

## Noțiuni Fundamentale de Electro-Magnetism

### Cuprins

#### 1. Introducere

#### 2. Conceptele Câmpului și Noțiuni Fundamentale de Electromagnetism

##### 2.1. Câmpuri Electrice (Electro-Statice)

##### 2.2. Potențialul Electric

##### 2.3. Conducție și Curent de deplasare

##### 2.4. Câmpuri magnetice

##### 2.5. Legea Inducției Electromagnetice a lui *Faraday*

#### 3. Ecuațiile lui Maxwell și Undele Electro-Magnetice

#### 4. Mecanisme de Producere și Propagare a Radiațiilor

#### 5. Radiații produse de Circuite și Echipamente

#### 6. Recepția energiei electromagnetice și reciprocitate

#### 7. Cuplaje Capacitive și Inductive

#### 8. Antene utilizate în practică

##### 8.1. Antena de tip Dipol

##### 8.2. Standarde și Modele de radiații pentru Antene

##### 8.3. Impedanța de intrare a unei Antene

##### 8.4. Câștigul unei Antene

##### 8.5. Distanța *Rayleigh* pentru Antene

##### 8.6 Antene în regim de recepție (receptare)

##### 8.7. Apertura (Deschiderea) unei Antene

##### 8.8. Factorul unei Antene

#### 9. Antene de Bandă Largă

#### 10. Concluzii

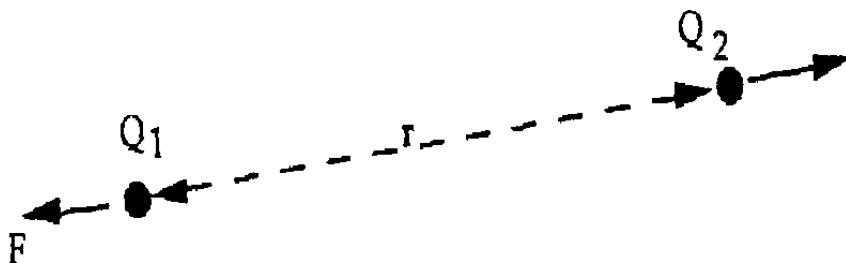
#### 11. Bibliografie

#### 1. Introducere

#### 2. Conceptele Câmpului și Noțiuni Fundamentale de Electromagnetism

##### 2.1. Câmpuri Electrice (Electro-Statice)

Conceptul de câmp electric derivă din Legea lui *Coulomb* care descrie forța vectorială  $\vec{F}$  observată experimental, forță care apare între două sarcini punctuale  $q_1$  și  $q_2$  separate prin distanța  $r$  așa cum este ilustrat în Figura care urmează .



Ilustrarea Forțelor Electrostatice care apar între două sarcini punctuale. Legea lui *Coulomb*

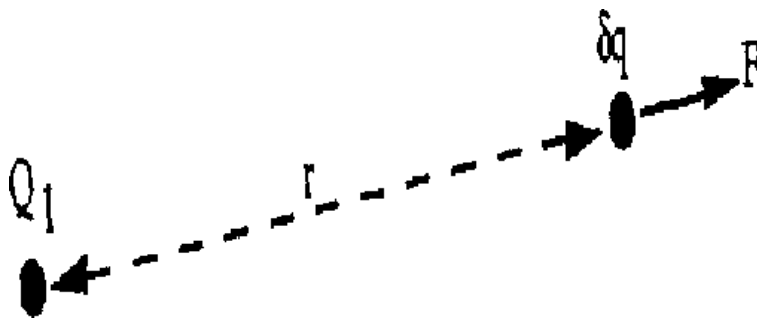
$$(1) \quad \vec{F} = \frac{q_1 \cdot q_2}{4\pi\epsilon \cdot r^2} \cdot \vec{a}_{12} \quad N$$

$$(2) \quad \vec{F} = \delta q \vec{E} \quad N$$

și astfel

$$(3) \quad \vec{E} = \frac{Q_1}{4\pi\epsilon \cdot r^2} \cdot \vec{a}_r \quad \text{Newton-i / Coulomb-i}$$

Vectorul unitar  $\vec{a}_r$  este coliniar cu direcția radială care iese din sarcina  $Q_1$  și pleacă spre sarcina de testare.



**Ilustrarea Câmpului Electrostatic produs de o Sarcină punctuală**

$$(4) \quad \vec{D} = \epsilon \vec{E} \quad \text{Coulomb-i/m}^2$$

$$\vec{D} = \epsilon \cdot \vec{E} \quad \frac{\text{Coulomb}}{m^2}$$

sau alternativ

$$(5) \quad \vec{D} = \frac{Q_1}{4\pi\epsilon \cdot r^2} \cdot \vec{a}_r \quad \text{Coulomb/m}^2$$

## 2.2. Potențialul Electric

$$(6) \quad 1 \text{ Joule/Coulomb} = 1 \text{ Volt}$$

$$(7) \quad V = q/4\pi\epsilon r \quad \text{Volt}$$

$$(8) \quad \vec{E} = - \text{grad } V$$

$$(9) \quad 1 \text{ Newton/Coulomb} = 1 \text{ Volt/m}$$

## 2.3. Conducție și Curent de deplasare

Un material care posedă sarcini electrice mobile este un material conductor .

$$(10) \quad \vec{J}_C = \sigma \vec{E} \quad \text{Amper / m}^2$$

Derivata în raport cu timpul a densității de flux  $\frac{d\vec{D}}{dt}$  are de asemenea ca unitate Amper/m<sup>2</sup>;

această derivată se numește densitatea curentului de deplasare  $\vec{J}_D$ .

$$(11) \quad \vec{J} = \vec{J}_C + \vec{J}_D = \sigma \vec{E} + \epsilon (d\vec{E}/dt)$$

