

UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO DE JANEIRO
ESCOLA POLITÉCNICA
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA ELETRÔNICA E DE COMPUTAÇÃO

Antenas Microstrip
Diagramas de Irradiação

Autor:

Geraldo Duarte Pimentel

Orientador:

Prof. D.Sc. Ricardo Rhomberg Martins

Examinador:

Prof. D.Sc. Mario Vaz da Silva Filho

Examinador:

Prof. Ph.D. Felipe Maia Galvão França

DEL

Rio de Janeiro, RJ - Brasil
Abril de 2010

Agradecimentos

Agradeço a minha família, que com muito carinho me preparou para a vida.

Agradeço a Mário Vaz e Ricardo Rhomberg, no desenvolvimento de minha aprendizagem e atenção no esclarecimento de dúvidas.

Aos colegas de nono período Ana Paula, Fábio, William e Roberto pela colaboração.

Ao professor Felipe França ao desfazer os embaraços.

À Dr^a. Lísia pela atenção e competência.

E à Luciana ao dar formato aos escritos e valiosas sugestões. Muito obrigado, Lu.

Resumo

Este trabalho visa o projeto e a análise dos diagramas de irradiação de antenas Microstrip. Inicialmente projetamos antenas para operação em 10GHz. Para gerar este sinal utilizamos um gerador a válvula Klystron, na qual o feixe de elétrons é modulado em velocidade. Testamos e medimos os diagramas nos planos E e H (plano que contém o campo elétrico e plano que contém o campo magnético, respectivamente, perpendiculares entre si a distâncias equivalentes a vários comprimentos de onda da antena transmissora). Comparamos os resultados com a simulação por computador.

O passo seguinte foi fazer antenas para operarem com sinais de 100MHz, medir os campos E e H e traçar os respectivos diagramas de irradiação. Para sinais de 100MHz, utilizamos um Gerador de Rádio Frequência da HP.

Este estudo fez parte de um projeto da profa. Paula Lúcia Ferruccio Abreu do curso de Geologia da UFRJ que pretendia analisar as condições em torno de um poço de cerca de 12 cm de diâmetro feito na terra.

Palavras Chaves

- Cavity Ressonante
- Cristal Adaptador
- Diretividade
- Isotrópica
- Microstrip
- Refletor
- Válvula Klystron

Sumário

INTRODUÇÃO.....	VI
CAPÍTULO 1. ELETROMAGNETISMO.....	VIII
1.1 ELETROMAGNETISMO BÁSICO.....	VIII
1.2 LEI DE GAUSS.....	X
1.3 LEI DA INDUÇÃO DE FARADAY.....	XI
1.4 EQUAÇÕES DE MAXWELL.....	XII
1.5 EQUAÇÃO DE ONDA.....	XIII
1.6 CONDIÇÕES DE FRONTEIRA.....	XV
1.7 TEORIA DOS POTENCIAIS.....	XVII
1.8 DIPOLO ELÉTRICO INFINITESIMAL OU ELEMENTO DE CORRENTE.....	XVIII
1.9 CAMPOS DE IRRADIAÇÃO E INDUÇÃO DO DIPOLO INFINITESIMAL.....	XXI
1.10 POTÊNCIA IRRADIADA PELO ELEMENTO DE CORRENTE.....	XXIII
1.11 O DIPOLO CURTO.....	XXIV
1.12 IMPEDÂNCIA CARACTERÍSTICA DO ESPAÇO LIVRE.....	XXVIII
1.13 UMA OUTRA VISUALIZAÇÃO DE POTÊNCIAS E O TEOREMA DE POYNTING.....	XXVIII
1.14 O DIPOLO MAGNÉTICO CURTO.....	XXXIII
1.15 O ANEL CURTO.....	XXXIV
1.16 O IRRADIADOR ISOTRÓPICO.....	XXXIX
CAPÍTULO 2. CARACTERÍSTICAS PRINCIPAIS DAS ANTENAS.....	XLII
2.1 DIAGRAMA DE RADIAÇÃO.....	XLIII
2.2 LARGURA DE FEIXES E LOBOS LATERAIS.....	XLIX
2.3 DIRETIVIDADE.....	LIII
2.4 GANHO.....	LV
2.5 RENDIMENTO.....	LVI
2.6 IRRADIADOR ISOTRÓPICO.....	LVI
2.7 IMPEDÂNCIA DE ENTRADA.....	LXI
2.8 ÁREA DE RECEPÇÃO.....	LXV
2.9 LARGURA DE BANDA.....	LXX
2.10 RECIPROCIDADE.....	LXXI
CAPÍTULO 3. VÁLVULAS DE MICROONDAS.....	LXXIV
CAPÍTULO 4. VÁLVULAS KLYSTRON REFLEX.....	LXXVII
CAPÍTULO 5. ANTENAS MICROSTRIP - TEORIA.....	LXXXI
CAPÍTULO 6. ENSAIOS DE LABORATÓRIO.....	LXXXVI
6.1 EXPERIÊNCIA DE LABORATÓRIO FEITA COM UMA CORNETA RETANGULAR.....	LXXXVIII
CAPÍTULO 7. PROJETO DA ANTENA MICROSTRIP (DIAGRAMAS DE IRRADIAÇÃO).....	C
CAPÍTULO 8. PROJETO DA ANTENA DE MICROSTRIP QUE VAI OPERAR EM 100 MHZ (DIAGRAMAS DE IRRADIAÇÃO).....	CIV
CONCLUSÕES.....	CVIII
REFERÊNCIAS.....	CVIII

Introdução

Este projeto visa à análise de diagramas de irradiação de antenas Microstrip. A importância deste assunto reside no fato de que estas antenas podem ser aplicadas na localização de obstáculos, por exemplo, no entorno de poços de petróleo como os da Petrobrás, utilizando-se a frequência de 100MHz para se obter suficiente profundidade de penetração no solo.

A facilidade de seu projeto justifica a aplicação destas antenas.

Antenas microstrip são feitas com circuitos impressos de dupla face. Uma delas permanece totalmente cobreada e na outra deixam-se ilhas que podem ter diversos formatos. Vou-me referir apenas às retangulares.

Para fins de experimento utilizo a frequência de 10 GHz, gerada por uma válvula Klystron de Refletor.

Uma válvula Klystron de Refletor é alimentada por uma fonte DC e gera um sinal de microondas (no nosso caso de 10GHz.). O sinal se propaga por um guia de onda que, através de uma antena retangular, leva a onda eletromagnética para o espaço livre.

A antena Microstrip transmissora é posicionada em frente da antena receptora, uma corneta retangular.

Através de um osciloscópio, o sinal demodulado por um cristal detector é medido. Anotam-se os picos de tensão em função dos ângulos de relativos entre a Microstrip e a corneta.

Normalizando-se os valores (isto é, dividindo todos pelo maior deles) traçam-se os diagramas de irradiação, que são comparados com os valores simulados.

Para completar o projeto, construiu-se uma antena de dimensões maiores. Com um gerador de rádio frequência da HP, irradiou-se um sinal de 100MHz através de um dipolo elétrico (antena de fio), de 1m de comprimento.

A uma distância de 8 m captou-se o sinal. Foram medidos os valores RMS para diversos ângulos relativos. Através de valores normalizados traçaram-se os diagramas de plano E e H.

Ao longo do texto, há uma introdução ao eletromagnetismo. No capítulo 2 estudam-se as principais características das antenas.

O capítulo 3 analisa válvulas de microondas.

O capítulo 4 descreve o funcionamento de válvulas Klystron.

No capítulo 5 estudam-se antenas Microstrip.

E, finalmente, no capítulo 6 apresentam-se as experiências feitas em laboratório.

Capítulo 1. Eletromagnetismo

1.1 Eletromagnetismo Básico

Na eletrostática define-se a intensidade de campo elétrico $\overline{E}$ em qualquer ponto do espaço por:

$$\overline{E} = -\nabla \phi \quad (1.1)$$

em que ϕ representa o “potencial escalar” e ∇ representa, no caso, o operador matemático “gradiente”. Para o caso de uma carga pontual q isolada, mostra-se que o potencial V pode ser expresso por:

$$\phi = \frac{q}{4\pi \epsilon r} \quad (1.2)$$

em que r representa a distância desta carga isolada ao ponto do espaço em que se calcula o potencial, caracterizando o meio envolvido pela permissividade elétrica ϵ .

$$\mathbf{d} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_V \frac{\rho(\mathbf{r}')}{r^2} \mathbf{r}' d\tau' \quad (1.3)$$

Onde $\rho(\mathbf{r}')$ representa uma densidade volumétrica de cargas no volume v .

Localização de uma carga qualquer (um ponto) no espaço:

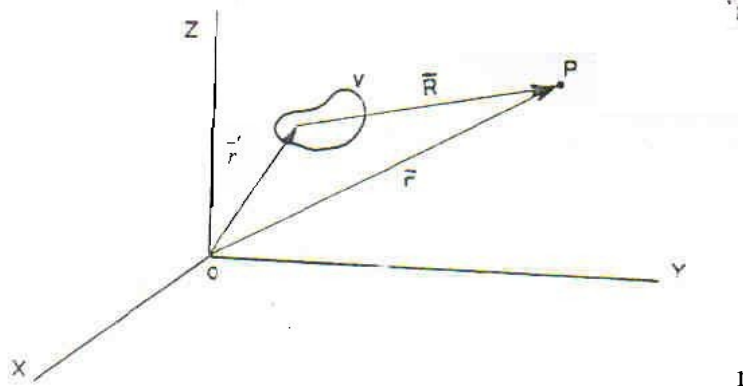


Fig.1.1 – Volume de cargas. Ref. [7].

Considere o caso de duas cargas pontuais $+q$ e $-q$ formando um dipolo elétrico de dimensões infinitesimais:

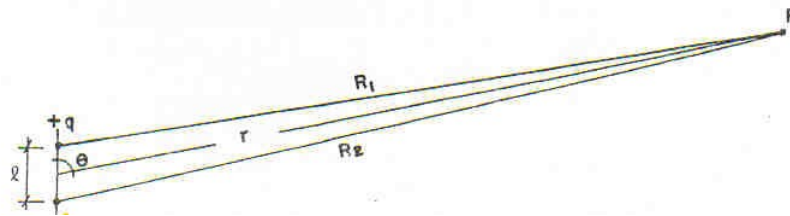


Fig.1.2 – Dipolo elétrico infinitesimal. Ref. [7].

o potencial escalar ϕ , é dado por:

$$\phi = \frac{1}{4\pi \epsilon} \left[\frac{q}{R_1} + \frac{(-q)}{R_2} \right] \quad (1.4)$$

Considerando-se que l é muito menor que as distâncias R_1 e R_2 , demonstra-se, que o campo elétrico no ponto P, em coordenadas esféricas, será dado por:

$$E_r = \frac{2ql \cos \theta}{4\pi \epsilon r^3} \quad (1.5)$$

$$E_\theta = \frac{ql \sin \theta}{4\pi \epsilon r^3} \quad (1.6)$$

$$E_\phi = 0 \quad (1.7)$$

Fica patente, nas equações mostradas, a natureza “escalar” do potencial V, função

unicamente das distâncias e das magnitudes das cargas envolvidas em um mesmo meio.

1.2 Lei de Gauss

“O deslocamento elétrico total ou fluxo elétrico Ψ , através de qualquer superfície fechada envolvendo cargas, é igual à quantidade de cargas envolvida”.

$$\Psi = \oint_S \vec{D} \cdot d\vec{A} = \int_V \rho \, dv \quad \rho \rightarrow \text{densidade de cargas presentes por unidade de volume } dv \quad (1.8)$$

na qual $\vec{D}$ é a representação da densidade de fluxo elétrico por unidade de área, com $d\vec{A}$ representando uma área elementar da superfície S envolvendo as cargas e formando o volume v.

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho \quad (1.9)$$

$$\nabla \times \vec{E} = 0 \quad (\text{rotacional}) \quad (1.10)$$

$$\oint_C \vec{E} \cdot d\vec{l} = 0 \quad (\text{num percurso fechado}) \quad (1.11)$$

$\vec{E} = -\nabla v$ $\nabla \cdot \vec{D} = \rho$ $\nabla \times \vec{E} = 0$	$V = \frac{1}{4\pi\epsilon} \int_V \frac{\rho(r')}{R} dv$ $\Psi = \oint_S \vec{D} \cdot d\vec{A} = \int_V \rho dv$ $\oint_C \vec{E} \cdot d\vec{l} = 0$	(1.12)
---	---	--------

Situação eletrostática

Analogamente, para magnetostática:

$\overline{E} = -\nabla V$	$\overline{B} = \nabla \times \overline{A}$	$\overline{J} \rightarrow$ densidade de corrente por unidade de
$\nabla \times \overline{E} = 0$	$\nabla \times \overline{H} = \overline{J}$	
$\nabla \cdot \overline{D} = \rho$	$\nabla \cdot \overline{B} = 0$	
$V = \frac{1}{4\pi\epsilon} \int_V \frac{\rho(r')}{R} dV'$	$\overline{A} = \frac{\mu}{4\pi} \int_V \frac{\overline{J}(r')}{R} dV'$	$\nabla \cdot \overline{J} = 0$ (lei da conservação de cargas, ou equação da
Situação estática geral		

$\overline{A}$ = potencial vetor magnético

$\overline{B}$ = densidade de fluxo magnético = $\frac{\mu I}{4\pi r}$

μ = permeabilidade do meio

$\overline{H}$ = intensidade de campo magnético ($\overline{B} = \mu \overline{H}$).

A integral de linha deste campo, em um trajeto qualquer em torno de um filamento de corrente, define a força magnetomotriz $\overline{F}$ cujo resultado, conhecido com lei circuital de Ampère, pode ser escrito como:

$$\oint_C \overline{H} \cdot d\overline{l} = \int_S \overline{J} \cdot d\overline{A} = I \quad (1.13)$$

nesta expressão, $\overline{J}$ representa uma densidade de corrente por unidade de área $d\overline{A}$ do filamento, $d\overline{l}$ um comprimento elementar do trajeto hipotético em torno do filamento e I a corrente estacionária no mesmo.

Para a situação dinâmica, de distribuições variáveis no tempo, os experimentos de Faraday conduziram á lei da indução expressa por:

$$fem = \frac{d\phi}{dt} = \oint \overline{E} \cdot d\overline{l} \quad (\text{força eletromotriz}) \quad (1.14)$$

Onde ϕ representa o fluxo do campo magnético.

1.3 Lei da Indução de Faraday

Uma primeira forma de se expressar a lei de Faraday pode ser:

$$\oint \overline{E} \cdot d\overline{l} = - \frac{d}{dt} \int \overline{B} \cdot d\overline{A} = (\text{em circuitos que não se movem}) - \int \frac{\partial \overline{B}}{\partial t} \cdot d\overline{A} \quad (1.15)$$

Como qualquer variação no acúmulo (ou decréscimo) de cargas em um volume, ao longo do tempo, deve corresponder um valor correspondente de corrente para o (ou a partir do) volume, a lei da conservação de cargas não pode mais ser representada pela equação $\nabla \cdot \bar{J} = 0$, escrevendo-se então:

$$\nabla \cdot \bar{J} = - \frac{\partial \rho}{\partial t} \quad (1.16)$$

1.4 Equações de Maxwell

Para o caso dinâmico:

$$\nabla \cdot \left(\bar{J} + \frac{\partial \bar{D}}{\partial t} \right) = 0 \quad \text{equação proposta por James Clark Maxwell em 1865} \quad (1.17)$$

O que leva as equações:

$$\nabla \times \bar{H} = \bar{J} + \frac{\partial \bar{D}}{\partial t} \quad \oint \bar{H} \cdot d\bar{l} = \int_S \left(\bar{J} + \frac{\partial \bar{D}}{\partial t} \right) \cdot d\bar{A} \quad (1.18)$$

$\nabla \times \bar{E} = - \frac{\partial \bar{B}}{\partial t}$	$\oint \bar{E} \cdot d\bar{l} = - \int \left(\frac{\partial \bar{B}}{\partial t} \right) \cdot d\bar{A}$	(1.19)
$\nabla \times \bar{H} = \bar{J} + \frac{\partial \bar{D}}{\partial t}$	$\oint \bar{H} \cdot d\bar{l} = \int \left(\bar{J} + \frac{\partial \bar{D}}{\partial t} \right) \cdot d\bar{A}$	(1.20)
$\nabla \cdot \bar{D} = \rho$	$\int \bar{D} \cdot d\bar{A} = \int \rho dv$	(1.21)
$\nabla \cdot \bar{B} = 0$	$\int \bar{B} \cdot d\bar{A} = 0$	(1.22)
$\nabla \cdot \bar{J} = \frac{\partial \rho}{\partial t}$	$\int \bar{J} \cdot d\bar{A} = - \int \frac{\partial \rho}{\partial t} dv$	(1.23)

Equações de Maxwell

No domínio da frequência, para campos de tipo senoidal:

$$\nabla \times \bar{E} = -j\omega \bar{B} \quad (1.24)$$

$$\nabla \times \bar{H} = \bar{J} + j\omega \bar{D}, \quad \text{onde } \bar{D} = \epsilon \bar{E} \quad \text{e} \quad \bar{B} = \mu \bar{H} \quad (1.25)$$

$$\nabla \cdot \bar{D} = \rho \quad (1.26)$$

$$\nabla \cdot \bar{B} = 0 \quad (1.27)$$

$$\nabla \cdot \bar{J} = -j\omega \rho \quad (1.28)$$

Onde,

$$\epsilon_0 = 8,854 \times 10^{-12} \approx \frac{1}{36\pi \times 10^9} \text{ F/m} \text{ é a permissividade do vácuo}$$

e

$$\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ H/m} \text{ é a permeabilidade do meio}$$

o aparecimento de um campo magnético variável implica na existência de um campo elétrico variável; e este por sua vez, implica na existência de um campo magnético variável, e assim sucessivamente, formando uma cadeia, o que leva à possibilidade da propagação de ondas.

1.5 Equação de Onda

Esta análise será feita em condições de espaço livre, onde $\rho = J = 0$

$$\nabla \times (\nabla \times \bar{E}) = -j\omega \mu (\nabla \times \bar{H}) \quad (1.29)$$

$$\text{como } \nabla \times \nabla \times \bar{E} = \nabla (\nabla \cdot \bar{E}) - \nabla^2 \bar{E} \quad \text{e} \quad (1.30)$$

$$\nabla \cdot (\epsilon \bar{E}) = \epsilon \nabla \cdot \bar{E} = 0 \quad (1.31)$$

obtém-se:

$$\nabla^2 \bar{E} = j\omega\mu \left(j\omega\epsilon \bar{E} \right) \quad (1.32)$$

$$\therefore \nabla^2 \bar{E} = -\omega^2 \mu \epsilon \bar{E} \quad (1.33)$$

fazendo $k^2 = \omega^2 \mu \epsilon$ k definido como "número de onda".

$\nabla^2 \bar{E} + k^2 \bar{E} = 0$	equação de onda
--------------------------------------	-----------------

(1.34)

Limitando-nos à direção x, pode-se supor que:

$$E_x = E_0 e^{-jkz} \quad (\text{para propagação na direção } z) \quad (1.35)$$

Que pode ser reescrita no domínio do tempo como:

$$\bar{E}(x, t) = E_0 e^{-jkz} e^{j\omega t} \quad (1.36)$$

$$\bar{E}(x, t) = E_0 e^{-j(kz - \omega t)} \quad (1.37)$$

Considerando-se a irradiação é feita em uma dada frequência ω , para um dado (z, t) , isto é, para um certo ponto do espaço z e em um determinado instante de tempo t , a solução da equação caracteriza uma frente de onda com fase constante Ψ_0 :

$$\Psi_0 = kz - \omega t \quad (1.38)$$

$$v = \frac{dz}{dt} = \frac{\omega}{k} \quad (1.39)$$

$$\text{como } k = \omega \sqrt{\mu \epsilon} \quad (1.40)$$

$$v = \frac{1}{\sqrt{\mu \varepsilon}} \quad (1.41)$$

para o espaço livre:

$$v_0 = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0}} = 3 \times 10^8 \text{ m/s} \quad (1.42)$$

1.6 Condições de Fronteira

Partindo das equações de Maxwell, admitindo-se, como é o interesse neste momento, que um dos meios é um condutor perfeito e o outro é o ar, as condições de fronteira com relação aos campos ficam expressas por:

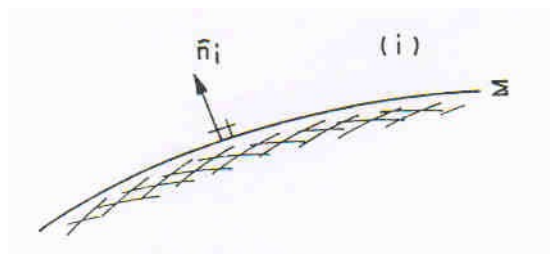


Fig. 1.3 – Fronteira entre dois meios. Ref. [7].

$$\hat{n}_1 \times \vec{E}_1 + \hat{n}_2 \times \vec{E}_2 = 0 \quad (1.43)$$

$$\hat{n}_1 \times \vec{B}_1 + \hat{n}_2 \times \vec{B}_2 = \vec{J}_{S1} \quad (1.44)$$

$$\hat{n}_1 \cdot \vec{E}_1 + \hat{n}_2 \cdot \vec{E}_2 = \frac{1}{\epsilon_0} \sigma_{S1} \quad (1.45)$$

$$\hat{n}_1 \cdot \vec{B}_1 + \hat{n}_2 \cdot \vec{B}_2 = 0 \quad (1.46)$$

Nestas equações, o vetor $\hat{n}^i$ está representando cada uma das normais à superfície em relação ao meio i, $\vec{J}_{Si}$ é definido como densidade superficial de corrente no meio i e ρ_{Si} é definido como densidade superficial de cargas no meio i.

Se o meio 1 é um condutor perfeito:

$$\vec{E}_1 = \vec{B}_1 = 0 \quad (1.47)$$

$$\hat{n}_2 \times \vec{E}_2 = 0 \quad (1.48)$$

isto é, a componente tangencial de campo elétrico $\vec{E}$ é nula na fronteira de separação

entre o condutor e o ar, satisfazendo o produto vetorial nulo uma vez que $\hat{n}$ é normal àquela interface.

$$\hat{n} \times \vec{B}_2 = \vec{J}_S \quad (1.49)$$

A componente tangencial do campo magnético $\vec{B}$ é proporcional à densidade superficial de corrente fluindo sobre a superfície de fronteira do condutor.

$$\hat{n} \cdot \vec{E}_2 = \frac{1}{\epsilon_0} \sigma_S \quad (1.50)$$

A componente normal de campo elétrico $\vec{E}$ é proporcional à densidade superficial de cargas fluindo na superfície de fronteira do condutor.

$$\hat{n} \cdot \vec{B}_2 = 0 \quad (1.51)$$

A componente normal de campo magnético $\vec{B}$ (ou $\vec{H}$) é nula na fronteira de separação.

1.7 Teoria dos Potenciais

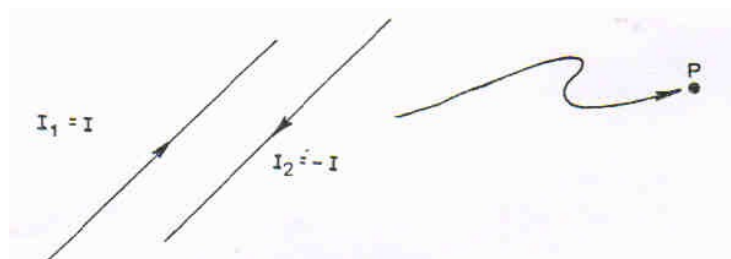


Fig.1.4 - Linha paralela a dois fios. Ref. [7].

A própria geometria da figura, mostrando uma inversão de corrente dos dois fios, sugere que num ponto P distante; $E = H = 0$

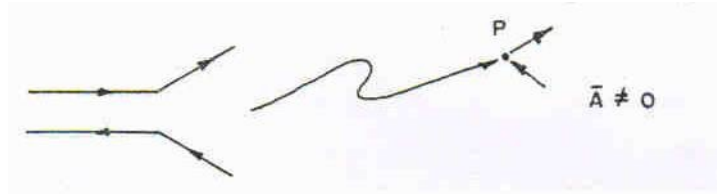


Fig. 1.5 - Irradiação por fios divergentes. Ref. [7].

Agora E e H são diferentes de zero. Dependem da soma vetorial representada na figura

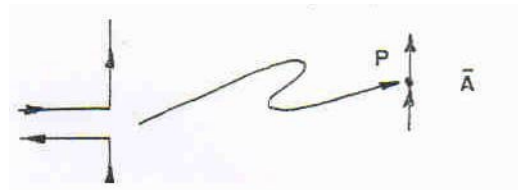


Fig. 1.6 - Dipolo irradiente. Ref. [7].

Agora a soma vetorial foi maximizada pela mudança da geometria

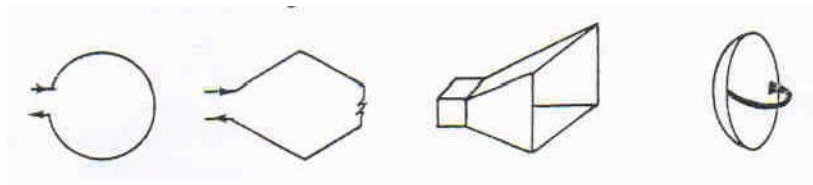


Fig. 1.7 - Irradiadores com geometrias diversas. Ref. [7].

1.8 Dipolo Elétrico Infinitesimal ou Elemento de Corrente

Nunca será possível associar (a nível de fonte) um elemento de corrente a uma única carga variável; consegue-se, sim, associar este elemento de corrente (necessário) a duas cargas oscilantes e naturalmente de sinais opostos.

Seja calcular o campo eletromagnético em um ponto P do espaço livre; admite-se variação no tempo do tipo $\cos(\omega t)$.

O potencial vetor magnético, incluindo-se dependência temporal, pode ser representado por:

$$\vec{A}(\vec{r}, t) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_v \frac{\vec{J}(\vec{r}', t - R/c)}{R} d\vec{r}' \quad (1.52)$$

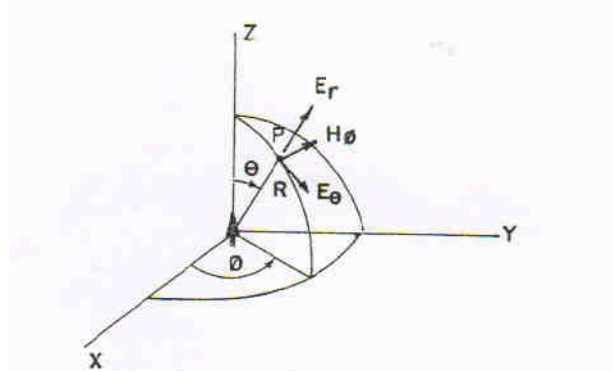


Fig. 1.8 – Fonte elementar irradiante. Ref. [7].

$$\vec{J} dA = \vec{I} \quad (1.53)$$

$$\int_v \vec{J} d\vec{r}' = \int_l \vec{I} dl \quad (1.54)$$

$$\Rightarrow \vec{A} = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_l \frac{\vec{I}(t - R/c)}{R} dl' \quad \text{corrente constante ao longo do comprimento elementar} \quad (1.55)$$

(c= velocidade de fase)

$$\Rightarrow \vec{A}_z = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{\vec{I} dl \cos w(t - r/c)}{r} \quad (1.56)$$

$$A_r = A_z \cos \theta \quad ; \quad A_\theta = -A_z \sin \theta \quad ; \quad A_\phi = 0 \quad (1.57)$$

Pode-se demonstrar que se chega a:

$$H_{\phi} = \frac{1}{4\pi\epsilon} \frac{dl \sin\theta}{r^2} \left[\frac{-w \sin\left(t - \frac{r}{c}\right)}{rc} + \frac{\cos\left(t - \frac{r}{c}\right)}{r^2} \right] \quad v_f = \frac{dr}{dt} = \frac{w}{k} = c \quad (1.58)$$

↓

$$E_{\theta} = \frac{1}{4\pi} \frac{dl \sin\theta}{r^2} \left[\frac{-w \sin w t'}{r^2 c} + \frac{\cos w t'}{r^2 c} + \frac{\sin w t'}{w r^3} \right] \quad t' = t - r/c \quad (1.59)$$

$K = \text{número de onda}$
 $K^2 = w^2 \mu \epsilon$

$$E_r = \frac{2dl \cos\theta}{4\pi\epsilon} \left[\frac{\cos w t'}{r^2 c} + \frac{\sin w t'}{w r^3} \right] \quad (1.60)$$

$$H_{\phi} = \frac{1}{4\pi} \frac{dl \sin\theta}{r^2} \left[\frac{-\sin w t'}{rc} + \frac{\cos w t'}{r^2} \right] \quad (1.61)$$

para $t' \rightarrow \left(t - \frac{r}{c}\right)$

O campo magnético irradiado mostra uma componente de ondas viajantes que se propagam na direção radial ($cte = wt - kr$). Para qualquer (r, t) , caracterizando uma frente de onda de fase constante. A velocidade de fase é:

$$v_f = \frac{dr}{dt} = \frac{w}{k} = c \quad (1.62)$$

Isto tem como resultado uma família de frentes de onda esféricas concêntricas emanando do dipolo na origem:

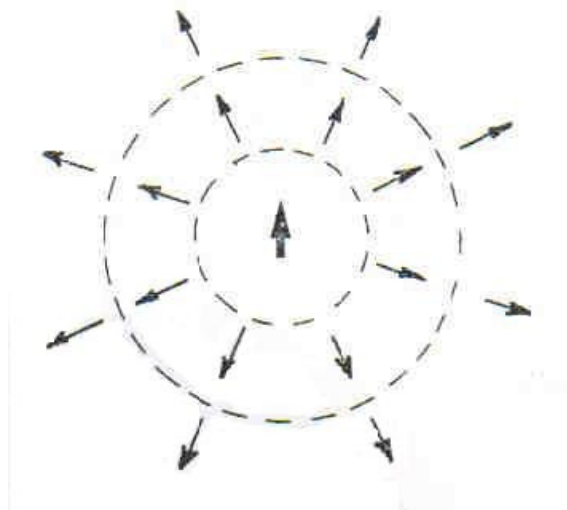


Fig. 1.9 - Ondas esféricas não-uniformes. Ref. [7].

