

## Capítulo VI

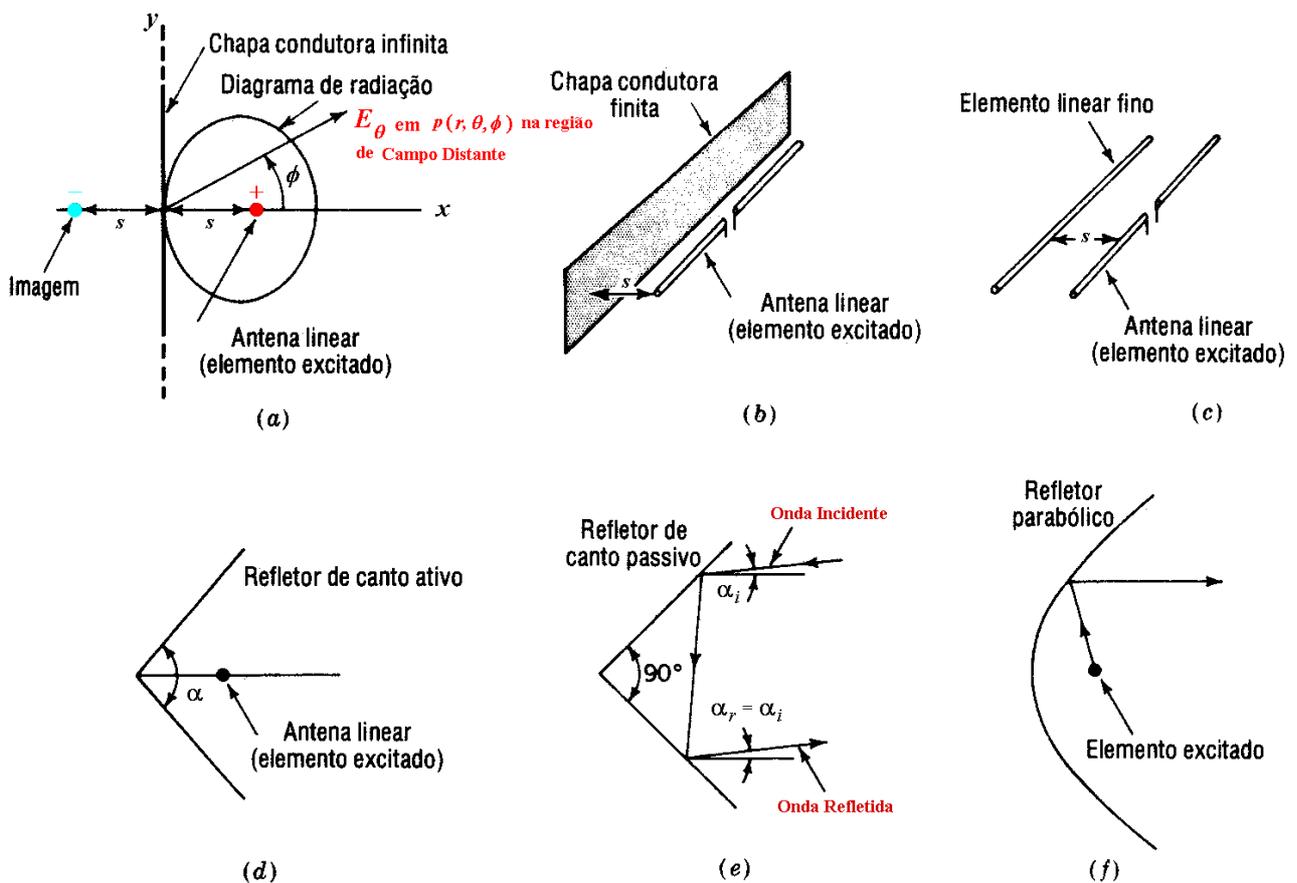
### Antenas Refletoras

#### 1 Introdução

A presença de uma superfície perfeitamente condutora nas vizinhanças de um irradiador age como um refletor para a onda eletromagnética irradiada, alterando radicalmente seu diagrama de irradiação.

⇒ Um irradiador + refletor pode ser interpretado como se a superfície condutora do refletor gerasse um irradiador virtual (**irradiador imagem**) com correntes simétricas à do irradiador principal, sendo ambos igualmente distanciados da superfície refletora (**porque esta interpretação também satisfaz a condição  $E_{\text{tangencial}} = 0$  na fronteira ar-refletor**)

⇒ Daí, basta tratar o(s) irradiador(es) e sua(s) imagem(s) sob o conceito de *array*, conceito já estudado no Capítulo V. A Figura 1 mostra antenas refletoras comuns.



**Figura 1:** Antenas refletoras comuns. (a) Antena linear com refletor de área infinita. (b) Antena linear com refletor de área finita. (c) Antena linear com refletor degenerado em um elemento linear fino. (d) Refletor de canto com elemento excitado (ativo). (e) Refletor de canto passivo (sem elemento excitado). (f) Refletor parabólico e elemento excitado.

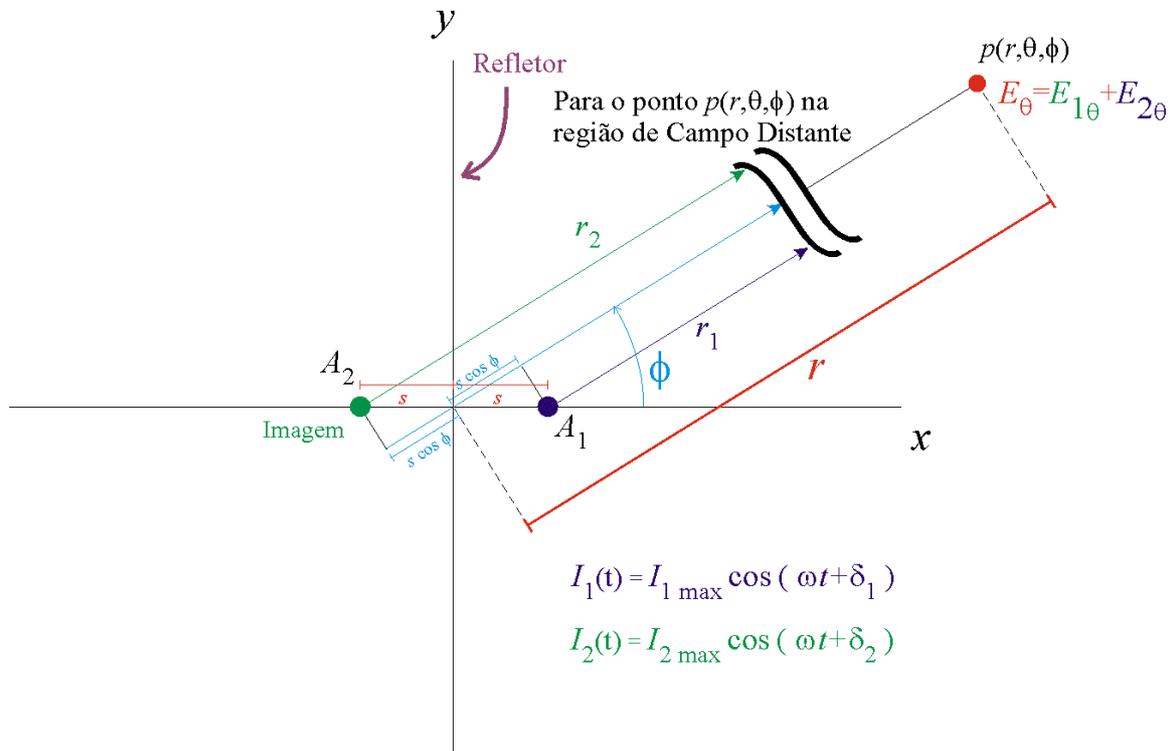
## 2 Refletor Plano de Área Infinita

● Um refletor plano pode ser considerado de área infinita quando suas dimensões lineares são maiores do que  $40s$  onde  $s$  é a distância do irradiador ao plano refletor (ver Figura 1(a)).

● Consideremos a Figura 1 (a), e admitamos que o irradiador principal (em vermelho) é um dipolo de tamanho  $L = \lambda/2$  alimentado por uma corrente  $I_1$ .

⇒ Em conseqüência, o irradiador imagem (em azul) será um dipolo de tamanho  $L$  alimentado por uma corrente  $I_2 = -I_1 = I_1 e^{j\pi}$ .

⇒ No contexto de *arrays* de irradiadores, estudados no Capítulo V, temos:



**Figura 2:** Array formado pelo irradiador principal  $A_1$  (excitador) e imagem  $A_2$ , sendo  $I_{1 \max} = I_{2 \max} = I_{\max}$  e  $\delta_2 = \delta_1 + \pi$ , com  $\theta = 90^\circ$ .

● Assumindo  $\delta_1 = 0$ , os campos  $E_{1\theta}$  e  $E_{2\theta}$  gerados pelo excitador  $A_1$  e imagem  $A_2$  no ponto distante  $p(r, \theta, \phi)$ , são dados por (ver Capítulo V):

$$E_{1\theta} = I_{\max} e^{j(\beta s \sin \theta \cos \phi)} \left\{ \frac{\cos\left(\frac{L}{\lambda} \pi \cos \theta\right) - \cos\left(\frac{\pi L}{\lambda}\right)}{\sin \theta} \right\} \frac{60}{r} e^{j\left(\omega t - \beta r + \frac{\pi}{2}\right)} \quad (1)$$

$$E_{2\theta} = I_{\max} e^{j(\pi - \beta s \sin \theta \cos \phi)} \left\{ \frac{\cos\left(\frac{L}{\lambda} \pi \cos \theta\right) - \cos\left(\frac{\pi L}{\lambda}\right)}{\sin \theta} \right\} \frac{60}{r} e^{j\left(\omega t - \beta r + \frac{\pi}{2}\right)} \quad (2)$$

onde  $\beta = 2\pi/\lambda$ .

⇒ O campo total  $E_\theta$  é dado pela soma vetorial de  $E_{2\theta}$  e  $E_{1\theta}$  em  $p(r, \theta, \phi)$ :

$$E_\theta = E_{1\theta} + E_{2\theta} = I_{\max} \left( e^{j(\beta s \sin \theta \cos \phi)} + e^{j(\pi - \beta s \sin \theta \cos \phi)} \right) K \quad (3)$$

onde

$$K = \left\{ \frac{\cos\left(\frac{L}{\lambda} \pi \cos \theta\right) - \cos\left(\frac{\pi L}{\lambda}\right)}{\sin \theta} \right\} \frac{60}{r} e^{j\left(\omega t - \beta r + \frac{\pi}{2}\right)} \quad (3a)$$

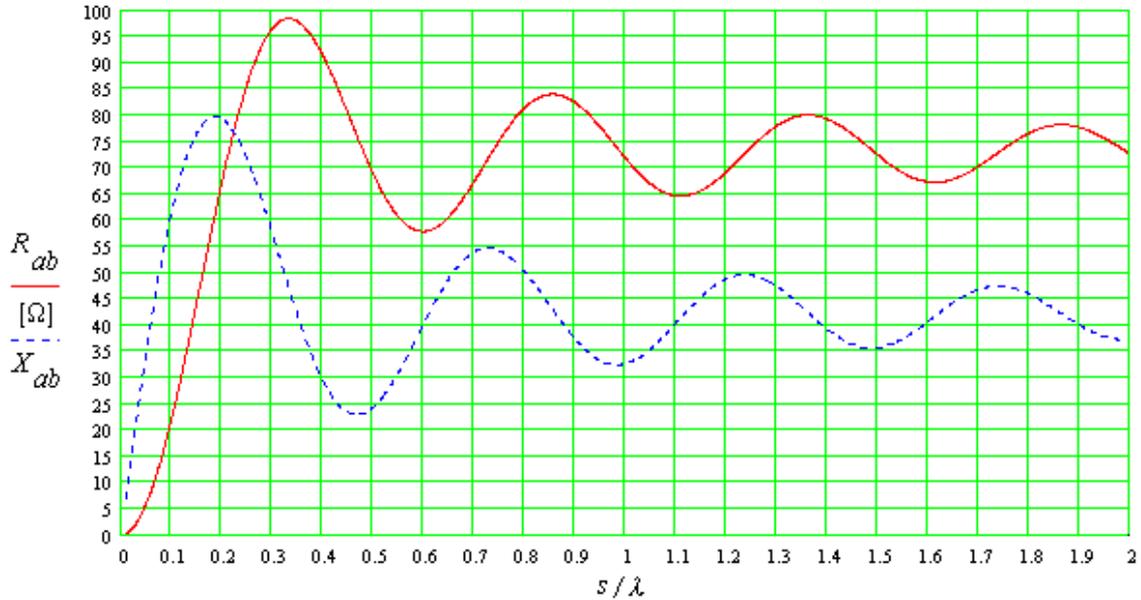
● Designando por  $a$  e  $b$  os terminais do dipolo excitador  $A_1$ , então a potência total  $P$  aplicada na entrada do array é:

$$P = \left( \frac{I_{\max}}{\sqrt{2}} \right)^2 \operatorname{Re}\{Z_{ab}\} \quad (4)$$

onde  $R_{ab} = \operatorname{Re}\{Z_{ab}\}$  é a resistência nos terminais de entrada do dipolo  $A_1$ .