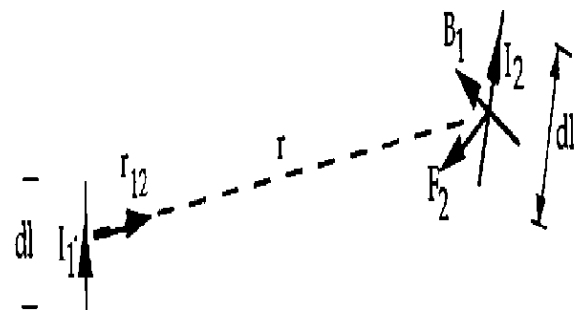
Pentru o variație sinusoidală în funcție de timp și o frecvență  $\omega$  relația (11) devine

$$\vec{J} = (\sigma + j\omega\epsilon)\vec{E}$$

## 2.4. Câmpuri magnetice

Un set paralel de argumente poate fi utilizat pentru demonstrarea existenței câmpurilor magnetice asociate cu forțele observate care apar între conductoare parcurse de curenți electrici. Câmpul magnetic  $\vec{H}$  are unitatea Amper / m. Câmpul forței asociate fenomenelor magnetice se numește densitatea de flux magnetic (inducție magnetică)  $\vec{B}$ :

$$(12) \quad \vec{B} = \mu \vec{H} \quad \text{Tesla}$$



**Ilustrarea forței magnetice dintre doi curenți elementari**

Figura de mai sus reprezintă două elemente de curent fiecare de lungime dl. Forța **F**<sub>2</sub> care acționează asupra conductorului 2 este dată de produsul vectorial :

(13)  $\vec{F}_2 = I_2 \cdot d\vec{l} \times \vec{B}_1$

unde densitatea fluxului magnetic **B**<sub>1</sub> este produsă de curentul care parcurge conductorul 1 și este determinată cu ajutorul relației date de Legea Biot-Savart. Termenul  $\mu$  este permeabilitatea mediului înconjurător, constanta de material este asociată fenomenului magnetic.

(14)  $\vec{B}_1 = \frac{\mu I_1 d\vec{l} \times \vec{r}_{12}}{4\pi r_{12}^2}$

Vectorul  $I_1 \cdot d\vec{l}$  reprezintă mărimea și direcția elementului infinitesimal de curent, convenția fiind aceea că direcția vectorului coincide cu direcția fluxului de curent. Termenul  $\vec{r}_{12}$  este vectorul unitate.

**2.5. Legea Inducției Electromagnetice a lui Faraday**

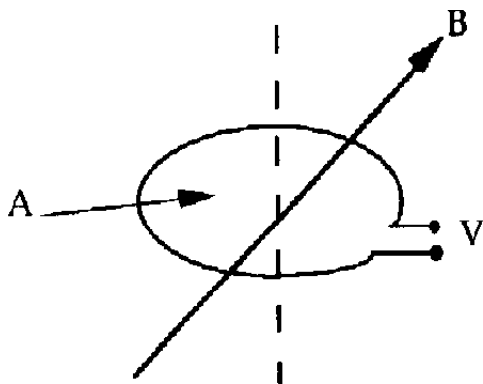
Dacă o spirală în buclă de suprafață A este parcursă de o densitate de flux magnetic **B**, fluxul magnetic total care străbate bucla este  $\phi$  unde:

(15)  $\phi = |\vec{B}| \cdot A \cdot \cos \theta$  Weber - i

$\theta$  este unghiul dintre o linie colinară cu direcția vectorului densitate de flux magnetic și axa normală pe suprafața buclei. Dacă densitatea de flux magnetic se modifică în timp, o diferență de potențial este indusă de-a lungul conturului buclei unde

(16)  $V = - \frac{d\phi}{dt}$  Volt

Legea lui Faraday, care descrie funcționarea transformatoarelor și a altor dispozitive, este ilustrată în Figura 3.2.4. Legea inducției electromagnetice poate fi utilizată la descrierea cauzelor multor probleme nedorite datorate cuplajelor electromagnetice din interiorul și din spațiul exterior al circuitelor electrice.



**A, Suprafața Buclei**

**Ilustrarea Legii lui Faraday a Inducției Electromagnetice**

**Compatibilitate și Interferență Electro-Magnetică (CIEM) . Definirea Problemei.**

Conceptele descrise anterior ar trebui să fie familiare inginerilor electricieni și electroniști. Pentru a realiza scopul propus de acest program de instruire se poate enunța Problema de CIEM astfel :

Un sistem de sarcini electrice în mișcare creează (sunt sursa) un set de câmpuri electrice și magnetice variabile în timp. Aceste câmpuri electromagnetice vor interacționa cu alte sarcini mobile aflate la diferite distanțe față de sistemul de sarcini sursă (inițial) dând astfel naștere unor curenți electrici. Dacă interacțiunea este produsă intenționat, sistemul este denumit Sistem Radio; dacă interacțiunea este produsă involuntar (în caz contrar), sistemul creează Interferență Electro-Magnetică (IEM).

### **3. Ecuatiile lui Maxwell și Undele Electro-Magnetice**

Conceptele descrise în Capitolul **Conceptele Câmpului și Noțiuni Fundamentale de Electromagnetism** sunt explicate în întregime de către ecuațiile lui Maxwell, exprimate sub formă diferențială și vectorială mai jos :

$$(17) \quad \text{rot} \vec{E} = - \frac{d\vec{B}}{dt}$$

$$(18) \quad \text{rot} \vec{H} = \vec{J}_C + \frac{d\vec{D}}{dt}$$

$$((19) \quad \text{div} \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon}$$

$$(20) \quad \text{div} \vec{H} = 0$$

Explicarea mărimilor care intervin :

$J_C$  este densitatea curentului de conducție (Amperi/m<sup>2</sup>) iar

$\rho$  este densitatea de sarcină electrică (Coulomb-i/m<sup>3</sup>) .

