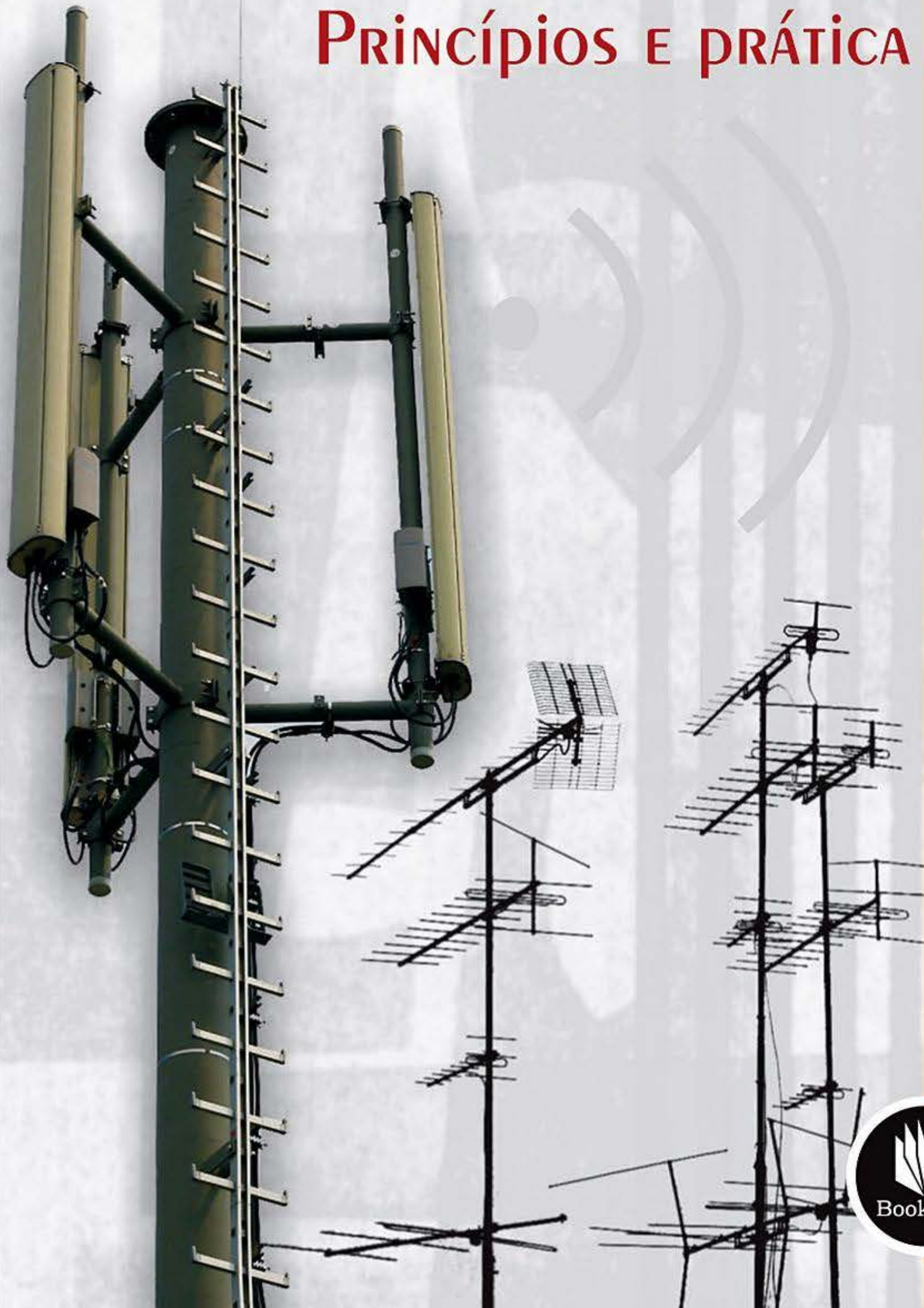
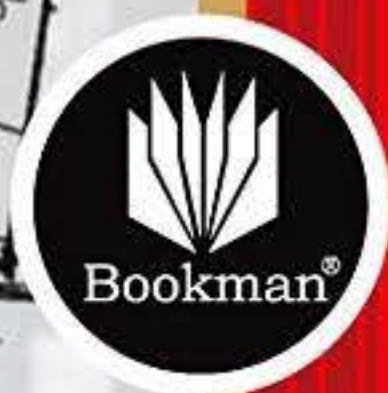


TEORIA E TÉCNICAS DE ANTENAS

PRINCÍPIOS E PRÁTICA



VINCENT F. FUSCO





-
- F993t Fusco, Vincent F.
Teoria e técnicas de antenas : princípios e prática / Vincent F. Fusco ;
tradução José Lucimar do Nascimento. – Porto Alegre : Bookman, 2006.
248 p. : il. ; 25 cm.
- ISBN 978-85-363-0690-2
1. Engenharia elétrica – Radiocomunicação – Antenas. I. Título.
- CDU 621.396.67
-

Catálogo na publicação: Júlia Angst Coelho – CRB 10/1712

VINCENT F. FUSCO

The Queen's University of Belfast

TEORIA E TÉCNICAS DE ANTENAS

PRINCÍPIOS E PRÁTICA

Tradução:

José Lucimar do Nascimento

Professor e coordenador do CETEL

Engenheiro de Telecomunicações pela PUCMG

Especialista em Engenharia de Sistemas pela UFMG

Consultoria, supervisão e revisão técnica desta edição:

Antonio Pertence Júnior

Engenheiro Eletrônico e de Telecomunicações

Especialista em Processamento de Sinais (Ryerson University – Canadá)

Professor de Telecomunicações da FUMEC (MG)

Professor Titular da Faculdade de Sabará/MG



2006

Obra originalmente publicada sob o título
Foundations of Antenna Theory and Techniques, First edition

© Pearson Education Limited, 2005
Tradução publicada conforme acordo com Pearson Education Limited.
All rights reserved.

ISBN 0-13-026267-6

Capa

Gustavo Demarchi

Preparação do original

Sabrina deMarchi

Supervisão original

Denise Weber Nowaczyk

Projeto e editoração

Armazém Digital Editoração Eletrônica – Roberto Vieira

Reservados todos os direitos de publicação, em língua portuguesa, à
ARTMED® EDITORA S.A.
(BOOKMAN® COMPANHIA EDITORA é uma divisão da ARTMED® EDITORA S.A.)
Av. Jerônimo de Ornelas, 670 - Santana
90040-340 Porto Alegre RS
Fone (51) 3027-7000 Fax (51) 3027-7070

É proibida a duplicação ou reprodução deste volume, no todo ou em parte,
sob quaisquer formas ou por quaisquer meios (eletrônico, mecânico, gravação,
fotocópia, distribuição na Web e outros), sem permissão expressa da Editora.

SÃO PAULO
Av. Angélica, 1091 - Higienópolis
01227-100 São Paulo SP
Fone (11) 3665-1100 Fax (11) 3667-1333

SAC 0800 703-3444

IMPRESSO NO BRASIL
PRINTED IN BRAZIL

Agradecimentos



Gostaria de aproveitar esta oportunidade para agradecer a todos aqueles que contribuíram direta e indiretamente para a produção deste livro. Agradeço a Lorraine Irvine e Joanne Banford por digitar os manuscritos. Para minha esposa Cathy, meu filho Adam e minha filha Kathryn pelo apoio e pela paciência que tiveram comigo.

Estamos agradecidos pela permissão da reprodução dos materiais com direitos autorais a seguir:

Figura 4.15 baseada em *Applied Electromagnetism*, 1ª edição, pág. 195 e Fig. 7.26, por L. Shen e J. Kong, © 1983, Figura 5.9 e 5.10 e as Equações (5.116) – (5.130) de *Engineering Applications of Electromagnetic Theory*, 1ª edição, pág. 406-11, por S. Liao, © 1988, reproduzido com a permissão de Brooks/Cole, uma marca do Wadsworth Group, uma divisão de Thomson Learning, www.thomsonrights.com, fax 800 730 2215; Figura 4.16 e o texto da pág. 118, inclusive das Equações (4.33) – (4.39) e as Equações (5.69) – (5.79) e (5.80) – (5.82) baseado em *Antenna Engineering Handbook*, 1ª edição, Fig. 2.15 e pág. 2.20–2.22, 34.29 – 34.30 e 34.14 – 34.15, © 1961 por McGraw-Hill Book Company, Inc., reproduzido com a permissão da McGraw-Hill Companies (Jasik, H. 1961); as Equações (1.20) – (1.34) baseadas em ‘Basic sources of electric and magnetic fields newly examined,’ *IEEE Antennas and Propagation Magazine*, Vol. 43, No. 1, Fevereiro de 2001, pág. 31-5, © 2001 IEEE (Bennet, W. S. 2001) as Equações (4.41) – (4.56) e a Seção 4.6 baseadas em *Electromagnetic Waves and Radiating Systems*, 2ª edição, pág. 382, 387–8 e 536–8, Prentice-Hall, Inc., reproduzido com a permissão do professor Keith Balmain (Jordan, E. C. e Balmain, K. G. 1968); a Equação 5.33 e a Seção 5.2 baseadas em *Field and Waves in Communication Electronics*, pág. 716–19, copyright © 1965 por John Wiley & Sons, Inc., reproduzido com a permissão de John Wiley & Sons, Inc. (Ramo, S., Winnery, J. R. e Van Duzer, T. 1965); a Seção 5.6 baseada em *Analog Line-of-Sight Radio Links: A Test Manual*, Seção 8.3.2, Prentice-Hall International, © 1987 Prentice-Hall International (UK) Ltd (Townsend, A. A. R. 1987); Seção 7.4 baseada na e reproduzida com a permissão de *Microstrip Antennas [7.6]*, pág. 43, 46, 49–51, 57, 64–6, por I. J. Bahl e P. B. Bhartia, © 1980, Artech House, Inc. Norwood MA, USA, www.artechhouse.com.

Em alguns casos estivemos impossibilitados de identificar os donos dos direitos autorais de materiais, sendo que apreciaríamos qualquer informação que nos permitisse usá-los.

Prefácio



Este livro foi escrito como um conjunto de tópicos inter-relacionados de forma a proporcionar ao leitor uma introdução moderada na teoria que dá suporte às técnicas de projeto de antenas.

O mais antigo pioneiro que se tem registro nos estudos relacionados à criação e detecção de radiação eletromagnética através do espaço foi Heinrich Rudolf Hertz (1857–1894). Por volta de 1886, Hertz demonstrou através de uma série de experimentos que ondas eletromagnéticas transmitidas através do ar tinham características de ondas. Contando com a sorte e com o seu espinterômetro, criou energia eletromagnética gerando ondas centimétricas. Isso envolve a criação de uma descarga de uma garrafa de Leyden (um capacitor) através da qual uma bobina faz com que uma faísca passe através de uma fenda de ar entre as extremidades de uma outra bobina. Oliver Heaviside assinalou em 1877 que semelhante descarga de um capacitor associado a um indutor, uma bobina, provocaria uma corrente oscilatória. De fato, Hertz criou um gerador de sinal de banda larga produzindo energia ao longo de uma faixa bastante ampla de frequências. O trabalho com comprimentos de onda de centímetros possibilitou que ele pudesse convenientemente refletir essas ondas através de prismas dielétricos e espelhos parabólicos de metal de forma semelhante à manipulação da luz.

Usando os princípios de ressonância, Hertz mostrou ainda que com circuitos de transmissão e recepção idênticos foi possível aumentar consideravelmente a distância de transmissão no espaço livre entre o transmissor e o receptor. Além disso, ele percebeu que a relação entre a amplitude da propagação de ondas eletromagnéticas e a distância entre elas era inversa. Essa é a propriedade que faz as comunicações *wireless* atraentes como se fossem um fio de comunicação virtual.

Dentre as principais descobertas de Hertz está o oscilador linear que compreende duas barras de metal com terminações esféricas. De fato, ele havia criado uma antena dipolo similar em vários aspectos com as que são usadas hoje nos sistemas de comunicações. Usando esse dipolo, ele mostrou que as ondas eletromagnéticas que ele havia produzido tinham a componente de campo elétrico em paralelo com as barras da antena, ou seja, as ondas eram linearmente polarizadas. Esse princípio é usado hoje para reduzir a interferência entre sistemas de comunicações de rádio que compartilham a mesma faixa de frequências. Em última instância, o trabalho de Hertz contribuiu para a criação das comunicações *wireless* ao longo de todas as faixas de frequências usadas atualmente.

O trabalho de Hertz foi uma longa trajetória em busca da validação das relações matemáticas postuladas por James Clerk Maxwell (1831–1879). As equações de Maxwell representam uma estrutura coerente através da qual é possível estabelecer relações entre eletricidade

dade, magnetismo e propagação de ondas eletromagnéticas. Maxwell provou que as ondas de rádio eram fenômenos eletromagnéticos e que a velocidade máxima de propagação delas no vácuo era igual a da luz, 3×10^8 m/s. O seu trabalho teórico mostrou que, assim como a luz, as ondas eletromagnéticas poderiam ser concentradas usando um refletor parabólico. As equações de Maxwell são o ponto de partida para os projetistas de sistemas de microondas e RF em suas tentativas de quantificar e controlar os fenômenos das ondas eletromagnéticas para produzir artefatos de engenharia úteis como as antenas.

Samuel Morse inventou o telégrafo com impressora em 1835, Alexander Graham Bell patenteou seu telefone transmissor e receptor em 1876 e as comunicações de longa distância sobre fios estava estabelecida. O trabalho teórico de Maxwell, que teve como suporte as evidências experimentais provadas por Hertz, deixou nos anos de 1890 a idéia de que as ondas Hertzianas, como foram conhecidas naquela época, poderiam ser usadas como uma alternativa ao uso de fios para transmitir sinais telegráficos ou de telefone em longas distâncias. A principal investida com o objetivo de provar essas afirmações veio como consequência do trabalho de Guglielmo Marconi (1874–1937), o qual, de 1894 em diante, começou a demonstrar a comunicação *wireless* ao longo de distâncias consideráveis.

Uma inovação importante veio quando Marconi usou antenas transmissoras e receptoras posicionadas acima do solo. Isso aumentou consideravelmente a distância de operação em espaço livre de poucas centenas de metros a vários quilômetros. Encorajado por esses resultados e percebendo que um dos principais atrativos comerciais para o uso de comunicações sem fio naquela época era facilitar o pedido de socorro de navios em situação de perigo, foi concedido a Marconi a primeira patente mundial para um telégrafo sem fio em 1897.

Então Marconi fundou a The Wireless Telegraph and Signal Company Ltd que, mais tarde, passou a ser denominada The Marconi Company. Uma inovação técnica adicional significativa para Marconi veio em 1900, quando ele obteve a patente para um sintonizador ressonante com um capacitor variável, que conduzia o transmissor e o receptor à ressonância. Uma extensão desse trabalho resultou na conexão de múltiplas antenas em um único transmissor e receptor. Com essas melhorias, a empresa de Marconi teve diversos sucessos comerciais com o rádio a bordo de navios costeiros. Seu principal sucesso veio em dezembro de 1901 quando coordenou a recepção de um sinal em Newfoundland que havia sido enviado de Cornwall, na Inglaterra. Com isso, foi quebrado o monopólio do controle pela British Post Office do cabo submarino transatlântico telefônico. No período de 1902 a 1920, ocorreram diversos avanços importantes relacionados à telefonia *wireless* de ondas longas; por exemplo, foram criadas válvulas que melhoraram a potência de transmissores e a sensibilidade de receptores. A AT&T, Western Electric e Bell Laboratories foram pioneiras no uso de ondas curtas em comunicações de rádio transatlânticas nos anos de 1930 nos Estados Unidos. Engenheiros, como H. T. Friis e E. Bruce, desenvolveram teorias e tipos de antenas que ainda são amplamente usadas.

O trabalho desses e de outros pioneiros, passando pelo desenvolvimento do radar nos anos de 1950 para as comunicações via satélite nos anos de 1960 e 1970 e com a ajuda da miniaturização na eletrônica modernizaram o desenvolvimento de antenas adaptativas para estações de base e antenas multibandas para aparelhos de comunicação móvel pessoal que existem atualmente.

A motivação para a produção deste livro é a recente expansão em telecomunicações móveis, com a resultante escassez de especialistas qualificados em RF. Uma das áreas importantes desses sistemas e talvez a menos compreendida seja o ponto de entrada ou saída de um sinal *wireless* em um sistema, ou seja, a antena. Existe uma demanda crescente por engenheiros com conhecimento dos fundamentos básicos dessas estruturas. A escassez desse profissional é justificada pelo fato de que muitos dos currículos universitários têm diminuído a ênfase em campos eletromagnéticos em favor de atividades como processamento digital de sinais. Conseqüentemente, este livro pretende ser um guia para diversos materiais excelentes (porém, no caso de iniciantes, um pouco “áridos”) que existem em livros clássi-

cos voltados para o estudo de ondas eletromagnéticas. Portanto, espera-se que este livro facilite o estudo da base dos conceitos que fundamentam a teoria e as técnicas de antenas.

A estrutura desse material é descrita a seguir:

- conceitos básicos de radiação e estudo de conceitos construtivos elementares usados no modelamento de antenas lineares;
- propagação de ondas planas e fluxo de potência;
- definições de antenas básicas e o conceito de antena dipolo linear;
- formação do diagrama de radiação da antena dipolo simples e com múltiplos elementos;
- sistemas de antenas e métodos de caracterização relacionados;
- técnicas de casamento de impedância para antenas básicas;
- alguns tipos comuns de antenas.