● Mas a impedância de entrada  $Z_{ab}$  é composta por uma impedância de entrada  $Z_i = R_i + jX_i$  própria do dipolo de meia onda  $A_1$  mais uma impedância mútua  $Z_m = R_m + jX_m$  entre o excitador  $A_1$  e sua imagem  $A_2$ , sendo  $R_i \approx 73\Omega$  para  $L = \lambda/2$  (dipolo de meia onda).

⇒ Note que, na realidade,  $Z_{ab} = R_{ab} + jX_{ab}$  é a mesma impedância de entrada obtida na Seção 10 do Capítulo IV quando estudávamos o efeito do solo perfeitamente condutor (um refletor, portanto) sobre o desempenho de um dipolo de tamanho  $L = \lambda/2$  em função de sua altura do solo normalizada  $h/\lambda$ . A diferença aqui é que a altura  $h$  do dipolo ao solo é substituída pela distância  $s$  do dipolo ao refletor:

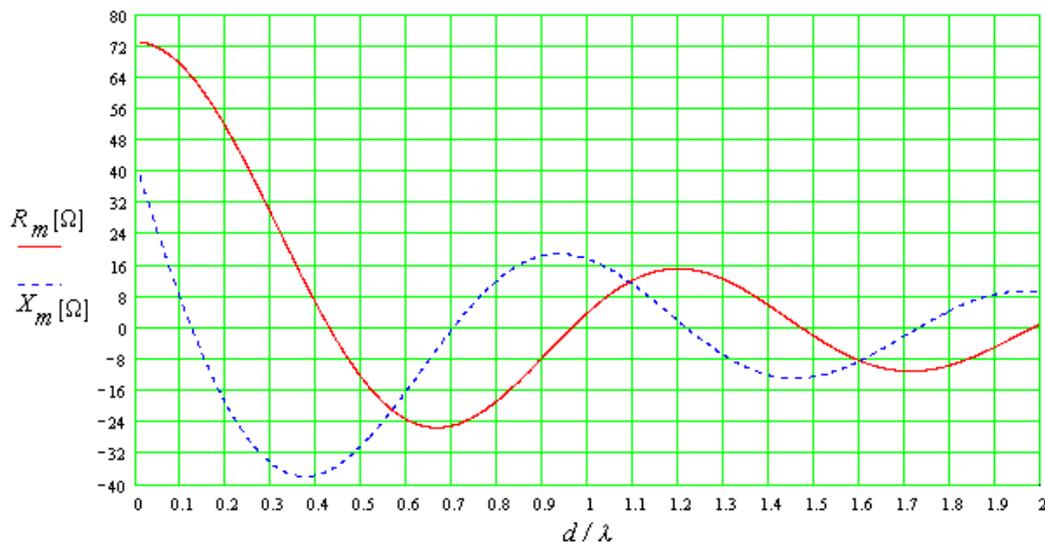


**Figura 3:**  $Z_{ab} = R_{ab} + jX_{ab} = Z_i - Z_m$  para um dipolo de tamanho  $L = \lambda/2$  em função de sua distância normalizada  $s/\lambda$  ao refletor.

● Daí (4) pode ser re-escrita como:

$$\begin{aligned}
 P &= \left( \frac{I_{\max}}{\sqrt{2}} \right)^2 \operatorname{Re}\{Z_{ab}\} = \frac{I_{\max}^2}{2} \operatorname{Re}\{Z_i - Z_m\} = \frac{I_{\max}^2}{2} (R_i - R_m) = \\
 &= \frac{I_{\max}^2}{2} (73\Omega - R_m) \rightarrow I_{\max} = \sqrt{\frac{2P}{(73 - R_m)}}
 \end{aligned}
 \tag{5}$$

onde  $R_m$  é dado pelo gráfico da Figura 30 - Capítulo IV, reproduzido abaixo:



**Figura 4:** Impedância mútua  $Z_m = R_m + jX_m$  entre dois dipolos de meia onda ( $L = \lambda/2$ ) paralelos distanciados entre si de  $d = 2s$ .

- Substituindo (5) em (3), temos:

$$E_{\theta} = \sqrt{\frac{2P}{73 - R_m}} \left[ e^{j(\beta s \sin \theta \cos \phi)} + e^{j(\pi - \beta s \sin \theta \cos \phi)} \right] K \quad (6)$$

sendo  $K$  é definido por (3a).

- Se a mesma potência  $P$  é aplicada ao dipolo excitador de meia-onda, mas com o refletor removido, temos que:

$$P = \left( \frac{I_{\max}}{\sqrt{2}} \right)^2 \operatorname{Re}\{Z_i\} = \frac{I_{\max}^2}{2} \operatorname{Re}\{Z_i\} = \frac{I_{\max}^2}{2} R_i = \frac{I_{\max}^2}{2} \cdot 73\Omega \rightarrow I_{\max} = \sqrt{\frac{2P}{73}} \quad (7)$$

- O máximo campo  $E'_{\theta}$  em um ponto  $p(r, \theta, \phi)$  gerado pelo dipolo de meia-onda com o refletor removido e alimentado pela potência  $P$  ocorre na direção  $(\theta = 90^{\circ}, \forall \phi)$  e é dado por:

$$E'_{\theta} = I_{\max} K = K \sqrt{\frac{2P}{73}} \quad (8)$$

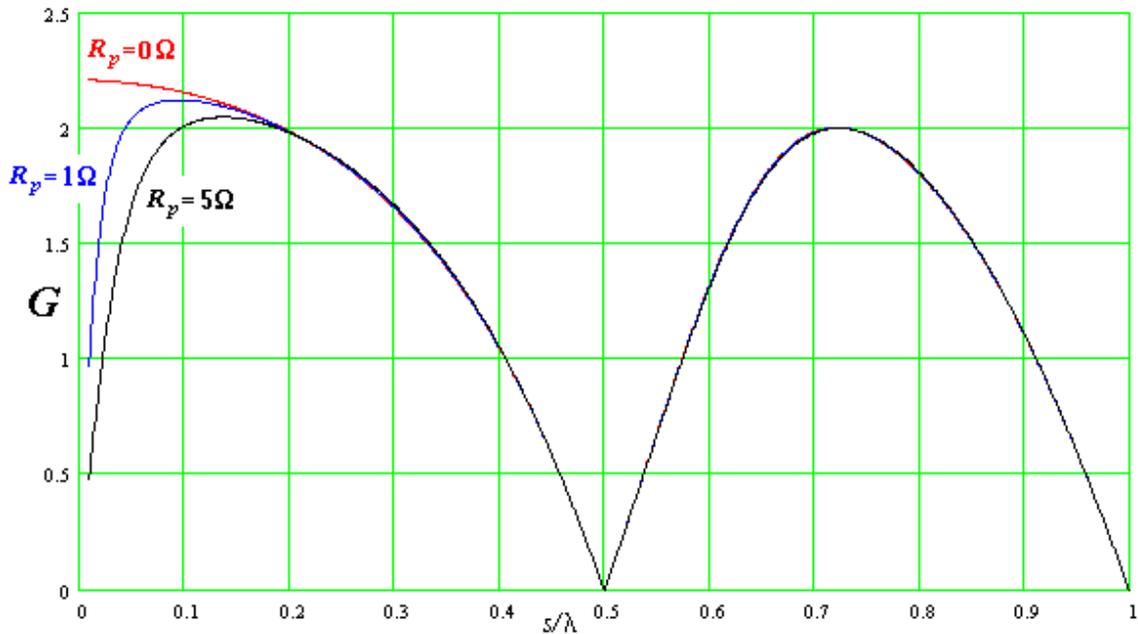
⇒ Portanto a razão entre o campo  $E_{\theta}$  dado por (6) e gerado em  $p(r, \theta, \phi)$  pelo array e o campo  $E'_{\theta}$  dado por (8) e gerado em  $p(r, \theta = 90^{\circ}, \phi)$  pelo dipolo excitador de meia-onda sem o refletor define o ganho  $G$  do refletor:

$$\begin{aligned} G = \frac{|E_{\theta}|}{|E'_{\theta}|} &= \frac{\left| \sqrt{\frac{2P}{73 - R_m}} \left[ e^{j(\beta s \sin \theta \cos \phi)} + e^{j(\pi - \beta s \sin \theta \cos \phi)} \right] K \right|}{\left| K \sqrt{\frac{2P}{73}} \right|} = \\ &= \frac{\left| \sqrt{\frac{73}{73 - R_m}} \left[ e^{j(\beta s \sin \theta \cos \phi)} + e^{j(\pi - \beta s \sin \theta \cos \phi)} \right] \right|}{\left| \sqrt{\frac{73}{73 - R_m}} \left[ e^{j(\beta s \sin \theta \cos \phi)} - e^{-j(\beta s \sin \theta \cos \phi)} \right] \right|} = \\ &= \frac{\left| 2j \sqrt{\frac{73}{73 - R_m}} \left[ \frac{e^{j(\beta s \sin \theta \cos \phi)} - e^{-j(\beta s \sin \theta \cos \phi)}}{2j} \right] \right|}{\left| 2 \sqrt{\frac{73}{73 - R_m}} \operatorname{sen}(\beta s \sin \theta \cos \phi) \right|} \end{aligned} \quad (9)$$

⇒ Se o dipolo de meia onda excitador  $A_1$  possui perdas não desprezíveis (perdas ôhmicas nos condutores aumentadas ou não pelo efeito pelicular e/ou perdas dielétricas nos isoladores), a impedância entrada  $Z_i = R_i + jX_i$  própria do dipolo  $A_1$  deve incluir uma resistência de perdas  $R_p$  adicionada à resistência de radiação de  $73\Omega$ . Nesta situação, (9) é re-escrita na forma:

$$G = 2 \left| \sqrt{\frac{73 + R_p}{(73 + R_p - R_m)}} \operatorname{sen}(\beta s \sin \theta \cos \phi) \right| \quad (10)$$

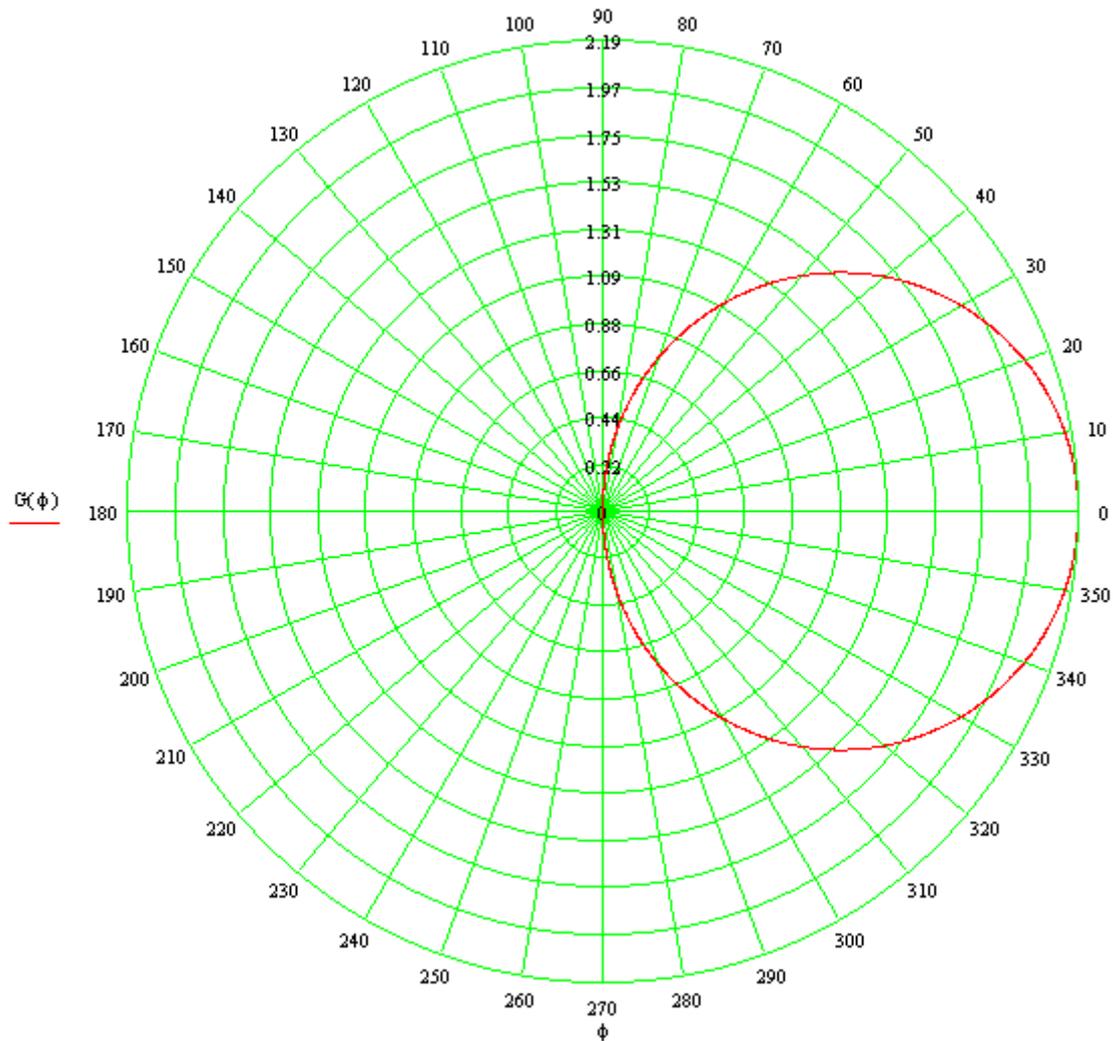
⇒ Com base na Equação (10), a Figura 5 a seguir mostra o ganho  $G$  na direção de maior irradiação ( $\theta = 90^\circ$  e  $\phi = 0^\circ$ ) de um dipolo de tamanho  $L = \lambda/2$  em função da distância  $s$  ao plano refletor e em função da resistência de perdas  $R_p$ . Para a determinação de  $R_m$  para cada valor de  $s$  foi utilizada a Equação (36) do Capítulo IV com  $d = 2s$ .