1.9 Campos de Irradiação e Indução do Dipolo Infinitesimal

Campo de indução ou campo próximo $r \rightarrow 0$:

$$H_{\phi} = \frac{I dl \sin \theta}{4\pi} \cdot \frac{\cos w_t'}{r^2} \quad (1.63)$$

$$E_{\theta} = \frac{I dl \sin \theta}{4\pi \epsilon} \cdot \frac{\cos w_t'}{r^2 c} \quad (1.64)$$

$$E_r = \frac{2I dl \cos \theta}{4\pi \epsilon} \cdot \frac{\cos w_t'}{r^2 c} \quad (1.65)$$

Campos eletrostáticos:

$$E_r = \frac{2ql \cos \theta}{4\pi \epsilon r^3} \quad (1.66)$$

$$E_{\theta} = \frac{qlsen\theta}{4\pi \varepsilon r^3} \quad (1.67)$$

A situação destes campos mostra ainda uma particularidade importante, qual seja a caracterização de um regime “quase-estático”(w → 0).

$$H_{\phi} = \frac{l dlsen\theta}{4\pi} \cdot \frac{\cos w_t'}{r^2} \quad (1.68)$$

$$E_r = \frac{2l dl \cos\theta}{4\pi \varepsilon} \cdot \frac{senw_t'}{wr^3} \quad (1.69)$$

$$E_{\theta} = \frac{l dlsen\theta}{4\pi \varepsilon} \cdot \frac{senw_t'}{wr^3} \quad (1.70)$$

$$\text{Campos de radiação } r \rightarrow \infty \quad (1.71)$$

$$H_{\phi} = \frac{l dlsen\theta}{4\pi} \cdot \frac{-wsenw_t'}{rc} \quad (1.72)$$

$$E_{\theta} = \frac{l dlsen\theta}{4\pi \varepsilon} \cdot \frac{-wsenw_t'}{rc^2} \quad (1.73)$$

Estes dois campos terão a mesma amplitude em um valor r tal que:

$$\frac{w}{rc} = \frac{1}{r^2} \therefore r = \frac{\lambda}{2\pi} \approx \frac{\lambda}{6} \quad \left(H_{\phi} = \frac{l dlsen\theta}{4\pi} \left[\frac{-wsenw_t'}{rc} + \frac{\cos w_t'}{r^2} \right] \right) \quad (1.74)$$

1.10 Potência Irradiada pelo Elemento de Corrente

$$\vec{S} = \vec{E} \times \vec{H} \quad (\text{vetor de Poynting}) \quad (1.75)$$

$$S_r = \frac{w_l^2 d l^2 \sin^2 \theta}{32 \pi^2 r^2 c^3 \epsilon} \quad (1.76)$$

Potência média irradiada:

$$P_r = 40 \pi^2 \left(\frac{dl}{\lambda} \right)^2 I^2 = \frac{1}{2} R_r \quad (1.77)$$

Resistência de radiação:

$$R_r = 80 \pi^2 \left(\frac{dl}{\lambda} \right)^2 \quad (1.78)$$

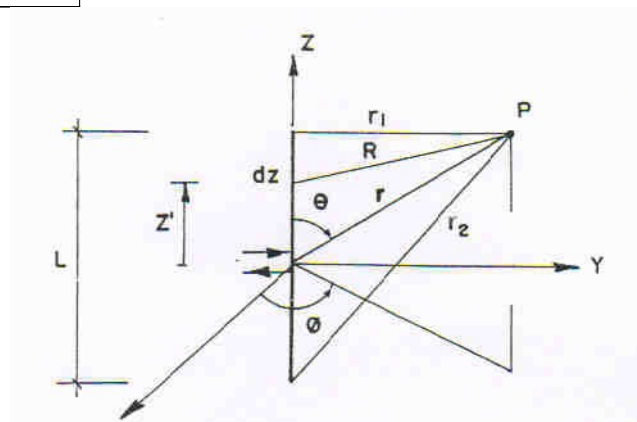


Fig. 1.10 – Geometria para estrutura curta. Ref. [7].

Direção efetiva de radiação e campos:

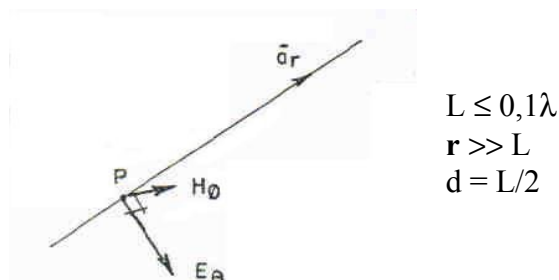


Fig. 1.11 – Direção efetiva da irradiação e campos associados. Ref. [7].

1.11 O Dipolo Curto

Como, acontece em qualquer quadro físico, o elemento de corrente possuirá uma certa dimensão e, conseqüentemente, uma certa distribuição de corrente não necessariamente constante, torna-se interessante modificar um pouco as expressões encontradas para o campo eletromagnético, introduzindo o conceito de comprimento eficaz.

As expressões serão escritas apenas em domínio de frequência, desprezando-se a dependência temporal.

Considere a geometria da figura abaixo

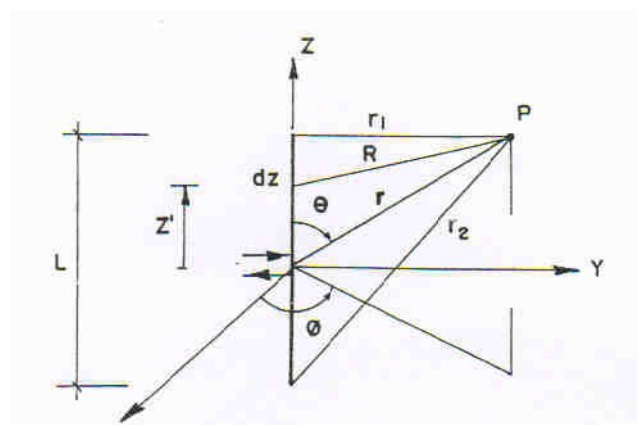


Fig. 1.12 – Geometria para estrutura curta. Ref. [7].

Como estão envolvidas distâncias sempre consideráveis, a partir da antena, escreve-se:

$$r \gg L \quad (1.79)$$

ainda, como estamos interessados em estruturas curtas para as frequências envolvidas,

$$L \ll \lambda \quad (1.80)$$

Assim, como a estrutura não é mais um simples elemento de comprimento (dz), pode-se admitir que a corrente ao longo da antena, ainda que considerada como elemento de corrente, esteja distribuída segundo amplitudes ligeiramente diferentes, cargas adjacentes não se cancelando completamente. Obtém-se um quadro físico coerente com

corrente nula nos extremos da antena e máxima na alimentação conforme figura abaixo

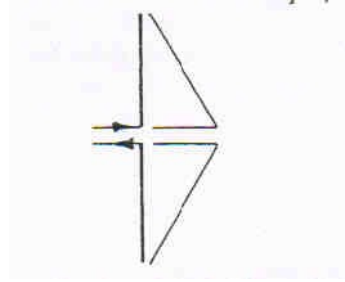


Fig. 1.13 – Distribuição de corrente na estrutura curta. Ref. [7].

A partir da expressão para o potencial vetor magnético do dipolo elementar, sujeita à equação (1.79), $r \gg L$

$$dA_z = \frac{\mu_o}{4\pi R} I e^{-jkR} dz' \quad (1.81)$$

Que, ao longo de sua estrutura, fornecerá

$$A_z = \frac{\mu_o}{4\pi R} \int_{-l}^{+l} I e^{-jkR} dz' \quad (1.82)$$

Nesta dedução é sempre possível, como uma primeira aproximação, utilizar direto o vetor r (*posição do ponto em relação à origem*) no denominador. A razão para esta aproximação está em que, para as estruturas curtas em questão, não há diferenças relevantes entre considerar a distância do ponto P à origem (r) (quantitativamente, por exemplo, 10.000m e 10.000 ± 1 m, respectivamente para r e R).

Da figura anterior, a maior diferença de fase (de contribuições) ocorrerá para pontos localizados nos ápices, isto é:

$$K_{r1} - K_{r2} = 2KL = \frac{2\pi L}{\lambda} \quad (1.83)$$

Entretanto, mesmo esta maior diferença de contribuições, em fase, ainda será desprezível face à equação (1.80). Deste modo $e^{-jkR} \cong e^{-jkr}$ e a equação (1.82) escreve-se:

$$A_z = \frac{\mu_o e^{-jkr}}{4\pi r} \int_{-l}^{+l} I(z') dz' \quad (1.84)$$

A partir de toda dedução realizada para corrente constante é bastante cômodo procurar-se uma equivalência deste potencial com o deduzido para aquele caso. Isto é, se for possível definir-se um comprimento equivalente (ou eficaz) a cada antena sobre a qual flui uma corrente constante. Então todas as expressões dos campos e potências deduzidas para o elemento de corrente podem ser usadas substituindo-se dl por d .

Como a equação (1.84) mostra a integração apresentando a área de distribuição de corrente na última figura, define-se uma área igual para a mesma corrente de alimentação I_0 sobre o comprimento d . Este raciocínio é a definição de comprimento equivalente d , dado por:

$$d = \frac{1}{I_0} \int_{-l}^{+l} I(z') dz' \quad (1.85)$$

isto é, se voltasse a fluir uma corrente da mesma amplitude que a amplitude máxima da distribuição real de corrente na antena, este teria, para comprimento, o valor d , sendo este chamado de comprimento eficaz.

Para antenas curtas, a partir da figura anterior, e da equação (1.85),

$$d = \frac{L}{2} \quad (1.86)$$

isto é, como mostrado graficamente na figura a seguir

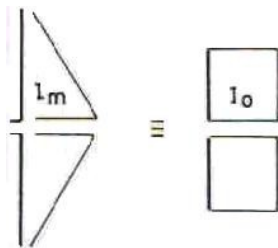


Fig. 1.14 – Comprimento eficaz. Ref. [7].

Voltando-se a expressar o potencial em termos de uma antena com corrente constante, através do comprimento eficaz,

$$A_z = \frac{\mu_0}{4\pi} I_0 d \frac{e^{-jkr}}{r} \quad (1.87)$$

que nada mais é que a expressão (1.56), a menos da dependência temporal, mas refletindo agora uma situação física real.

Cálculos análogos aos já realizados levariam à resultados e conclusões absolutamente idênticos para o campo eletromagnético da estrutura da figura anterior, com Idl substituído por $I_0 d$. Assim,

$$H_\theta = -\frac{I_0 d}{4\pi} k^2 \left[\frac{1}{jkr} + \frac{1}{(jkr)^2} \right] e^{-jkr} \sin\theta \quad (1.88)$$

$$E_r = -\sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \cdot \frac{I_0 d}{2\pi} k^2 \left[\frac{1}{(jkr)^2} + \frac{1}{(jkr)^3} \right] e^{-jkr} \cos\theta \quad (1.89)$$

$$E_\theta = -\sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \cdot \frac{I_0 d}{4\pi} k^2 \left[\frac{1}{(jkr)^2} + \frac{1}{(jkr)^2} + \frac{1}{(jkr)^3} \right] e^{-jkr} \sin\theta \quad (1.90)$$

Se o caso de interesse está representado nas duas figuras anteriores, os campos serão os anteriores, tendo-se o cuidado de representar d pelo valor correspondente à equação (1.86). Do mesmo modo a potência irradiada é expressa por:

$$P_r = 40\pi^2 \left(\frac{I_0 d}{\lambda} \right)^2 \quad (1.91)$$

e a resistência de irradiação por:

$$R_r = 80\pi^2 \left(\frac{dl}{\lambda} \right)^2 \quad (1.92)$$

Quanto aos campos distantes, as equações (1.88) a (1.90) eles se reduzem a

$$E_{\theta} = j\eta_0 \frac{I_0 d}{2\lambda} \frac{e^{-jkr}}{r} \sin\theta \quad (1.93)$$

$$H_{\phi} = j \frac{I_0 d}{2\lambda} \cdot \frac{e^{-jkr}}{r} \sin\theta \quad (1.94)$$

$$\text{com } \eta_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} = 120\pi$$

1.12 Impedância Característica do Espaço Livre

É Interessante ver através de quaisquer das duas representações, fasorial ou temporal, que a relação entre o campo elétrico irradiado e o correspondente campo magnético terá dimensões de impedância, sendo expresso por:

$$Z_r = \frac{E_{\theta}}{H_{\phi}} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} = 120\pi \quad (1.95)$$

Relacionando campos no espaço livre; diz-se então que esta razão define a impedância característica do espaço livre.

Esta relação é a mesma já obtida para a onda plana sugerindo que, em campo distante, o dipolo curto irradia ondas esféricas que são, na realidade, a grandes distâncias, são praticamente planas (localmente planas).

1.13 Uma outra Visualização de Potências e o Teorema de Poynting

Uma visualização bastante interessante da transmissão de potência, a partir do dipolo curto, pode ser obtida, em bases matemáticas, a partir de uma análise em termos unicamente de impedâncias de onda e domínio de frequência.

Em coordenadas esféricas, as impedâncias de uma onda são definidas por:

$$Z_r = \frac{E_\theta}{H_\phi} \quad \text{ou} \quad - \frac{E_\phi}{H_\theta} \quad (1.96)$$

$$Z_\theta = \frac{E_\phi}{H_r} \quad \text{ou} \quad - \frac{E_r}{H_\phi} \quad (1.97)$$

$$Z_\phi = \frac{E_r}{H_\theta} \quad \text{ou} \quad - \frac{E_\theta}{H_r} \quad (1.98)$$

com

$$E_r = -\eta_0 \frac{I_0^d}{2\pi} k^2 \left[\frac{1}{(jkr)^2} + \frac{1}{(jkr)^3} \right] e^{-jkr \cos \theta} \quad (1.99)$$

$$E_\theta = -\eta_0 \frac{I_0^d}{4\pi} k^2 \left[\frac{1}{jkr} + \frac{1}{(jkr)^2} + \frac{1}{(jkr)^3} \right] e^{-jkr \sin \theta} \quad (1.100)$$

$$H_\phi = -\frac{I_0^d}{4\pi} k^2 \left[\frac{1}{jkr} + \frac{1}{(jkr)^3} \right] e^{-jkr \sin \theta} \quad (1.101)$$

isto é, as relações entre as componentes de campo mostradas têm dimensões de impedâncias. No presente caso:

$$Z_r = \frac{E_\theta}{H_\phi} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \left[\frac{1 + jkr + (jkr)^2}{jkr + (jkr)^2} \right] \quad (1.102)$$

$$Z_\theta = -\frac{E_r}{H_\phi} = -2\sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \cdot \frac{\cot g\theta}{jkr} \quad (1.103)$$

Imediatamente, identifica-se em Z_e uma impedância sempre reativa, caracterizando um armazenamento de energia. Já a impedância Z_r , pode ser escrita por:

$$Z_r = \frac{1}{j\omega \epsilon_0 r} + \frac{1}{\frac{1}{j\omega \mu_0 r} + \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}}} \quad (1.104)$$

sugerindo o circuito equivalente mostrado na figura a seguir.

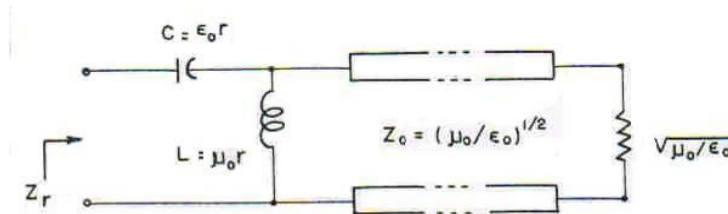


Fig. 1.15 – Circuito equivalente. Ref. [7].

Em frequências baixas ou pequenas distâncias (respectivamente, regime quase-estático ou região de indução) a linha de transmissão é curto-circuitada pela indutância, tornando-se Z_r puramente imaginária. Isto mostra que, para um regime quase-estático ou região de energia de indução, as impedâncias Z_r e Z_θ caracterizam sempre um armazenamento de energia, coerente com o que foi visto anteriormente.

Para frequências altas ou grandes distâncias (respectivamente, regime variável no tempo ou região de radiação) a capacitância é um curto-circuito e a indutância um aberto, tornando Z_r igual a impedância característica do espaço livre. Nesta situação, a impedância apresenta apenas parte resistiva, associando-se, portanto, a uma potência irradiada devida unicamente a E_θ e H_ϕ .

Em termos de campo elétrico irradiado, a equação (1.91) permite escrever

$$\frac{I_0 d}{\lambda} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{P_r}{10}} \quad (1.105)$$

Consequentemente, da equação (1.93) escreve-se:

$$|E_\theta| = \frac{\sqrt{90 P_r}}{r} \cdot \sin\theta \quad (1.106)$$

Todas estas considerações de potência são baseadas na formulação do Teorema Vetorial de Poynting para o fluxo de potência. Recordando-se rapidamente, existe uma relação entre a taxa com que se transmite a energia entre os pontos considerados e as intensidades dos campos elétricos e magnético de onda eletromagnética em propagação. A partir das equações de Maxwell dadas pelas equações (1.24) e (1.25):

$$\bar{J} = \nabla \times \bar{H} - j\omega \epsilon \bar{E} \quad ; \quad \nabla \times \bar{E} = -j\omega \mu \bar{H} \quad (1.107)$$

Como a primeira é uma relação quem tem dimensão de corrente por unidade de área (densidade de corrente), multiplicá-la por $\bar{E}$ equivale a, dimensionalmente, torná-la uma potência por unidade de volume. Assim:

$$\bar{E} \cdot \bar{J} = \bar{E} \cdot \nabla \times \bar{H} - \epsilon \bar{E} \cdot (j\omega \bar{E}) \quad (1.108)$$

Como, para todo campo vetorial,

$$\nabla \cdot (\bar{A} \times \bar{B}) = \bar{B} \cdot \nabla \times \bar{A} - \bar{A} \cdot \nabla \times \bar{B} \quad (1.109)$$

Pode-se escrever, finalmente, ao integrar sobre o volume v contendo as fontes:

$$\int_v \nabla \cdot (\bar{E} \times \bar{H}) dv + j\omega \int_v \left(\frac{\mu}{2} \bar{H}^2 + \frac{\epsilon}{2} \bar{E}^2 \right) dv + \int_v \bar{E} \cdot \bar{J} dv = 0 \quad (1.110)$$

Usando o teorema de divergência, a primeira parcela pode ser reescrita por:

$$\oint_S \bar{E} \times \bar{H} \cdot d\bar{A} + j\omega \int_v \left(\frac{\mu}{2} \bar{H}^2 + \frac{\epsilon}{2} \bar{E}^2 \right) dv + \int_v \bar{E} \cdot \bar{J} dv = 0 \quad (1.111)$$

Podendo-se definir ainda que, neste volume há pontos onde coexistem duas forças (a saber, a força do campo elétrico e a força química, mecânica ou térmica da fonte). Pode-se então escrever:

$$\frac{F_f}{q} + \frac{F_e}{q} \equiv \bar{E}_f + \bar{E} = \frac{\bar{J}}{\sigma} \quad (1.112)$$

resultando finalmente

$$\oint_S \bar{E} \times \bar{H} \cdot d\bar{A} + j\omega \int_v \left(\frac{\mu}{2} \bar{H}^2 + \frac{\epsilon}{2} \bar{E}^2 \right) dv + \int_v \frac{\bar{J}}{\sigma} \cdot \bar{J} dv \quad (1.113)$$

Isto é, a potência instantânea fornecida a uma antena é igual à soma daquela eventualmente dissipada na antena, com a aplicada na variação dos campos próximos (equivalente à energia armazenada em circuitos) e com aquela efetivamente transportada pelo vetor de Poynting, como mostra a figura a seguir.



Fig. 1.16 – Distribuição espacial de potência. Ref. [7].

Uma outra forma de representação gráfica das regiões em torno de uma antena está mostrada na figura a seguir. Nesta representação, procura-se mostrar a passagem gradual da região de campo próximo para campo distante através da designação de uma região de campo próximo radiante, evitando-se a transição brusca sugerida pela equação (1.74).

Note-se que embora o fluxo de potência cruzando a superfície que envolve o volume em questão seja dado corretamente por $\oint_S \overline{E} \times \overline{H} \cdot d\overline{A}$ (instantaneamente), não se pode dizer que $(\overline{E} \times \overline{H})$ represente o fluxo de potência por unidade de área (pois $\nabla \cdot \overline{E} \times \overline{H}$ poderia ter sido somado com $\overline{F} = \nabla \times \overline{G}$ de modo que $\nabla \cdot [\overline{E} \times \overline{H} + \overline{F}] = \nabla \cdot \overline{E} \times \overline{H}$). No entanto, é bastante comum caracterizar $\overline{E} \times \overline{H}$ como fluxo por unidade de área.

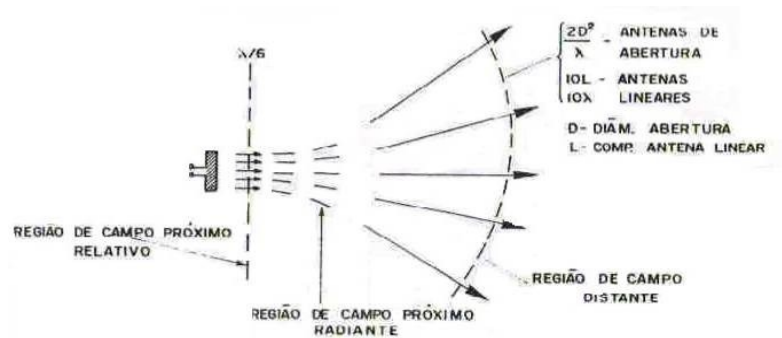


Fig. 1.17 – Regiões de distribuição de potência. Ref. [7].

1.14 O Dipolo Magnético Curto

Como ficou estabelecido, o campo eletromagnético irradiado pelo dipolo elétrico curto contém apenas as componentes E_r, E_θ, E_ϕ . O campo dual a este é o que contém apenas H_r, H_θ, E_ϕ em uma solução de todo análoga ao do dipolo elétrico. Tal solução corresponde ao campo produzido por um dipolo curto e é de grande interesse devido à sua identidade com a solução do anel infinitesimal da corrente.

O dipolo magnético curto é um dipolo fictício em que uma linha de transmissão de condutores de corrente magnética tem estes condutores dobrados formando um dipolo análogo ao elétrico, conforme figura a seguir.

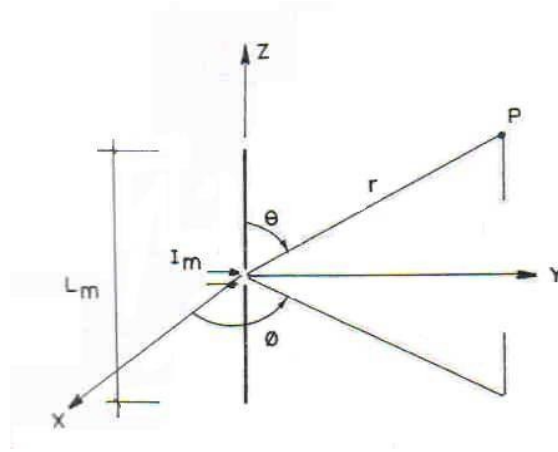


Fig. 1.18 – Geometria para dipolo magnético. Ref. [7].

Pela simetria das equações de Maxwell generalizadas e a partir dos campos obtidos para o dipolo elétrico curto, escreve-se, para este caso,

$$H_r = - \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \frac{I_{om}}{2\pi} k^2 \left[\frac{1}{(jkr)^2} + \frac{1}{(jkr)^3} \right] e^{-jkr} \cos\theta \quad (1.114)$$

$$H_\theta = - \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \frac{I_{om}}{2\pi} k^2 \left[\frac{1}{jkr} + \frac{1}{(jkr)^2} + \frac{1}{(jkr)^3} \right] e^{-jkr} \sin\theta \quad (1.115)$$

$$E_\phi = \frac{I_{om} d_m}{4\pi} k^2 \left[\frac{1}{jkr} + \frac{1}{(jkr)^2} \right] e^{-jkr} \sin\theta \quad (1.116)$$

Em que d_m representa o comprimento eficaz do dipolo percorrido por uma corrente magnética uniforme fictícia I_{om} . Este dipolo não existe fisicamente, mas é útil na determinação do campo produzido pelo anel curto.

1.15 O Anel Curto

Considerando como anéis curtos todos aqueles que satisfaçam a relação

$$\boxed{2\pi r \ll \lambda} \quad v = \frac{\lambda}{2\pi} \quad (1.117)$$

em que a está representando o raio do anel, é necessário estabelecer a ligação existente entre o dipolo magnético (hipotético) e o anel de corrente (real). Para tal, partindo-se da definição:

$$\overline{J}_m = \frac{d}{dt}(\mu_0 \overline{M}) \quad (1.118)$$

em que $\overline{M}$ é o vetor magnetização; para regime harmônico:

$$I_{om} = \int \overline{J}_m \cdot d\overline{A} = \int j\omega \mu_0 \overline{M} \cdot d\overline{A} \quad (1.119)$$

ou ainda:

$$I_{om} d_m = \int \overline{M} \cdot d\overline{v} \quad (1.120)$$

Como $\int \overline{M} \cdot d\overline{v}$ é o momento magnético m , a equação anterior escreve-se:

$$I_{om} d_m = j\omega \mu_0 m \quad (1.121)$$

O caso do anel de corrente da figura a seguir,

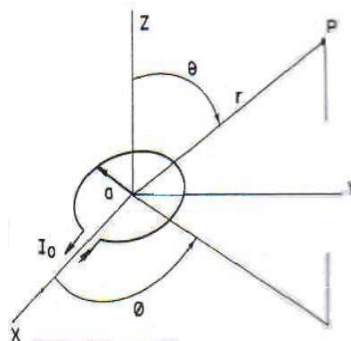


Fig. 1.19 – Anel de corrente. Ref. [7].

$$m = I_0 S \quad S = \text{área o anel} \quad (1.122)$$

levando à equação (1.121), fornece:

$$I_{om} d_m = j\omega \mu_0 I_0 S \quad (1.123)$$

Esta equação permite visualizar que o campo produzido por um dipolo magnético curto será idêntico ao de um anel de mesmo momento. Das equações (1.114) a (1.116) obtém-se, para campo do anel curto percorrido por uma corrente elétrica I_0 :

$$H_r = -j \frac{I_0 S}{2\pi} k^3 \left[\frac{1}{(jkr)^2} + \frac{1}{(jkr)^3} \right] e^{-jkr} \cos\theta \quad (1.124)$$

$$H_\theta = -j \frac{I_0 S}{4\pi} k^3 \left[\frac{1}{jkr} + \frac{1}{(jkr)^2} + \frac{1}{(jkr)^3} \right] e^{-jkr} \sin\theta \quad (1.125)$$

$$E_\phi = j \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \frac{I_0 S}{4\pi} k^3 \left[\frac{1}{jkr} + \frac{1}{(jkr)^2} \right] e^{-jkr} \sin\theta \quad (1.126)$$

Os campos de irradiação ($kr \gg 1$) são:

$$H_\theta = - \frac{I_0 S}{4\pi} k^2 \frac{e^{-jkr}}{r} \sin\theta \quad (1.127)$$

$$E_\phi = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \frac{I_0 S}{4\pi} k^2 \frac{e^{-jkr}}{r} \sin\theta \quad (1.128)$$

Note-se que também neste caso a impedância radial, na zona de irradiação, é igual à impedância característica do espaço livre, isto é, a partir da equação (1.96):

$$Z_r = \frac{E_\phi}{H_\theta} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \quad (1.129)$$

Para a potência irradiada, obtém-se:

$$P_r = \int \frac{1}{2} (\mathbf{E}_\phi \times \mathbf{H}_\theta^*) \cdot d\mathbf{A} = 10 I_0^2 (k^2 S) \quad (1.130)$$

É interessante, ainda, comparar a potência emitida pelo anel curto e pelo dipolo elétrico curto (ou equivalentemente pelos dipolos curtos magnético e elétrico), alimentados pela mesma corrente constante I_0 . Assim, a partir da equação (1.91), escreve-se:

$$P_{rE} = 10 I_0^2 |kd|^2 \quad (1.131)$$

que com a equação (1.130) resulta em:

$$\frac{P_{rE}}{P_{rM}} = \frac{|kd|^2}{|k^2 S|} \quad (1.132)$$

Expressando-se d pela equação (1.86) e S como a área do anel da figura anterior, obtém-se:

$$\frac{P_{rE}}{P_{rM}}: \frac{L^2}{C_a^4} \quad (1.133)$$

em que C_a representa a circunferência do anel. Mais interessante seria comparar estruturas de mesma dimensão ($L = C$); chamando

$$\frac{L}{\lambda} = \frac{C_a}{\lambda} = \frac{1}{n} \quad (1.134)$$

obtém-se

$$\frac{P_{rE}}{P_{rM}}: n^2 \quad (1.135)$$

Assim, por exemplo, para $L = C = \lambda/10$, a potência irradiada pelo dipolo elétrico de comprimento L é 100 vezes superior (20 dB) à do anel de circunferência C_a igual àquele comprimento ($C_a = L$).