Este livro não tem o intuito de ser um substituto a muitos livros excelentes sobre a teoria de antenas que existem atualmente. Pretende-se que seja uma primeira referência detalhada ou então a principal referência no treinamento de universitários, pós-graduados ou engenheiros que desejem iniciar-se nos fundamentos teóricos, sendo o suporte necessário para uma frutífera apreciação desse recompensador tema.

V. F. Fusco

Lista dos principais símbolos

.....

| | |
|--------------------|--|
| α | coeficiente de atenuação, atraso ou avanço de fase usado para guiar o padrão de radiação de uma antena |
| β, k | número de onda |
| Δ | coeficiente de acoplamento de um divisor de potência |
| ϵ_r | constante dielétrica relativa |
| ϵ_0 | permissividade do espaço livre ($8,85 \times 10^{-12}$ F/m) |
| μ_0 | permeabilidade do espaço livre ($4\pi \times 10^{-7}$ H/m) |
| ϕ | ângulo de azimute |
| Γ | coeficiente de reflexão |
| λ | comprimento de onda no espaço livre |
| θ | ângulo de elevação |
| σ | condutividade |
| τ | ângulo de inclinação da elipse de polarização |
| η | impedância de onda no espaço livre, potência do ruído branco, eficiência de radiação da antena |
| ω | freqüência angular em rd/s |
| ψ | atraso de fase devido aos elementos dispostos espacialmente, comprimento de onda da constante de propagação em linhas de transmissão |
| * | complexo conjugado |
| A_e | abertura efetiva da antena |
| AR | razão axial de uma elipse |
| B | largura de banda em Hertz, admitância shunt |
| B', B_N | largura de banda equivalente do ruído |
| c | velocidade de propagação de uma onda eletromagnética (3×10^8 m/s) |
| C | capacitância |
| D | diretividade de uma antena |
| d | separação de elementos em um arranjo |
| dBi | decibéis relativo a uma fonte isotrópica |
| dBm | decibéis relativo a 1 mW |
| $E_{m\acute{a}x.}$ | campo elétrico radiado máximo |
| E_r | componente radial do campo elétrico |
| $E_{x,y}$ | componentes direcionadas em x,y do campo elétrico |
| E_θ | componente de elevação do campo elétrico |

| | |
|------------------------|---|
| E_ϕ | componente azimutal do campo elétrico |
| F | fator de ruído |
| $F(\theta)$ | fator de multiplicação de diagrama de radiação |
| G | ganho de antena, condutância <i>shunt</i> |
| G_R | ganho da antena receptora |
| G_T | ganho da antena transmissora |
| G/T | relação entre o ganho e a temperatura de ruído equivalente |
| $G^x(f)$ | potência de ruído na entrada do filtro |
| h | altura do substrato de uma antena microstrip |
| h_e | comprimento efetivo da antena |
| $H(f)$ | filtro de resposta ao impulso |
| Hz | Hertz |
| H_ϕ | componente azimutal do campo magnético |
| $I_0, I(o)$ | corrente de excitação nos terminais da antena |
| $I(z)$ | distribuição de corrente numa antena de fio |
| k | constante de boltzman (3×10^{-23} J/K) |
| l_{efetivo} | comprimento efetivo da antena |
| L | perdas no atenuador, indutância |
| L_1 | perda de inserção |
| n_a | potência de ruído acrescentada |
| n_0 | potência de ruído de saída |
| N_f | figura de ruído |
| $P_{\text{incidente}}$ | potência incidente |
| P_n | potência de ruído disponível |
| P_R | potência recebida da antena |
| PRIE | potência de radiação isotrópica efetiva |
| P_T | potência transmitida pela antena |
| q | carga do elétron |
| Q | fator de qualidade |
| r | distância do ponto de observação |
| r_n | n -ésimo raio do espaço desobstruído na região de Fresnel |
| R | resistência do condutor, resistência em série |
| R_L | perda ôhmica da antena |
| $R_{\text{rad.}}$ | resistência de radiação |
| S_{ij} | parâmetro s para a porta ij |
| S/N | relação sinal-ruído |
| SPM | nível de sinal perceptível mínimo |
| T | temperatura absoluta em Kelvin |
| T_e | temperatura de ruído efetiva |
| T_N | polinomial Tchebyscheff |
| $T_{\text{sist.}}$ | temperatura de ruído do sistema |
| v_p | velocidade de fase |
| V_{ij} | tensão de circuito aberto induzida na antena i por um sinal da antena j |
| V_{oc} | tensão de circuito aberto nos terminais da antena |
| ROE | razão de onda estacionária |
| x_n | n -ésima separação de elemento em um arranjo de antenas |
| Y | razão de potência do ruído |
| Z | impedância de entrada da antena |
| Z_{ij} | impedância mútua entre duas antenas |
| Z_0 | impedância característica |
| Z_s | impedância de terminação |

| | |
|-------|------------------------------|
| Z_T | impedância de terminação |
| B | densidade de fluxo magnético |
| E | vetor de campo elétrico |
| H | vetor de campo magnético |
| J | densidade de corrente |

Sumário



| | |
|--|----|
| 1. Conceitos básicos | 19 |
| 1.1 Radiação | 19 |
| 1.2 O dipolo Hertziano | 23 |
| 1.3 Modelo polar do dipolo Hertziano | 25 |
| 1.4 O dipolo Hertziano reconsiderado | 27 |
| Referências | 36 |
| Problemas | 36 |
| | |
| 2. Propagação de onda eletromagnética e fluxo de potência | 37 |
| 2.1 Equações de Maxwell básicas | 37 |
| 2.2 Propagação de uma onda plana no espaço | 41 |
| 2.3 Fluxo de potência | 45 |
| 2.4 Diretividade, ganho de potência e eficiência de uma antena | 48 |
| Referências | 55 |
| Problemas | 56 |
| | |
| 3. Antenas dipolo linear | 57 |
| 3.1 Antena dipolo de comprimento finito | 57 |
| 3.2 Distribuição de corrente em um dipolo de comprimento finito (o efeito de campo distante de uma corrente senoidal) | 59 |
| 3.3 Resistência de radiação da antena dipolo | 62 |
| 3.4 Antena dipolo curto | 64 |
| 3.5 Ganho de um dipolo de meia onda em relação a um dipolo Hertziano e transferência de potência | 66 |
| Referências | 72 |
| Problemas | 72 |

| | |
|---|-----|
| 4. Técnicas de arranjo de antenas | 73 |
| 4.1 Diagramas de radiação para duas antenas | 73 |
| 4.2 Arranjo linear unidimensional e transformação de campo distante | 77 |
| 4.3 Arranjos bidimensionais | 87 |
| 4.4 Arranjo com corrente de excitação não uniforme | 90 |
| 4.5 Impedância de entrada de uma antena | 93 |
| 4.6 Método da indução de FEM e acoplamento mútuo | 97 |
| 4.7 Exemplo de arranjo longitudinal com acoplamento mútuo | 103 |
| 4.8 Antenas dipolo em relação a um plano de terra | 107 |
| Referências | 110 |
| Problemas | 111 |
| | |
| 5. Sistemas e considerações de caracterização | 113 |
| 5.1 Comprimento efetivo de uma antena e reciprocidade | 113 |
| 5.2 Abertura de uma antena e a equação de enlace em espaço livre | 114 |
| 5.3 Temperatura efetiva de uma antena e efeitos de ruído | 120 |
| 5.4 Polarização de ondas eletromagnéticas planas | 128 |
| 5.5 Afastamento do campo distante da antena | 132 |
| 5.6 Espaço sem obstruções | 133 |
| 5.7 Princípios de caracterização de antenas | 137 |
| Referências | 146 |
| Problemas | 147 |
| | |
| 6. Técnicas de casamento de impedâncias para antenas | 149 |
| 6.1 Princípios de linhas de transmissão | 150 |
| 6.2 Circuitos de casamento de impedância concentrados | 157 |
| 6.3 Circuitos de casamento de impedância reativos | 164 |
| 6.4 Casamento de impedância usando <i>baluns</i> | 170 |
| 6.5 Circuitos que dividem/combinam potência | 172 |
| 6.6 Casamento de impedância e carta de Smith | 175 |
| Referências | 184 |
| Problemas | 184 |
| | |
| 7. Tipos básicos de antenas | 187 |
| 7.1 Antenas de quadro pequenas | 188 |
| 7.2 Antenas de fenda | 191 |
| 7.3 Antenas Yagi | 193 |

| | |
|--|-----|
| 7.4 Antenas <i>microstrip</i> retangulares | 195 |
| 7.5 Antenas com refletor | 200 |
| 7.6 Antenas helicoidais | 205 |
| 7.7 Antenas cornetas | 209 |
| 7.8 Antenas de onda progressiva de fio retilíneo | 210 |
| 7.9 Antenas planares invertidas em F | 214 |
| 7.10 Antenas ressonadoras dielétricas | 215 |
| 7.11 Arranjo de antenas refletoras | 217 |
| 7.12 Antena espirais eqüiangulares | 218 |
| 7.13 Antenas fractais | 220 |
| Referências | 222 |
| Problemas | 222 |
| | |
| 8. Apêndices | 225 |
| 8.1 Programa para o cálculo do fator de arranjo linear | 225 |
| 8.2 Reciprocidade em um circuito de duas portas | 235 |
| 8.3 Largura de banda equivalente de ruído, mínimo sinal perceptível e medição de temperatura de ruído | 236 |
| 8.4 Matriz de parâmetros de dispersão | 238 |
| | |
| Glossário | 241 |
| Bibliografia | 245 |
| Índice | 249 |

Conceitos básicos

Para compreender os princípios básicos nos quais se fundamenta a operação das antenas, é essencial fazer uma análise sobre o mecanismo da radiação. Para isso, iniciamos com uma explicação simples que mostra como uma carga acelerada gera radiação.

Esse conceito é então estendido para demonstrar como a radiação proveniente de um condutor curto, porém de comprimento finito, se distribui no espaço. Um exame nesta estrutura aparentemente simples ajudará consideravelmente na compreensão do comportamento da radiação de antenas mais complexas e de arranjos de antenas. Este estudo básico também ajudará o leitor na compreensão do comportamento dos campos próximo e distante do elemento de radiação, o dipolo Hertziano, assim chamado em homenagem a Henrich Hertz (1857 – 94). Hertz demonstrou a propagação de ondas eletromagnéticas através do espaço [1] e também é creditado a ele a invenção das primeiras antenas.

1.1 RADIAÇÃO

Quando uma tensão ou corrente variante no tempo é estabelecida em um condutor, os elétrons livres são acelerados. Esses elétrons são capazes de se deslocarem através dos espaços existentes entre os átomos sob a influência da tensão, ou corrente, aplicada ao condutor. Se a tensão ou corrente for alternada, então os elétrons de uma determinada região do condutor se movem para frente e para trás no mesmo ritmo (frequência) da tensão, ou corrente, de alimentação aplicada. A aceleração (ou desaceleração) desses elétrons faz com que ocorra a radiação [2]. Para entender como isso acontece, considere o efeito de um único elétron que tem uma carga de $-q$ C se movendo ao longo de um pedaço de fio retilíneo. À medida que a carga é acelerada, uma corrente é estabelecida, visto que, por definição, a corrente é a taxa de variação da carga.

Conforme a corrente é estabelecida, surge um campo magnético (H) cujo sentido é definido pela regra da mão direita (Figura 1.1). Esta figura mostra as linhas do campo magnético (H) na forma de *loops** fechados. As linhas do campo elétrico (E) se originam no infinito e chegam até a carga ($-q$) como linhas de campo formando o campo de Coulomb. Este campo está sempre presente, ainda que a carga não esteja em movimento. Agora considere o que acontece se o elétron for submetido a um período de aceleração, considerando

* N. de T.: O termo em inglês *loop* é amplamente utilizado. Neste caso, significa elo ou laço.

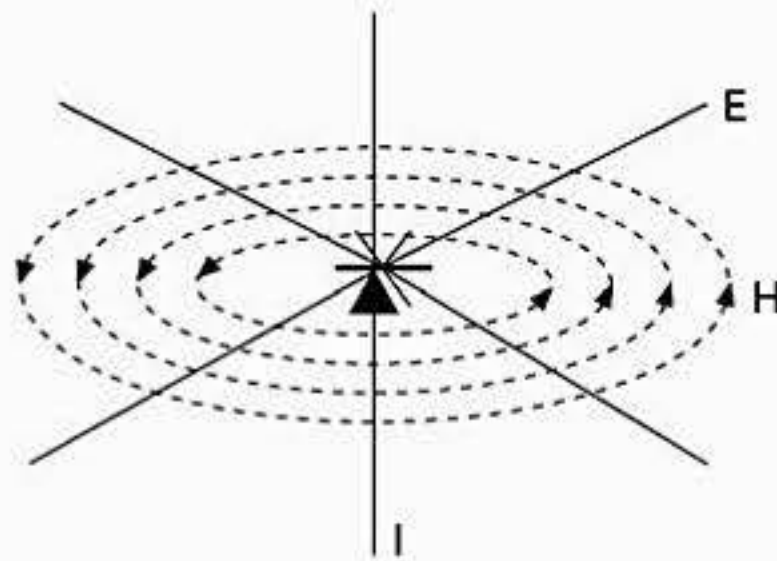


Figura 1.1 Linhas de campo magnético para uma carga em movimento.

que esta aceleração seja linear entre os instantes $t = 0$ e $t = dt$. Após este período, o elétron passa a se deslocar com velocidade constante até o instante t (Figura 1.2). Portanto, a carga foi submetida a uma aceleração (a) dada por:

$$v_1 = u + a dt \quad (1.1)$$

Isso significa que a carga alcançou um ponto, chamado B, no fio que está um pouco além do ponto onde estaria o elétron caso não fosse acelerado (ponto A na Figura 1.3a)

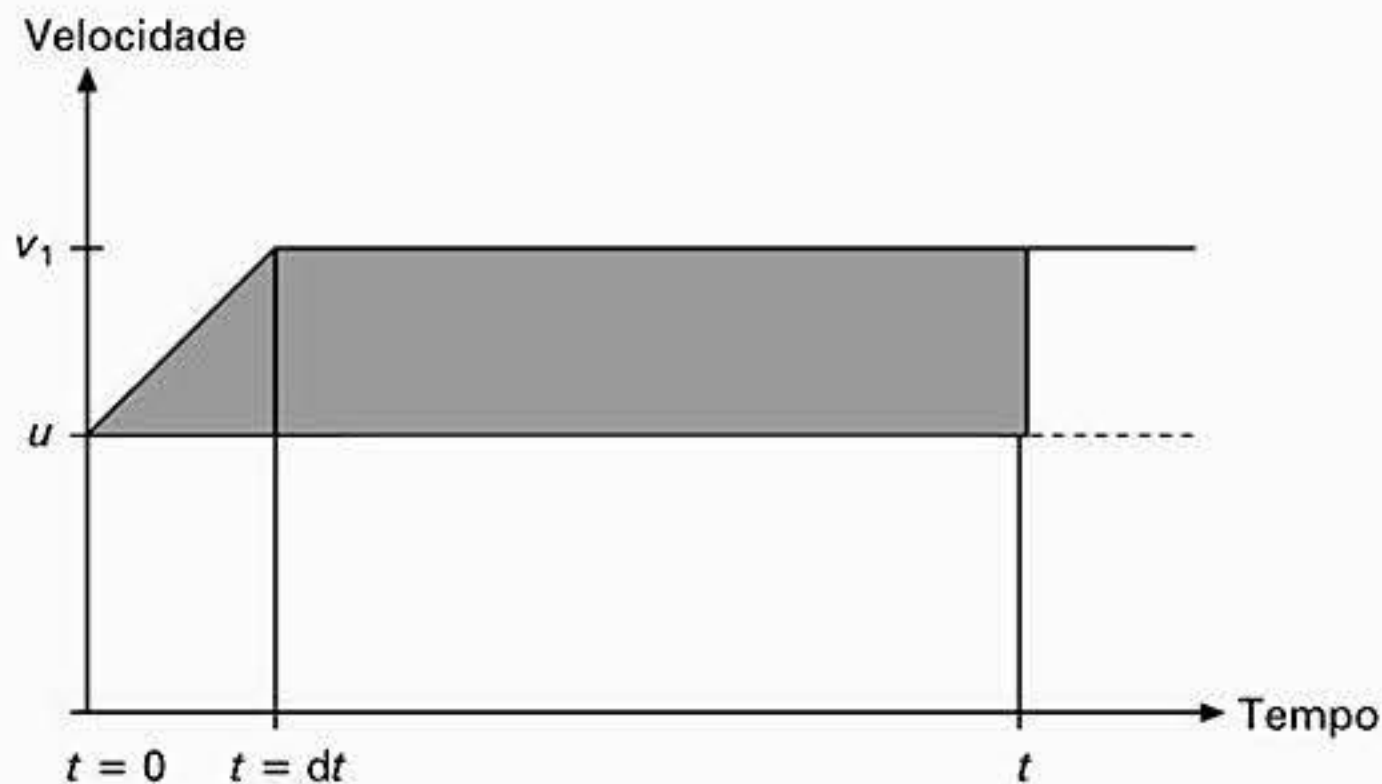


Figura 1.2 Gráfico de velocidade da carga.