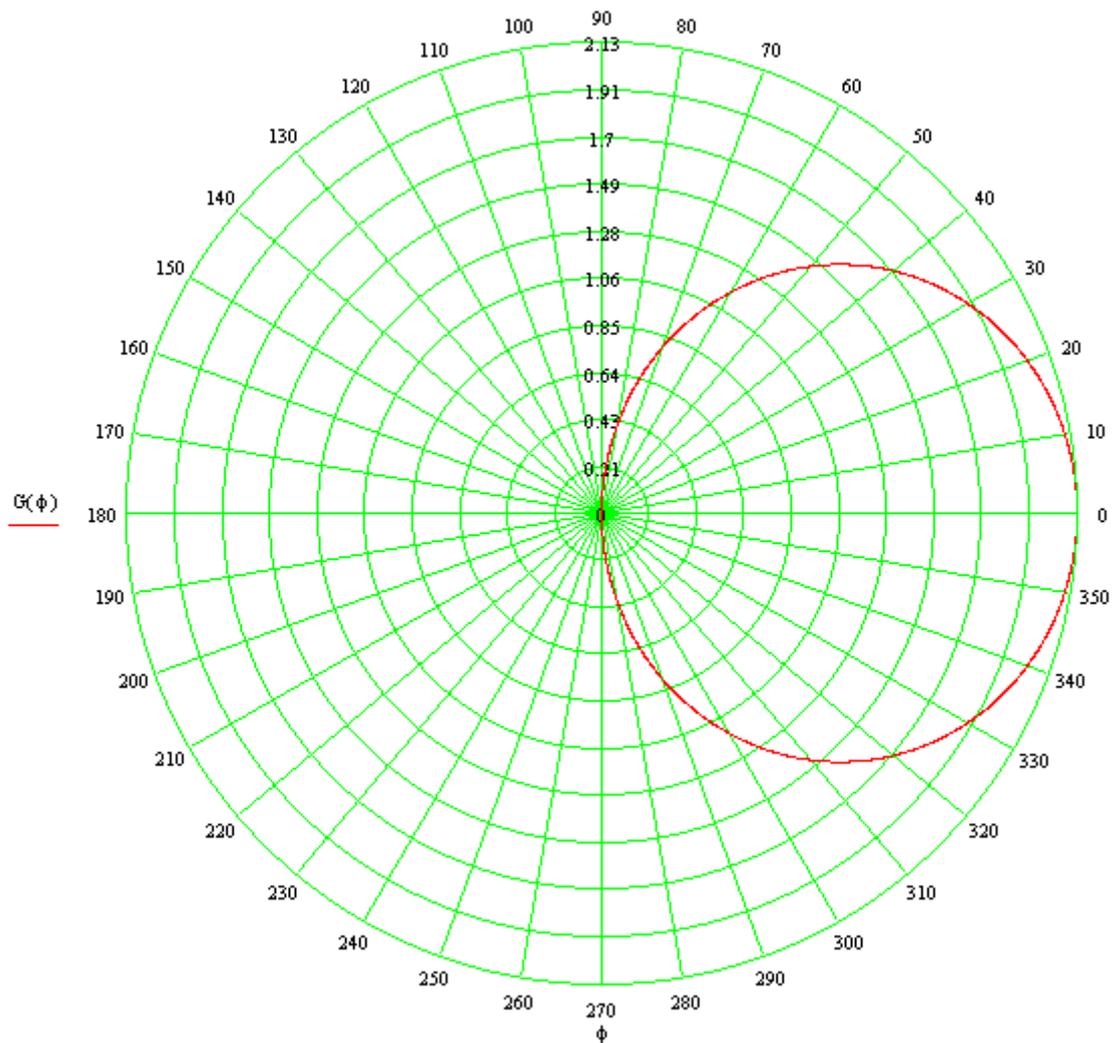
**Figura 5:** Ganho  $G$  sobre o dipolo de meia onda no espaço livre na direção de maior irradiação ( $\theta = 90^\circ$  e  $\phi = 0^\circ$ ) de um dipolo de meia onda com refletor infinito em função da distância  $s$  ao plano refletor e em função da resistência de perdas  $R_p$ .

⇒ Observe na Figura 5 que para  $s = 0,5\lambda$  e  $s = 1,0\lambda$  o ganho é nulo na direção  $\theta = 90^\circ$  e  $\phi = 0^\circ$ . Isto ocorre porque para estes valores de  $s$  o campo elétrico da imagem incide sobre o excitador com uma fase e amplitude tal que anula o campo elétrico resultante nesta direção.

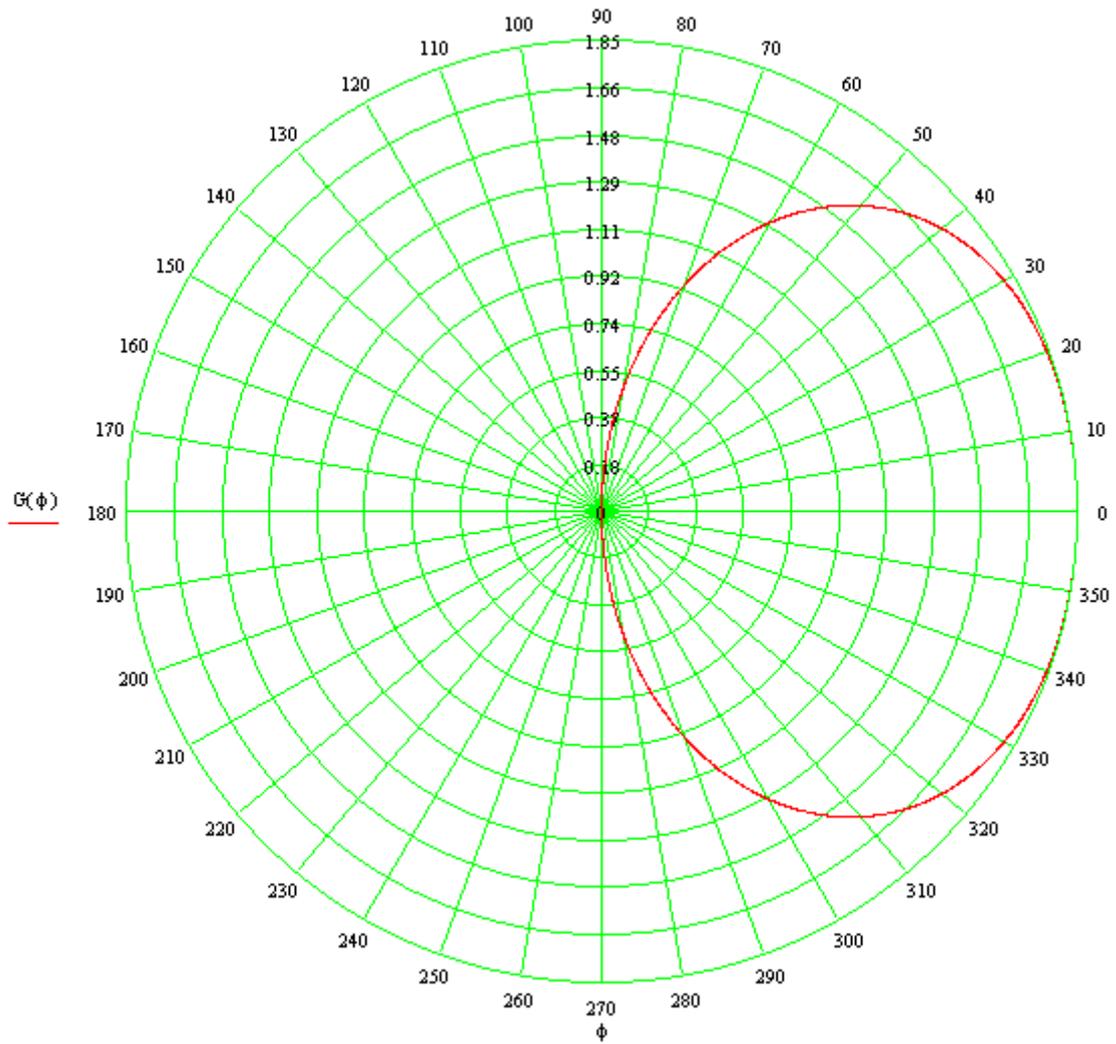
⇒ As Figuras 6 a 11 a seguir mostram o ganho  $G$  para  $\theta = 90^\circ$  em função do ângulo  $\phi$  para diversas distâncias  $s$  ao plano refletor.



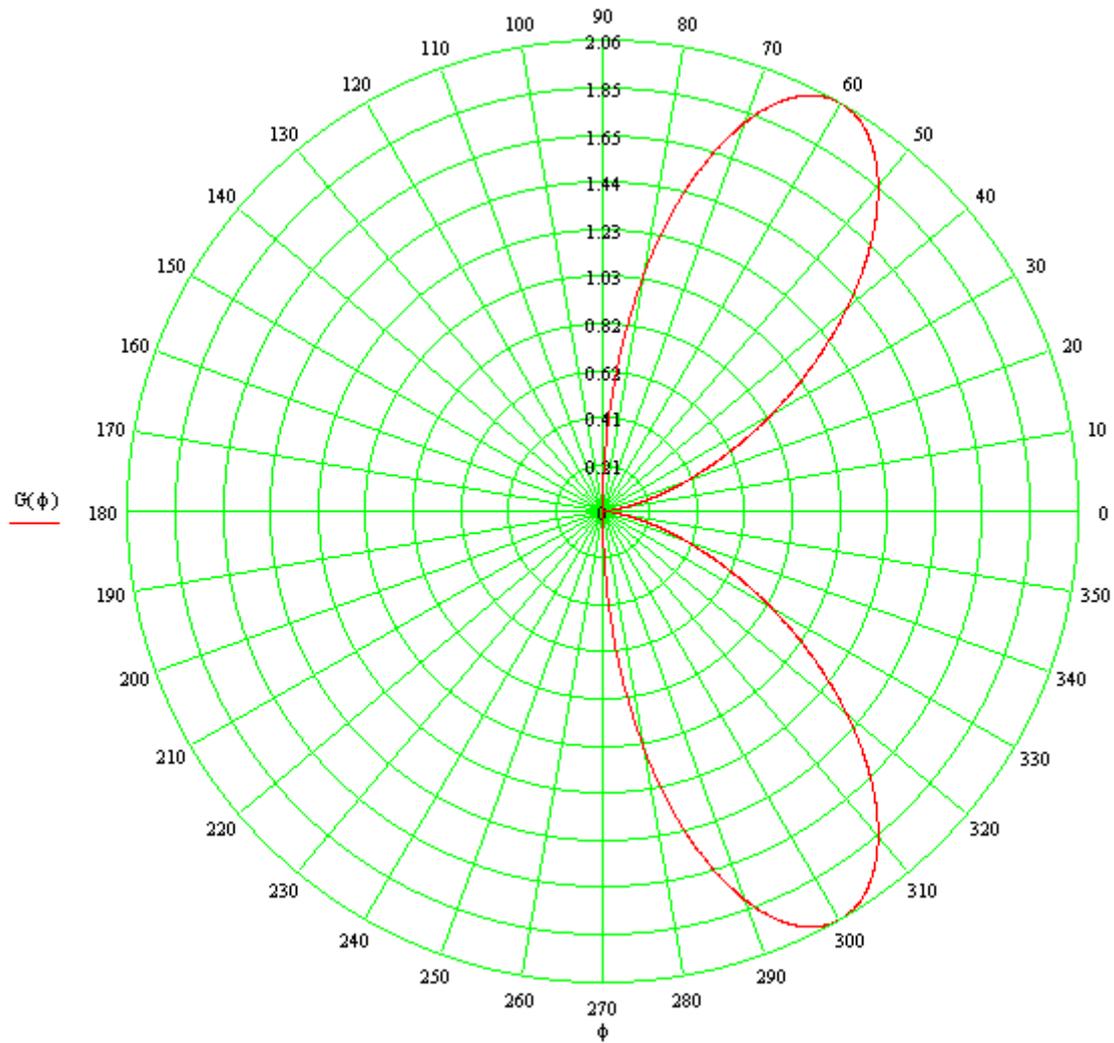
**Figura 6:** Ganho  $G$  para  $\theta = 90^\circ$  sobre o dipolo de meia onda no espaço livre em função do ângulo  $\phi$  de um dipolo de meia onda com refletor infinito para  $s = \lambda/16$  e  $R_p = 0$ .



