliza-se o método dos momentos p/ soluções numéricas mais precisas.

- ☑ Exemplos de antenas filamentares: antenas dipolo, em V, e quadros; dipolo dobrados, conjuntos Yagi-Uda e log-periódicas. antenas helicoidal e log-periódics.

Consideremos um <u>Dipolo Infinitesimal</u>:

↳ fio reto ($\ell \ll \lambda$) posicionado simetricamente na origem do sist. de coord. esférico.



Campos Radiados

Primeiro, é necessário determinar os potenciais vetoriais auxiliares $\vec{A}$ e $\vec{F}$ $\longrightarrow$ depois $\longrightarrow$ os campos $\vec{E}$ e $\vec{H}$.

Assim:

$$\vec{A}(x,y,z) = \frac{\mu I_0}{4\pi r} e^{-jkr} \int_{-\ell/2}^{+\ell/2} dz' \, \hat{a}_z \longrightarrow \text{será igual à:}$$

$$\boxed{\vec{A}(x,y,z) = \frac{\mu I_0 \ell}{4\pi r} e^{-jkr} \, \hat{a}_z}$$

lembrando que: $k^2 = \omega^2 \mu \varepsilon \; (1/m)$

Potencial Vetor Elétrico p/ antena dipolo.

Na sequência é possível encontrar o campo $\vec{H}$, na forma:

$$\boxed{\begin{aligned} H_r &= H_\theta = 0 \\ H_\phi &= j \frac{k I_0 \ell \sin\theta}{4\pi r} \left[1 + \frac{1}{jkr} \right] e^{-jkr} \end{aligned}}$$

Campo Magnético p/ uma antena dipolo

Usando $\vec{J} = 0$, ou seja, desprovido de fontes externas, o campo $\vec{E}$, é dado na forma:

$$\boxed{\begin{aligned} E_r &= \eta \frac{I_0 \ell \cos\theta}{2\pi r^2} \left[1 + \frac{1}{jkr} \right] e^{-jkr} \\ E_\theta &= j\eta \frac{k I_0 \ell \sin\theta}{4\pi r} \left[1 + \frac{1}{jkr} - \frac{1}{(kr)^2} \right] e^{-jkr} \\ E_\phi &= 0 \end{aligned}}$$

com:

$$\boxed{\begin{aligned} A_r &= \frac{\mu I_0 l e^{-jkr}}{4\pi r}\cos\theta \\ A_\theta &= -\frac{\mu I_0 l e^{-jkr}}{4\pi r}\sin\theta \\ A_\phi &= 0 \end{aligned}}$$

Potencial Vetor Elétrico p/ uma antena Dipolo.

Densidade de Potência e Resistência de Radiação

A impedância possui partes real e imaginária (Ω) $\left(Z = \underset{\text{resist.}}{R} + j\underset{\text{reatância}}{X}\right)$

No caso de antenas sem perdas:

$Z = R$

↳ chamamos de resistência de radiação

É a resist. de radiação que transfere a potência da onda guiada p/ a onda do espaço livre.

Como determinar, portanto a resistência de entrada de uma antena sem perdas?

R: Escrever o vetor de Poynting em termos de $\vec{E}$ e $\vec{H}$ radiados pela antena.

Portanto

$$\vec{S} = \frac{1}{2}\left(\vec{E} \times \vec{\mathcal{H}}^*\right)$$

$$\vec{S} = \frac{1}{2}\left(E_r\,\hat{a}_r + E_\theta\,\hat{a}_\theta\right) \times \left(\mathcal{H}_\phi^*\,\hat{a}_\phi\right)$$

pois, conforme vimos:

$$\boxed{E_\phi = 0 \quad e \quad \mathcal{H}_r = \mathcal{H}_\theta = 0}$$

$$\vec{S} = \frac{1}{2}\left(\underbrace{E_\theta \mathcal{H}_\phi^*\,\hat{a}_r}_{} - \underbrace{E_r \mathcal{H}_\phi^*\,\hat{a}_\theta}_{}\right)$$

As componentes Radial S_r e Transversal S_θ, são dadas por:

$$S_r = \frac{\eta}{8}\left|\frac{I_0 \ell}{\lambda}\right|^2 \frac{\sin^2\theta}{r^2}\left[1 - j\,\frac{1}{(kr)^3}\right]$$

$$S_\theta = j\,\eta\,\frac{k\,|I_0 \ell|^2 \cos\theta \sin\theta}{16\pi^2 r^3}\left[1 + \frac{1}{(kr)^2}\right]$$

Integrando $\vec{S}$ fornece a Potência Total Radiada pela fonte.

$$P = \oiint_S \vec{S}\,ds$$

$$P = \int_0^{2\pi}\int_0^{\pi}\left(S_r\,\hat{a}_r + \cancel{S_\theta\,\hat{a}_\theta}\right) \cdot r^2 \sin\theta\, d\theta\, d\phi\ \hat{a}_r$$

$$P = \int_0^{2\pi}\int_0^{\pi} S_r \, r^2 \sin\theta \, d\theta \, d\phi$$

$$\boxed{P = \eta \frac{\pi}{3} \left| \frac{I_0 \ell}{\lambda} \right|^2 \left[1 - j \frac{1}{(kr)^3} \right]}$$

Parte Re está relacionada à Resistência de Entrada

Como a componente transversal (S_θ) da densidade de potência não contribui p/ a integral, a equação anterior não representa a potência complexa total radiada pela antena.