Observe que a Figura 1.3a foi desenhada com um pouco mais de detalhes, a Figura 1.3b em um plano cartesiano (x, y, z) e, a Figura 1.3c, em um sistema de coordenadas esféricas, $r(\theta, \phi)$. No instante $t = t_0$, um único elétron é acelerado, de tal forma que no instante $t = t_1$ ele está na posição mostrada. Um observador posicionado a uma certa distância (ponto P), ainda pensará que a partícula de carga elementar está na posição $t = t_0$, visto que, conforme será mostrado na Seção 2.2, a sua nova posição não será identificada a partir do ponto P até decorrer um tempo finito. Além disso, a linha de campo elétrico de um único elétron que vem de um ponto localizado a uma certa distância, ponto P, agora tem que alcançar a carga na posição correspondente a $t = t_1$, em vez da posição original, $t = t_0$. Para facilitar isto, a linha de campo tem que “encurvar-se”. Portanto, a aceleração da partícula de carga causa um distúrbio eletromagnético. Considerando a região em que a linha de campo encurva-se na Figura 1.3b, vemos que existe duas componentes de campo, a componente radial E_R , que se

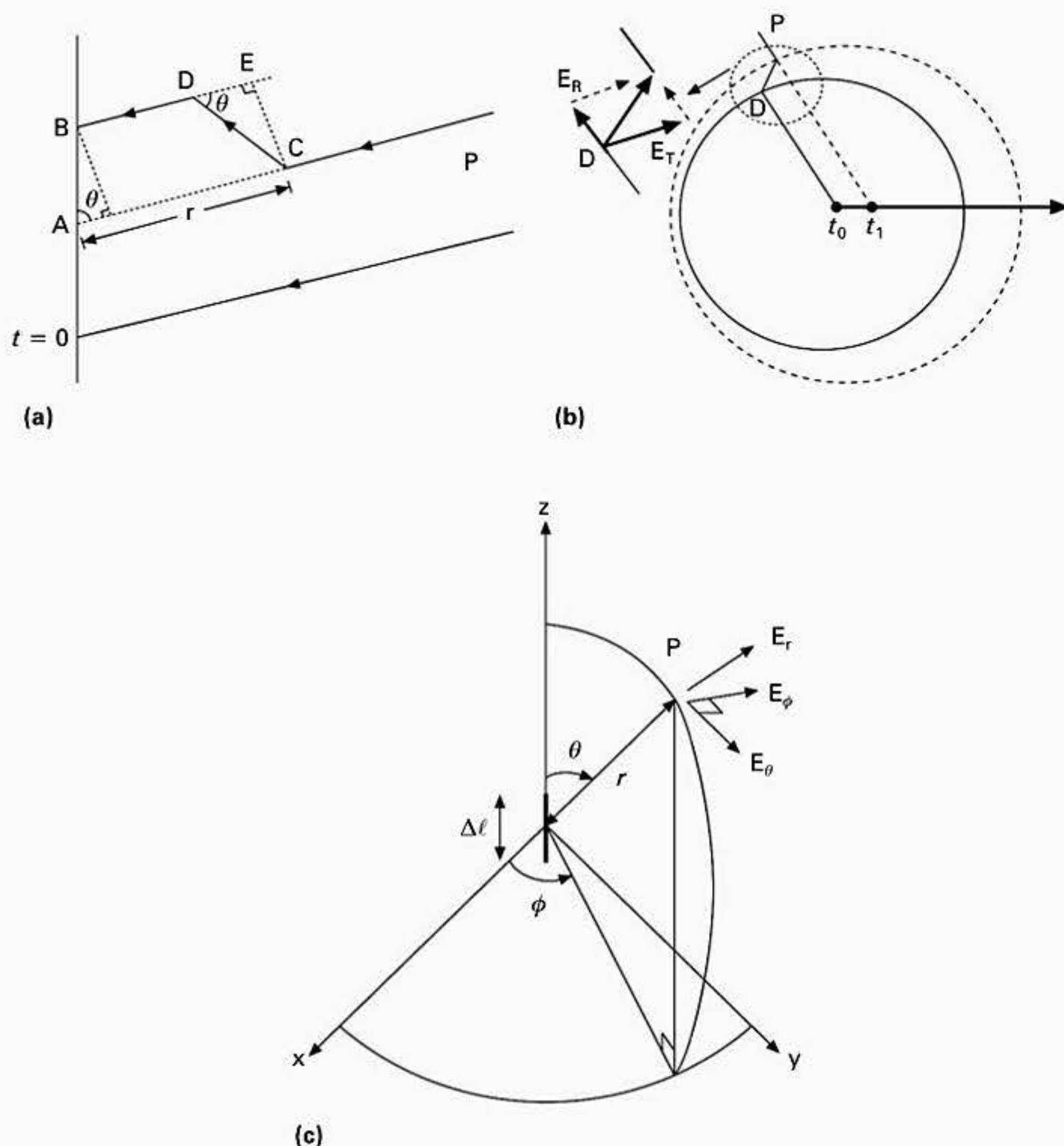


Figura 1.3 Geração de radiação.

alinha com o campo de Coulomb, e a componente transversal E_T . Visto que agora não há distinção entre a componente E_R e o campo de Coulomb, que já existia antes do elétron ser acelerado, a força de distúrbio não tem relação com esta componente. Por outro lado, a componente transversal E_T é diretamente atribuída à aceleração da carga e, portanto, ela representa a componente de campo da radiação gerada pela aceleração do elétron.

Para um observador posicionado no ponto P, a curva nesta linha não aparece instantaneamente, mas após uma quantidade finita de tempo (t) definida pela velocidade de propagação da energia eletromagnética (c) que alcança o observador (veja a Seção 2.2). Os círculos na Figura 1.3b (o círculo em linha cheia centralizado em $t = t_0$ e o círculo em linha tracejada centralizado em $t = t_1$) se propagam à velocidade da luz, sendo que a separação entre esses dois círculos representa a distância que uma onda eletromagnética percorreria durante a aceleração. Este atraso de tempo entre o momento em que o elétron é acelerado e o efeito percebido em P, é dado por

$$t = \frac{r}{c} \quad (1.2)$$

onde c é a velocidade de propagação das ondas eletromagnéticas e r é a distância do ponto de observação. O efeito total da aceleração aplicada ao elétron é gerar uma frente de onda que se propaga para fora e que se expande com o tempo.

Analisando a Figura 1.3c (a qual define o sistema de coordenadas esféricas que normalmente é usado quando se trabalha com antenas), o elétron em nosso modelo de radiação pode ser considerado como um ponto de carga. Portanto, o campo elétrico radial (E_r) a uma distância r pode ser escrito como

$$E_r = \frac{-q}{4\pi\epsilon_0 r^2} \quad (1.3)$$

Observe como esse termo não apresenta nenhuma informação relativa à aceleração, pois não há nenhuma relação com a fonte que provocou a aceleração. O termo E_ϕ não apresenta variação em relação a ϕ , visto que o fio é axialmente simétrico; portanto, um fio bastante curto não apresenta variação de campo associada a este parâmetro.

Por outro lado, o campo elétrico tangencial (E_θ), a uma mesma distância, é determinado pela Figura 1.3a pela equação

$$E_\theta = E_r \operatorname{tg}\theta = \frac{-q}{4\pi\epsilon_0 r^2} \frac{CE}{DE} \quad (1.4)$$

porém,

$$CE = CD \operatorname{sen}\theta$$

e através da regra de semelhança de triângulos temos

$$CD = AB$$

assim,

$$CE = AB \operatorname{sen}\theta$$

A distância AB é a distância adicional percorrida pelo elétron acelerado quando comparada com o caso em que não há aceleração; portanto, a distância AB é igual a área sombreada sob o gráfico da velocidade \times tempo mostrado na Figura 1.2. Portanto, como

$$AB = \frac{1}{2} dt(v_1 - u) + (t - dt)(v_1 - u)$$

e

$$v_1 = u + a dt$$

então

$$\begin{aligned} AB &= \frac{1}{2}a dt^2 + (t - dt) a dt \\ &= \frac{1}{2}a dt^2 + at dt - dt^2 \end{aligned}$$

admitindo que dt seja um valor pequeno, então

$$AB \approx at dt$$

Por isso,

$$DE = c dt$$

Portanto,

$$E_{\theta} = \frac{-q}{\epsilon_0 r^2} \frac{at}{c} \text{sen}\theta \quad (1.5)$$

fazendo $t = r/c$

$$E_{\theta} = \frac{-q}{4\pi\epsilon_0 r^2} \frac{ar}{c^2} \text{sen}\theta \quad (1.6)$$

Finalmente,

$$E_{\theta} = \frac{-qa}{4\pi\epsilon_0 c^2 r} \text{sen}\theta \quad (1.7)$$

Este termo varia de acordo com $\text{sen}\theta$ e assume o seu maior valor quando $\theta = 90^\circ$, ou seja, no plano equatorial (x-y) mostrado no sistema de coordenadas esféricas na Figura 1.3c. Este termo ilustra que a intensidade do campo elétrico tangencial (E_{θ}) é diretamente proporcional à aceleração. Portanto, a radiação será maior para frequências maiores. Em essência, para um observador em algum ponto P (Figura 1.3a), a componente tangencial da curvatura gerada é tida como uma consequência da variação da velocidade da carga.

Observe, a partir da equação (1.3), que E_r varia em função de $1/r^2$, enquanto que, a partir da equação (1.7), E_{θ} varia em função de $1/r$. Portanto, para distâncias (r) maiores, a partir do radiador, a intensidade do campo radial diminui, sobressaindo a componente E_{θ} e os campos E_{ϕ} simétricos associados. Como consequência, o campo distante resultante, a partir do radiador, é transversal (ou seja, sem componente na direção de propagação, que é a direção r ; veja a Seção 2.2). O termo $1/r$ é o fator de diminuição da componente tangencial da força do campo elétrico de uma onda eletromagnética radiada que faz com que as comunicações de longa distância sejam possíveis. Se a componente E_{θ} da força do campo elétrico diminuísse por um fator de $1/r^2$, como acontece com a componente radial do campo, então o sinal em longas distâncias seria quase zero, limitando assim significativamente o alcance dos sistemas de comunicação sem fio (*wireless**).

1.2 O DIPOLO HERTZIANO

O dipolo Hertziano é uma antena que consiste de um pedaço extremamente pequeno de condutor retilíneo que, percorrido por uma corrente alternada, apresenta uma distribuição de corrente uniforme ao longo do seu comprimento como consequência desta dimensão ser muito pequena. Para garantir que a distribuição de corrente seja uniforme, vamos considerar que a antena seja eletricamente curta. Este conceito é muito útil no estudo de muitas antenas reais de comprimento finito, visto que estas podem ser consideradas como tendo propriedades equivalentes a uma soma de vários dipolos curtos conectados juntos, tendo seus diagramas de radiação obtidos a partir do conhecimento da disposição geométrica e da superposição do diagrama de radiação do dipolo Hertziano básico.

Considere que o dipolo Hertziano seja alimentado com uma corrente senoidal i , que é uniforme ao longo do comprimento do dipolo $\Delta\ell$, orientado ao longo do eixo z mostrado na Figura 1.3c.

$$i = I_0 \text{sen}\omega t \quad (1.8)$$

* N. de T.: O termo em inglês *wireless* é muito usado quando se faz referência à comunicação sem fio.

A corrente na antena consiste de N elétrons, cada um com uma carga q C se movendo com uma velocidade de v m/s. Num tempo dado por $\Delta\ell/v$, Nq C percorreria o comprimento da antena; assim, a corrente é definida como

$$i = \frac{dq}{dt} = \frac{Nqv}{\Delta\ell} = I_0 \text{sen}\omega t \quad (1.9)$$

então podemos escrever

$$v = \frac{\Delta\ell I_0 \text{sen}\omega t}{Nq} \quad (1.10)$$

Agora, visto que pela definição de aceleração $a = dv/dt$, então

$$a = \frac{\Delta\ell \omega I_0 \text{cos}\omega t}{Nq} \quad (1.11)$$

Agora podemos deduzir a partir da equação (1.7) que o campo elétrico tangencial (E_θ) resultante de N elétrons é dado por

$$E_\theta = Nq \frac{a \text{sen}\theta}{4\pi\epsilon_0 c^2 r} \quad (1.12)$$

Assim, para o dipolo Hertziano, de comprimento E_θ , o campo elétrico E_θ radiado a uma determinada distância r e ângulo θ para esse dipolo é dado por

$$E_\theta(t) = \frac{\Delta\ell \omega I_0 \text{sen}\theta}{4\pi\epsilon_0 c^2 r} \text{cos}\omega\left(t - \frac{r}{c}\right) \quad (1.13)$$

Nesta expressão o termo $t - (r/c)$ foi introduzido para representar o atraso que o efeito da aceleração de cargas provoca na antena antes que ele seja recebido a uma distância r e ângulo θ da antena. Isto quer dizer que o campo radiado a uma distância r está atrasado em relação à aceleração, a qual o gerou.

A expressão para o campo elétrico radiado pode ser reescrita de forma diferente observando o número de onda $k = 2\pi/\lambda_0$, e que, a expressão da Seção 2.2, $\eta = 1/\epsilon_0 c = E_\theta/H_\phi$ é a impedância de onda que é igual a 377Ω , ou $120 \pi \Omega$; observe também que λ_0 é o comprimento da onda no espaço livre.

Portanto, E_θ na equação (1.13) passa a ser determinado por

$$E_\theta(t) = \eta \frac{I_0 \Delta\ell k \text{sen}\theta}{4\pi r} \text{cos}\omega\left(t - \frac{r}{c}\right) \quad (1.14)$$

a partir do qual a componente do campo H_ϕ pode ser escrita como

$$H_\phi(t) = \frac{E_\theta}{\eta} = I_0 \frac{\Delta\ell k \text{sen}\theta}{4\pi r} \text{cos}\omega\left(t - \frac{r}{c}\right) \quad (1.15)$$

Observe que a componente do campo magnético não varia com ϕ ; portanto, exhibe uma simetria circular. As equações (1.14) e (1.15) sugerem que a propagação de ondas provenientes de uma antena, tipo dipolo Hertziano, pode ser visualizada como uma frente de onda que se expande com centro na antena. A análise realizada na próxima seção, relativa às

equações que regem este comportamento, mostra que essa energia não é radiada uniformemente em todas as direções.

Em uma notação mais compacta ainda, $I_0 \cos\omega(t - (r/c))$ aparece escrita em muitos livros de antena como $\text{Re} \{I_0 \exp(j\omega(t - r/c))\}$ ou $I_0 e^{j(\omega t - \beta r)}$ ou $I_0 e^{j(\omega t - kr)}$. Portanto, com substituições apropriadas podemos escrever

$$E_\theta(t) = \frac{60\pi I \Delta\ell \sin\theta}{\lambda_0 r} e^{-jkr} \quad (1.16)$$

onde $k = 2\pi/\lambda_0 = \omega r/c$ e $I = I_0 e^{j\omega t}$.

Essa equação é a unidade fundamental usada na maior parte do trabalho a seguir.

Exercício 1.1

Calcule a componente radial do campo elétrico associada a uma carga pontual quando esta é colocada no espaço livre a uma distância de 1 m da carga.

Solução

A partir da equação (1.3), o valor do campo elétrico radial é

$$\frac{-1,6 \times 10^{-9}}{4\pi \times 8,85 \times 10^{-12} \times 1 \times 1} = -0,16 \text{ V/m}$$

Exercício 1.2

Como é a variação de $E_\theta(t)$ em função de $\Delta\ell/\lambda_0$? Comente o significado físico do resultado.

Solução

Usando a equação (1.16), podemos ver que $E_\theta(t)$ é diretamente proporcional a $\Delta\ell/\lambda_0$, então, se $\Delta\ell$ for pequeno em relação a λ_0 , $E_\theta(t)$ também será pequeno. Portanto, para uma radiação efetiva ao longo do eixo da antena, $\theta = 90^\circ$, o comprimento do elemento tem que ser comparável com o comprimento de onda do elemento radiante.