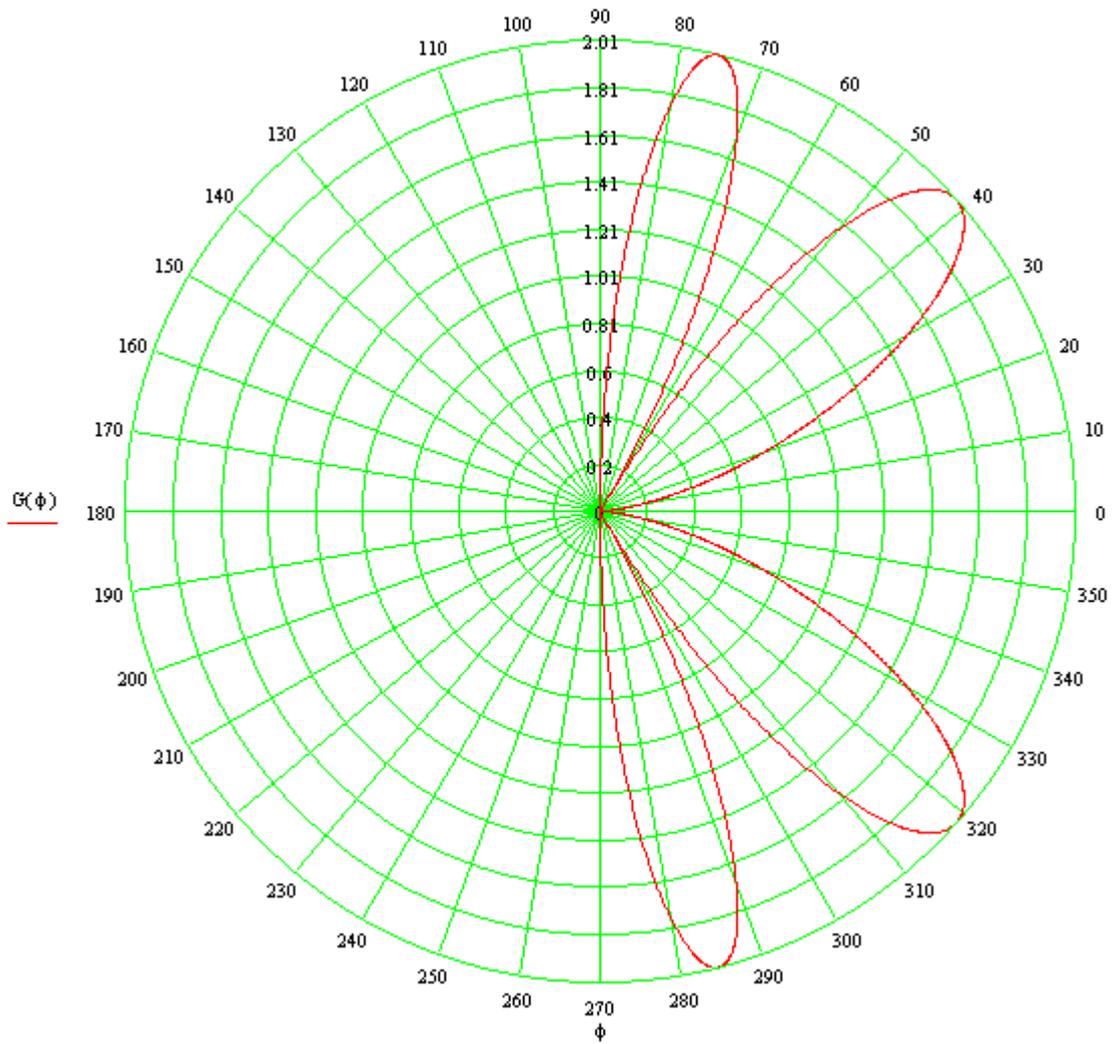
**Figura 7:** Ganho  $G$  para  $\theta = 90^\circ$  sobre o dipolo de meia onda no espaço livre em função do ângulo  $\phi$  de um dipolo de meia onda com refletor infinito para  $s = \lambda/8$  e  $R_p = 0$ .



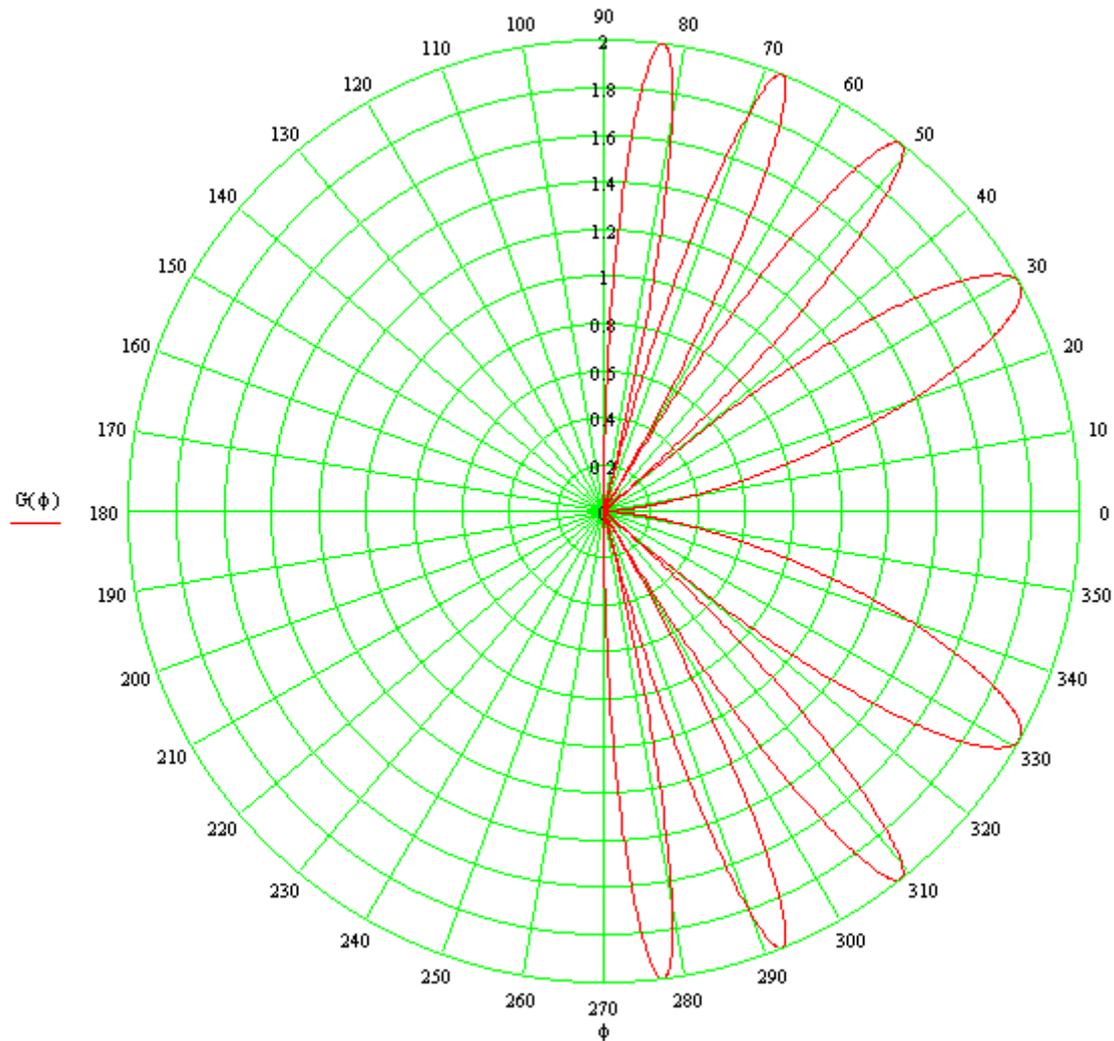
**Figura 8:** Ganho  $G$  para  $\theta = 90^\circ$  sobre o dipolo de meia onda no espaço livre em função do ângulo  $\phi$  de um dipolo de meia onda com refletor infinito para  $s = \lambda/4$  e  $R_p = 0$ .



**Figura 9:** Ganho  $G$  para  $\theta = 90^\circ$  sobre o dipolo de meia onda no espaço livre em função do ângulo  $\phi$  de um dipolo de meia onda com refletor infinito para  $s = \lambda/2$  e  $R_p = 0$ .



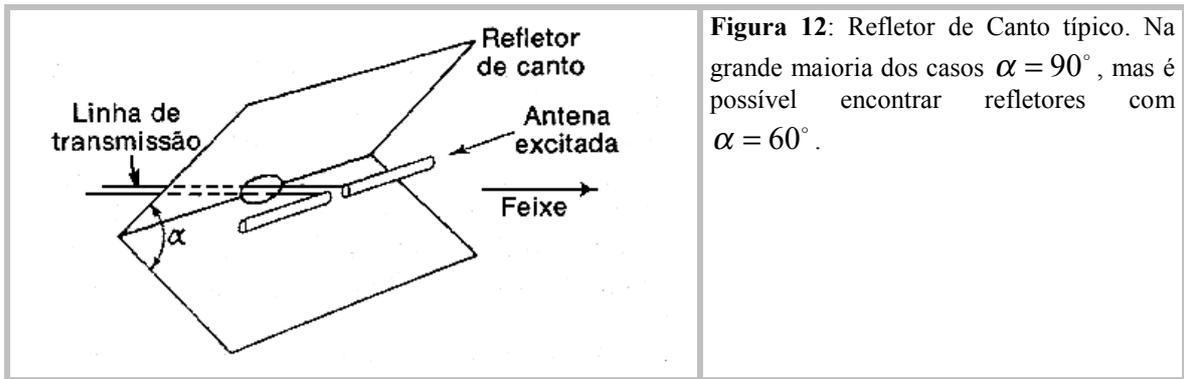
**Figura 10:** Ganho  $G$  para  $\theta = 90^\circ$  sobre o dipolo de meia onda no espaço livre em função do ângulo  $\phi$  de um dipolo de meia onda com refletor infinito para  $s = \lambda$  e  $R_p = 0$ .