Forma convențională a soluției presupune că zona de câmpuri ocupă o regiune a spațiului suficient de îndepărtată de sursele de câmpuri în care atât  $r$  cât și  $J_C$  sunt nule. Soluția poate astfel fi configurată sub forma unor unde sferice propagându-se de la regiunea sursă de dimensiuni neglijabile, așa cum este reprezentat în Figura **Frontul de Unde Electromagnetice Sferice** . În coordonate sferice, considerând sursa în origine și o excitație sinusoidală, ecuațiile de câmp sunt :

$$(21) \quad \vec{E}_\theta = [ E_0 e^{j\omega t} \frac{e^{-j\beta r}}{r} ] \vec{a}_\theta \quad \text{V/m}$$

$$(22) \quad \vec{H}_\phi = [ H_0 e^{j\omega t} \frac{e^{-j\beta r}}{r} ] \vec{a}_\phi \quad \text{A/m}$$

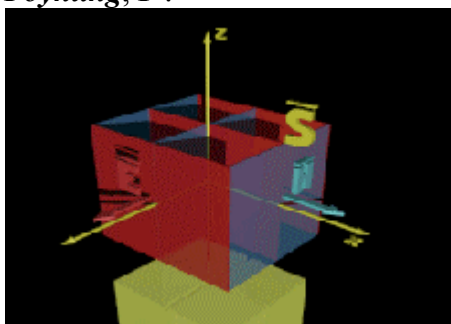
$\omega$  este pulsația sau frecvența unghiulară ,

$r$  este distanța față de sursă și

$\beta$  este constanta de fază, definită de relația

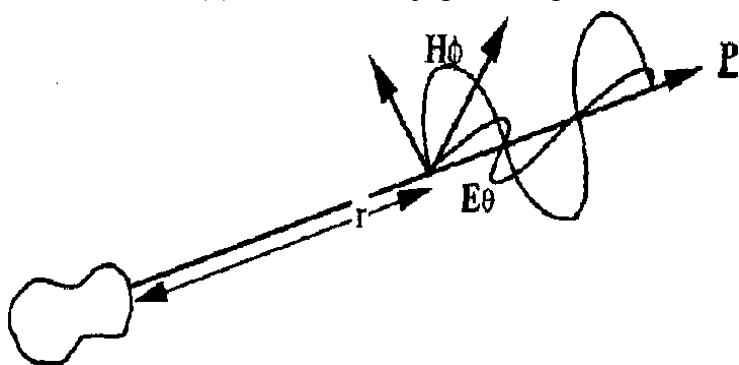
$$(23) \quad \beta = 2\pi/\lambda$$

unde  $\lambda$  este lungimea de undă. Cei doi termeni exponențiali descriu comportarea oscilatorie temporală și spațială, comportare asociată undei sinusoidale. Câmpurile descresc invers proporțional cu distanța față de sursă. Densitatea fluxului de putere a undei este dată de vectorul **Poynting**,  $\vec{P}$  :



$$(24) \quad \vec{P} = \frac{1}{2} \vec{E} \times \vec{H}^* \quad \text{W/m}^2$$

unde asteriscul (\*) semnifică conjugata complexă a mărimii .



### Frontul de Unde Electromagnetice Sferice

Raportul dintre câmpul electric și câmpul magnetic este determinat de parametrii electrici ai mediului în care are loc propagarea undelor. Pentru un mediu dielectric parametrii electrici caracteristici sunt permitivitatea  $\epsilon$  și permeabilitatea  $\mu$  , rezultând :

$$(25) \quad \vec{E}/\vec{H} = Z = (\mu/\epsilon)^{1/2} \quad \text{W}$$

$Z$  este impedanța intrinsecă a mediului. Pentru spațiul liber (vid,  $\epsilon_0$ ,  $\mu_0$ ) impedanța intrinsecă este  $377 \Omega$  . Impedanța de undă poate fi utilizată pentru a obține alte expresii pentru expresia densității fluxului de putere :

$$(26) \quad \vec{P} = (E^2/Z) \cdot \vec{a}_r = (H^2/Z) \cdot \vec{a}_r \quad \text{W/m}^2$$

Viteza  $v$  a unei unde este de asemenea determinată de parametrii mediului, și prin soluționarea ecuațiilor lui **Maxwell** se obține expresia :

$$(27) \quad v = 1/(\mu/\epsilon)^{1/2} \quad \text{m/s}$$

Pentru spațiul liber sau vid , viteza are valoarea  $3 \times 10^8$  m/s. Pentru cele mai multe medii , permeabilitatea  $\epsilon$  are valoarea egală cu permeabilitatea mediului liber (vid) și viteza este diminuată (redușă) de un factor egal cu rădăcina pătrată din permitivitatea relativă (constanta dielectrică) a mediului ( $\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r$ ) .

Dacă undele electromagnetice se propagă printr-un mediu conductor, sunt prezenți atât curenții de conducție cât și curenții de deplasare. Comportamentul unei electromagnetice în interiorul mediului depinde de raportul dintre curentul de conducție și curentul de deplasare. În mediile care sunt slabe conductoare, de exemplu dielectricii cei mai utilizați în practică, curentul de conducție este mic ( $\sigma \ll \omega \epsilon$ ), iar proprietățile unei sunt ale unei într-un dielectric perfect de aceeași permitivitate la care se adaugă un mic termen de atenuare. Ecuațiile undelor devin astfel :

$$(28) \quad \vec{E}_\theta = [ E_0 e^{j\omega t} e^{-j\beta r} \frac{e^{-\alpha r}}{r} ] \vec{a}_\theta \quad \frac{V}{m}$$

$$(29) \quad \vec{H}_\phi = [ H_0 e^{j\omega t} e^{-j\beta r} \frac{e^{-\alpha r}}{r} ] \vec{a}_\phi \quad \text{A/m}$$