1.3 MODELO POLAR DO DIPOLO HERTZIANO

Quando se traça um gráfico da equação (1.16) em coordenadas polares, a curva é um gráfico representativo das características de radiação E_θ ; por exemplo, a Figura 1.4 mostra o gráfico de E_θ no plano no qual o dipolo está situado. Devido à simetria axial do elemento dipolo Hertziano cilíndrico, o diagrama de radiação resultante tem que ser uniforme no plano perpendicular ao eixo z no qual o dipolo Hertziano está orientado, plano x-y (ϕ), e, como consequência, o gráfico polar neste plano é um círculo, ou seja, não há variação na intensidade do campo na direção ϕ (Figura 1.4). Quando se traça um gráfico da equação (1.16) na forma polar, o diagrama de radiação, como função de θ é uma figura na forma do número oito. Quando comparado com o gráfico polar que seria obtido a partir de uma fonte isotrópica

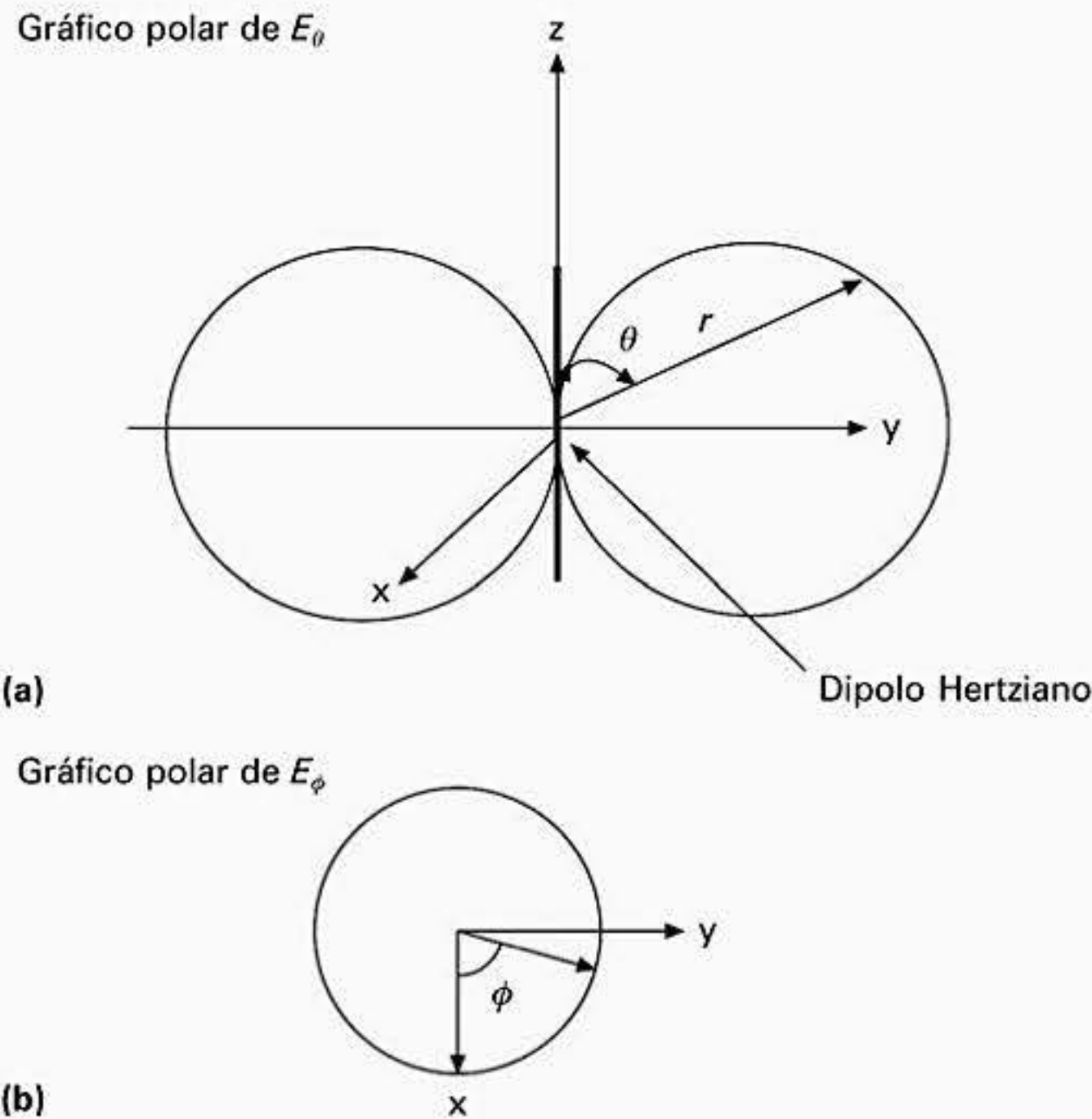


Figura 1.4 Gráfico polar da amplitude do campo elétrico.

(ou seja, uma esfera), o gráfico polar do dipolo Hertziano apresenta uma redução de potência ao longo do eixo da antena. Desta forma, mesmo uma antena muito curta, como o dipolo Hertziano, apresenta algumas direções preferenciais de radiação. Deve-se notar que, para desenhar o gráfico em termos de potência, o valor da componente do campo elétrico, definida pela equação (1.16), tem que ser elevado ao quadrado.

Os gráficos polares normalizados da radiação para o campo distante são geralmente expressos em termos de

$$\frac{\text{magnitude na direção } \theta}{\text{magnitude no plano equatorial } (\theta = 90^\circ)}$$

o que para o dipolo Hertziano da equação (1.16) resulta em $\text{sen}\theta$.

A partir do gráfico polar é possível determinar o ângulo de feixe de meia potência, o qual é definido como sendo a separação angular entre as duas direções, situadas uma de cada lado da direção de máxima radiação, nas quais se localizam os pontos onde a intensidade do campo radiado diminui para $1/\sqrt{2}$ do valor máximo, ou seja, a potência radiada diminui à metade do valor máximo.

Exercício 1.3

Mostre que, para um dipolo Hertziano, a intensidade do campo radiado a uma distância r tem um ângulo de feixe de meia potência de 90° .

Solução

A equação normalizada, referente a Equação (1.16), para o campo distante de um dipolo Hertziano é escrita como

$$\sin\theta = \pm \frac{1}{\sqrt{2}}$$

visto que o ponto de meia potência é proporcional a $1/\sqrt{2}$ da intensidade do campo elétrico.

$$\text{Portanto } \theta = \sin^{-1}\left(\pm \frac{1}{\sqrt{2}}\right) = 45^\circ \text{ ou } 135^\circ$$

obtemos assim o ângulo de feixe de meia potência para um dipolo Hertziano $(135^\circ - 45^\circ) = 90^\circ$. Isto significa que a potência apresenta um extenso ângulo de espalhamento. O Capítulo 4 apresenta métodos para concentrar a radiação de antenas posicionando-as em uma configuração denominada arranjo.

1.4 O DIPOLO HERTZIANO RECONSIDERADO

Na seção anterior definimos o dipolo Hertziano como uma antena fictícia que apresenta uma distribuição de corrente uniforme ao longo do seu pequeno comprimento. O acúmulo de cargas nas extremidades deste pedaço de fio curto poderia ser representado modelando o dipolo como duas cargas, $+q$ e $-q$, colocadas nas extremidades do dipolo. Essas cargas, de polaridade oposta, oscilam como um par complementar de cargas, denominado oscilação de carga dupla.

Podemos usar este modelo para determinar como se comporta o campo elétrico radiado próximo ao dipolo Hertziano, ou seja, no campo próximo também denominado de região de Fresnel (veja a Seção 5.5). Diferentemente da região de campo distante, nesta região o diagrama de radiação é uma função da posição exata na qual é feita a medição. O potencial do campo elétrico no ponto de observação P, mostrado na Figura 1.5, para o dipolo Hertziano de comprimento $\Delta\ell$ é, de acordo com a lei de Coulomb,

$$v = \frac{+q}{4\pi\epsilon_0 r_1} + \frac{-q}{4\pi\epsilon_0 r_2} \quad (1.17)$$

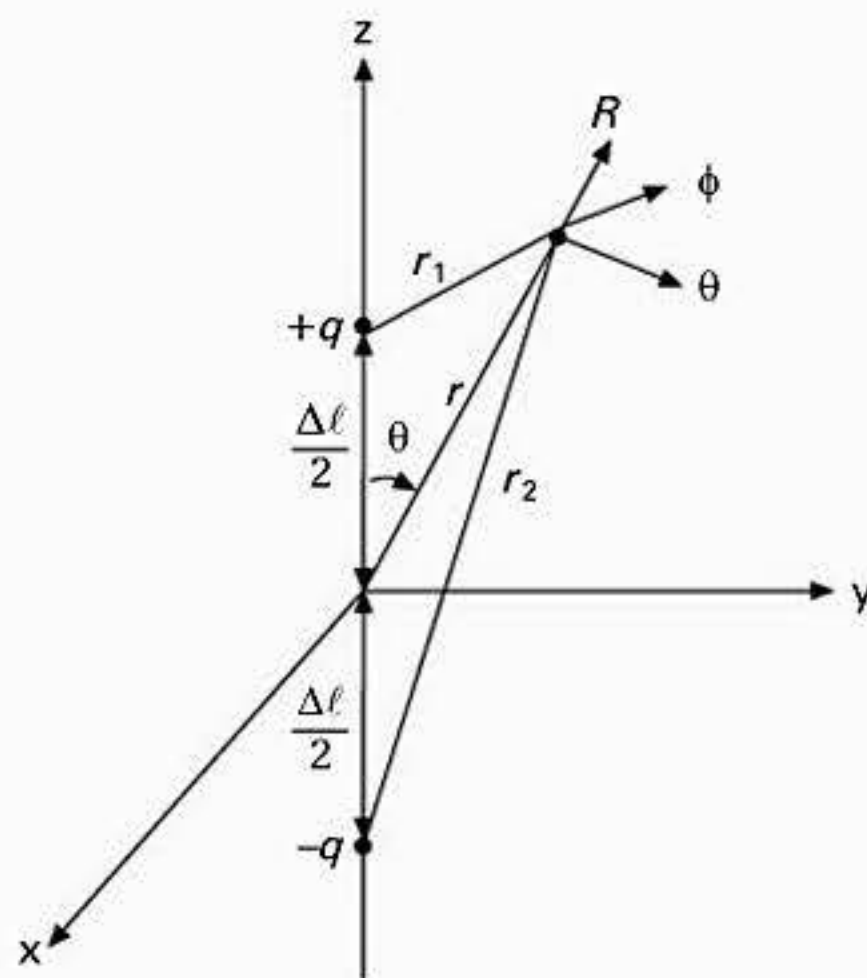


Figura 1.5 Representação da oscilação em um dipolo Hertziano.

Exercício 1.4

As cargas pontuais de $4 \times 10^{-9} \text{ C}$ e $-2 \times 10^{-9} \text{ C}$ estão localizadas num espaço cartesiano (x, y, z) em $(2, 0, 0)$ e $(6, 0, 0)$. Determine o potencial do campo elétrico na posição $(4, 2, 0)$.

Solução

Como o ponto no campo elétrico a ser estimado está no plano (x, y), podemos usar uma geometria simples para determinar as distâncias r_1 e r_2 exigidas pela Equação (1.17) como sendo igual a $\sqrt{8}$, portanto

$$\begin{aligned} v &= \frac{4 \times 10^{-9}}{4\pi\epsilon_0\sqrt{8}} - \frac{2 \times 10^{-9}}{4\pi\epsilon_0\sqrt{8}} \\ &= \frac{1 \times 10^{-9}}{2\pi\epsilon_0\sqrt{8}} = 6,4 \text{ V/m} \end{aligned}$$

Agora, a partir de considerações geométricas

$$\begin{aligned} r_1 &= \sqrt{\left(r - \frac{\Delta\ell}{2} \cos\theta\right)^2 + \left(\frac{\Delta\ell}{2} \sin\theta\right)^2} \\ &\approx r - \frac{\Delta\ell}{2} \cos\theta \end{aligned} \tag{1.18}$$

e

$$r_2 \approx r + \frac{\Delta\ell}{2} \cos\theta$$

assim,

$$r_2 - r_1 \approx \Delta\ell \cos\theta$$

Para uma excitação senoidal controlando a oscilação de carga dupla

$$i = I_0 \sin\omega t$$

podemos determinar uma expressão para a carga, visto que pela definição

$$q = \int i \, dt = \frac{-I_0}{\omega} \cos\omega t \tag{1.19}$$

Lembre-se de que esta carga será observada do ponto P algum tempo (r/c) depois, após ela ter se movido no dipolo, podemos escrever

$$q = \frac{-I_0}{\omega} \cos\omega \left(t - \frac{r}{c} \right) \tag{1.20}^*$$

* Nota: O tratamento dado às equações de (1.20) a (1.34) é baseado nas equações de (2) a (7) em W.S. Bennett, Basic sources of electric and magnetic fields newly examined, *IEEE Antennas and Propagation Magazine*, Vol. 43, No. 1, 2001, pp 31-5. © 2001 IEEE.

Portanto, a partir da equação (1.17)

$$v = \frac{-I_0}{4\pi\omega\epsilon_0} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) \cos\omega \left(t - \frac{r}{c} \right)$$

Observando que $r_1 r_2 \approx r^2$ e $r^2 \gg \Delta\ell^2/4\cos^2\theta$, então visto que $r_2 - r_1 = \Delta\ell\cos\theta$

$$v = \frac{-I_0 \Delta\ell}{4\pi\omega\epsilon_0} \frac{1}{r^2} \cos\theta \cos\omega \left(t - \frac{r}{c} \right) \quad (1.21)$$

Agora que sabemos que o potencial presente em algum ponto P no espaço é devido a uma corrente oscilante no dipolo, podemos determinar o campo elétrico resultante neste ponto de observação. Quando fazemos a conversão para um sistema de coordenadas esféricas, conforme apresentado abaixo, três componentes de campo elétrico são produzidas no ponto de observação. Portanto,

$$E_r = \frac{-\partial v}{\partial r} = \frac{I_0 \Delta\ell}{4\pi\epsilon_0} \cos\theta \left[\frac{1}{cr^2} \sin\omega \left(t - \frac{r}{c} \right) - \frac{1}{\omega r^3} \cos\omega \left(t - \frac{r}{c} \right) \right] \quad (1.22)$$

$$E_\theta = -\frac{1}{r} \frac{\partial v}{\partial \theta} = -\frac{I_0 \Delta\ell}{4\pi\omega\epsilon_0} \sin\theta \left[\frac{1}{r^3} \cos\omega \left(t - \frac{r}{c} \right) \right] \quad (1.23)$$

$$E_\phi = -\frac{1}{r \sin\theta} \frac{\partial v}{\partial \phi} = 0$$

O resultado nulo para E_ϕ é devido à simetria do campo elétrico no plano ϕ . Assim, a partir das equações (1.22) e (1.23) concluímos que uma corrente oscilante estabelecida em um fio de comprimento infinitamente pequeno induz uma radiação eletromagnética.

Na dedução das equações (1.22) e (1.23), fizemos a transformação de um sistema de coordenadas cartesianas para um sistema de coordenadas esféricas, ou seja,

$$\mathbf{E} = \frac{\partial v}{\partial x} \mathbf{i} + \frac{\partial v}{\partial y} \mathbf{j} + \frac{\partial v}{\partial z} \mathbf{k}$$

que é equivalente a

$$\mathbf{E} = \frac{\partial v}{\partial r} \ell_r + \frac{1}{r} \left(\frac{\partial v}{\partial \theta} \ell_\theta + \frac{1}{\sin\theta} \frac{\partial v}{\partial \phi} \ell_\phi \right) \quad (1.24)$$

onde $\mathbf{i}, \mathbf{j}, \mathbf{k}, \ell_r, \ell_\theta, \ell_\phi$ são vetores unitários ortogonais em cada sistema de coordenadas.

Comparando esses resultados com os resultados obtidos na equação (1.16), onde se considerou que r era uma distância grande a partir da antena, vemos que próximo a antena o termo $1/r^3$ determina a taxa de decréscimo do campo E_θ com a distância. O campo elétrico criado pelo dipolo é dominante, e nesta área a energia armazenada representa uma região capacitiva, a qual sendo reativa, não contribui para a potência radiada.

Por outro lado, se o dipolo curto é considerado como um condutor que transporta uma corrente, então o campo magnético associado pode ser determinado pela aplicação direta da lei de Biot-Savart [3], conforme a seguir

$$H_\phi = \frac{I_0 \Delta \ell \sin \theta}{4\pi \epsilon_0 r^2} \sin \omega \left(t - \frac{r}{c} \right) \quad (1.25)$$

a qual quando acrescentada à expressão previamente deduzida, a componente H_ϕ para grandes distâncias r , equação (1.15), é dada por

$$H_\phi = \frac{I_0 \Delta \ell}{4\pi} \sin \theta \left[\frac{\omega}{cr} \cos \omega \left(t - \frac{r}{c} \right) + \frac{1}{r^2} \sin \omega \left(t - \frac{r}{c} \right) \right] \quad (1.26)$$

Exercício 1.5

Mostre que de acordo com a definição [4] a fronteira entre o campo de indução e o campo de radiação ocorre quando, a partir da equação (1.26), $r \approx \lambda/6$.

Solução

De acordo com a referência [4], a fronteira entre as regiões de campo próximo e campo distante pode ser definida como a distância em que os campos de indução e radiação têm a mesma intensidade. Esta posição pode ser determinada a partir da equação (1.26), como a seguir

$$\left| \frac{1}{r^2} \sin \omega \left(t - \frac{r}{c} \right) \right| = \left| \frac{\omega}{cr} \cos \omega \left(t - \frac{r}{c} \right) \right|$$

ou

$$\frac{\omega}{cr} = \frac{1}{r^2}$$

$$\text{portanto, } r = \frac{c}{\omega} = \frac{f\lambda}{2\pi f} = \frac{\lambda}{2\pi} \approx \frac{\lambda}{6}$$

Dentro desta região, cada uma das componentes do campo está em quadratura de fase, com a energia absorvida a cada quarto de ciclo e devolvida ao campo durante o próximo quarto de ciclo. Assim, dentro desta região, a energia sofre colapso de volta para o elemento radiador retornando então para a região, originando a reatância da antena.

Portanto, no campo próximo da antena, ou seja, próximo ao elemento radiador ($r < \lambda/6$) temos um campo capacitivo e um campo indutivo, determinados em termos das intensidades de campo elétrico (E_θ) e magnético (H_ϕ). Fora desta região, a energia é liberada na forma de onda eletromagnética que se propaga na velocidade da luz. A interação entre esses dois campos resulta em uma quantidade reativa normalmente denominada de campo próximo ou de indução da antena.

Aplicando o teorema de Poynting (Seção 2.3) obtemos o valor instantâneo da potência radiada por unidade de área ($P = E_\theta H_\phi$). No campo próximo da antena

$$P = \frac{I_0^2 \Delta \ell^2}{16\pi^2 \omega \epsilon_0} \sin^2 \theta \frac{1}{r^5} \sin \omega \left(t - \frac{r}{c} \right) \cos \omega \left(t - \frac{r}{c} \right) \quad (1.27)$$

Exercício 1.6

Use o teorema de Poynting para avaliar como o valor instantâneo da potência radiada diminui com a distância no campo próximo de uma antena eletricamente curta.