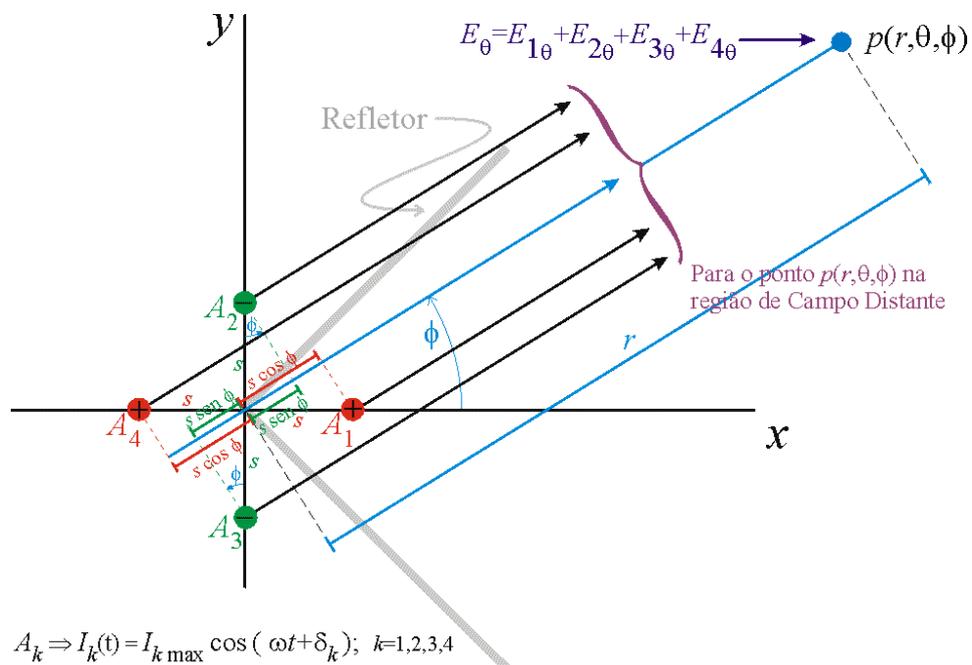
**Figura 11:** Ganho  $G$  para  $\theta = 90^\circ$  sobre o dipolo de meia onda no espaço livre em função do ângulo  $\phi$  de um dipolo de meia onda com refletor infinito para  $s = 2\lambda$  e  $R_p = 0$ .

### 3 Refletores de Canto

- Um Refletor de Canto consiste em dois planos condutores que se interceptam formando um ângulo  $\alpha$ , conforme mostra a Figura 12.



**Figura 12:** Refletor de Canto típico. Na grande maioria dos casos  $\alpha = 90^\circ$ , mas é possível encontrar refletores com  $\alpha = 60^\circ$ .



$$A_k \Rightarrow I_k(t) = I_{k \max} \cos(\omega t + \delta_k); \quad k=1,2,3,4$$

**Figura 13:** Array formado pelo excitador  $A_1$  + imagens p/ um Refletor de Canto  $c/ \alpha = 90^\circ$ . Todas as amplitudes  $I_{k \max}$  são de valor igual a  $I_{\max}$ . As fases  $\delta_k$  são tais que  $\delta_1 = \delta_4 = 0^\circ$  e  $\delta_2 = \delta_3 = 180^\circ$ . Com estas considerações garante-se que a condição  $E_{\text{tangencial}} = 0$  seja satisfeita na fronteira ar-refletor.

- O campo total  $E_\theta$  em  $p(r, \theta, \phi)$  é dado pela soma  $E_\theta = \sum_{k=1}^4 E_{k\theta}$ , que, conforme já estudado no

Capítulo V, resulta em:

$$\begin{aligned} E_\theta &= E_{1\theta} + E_{2\theta} + E_{4\theta} + E_{3\theta} = \\ &= I_{\max} \left( e^{j(\beta s \sin \theta \cos \phi)} - e^{j(\beta s \sin \theta \sin \phi)} + e^{-j(\beta s \sin \theta \cos \phi)} - e^{-j(\beta s \sin \theta \sin \phi)} \right) K \end{aligned} \quad (11)$$

onde

$$K = \left\{ \frac{\cos\left(\frac{L}{\lambda} \pi \cos \theta\right) - \cos\left(\frac{\pi L}{\lambda}\right)}{\sin \theta} \right\} \frac{60}{r} e^{j\left(\omega t - \beta r + \frac{\pi}{2}\right)} \quad (12)$$

sendo  $L = \lambda/2$  o tamanho do dipolo excitador e  $\beta = 2\pi/\lambda$ .

● De (11) temos:

$$\begin{aligned} E_{\theta} &= KI_{\max} \left( e^{j(\beta s \sin \theta \cos \phi)} - e^{j(\beta s \sin \theta \sin \phi)} + e^{-j(\beta s \sin \theta \cos \phi)} - e^{-j(\beta s \sin \theta \sin \phi)} \right) = \\ &= 2KI_{\max} \left( \frac{e^{j(\beta s \sin \theta \cos \phi)} + e^{-j(\beta s \sin \theta \cos \phi)}}{2} - \frac{e^{j(\beta s \sin \theta \sin \phi)} + e^{-j(\beta s \sin \theta \sin \phi)}}{2} \right) = \\ &= 2KI_{\max} \left( \cos(\beta s \sin \theta \cos \phi) - \cos(\beta s \sin \theta \sin \phi) \right) \end{aligned} \quad (13)$$

● Designando por  $a$  e  $b$  os terminais do dipolo excitador  $A_1$ , então a potência total  $P$  aplicada na entrada do array é:

$$P = \left( \frac{I_{\max}}{\sqrt{2}} \right)^2 \operatorname{Re}\{Z_{ab}\} \quad (14)$$

onde  $R_{ab} = \operatorname{Re}\{Z_{ab}\}$  é a resistência nos terminais de entrada do dipolo  $A_1$ , sendo  $Z_{ab} = R_{ab} + jX_{ab} = Z_i - Z_{12} + Z_{14} - Z_{13} = Z_i + Z_{14} - 2Z_{12}$ .

⇒ Portanto,  $R_{ab} = \operatorname{Re}\{Z_{ab}\} = R_i + R_{14} - 2R_{12}$  onde  $R_i \approx 73\Omega$  ( $L = \lambda/2$ ),  $R_{14}$  é obtido da curva  $R_m$  da Figura 4 para  $d = 2s$  e  $R_{12}$  é obtido da curva  $R_m$  da Figura 4 para  $d = \sqrt{2}s$  (Ver distâncias entre elementos do array na Figura 13).

⇒ Consequentemente, de (14) e das considerações acima temos que

$$\begin{aligned} P &= \left( \frac{I_{\max}}{\sqrt{2}} \right)^2 \operatorname{Re}\{Z_{ab}\} = \frac{I_{\max}^2}{2} (R_i + R_{14} - 2R_{12}) = \\ &= \frac{I_{\max}^2}{2} (73\Omega + R_{14} - 2R_{12}) \rightarrow I_{\max} = \sqrt{\frac{2P}{(73 + R_{14} - 2R_{12})}} \end{aligned} \quad (15)$$

● Substituindo (15) em (13), temos:

$$E_{\theta} = 2K \sqrt{\frac{2P}{(73 + R_{14} - 2R_{12})}} \left( \cos(\beta s \sin \theta \cos \phi) - \cos(\beta s \sin \theta \sin \phi) \right) \quad (16)$$

● Se a mesma potência  $P$  é aplicada ao dipolo excitador de meia-onda, mas com o refletor de canto removido, temos que:

$$\begin{aligned}
 P &= \left( \frac{I_{\max}}{\sqrt{2}} \right)^2 \operatorname{Re}\{Z_i\} = \frac{I_{\max}^2}{2} \operatorname{Re}\{Z_i\} = \frac{I_{\max}^2}{2} R_i = \\
 &= \frac{I_{\max}^2}{2} \cdot 73\Omega \rightarrow I_{\max} = \sqrt{\frac{2P}{73}}
 \end{aligned}
 \tag{17}$$

⇒ O máximo campo  $E'_\theta$  em um ponto  $p(r, \theta, \phi)$  gerado pelo dipolo de meia-onda com o refletor removido e alimentado pela potência  $P$  ocorre na direção  $(\theta = 90^\circ, \forall \phi)$  e é dado por:

$$E'_\theta = I_{\max} K = K \sqrt{\frac{2P}{73}} \tag{18}$$

⇒ Portanto a razão entre o campo  $E_\theta$  dado por (16) e gerado em  $p(r, \theta, \phi)$  pelo *array* e o campo  $E'_\theta$  dado por (18) e gerado em  $p(r, \theta = 90^\circ, \phi)$  pelo dipolo excitador de meia-onda sem o refletor define o ganho  $G$  do refletor de canto:

$$G = \left| \frac{E_\theta}{E'_\theta} \right| = \left| \frac{2K \sqrt{\frac{2P}{(73 + R_{14} - 2R_{12})}} (\cos(\beta s \sin \theta \cos \phi) - \cos(\beta s \sin \theta \sin \phi))}{K \sqrt{\frac{2P}{73}}} \right| \tag{19}$$

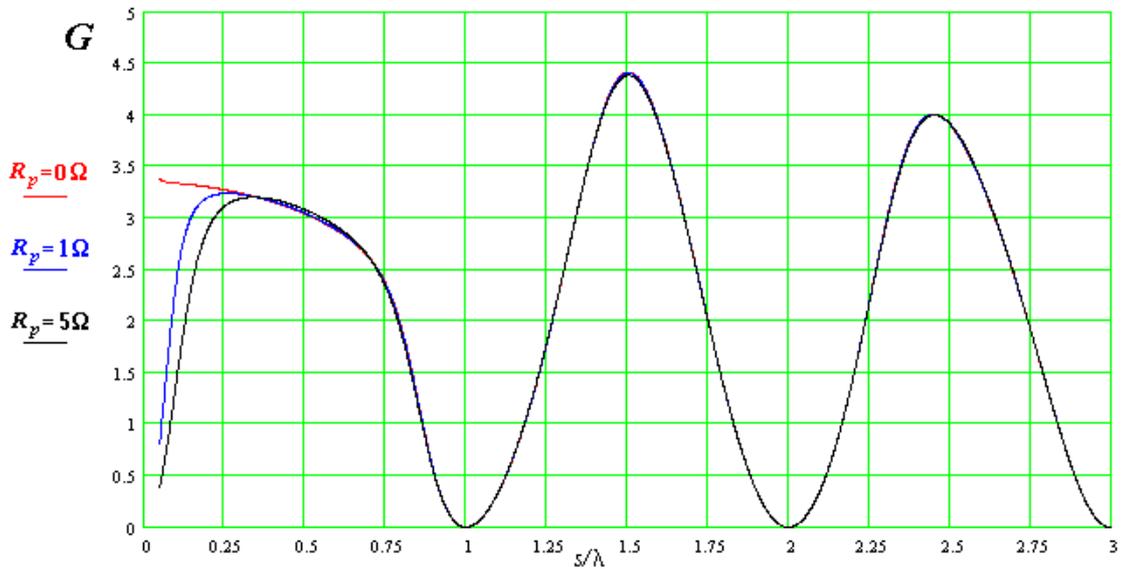
ou

$$\begin{aligned}
 G &= 2 \left| \frac{\sqrt{\frac{2P}{(73 + R_{14} - 2R_{12})}} (\cos(\beta s \sin \theta \cos \phi) - \cos(\beta s \sin \theta \sin \phi))}{\sqrt{\frac{2P}{73}}} \right| = \\
 &= 2 \left| \frac{\sqrt{\frac{2P}{(73 + R_{14} - 2R_{12})}} (\cos(\beta s \sin \theta \cos \phi) - \cos(\beta s \sin \theta \sin \phi))}{\sqrt{\frac{2P}{73}}} \right| = \\
 &= 2 \left| \frac{73}{\sqrt{(73 + R_{14} - 2R_{12})}} (\cos(\beta s \sin \theta \cos \phi) - \cos(\beta s \sin \theta \sin \phi)) \right|
 \end{aligned}
 \tag{20}$$

⇒ Se o dipolo de meia onda excitador  $A_1$  possui perdas não desprezíveis, a impedância entrada  $Z_i = R_i + jX_i$  própria do dipolo  $A_1$  deve incluir uma resistência de perdas  $R_p$  adicionada à resistência de radiação de  $73\Omega$ . Nesta situação, (20) é re-escrita na forma:

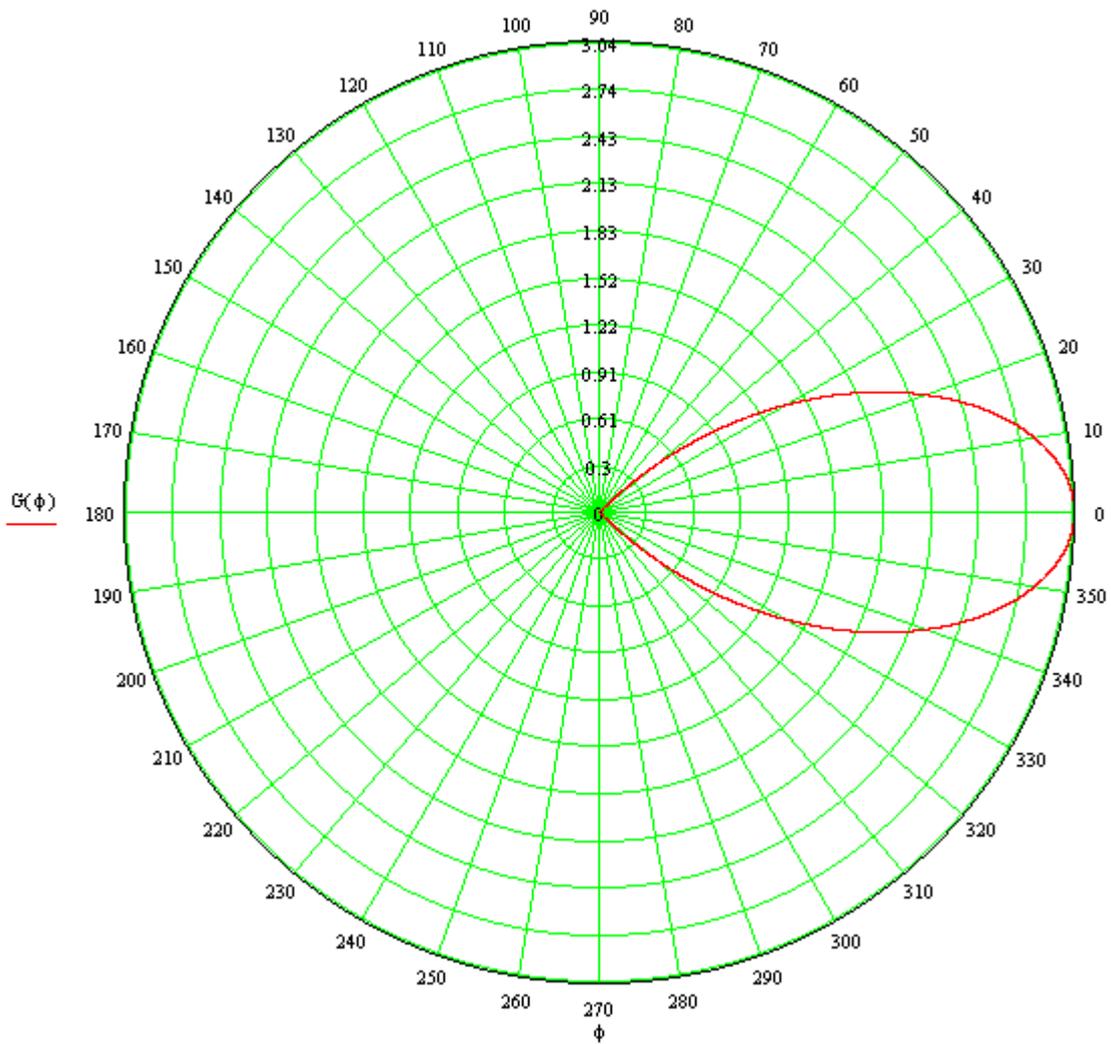
$$G = 2 \left| \sqrt{\frac{73 + R_p}{(73 + R_p + R_{14} - 2R_{12})}} (\cos(\beta s \sin \theta \cos \phi) - \cos(\beta s \sin \theta \sin \phi)) \right| \quad (21)$$

⇒ Com base na Equação (21), a Figura 14 a seguir mostra o ganho  $G$  na direção de maior irradiação ( $\theta = 90^\circ$  e  $\phi = 0^\circ$ ) de um dipolo de tamanho  $L = \lambda/2$  em função da distância  $s$  ao vértice do refletor de canto e em função da resistência de perdas  $R_p$ .  $R_{14}$  é obtido da Equação (36) do Capítulo IV com  $d = 2s$  e  $R_{12}$  é obtido Equação (36) do Capítulo IV com  $d = \sqrt{2}s$ .

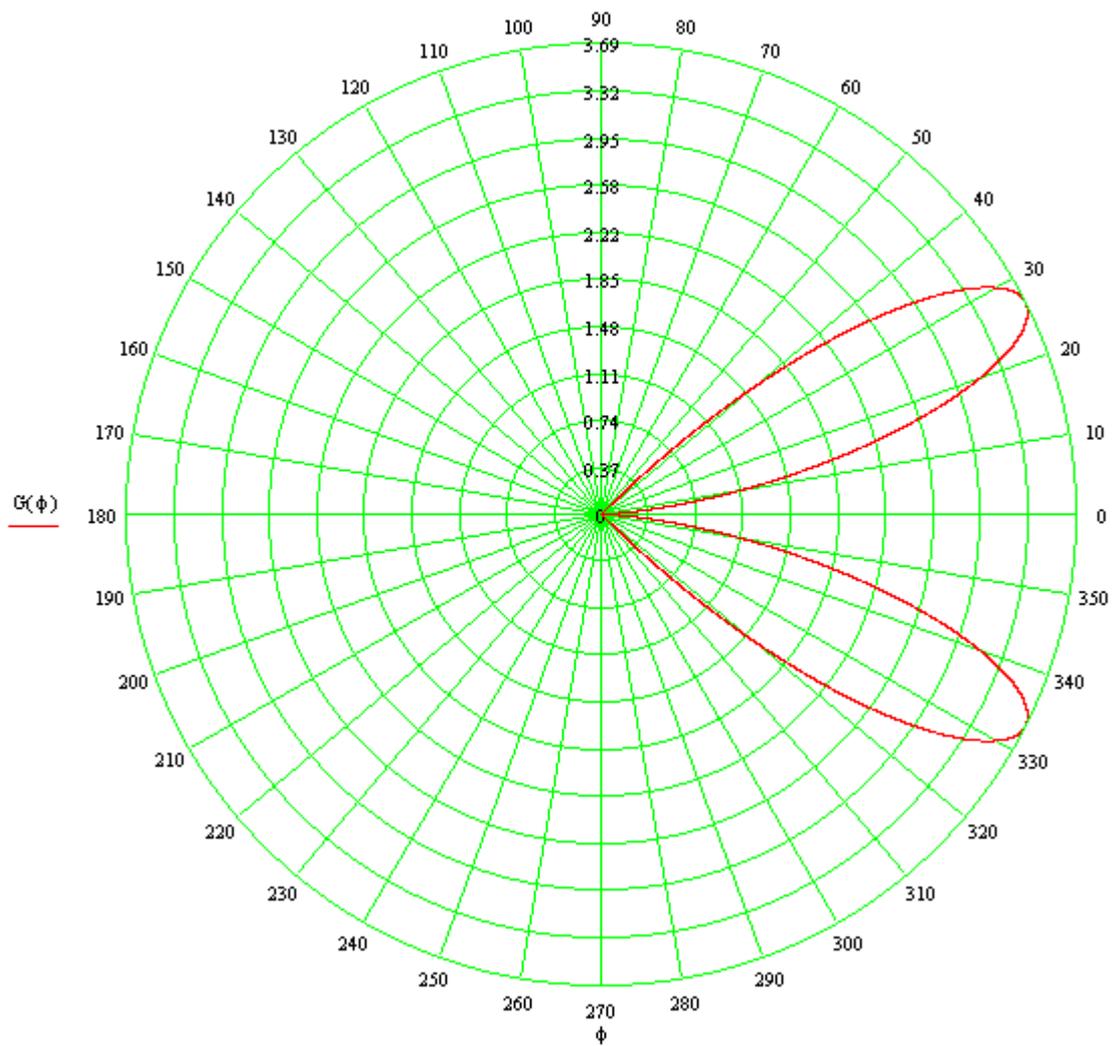


**Figura 14:** Ganho  $G$  sobre o dipolo de meia onda no espaço livre na direção de maior irradiação ( $\theta = 90^\circ$  e  $\phi = 0^\circ$ ) de um dipolo de meia onda com refletor de canto infinito em função da distância  $s$  ao vértice do refletor e em função da resistência de perdas  $R_p$ .

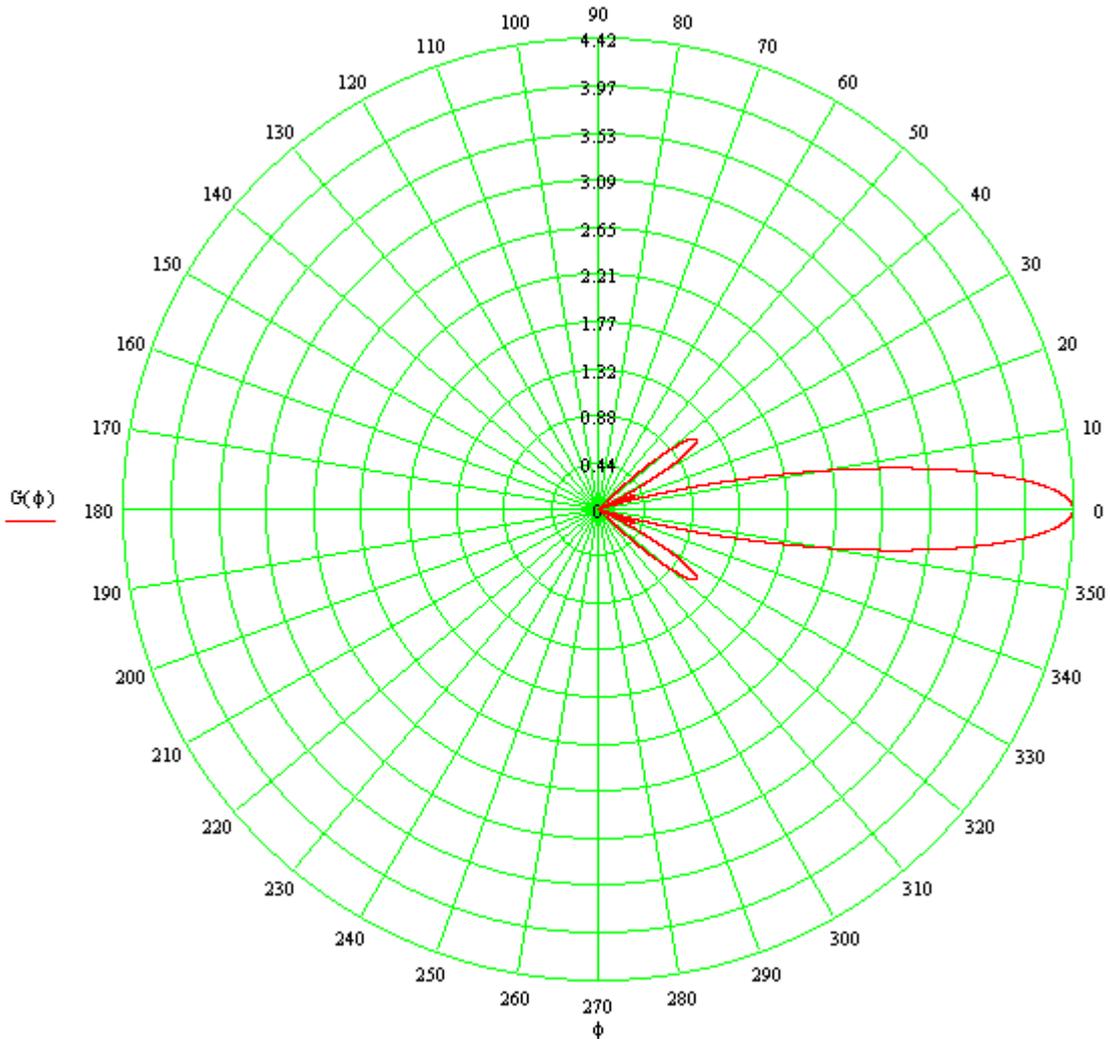
⇒ As Figuras 15 a 17 a seguir mostram o ganho  $G$  (com relação ao dipolo de meia onda no espaço livre) para  $\theta = 90^\circ$  em função do ângulo  $\phi$ . Cada figura mostra  $G(\theta = 90^\circ, \phi)$  para diversas distâncias  $s$  entre excitador e vértice do refletor de canto.



**Figura 15:** Ganho  $G(\theta = 90^\circ, \phi)$  de um dipolo de meia onda com refletor de canto infinito para  $s = 0.5\lambda$  e  $R_p = 0$ .



**Figura 16:** Ganho  $G(\theta = 90^\circ, \phi)$  de um dipolo de meia onda com refletor de canto infinito para  $s = 1.0\lambda$  e  $R_p = 0$ .



**Figura 17:** Ganho  $G(\theta = 90^\circ, \phi)$  de um dipolo de meia onda com refletor de canto infinito para  $s = 1.5\lambda$  e  $R_p = 0$ .