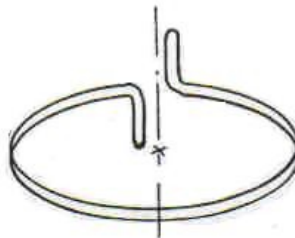


Fig. 1.20 – Anel Curto conjugado a dipolo curto. Ref. [7].

Uma aplicação interessante para o anel curto pode ser vista em um tipo de antena largamente empregada como transmissora de sinais de radiodifusão sonora em frequência

modulada (FM). Dentre outras configurações possíveis, a figura acima mostra o anel curto conjugado a um dipolo curto ortogonal, com o objeto de obter-se polarização circular. A relação entre o comprimento do dipolo e o diâmetro do anel será determinada em função do tipo de polarização desejada. Um diâmetro típico para o anel está em torno de 40 cm na faixa de FM, 88 a 108 MHz.

1.16 O Irradiador Isotrópico

De toda esta iniciação ao problema da irradiação de ondas eletromagnéticas, os conceitos e resultados obtidos com as expressões para as intensidades e potências dos campos de uma estrutura fundamental, como o dipolo elétrico elementar (ou dipolo curto), permitem visualizar mais uma importante ferramenta matemática – o radiador isotrópico.

A expressão (1.106) mostra, com a dependência angular, a existência de uma distribuição de potências. Como quantizá-la? Que referência adotar? A resposta está em definir matematicamente uma estrutura ideal, capaz de irradiar, com a mesma potência disponível, igualmente em todas as direções – o irradiador isotrópico.

Assim:

$$\boxed{S = \frac{P_r}{4\pi r^2}} \quad (1.136)$$

S

Por outro lado, a densidade média de potência irradiada pode ser expressa, em função do campo elétrico irradiado, por:

$$\boxed{S_m = \frac{1}{2} \frac{|E_p|^2}{\eta_0}} \quad S \text{ média} \quad (1.137)$$

Logo, é possível escrever-se

$$\boxed{|E_p| = \frac{\sqrt{60 P}}{r}} \quad (1.138)$$

caracterizando-se, então, uma distribuição constante de potência na esfera em torno do irradiador (independência de θ e ϕ). Comparando-se à equação (1.106), conclui-se que aquele dipolo curto irradia preferencialmente segundo uma certa direção do espaço, com relação a seu eixo, e que aquela irradiação é sensivelmente maior que esta, distribuída uniformemente para todo o espaço pelo irradiador isotrópico. Numericamente, o dipolo curto irradia potência máxima a 90° de seu eixo com intensidade $\sqrt{90P_r} / r$ enquanto que, se esta mesma potência P_r fosse distribuída uniformemente pelo espaço, na mesma direção sua intensidade seria $\sqrt{60P_r}$.

O campo elétrico irradiado por um irradiador isotrópico é, em geral expresso para a potência em KW e a distância em Km por:

$$|E_p| = 245 \frac{\sqrt{P_r}}{r} \quad (1.139)$$

Substituições semelhantes para o dipolo curto levam a expressar a equação (1.106) por:

$$|E_\theta| \cong 300 \frac{\sqrt{P_r}}{r} \sin\theta \quad (1.140)$$

Sobre estas equações, em forma final, é interessante ainda tecer alguns comentários. A figura a seguir mostra, comparativamente, as intensidades de campo elétrico irradiadas pelas duas estruturas; como exemplificado, a 90° de seu eixo, o dipolo curto concentra irradiação. Por outro lado, nesta direção, a equação (1. 140) pode ser escrita como

$$|E_\theta| \cong 245 \frac{\sqrt{P_r} \times 1,5}{r} \quad (1.141)$$

que, em referência ao irradiador isotrópico (equação (1.139)), permite escrever:

$$\boxed{|E_\theta| = 245 \frac{\sqrt{P}}{r}} \quad (1.142)$$

na qual $G = 1,5$ sugere um ganho do dipolo curto em relação ao radiador isotrópico.

Este desenvolvimento rápido é, em realidade, o preâmbulo da caracterização de ganho de uma antena. A equação (1.120), introduz, ainda, uma forma bastante usada em radiodifusão para intensidade de campo.

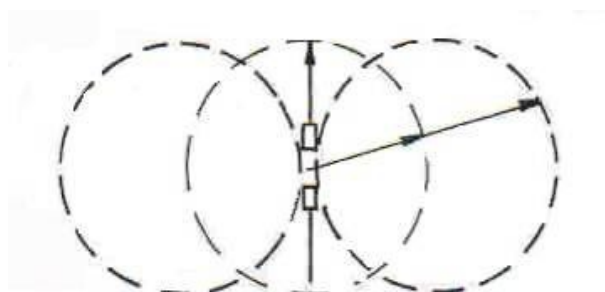


Fig. 1.21 – Dipolo curto e irradiador isotrópico. Ref. [7].

Capítulo 2. Características Principais das Antenas

Polarização

Definição: “polarização das antenas” é estabelecida como “a orientação segundo a qual oscila, no tempo, o vetor campo elétrico”. Na prática, como a direção de máxima radiação (lobo principal da antena) é a mais utilizada, a polarização da antena é definida em relação a esta direção.

Se determinada transmissão ocorre segundo polarização linear vertical, a recepção deverá ser feita por uma antena capaz de suportar uma polarização linear vertical. Por outro lado, se existe a necessidade de operação de vários serviços em uma região única, uma possibilidade imediata e que evita interferências mútuas é tentar transmitir uma ligação segundo determinada polarização e, a ligação adjacente, segundo uma outra polarização de forma tal que as antenas da primeira ligação rejeitem fortemente, os sinais da segunda e vice-versa, isto é, por exemplo, transmitir em polarização cruzada como na figura:

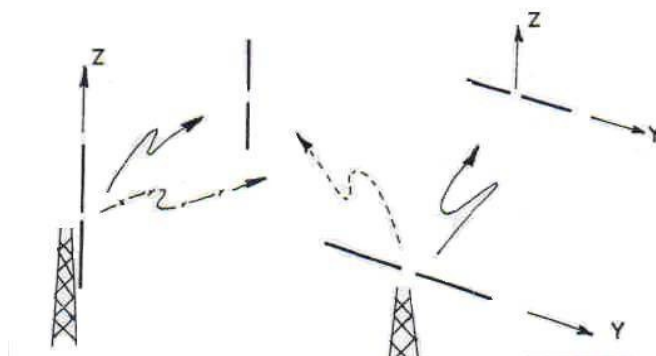


Fig. 1.21 – Sistemas em polarização cruzada. Ref. [7].

Esta técnica é amplamente utilizada e, modernamente com as antenas de abertura, é possível transmitir simultaneamente a partir de uma única antena, segundo duas polarizações ortogonais, duas informações completamente diferentes na mesma frequência, técnica conhecida como transmissão em polarização cruzada.

2.1 Diagrama de Radiação

As equações

$$E_{\theta} = L n_0 \frac{I_0 d}{\partial \lambda} \frac{e^{-jkr}}{r} \sin \theta \quad (2.1)$$

$$|E_{\theta}| = \frac{\sqrt{90 P_r}}{r} \cdot \sin \theta \quad (2.2)$$

mostram que a estrutura irradiante apresenta direções preferenciais de irradiação; direções segunda as quais para uma mesma potência total irradiada é possível registrar diferentes intensidades de campo elétrico, a uma mesma distância r sendo estas intensidades de campo elétrico recebido proporcionais ao inverso da distância.

Pode-se escrever, para zona de irradiação, no caso mais geral:

$$\left| \frac{E}{r} \right| = \frac{E_0}{r} f(\theta, \phi) \quad (2.3)$$

Este modo de apresentar a intensidade de campo elétrico irradiado sugere que, para uma mesma esfera de raio r , o fator $f(\theta, \phi)$ é o responsável pela forma da distribuição do campo sobre esta esfera, chamando-se este fator de diagrama de radiação da antena em estudo.

A partir da equação de $\left| \frac{E}{r} \right|$ nota-se que a representação da distribuição de campo elétrico sobre várias esferas concêntricas terá sempre a mesma forma, dada por $f(\theta, \phi)$.

Uma vez determinada uma distância r satisfazendo à condição de zona de irradiação, ($Kr \gg \lambda$) os diagramas de radiação não dependerão da distância à fonte, tendo todos a mesma forma.

Fazemos, como é de interesse no momento a utilização da antena segundo a direção de máxima radiação, associamos a esta direção o valor unitário.

O diagrama de radiação passa a ser dado por:

$$f(\theta, \phi) = \alpha f(\theta, \phi) \quad (2.4)$$

Que é conhecido por diagrama de irradiação normalizado, tal que:

$$f(\theta, \phi)|_{max} = 1 \quad (2.5)$$

Utilizamos o termo diagrama de irradiação, principalmente para o caso normalizado.

Os diagramas de irradiação são tridimensionais como sugere a figura.

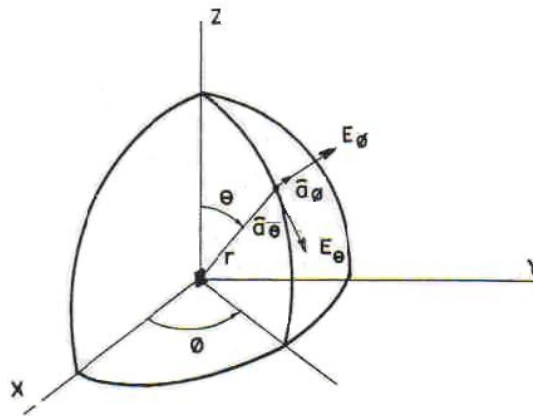


Fig. 2.2 - Representações em três dimensões. Ref. [7].

De uma forma mais simples, o desempenho da antena é descrito em termos de diagramas segundo alguns planos principais.

Os gráficos das funções $F(\pi/2, \phi)$ e $F(\theta, \phi = \phi_0)$ são denominados, diagrama horizontal e diagrama vertical de radiação.

Para o dipolo curto $F(\theta, \phi) = \sin\theta$

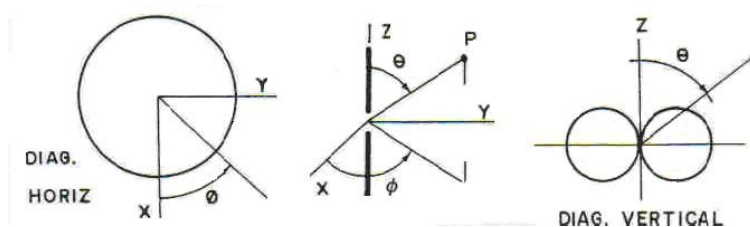


Fig. 2.3 – Diagramas polares do dipolo curto. Ref. [7].

Uma vista em três dimensões, da irradiação é fornecida abaixo:

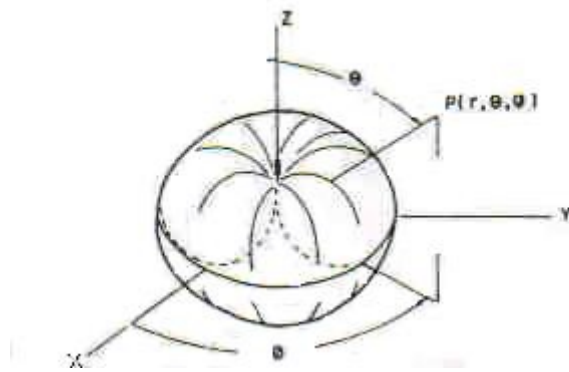


Fig. 2.4 – Diagrama tridimensional do dipolo curto. Ref. [7].

Para o monopolo vertical:

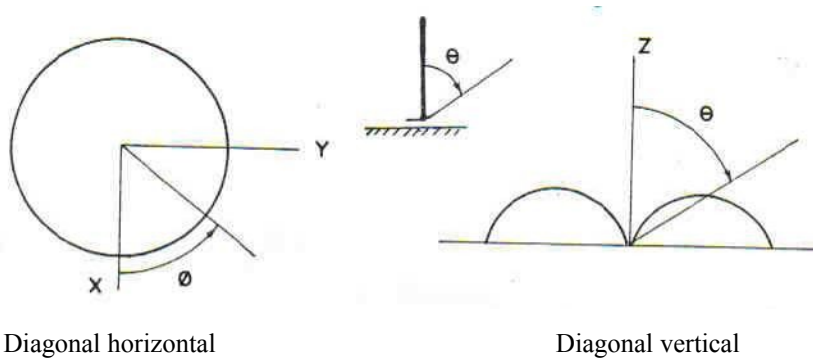


Fig. 2.5 – Diagramas polares para o monopolo vertical. Ref. [7].

Para um conjunto longitudinal

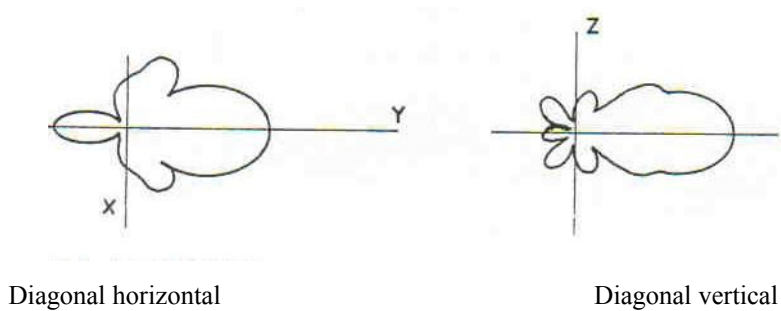


Fig. 2.6 – Diagramas polares para o conjunto irradiante. Ref. [7].

Para um refletor parabólico:

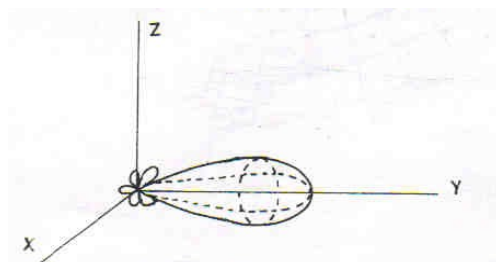


Fig. 2.7 – Diagrama polar para refletor parabólico. Ref. [7].

A importância dada aos diagramas de irradiação é vista, desejando-se uma estrutura irradiante que transmita potência somente para direções acima da superfície da terra, e próximos a ela, fornecendo cobertura de uma maneira semelhante em todas as direções ao seu redor como no monopolo vertical. Estas características são exatamente as que são necessárias para se fazer Broadcasting (sistemas de radiodifusão).

Se o interesse for em uma antena que forneça, em qualquer plano, a maior parte da potência em uma direção e procurando evitá-la na direção oposta, o diagrama de radiação deverá ser do tipo conjunto longitudinal.

No caso do refletor parabólico a situação mostra que toda a potência é transmitida, para uma pequena região do espaço em torno de uma certa direção. Nenhuma potência será transmitida para fora desta região. Onde ele é utilizado nas ligações em microondas ponto-a-ponto, enlaces terrestres ou via satélite.

Os diagramas nos planos vertical e horizontal necessitam ser associados à polarização da antena para os casos de polarização linear. Desta forma, se uma antena irradia segundo polarização vertical, o diagrama de radiação corresponderá ao diagrama gravado sobre o plano que contém o vetor campo elétrico e, por isso mesmo, designado por diagrama em plano E. Em consequência, para este caso, o diagrama horizontal de radiação é, analogamente, designado por diagrama em plano H, uma vez que, em campo distante, os vetores campo elétrico e campo magnético são mutuamente ortogonais.

Por outro lado, se uma antena irradia segundo polarização horizontal, o seu diagrama horizontal estará representado pelo diagrama em plano E, enquanto que o diagrama vertical estará representado pelo diagrama em plano H.

Assim, é imediato que, na prática, ao se estudar o diagrama de irradiação de uma antena isolada, a referência deverá ser feita em termos de diagrama em plano E ou diagrama em plano H. Quando ela for aplicada a uma sistema de comunicações, dependendo da polarização faz-se, então, a associação com aquele que representará o

diagrama vertical e o que representará o diagrama horizontal.

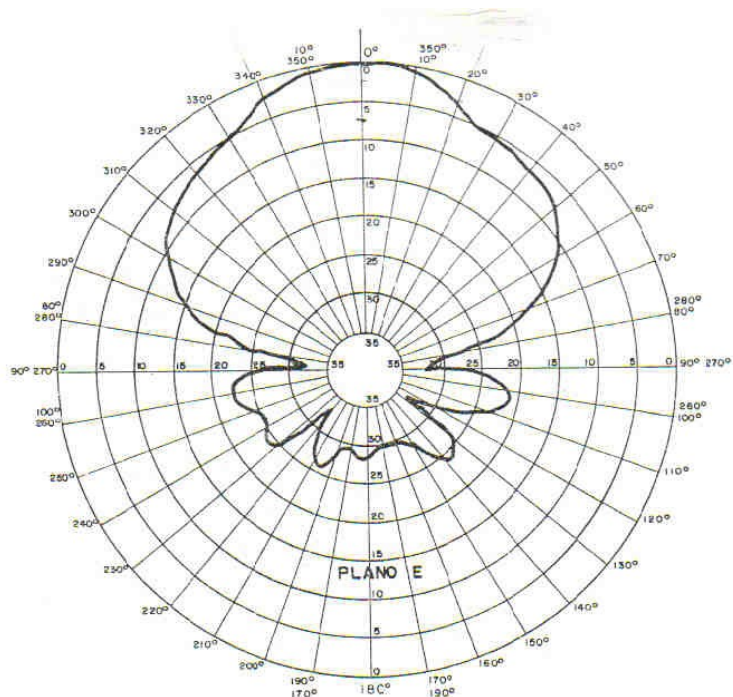


Fig. 2.8 - Diagrama em plano E (refletor de canto) 460MHz. Ref. [7]

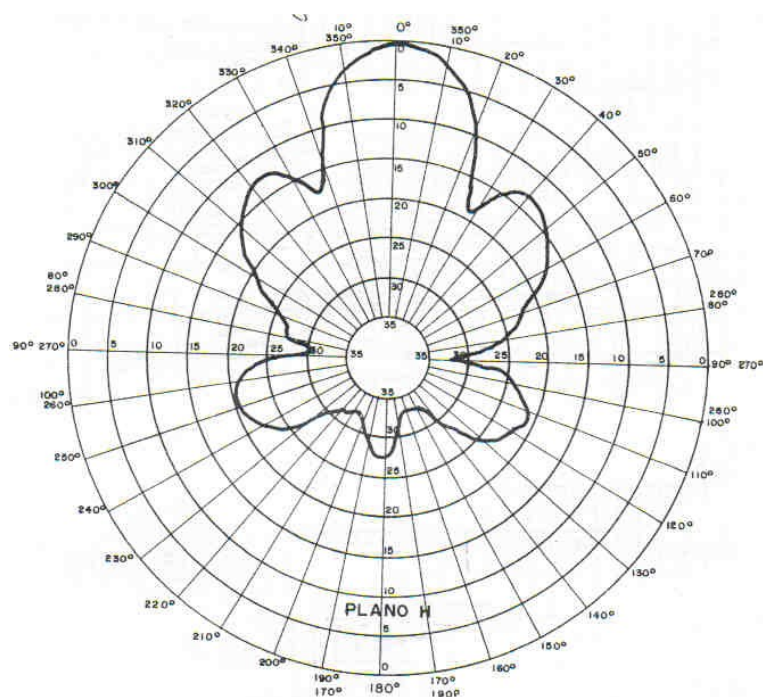


Fig. 2.9 - Diagrama em plano H (460MHz). Ref. [7].

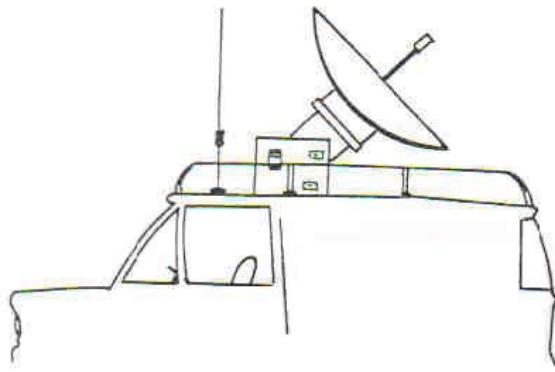


Fig. 2.10 – Utilização típica de um refletor parabólico. Ref. [7]

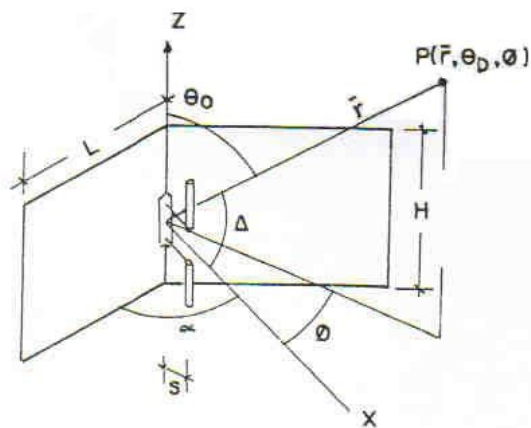
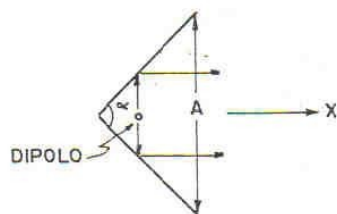


Fig. 2.11 – Geometria para o refletor de canto. Ref. [7]



(a)



(b)

Fig. 2.12 – Concentração de energia pelo refletor de canto e pelo refletor parabólico. Ref. [7]

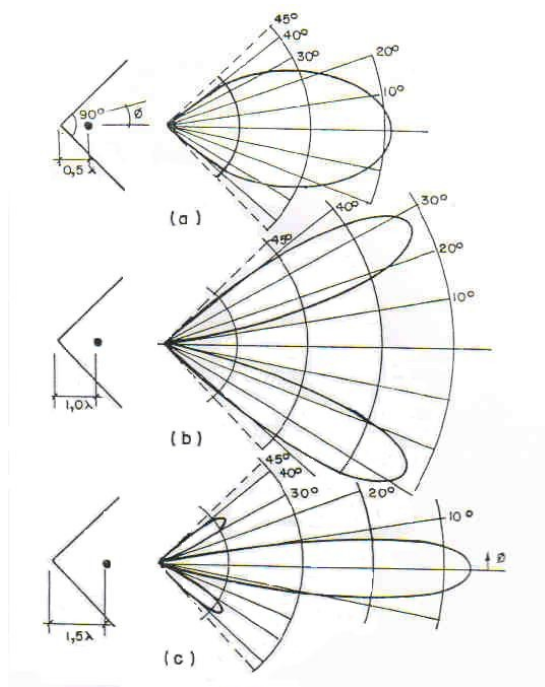


Fig. 2.13 – Diagrama de radiação em plano H, para vários espaçamentos do dipolo ao vértice do refletor de canto. Ref. [7].

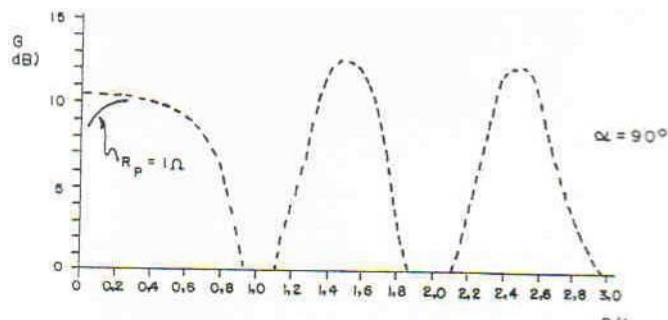


Fig. 2.14 – Ganho, em relação ao dipolo de meia-onda, para refletor de canto a 90° Ref. [7]

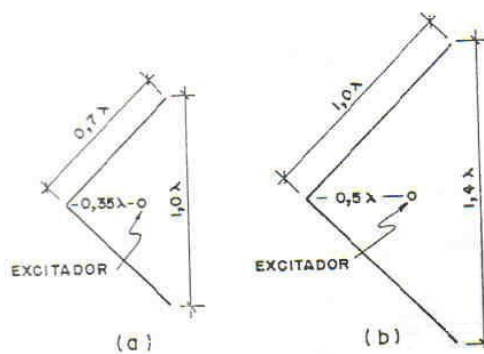


Fig. 2.15 – Duas realizações possíveis para o refletor de canto. Ref. [7].

2.2. Largura de Feixes e Lobos Laterais

A partir dos diagramas de radiação, caracterizamos a direção segundo a qual a potência transmitida / recebida torna-se metade daquela registrada para a direção principal. Sendo as estruturas simétricas, este ângulo e seu simétrico caracterizarão a largura de feixe entre pontos de 3 dB.

O mesmo é feito para caracterizar com o auxílio do diagrama de irradiação (ou matematicamente) a largura de feixe entre os pontos cuja potência associada está um décimo ou um centésimo abaixo daquela recebida / transmitida na direção preferencial, respectivamente, largura de feixe entre pontos de 10 dB e 20 dB.

Para o dipolo curto

$$F(\theta, \phi) = \sin \theta \quad (2.6)$$

$$F(\theta, \phi) = \sin \theta_i = \frac{1}{\sqrt{2}} \quad (2.7)$$

isto é, para a potência cair à metade é necessário o campo elétrico cair a $\frac{1}{\sqrt{2}}$. Assim obtém-se $\theta_i = 45^\circ$ implicando uma largura de feixe: $BW = 90^\circ$

Um diagrama de radiação em coordenados retangulares (e não polares) pode ser usado quando, por exemplo, se tornar mais fácil a leitura destas larguras de feixe. Com este objetivo, a figura a seguir é uma representação prática de um diagrama de irradiação em plano H de um refletor parabólico, para a faixa de 11 GHz

Por facilidade associam-se, no próprio gráfico, três escalas correspondendo, respectivamente ao diagrama de radiação entre 0° e 5° , 0° e 30° e 0° e 180° nota-se, claramente, no diagrama da escala intermediária, a presença de uma região de maiores intensidades, em torno de $\theta = 0^\circ$, chamada de lobo principal, em consequência, as demais regiões caracterizam os lobos laterais ou secundários.

O nível destes em relação ao principal é o importante nível dos lobos secundários, de grande utilidade no cálculo de interferências entre sistemas vizinhos em regiões congestionadas.

Assim, na figura acima, o diagrama de radiação mais externo, lobo principal, mostra larguras de feixe de 3dB, 10dB e 20 dB de, respectivamente $0,6^\circ$, 2° e $2,6^\circ$

Por outro lado, o nível de lobos secundários pode ser visto, em qualquer dos dois outros diagramas, intermediário ou interno, em torno de -23dB. Do mesmo modo uma característica muitas vezes utilizada é a relação frente - costas da antena relacionada às

potências na direção principal $\theta = 0^\circ$ e na diametralmente oposta $\theta = 180^\circ$.