Solução

A partir da equação (1.27), vemos que a potência cai rapidamente na razão de $1/r^5$. Portanto, a pequenas distâncias da antena, o nível de potência no campo próximo diminuiu para quase zero; por exemplo, a duplicação da distância conduz a uma redução de 1/32 ou -15 dB na força do campo.

Exercício 1.7

Use o resultado da equação (1.27) para determinar a frequência da potência reativa no campo próximo.

Solução

A partir da equação (1.27), podemos escrever

$$\sin\omega\left(t - \frac{r}{c}\right)\cos\omega\left(t - \frac{r}{c}\right) = \frac{1}{2}\sin 2\omega\left(t - \frac{r}{c}\right)$$

Portanto, no campo próximo a potência reativa varia duas vezes mais que a frequência do gerador.

Agora considere a lei de Biot-Savart [3] [5] sob uma corrente de excitação variante no tempo que opera em um fio de comprimento curto embutido em um pedaço de fio longo (Figura 1.6).

$$H_{\phi}(t) = \frac{\Delta\ell \sin\theta}{4\pi r^2} i(t) \quad (1.28)$$

Em um ponto de observação distante,

$$H_{\phi}(t) = \frac{\Delta\ell \sin\theta}{4\pi r^2} i\left(t - \frac{r}{c}\right) \quad (1.29)$$

Na Seção 1.1, mostramos como o efeito da radiação eletromagnética ocorre quando uma carga é acelerada e conseqüentemente como a componente de campo distante é proporcional à taxa de variação da corrente atrasada no tempo. A partir da definição básica de diferenciação, podemos escrever

$$\frac{di(t)}{dt} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \left[\frac{i(t + \Delta t) - i(t)}{\Delta t} \right] \quad (1.30)$$

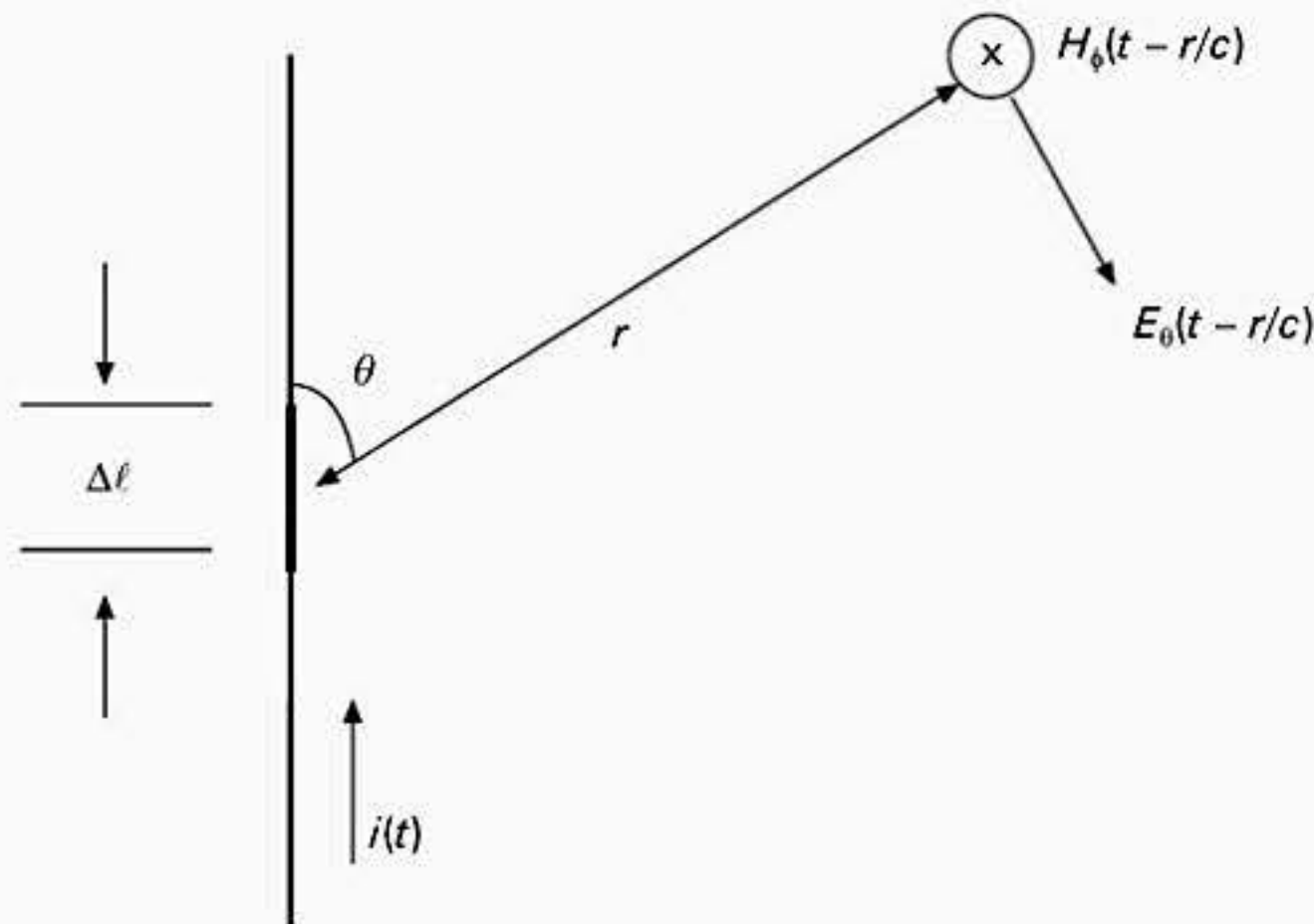


Figura 1.6 Campo a partir de uma seção curta do fio.

Se fizermos $\Delta t = r/c$ e $t = t - r/c$, então podemos reescrever a equação (1.30) como

$$i(t) = \lim_{r/c \rightarrow 0} \left[i\left(t - \frac{r}{c}\right) + \frac{r}{c} \frac{di\left(t - \frac{r}{c}\right)}{dt} \right]$$

Portanto, a equação (1.29) pode ser escrita [6] como

$$H_\phi(t) = \frac{\Delta\ell \sin\theta}{4\pi r^2} \left[i\left(t - \frac{r}{c}\right) + \frac{r}{c} \frac{di\left(t - \frac{r}{c}\right)}{dt} \right] \quad (1.31)$$

e a partir da Seção 2.2 sabemos que $E_\theta/H_\phi = \eta$, a impedância do espaço livre. Portanto, podemos escrever

$$E_\theta(t) = \eta \frac{\Delta\ell \sin\theta}{4\pi r^2} \left[i\left(t - \frac{r}{c}\right) + \frac{r}{c} \frac{di\left(t - \frac{r}{c}\right)}{dt} \right] \quad (1.32)$$

A equação (1.32) representa o campo elétrico radiado devido a corrente variante no tempo estabelecida em um segmento de fio que é parte de um fio longo. Se o segmento do fio fosse removido do fio longo, então a carga seria acumulada nas extremidades do fio e uma carga dupla seria criada. Isto proporciona uma contribuição adicional ao campo de radiação descrito pela equação (1.23) que substitui a equação (1.32).

Por questão de compatibilidade com a equação (1.32), reescreveremos a equação (1.23) da seguinte forma

$$E_\theta = \frac{\eta \Delta\ell}{4\pi\omega r^2} \left[\frac{c}{r} q\left(t - \frac{r}{c}\right) \right]$$

onde usamos $1/\epsilon_0 = \eta c$ (veja a Seção 2.2). Portanto, o campo elétrico radiado total será a superposição dos dois campos de radiação.

$$E_{\theta}(t) = \frac{\eta \Delta \ell \sin \theta}{4\pi r^2} \left[\frac{c}{r} q \left(t - \frac{r}{c} \right) + i \left(t - \frac{r}{c} \right) + \frac{r}{c} \frac{di \left(t - \frac{r}{c} \right)}{dt} \right] \quad (1.33)$$

Usando a forma dada nas equações (1.31) e (1.33), é possível estabelecer as características de radiação de um dipolo de fio sob condições de excitação arbitrárias.

Substituindo $i(t - r/c) = I_0 \sin \omega(t - r/c)$ e usando a notação complexa temos

$$E_{\theta}(t) = \frac{\eta I_0 \Delta \ell k \sin \theta}{4\pi r^2} \left(1 + \frac{1}{jkr} + jkr \right) e^{-jkr} \quad (1.34)$$

Usando o mesmo método, a equação (1.31) se torna

$$H_{\phi} = \frac{I_0 \Delta \ell \sin \theta}{4\pi r^2} (1 + jkr) e^{-jkr} \quad (1.35)$$

Exercício 1.8

Mostre que à medida que diminui a distância entre a antena e o ponto de observação no campo, a razão E_{θ}/H_{ϕ} , que é igual a 377Ω para o espaço livre, não é mais aplicável.

Solução

Para pequenos valores de r , o primeiro e o segundo termos dentro dos parênteses na equação (1.34) são mais significativos. Portanto,

$$\frac{E_{\theta}}{H_{\phi}} = \eta \frac{\left(\frac{1}{r^2} + \frac{1}{jkr^3} \right)}{\frac{1}{r^2}} = \eta \left(1 + \frac{1}{jkr} \right) = \eta \left(\frac{1 - j\Delta r}{2\pi r} \right)$$

então, no campo próximo a impedância de onda, que vale 377Ω , aplicável nos cálculos para campo distante torna-se uma função da distância e apresenta uma grande reatância capacitiva à medida que r tende para zero.

e

$$E_r = \frac{\eta I_0 \Delta \ell \cos \theta}{2\pi r^2} \left(1 + \frac{1}{jkr} \right) e^{-jkr} \quad (1.36)$$

nesse ponto $\eta = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}}$

Exercício 1.9

Mostre que, em qualquer ponto, no campo distante de uma antena constituída com um fio linear, exceto próximo ao eixo da antena, a componente E_θ prevalece sobre a componente de campo radial E_r .

Solução

Obtendo-se a razão entre as equações (1.34) e (1.36) para um valor grande de r , vemos que

$$\left| \frac{E_R}{E_\theta} \right| \propto \frac{1}{r \operatorname{tg} \theta}$$

de forma que quando θ tende para zero, quer dizer, num sistema de coordenadas esféricas ao longo do eixo z , $E_R \gg E_\theta$, de outra forma conforme θ tende para 90° $E_\theta \gg E_R$.

A partir da expressão para E_θ , podemos identificar as componentes de indução e radiação para o campo distante.

Exercício 1.10

Considere uma antena curta de comprimento 1 cm alimentada com uma corrente de 100 mA a um 1 GHz. Calcule a intensidade do campo elétrico tangencial ao longo do eixo da antena a uma distância de 100λ .

Solução

O comprimento da antena ℓ é 1 cm, com frequência de operação de 1 GHz e $\lambda_0 = 30$ cm; portanto, $\Delta\ell/\lambda_0 = 1/30$ de forma que podemos considerar, por meio de uma aproximação razoável, que a antena é um dipolo Hertziano. Assim, podemos aplicar a equação (1.34) para E_θ , na qual para uma distância de 100λ os primeiros dois termos dentro dos parênteses podem ser ignorados visto que analisamos um ponto no campo distante da antena. Portanto, a equação (1.34) passa a ser

$$E_\theta = j\eta \frac{I_0 \Delta\ell \operatorname{sen} \theta}{4\pi} \frac{k}{r}$$

Assim,

$$E_\theta = j \frac{377 \times 0,1}{200 \times 30 \times 30}$$

$$|E_\theta| = 0,21 \text{ V/cm}$$

A equação (1.34) pode ser analisada considerando-se a ação de elétrons livres no segmento do fio alimentado pelo sinal. Neste ponto, como cada elétron livre porta uma carga e como essa carga é afetada pelo campo criado em função do deslocamento dinâmico de outros elétrons livres devido à corrente alternada aplicada, o campo criado exerce força nos elétrons livres que foram responsáveis pela geração dos campos num primeiro momento. Por-

tanto, as forças criadas agem dificultando o movimento de elétrons. Além disso, o segundo termo na equação (1.34) está 90° fora de fase em relação ao terceiro termo na mesma equação. Assim, vemos que os campos dinâmicos gerados por este termo agem em oposição à taxa de variação da corrente aplicada.

A energia no campo próximo produzida por esse processo é transferida para o campo magnético criado em torno dos elétrons em movimento e retorna aos elétrons como se os campos magnéticos entrassem em colapso quando os elétrons desaceleram. Portanto, temos uma componente reativa no campo próximo que é indutiva e não contribui para a potência radiada.

Uma visão em corte de uma seção do campo junto ao dipolo num instante de tempo mostraria que, à medida que o tempo passa, o campo expande-se continuamente para fora na velocidade da luz. O processo de radiação é um processo no qual *loops* fechados de campo elétrico se formam continuamente conforme o campo oscila. À medida que um *loop* é formado, ele se propaga para fora (Seção 2.2), mantendo um fluxo estável de energia (Seção 2.3) no espaço livre.

A Figura 1.7 mostra o campo de radiação de um dipolo Hertziano em termos de suas linhas de campo elétrico e magnético desenhadas em um sistema de coordenadas polares. A amplitude instantânea da componente E_θ é dada pela equação (1.34). O leitor pode obter mais detalhes sobre como o campo de radiação pode ser desenhado à medida que o tempo passa, na referência bibliográfica [4].

Podemos ver heurísticamente como o processo de radiação evolui com o tempo se considerarmos o que acontece quando um dipolo curto é alimentado por um pulso de tensão. Se o comprimento do pulso for considerado curto em relação ao comprimento do dipolo, então quando a carga induzida pelo pulso é desacelerada, a radiação acontece nas extremidades do dipolo e uma linha fechada de campo elétrico se forma (Figura 1.8a). As cargas são então refletidas a partir das terminações abertas do dipolo voltando em direção ao centro do dipolo (Figura 1.8b). Nesta posição, à medida que as linhas de campo se ligam, um *loop* de campo é formado (Figura 1.8c). Durante este movimento de cargas, o *loop* de campo se expande no espaço. Conforme o processo se repete, este *loop* fechado se desprende no espaço (Figura 1.8d) e um novo *loop* se forma com sentido oposto.

Uma vez que o processo se estabiliza, ou seja, após vários *loops* serem formados e alguns *loops* fechados serem formados, a distância máxima entre os centros dos *loops* formados, na direção normal ao eixo da antena, é de meio comprimento de onda no espaço livre conforme determinado pela frequência da fonte usada para alimentar o sistema (Figura 1.7). Embora não discutido neste momento, uma explicação deste efeito baseada na análise do

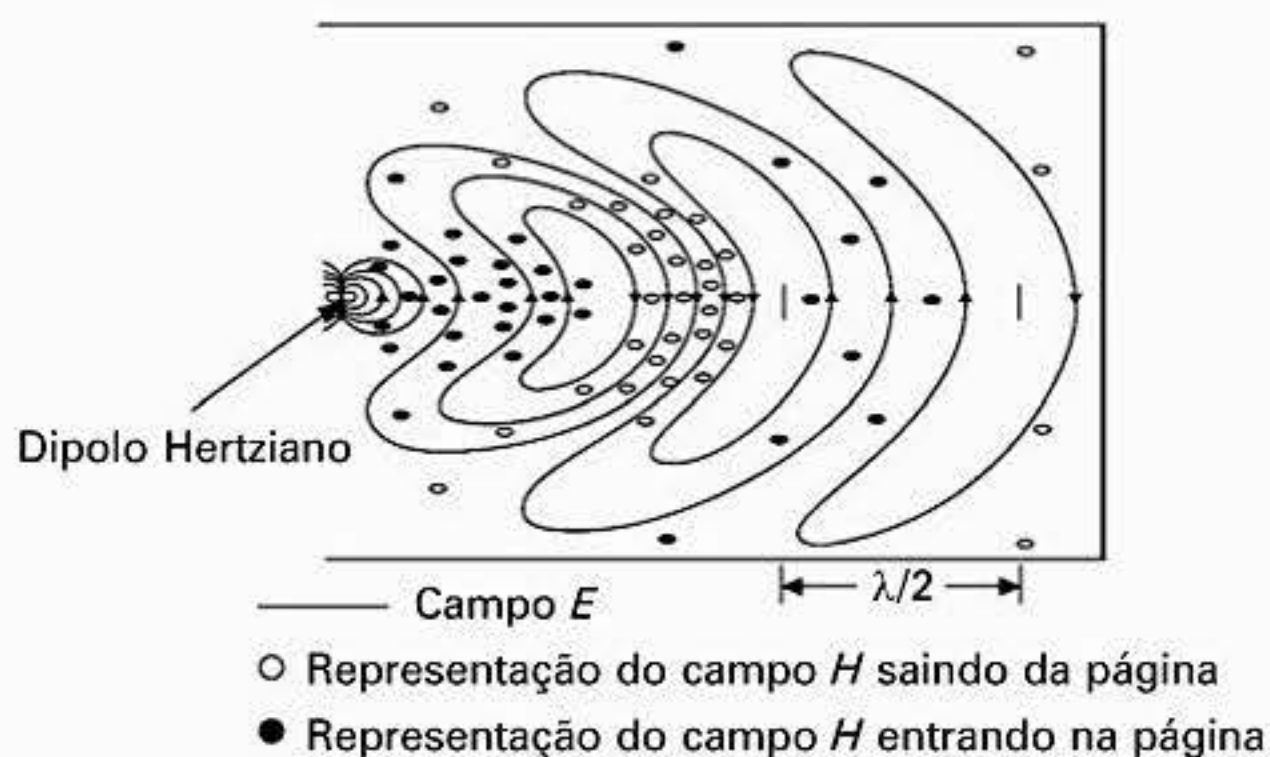


Figura 1.7 Campo de radiação de um dipolo Hertziano.