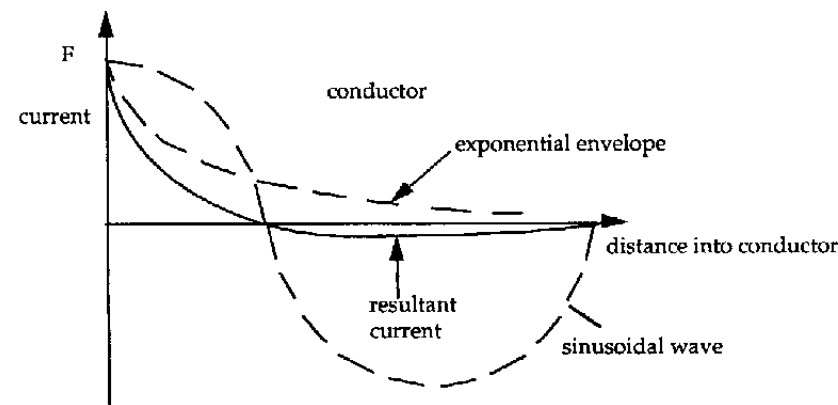
unde  $\alpha$  este atenuarea datorată disipării (pierderilor) de putere, coeficient dat de relația :

$$(30) \quad \alpha = \frac{\sigma}{2} \sqrt{\mu \epsilon}$$

În cazul unui material bun conductor ca de exemplu un metal ( $\sigma \gg \omega \epsilon$ ) , soluția ecuațiilor lui **Maxwell** este o undă puternic atenuată având impedanța de undă și viteza de deplasare substanțial reduse. Constanta de fază și factorul de atenuare sunt numeric egale și sunt obținute din expresia (relația) :

$$(31) \quad \alpha = \beta = \sqrt{\pi f \mu \sigma}$$

unde  $f$  este frecvența. Situația este ilustrată în Figura 3.2.6. unde se poate observa cum câmpurile de undă sunt atenuate la valori insignifiante în comparație cu lungimea de undă.



### Pătrunderea undei în interiorul unui conductor

$$(32) \quad \delta = \frac{1}{\beta}$$

### Pătrunderea undelor electromagnetice într-un conductor

adâncimea stratului de pătrundere =  $66 \mu\text{m}$

viteza de undă =  $414 \text{ m/s}$

impedanța undei =  $(1 + j) \times 2,6 \times 10^{-4} \Omega$

### 4. Mecanismele Producerii Radiațiilor ElectroMagnetice

Secțiunea precedentă nu a specificat sursa undelor electromagnetice, arătând numai că este necesar un set de sarcini variabile în timp. Descrierea undei este făcută pentru o zonă depărtată de sursa de unde. În regiunea apropiată de sursa de unde, proprietățile undei sunt modificate de apropierea față de sursă, și natura cuplajului dintre circuite este determinată de distanța dintre circuite. În mod clar, dacă cuplajul este înțeles, trebuie studiată structura câmpurilor apropiate de sursa de radiații.

În secțiunea 2.2., s-a arătat că sursele câmpurilor electrice și magnetice sunt sarcina electrică  $\rho$  și densitatea curentului de conducție  $\mathbf{J}_C$  (sarcina în mișcare). Aceste două surse sunt corelate de relația

$$(33) \quad \text{div } \mathbf{J}_C = - \text{dp/dt}$$

Dacă divergența densității fluxului magnetic este zero, o identitate standard vectorială (adică relația  $\text{div}(\text{rot } \mathbf{A})=0$ ) poate fi folosită pentru definirea potențialului magnetic vector  $\mathbf{A}$  astfel încât :

$$(34) \quad \mathbf{B} = \text{rot } \mathbf{A}$$

Pentru curenții direcți, potențialul magnetic vectorial a unui curent elementar  $I d\mathbf{l}$  poate fi dedus din Teorema (Legea) Biot–Savart–LaPlace :

$$(35) \quad \mathbf{A} = \mu I d\mathbf{l} / 4\pi r$$

unde  $r$  este distanța dintre elementul de curent și observator .

Pentru câmpuri oscilante aflate la aceeași distanță față de potențialele sursă dorite trebuie să fie utilizată pentru caracterizarea intervalului de timp finit de propagare a variațiilor de câmp; acestea au expresiile :

$$(36) \quad V = \frac{q}{4\pi\epsilon r} e^{(j\omega t - \beta r)}$$

$$(37) \quad \bar{\mathbf{A}} = \frac{\mu \cdot I \cdot d\vec{\mathbf{l}}}{4\pi r} e^{(j\omega t - \beta r)}$$

Potențialul magnetic vector poate fi substituită în ecuațiile Maxwell pentru rotorul lui  $\mathbf{E}$  obținându-se :

$$(38) \quad \text{rot } (\mathbf{E} + d\mathbf{A}/dt) = 0$$

Din nou o identitate vectorială standard

$$(39) \quad \text{rot}(\text{grad } V) = 0$$

poate fi utilizată pentru a seta condițiile de estimare Lorentz pentru radiații electromagnetice :

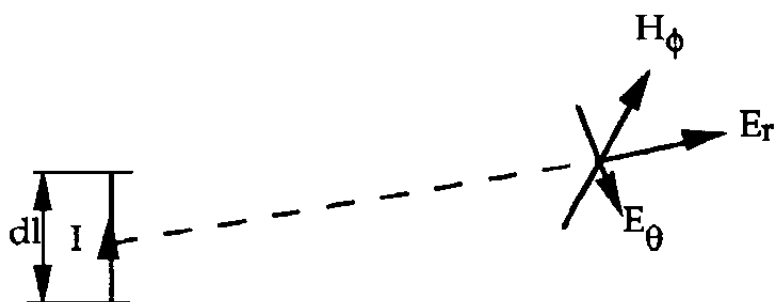
$$(40) \quad \mathbf{E} + d\mathbf{A}/dt = -\text{grad } V$$

Pentru cazul static (atunci când  $\frac{d}{dt} = 0$ ) se obține relația utilizată pentru definirea potențialului electric din Secțiunea 2.1.