Na realidade, conforme a qualidade requerida para o sistema registra-se o nível mais alto da potência segundo um cone de 5° em torno de 180° ou 10° , 15° , etc..., para então comprá-lo ao principal. Ver figuras a seguir.

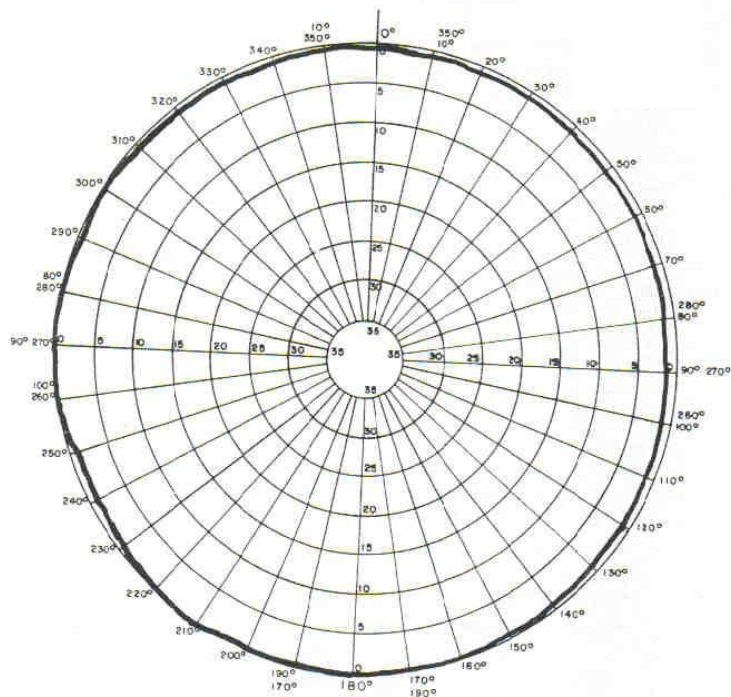


Fig. 2.16 – Diagrama da irradiação horizontal medido para um monopolo de um quarto de onda, em 460MHz. Ref. [7]

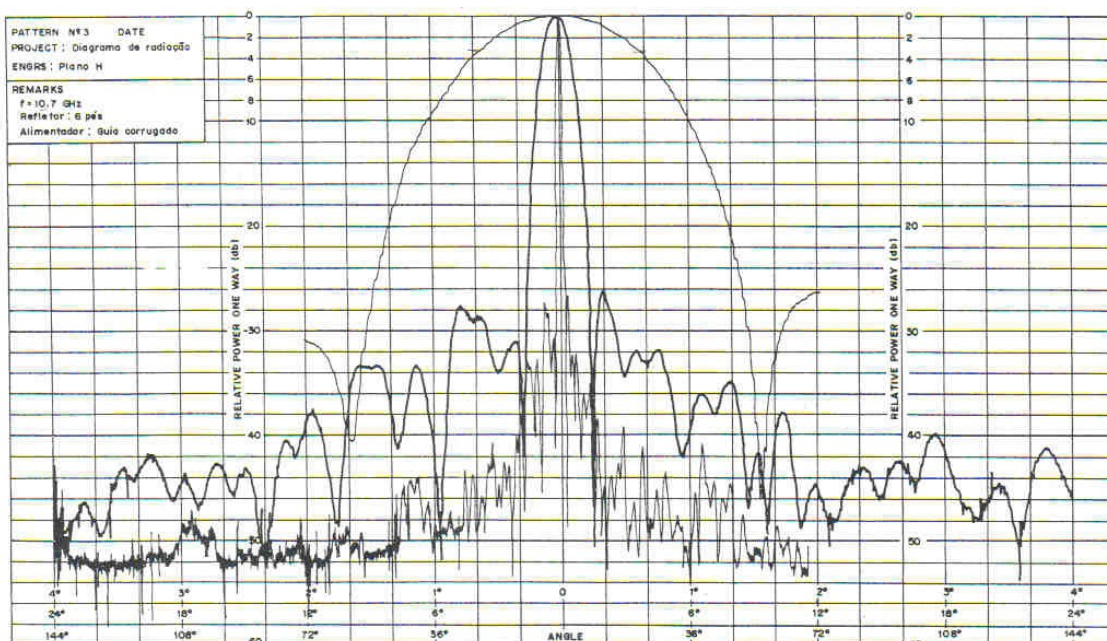


Fig. 2.17 – Diagrama de radiação em plano H. Ref. [7].

O lobos laterais mostram a existência de pontos de nulo de irradiação, potências irradiadas muito inferiores à direção principal, podendo-se sobre estes pontos definir-se também a largura de feixe entre nulos. No caso da figura a seguir

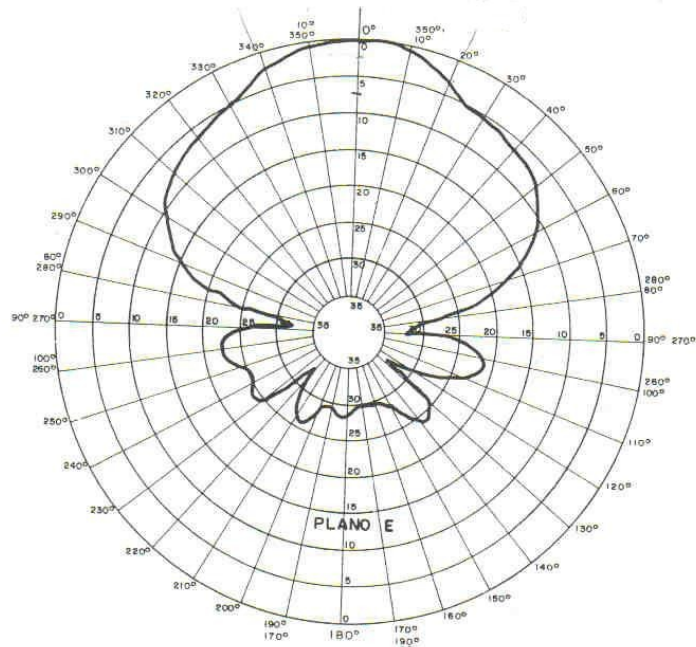


Fig. 2.18 – Diagrama de irradiação em plano E, para um refletor de canto, 460MHz. Ref. [7].

$$BW_0 = 160^\circ \quad (2.8)$$

E na figura

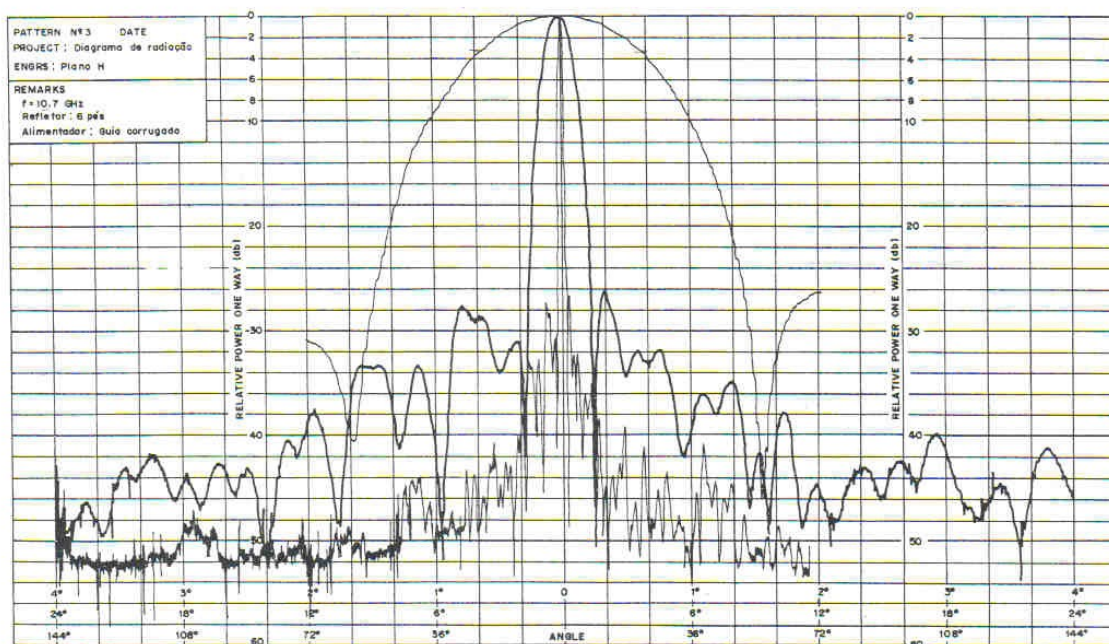


Fig. 2.19 – Diagrama de irradiação em plano H de um refletor parabólico, 11GHz. Ref. [7].

$$BW_0 = 3,2^\circ \quad (2.9)$$

2.3 Diretividade

A habilidade de uma antena de concentrar a potência irradiada em uma dada direção, é definida como diretividade da antena segundo determinada direção.

A diretividade indica até que ponto a antena é capaz de concentrar energia segundo um ângulo sólido limitado. Quanto menor este ângulo, maior a sua diretividade.

A diretividade é definida, para efeitos de cálculo, como a razão entre a densidade de potência irradiada em determinada direção de interesse, e a densidade média de potência irradiada:

$$D(\theta_o, \phi_o) = \frac{S(\theta_o, \phi_o)}{S_m} \quad (2.10)$$

$$= S \frac{(\theta_o, \phi_o)}{P_r / 4\pi r^2} \quad P_r = \text{potência irradiada} \quad (2.11)$$

Em coordenadas esféricas:

$$P_r = \int_{\phi=0}^{2\pi} \int_{\theta=0}^{\pi} S(\theta, \phi) r^2 \sin \theta \, d\theta \, d\phi \quad (2.12)$$

$$\Rightarrow D(\theta_o, \phi_o) = \frac{r^2 S(\theta_o, \phi_o)}{\frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} S(\theta, \phi) r^2 \sin \theta \, d\theta \, d\phi} \quad (2.13)$$

$r^2 S(\theta, \phi)$ é identificado como a potência irradiada por unidade de ângulo sólido $P_r / 4\pi$
esta intensidade de irradiação escreve-se

$$U(\theta, \phi) = r^2 S(\theta, \phi) \quad (2.14)$$

$$D(\theta_0, \phi_0) = 4\pi \frac{U(\theta_0, \phi_0)}{\int_0^{2\pi} \int_0^\pi U(\theta, \phi) d\Omega} \quad (2.15)$$

em que o elemento de ângulo sólido é:

$$d\Omega = \sin \theta d\theta d\phi \quad (2.16)$$

Sendo freqüente, na prática, a utilização das antenas segundo a direção de máxima radiação, a diretividade refere-se sempre ao valor máximo que a função diretividade pode assumir, isto é,

$$D_M = \frac{S(\theta_M, \phi_M)}{\frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi S(\theta, \phi) r^2 \sin \theta d\theta d\phi} \quad (2.17)$$

$$D_M = 4\pi \frac{U(\theta_M, \phi_M)}{\int_0^{2\pi} \int_0^\pi U(\theta, \phi) d\Omega} \quad (2.18)$$

Ângulo sólido através do qual toda a potência irradiada fluiria caso a intensidade de irradiação fosse constante e igual a seu valor máximo:

por definição

$$B = \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^\pi U(\theta, \phi) d\Omega}{U(\theta_M, \phi_M)} \quad B = \theta_B \phi_B \quad \text{ângulo sólido} \quad (2.19)$$

Obs.: a diretividade é uma grandeza adimensional.

Para as antenas de grande intensidade de radiação, B é pequeno e

$$D_M = \frac{4\pi}{B} \quad (2.20)$$

tem valores altos, isto é, as antenas de alta diretividade são caracterizadas por possuírem lobo principal estreito e lobos secundários reduzidos.

Nestes casos, o cálculo da diretividade é bastante simplificado, aproxima-se o

ângulo sólido B pelo produto das larguras dos feixes de 3dB relativos a dois planos ortogonais, cuja interseção naturalmente é a direção de máxima irradiação, conforme a figura a seguir.

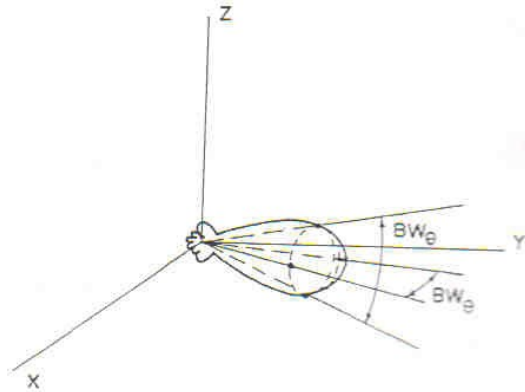


Fig. 2.20 – Larguras de feixe de 3dB. Ref. [7].

Assim, escrevemos

$$B = BW_{\theta} \cdot BW_{\phi} \quad (2.21)$$

que na equação (2.20) fornece

$$D_M = \frac{4\pi}{BW_{\theta} \cdot BW_{\phi}} \quad (2.22)$$

expressando em graus:

$$D_M = \frac{41253}{BW_{\theta}^0 \cdot BW_{\phi}^0} \quad (2.23)$$

2.4 Ganho

Grandeza comumente usada quando se deseja exprimir o desempenho da antena

segundo a potência com que esta é alimentada (P_A) . O ganho da antena é definido como:

$$G(\theta_0, \phi_0) = \frac{S(\theta_0, \phi_0)}{P_A / 4\pi r^2} \quad (\text{densidade de irradiação segundo a direção } \theta_0, \phi_0)$$

(2.24)

2.5 Rendimento

Define-se rendimento associado à antena, dado pela fração da potência com que se alimenta a antena, que é efetivamente irradiada (P_r) .

$$\eta = \frac{P_r}{P_A} \quad (2.25)$$

Da eq. (2.25) obtém-se uma relação importante entre diretividade e ganho, com o auxílio da eq. (2.24) por:

$$G = \eta D \quad (2.26)$$

Isto é, o ganho da antena será sempre inferior, ou no máximo igual a sua diretividade.

Na prática, estas duas grandezas serão confundidas, usando-se, quase exclusivamente, a expressão ganho da antena.

2.6 Irradiador Isotrópico

A eq. (2.10) permite visualizar a diretividade, ou o ganho, através da eq. (2.24), como a razão entre a densidade de potência irradiada por uma certa antena em determinada

direção e a densidade de potência irradiada por um irradiador isotrópico de mesma potência de irradiação.

Neste caso, compara-se o desempenho de uma antena em relação a um padrão. Como o irradiador isotrópico é um padrão fisicamente irrealizável, na prática faz-se a comparação com o ganho do dipolo de meia-onda, ou com o de cornetas-padrão. Em outras palavras, conhecendo-se exatamente o ganho destas últimas estruturas irradiantes, por comparação determina-se o ganho de qualquer antena em teste.

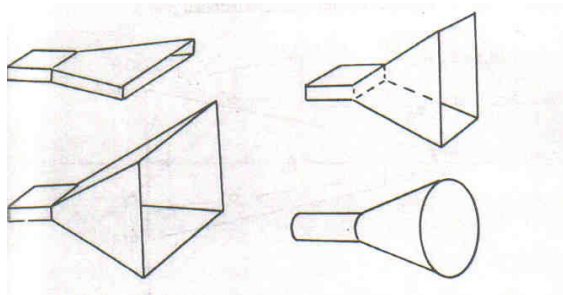


Fig. 2.21 – Geometrias para as cornetas E setorial, H setorial, piramidal e cônica. Ref. [7].



Fig. 2.22 – Refletor tipo grade parabólica. Ref. [7]

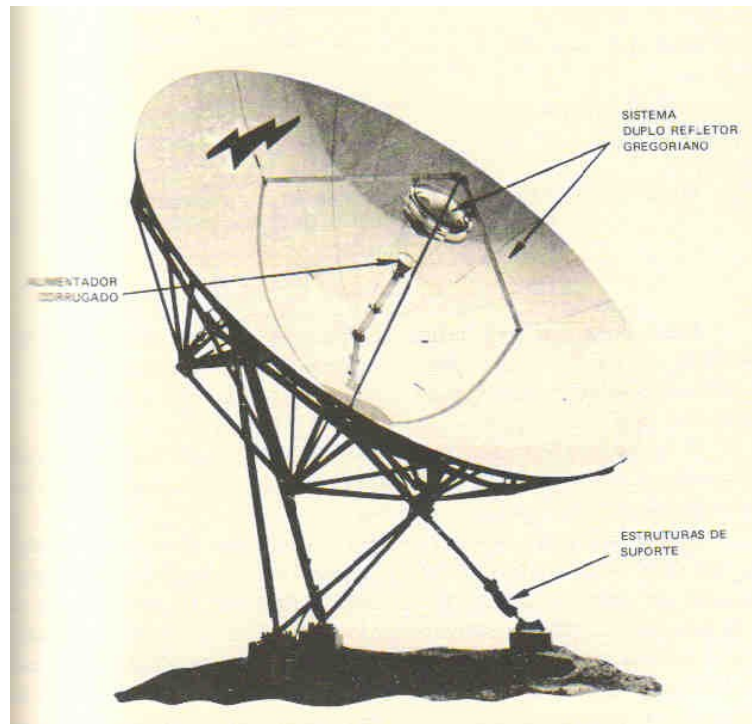


Fig. 2.23 – Sistema gregoriano para estação terrena de 10 metros de diâmetro.
Ref. [ANDREW Antenas Ltda].

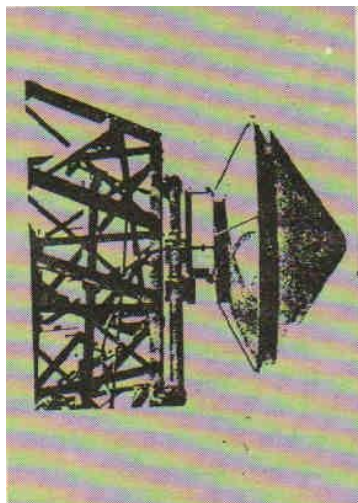


Fig. 2.24 – Exemplos de radomes.

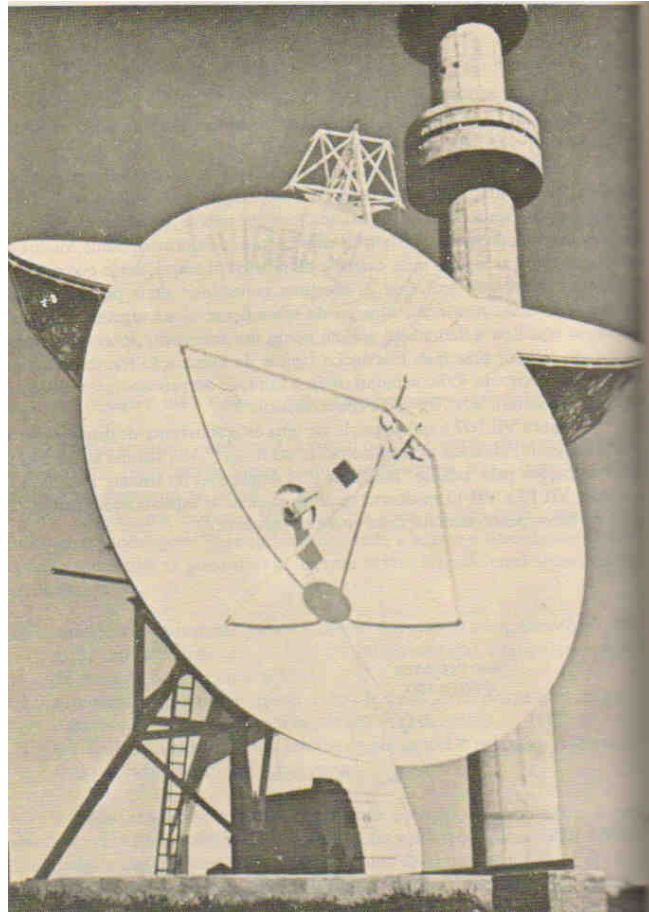


Fig. 2.25 – Estação terrena de comunicações via satélite, de 10 metros de diâmetros, com modelagem, ANSAT-10. Ref. [AVIBRAS, SP].



Fig. 2.26 – Estação terrena de comunicações via satélite, com 30 metros de diâmetro.
Ref. [EMBRATEL]



Fig. 2.27 – Estação com 32 metros de diâmetros. Ref. [EMBRATEL]

2.7 Impedância de Entrada

Impedância de entrada de uma antena é a impedância que a antena apresenta à linha de transmissão ou à estrutura de acoplamento, por exemplo um balun, através da qual ela é alimentada. Seu conhecimento é de fundamental importância, pois a eficiência com que se efetua a transferência de energia do transmissor para a antena, ou da antena para o receptor, acha-se ligada diretamente à impedância da antena.

A figura a seguir mostra que a impedância apresentada pela antena à linha de transmissão pode ser representada por um circuito de dois terminais, no qual a antena é substituída por uma carga conectada aos terminais da linha de transmissão, de valor igual à sua impedância de entrada.

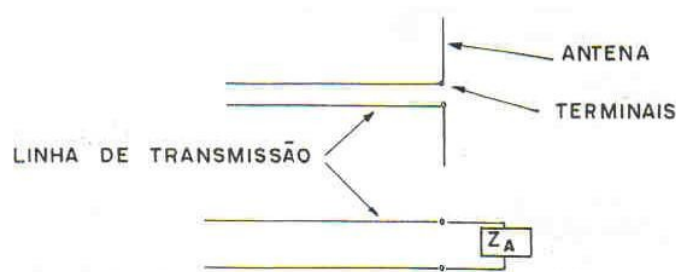


Fig. 2.28 – Impedância de entrada. Ref. [7]

Se a antena está isolada, afastada de outros objetos e sem perdas, a sua impedância de entrada é igual à sua impedância própria. Esta impedância terá uma parte real, R_A igual à impedância de irradiação, e uma parte imaginária chamada de reatância própria X_A .

Caso existam objetos próximos à antena, por exemplo outras antenas, a impedância de entrada será modificada de forma a incluir contribuições devidas à influência mútua entre as antenas e correntes fluindo nelas.

A tensão e corrente nos terminais de entrada sendo dados por V_A e I_A , respectivamente, a impedância de entrada escreve-se:

$$Z_A = \frac{V_A}{I_A} \quad (2.27)$$

$$\boxed{Z_A = R_A + jX_A} \quad (2.28)$$

A parte resistiva R_A acha-se associada à potência média cedida à antena, denominada potência de alimentação. P_A Para o caso mais geral da antena isolada com perdas, uma parte da potência de alimentação corresponderá à potência irradiada P_r , enquanto que a outra parte corresponderá à potência dissipada sob a forma de calor devido às perdas ôhmicas existentes na antena, P_p .

Representando-se por I o valor de pico da corrente nos terminais da antena, tem-se:

$$\boxed{P_A = P_r + P_p = R} \quad (2.29)$$

$$R_A = \frac{P_r}{I^2/2} + \frac{P_p}{I^2/2} \quad (2.30)$$

O que permite separar a resistência de entrada da antena em duas parcelas:

- uma associada à potência média irradiada e denominada resistência de irradiação R_r , e
- outra associada às perdas ôhmicas no condutor da antena, denominada resistência de perdas R_p .

$$\boxed{R_A = R_r + R_p} \quad (2.31)$$

donde temos o rendimento da antena:

$$\boxed{\eta = \frac{R_r}{R_r + R_p}} \quad (2.32)$$

Para o dipolo curto $d = L/2$.

$$R_r = 80\pi^2 \left(\frac{d}{\lambda}\right)^2 \quad (2.33)$$

$$R_r \cong 200 \left(\frac{L}{\lambda}\right)^2 \quad (2.34)$$

Pode-se notar a caracterização de baixos valores de resistência de irradiação para dipolos curtos $\left(\frac{L}{\lambda} \leq \frac{1}{10}\right)$, situando-se em torno de 2Ω . Mais ainda, o exemplo mostra que a resistência de irradiação decresce rapidamente quando se encurta a antena, o que na equação (2.32), caracteriza um decréscimo do rendimento.

Por outro lado, uma análise da parte reativa da impedância de entrada da antena necessitaria de uma integração do vetor de Poynting sobre uma superfície fechada envolvendo a antena e muito próxima dela de tal forma que a potência reativa, não irradiante oscilando próximo da antena, fosse parte da integração.

Pode-se descrever, em linhas gerais, o comportamento desta parte reativa lembrando-se que, a antena foi introduzida como uma linha de transmissão em aberto, sem perdas. A figura a seguir representa esquematicamente aquela evolução, já mostrando os diversos parâmetros empregados no estudo de linhas de transmissão.

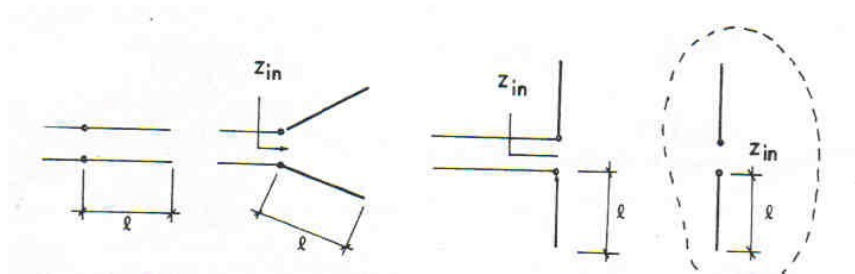


Fig. 2.29 – Evolução linha de transmissão. – dipolo. Ref. [7]

A impedância de entrada de uma linha de transmissão de comprimento l é:

$$Z_{in} = Z_0 \frac{Z_L + j Z_0 \operatorname{tg} kl}{Z_0 + j Z_L \operatorname{tg} kl} \quad (2.35)$$

$Z_L \rightarrow \infty$ (linha terminada em aberto)

$$Z_{in} = -j Z_0 \cot gkl \quad (2.36)$$

a reatância de entrada de uma antena pode ser vista na forma

$$X_A = -Z_0 \cot gkl \quad (2.37)$$

cujos comportamento segue a lei da variação da co-tangente, como mostrado na figura a seguir:

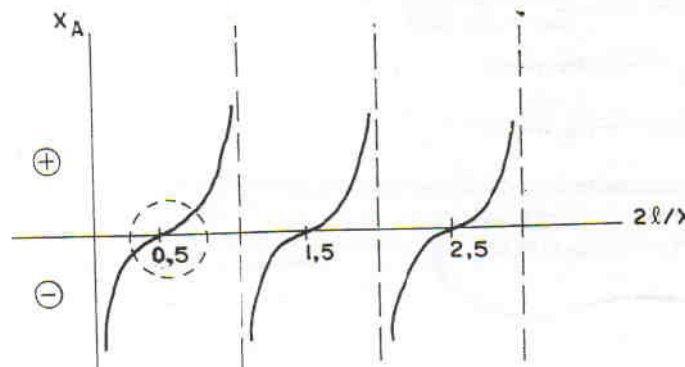


Fig. 2.30 – Reatância de entrada. Ref. [7].

Na prática, a utilização da equação (2.36) somente apresentará bons resultados para antenas curtas, para as quais R_r e R_A são muito pequenas e Z_A tenderá a X_A , isto é, uma linha de transmissão em aberto.

A figura anterior mostra que a reatância da antena se alterna entre capacitiva e indutiva, em função de seu comprimento elétrico $(2l/\lambda)$. E, o que é mais importante, esta reatância de entrada anula-se para cada $2l = (2n+1)\pi/2$, $n = 0, 1, 2, \dots$, isto é, para um número ímpar de semicomprimento de onda.

Diversos aspectos importantes surgem destas considerações. Primeiramente, a menor antena que apresenta reatância nula é a antena de meia-onda; isto explica o fato de

usar-se, sempre que possível, este comprimento de antena simplificando sobremaneira o problema do casamento entre antena e linha de transmissão. Consegue-se assim uma redução substancial na taxa de onda estacionária, indesejável por várias razões: maior dissipação de potência, maior tendência a irradiação pela linha, etc...

É preciso lembrar, mais uma vez, que a expressão (2.36) é aproximada. Apesar disto, por exemplo, para o caso prático importante das antenas com meio comprimento de onda, a equação (2.36) servirá sempre para indicar a natureza da reatância no seu entorno.

2.8 Área de Recepção

Da mesma forma que uma antena transmissora irradia energia, uma antena receptora capta energia. Deste ponto de vista é muitas vezes conveniente definir-se, para a antena receptora, uma abertura ou área equivalente A através da qual ela recolhe energia de uma onda eletromagnética passando por ela.

Assim, suponha que uma antena receptora está imersa no campo de uma onda plana viajante, como na figura a seguir.