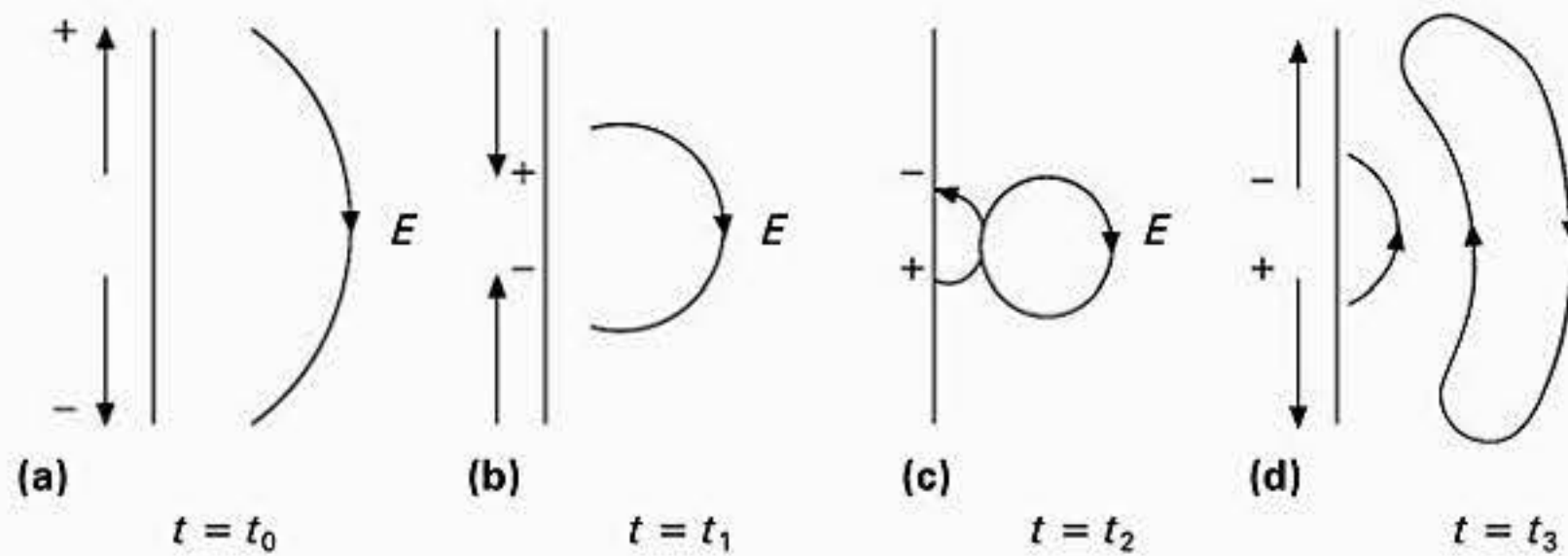


Figura 1.8 Dipolo curto conduzindo uma carga oscilante que se move sob a influência de um sinal senoidal de período T .

pulso no domínio do tempo ao longo dos braços de uma antena dipolo pode ser obtida diretamente da equação (1.33). Esta forma de conceituar o problema pode ser útil [7].

REFERÊNCIAS

- [1] Bray, J., *The Communications Miracle, The Telecommunication Pioneers from Morse to the Information Superhighway*, Plenum Press, 1995.
- [2] Feynman, R.P., Leighton, R.B. and Sands, M., *The Feynman Lectures on Physics, Mainly Mechanics Radiation and Heat*, Addison-Wesley, 1963, Chapter 28.
- [3] Paul, C.R. and Nasar, S.A., *Introduction to Electromagnetic Fields*, McGraw-Hill, 1982, Chapter 4.
- [4] Jordan, E.C. and Balmain, K.G., *Electromagnetic Waves and Radiating Systems* (2nd edition), Prentice Hall, 1968, Chapter 14.
- [5] Karmel, P.L., Colef, G.D. and Camisa, R.L., *Introduction to Electromagnetic and Microwave Engineering*, Wiley Series in Microwave and Optical Engineering, John Wiley & Sons, 1998, pp. 253-4 and 628-30.
- [6] Bennett, W.S., Basic sources of electric and magnetic fields newly examined, *IEEE Antennas and Propagation Magazine*, Vol. 43, No. 1, 2001, pp. 31-5.
- [7] Cloude, S., *An Introduction to Electromagnetic Wave Propagation and Antennas*, UCL Press, 1995, pp. 43-5.

PROBLEMAS

- 1.1 Mostre que a radiação ocorre apenas a partir das contribuições das acelerações que são transversais à linha que une o ponto de observação P e a fonte de carga que é acelerada.
- 1.2 Descreva por que a radiação eletromagnética associada a uma corrente elétrica proveniente de uma fonte não é sentida imediatamente em um ponto de observação P distante.
- 1.3 Calcule o ângulo de feixe de meia potência para uma antena feita de fio retilíneo de comprimento 1,5 cm, operando em 1 GHz. O leitor pode considerar que a antena é alimentada no centro. Qual é a sua expectativa quanto ao tipo de reatância (indutiva ou capacitiva), vista a partir dos terminais alimentados?
- 1.4 Por que o campo eletromagnético que se fecha na antena, ou seja, para distâncias menores que $\lambda/2\pi$, é chamado de campo de indução? Quais são as propriedades essenciais dessas componentes eletromagnéticas do campo radiado total e como elas influenciam a impedância reativa apresentada pela antena nos terminais de alimentação? Qual é a rapidez com que essas componentes decaem quando o ponto de observação se distancia da antena?

Propagação de onda eletromagnética e fluxo de potência

.....

As equações de Maxwell, denominadas assim em homenagem a James Clerk Maxwell (1831–79), explicam o comportamento da propagação de ondas eletromagnéticas. A compreensão de como estas ondas se propagam no espaço livre é a primeira etapa essencial no desenvolvimento de uma análise de técnicas no uso de antenas. Com isto em mente, apresentaremos primeiro a lei de Ampère e a lei de Faraday e, a partir delas, mostraremos como serviram de base para a construção das equações de Maxwell, a partir das quais as equações de onda que modelam a propagação de ondas planas no espaço livre são derivadas. Essas equações produzem várias revelações na definição de impedância de onda e da velocidade na qual se propaga a energia eletromagnética. Além disso, o conceito de ondas transversais também é desenvolvido. A partir dessas idéias será mostrado como o fluxo de potência associado com ondas de propagação plana pode ser determinado. Usando esses conceitos como base de conhecimento, são desenvolvidos parâmetros fundamentais relacionados às antenas, como o ganho de potência e a diretividade, considerando que a propagação de ondas planas são observadas na região de campo distante de antenas ou de arranjo de antenas.

2.1 EQUAÇÕES DE MAXWELL BÁSICAS

As equações que caracterizam as propriedades de propagação macroscópica de ondas eletromagnéticas são conhecidas como equações de Maxwell [8]. Essas equações são obtidas a partir da lei de Ampère e da lei de Faraday, as leis fundamentais da eletricidade.

A lei de Ampère diz que a integral de um campo magnético ao longo de um percurso fechado c , criando a fronteira de área a por onde passa uma corrente I , é igual à corrente.

$$\oint_c H_s ds = \int_s J_n da \quad (2.1)$$

onde J_n é a componente normal da corrente que atravessa uma área elementar (da), de uma superfície s limitada por um contorno fechado c , em torno do qual o campo magnético H_s , (ou seja, a componente do campo magnético ao longo do contorno fechado c) é integrada (veja a Figura 1.6). O círculo sobre o símbolo da integral na equação (2.1) significa que a integração está sendo realizada ao longo de um contorno fechado.

A lei de Faraday diz que quando o fluxo magnético através de um circuito varia, uma tensão induzida é estabelecida com intensidade proporcional à taxa de variação do fluxo.

$$\oint_c E_s ds = -\frac{\partial}{\partial t} \int_s B_n da \quad (2.2)$$

onde B_n é a componente normal da densidade de fluxo magnético através de uma área elementar (da) de uma superfície s , limitada por um contorno fechado c em torno do qual o campo elétrico E_s é integrado.

Com a apresentação de duas novas equações, as equações (2.1) e (2.2) poderão ser simplificadas posteriormente. A primeira destas equações relaciona a densidade de fluxo (B) e o campo magnético (H), da seguinte forma

$$B = \mu H \quad (2.3)$$

onde B e H são vetores orientados numa determinada direção e μ é a permeabilidade do meio.

A próxima equação estabelece uma relação entre o campo elétrico (E) e a densidade de corrente (J) num meio de condução de condutividade σ . Novamente os vetores estão orientados na mesma direção:

$$J = \sigma E \quad (2.4)$$

no caso de freqüências baixas, é suficiente trabalhar com estas equações. Entretanto, para freqüências muito altas, um outro termo tem que ser acrescentado à densidade de corrente; Maxwell chamou-o de corrente de deslocamento. Por exemplo, na Figura 2.1 existe uma fonte CA (corrente alternada) de alta freqüência alimentando um circuito com um capacitor de placas paralelas.

De acordo com a lei de Ampère, dada pela equação (2.1), a integral do contorno magnético A deveria resultar na corrente através de qualquer superfície 1 da qual o contorno A forma fronteira e que corta o fio. Se a superfície 2 fosse tal que passasse entre as placas do capacitor, então nenhuma corrente seria observada nesta superfície e a corrente resultante seria zero, *contradizendo o primeiro resultado*. Para harmonizar essa diferença, um termo adicional, corrente de deslocamento, foi acrescentado por Maxwell. Para determinar como isto foi feito, considere a análise a seguir.

Digamos que o capacitor de placas paralelas, mostrado na Figura 2.1, tem uma capacitância de valor C , uma área de placa A e essas placas estejam separadas por uma distância d . Considere que a tensão de alimentação seja dada por $V = v \sin \omega t$. Sob estas condições, a corrente através do capacitor de valor C é

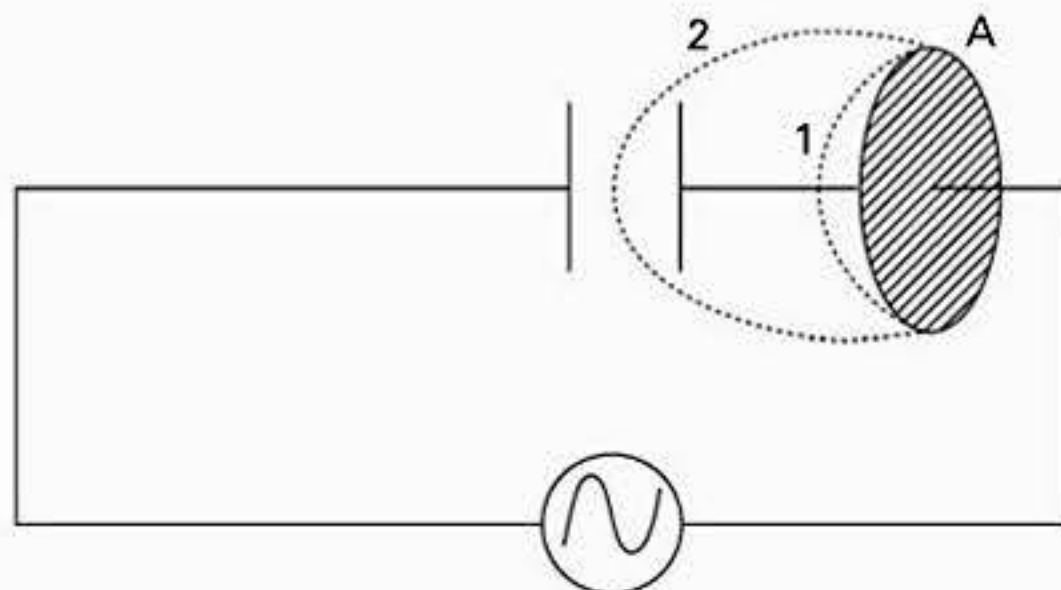


Figura 2.1 Contorno da corrente de deslocamento.

$$I_c = C \frac{dV}{dt} = \omega C v \cos \omega t \quad (2.5)$$

onde a capacitância é dada por $C = \epsilon A/d$, para um capacitor de placas paralelas ideal. A intensidade do campo elétrico E entre as placas do capacitor é dada por $E = v/d$, de forma que se a corrente de deslocamento total for definida como

$$I_d = C \frac{dV}{dt} = \omega \frac{\epsilon A}{d} v \cos \omega t = \epsilon \frac{d(v/d)}{dt} = \epsilon \frac{dE}{dt} \quad (2.6)$$

a consequência disso é que o valor da corrente de deslocamento é, neste momento, exatamente igual a corrente de carga. Assim, a introdução do conceito de corrente de deslocamento resolve a discrepância, embora de uma forma bastante arbitrária.

Exercício 2.1

Um sinal CA de 1 V e 1 GHz é aplicado a um capacitor de placas paralelas separadas por ar, tendo cada placa uma área de 1 cm² e uma separação de 1 mm entre as placas. Calcule a intensidade da corrente de deslocamento associada a este sistema.

Solução

A partir da equação (2.6), a intensidade da corrente de deslocamento I_d é

$$\frac{\omega E A V}{d} = \frac{2\pi \times 1 \times 10^9 \times 8,85 \times 10^{-12} \times 1 \times 0,01 \times 0,01 \times 1}{1 \times 10^{-3}} = 5,6 \text{ mA.}$$

Com isto em mente, a equação (2.4) para o vetor densidade de corrente passa a ser

$$\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E} + \epsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (2.7)$$

Portanto, em um meio não condutor, tal como o ar, σ passa a ser zero e a corrente de deslocamento é o único termo de corrente que resta.

Substituindo a equação (2.7) na equação (2.1) e a equação (2.3) na equação (2.2), obtemos

$$\oint_c \mathbf{H}_s \cdot d\mathbf{s} = \epsilon \frac{\partial}{\partial t} \oint_s \mathbf{E}_n \cdot d\mathbf{a} \quad (2.8)$$

e

$$\oint_c \mathbf{E}_s \cdot d\boldsymbol{\ell} = -\mu \frac{\partial}{\partial t} \int_s \mathbf{H}_n \cdot d\mathbf{a} \quad (2.9)$$

estas são as equações de Maxwell na forma integral para o espaço livre ou para um meio dielétrico não condutor [8].

Considere a equação (2.8) na forma gráfica para um elemento de área muito pequeno ($dydz$) e a componente E_x do campo E normal (Figura 2.2). Agora podemos escrever

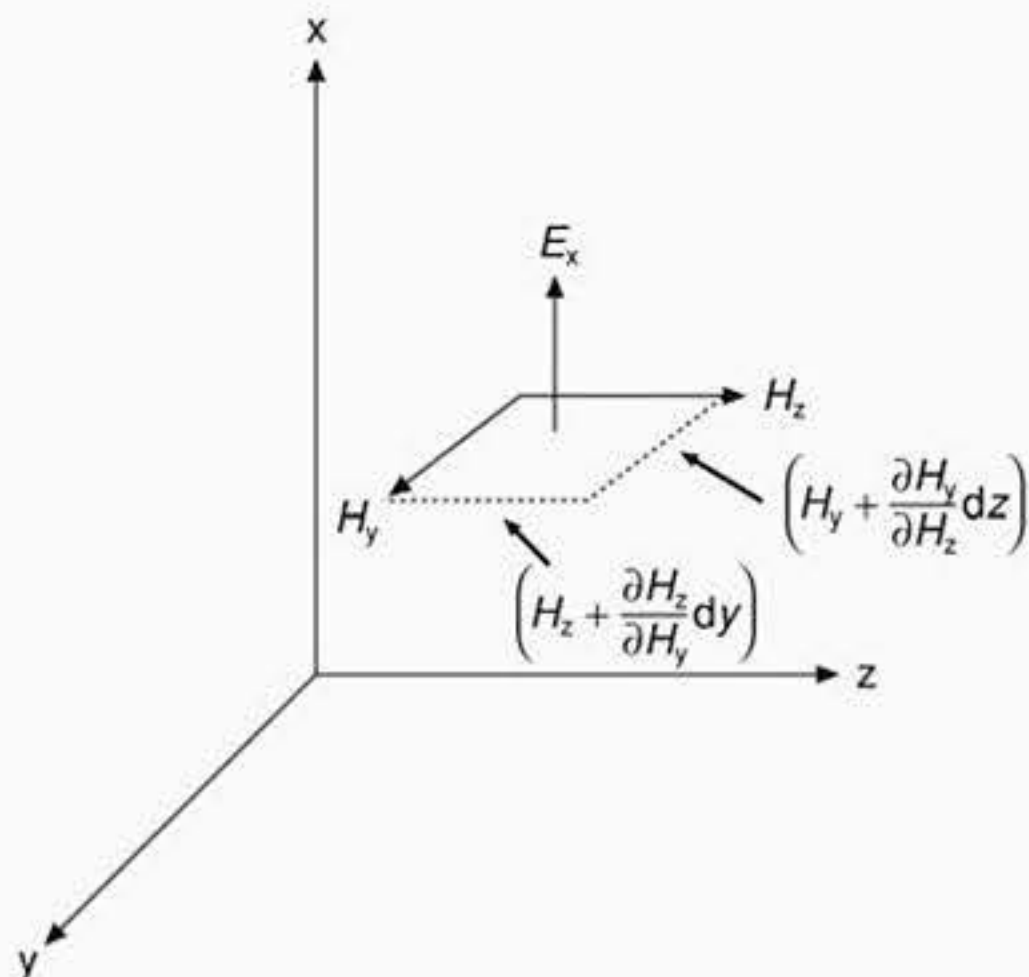


Figura 2.2 Equações de Maxwell.

$$\begin{aligned} \epsilon \frac{\partial}{\partial t} E_x \, dy \, dz &= H_y \, dy + \left(\left(H_z + \frac{\partial H_z}{\partial y} dy \right) \right) dz - \left(H_y + \frac{\partial H_y}{\partial z} dz \right) dy - H_z \, dz \\ &= \left(\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} \right) dy \, dz \end{aligned}$$

Portanto,

$$\epsilon \frac{\partial E_x}{\partial t} = \left(\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} \right) \tag{2.10}$$

Aplicando o mesmo procedimento para as componentes de campo E_y e E_z , as outras componentes do vetor E podem ser determinadas conforme a seguir

$$\epsilon \frac{\partial E_y}{\partial t} = \left(\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} \right) \tag{2.11}$$

$$\epsilon \frac{\partial E_z}{\partial t} = \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) \tag{2.12}$$

Através de um processo similar, podemos expressar a equação (2.9) como

$$-\mu \frac{\partial H_x}{\partial t} = \left(\frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} \right) \tag{2.13}$$

$$-\mu \frac{\partial H_y}{\partial t} = \left(\frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} \right) \tag{2.14}$$

$$-\mu \frac{\partial H_z}{\partial t} = \left(\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \right) \quad (2.15)$$

Essas equações agora podem ser usadas para se obter a equação da onda usada para determinar as características de propagação de uma onda plana, ou seja, a forma da onda que supomos ter no campo distante de uma antena. O leitor deve notar que na Figura 2.2 temos o eixo z na direção dada pela regra da mão direita, visto que essa direção é normalmente associada com a direção de propagação.