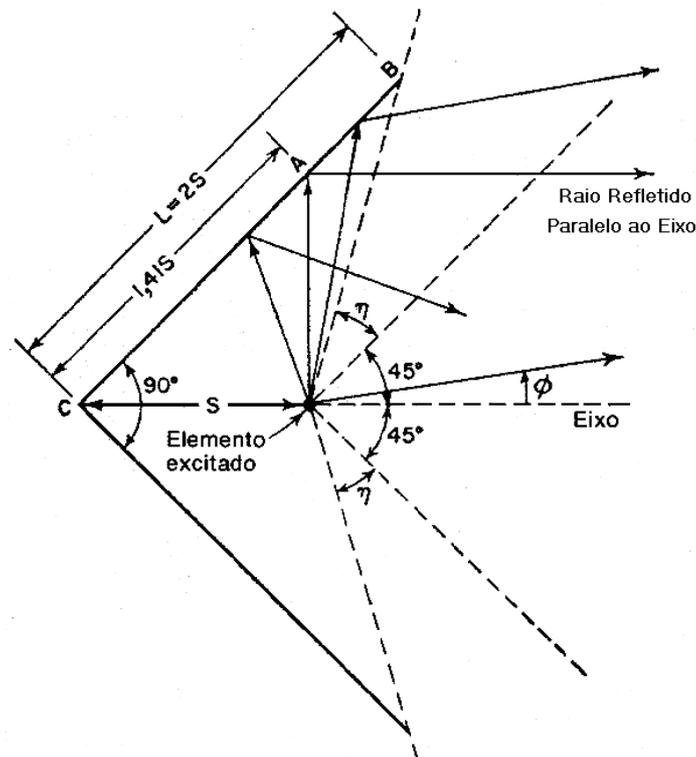
⇒ Note das Figuras 14 e 17 que para  $s = 1.5\lambda$  obtém-se  $G(\theta = 90^\circ, \phi = 0^\circ) = 4.42 = 12.9 \text{ dB}$ . Este é o ganho máximo sobre o dipolo de meia onda passível de ser obtido com um refletor de canto com  $\alpha = 90^\circ$ .

⇒ **Nota:** Um refletor de canto com  $\alpha = 60^\circ$  apresenta um ganho  $G$  cerca de 2 dB acima do ganho do refletor de canto com  $\alpha = 90^\circ$ .

### 3.1 Refletores de Canto Finitos

⇒ A análise feita na seção anterior para Refletores de Canto Infinitos provê uma boa aproximação para as características do diagrama de ganho de refletores de canto reais com lados finitos **desde que os lados finitos não sejam pequenos demais**.

⇒ Se desprezarmos a difração nas bordas, podemos encontrar um valor finito apropriado para o comprimento dos lados. Uma zona essencial do refletor de canto é aquela próxima do ponto no qual a onda irradiada pelo excitador é refletida paralela ao eixo. Este ponto é denominado **Ponto A** na Figura 18 a seguir:



**Figura 18:** Ponto A, situado a uma distância  $1.41s$  do vértice C. O Ponto A é o ponto no qual a onda irradiada pelo excitador é refletida paralela ao eixo

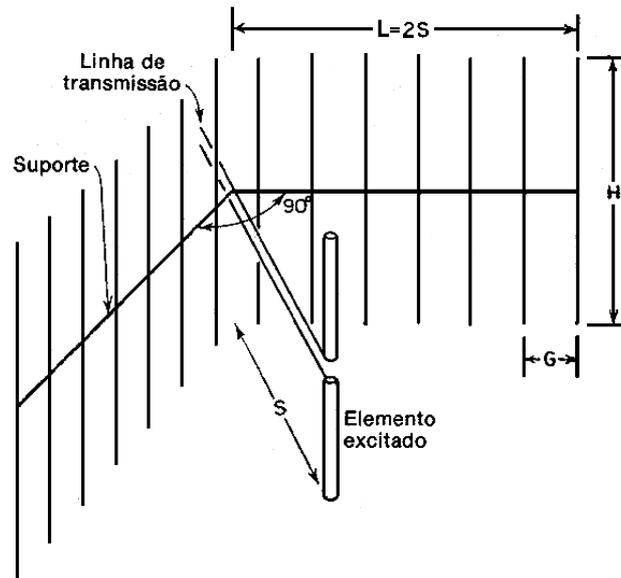
⇒ Se o refletor terminar no ponto B ( $L = 2s$ ), isto é, se o refletor estender-se  $0.6\lambda$  a mais do ponto A, podemos notar que as únicas ondas que não são refletidas, em comparação ao caso em que o refletor é infinito, seriam aquelas contidas no setor “ $\eta$ ”.

⇒ Estas ondas que são perdidas devido ao refletor não ser infinito, são ondas que fazem um ângulo  $\phi$  relativamente grande em relação ao eixo da antena. Portanto, a ausência de superfície refletora após o ponto B pouco altera o lobo principal do diagrama de irradiação, o qual alinha-se com o eixo.

⇒ O efeito sobre a impedância de entrada destas ondas perdidas também é pouco significativo, visto que a maior parte de potência se concentra no lobo principal.

⇒ O efeito mais notável com os lados finitos é que o diagrama medido na prática é algo mais largo do que aquele que calculado para os lados infinitos. Com os lados finitos, os nulos que delimitam o feixe não ocorrem a um ângulo  $\phi = 45^\circ$ , mas a um ângulo maior. Se isto não for obstáculo, um comprimento  $L = 2s$  é um valor mínimo prático para o tamanho do refletor.

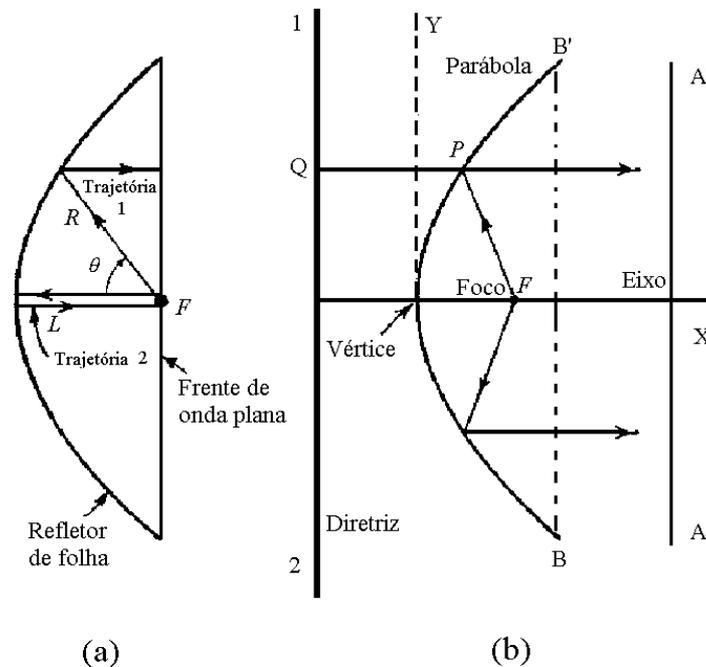
⇒ Para reduzir a resistência aerodinâmica ao vento, é comum substituir a chapa condutora por uma grade de fios ou condutores paralelos, como pode ser visto na Figura 19 a seguir.



**Figura 19:** A chapa condutora do refletor é substituída por uma grade de fios ou condutores paralelos para diminuir a resistência aerodinâmica da antena. Usualmente,  $G \leq 0.1\lambda$  e  $H \geq 0.6\lambda$ . Se  $H \leq 0.3\lambda$  a radiação para trás da antena é tão grande como para a frente (o refletor vira um elemento diretor).

#### 4 Antenas Parabólicas

● Suponhamos um irradiador isotrópico puntual. A partir da irradiação eletromagnética desta fonte puntual desejamos produzir uma frente de onda plana sobre uma grande abertura por meio de um refletor parabólico:



**Figura 20:** Disco parabólico refletindo a irradiação eletromagnética de um irradiador isotrópico puntual localizado no foco  $F$ .

⇒ O objetivo de um refletor parabólico é fazer com que as distâncias desde a fonte até a frente da onda plana via trajetórias 1 e 2 na Figura 20(a) sejam iguais, de modo que a fase das frentes de ondas sejam iguais, e, assim, somem-se construtivamente. Em termos geométricos esta situação é expressa por :

$$2L = R(1 + \cos \theta) \quad (22)$$

ou

$$R = \frac{2L}{(1 + \cos \theta)} \quad (23)$$

que é a equação de uma parábola com foco em  $F$ .

⇒ A partir da Figura 20(b), a curva parabólica pode ser definida como se segue: A distância  $\overline{PF}$  de qualquer ponto  $P$  sobre a curva parabólica até um ponto fixo  $F$ , denominado **foco**, é igual à distância  $\overline{PQ}$  perpendicular a uma linha fixa denominada **diretriz**.

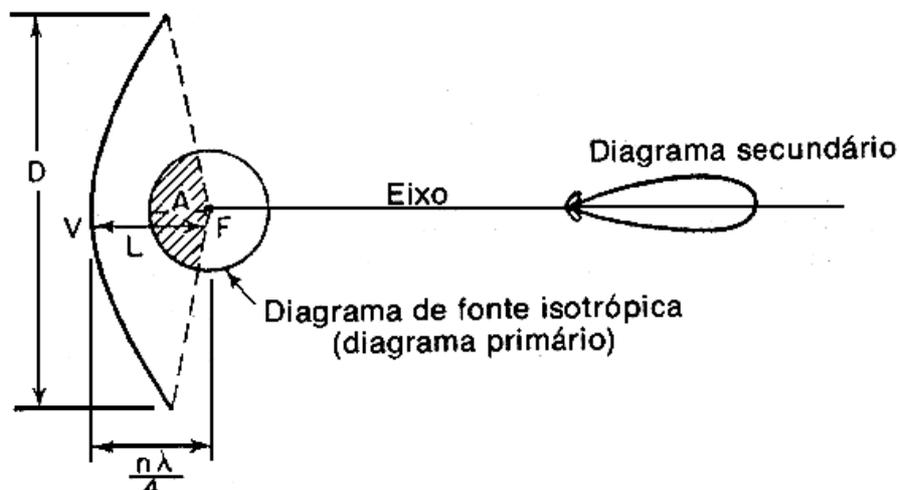
⇒ A consequência desta particular característica geométrica de um refletor parabólico é que **todas as ondas de uma fonte isotrópica no foco que são refletidas pela parábola chegam à linha AA' da Figura 20(b) com fase igual**.

⇒ A “imagem” do foco é a diretriz e o campo refletido ao longo da linha AA' aparece como uma onda plana que se origina na diretriz.

⇒ O plano BB' no qual o refletor é cortado é chamado de **plano de abertura** e define o diâmetro  $D$  do refletor parabólico.

⇒ A razão  $f/D$  entre a distância focal  $f$  (distância de  $F$  ao vértice na Figura 20(b)) e o diâmetro  $D$  do refletor mede o quão “fundo” é o “prato” formado pela superfície parabólica.

⇒ Generalizando, um parabolóide de revolução converte uma onda esférica de uma fonte isotrópica no foco numa onda plana uniforme no plano de abertura, conforme mostra a Figura 21:



**Figura 21:** Refletor parabólico obtido a partir de um parabolóide de revolução (prato parabólico – *parabolic dish*).

⇒ A porção hachurada da radiação da fonte primária na Figura 21 é interceptada pelo parabolóide e refletida como uma onda plana de seção transversal circular desde que a superfície do refletor parabólico não se desvie de uma superfície parabólica por mais do que uma fração de comprimento de onda.

⇒ Se a distância  $L$  entre o foco e o vértice do parabolóide for um número par de  $\lambda/4$ , a radiação direta na direção axial partindo da fonte estará em fase oposta à radiação refletida pela parábola e o resultado será a tendência da antenna a anular a irradiação na região central da onda refletida.

⇒ No entanto, se a distância  $L$  for tal que  $L = \frac{n\lambda}{4}$  com  $n = 1,3,5, \dots$  a radiação direta na direção axial partindo da fonte estará na mesma fase e tenderá reforçar a região central da onda refletida.