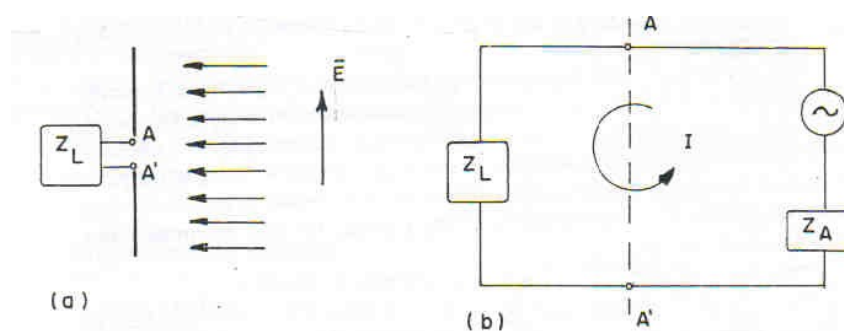


Fig. 2.31 – Circuito equivalente para antena com carga. Ref. [7].

Nesta situação, V representa o valor eficaz da tensão induzida ao longo da antena receptora e $Z_L = R_L + jX_L$ a impedância vista dos terminais da antena na direção do receptor (impedância de carga). Utilizando-se o circuito equivalente da fig. 2.31(b), a corrente eficaz nos terminais da antena é dada por

$$I = \frac{V}{Z_A + Z_L} \quad (2.38)$$

em que Z_A representa a impedância de entrada da antena. Esta representação nada mais é que o circuito Thévenin equivalente para a antena com corrente I em seus terminais ligada à impedância Z_L .

Definindo-se área de recepção como a razão entre a potência absorvida pela carga e a densidade média de potência incidente (dimensionalmente uma área), tem-se

$$A_r = \frac{P_L}{S_i} = \frac{R_L I^2}{S_i} \quad (2.39)$$

em que I é a corrente eficaz. Da equação.(2.38), escreve-se:

$$A_r = \frac{V^2 R_L}{S_i \left[(R_A + R_L)^2 + (X_A + X_L)^2 \right]} \quad (2.40)$$

Naturalmente, a tensão induzida será máxima quando a antena estiver orientada segundo a direção de máxima recepção, possuindo mesma polarização que a onda incidente. Nesta situação, admitindo-se que a antena não tenha perdas em seus condutores, a máxima potência transferida à carga será quando $Z_L = Z_A^*$, escrevendo-se, para área de recepção máxima:

$$A_{RM} = \frac{V^2}{4 S_i R_r} \quad (2.41)$$

Como se admite que não existam perdas, a resistência de entrada R_A da antena é dada por

$$R_A = R_r + R_p \quad (2.42)$$

Onde a parte real da impedância de entrada foi substituída diretamente pela resistência de radiação R_r .

É interessante notar que, em muitos casos, a área de recepção (máxima) é da mesma ordem de grandeza que a área física da antena. Para os refletores parabólicos ela se situa entre 50 e 65% da área física dos mesmos.

Seja, então, determinar a área de recepção de um dipolo curto. É imediato que a tensão eficaz (máxima) induzida sobre o dipolo será

$$V = Ed \quad (2.43)$$

em que E representa o campo elétrico eficaz incidente sobre o dipolo (e paralelo ao mesmo) e do comprimento eficaz. A densidade média de potência da onda incidente (vetor de Poynting) é

$$S_i = \frac{E^2}{120\pi} \quad (2.44)$$

e a resistência de radiação

$$R_r = 80\pi^2 \left(\frac{d}{\lambda} \right)^2 \quad (2.45)$$

Substituindo-se na equação (2.42), obtém-se:

$$A_{rM} = \frac{\lambda^2}{4\pi} \cdot \frac{3}{2} \quad (2.46)$$

ou ainda, para área de recepção máxima do dipolo curto:

$$\boxed{A_{rM} = 0,119 \lambda^2} \quad (2.47)$$

É imediato que se a antena possui alguma resistência de perdas, por exemplo, igual à resistência de irradiação, a área de recepção máxima reduz-se a metade da anterior, segundo a equação (2.40). Esta situação, bastante real para as antenas curtas é uma outra forma de mostrar o baixo rendimento destas estruturas por uma menor capacidade equivalente de absorção.

Por outro lado, a partir da equação (2.46) e do valor para a diretividade máxima do dipolo curto (problema proposto), escreve-se:

$$\boxed{A_r = \frac{\lambda^2}{4\pi} D} \quad (2,48)$$

Esta expressão, embora obtida para o caso específico do dipolo curto, é geral e fornece uma forma alternativa de determinação da diretividade de uma estrutura quando se conhece sua abertura equivalente, isto é:

$$\boxed{D = \frac{4\pi}{\lambda^2} A} \quad (2,49)$$

Esta forma de cálculo é utilizada para as antenas cujo campo elétrico a ser irradiado localiza-se sobre o plano de uma abertura, como no caso dos refletores parabólicos, cornetas e guias.

Uma aplicação interessante da equação (2.49) ocorre para o caso de duas antenas separadas por uma distância d , como na figura a seguir, em espaço livre. Supondo-se que a antena (1) atue com transmissora, com potência transmitida P_1 , diretividade D_1 e área de recepção A_1 e designando-se por D_2 e A_2 a diretividade e a área de recepção da antena (2), receptora, é possível escrever para a potência recebida pela antena (2), a partir da equação (2.39):

$$P_2 = A_2 S_1 \quad (2,50)$$

como

$$S_1 = D_1 \frac{P_1}{4\pi d^2} \quad (2,51)$$

escreve-se

$$P_2 = A_2 D_1 \frac{P_1}{4\pi d^2} \quad (2,52)$$

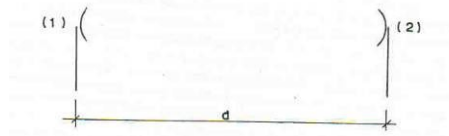


Fig. 2.32 – Duas antenas em espaço livre. Ref. [7].

Expressando-se A_2 como na equação (2.48) e levando-se na equação (2.52) resulta:

$$P_2 = \left(\frac{\lambda}{4\pi d} \right)^2 D_1 D_2 P_1 \quad (2,53)$$

ou ainda:

$$\frac{P_1}{P_2} = \left(\frac{4\pi d}{\lambda} \right)^2 \frac{1}{D_1 D_2} \quad (2,54)$$

Definindo-se como atenuação no percurso a razão P_1/P_2 expressa pela equação (2.54) e lembrando-se que a aplicação da equação (2.48) implica $\eta = 1$ para a antena receptora, a partir das equações (2.25) e (2.26) escreve-se finalmente, para a expressão da atenuação entre duas antenas em espaço livre:

$$\boxed{\frac{P_T}{P_R} = \left(\frac{4\pi d}{\lambda} \right)^2 \frac{1}{G_T G_R}} \quad (2,55)$$

na qual P_T representa a potência de alimentação da antena transmissora, P_R a potência recebida pela antena receptora, G_T o ganho da antena transmissora, G_R o ganho da antena receptora e λ o comprimento de onda correspondente à frequência de operação. A equação (2.55) pode ser posta ainda em forma logarítmica, largamente utilizada nos cálculos de propagação, sendo dada por:

$$A = 10 \log_{10} \frac{P_T}{P_R} = 82 + 20 \log_{10} d_{(km)} - 20 \log_{10} \lambda_{(m)} - 10 \log_{10} G_T - 10 \log_{10} G_R$$

expressando-se diretamente a distância d em quilômetros e o comprimento de onda em metros.

2.9 Largura de Banda

Denomina-se largura de banda de uma antena à faixa de frequências na qual ela opera satisfazendo a determinados critérios. Tais critérios referem-se às variações, com a frequência, das características da antena. Dependendo das necessidades de operação do sistema no qual a antena é utilizada, a largura será limitada por um ou vários dos seguintes fatores: impedância de entrada, ganho, largura do feixe, posição do lobo principal, nível dos lobos secundários ou polarização. Evidentemente a determinação dos fatores preponderantes na limitação da largura de banda será feita em função dos critérios adotados. Assim, por exemplo, quando especificada a máxima taxa de onda estacionária permissível nos terminais da antena, o fator preponderante será a impedância de entrada. Nas situações onde são especificados o mínimo ganho admissível, e as posições que o lobo principal poderá ter, obviamente os fatores preponderantes serão o ganho e a posição do lobo principal.

Na prática, a largura de banda é expressa de duas formas:

- sob a forma percentual, quando a largura de banda é bem menor que a frequência central.

Por exemplo, para uma antena que opera satisfatoriamente entre 195 MHz e 205 MHz, a largura de banda será de 5%, isto é:

$$L_B = \frac{205 - 195}{200} = 0,05 \quad (2,57)$$

- pelo relacionamento entre as frequências superior e inferior, quando a frequência superior for maior ou igual ao dobro da frequência inferior. Por exemplo, para uma antena que opera satisfatoriamente entre 6 e 30 MHz a largura de banda associada é de 5:1, isto é:

$$L_B = \frac{30}{6} = 5 \quad (2,58)$$

2.10 Reciprocidade

Considere um volume genérico v limitado por uma superfície S , contendo dois conjuntos distintos de fontes $\bar{J}_a, \bar{J}_{ma}$ e $\bar{J}_b, \bar{J}_{mb}$, na mesma frequência. Considere ainda o meio como linear e isotrópico.

O campo eletromagnético gerado pelas fontes $\bar{J}_a, \bar{J}_{ma}$, existindo isoladamente, é designado por $\bar{E}_a, \bar{H}_a$; da mesma forma, para as fontes $\bar{J}_b, \bar{J}_{mb}$ o campo produzido é representado por $\bar{E}_b, \bar{H}_b$.

A partir da existência dessas fontes, as equações de Maxwell permitem escrever, para as fontes do tipo (a),

$$\nabla \times \bar{E}_a = -j\omega \bar{H}_a - \bar{J}_{ma} \quad (2,59)$$

$$\nabla \times \bar{H}_a = j\omega \epsilon \bar{E}_a + \bar{J}_a \quad (2,60)$$

para as fontes do tipo (b), analogamente:

$$\nabla \times \bar{E}_b = -j\omega \bar{H}_b - \bar{J}_{mb} \quad (2,61)$$

$$\nabla \times \bar{H}_b = j\omega \epsilon \bar{E}_b + \bar{J}_b \quad (2,62)$$

Multiplicando-se equação (2.59) escalarmente por $\bar{H}_b$ e somando-se à equação (2.62), também multiplicada escalarmente agora por $\bar{E}_a$, resulta:

$$-\nabla \cdot (\bar{E}_a \times \bar{H}_b) = j\omega \epsilon \bar{E}_a \cdot \bar{E}_b + j\omega \mu \bar{H}_a \cdot \bar{H}_b + \bar{E}_a \cdot \bar{J}_b + \bar{H}_b \cdot \bar{J}_{ma} \quad (2,63)$$

Da mesma forma, para as equações (2.60) e (2.61) multiplicando-se escalarmente por $\bar{E}_b$ e $\bar{H}_a$, respectivamente, ou o que é mesmo, trocando (a) por (b) na equação (2.63):

$$-\nabla \cdot (\bar{E}_b \times \bar{H}_a) = j\omega\epsilon \bar{E}_a \cdot \bar{E}_b + j\omega\mu \bar{H}_a \cdot \bar{H}_b + \bar{E}_b \cdot \bar{J}_a + \bar{H}_a \cdot \bar{J}_{mb} \quad (2,64)$$

Subtraindo-se a equação (2.64) da equação (2.63), obtém-se:

$$-\nabla \cdot (\bar{E}_a \times \bar{H}_b - \bar{E}_b \times \bar{H}_a) = \bar{E}_a \cdot \bar{J}_b + \bar{H}_b \cdot \bar{J}_{ma} - \bar{E}_b \cdot \bar{J}_a - \bar{H}_a \cdot \bar{J}_{mb} \quad (2,65)$$

Para o caso de uma região sem fontes (espaço livre), este relacionamento entre campos toma a forma:

$$\nabla \cdot (\bar{E}_a \times \bar{H}_b - \bar{E}_b \times \bar{H}_a) = 0 \quad (2,66)$$

que é, então, chamada de teorema da reciprocidade de Lorentz.

Para o caso presente de interesse, em que se procura um relacionamento a nível de fontes, a contribuição de todos os pontos do volume v é dada pela integração da equação (2.65), chegando-se à formulação geral:

$$-\oint_S (\bar{E}_a \times \bar{H}_b - \bar{E}_b \times \bar{H}_a) \cdot d\bar{A} = \int_v (\bar{E}_a \cdot \bar{J}_b + \bar{H}_b \cdot \bar{J}_{ma} - \bar{E}_b \cdot \bar{J}_a - \bar{H}_a \cdot \bar{J}_{mb}) dv \quad (2,67)$$

Considerando-se a integração sobre uma superfície esférica de raio infinito (inclusão de todo o espaço) e sabendo-se que para pontos distantes das fontes, a partir das equações (2.31) e (2.32),

$$E_\theta = \eta H_\phi ; \quad E_\phi = -\eta H_\theta \quad (2,68)$$

o primeiro membro da equação (2.67) anula-se, isto é:

$$-\eta \oint_S (H_{\theta a} H_{\theta b} + H_{\phi a} H_{\phi b} - H_{\theta b} H_{\theta a} - H_{\phi b} H_{\phi a}) dA = 0 \quad (2,69)$$

Assim a formulação geral da equação (2.31) transforma-se em:

$$\int_v (\bar{E}_a \cdot \bar{J}_b - \bar{H}_a \cdot \bar{J}_{mb}) dv = \int_v (\bar{E}_b \cdot \bar{J}_a - \bar{H}_b \cdot \bar{J}_{ma}) dv \quad (2,70)$$

na qual a integração estende-se a todo o espaço.

Esta forma final do teorema da reciprocidade é a que se mostra mais útil para a teoria de antenas. Assim, analisando-se o caso mais simples da existência única de fontes do tipo $\bar{J}_a$ e $\bar{J}_b$, resulta, da equação (2.70):

$$V_a I_b = V_b I_a \quad (2,71)$$

Ou seja, uma corrente I_b percorrendo uma antena (b) produz uma força eletromotriz V_a , nos terminais de uma antena (a) [fonte (a)], que é exatamente igual à força eletromotriz que seria produzida nos terminais da antena (b) [fonte (b)] caso a mesma corrente fosse aplicada à antena (a) ($I_a=I_b$).

Desta conclusão, geral para quaisquer fontes em consideração, pode-se afirmar que os diagramas de irradiação de uma antena, quer opere como transmissora ou receptora, serão exatamente iguais (igualdade de forças eletromotrizes, induzidas nos terminais de duas antenas idênticas (a) e (b)).

Da mesma forma, conclui-se pela igualdade de impedância de entrada, assim como de todas as características das antenas.

Capítulo 3. Válvulas de Microondas

Tradicionalmente as válvulas termoiônicas (Fig. 3.1) funcionam através da emissão de elétrons por parte do catodo (aquecido pelo filamento), passando pela grade e atingindo a placa.

Através da polarização da grade em relação ao catodo exerce-se um controle sobre o fluxo de elétrons de modo a obter as características desejadas em cada função (amplificação, oscilação, etc...)

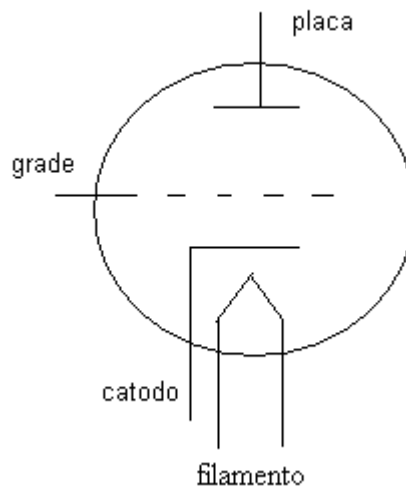


Fig. 3.1 – Válvula tradicional

As válvulas convencionais de baixa frequência, como os triodos, não funcionam nas frequências de microondas porque o tempo de trânsito do elétron do catodo até a grade torna-se uma apreciável fração do período do sinal senoidal a ser amplificado. Em outras palavras, os tempos de propagação das ondas tornam-se comparáveis ao período do sinal em uso. Passa-se então a um novo conceito de amplificação:

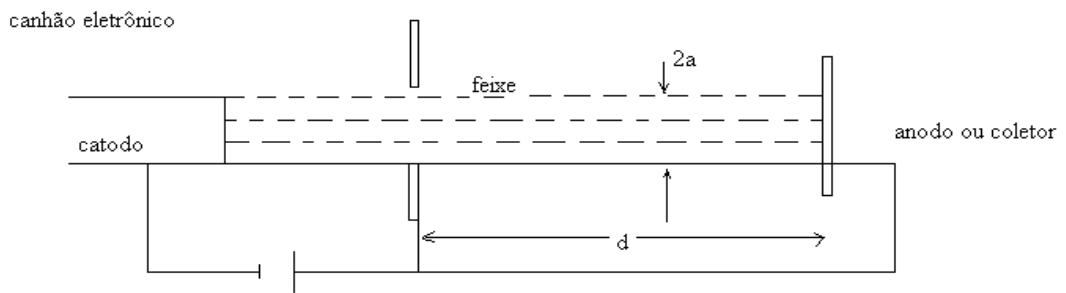


Fig. 3.2 – Um feixe eletrônico cilíndrico. Ref. [8].

Existem dois tipos básicos de válvulas de microondas, sendo um aquele que emprega, cavidades eletromagnéticas (Klystrons e algumas magnetrons) e as que empregam circuitos de ondas lentas (válvulas de ondas progressivas).

Os dois tipos utilizam um feixe de elétrons em que ondas de carga espacial e ondas ciclotron podem ser excitadas. As primeiras são principalmente oscilações longitudinais dos elétrons e interagem com os campos eletromagnéticos em circuitos de cavidades e de ondas lentas para produzir amplificação.

Dois métodos podem ser utilizados para a análise do comportamento dinâmico do feixe de elétrons. Um método usado é o balístico, também chamado lagrangiano. Nesse método, o movimento de um único elétron isolado é estudado com minúcia, e impõe-se que todos os outros elétrons se comportem da mesma maneira.

O método balístico tem a vantagem de permitir efeitos não – lineares, ou de grande sinal.

O outro é o método de campos, algumas vezes chamado euleriano ou hidrodinâmico. Nesse método, o feixe de elétrons é essencialmente tratado como um fluido carregado.

São introduzidas variáveis de campos que descrevem a velocidade, a densidade de carga, a corrente alternada, etc., em um ponto arbitrário como uma função do tempo. Não é feita nenhuma tentativa para seguir o movimento de um único elétron.

- o método de campos que leva às ondas de carga espacial, é o mais unificado e presta-se ao tratamento de todos os diferentes tipos de válvulas de microondas dentro da mesma estrutura matemática geral.
- o método mais utilizado é o método de campos.

É extremamente difícil e trabalhosa uma análise exata das válvulas de microondas. Da mesma forma que em qualquer outro problema físico, é necessário introduzir um certo

número de hipóteses simplificadoras para se chegar a um modelo matemático que possa ser analisado sem muitas complicações. O sucesso de uma teoria simplificada deve, então, ser julgado pela adequação com os resultados experimentais.

Uma grande variedade de modelos é usada para modelar o feixe de elétrons e a propagação de ondas de cargas espaciais nesses feixes.

- as equações aplicáveis são as de Maxwell e as leis de Newton, juntamente com a equação de força de Lorentz.
- a equação de movimento para um elemento de carga é uma equação não-linear, mas é linearizável para pequenos sinais. Todas as variáveis são desprezíveis em comparação com a velocidade da luz.
- a análise de grandes sinais é muito mais difícil, e a teoria, ainda não está plenamente desenvolvida.

Capítulo 4. Válvulas Klystron Reflex

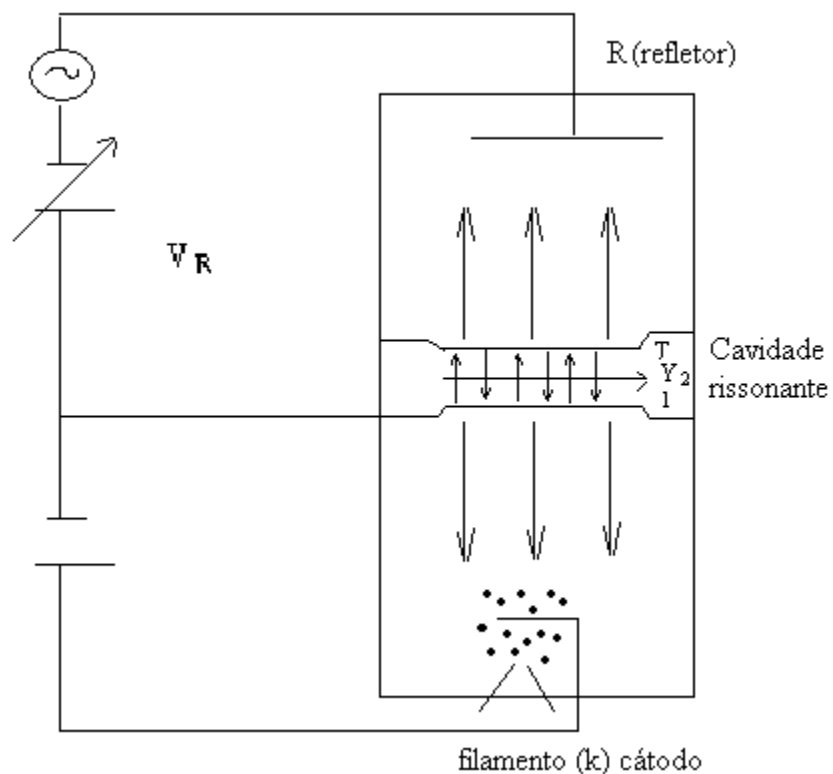


Fig. 4.1 – Válvula Klystron. Ref. [8].

Considerações Teóricas e Operacionais das Válvulas Klystron de Refletor

As Klystron são uma família de válvulas de microondas que faz uso de modulação em velocidade para transformar a energia de um feixe eletrônico contínuo em potência de microondas. A Klystron de refletor analisada, é um dos membros mais populares da família, basicamente pelos seguintes fatores:

- facilidade de sintonia
- larga faixa de frequências de operação
- e facilidade de modulação em frequência e modulação por pulso

São os seguintes os elementos principais que compõem a válvula:

- cátodo
- eletrodo focalizador (no potencial de cátodo)

- cavidade ressonante (anodo)
- refletor (a uma tensão negativa em relação ao catodo)

Em linhas gerais, a combinação do catodo, do eletrodo focalizador e do anodo dá origem a um feixe de elétrons que passa através do espaço de interação da cavidade em direção ao refletor. Como este eletrodo é negativo em relação ao anodo, os elétrons experimentam um campo desacelerador que os conduz ao repouso e, em seguida, de volta às grades da cavidade, os elétrons passam, então, através dessas grades em direção ao catodo, sendo coletados pelas paredes da cavidade.

Ocorre, porém, que, se existe um campo de RF entre as grades da cavidade, o feixe sofre uma modulação em velocidade ao passar no sentido do refletor. Em outras palavras, alguns elétrons são acelerados e outros retardados em relação à velocidade média dos elétrons no feixe, originando-se agrupamentos dessas partículas. No momento em que o feixe, assim modulado, abandona a cavidade, ele passa a sofrer a ação retardadora do refletor. Se então os agrupamentos retornam ao espaço de interação num instante adequado, eles fornecem energia ao sinal de RF existente na cavidade e as oscilações são mantidas.

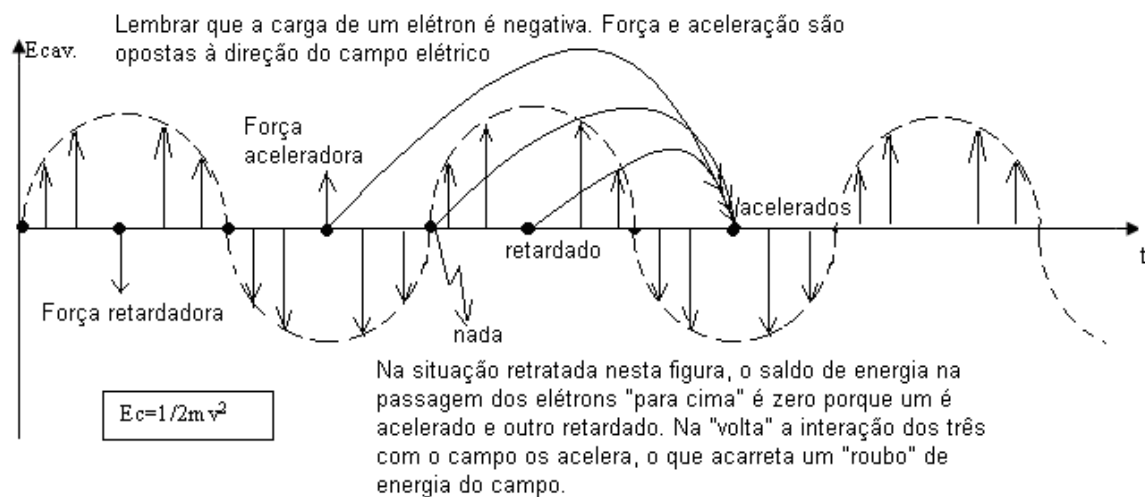
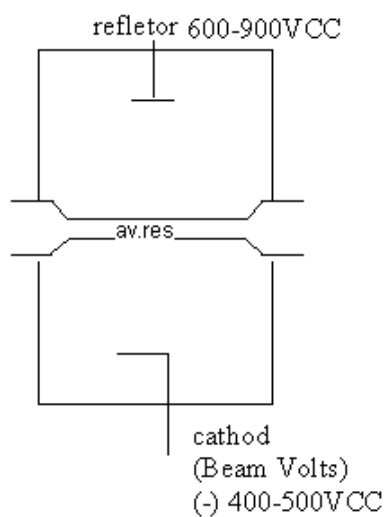


Fig. 4.2 – Campo elétrico X tempo – destacando o comportamento de três elétrons. Ref. [8].



Campo eletrostático
 Campo eletrodinâmico
 (CW)
 continuos wave (não tem modulação)

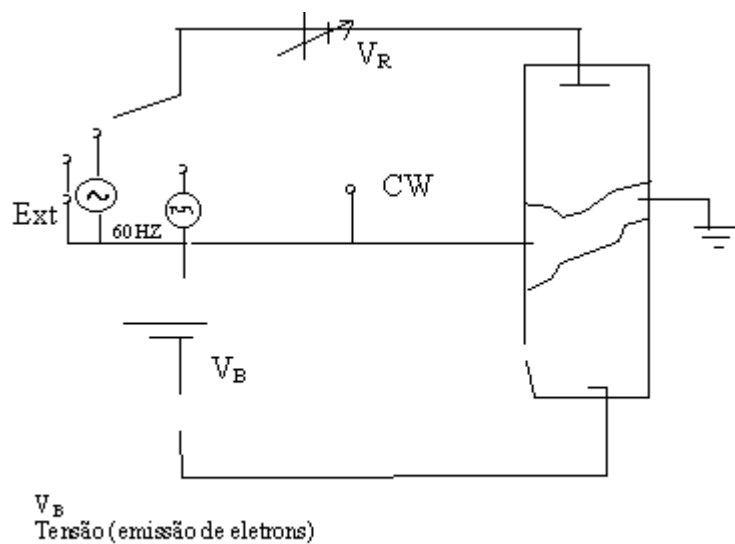


Fig. 4.3 – Polarização de válvulas de refletor. Ref. [8].

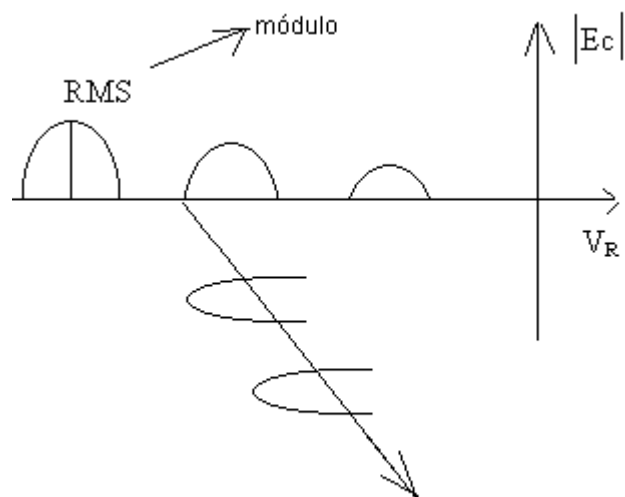


Fig. 4.4 – Tensão máxima de refletor X energia cinética. Ref. [8].