2.2 PROPAGAÇÃO DE UMA ONDA PLANA NO ESPAÇO

Uma onda eletromagnética proveniente de uma fonte pontual no espaço livre se propaga uniformemente em todas as direções, e a radiação apresenta a forma de uma frente de onda esférica (Figura 2.3). Para grandes distâncias da fonte de onda (a definição de grandes distâncias é apresentada na Seção 5.5), a onda apresenta propriedades de uma onda plana, conforme definido a seguir. A velocidade de propagação de uma onda no espaço livre, identificada pela letra c , é dada pela seguinte equação

$$c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}} \text{ m/s}$$

onde μ_0 é a permeabilidade do espaço livre ($4\pi \times 10^{-7}$ H/m), ϵ_0 é a permissividade do espaço livre ($1/36\pi \times 10^{-9}$ F/m).

Portanto

$$c = 3 \times 10^8 \text{ m/s}$$

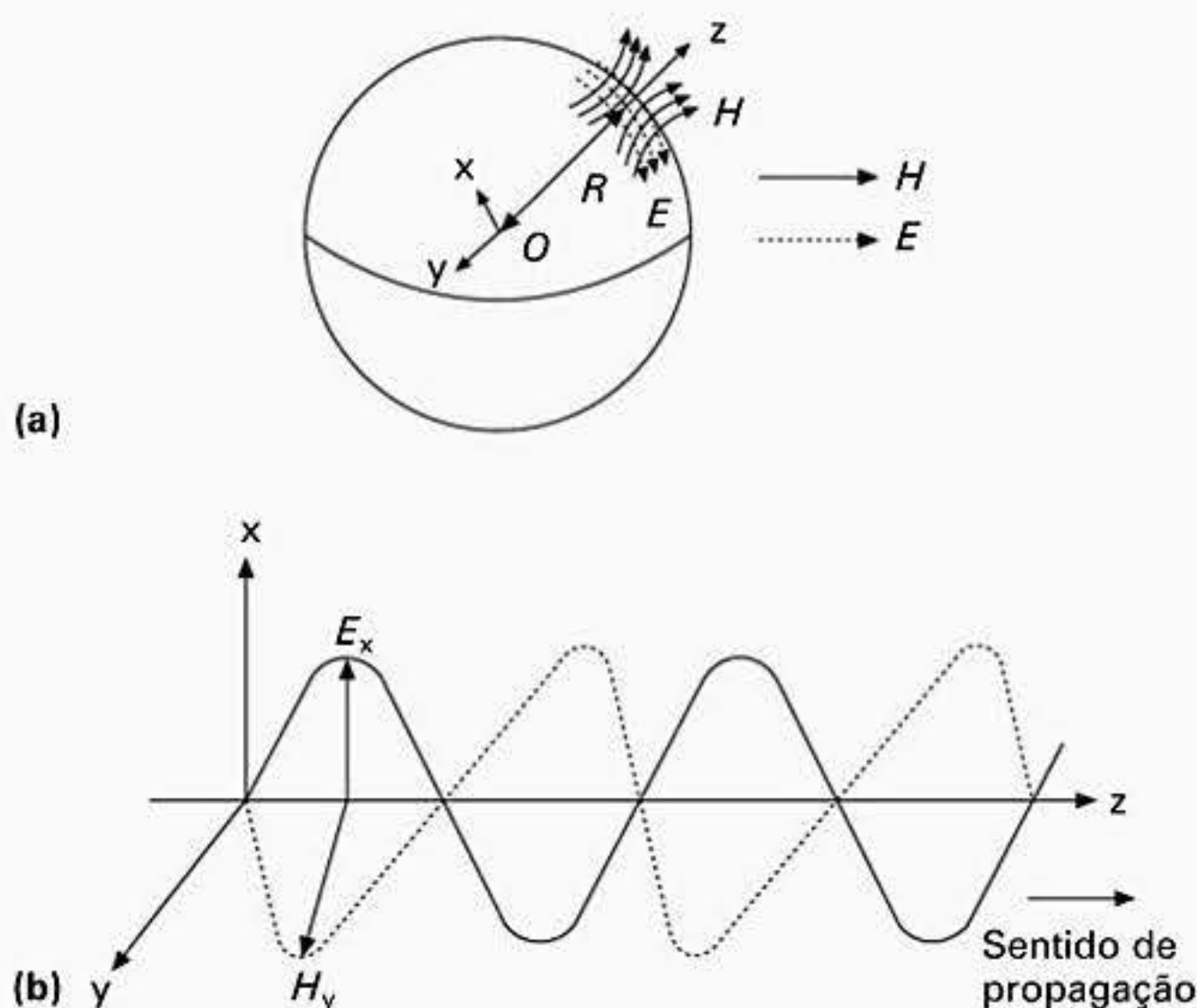


Figura 2.3 Propagação de uma onda eletromagnética no sentido do eixo z .

Para uma onda plana, os campos \mathbf{E} e \mathbf{H} sempre oscilam em fase e apresentam quadratura no espaço (Figura 2.3). A impedância da onda no espaço livre, cujo valor é 377Ω , é determinada por $\eta = \sqrt{\epsilon_0/\mu_0}$.

Diz-se que uma onda plana é transversal, visto que os seus vetores de campo \mathbf{E} e \mathbf{H} são ortogonais e está em um plano transversal, ou seja, em um plano perpendicular (normal) à direção de propagação da onda. Conseqüentemente, não há componente de campo na direção de propagação. Em qualquer instante, se amostrarmos a intensidade e a direção de \mathbf{E} e \mathbf{H} em qualquer plano transversal, a superfície na qual \mathbf{E} e \mathbf{H} têm valores máximos define a frente de onda do sinal de propagação. De forma mais geral, a frente de onda é definida tal que \mathbf{E} e \mathbf{H} tenham constante de fase perpendicular a ela. Para ver porque esses conceitos para propagação de onda plana são válidos, temos que considerar um modelo para um campo eletromagnético que varia tanto no tempo quanto no espaço.

Para uma variação senoidal, a propagação de uma onda no sentido positivo do eixo z pode ser escrita como

$$A \sin(\omega t - \beta z) \quad (2.16)$$

Exercício 2.2

Calcule a constante de fase do sinal $E_x = \sin(\omega t - \beta z)$, polarizado de forma linear, que se propaga no espaço livre com uma frequência de 1 GHz.

Solução

$$\text{Constante de fase } \beta = \frac{2\pi}{\lambda}$$

e

$$c = f\lambda$$

$$\text{Portanto, } \lambda = \frac{3 \times 10^8}{1 \times 10^9} = 0,3 \text{ m}$$

$$\text{Assim, } \beta = 21 \text{ rad/m}$$

Na equação (2.16) A é uma constante que define a magnitude e β é a variação de fase em radianos, sendo igual a $2\pi/\lambda_0$. Esta equação simples nos permite modelar a propagação de uma onda no sentido positivo do eixo z tal que a fase da onda na posição z está atrasada em relação a origem.

Exercício 2.3

Mostre que $\beta z = \omega z/c$ onde z é a distância percorrida pelo sinal na direção de propagação e c é a velocidade da luz.

Solução

$$\text{Pela definição, } \beta = \frac{2\pi}{\lambda} \text{ e } \lambda = \frac{c}{f}$$

$$\text{Portanto, } \beta = \frac{2\pi f}{c} = \frac{\omega}{c}$$

$$\text{Assim, } \beta z = \frac{\omega z}{c}$$

Como a onda se propaga no espaço livre,

$$c = \frac{\omega}{\beta} = f\lambda_0 \quad (2.17)$$

onde λ_0 é o comprimento de onda no espaço livre, a partir do qual podemos reescrever a equação (2.16) como

$$A \text{ sen} \omega \left(t - \frac{z}{c} \right) \quad (2.18)$$

Nesta equação o termo z/c representa o atraso de tempo da onda que se desloca da origem para o ponto z . Portanto, podemos escrever as componentes do campo no plano transversal à direção z da seguinte forma

$$E_x = A \text{ sen} \omega \left(t - \frac{z}{c} \right) \quad (2.19)$$

e

$$H_y = A \left(\frac{\epsilon_0}{\mu_0} \right)^{1/2} \text{ sen} \omega \left(t - \frac{z}{c} \right) \quad (2.20)$$

Usando essas equações como soluções para as equações de Maxwell (Seção 2.1), podemos deduzir as principais propriedades apresentadas pelas ondas planas que se propagam no espaço.

Considere a situação na qual temos um campo elétrico no sentido do eixo x , E_x , e que E_y e E_z sejam zero. Agora, substituindo nas equações de Maxwell (Seção 2.1), obtemos o seguinte conjunto de equações simplificadas:

$$\epsilon_0 \frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} \quad (2.21)$$

$$-\mu_0 \frac{\partial H_x}{\partial t} = 0 \quad (2.22)$$

$$-\mu_0 \frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{\partial E_x}{\partial z} \quad (2.23)$$

$$-\mu_0 \frac{\partial H_z}{\partial t} = -\frac{\partial E_x}{\partial y} \quad (2.24)$$

A partir da equação (2.22), podemos ver que H_x tem que ser igual a zero. Se formos também a condição de que não há componente de campo ao longo do eixo z , ou seja, $H_z = 0$, o conjunto de equações visto anteriormente se reduz a

$$\epsilon_0 \frac{\partial E_x}{\partial t} = -\frac{\partial H_y}{\partial z} \quad (2.25)$$

$$\mu_0 \frac{\partial H_y}{\partial t} = -\frac{\partial E_x}{\partial z} \quad (2.26)$$

Diferenciando essas equações em relação a t e z , respectivamente, temos

$$\epsilon_0 \frac{\partial^2 E_x}{\partial t^2} = -\frac{\partial^2 H_y}{\partial t \partial z} \quad (2.27)$$

$$\mu_0 \frac{\partial^2 H_y}{\partial z \partial t} = -\frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} \quad (2.28)$$

Agora como

$$\frac{\partial^2 H_y}{\partial t \partial z} = \frac{\partial^2 H_y}{\partial z \partial t} \quad (2.29)$$

então

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} - \epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 E_x}{\partial t^2} = 0 \quad (2.30)$$

ou

$$\frac{\partial^2 H_y}{\partial z^2} - \epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 H_y}{\partial t^2} = 0 \quad (2.31)$$

Essas são as equações que descrevem a propagação de uma onda plana no espaço. As equações (2.19) e (2.20) agora serão usadas para resolver as equações (2.30) e (2.31) para E_x e H_y respectivamente.

Exercício 2.4

Mostre que uma onda plana transversal se propaga na velocidade da luz quando o meio de propagação é o espaço livre.

Solução

Considere as propriedades da equação (2.19), reescrevendo-a aqui como

$$E_x = A \operatorname{sen} \omega [t - (\epsilon_0 \mu_0)^{1/2} z] \quad (2.32)$$

Em algum instante t_1 , a onda que se propaga estará na posição z_1 e esta onda terá a mesma magnitude num outro instante t_2 e posição z_2 , que tinha em t_1 , z_1 desde que

$$t_1 - (\epsilon_0 \mu_0)^{1/2} z_1 = t_2 - (\epsilon_0 \mu_0)^{1/2} z_2 \quad (2.33)$$

Agora como

$$\text{velocidade} = \frac{\text{distância percorrida}}{\text{diferença de tempo}} = \frac{z_2 - z_1}{t_1 - t_2} \quad (2.34)$$

$$\text{então, velocidade} = \frac{1}{(\epsilon_0 \mu_0)^{1/2}} = 3 \times 10^8 \text{ m/s}$$

conforme dito no início desta seção.

Uma inspeção nas equações (2.30) e (2.31) mostra que as componentes dos campos elétrico e magnético apresentam um ângulo reto entre si e estão em fase.

Uma outra maneira de solucionar também pode ser usada, visto que uma função cosseno também satisfaz as equações (2.30) e (2.31), assim como qualquer combinação linear de senos e co-senos. Isto nos conduz a representar a solução na forma exponencial, que algumas vezes ajuda na análise de problemas mais complexos.

$$E_x = A \left[\cos \omega \left(t - \frac{z}{c} \right) + j \sin \omega \left(t - \frac{z}{c} \right) \right] \quad (2.35)$$

$$\therefore E_x = A \exp \left[j \left(\omega \left(t - \frac{z}{c} \right) \right) \right] \quad (2.36)$$

$$e H_y = A \left(\frac{\epsilon_0}{\mu_0} \right)^{1/2} \exp \left[j \left(\omega \left(t - \frac{z}{c} \right) \right) \right] \quad (2.37)$$

Nestas equações apenas a parte real do expoente tem significado físico. A forma das equações (2.36) e (2.37) é normalmente considerada implícita, tendo significado apenas a parte real, e como consequência, a forma completa dada nas equações (2.36) e (2.37) é usada na maioria dos livros sabendo-se que representa apenas a parte real da componente de campo que é usada para descrever.

2.3 FLUXO DE POTÊNCIA

Conforme a onda proveniente de uma antena se propaga no espaço, os campos elétrico e magnético constituintes transportam energia. A potência associada com a taxa de variação desta energia pode ser determinada de forma análoga às técnicas usadas na análise convencional de circuitos, onde a potência é expressa como o produto da tensão pela corrente. Agora vamos considerar um exemplo importante para a teoria de antenas.