No entanto:

Se agora, integrarmos o vetor de Poynting ($\vec{S}$) sobre uma superfície aberta, teremos:

$$P = \frac{1}{2} \iint_S \vec{E} \times \vec{\mathcal{H}}^* \, ds$$

$$P = \eta \left(\frac{\pi}{3} \right) \left| \frac{I_0 \ell}{\lambda} \right|^2 \left[1 - j \frac{1}{(kr)^3} \right]$$

$$P = \underbrace{\eta\left(\frac{\pi}{3}\right)\left|\frac{I_0 \ell}{\lambda}\right|^2}_{\substack{\text{Potência}\\ \text{média radiada}\\ P_{rad}}} \underbrace{- \eta\left(\frac{\pi}{3}\right)\left|\frac{I_0 \ell}{\lambda}\right|^2 \frac{1}{(kr)^3}}_{+ j2\omega(\tilde{S}_m - \tilde{S}_e)}$$

logo

$$\boxed{P = P_{rad} + j2\omega\left(\tilde{S}_m - \tilde{S}_e\right)}$$

P_{rad} → direção radial

$\tilde{S}_e$ → média da dens. de energia elétrica (direção radial)

$\tilde{S}_m$ → média da dens. energia mag. (direção radial)

Como a antena radia sua potência real através da resistência de radiação, p/ o dipolo infinitesimal a resistência de radiação será:

$$P_{rad} = \eta\left(\frac{\pi}{3}\right)\left|\frac{I_0 \ell}{\lambda}\right|^2$$

$$P_{rad} = \frac{1}{2}|I_0|^2 R_r$$

R_r → resistência de radiação, no espaço livre:

$$\boxed{R_r = 80\pi^2\left(\frac{\ell}{\lambda}\right)^2}$$ Resistência total de Radiação

ou:

$$R_r = \eta\left(\frac{2\pi}{3}\right)\left(\frac{\ell}{\lambda}\right)^2$$

Para uma antena filamentar ser considerada como um dipolo infinitesimal, seu comprimento total deveser,

$$\left(l \leq \frac{\lambda}{50} \right)$$

Análise

$$R_r \propto \frac{1}{\lambda^2}$$

qto $\uparrow$ o λ, $\downarrow$ será a R_r e $\downarrow$ será a Potência recebida/transferida

É o que acontece p/ baixas frequências: o λ é grande, então a R_r é baixa, o que significa que as antenas conseguem detectar sinais eletromagnéticos que têm baixa potência de radiação.

O contrário, ocorre em altas frequências!

Distância de Radiano

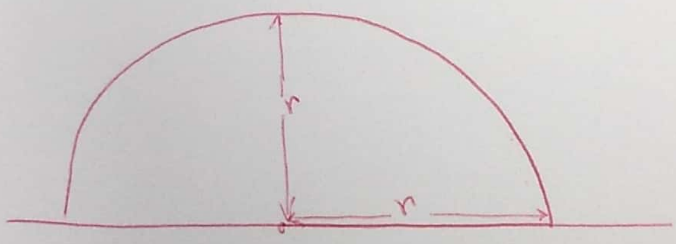
↳ qdo: $\boxed{r = \frac{\lambda}{2\pi} \quad (\text{ou } k.r = 1)}$

qdo: $r < \frac{\lambda}{2\pi}$ (ou $kr < 1$), é a região de Campo Próximo. (energia Im)

Campo Intermediário: É qdo: $r > \frac{\lambda}{2\pi}$ ($kr > 1$) (energia Re)

A esfera de raio igual à Distância de Radiano $(r = \frac{\lambda}{2\pi})$ é chamada de Esfera de Radiano.

↳ corresponde ao Volume ocupado pela Energia armazenada dos Campos E e H. da antena.



quando: $r \gg \frac{\lambda}{2\pi}$ ou $kr \gg 1$, o Campo Distante predomina.

portanto

$r = \frac{\lambda}{2\pi}$	$kr = 1$	Distância de Radiano
$r < \frac{\lambda}{2\pi}$	$kr < 1$	Campo Próximo
$r > \frac{\lambda}{2\pi}$	$kr > 1$	Campo Intermediário
$r \gg \frac{\lambda}{2\pi}$	$kr \gg 1$	Campo Distante

Região de Campo Próximo

$$E_r \cong -j\eta \frac{I_0 l e^{-jkr}}{2\pi k r^3} \cos\theta \qquad E_\theta \cong -j\eta \frac{I_0 l e^{-jkr}}{4\pi k r^3} \sin\theta$$

$$E_\phi = H_r = H_\theta = 0 \qquad H_\phi \cong \frac{I_0 l e^{-jkr}}{4\pi r^2} \sin\theta$$

$$\vec{S}_{médio} = \frac{1}{2} \mathrm{Re}\left[-j\frac{\eta}{k} \left|\frac{I_0 l}{4\pi}\right|^2 \frac{\sin^2\theta}{r^5} \hat{a}_r + j\frac{\eta}{k} \frac{|I_0 l|^2}{8\pi^2} \frac{\sin\theta \cos\theta}{r^5} \hat{a}_\theta \right]$$

Região de Campo Intermediário

$$E_r \cong \eta \frac{I_0 l e^{-jkr}}{2\pi r^2} \cos\theta \qquad E_\theta \cong j\eta \frac{k I_0 l e^{-jkr}}{4\pi r} \sin\theta$$

$$E_\phi = H_r = H_\theta = 0 \qquad H_\phi \cong j \frac{k I_0 l e^{-jkr}}{4\pi r} \sin\theta$$

Campo Distante

$$E_\theta \cong j\eta \frac{k I_0 l e^{-jkr}}{4\pi r} \sin\theta \qquad E_r \cong E_\phi = H_r = H_\theta = 0$$

aqui!

$$H_\phi \cong j \frac{k I_0 l e^{-jkr}}{4\pi r} \sin\theta \qquad Z_{onda} = \frac{E_\theta}{H_\phi} \simeq \eta$$

$377 \simeq 120\pi\ \Omega$

Prova 1

- faça um formulário próprio.