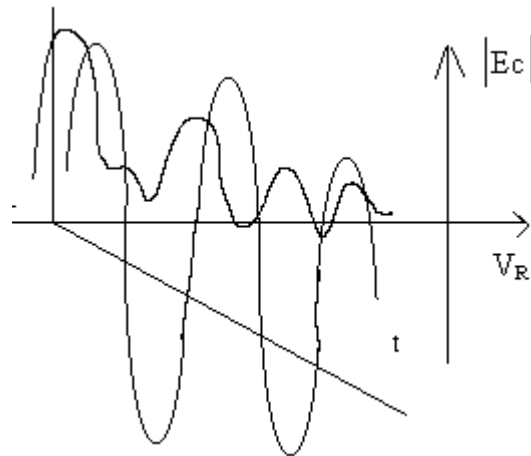


Fig. 4.5 - Grande energia cinética. Ref. [8].

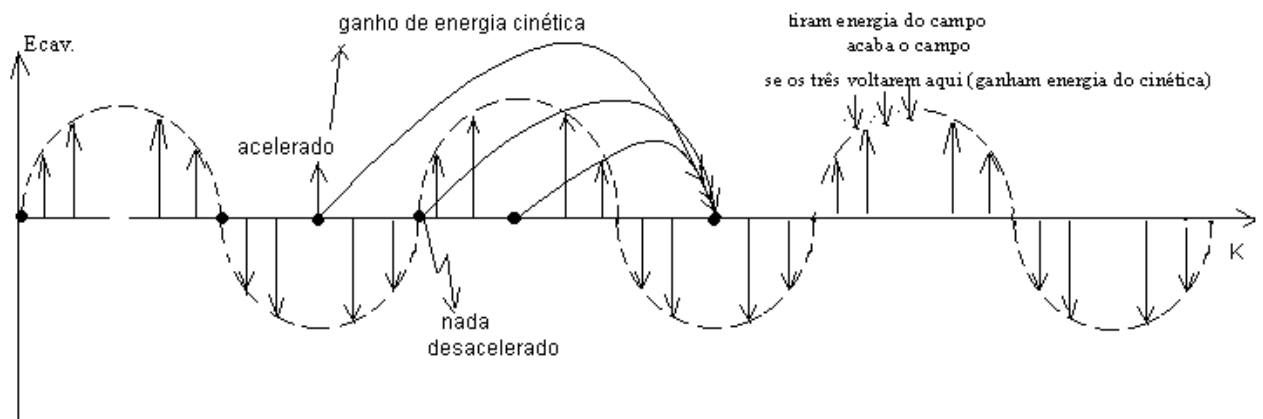


Fig. 4.6 – Comportamento de um elétron se movimentando no Campo Elétrico. Ref. [8].

Capítulo 5. Antenas Microstrip - Teoria

As antenas microstrip (não se conhece boa tradução para este termo) são feitas de circuito impresso de dupla face. Uma delas permanece totalmente cobreada e na outra deixam-se ilhas que podem ter diversos formatos: circular, oval, retangular, etc. Aqui vou apresentar apenas as retangulares

Na figura abaixo podem-se ver detalhes construtivos de uma antena microstrip:

Antenas Microstrip

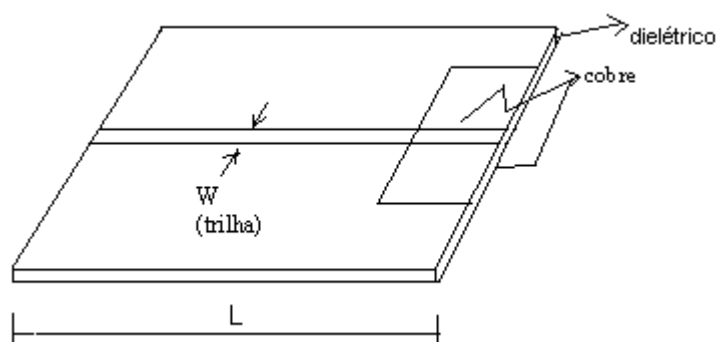


Fig. 5.1 – Antena típica. Ref. [2].

DIAGRAMA DE IRRADIAÇÃO

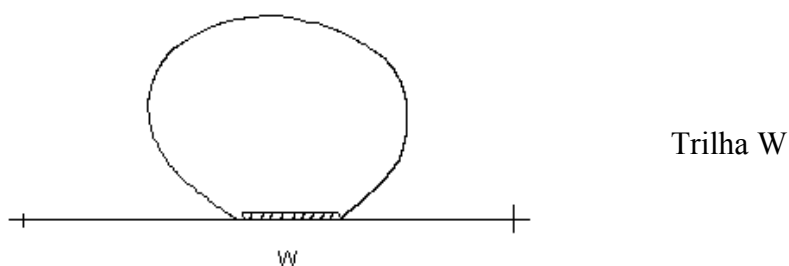


Fig. 5.2 – Diagrama de irradiação de plano E. Ref. [2].

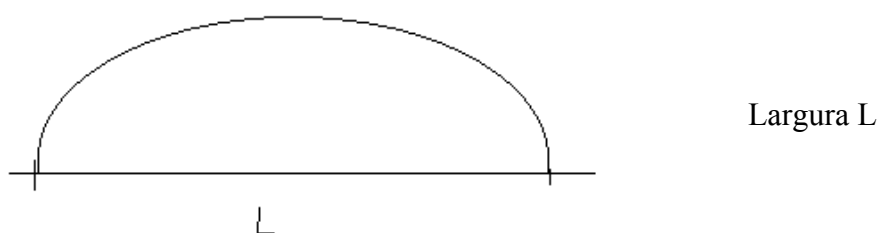


Fig. 5.3 – Diagrama de irradiação de plano H. Ref. [2].

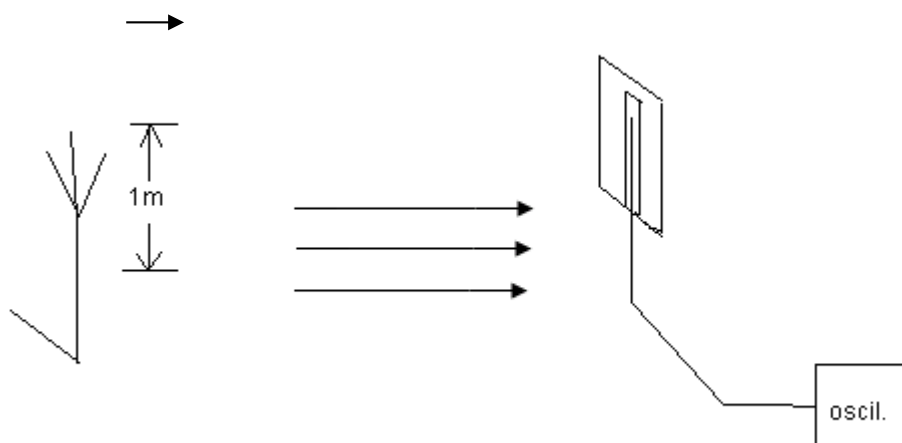
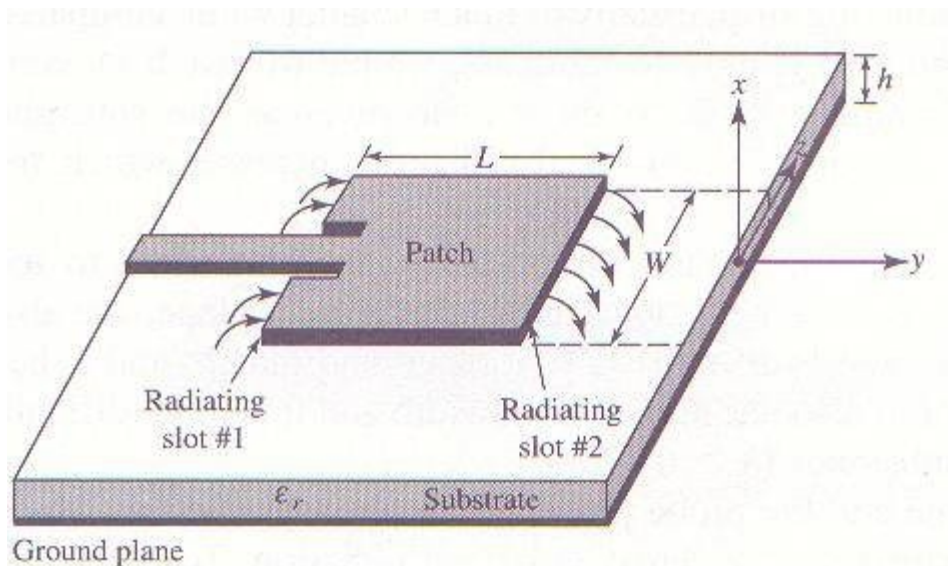
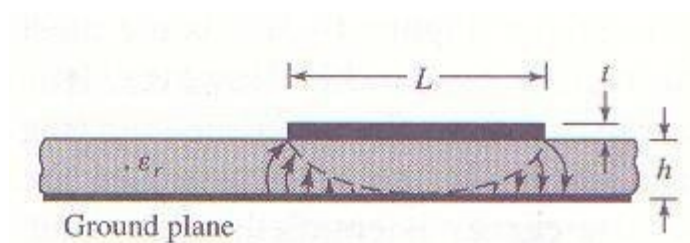


Fig. 5.4 – Posicionamento de uma microstrip frente a uma antena de fio. Ref. [2].



(a) Antena Microstrip



(b) Vista Lateral

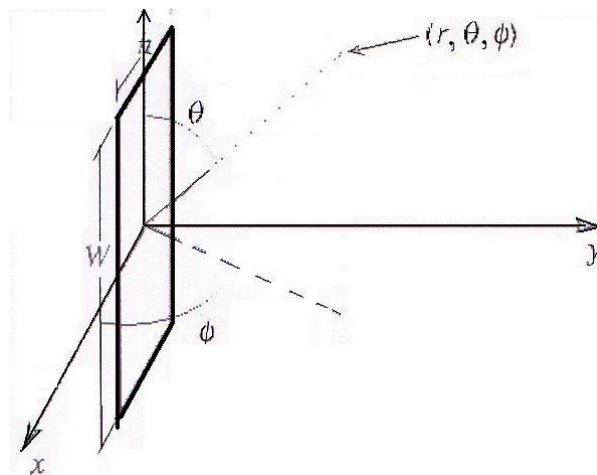
Fig. 5.5 – (a) Microstrip; (b) Vista Lateral. Ref. [2].

Normalmente, $0,003\lambda_0 \leq h \leq 0,05\lambda_0$ e $\lambda_0/3 < L < \lambda_0/2$ (λ_0 é o comprimento de onda relativo à frequência em uso - em espaço livre). Quanto à permissividade do substrato, costuma-se localizar-se na faixa $2,2 \leq \epsilon_r \leq 12$.

Uma fórmula prática [Bahl 1980] que visa a boa eficiência de irradiação, permite o cálculo da largura da ilha usando a seguinte expressão:

$$W = \frac{1}{2fr\sqrt{\mu_o\epsilon_o}} \sqrt{\frac{2}{\epsilon_r + 1}} = \frac{v_o}{2fr} \sqrt{\frac{2}{\epsilon_r + 1}} \quad \text{onde } v_o \text{ é a velocidade da luz no espaço livre}$$

Olhando a antena colocada no sistema de coordenadas conforme estamos acostumados, a vista seria:



Uma das janelas irradiantes no sistema de coordenadas esféricas

Fig. 5.6 – Antena vista no sistema de coordenadas. Ref. [2].

Notar que o campo elétrico fica na direção ϕ . Esta será a direção de todo o campo elétrico irradiado pela antena. Consequentemente o diagrama de irradiação que contém o campo elétrico (normalmente chamado de diagrama de plano E) será um corte no plano x-y do diagrama tridimensional. O diagrama de plano H será perpendicular a este (coincidindo com o plano y-z).

A figura abaixo mostra os diagramas de plano E e H de uma antena Microstrip retangular de 1m de comprimento, 1 cm de largura, com $\epsilon_r = 2,2$ e 1 mm de espessura.

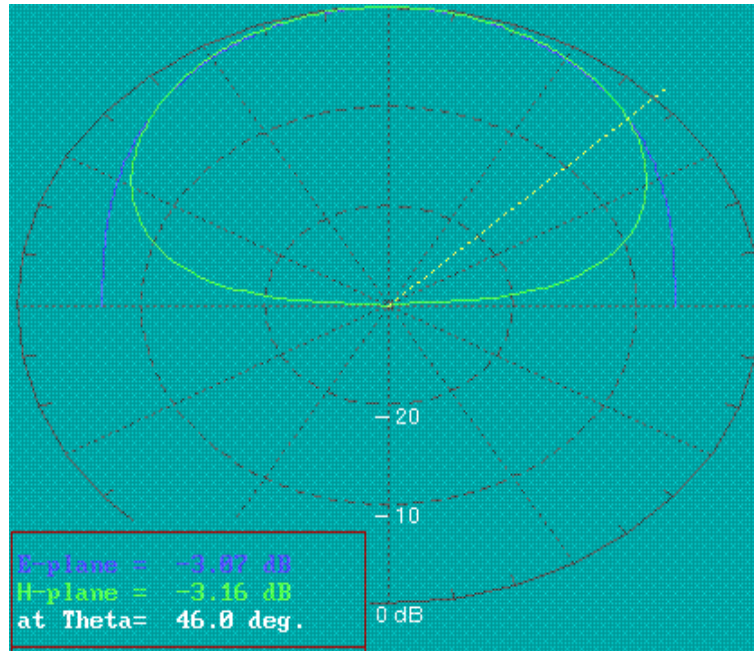


Fig. 5.7 - Diagramas (plano E e plano H) de uma antena microstrip. Ref. [2].

Segundo Balanis (p. 745), para pequenos valores de h ($k_o h \ll 1$), o campo elétrico total (resultante da irradiação das duas janelas mais estreitas, chamadas de irradiantes), pode ser calculado por:

$$E_{\phi}' = +j \frac{2V_o e^{-jkor}}{\pi r} \left\{ \sin \theta \frac{\sin \left(\frac{k_o W}{2} \cos \theta \right)}{\cos \theta} \right\} \cos \left(\frac{koL}{2} \sin \theta \sin \phi \right) \quad (5.1)$$

Onde $V_o = hE_o$ é a voltagem sobre a janela.

No plano E ($\theta = 90^\circ$, $0^\circ < \phi < 90^\circ$ e $270^\circ < \phi < 360^\circ$), que corta a antena no sentido do seu comprimento L , coincidindo com o plano x-y, as expressões para o campo irradiado se reduzem a:

$$E_{\phi}' = +j \frac{k_o W V_o e^{-jkor}}{\pi r} \left\{ \frac{\sin \left(\frac{k_o h}{2} \cos \phi \right)}{\frac{k_o h}{2} \cos \phi} \right\} \cos \left(\frac{koL}{2} \sin \phi \right) \quad (5.2)$$

No plano H ($\phi = 0^\circ$, $0^\circ < \theta < 90^\circ$), que coincide com o plano x-z as expressões para o cálculo do campo se reduzem a:

$$E_{\phi}^i \cong +j \frac{k_o W V_o e^{-j k_o r}}{\pi r} \left\{ \begin{array}{l} \text{sen} \left(\frac{k_o h}{2} \text{sen} \theta \right) \text{sen} \frac{k_o W}{2} \cos \theta \\ \frac{k_o h}{2} \text{sen} \theta \quad \frac{k_o W}{2} \cos \theta \end{array} \right\} \quad (5.3)$$

Em função da frequência com que se trabalhe, diversas configurações de campo podem aparecer no volume entre a ilha de cobre e a face cobreada:

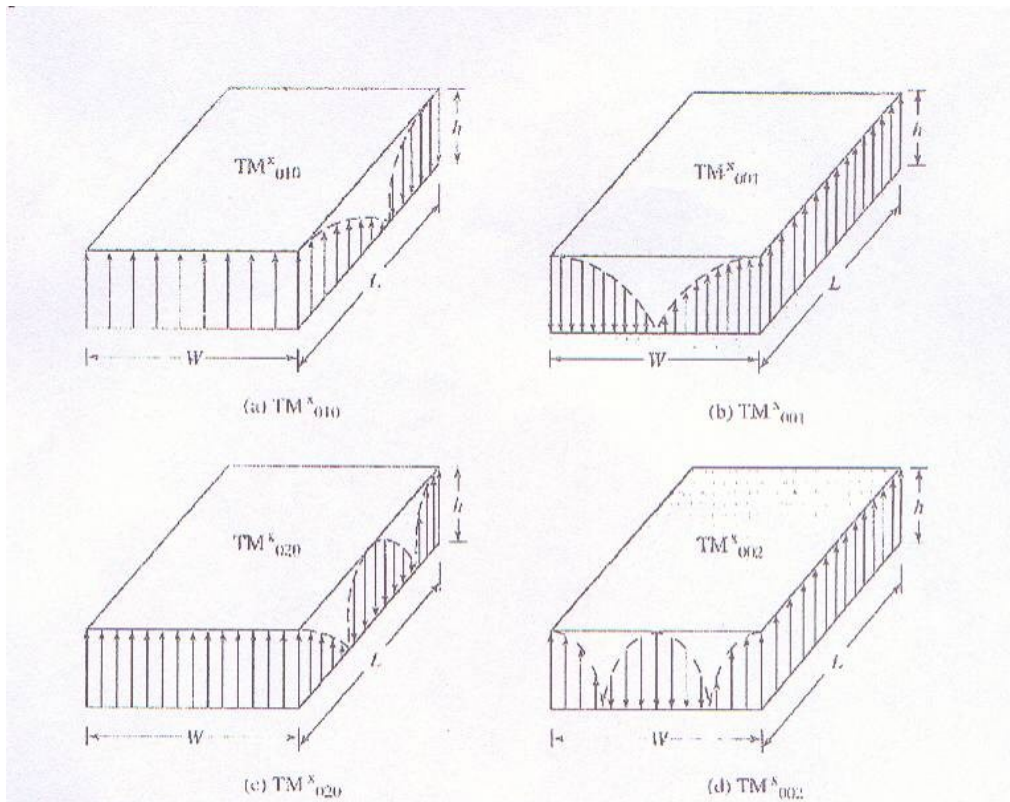


Fig. 5.8 – Campo na trilha. Ref. [2].

Vamos considerar aqui apenas a da figura que o Balanis denomina TM^x_{010} (modo Transversal Magnético com 0 variações numa dimensão, 1 na outra e 0 na terceira). Esta configuração é a que aparece para a menor frequência, considerando-se dadas as dimensões da antena.

Capítulo 6. Ensaios de Laboratório

Neste capítulo serão apresentados os diagramas de irradiação obtidos experimentalmente no Laboratório de Antenas do DEL-UFRJ, sob orientação do Professor Ricardo Rhomberg Martins.

Para as antenas microstrip deste capítulo utilizei a frequência de microondas de 10GHz gerada por uma válvula Klystron.

No capítulo 8, utilizo uma antena Microstrip de grandes dimensões (~40cm), alimentada com um sinal de rádio frequência (~100MHz) por um gerador da HP. Chamo a atenção para o fato de que esta não é uma estrutura habitual. Fizemos uma experiência no contexto de um projeto da profa. Paula Ferruccio da Geologia da UFRJ. Ela queria analisar a região do entorno de um poço de petróleo. Uma frequência baixa levaria a antenas de dimensões extraordinariamente grandes em comparação com a do poço. Uma frequência alta limitaria a profundidade de penetração do sinal no solo e conseqüentemente o volume analisado. Partimos para uma solução “não acadêmica”. Os resultados constam das conclusões deste trabalho. Esta antena será posicionada a 8 metros de uma antena transmissora de fio, com dimensão de 1 metro.

Voltando à faixa de microondas passo a relatar a situação da válvula geradora do sinal usado na experiência. A tensão de alimentação do refletor e a conseqüente tensão de saída da válvula aparecem na tabela a seguir:

Tabela 6.1 - Relação da Tensão do Refletor com a Intensidade de Campo

GERADOR (V)	OSCIOSCÓPIO (V)
0	3,2
50	3,1
100	3,3
150	2,1
200	4,3
250	4,4
300	2,2
350	2,2
400	3,0
450	5,8
500	6,1
550	4,0
600	2,2

650	2,4
700	2,2
750	2,2
800	6,0
850	7,4
900	8,0

Que representada graficamente tem a aparência da figura a seguir:

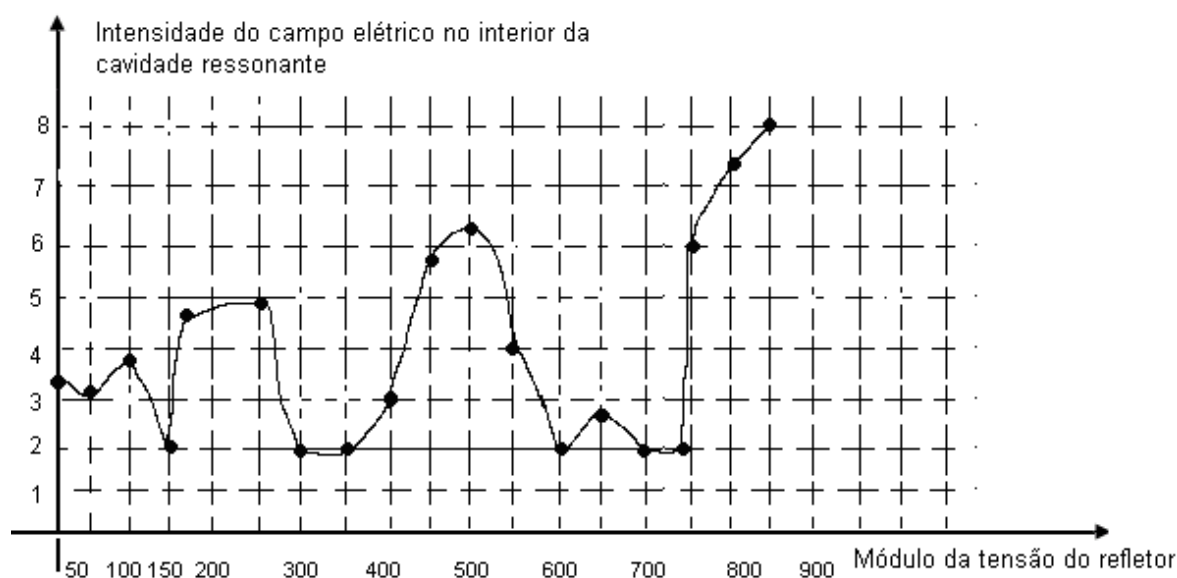


Fig. 6.1 – Intensidade de campo X tensão do refletor.

y → tensão rms medida na receptora em frente à antena tipo corneta retangular usada como transmissora (a 30cm de distância). Esta tensão é proporcional (a rigor é a própria) à intensidade do campo elétrico no interior da cavidade ressonante interna à válvula Klystron Reflex.

x → módulo da tensão do refletor (que é negativa em relação ao anodo) (volts).

A figura acima representa os “modos” de geração da válvula numa determinada frequência (definida pelas dimensões da cavidade ressonante).

Tabela 6.2 – Segunda bateria de medidas, mesmas condições da anterior.

GERADOR (V)	OSCIOSCÓPIO (V)
0	3,2
50	3,1
100	3,3
150	2,1
200	4,3

250	4,4
300	2,2
350	2,2
400	3,0
450	5,8
500	6,1
550	4,0
600	2,2
650	2,4
700	2,2
750	2,2
800	6,0
850	7,4
900	8,0

Numa experiência feita noutra frequência obtivemos:

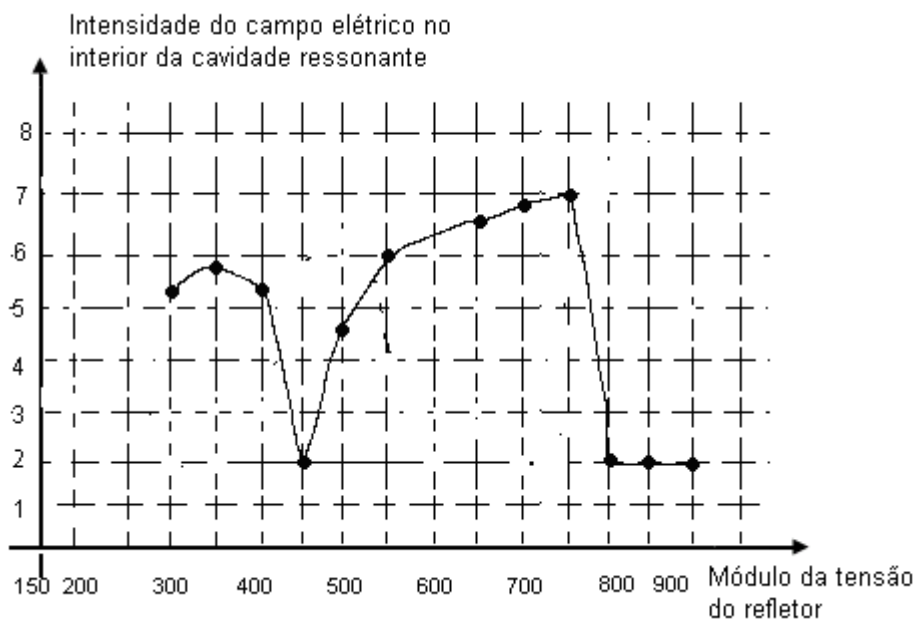


Fig. 6.2 – Intensidade de campo versus tensão de refletor.

y → intensidade de campo (volts/metro)

x → tensão do refletor.

6.1 Experiência de Laboratório feita com uma Corneta Retangular

Com a finalidade de fazer um ensaio sobre a utilização do osciloscópio como receptor realizamos experiências com uma estrutura conhecida: uma antena do tipo corneta retangular

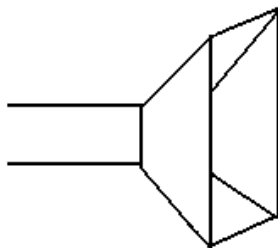


Fig. 6.3 – Corneta retangular usada em microondas.

Os resultados podem ser vistos na tabela abaixo

Tabela 6.3 – Posição da antena receptora em graus (ϕ) versus campo em dB; plano E.

Antena Grande

Plano E

Ângulo (ϕ)	V volts	V/V _{máx}	PdB
0°	400 mV	1	0
30°	300 mV	0,75	-1,2
45°	100 mV	0,25	-6
60°	20 mV	0,05	-13
90°	0	0	---

$$\text{PdB} = 20 \log_{10} \frac{V(\phi)}{V_{\text{máx}}}$$

Tabela 6.4 – Posição da antena receptora em graus (ϕ) versus campo em dB; plano H.