⇒ Os inconvenientes da radiação direta da fonte (diagrama primário) podem ser eliminados por meio de uma fonte direcional - a antenna primária (*primary feeder*):

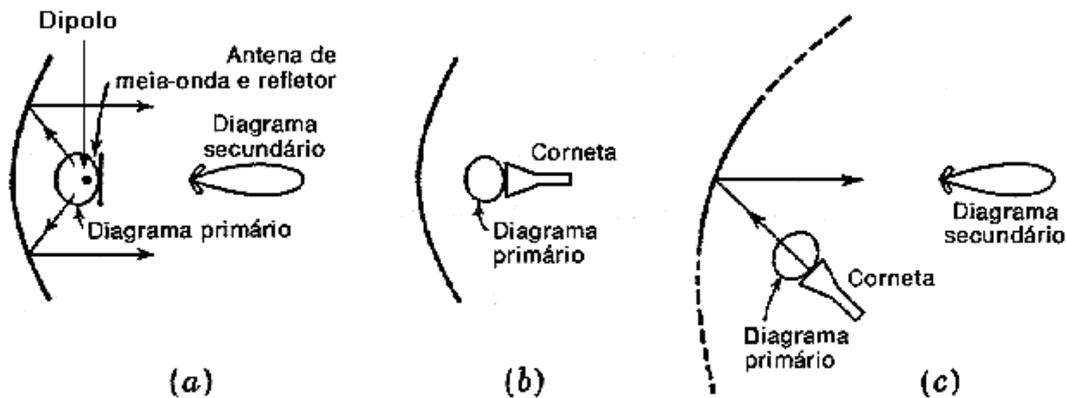
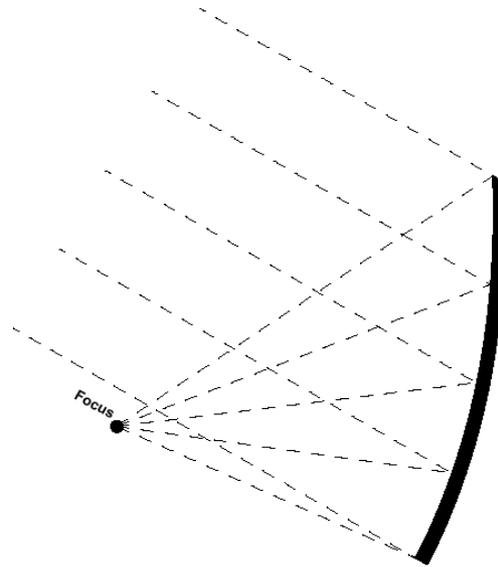


Figura 22: Diagramas direcionais obtidos com vários tipos de antenas primárias. (a) dipolo de  $\lambda/2$  com refletor (b) Antena corneta (*horn*) (c) Corneta deslocada para evitar *mismatching* (ROE maior que 1.3:1).

⇒ A presença de uma antenna primária na trajetória da onda refletida (Figura 22 (a) e (b) ) tem duas desvantagens:

- Ondas refletidas na parábola que reincidentem sobre a antenna primária causam *mismatching* de impedância na antenna primária devido à onda estacionária que se estabelece entre a parábola e a antenna primária. Uma possível solução é utilizar uma antenna primária helicoidal com polarização circular: a onda que reincidente na antenna primária originada da reflexão na parábola terá polarização circular contrária à original, não interagindo com a hélice.
- A antenna primária age como uma obstrução, bloqueando a região central da abertura.

⇒ Para evitar estes problemas, a antenna primária é deslocada (*offset dish*), conforme mostram as Figura 22(c) e 23 . Obviamente, nesta situação, a área de abertura do parabolóide não é totalmente utilizada.

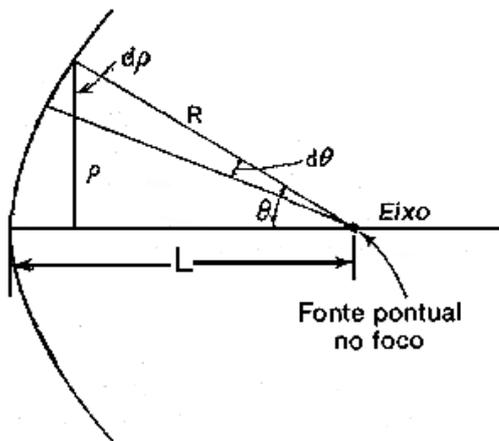


**Figura 23:** *Offset Dish* com lobo principal apontando para um satélite geoestacionário. Note que o eixo geométrico da parábola não aponta para o satélite.

⇒ Demonstra-se<sup>1</sup> que a distribuição do campo  $E_\theta$  sobre a abertura de um refletor parabólico é dado por :

$$\frac{E_\theta}{E_0} = \frac{(1 + \cos \theta)}{2} \quad (24)$$

onde  $E_0 = E_\theta|_{\theta=0^\circ}$  e  $E_\theta$  é a intensidade do campo elétrico da onda que emerge da superfície parabólica propagando-se paralelamente ao eixo e partindo de um ponto na superfície refletora situado sobre um círculo de raio  $\rho = R \sin \theta$  centrado no eixo, conforme mostrado na Figura 24:



**Figura 24:** A onda eletromagnética refletida emerge da superfície parabólica refletora propagando-se paralelamente ao eixo. Cada ponto na frente de onda plana origina-se de um ponto na superfície refletora situado sobre um círculo de raio  $\rho = R \sin \theta$  centrado no eixo.  $E_\theta$  em (24) é a intensidade do campo elétrico da onda eletromagnética em um ponto sobre o círculo de raio  $\rho$ .

<sup>1</sup> Vide J.D. Kraus, *Antennas*, McGraw Hill, 1950.

#### 4.1 Ganho de um Refletor Parabólico

● O ganho de um refletor parabólico em relação ao irradiador isotrópico em função do diâmetro  $D$  da circunferência do plano de abertura e da frequência  $f$  de operação pode ser obtido através de<sup>2</sup>:

$$G_{\text{dBi}} = 10 \log \left[ \eta \left( \frac{\pi D f}{c} \right)^2 \right] \quad (25)$$

onde  $c = 3 \times 10^8 \text{ m/s}$  e  $\eta = 0.55$  é a eficiência da grande maioria das antenas parabólicas práticas.

**Exemplo 1:** Um refletor parabólico com  $10\text{m}$  de diâmetro opera na frequência de  $1\text{GHz}$ . Determine seu ganho em relação a um irradiador isotrópico.

**Solução:**

De (25), com  $f = 1 \times 10^9 \text{ Hz}$  e  $D = 10 \text{ m}$  obtemos  $G_{\text{dBi}} = 37.8 \text{ dB}$ .

#### 4.2 Iluminação do Refletor Parabólico – *taper* × *spillover*

● A eficiência de um refletor parabólico depende do quanto a utilização de sua abertura é maximizada.

⇒ Assim, a eficiência de um refletor parabólico depende do compromisso entre os valores do *taper*<sup>3</sup> e do *spillover*<sup>4</sup> nas bordas do disco.

⇒ Determinou-se experimentalmente que a eficiência de um refletor parabólico é maximizada no que tange ao compromisso *taper* × *spillover* quando o *taper* nas bordas fica em torno de  $10 \text{ dB}$  (isto é, o alimentador primário apresenta um diagrama de irradiação tal que a densidade de potência nas bordas é apenas  $10 \text{ dB}$  abaixo do valor no eixo).

⇒ A Figura 25 a seguir mostra a razão  $f/D$  que deve ser adotada na construção do refletor parabólico em função do padrão de iluminação gerado pelo *feeder* primário para que obtenha-se um *taper* resultante de  $10 \text{ dB}$ . A razão  $f/D$  é a razão entre a distância focal  $f$  (distância de  $F$  ao vértice na Figura 20(b)) e o diâmetro  $D$  do refletor.

<sup>2</sup> Vide Balanis, *Antenna Theory*, 2<sup>nd</sup> ed., John Wiley & Sons, 1997.

<sup>3</sup> *taper*: efeito da redução da densidade de potência eletromagnética (Vetor de Poynting) nas bordas do refletor parabólico com relação ao seu eixo devido a potência variar de modo inverso com o quadrado da distância do foco.

<sup>4</sup> *spillover*: transbordamento de potência para fora da abertura do refletor na tentativa de reduzir o *taper* através do modelamento do diagrama de irradiação do *feeder* primário visando aumentar o módulo do Vetor de Poynting nas bordas.

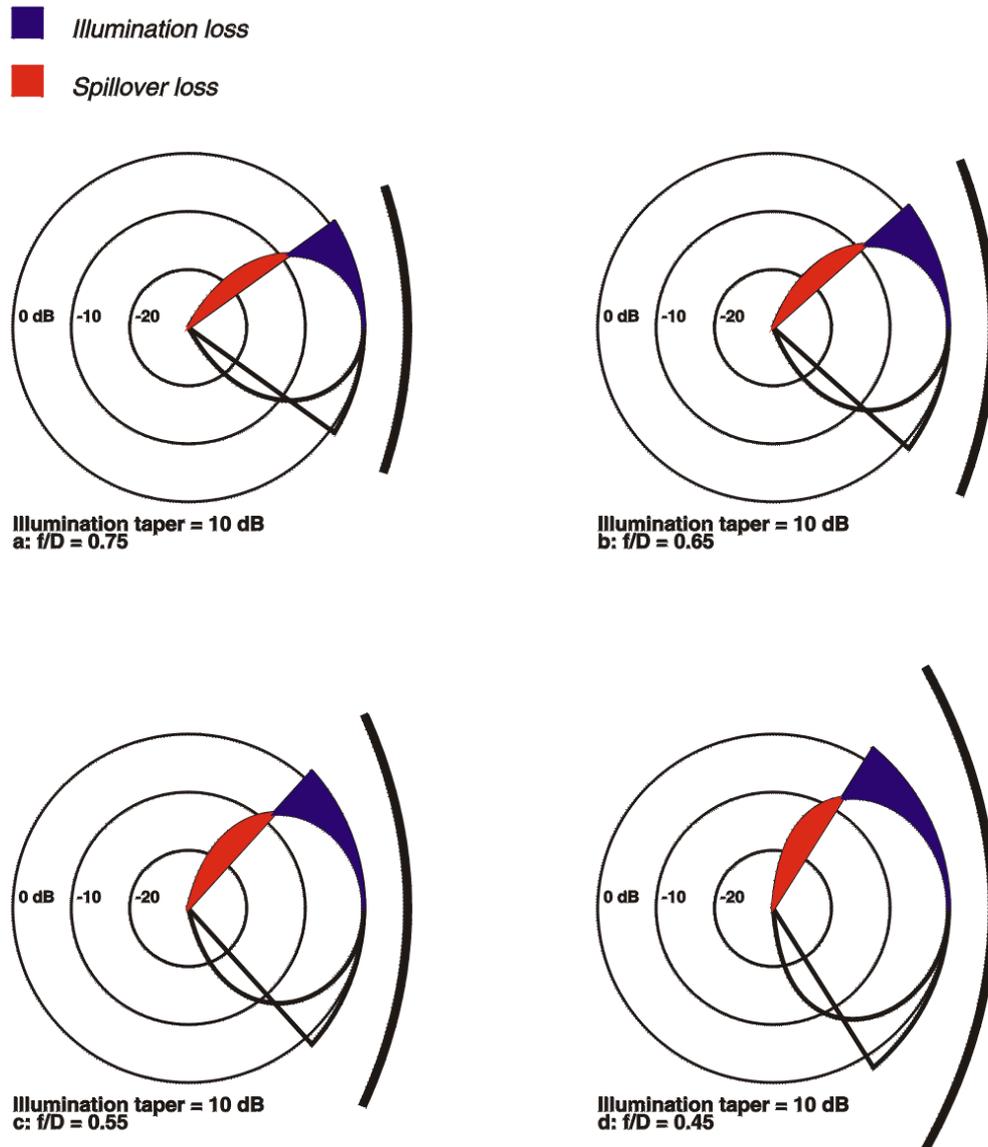


Figura 25: Padrões de iluminação para um *taper* resultante de 10 dB em função da razão  $f/D$ . Uma vez definido o *feeder* primário (dipolo, *horn*, hélice, etc...) compara-se o diagrama de irradiação do irradiador primário com os padrões de iluminação mostrados. Aquele padrão de iluminação que mais se assemelhar com o diagrama de irradiação do *feeder* primário escolhido define a razão  $f/D$  que deve ser utilizada na construção do disco parabólico.

⇒ Em geral projeta-se uma antena parabólica a partir do ganho desejado. Uma primeira idéia das dimensões geométricas do refletor parabólico a ser projetado pode ser obtida através do seguinte procedimento:

- Dado o ganho  $G_{\text{dBi}}$  desejado, obtém-se o diâmetro  $D$  de (25).
- Compara-se o diagrama de irradiação do *feeder* primário escolhido (dipolo, *horn*, hélice, etc...) com os padrões de iluminação mostrados na Figura 25. Aquele padrão de iluminação que for mais semelhante com o diagrama de irradiação do *feeder* primário define a razão  $f/D$ .

- O *feeder* primário deve ser colocado a uma distância  $f$  do vértice do refletor.
- O ganho total da antena é obtido pela soma do ganho  $G_{\text{dBi}}$  do refletor com o ganho em dB do *feeder* primário.