$$(41) \quad \bar{\mathbf{H}}_\phi = \left[ \frac{I \cdot dl}{4\pi} \left( \frac{1}{r^2} - \frac{j\beta}{r} \right) e^{j\omega t - j\beta r} \sin \theta \right] \cdot \bar{\mathbf{a}}_\phi$$

$$(42) \quad \bar{\mathbf{E}}_\theta = \left[ \frac{I \cdot dl}{4\pi} \left( \frac{j\omega\mu}{r} + \frac{Z}{r^2} - \frac{1}{j\omega r^3} \right) e^{j\omega t - j\beta r} \sin \theta \right] \cdot \bar{\mathbf{a}}_\theta$$

$$(43) \quad \bar{\mathbf{E}}_r = \left[ \frac{I \cdot dl}{4\pi} \left( \frac{2Z}{r^2} + \frac{1}{j\omega r^3} \right) e^{j\omega t - j\beta r} \cos \theta \right] \cdot \bar{\mathbf{a}}_r$$

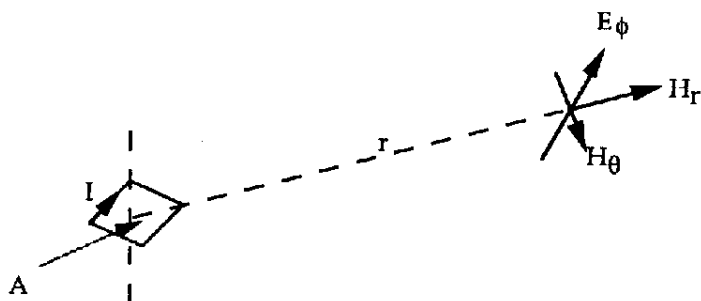


### Componentele Câmpului creat de un Dipol Electric

$$(44) \quad \bar{\mathbf{E}}_\phi = \left[ \frac{I \cdot A}{4\pi} \left( \frac{j\beta Z}{r^2} - \frac{Z \beta^2}{r} \right) e^{j\omega t - j\beta r} \sin \theta \right] \cdot \bar{\mathbf{a}}_\phi$$

$$(45) \quad \bar{\mathbf{H}}_\theta = \left[ \frac{I \cdot A}{4\pi} \left( \frac{\beta^2}{r} + \frac{j\beta}{r^2} - \frac{1}{r^3} \right) e^{j\omega t - j\beta r} \sin \theta \right] \cdot \bar{\mathbf{a}}_\theta$$

$$(46) \quad \bar{\mathbf{H}}_r = \left[ \frac{I \cdot A}{4\pi} \left( \frac{j\beta}{r^2} - \frac{j}{r^3} \right) e^{j\omega t - j\beta r} \cos \theta \right] \cdot \bar{\mathbf{a}}_r$$



### Componentele Câmpului creat de un Dipol Magnetic

$$(47) \quad 1/r^2 = \beta/r \text{ și}$$

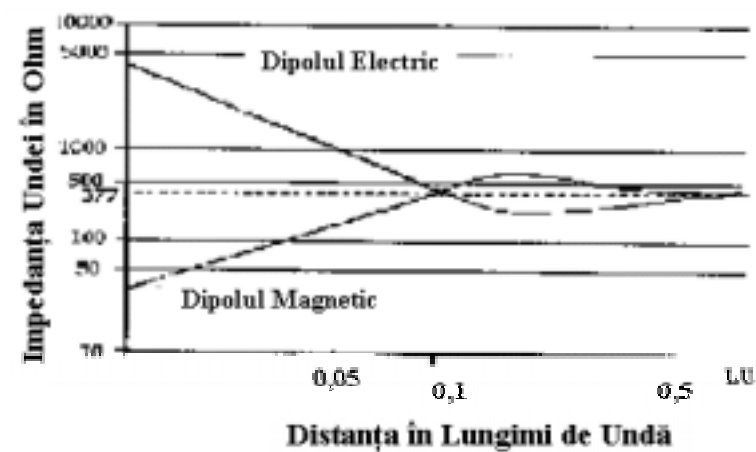
$$(48) \quad r = 1 / \beta = 1 / 2\pi$$

$$(49) \quad Z_{Te} = 1 / j\omega\epsilon r$$

$$(50) \quad Z_{Tm} = j \omega \mu r$$

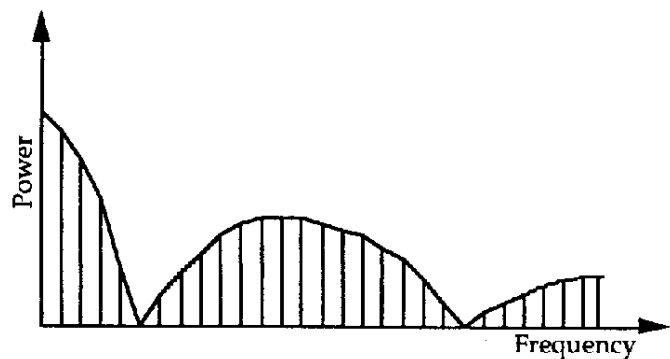
$$(51) \quad Z_{Te} = -j (Z / 2\pi) / (r / \lambda)$$

$$(52) \quad Z_{Tm} = j (2\pi Z) \cdot (r / \lambda)$$

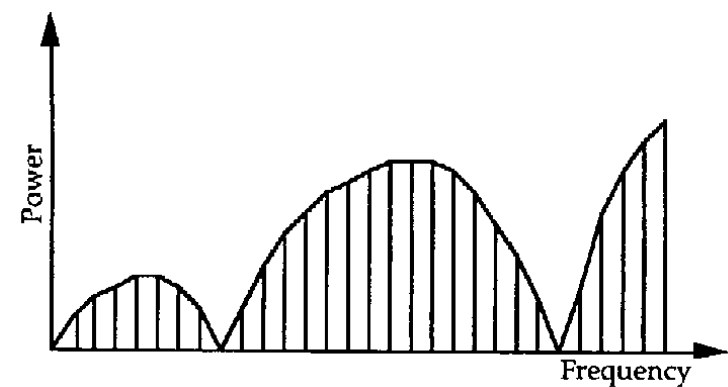


Graficul Variației Impedanței Undei Transversale în funcție de Lungimea de Undă , pentru Dipolii Electric și Magnetic