Plano H

Ângulo (ϕ)	V volts	V/V _{máx}	PdB
0°	400 mV	1	0
30°	100 mV	0,25	-6
45°	40 mV	0,1	-10
60°	20 mV	0,05	-13
90°	0	0	---

Graficamente os resultados adquirem a forma das figuras a seguir

PLANO E

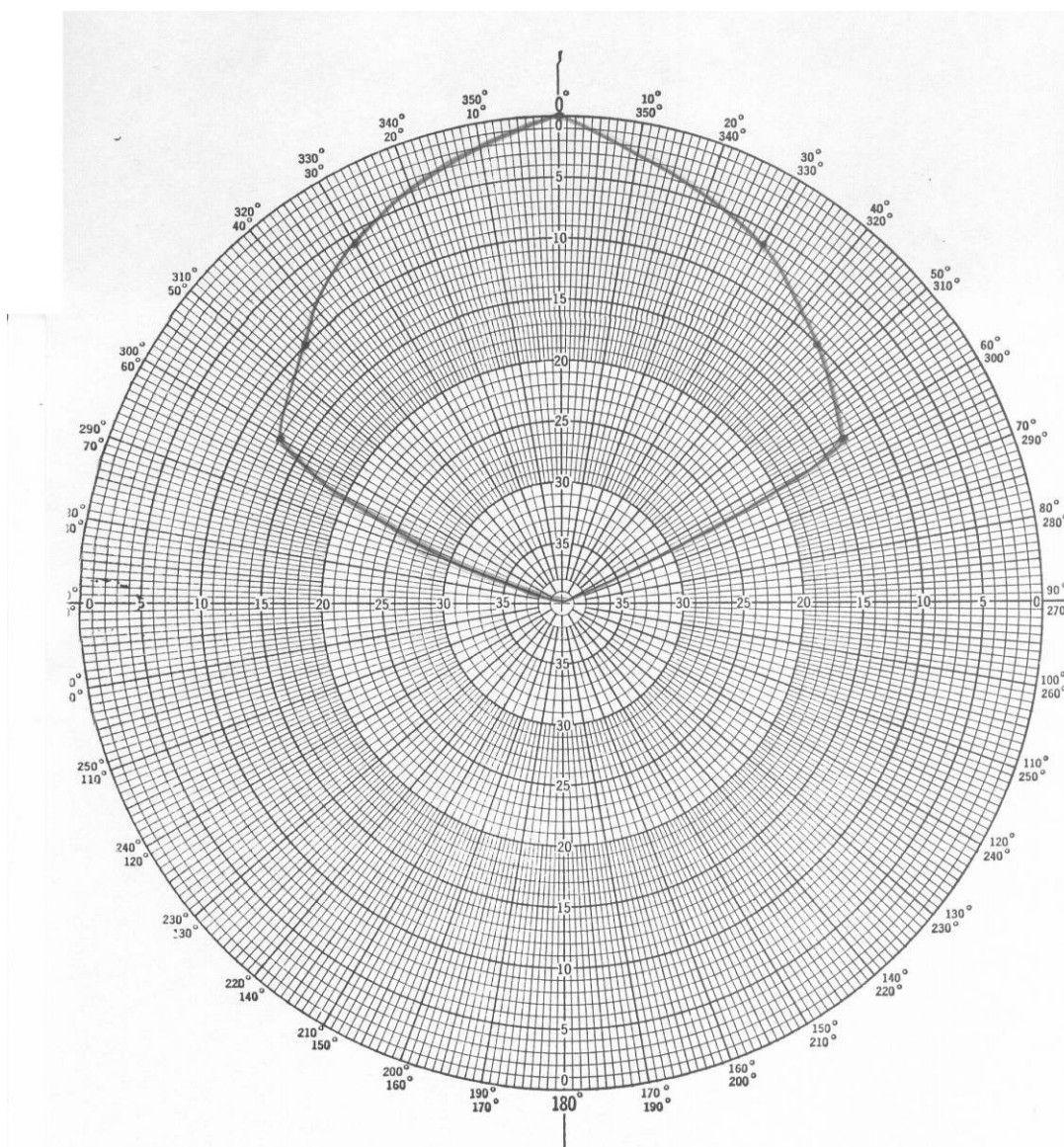


Fig. 6.4 – Gráfico logarítmico de intensidade de campo E normalizado (dB), versus ângulo de posição da corneta retangular de recepção no plano E

PLANO H

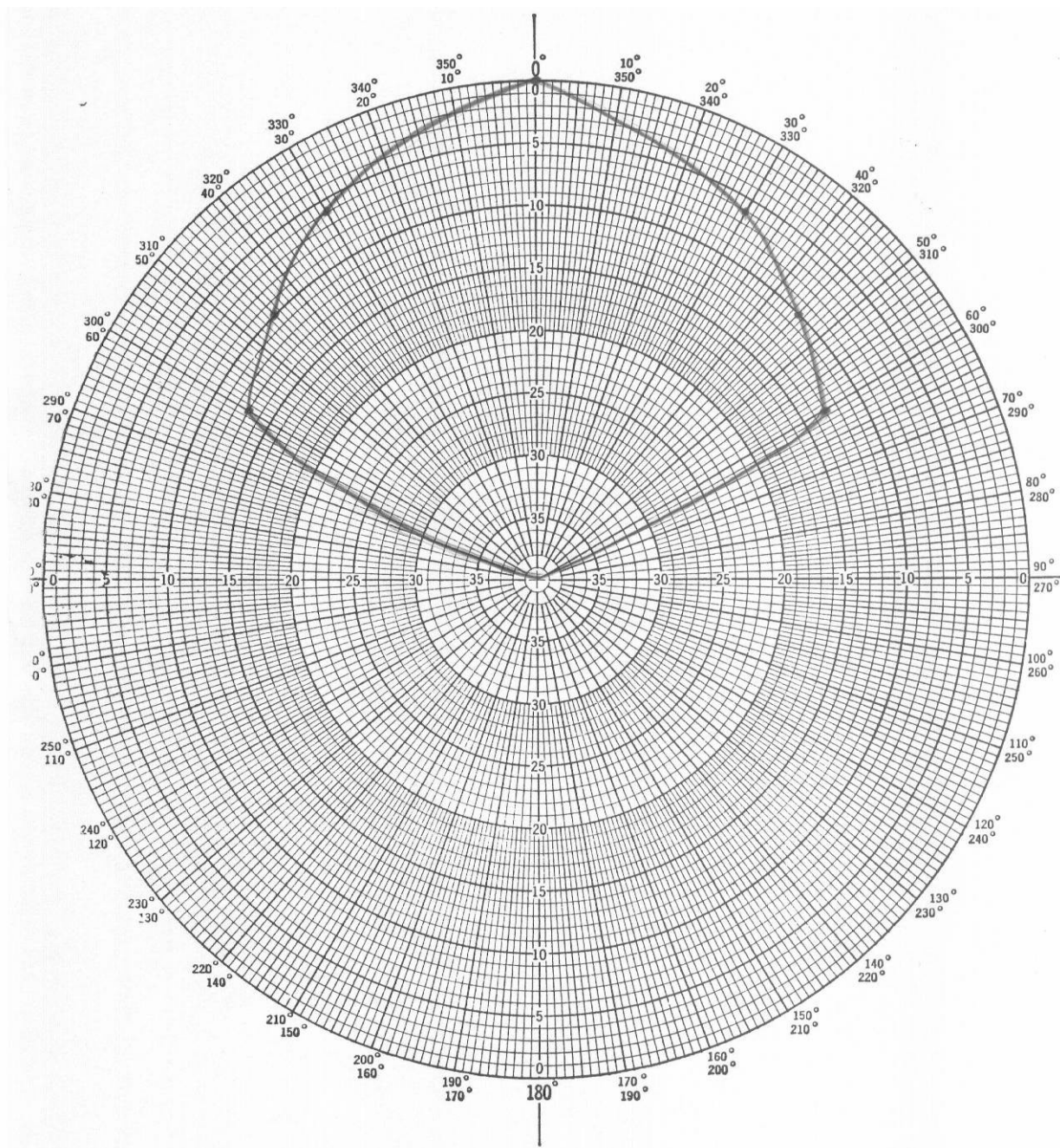


Fig. 6.5 – Gráfico logarítmico de intensidade de campo E normalizado (dB), versus ângulo de posição da corneta retangular de recepção no plano H

Observação: Plano E diz-se daquele que contem tal campo. No caso de uma corneta retangular ele coincide com um corte na altura do seu centro no sentido da menor dimensão.

Um corte no plano H de um diagrama originariamente tridimensional é aquele que contem o campo magnético

Uma vez confirmada a possibilidade de se usar um osciloscópio como receptor (evitando gastos com equipamentos muito mais sofisticados e caros), fizeram-se experiências com a antena que se passa a denominar pequena (microstrip para 10 GHz) e grande (microstrip para 100MHz). Os resultados aparecem nas tabelas e diagramas de irradiação abaixo.

ANTENA GRANDE PLANOS E e H

Tabela 6.5 – Planos E e H (normalizados) para antena de recepção grande.
Valor Máximo: 500 mV (definindo a direção de 0°)

Ângulo (ϕ)	Valor (mV)		V/V _{máx}		Log	
	(E)	(H)	(E)	(H)	(E)	(H)
0°	500	500	1	1	0	0
30°	400	260	0,8	0,52	-1,9	-5,7
45°	200	140	0,4	0,28	-8,0	-11,1
60°	220	120	0,44	0,24	-7,1	-12,4
90°	0	0	0	0	---	---

ANTENA PEQUENA PLANOS E e H

Tabela 6.6 – Planos E e H (normalizados) para antena de recepção pequena.
Valor Máximo: 560 MV(definindo a direção de 0°)

Ângulo (ϕ)	Valor (mV)		V/V _{máx}		Log	
	(E)	(H)	(E)	(H)	(E)	(H)
0°	560	560	1	1	0	0
30°	340	300	0,61	0,54	-4,3	-5,4
45°	240	140	0,43	0,25	-7,3	-12,0
60°	120	120	0,21	0,21	-13,6	-13,6
90°	0	0	0	0	---	---

ANTENA GRANDE

PLANO E

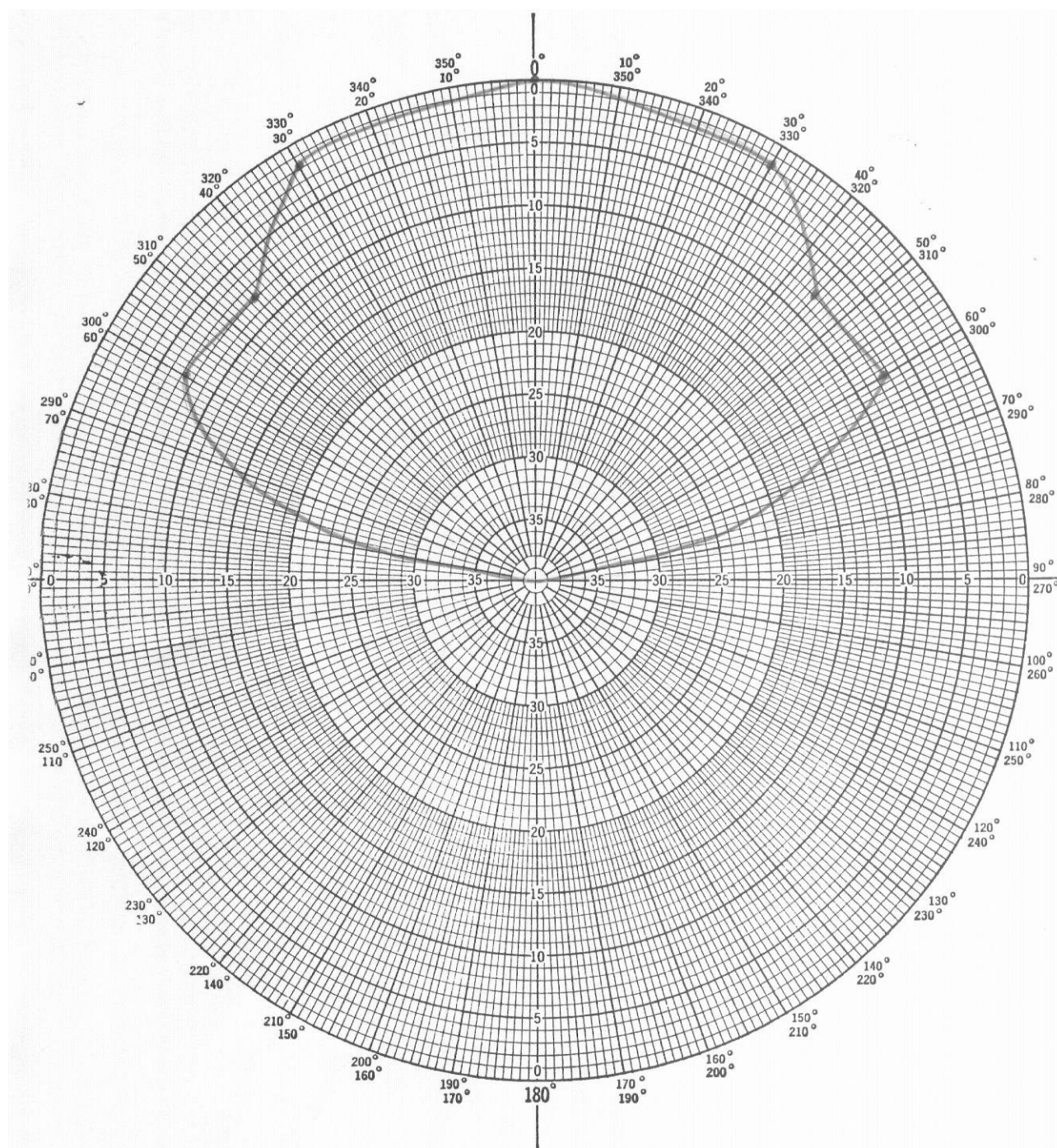


Fig. 6.7. Gráfico logarítmico normalizado para intensidade de campo (E), versos ângulo de posicionamento (ϕ) em graus.

ANTENA GRANDE

PLANO H

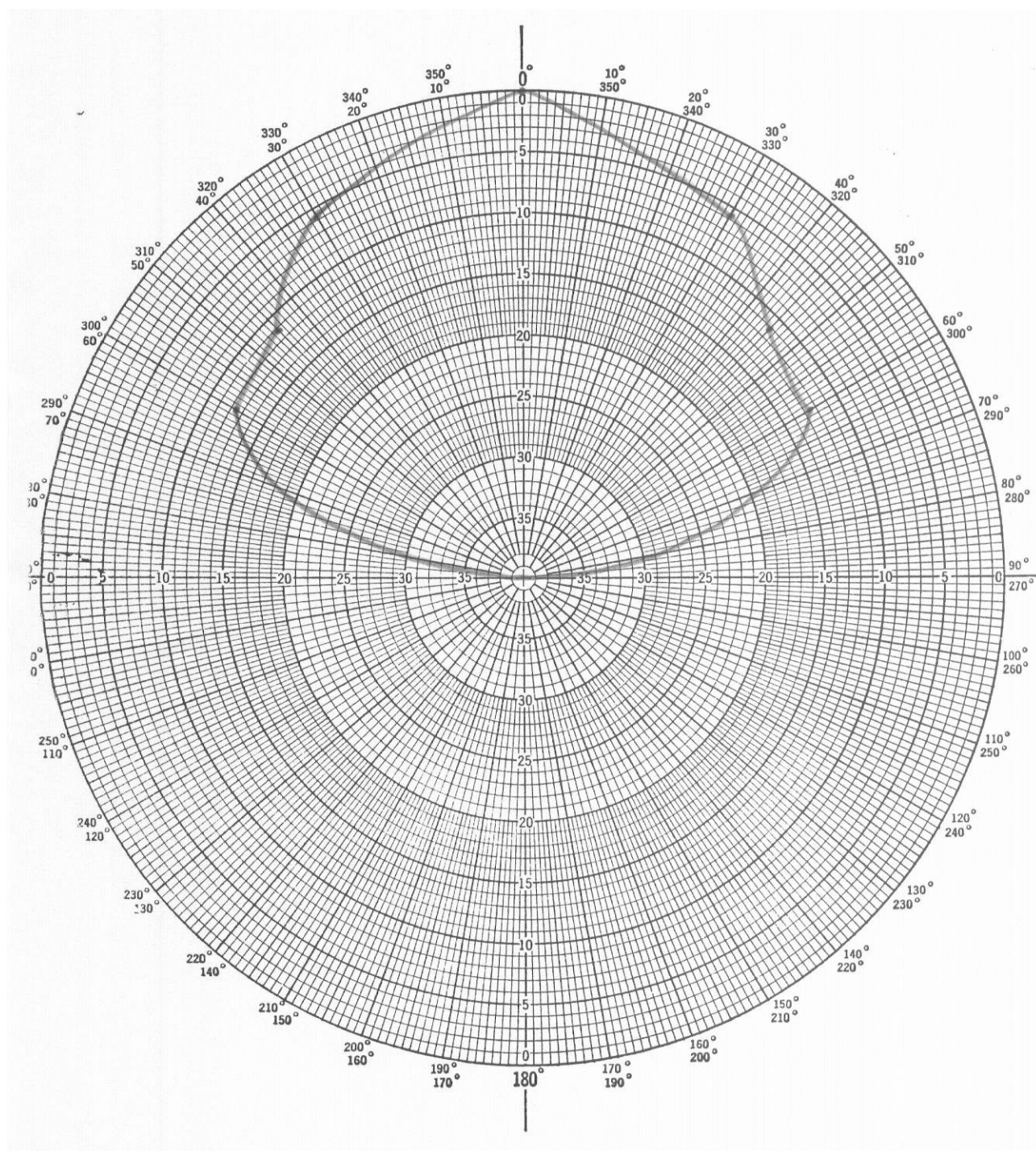


Fig. 6.8. Gráfico logarítmico normalizado para intensidade de campo (E), versus ângulo de posicionamento (ϕ) em graus.

ANTENA PEQUENA

PLANO E

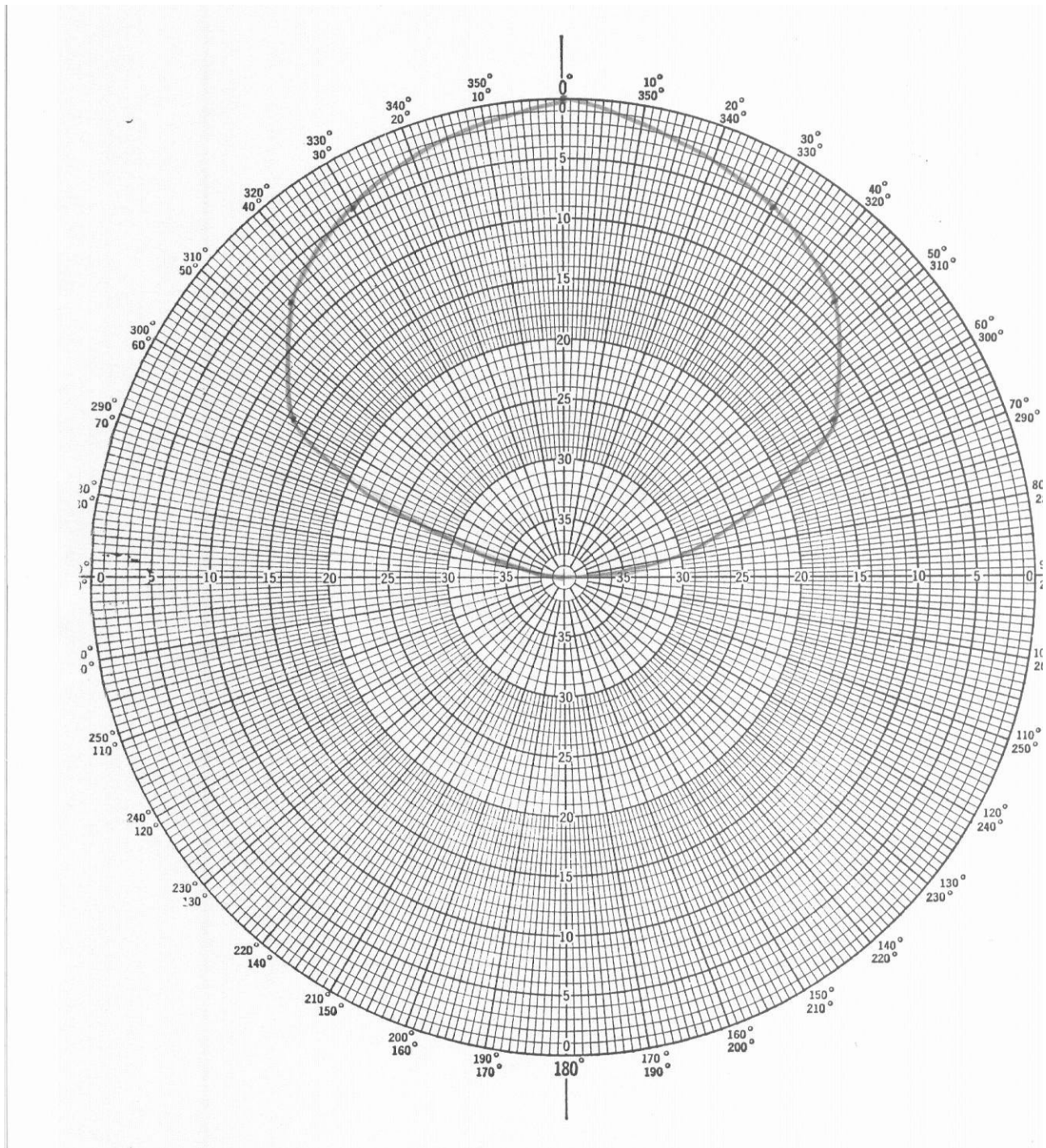


Fig. 6.9. Gráfico logarítmico normalizado para intensidade de campo (E), versus ângulo de posicionamento (ϕ) em graus.

PLANO H

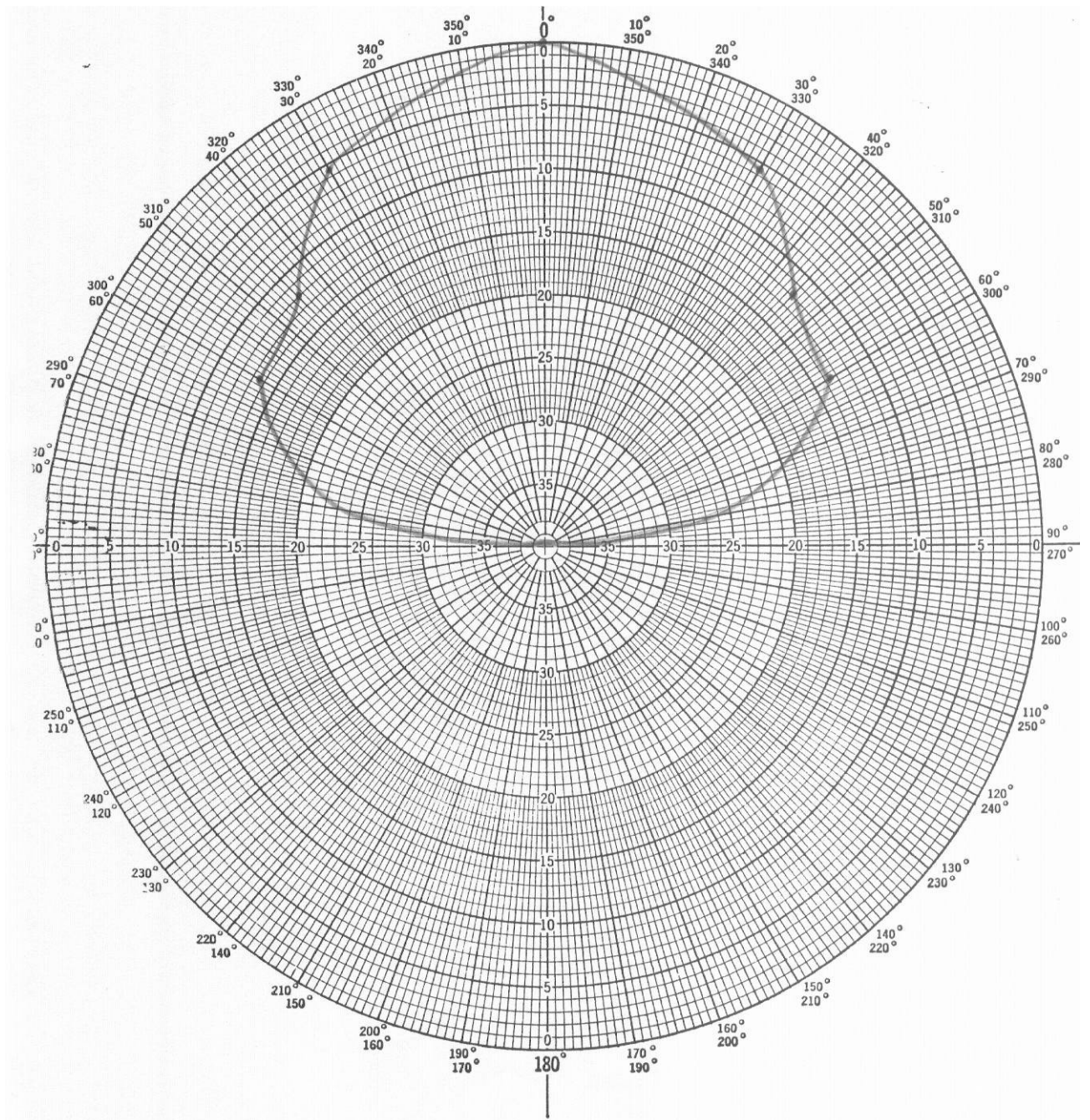


Fig. 6.10. Gráfico logarítmico normalizado para intensidade de campo (E), versos ângulo de posicionamento (ϕ) em graus.

A antena que viemos chamando de “pequena” era uma microstrip projetada segundo os cânones relatados do próximo capítulo assumida como padrão nas nossas experiências. Mereceu ela, portanto, uma segunda bateria de experiências feitas numa frequência ligeiramente diferente (10.5GHz). Os resultados são mostrados nas tabelas e diagramas a seguir:

Tabela 6.7 – Medidas realizadas com antena pequena.

Segundo experimento com antena pequena.

Antena Pequena

Plano E

Ângulo (ϕ)	V volts	V/V_{máx}	PdB
0°	460 mV	1	0
30°	240 mV	0,25	-5,7
45°	140 mV	0,3	-10,5
60°	20 mV	0,04	-28,0
90°	0	0	---

$$\text{PdB} = 20 \log_{10} \frac{V(\phi)}{V_{\text{máx}}}$$

Tabela 6.8 – Novos dados experimentais (Plano H).

Antena Pequena

Plano H

Ângulo (ϕ)	V volts	V/V_{máx}	PdB
0°	460 mV	1	0
30°	200 mV	0,43	-7,3
45°	40 mV	0,08	-22
60°	20 mV	0,04	-28,0
90°	0	0	---

Foram traçados os diagramas de irradiação polares correspondentes.

ANTENA PEQUENA

PLANO E

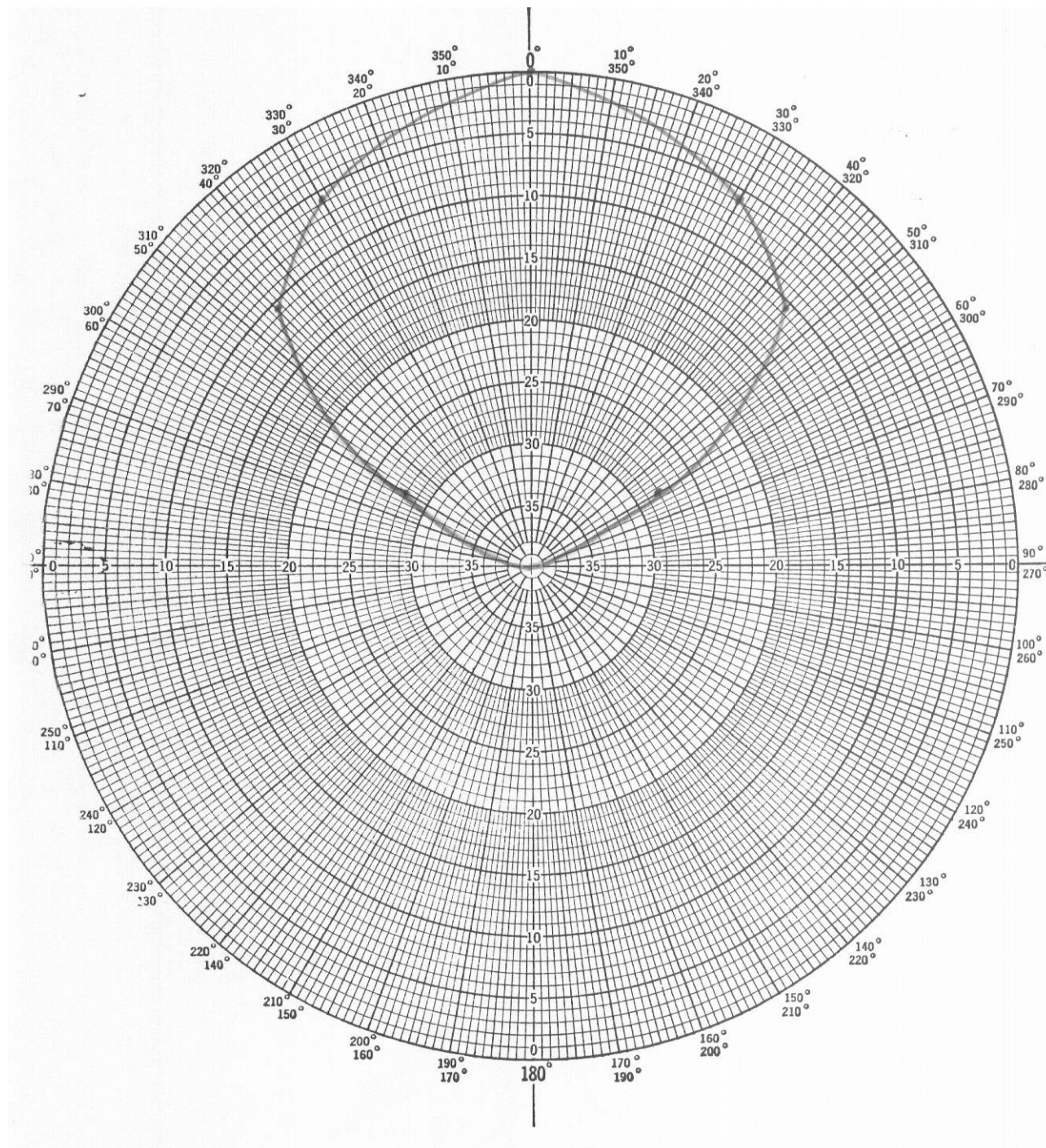


Fig. 6.11 – Gráfico para antena pequena
Plano E (horizontal) 30cm em frente da transmissora.