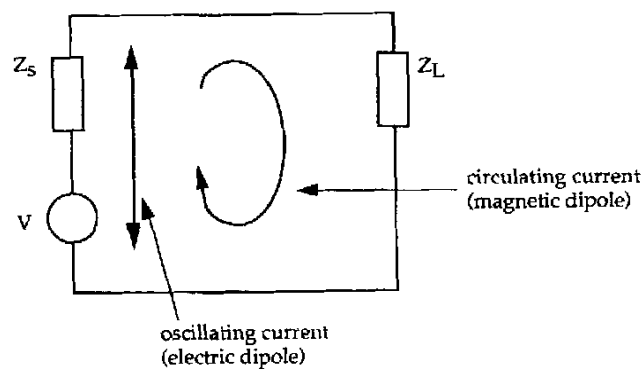
5. Radiații produse de Circuite și Echipamente



Spectrul de puteri pentru un tren de impulsuri



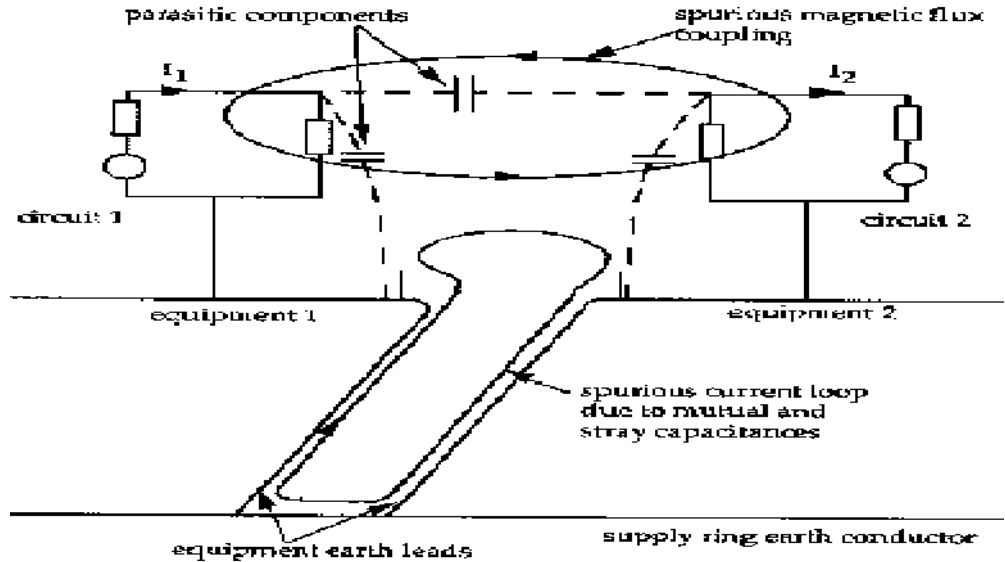
Spectrul Radiat al unui tren de impulsuri numerice



## Curenți radiați într-un circuit electric

### 6. Recepția energiei electromagnetice și reciprocitate

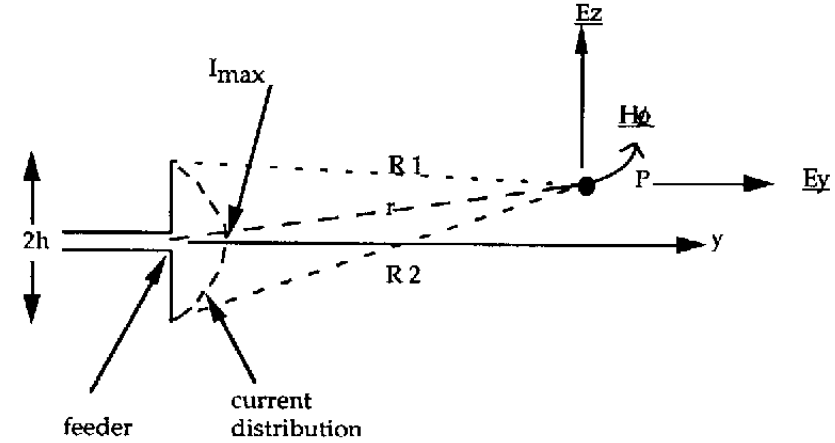
### 7. Cuplaje Capacitive și Inductive



Ilustrarea schematică a Cuplajelor inductive și Capacitive dintre Circuite datorită componentelor care introduc paraziți

### 8. Antene utilizate în practica curentă

#### 8.1. Antena de tip Dipol



#### Antena tip Dipol

$$\begin{aligned} I &= I_{max} \sin(\beta(h-z)) \quad z > 0 \\ (53) \quad I &= I_{max} \sin(\beta(h+z)) \quad z < 0 \\ (54) \quad \underline{E}_z &= -j.30.I_{max} \frac{e^{-j\beta R_1}}{R_1} + \frac{e^{-j\beta R_2}}{R_2} - \frac{2 \cos(\beta h) e^{-j\beta r}}{r} \cdot \hat{a}_z \\ (55) \quad \underline{E}_y &= j.30.I_{max} \left[ \frac{z-h}{Y} \frac{e^{-j\beta R_1}}{R_1} + \frac{z+h}{Y} \frac{e^{-j\beta R_2}}{R_2} - \frac{2z \cos(\beta h) e^{-j\beta r}}{Y r} \right] \cdot \hat{a}_y \\ (56) \quad \underline{H}_\phi &= \frac{j.30.I_{max}}{Z_0 Y} [e^{-j\beta R_1} + e^{-j\beta R_2} - 2 \cos(\beta h) e^{-j\beta r}] \cdot \hat{a}_\phi \end{aligned}$$

unde  $Z_0$  este impedanța spațiului liber (vidului) .

$$(57) \quad |\underline{E}_\theta| = \left| \frac{\cos \frac{\pi}{2 \cos \theta}}{\sin \theta} \right| \frac{60 I_{max}}{r}$$

$$(58) \quad \underline{H}_\phi = \left| \frac{\underline{E}_\theta}{Z_0} \right|$$

## 8.2. Standarde și Modele de radiații pentru Antene

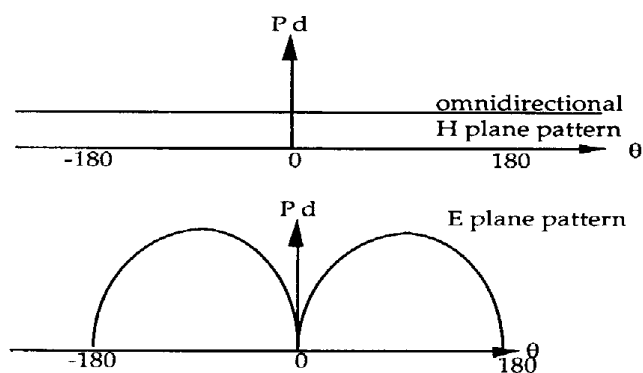
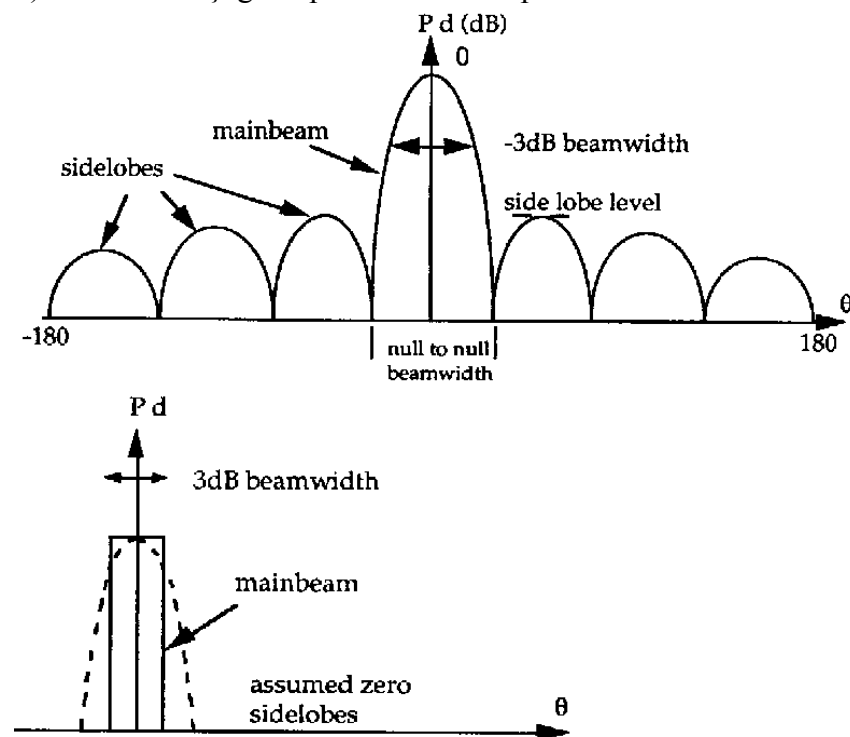


Fig 3.2.15

### Modele de Radiații

#### Modele de Radiații :

- Modelul tipic de radiație direcțională
- Estimarea câștigului pentru modelul aproximativ



### Caracteristicile principale ale formelor de radiații pentru o antenă de înaltă direcționalitate

- Modelul tipic de radiație direcțională
- Estimarea câștigului pentru modelul aproximativ

## 8.3. Impedanța de intrare a unei Antene

$$(59) \quad P_{in} = I^2 R_{in}$$

## 8.4. Câștigul unei Antene

$$(60) \quad P_d = P_{in} / 4\pi R^2$$

$$(61) \quad P_d(\theta, \phi) = P_{in} G(\theta, \phi) / 4\pi R^2$$

$$(62) \quad P_d = P_{in} G / 4\pi R^2$$

$$(63) \quad \text{Suprafața sau Aria} = R^2 \theta \phi$$

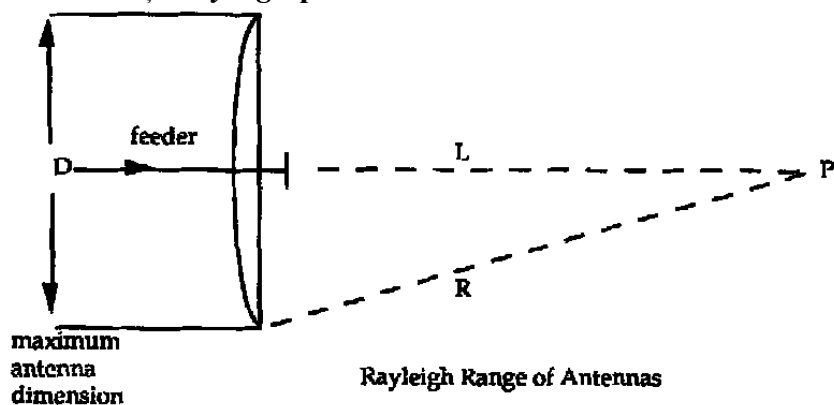
unde  $\theta$  și  $\phi$  sunt în radiani .

$$(64) \quad G = 4\pi R^2 / \theta \phi R^2 = 4\pi / \theta \phi$$

unde  $\theta$  și  $\phi$  sunt în radiani .