ANTENA PEQUENA

PLANO H

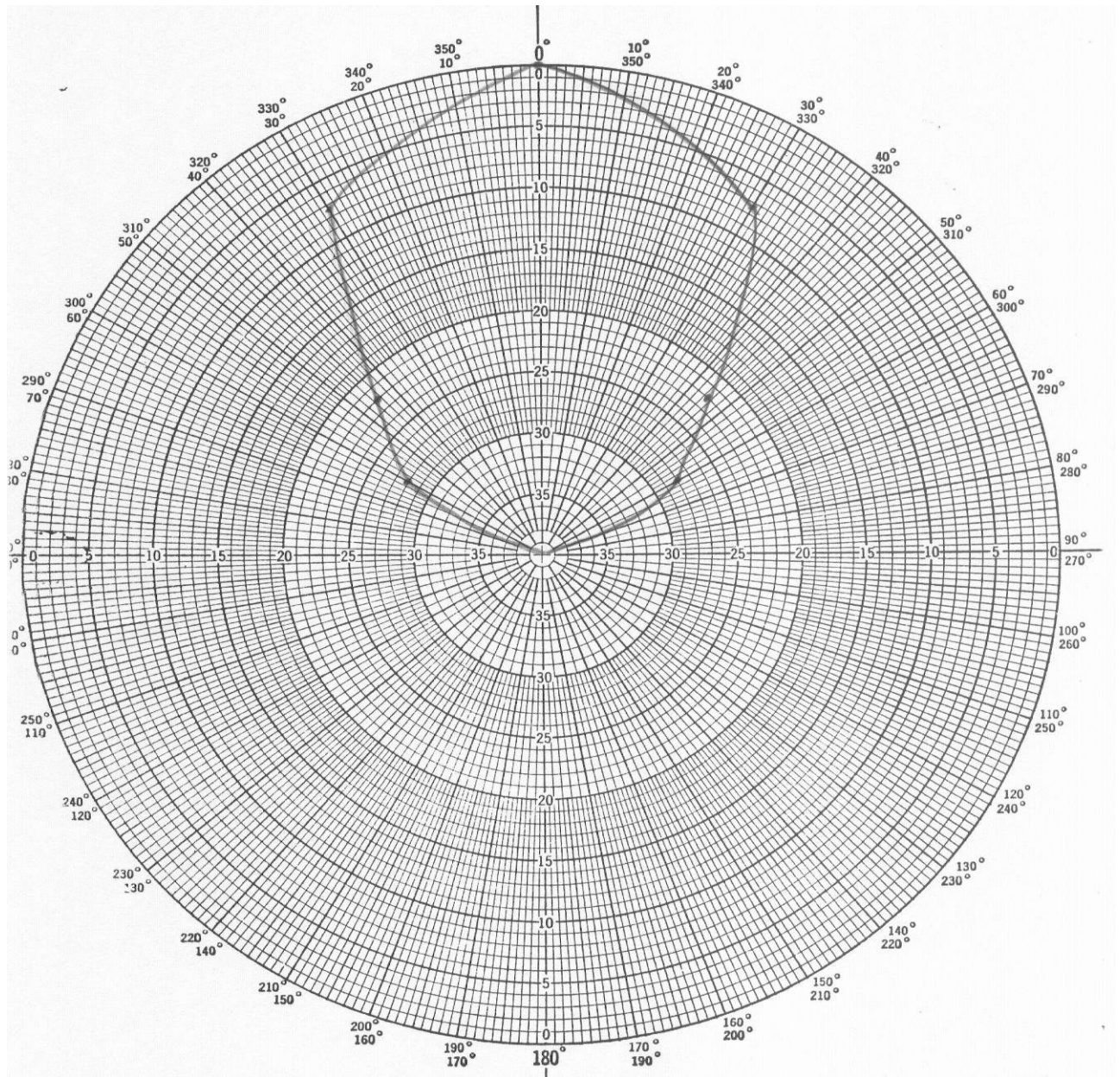


Fig. 6.12 – Gráfico normalizado para Plano H.

Capítulo 7. Projeto da Antena Microstrip (diagramas de irradiação)

A figura abaixo representa as dimensões da antena realizada por mim, pela corrosão de circuito impresso dupla face.

A antena foi posicionada aproximadamente a 30 cm da antena transmissora retangular.

Como nos gráficos das páginas anteriores foram obtidas as intensidades de campo E e H.

O sinal de microondas foi em torno de 10GHz, gerado por válvula Klystron

ANTENA MICROSTRIP

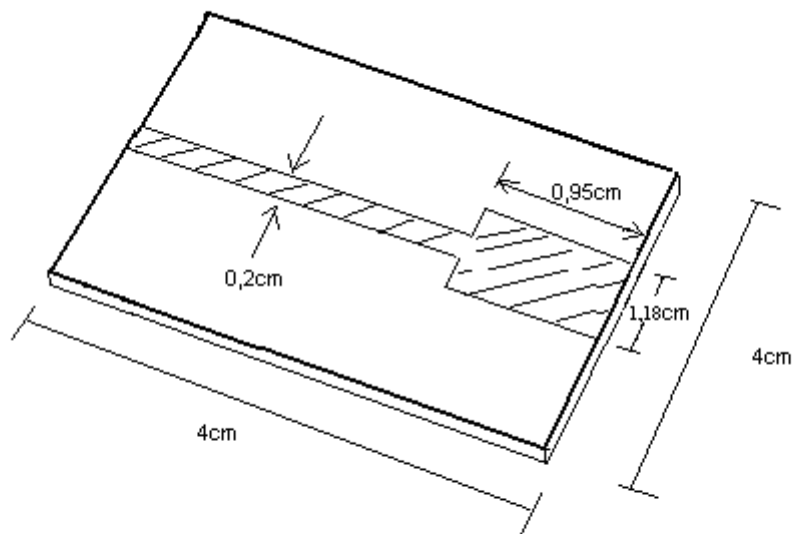


Fig. 6.13 – Antena Microstrip pequena.

Tabela 6.9 – Posição (ϕ) versus intensidade de campo para a antena acima.

ANTENA MICROSTRIP

(E)			
Ângulo (ϕ)	V volts	V(ϕ)/V _{máx}	PdB
0°	3,8V	1	0
30°	3,2V	0,8	-2
45°	1,4V	0,37	-8,6
60°	1,1V	0,29	-10
90°	0	0	---

PLANO H

Tabela 6.10 – Ângulo versus campo para o Plano H.

Ângulo (ϕ)	V volts	V(ϕ)/V _{máx}	PdB
0°	3,8V	1	0
30°	1,4V	0,37	-8,6
45°	1,1V	0,29	-10,8
60°	1,0V	0,26	-11,7
90°	0	0	---

ANTENA MICROSTRIP

PLANO E

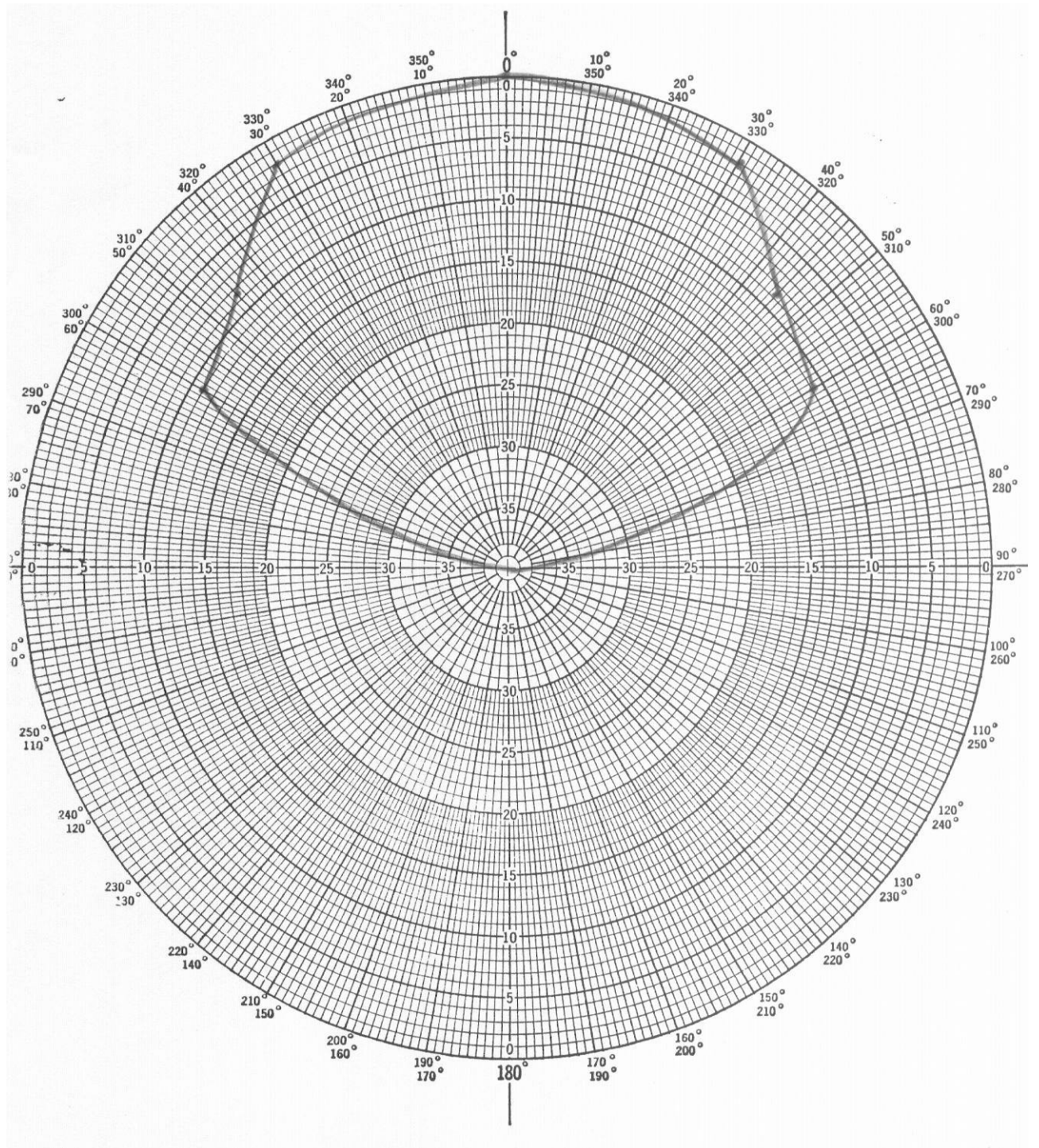


Fig. 6.15 – Gráfico para antena pequena desenvolvida por mim. (Plano E).

ANTENA MICROSTRIP

PLANO H

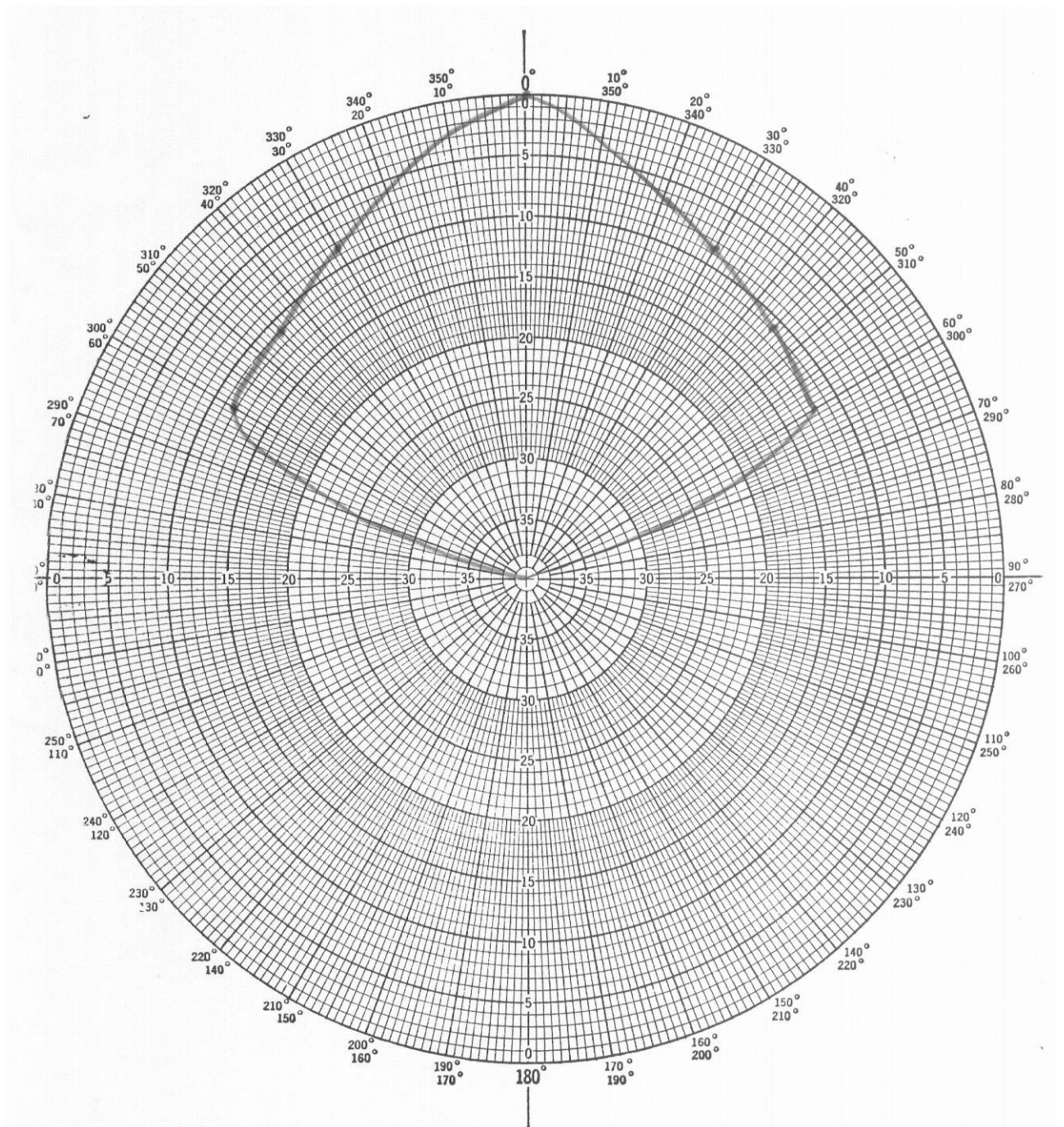


Fig. 6.16– Gráfico para Plano H.

Capítulo 8. Projeto da Antena de Microstrip que vai operar em 100 MHz (diagramas de irradiação)

O projeto da antena teve suas dimensões arbitrariamente assumidas, com dimensões maiores do que a antena Microstrip em 10 GHz.

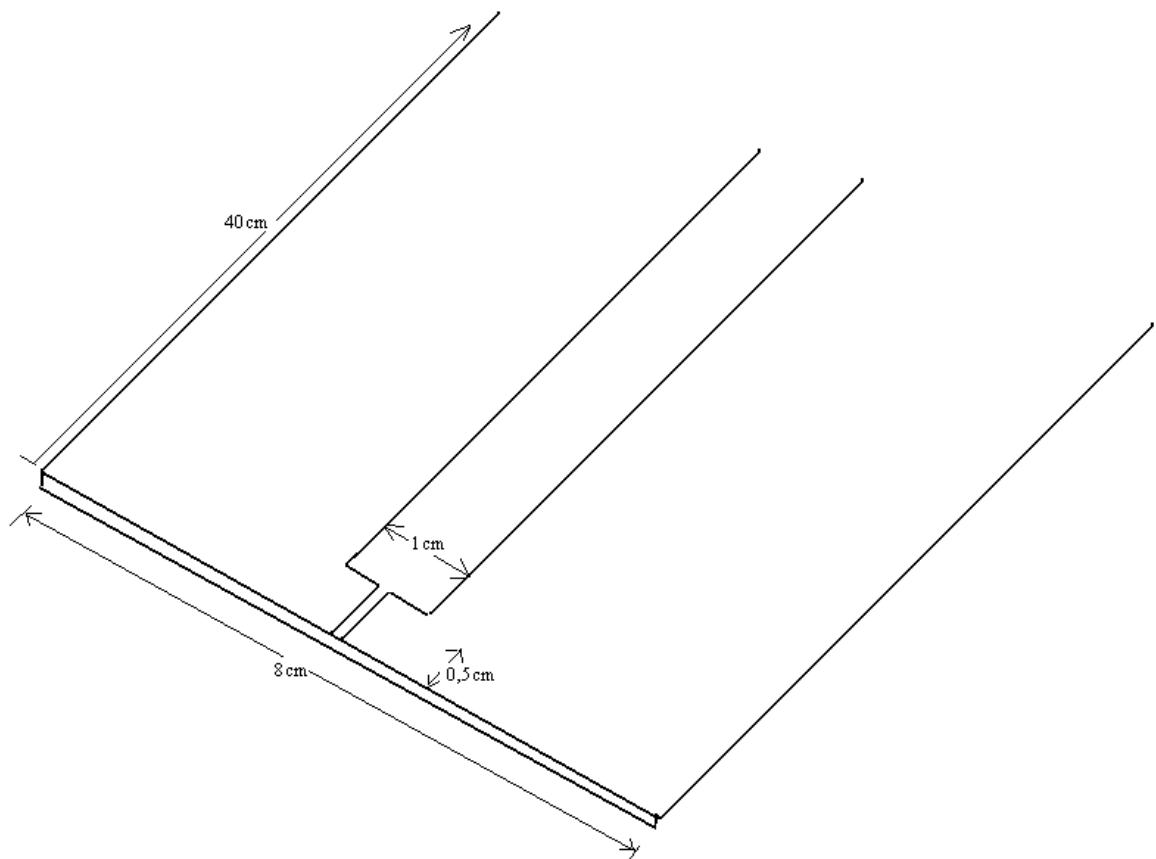
Procurou-se no mercado, um circuito impresso grande, em virtude do comprimento de onda (λ_0) do gerador Klystron relativo a frequência de 100 MHz, ser da ordem de metros.

Para frequências baixas, sabe-se que as dimensões das antenas são maiores.

A maior placa (dupla face), de circuito impresso, encontrada na cidade do Rio de Janeiro foi de 40cm X 8cm. Para 100 MHz de sinal tais dimensões são intuitivamente satisfatórias.

Assim, realizei uma antena de 40 cm. Também pela corrosão de circuito impresso. A antena foi posicionada a 8 metros de uma antena de fio (1 metro de dimensão).

Utilizei um gerador de RF da HP em 100 MHz, para a transmissão de sinal.



Os dados obtidos na confecção dos diagramas de irradiação aparecem nas tabelas e gráficos a seguir

ANTENA MICROSTRIP

PLANO E

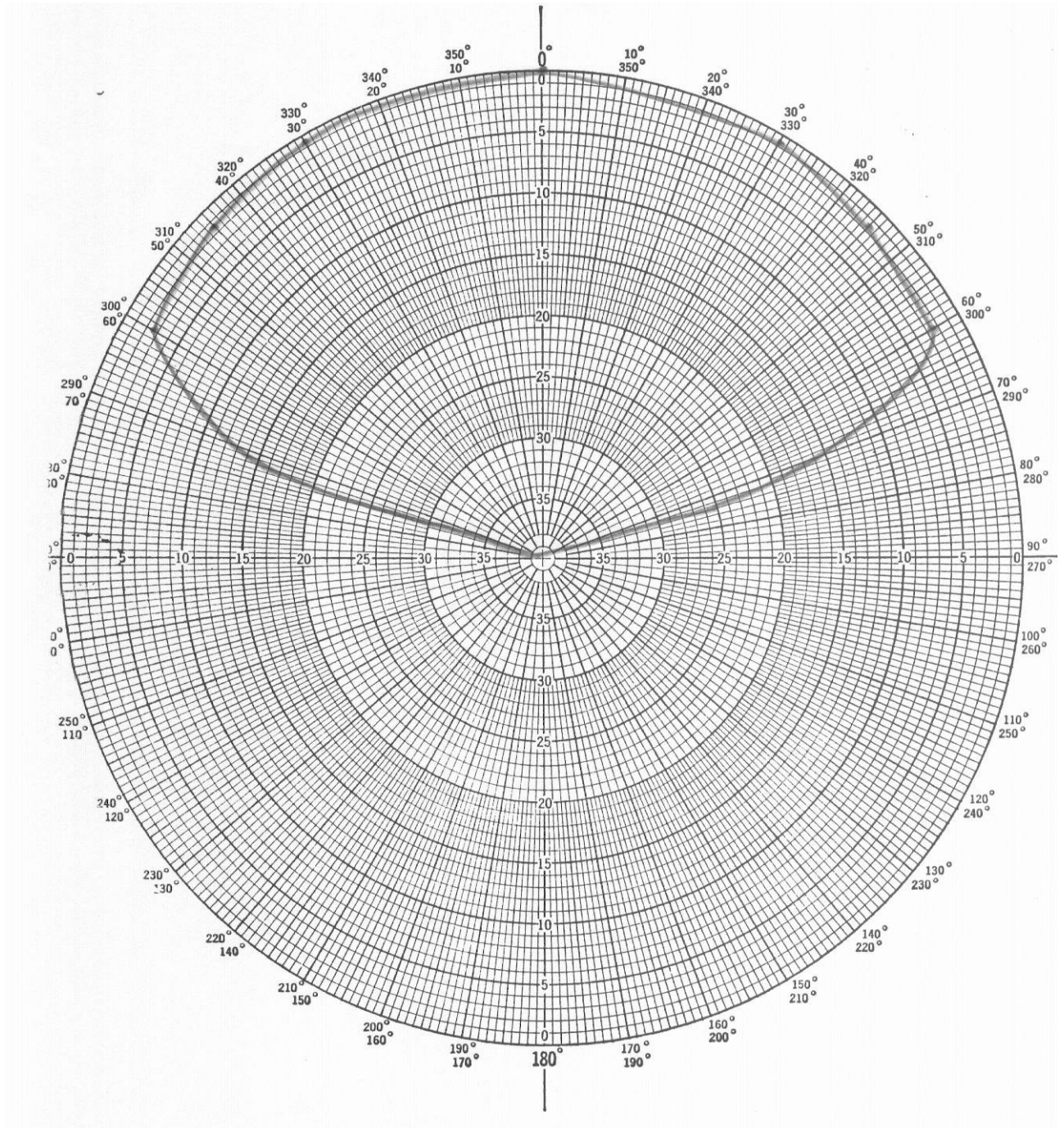
Ângulo (ϕ)	V (ϕ) mV	V(ϕ)/V_{máx}	PdB
0°	10	1	0
30°	9,5	0,95	-0,5
45°	8,6	0,86	-1,3
60°	7,5	0,75	-2,5
90°	0	0	---

PLANO H

Ângulo (ϕ)	V (ϕ) mV	V(ϕ)/V_{máx}	PdB
0°	10	1	0
30°	9,5	0,95	-0,5
45°	7,7	0,77	-2,3
60°	6,6	0,66	-3,6
90°	0	0	---

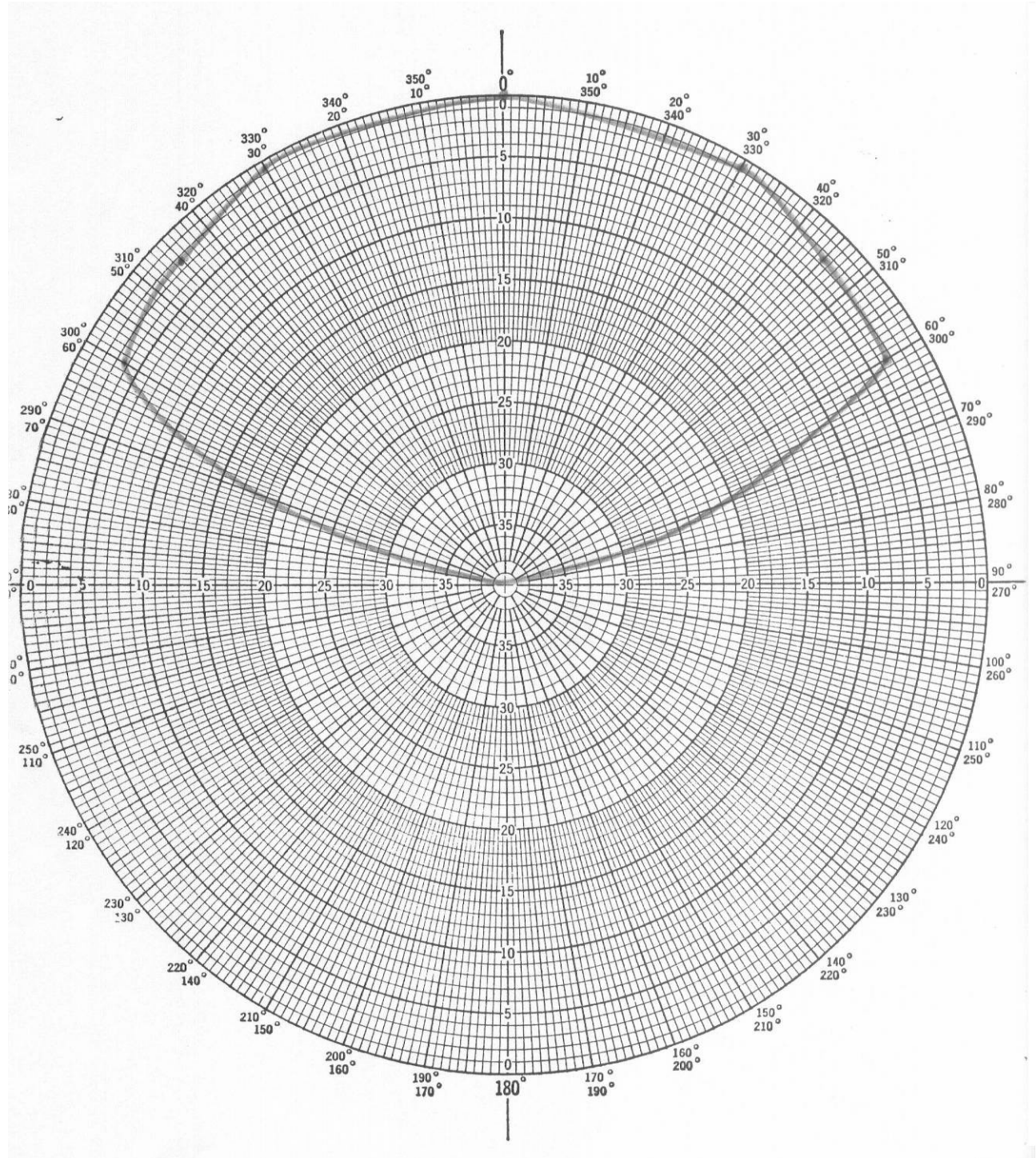
ANTENA MICROSTRIP

PLANO E



ANTENA MICROSTRIP

PLANO H



CONCLUSÕES

Os valores obtidos para frequências altas, (10GHz) proporcionaram uma boa diretividade.

Para frequências em torno de 100MHz, a diretividade das antenas, nos planos E e H, não correspondem bem ao que se esperava (figs 6.7 e 6.8).

Para obtermos um diagrama mais diretivo teríamos que aumentar o tamanho da antena, até dimensões de metros, o que não atenderia uma das propostas do projeto: aplicar seu resultado na análise do terreno no entorno de um poço de petróleo.

No entanto, lembrando que o “ótimo é inimigo do bom”, como tantas vezes somos obrigados a admitir em projetos de engenharia, pode-se dizer que os resultados foram satisfatórios. Tanto que a Petrobrás os aceitou como parte do relatório da profa. Paula.

REFERÊNCIAS

[1] MILLMAN, JACOB and TAUB, HERBERT. **Pulse, Digital and Switching Waveforms:** devices and circuits for their generation and processing. Tokyo: McGraw-Hill Book Company, 1965.

[2] BALANIS, CONSTANTINE A. **Antenna Theory:** Analysis and Design. Wiley. Published by Hoboken (NJ): John Wiley & Sons, 2005

[3] GUTTON, H. and BAISSINOT, G. **Flat aerial for ultra high frequencies.** French Patent, 1955.

[4] HAYKIN, SIMON. **Communication Systems.** John Wiley & Sons Inc. Prentice Hall, 1999.

[5] QUEVEDO, CARLOS PERES. **Eletromagnetismo.** Ms Graw-Hill do Brasil LTDA, 1977.

[6] MAGID, LEONARD M. **Eletromagnetic**: Fields, Energy, and Waves. New York: John Wiley & Sons Inc., 1972.

[7] ESTEVES, LUIZ CLÁUDIO. Antena – Teoria Básica e Aplicações. Editora Macgraw-Hill do Brasil.

[8] COLLIN, Engenharia de Microondas.