$$(65) \quad G = 41.10^3 / \theta^\circ \phi^\circ$$

### 8.5. Distanța Rayleigh pentru Antene



### Distanța Rayleigh pentru Antene

$$(66) \quad \lambda / 16 = R - L$$

$$(67) \quad R = [(L^2 + (D/2)^2)^{1/2}]$$

$$(68) \quad [(L^2 + (D/2)^2)^{1/2}] = L + \lambda / 16$$

$$(69) \quad L^2 + (D^2/4) = L^2 + \lambda/256 + L \lambda/8$$

Dacă se presupune că  $L > D > \lambda$  atunci termenul  $\lambda/256$  poate fi ignorat și

$$(70) \quad L = 2D^2 / \lambda$$

Astfel distanța minimă la care antena poate fi utilizată este de  $2D^2 / \lambda$  unde D este dimensiunea antenei. Regiunile din afara calotei de rază  $2D^2 / \lambda$  sunt denumite

apropiată față de câmp sau

Regiune **Fresnel**

$$< 2D^2 / \lambda <$$

îndepărată față de câmp sau

Regiune **Fraunhofer**

### 8.6 Antene în regim de recepție (receptare)

### 8.7. Apertura (Deschiderea) unei Antene

$$(71) \quad A = P_r \text{ (Watt)} / P_d \text{ (Watt/m}^2\text{)} \text{ unde}$$

$$(72) \quad P_r = A P_d$$

$$(73) \quad A(\theta, \phi) \propto^{al} G(\theta, \phi)$$

$$(74) \quad G = 4\pi A / \lambda^2$$

$$(75) \quad \theta_{3dB}^\circ = 70 \lambda / D$$

### 8.8. Factorul unei Antene

$$(76) \quad A F = E / V$$

$$(77) \quad P_r = A P_d$$

$$(78) \quad A = \lambda^2 G / 4\pi$$

$$(79) \quad P_d = E^2 / Z_0$$

$$(80) \quad P_r = \lambda^2 G E^2 / 4\pi Z_0$$

$$(81) \quad P_o = V^2 / Z$$

$$P_o = P_r$$

$$(82) \quad V^2 / Z = \lambda^2 G E^2 / 4\pi Z_0$$

$$(83) \quad E^2 / V^2 = 4\pi Z_0 / Z \lambda^2 G$$

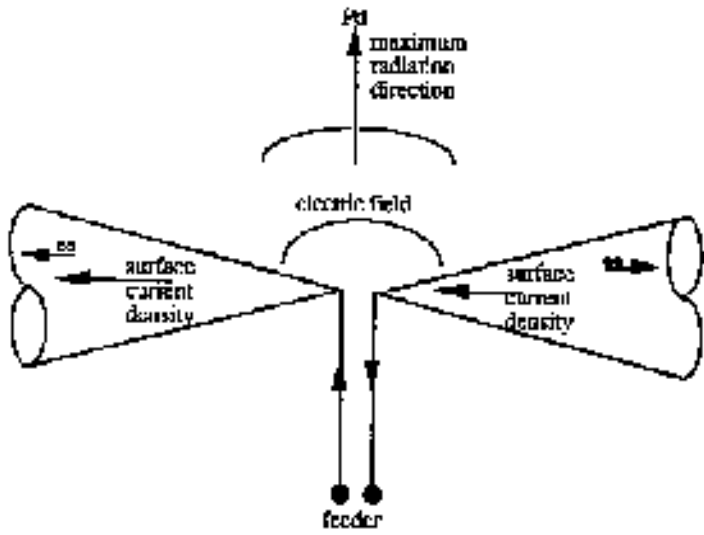
$$(84) \quad A F = E / V = 2 (\pi Z_0 / Z)^{1/2} / [\lambda (G)^{1/2}]$$

$$(85) \quad A F = 9,73 / [\lambda (G)^{1/2}]$$

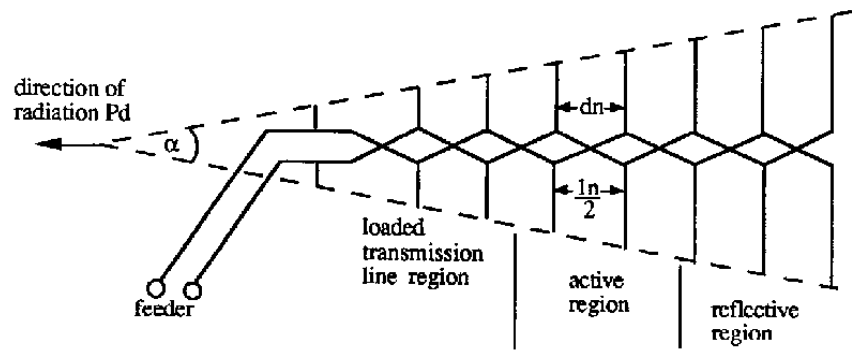
$$(86) \quad A F_{dB} = 20 \log (A F)$$

### 9. Antene de Bandă Largă

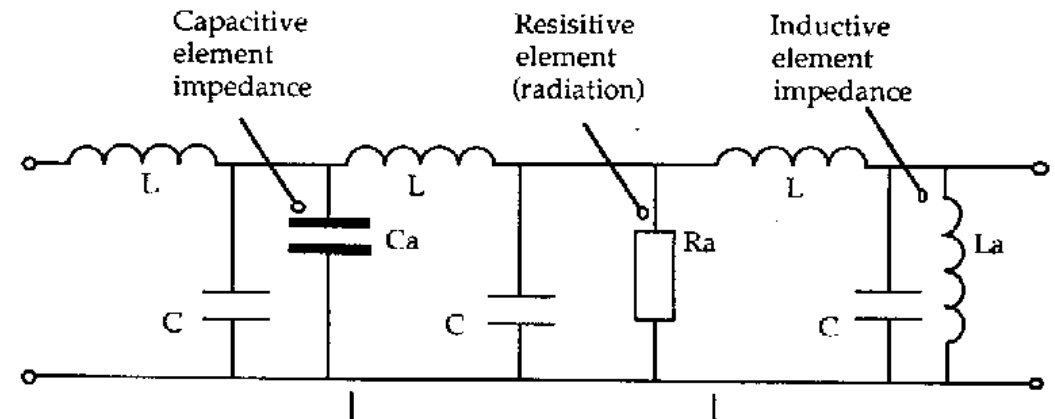
$$(87) \quad I_n / I_{n-1} = d_n / d_{n-1} = \tau$$



Antene Biconice Indpendente de Frecvență



Aranjament Periodic Log



Circuitul Echivalent Aproximativ al Antenei cu Aranjament Logaritmic Periodic