Se a propagação de uma onda plana no espaço passa através de uma superfície ΔS (Figura 2.4a), perpendicular à direção de propagação da onda, então existe um fluxo de potência através desta superfície. A unidade de medida para esta potência é W/m^2 e o sentido no qual a potência flui é dado pelo teorema do Poynting, o qual nos permite determinar a potência instantânea por unidade de área em um ponto da superfície a ser definido em termos dos valores instantâneos para os campos elétrico (E) e magnético (H) conforme mostrado a seguir:

$$P_{\text{inst}} = E H \sin \theta \quad (2.38)$$

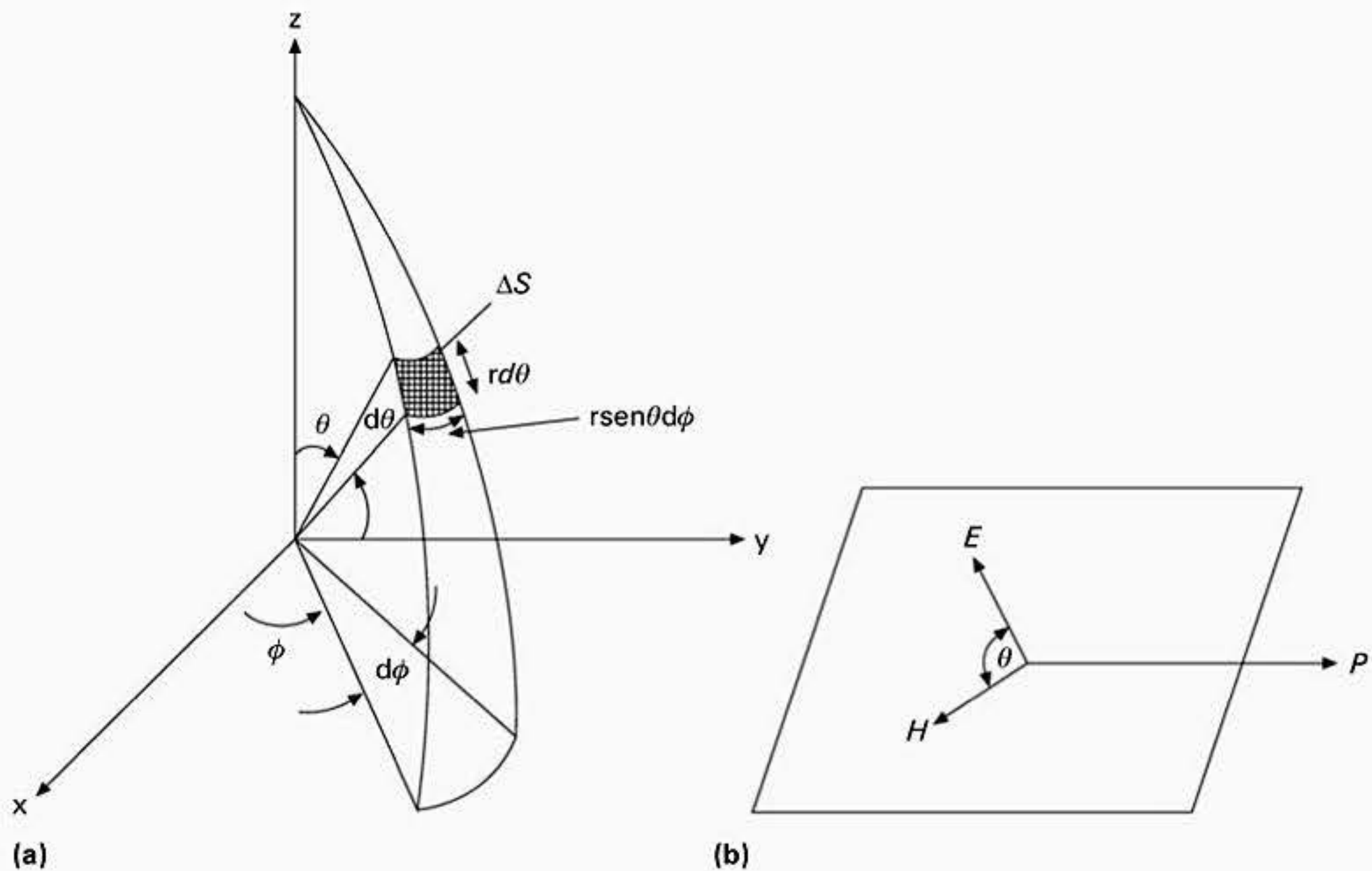


Figura 2.4 Sistema de coordenadas esféricas usado no cálculo de fluxo de potência.

Exercício 2.5

Determine os valores instantâneo e médio do fluxo de potência associado com a componente do campo elétrico polarizado de forma linear e que se propaga no espaço livre, definido aqui como

$$E_x = 20 \operatorname{sen}\left(\omega t - \frac{z}{c}\right)$$

Solução

$$E_x = 20 \operatorname{sen}\left(\omega t - \frac{z}{c}\right)$$

Portanto,

$$H_y = \frac{20}{377} \cos\left(\omega t - \frac{z}{c}\right)$$

A partir dessas fórmulas vemos que E_x e H_y são ortogonais, desta forma $\operatorname{sen} 90^\circ = 1$. Portanto, ao aplicar a equação (2.38)

$$P_{\text{inst}} = \frac{20 \times 20}{377} = 1,06 \text{ V/m}$$

$$\text{e } P_{\text{méd}} = \frac{1}{2} P_{\text{inst}} = 0,53 \text{ V/m}$$

O sentido do fluxo de potência é dado pela regra da mão direita (movimento realizado com um saca-rolhas – Figura 2.4b), e θ é o ângulo entre os campos E e H , que vale 90° para uma onda plana transversal.

Agora considere o fluxo de potência ΔP através de uma superfície elementar (ΔS) da esfera, conforme definido na Figura 2.4a:

$$\Delta P = E_\theta H_\phi r \sin\theta d\phi r d\theta \quad (2.39)$$

A partir disso, a potência instantânea ao longo de uma esfera completa pode ser determinada como

$$P_{\text{inst}} = \int_0^\pi \int_0^{2\pi} E_\theta H_\phi r^2 \sin\theta d\theta d\phi \quad (2.40)$$

A maioria dos livros sobre antenas usa uma forma mais genérica na qual $E_\theta H_\phi$ é expresso como $\text{Re} [E_\theta H_\phi^*]$, onde o sinal * significa complexo conjugado.

Aplicando a equação (2.40) para um dipolo Hertziano, para o qual já apresentamos na Seção 1.2 as expressões para E_θ e H_ϕ , especialmente após a equação (1.16):

$$E_\theta = \frac{60\pi I \Delta\ell \sin\theta}{\lambda r}$$

e

$$H_\phi = \frac{E_\theta}{120\pi}$$

a partir da qual podemos escrever

$$P_{\text{inst}} = 60\pi^2 I \left(\frac{\Delta\ell}{\lambda}\right)^2 \int_0^\pi \sin^3\theta d\theta \quad (2.41)$$

Agora

$$\begin{aligned} \int_0^\pi \sin^3\theta d\theta &= -\int_{-1}^1 (1 - \cos^2\theta) d\cos\theta \\ &= \int_{-1}^1 (\cos^2\theta - 1) d\cos\theta \\ &= \left[\frac{\cos^3\theta}{3} - \cos\theta \right]_{-1}^1 \\ &= \frac{4}{3} \end{aligned}$$

Portanto,

$$P_{\text{inst}} = 80\pi^2 I^2 \left(\frac{\Delta\ell}{\lambda}\right)^2 \quad (2.42)$$

ou como potência média radiada para uma corrente de alimentação senoidal:

$$P_{\text{méd}} = \frac{1}{2} P_{\text{inst}}$$

$$P_{\text{méd}} = 40\pi^2 I^2 \left(\frac{\Delta\ell}{\lambda} \right)^2 \quad (2.43)$$

A partir da equação (2.43), podemos ver que a potência radiada é proporcional ao quadrado da razão entre o comprimento da antena e o comprimento de onda de operação. Portanto, para uma radiação eficiente este valor deve exceder a 1. *Esta é uma dedução muito importante, visto que nos informa que para uma antena ser um radiador eficiente o seu comprimento tem que ser pelo menos comparável com um comprimento de onda na frequência de operação desejada.*

Se tivermos uma fonte isotrópica que radia uniformemente em todas as direções, podemos determinar a expressão para a potência radiada usando o mesmo processo descrito para o dipolo Hertziano. Mais uma vez a potência radiada por uma fonte isotrópica que radia P_{inst} W de potência é dada por

$$P_{\text{inst}} = \int_0^\pi \int_0^{2\pi} E_\theta H_\phi r^2 \sin\theta \, d\theta \, d\phi \quad (2.44)$$

e usando $E_\theta = \text{constante}$ e $H_\phi = E_\theta/120\pi$, então

$$\begin{aligned} P_{\text{inst}} &= \int_0^\pi \int_0^{2\pi} \frac{E_\theta^2}{120\pi} r^2 \sin\theta \, d\theta \, d\phi \\ &= \frac{E_\theta^2 r^2}{60} [-\cos\theta]_0^\pi \end{aligned} \quad (2.45)$$

$$= \frac{E_\theta^2 r^2}{30} \text{ W} \quad (2.46)$$

Agora essa expressão pode ser usada para determinar o conceito de ganho de potência quando aplicado às antenas.

2.4 DIRETIVIDADE, GANHO DE POTÊNCIA E EFICIÊNCIA DE UMA ANTENA

Já vimos na Seção 1.3 que a antena dipolo Hertziano tem propriedades direcionais de radiação, em que a concentração principal de potência ocorre ao longo do plano equatorial ($\theta = 0^\circ$) da antena e o diagrama de campo nulo da antena ocorre ao longo do eixo da antena em que $\theta = 90^\circ$. Portanto, sucede que em relação a uma antena isotrópica, a qual radia uniformemente em todas as direções, qualquer antena que apresenta características direcionais terá ganho de potência (G), pelo menos em algumas direções de radiação, tendo como referência a antena isotrópica. Este ganho é definido como

$$G = \frac{\text{potência máxima recebida (radiada) a partir de uma dada antena}}{\text{potência máxima recebida (radiada) a partir de uma antena de referência}} \quad (2.47)$$

Pela definição, na equação 2.47, considere como o dipolo Hertziano pode exibir ganho quando comparado com uma fonte isotrópica. Sabemos que, a partir da Seção 1.2, para o dipolo Hertziano

$$E_\theta = \frac{60\pi \Delta\ell I \sin\theta}{\lambda r} \quad (2.48)$$

onde $I = I_0 e^{j(\omega t - \beta r)}$

Portanto, o valor máximo para E_θ acontece quando $\theta = 90^\circ$.

$$E_{\theta\text{máx}} = \frac{+60\pi \Delta\ell I}{\lambda r} \quad (2.49)$$

Exercício 2.6

Calcule a intensidade máxima do campo elétrico radiado por um dipolo Hertziano a uma distância de 10 m. O dipolo tem um comprimento de $0,1\lambda$ e é alimentado no centro com uma corrente eficaz (RMS) de 1 A.

Solução

A partir da equação (2.49):

$$E_{\theta\text{máx}} = \frac{60\pi \times 0,1 \times 1}{10} = 0,6\pi = 1,9 \text{ V/m}$$

Porém, sabemos que para um dipolo Hertziano (Seção 2.3)

$$P_{\text{inst}} = 80\pi^2 I^2 \left(\frac{\Delta\ell}{\lambda} \right)^2 \quad (2.50)$$

de forma que substituindo a equação (2.50) na equação (2.49) para o dipolo Hertziano, podemos escrever

$$E_{\theta\text{máx}}^2 = \frac{60^2}{r^2} \frac{P_{\text{inst}}}{80} = \frac{45P_{\text{inst}}}{r^2 P} \quad (2.51)$$

porém, para uma fonte isotrópica sabemos, a partir da equação (2.46), que

$$E_{\theta\text{máx}}^2 = \frac{30P_{\text{inst}}}{r^2} \quad (2.52)$$

Portanto, pela definição dada pela equação (2.47), o ganho de potência de um dipolo Hertziano em relação a uma fonte isotrópica é

$$G = \frac{45}{30} = 1,5$$

Quando se expressa um ganho de potência, este é dado como $10 \log_{10} 1,5$ ou 1,76 dBi, onde a letra i informa que o valor em dB é relativo a uma fonte isotrópica. Este exemplo demonstra que mesmo sendo o dipolo Hertziano muito curto ele apresenta um ganho em virtude da sua característica direcional de radiação quando comparada com uma fonte isotrópica.

Conforme vimos, uma antena com comprimento diferente de zero apresenta radiação de energia preferencialmente em uma dada direção (θ, ϕ). Esta propriedade pode ser definida como o ganho de diretividade da antena ou a diretividade (D), determinada pela razão entre a intensidade de radiação da antena em alguma direção (θ, ϕ) e a potência média radiada quando a mesma quantidade de potência é radiada uniformemente em todas as direções ao longo de uma esfera imaginária posicionada a uma certa distância da antena no campo distante; ou, dizendo de uma outra forma

$$D = \frac{\text{intensidade de radiação em uma dada direção}}{\text{intensidade de radiação média (relativa a todas as direções)}} \quad (2.53)$$

Sabendo que para uma esfera a intensidade média de radiação é $1/4\pi$ vezes a potência total radiada pela antena P_T , podemos escrever

$$D = \frac{4\pi\Phi(\theta, \phi)}{P_T} \quad (2.54)$$

onde P_T = potência total radiada pela antena e $\Phi(\theta, \phi)$ = intensidade de radiação numa dada direção (θ, ϕ) , ou seja, a potência por unidade de ângulo sólido na direção considerada.

Aqui P_T pode ser determinada integrando $\Phi(\theta, \phi)$ ao longo de toda a esfera:

$$P_T = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \Phi(\theta, \phi) \text{sen}\theta \, d\theta \, d\phi \quad (2.55)$$

assim

$$D = \frac{4\pi\Phi(\theta, \phi)}{\int_0^{2\pi} \int_0^\pi \Phi(\theta, \phi) \text{sen}\theta \, d\theta \, d\phi} \quad (2.56)$$

Essa expressão define a diretividade em relação a uma antena isotrópica ideal. Se qualquer outro tipo de antena for usado como referência, então a diretividade calculada será reduzida pela diretividade da antena de referência.

Conforme sugerido pela equação (2.56), em uma situação prática a diretividade da antena pode ser calculada pela integração numérica do diagrama de radiação medido para um determinado tipo de antena. Para aqueles casos em que não existe variação no campo azimutal, e se considerarmos que a potência radiada máxima é unitária, então existe um caso especial:

$$P_T = 2\pi \int_0^\pi \Phi(\theta) \text{sen}\theta \, d\theta$$

$$\therefore D = \frac{2}{\int_0^\pi \Phi(\theta) \text{sen}\theta \, d\theta} \quad (2.57)$$

Para uma antena que tem uma eficiência de 100%, ou seja, não apresenta perdas, a diretividade e o ganho têm o mesmo valor; este assunto será discutido logo a seguir.

Agora vamos calcular a diretividade para um dipolo Hertziano. Considere primeiro uma unidade de ângulo sólido (Ω), denominado esterradiano (sr), [8]. A área da superfície delimitada pelo ângulo sólido $d\Omega$ é dada por $r^2 d\Omega$, onde r é a distância a partir da origem da fonte de radiação. Portanto, existem r^2 metros quadrados na superfície por unidade de ângulo sólido.

Assim, a intensidade de radiação $\Phi(\theta, \phi)$ em uma dada direção do feixe pode ser obtida a partir da potência por unidade de ângulo sólido como a seguir

$$\Phi(\theta, \phi) = r^2 P = \frac{r^2 E^2}{120\pi} \text{ W/sr} \quad (2.58)$$

onde P é o fluxo de potência por unidade de área.

Um outro termo de importância fundamental para entender o comportamento de uma antena é a resistência de radiação; discutiremos este conceito agora.

A partir da Seção 2.2, para uma onda plana se propagando no espaço livre $P = EH$, onde $E = 120 \pi H$, e para um dipolo Hertziano sabemos, a partir da equação (2.49), que

$$I = \frac{\lambda r E_{\text{máx}}}{60\pi \Delta \ell} \quad (2.59)$$

Portanto, podemos expressar a potência como $P = I^2 R_{\text{rad}}$, onde R_{rad} é denominado de resistência de radiação da antena. Este é um termo de fundamental importância para os projetistas de antenas e requer uma definição.

A resistência de radiação para uma antena é uma resistência fictícia R_{rad} determinada de tal forma que a potência média ($P_{\text{méd}}$) dissipada em R_{rad} seja a mesma que aquela dissipada pela antena. Portanto,

$$P_{\text{méd}} = \frac{1}{2} I^2 R_{\text{rad}}$$

Assim, para um dipolo Hertziano usando a equação (2.42), obtemos

$$R_{\text{rad}} = 80\pi^2 \left(\frac{\Delta \ell}{\lambda} \right)^2 \Omega \quad (2.60)$$

Essa resistência aparece visto que, além das considerações apresentadas na Seção 1.1, a carga de um elétron pode criar o seu próprio campo elétrico, que sob condições dinâmicas pode produzir uma força que age no próprio elétron. Isto ocorre de tal forma que dificulta o movimento do elétron. A força contrária criada é responsável pela criação da resistência de radiação. Na prática, a resistência de radiação varia ao longo do comprimento da antena, e nas deduções apresentadas aqui determinamos um valor agregado para a resistência de radiação ao longo de todo o comprimento da antena. A corrente que atravessa a resistência de radiação é convertida em energia eletromagnética. Além disso, o movimento dos elétrons conforme eles oscilam, é impedido pelas colisões com átomos posicionados nos seus caminhos, provocando aquecimento ou resistência ôhmica. As resistências de radiação e ôhmica são necessárias para definir a eficiência de radiação de uma antena.

Exercício 2.7

Calcule a resistência de radiação de um dipolo de fio com comprimento $0,01\lambda$.

Solução

O pedaço de fio é muito curto comparado com o comprimento de onda, portanto, podemos aproximar suas características das características de um dipolo Hertziano e aplicar a equação (2.60). Portanto,

$$R_{\text{rad}} = 80\pi^2 (0,01)^2 = 0,08 \Omega$$

A partir disso, podemos ver que o dipolo tem uma resistência de radiação muito baixa e, conseqüentemente, não apresenta uma radiação muito eficiente.

A equação (2.60) é de fundamental importância, visto que ela demonstra que a potência radiada é proporcional ao quadrado da razão entre o comprimento da antena e o comprimento de onda; ou seja, para se ter um radiador eficiente o tamanho da antena tem que ser comparável ao comprimento de onda do sinal presente na antena. De fato, isso explica por que o dipolo Hertziano ($\Delta\ell \ll \lambda$) é na realidade um elemento apenas de valor teórico. Isto também explica por que componentes eletrônicos convencionais agrupados com dimensões $< \lambda/20$ na frequência em que operam apresentam efeitos de radiação que, por serem tão pequenos, são totalmente ignorados na teoria clássica de circuitos CA.

Considerando 1 W a potência total radiada e usando a equação (2.60), temos

$$I = \frac{\lambda}{\sqrt{80\pi} \Delta\ell} \quad (2.61)$$

Igualando as equações (2.59) e (2.61) obtemos a intensidade do campo na direção de máxima radiação da seguinte forma

$$E_{\theta\text{máx}} = \frac{60}{r\sqrt{80}} \text{ V/m} \quad (2.62)$$

e usando a equação (2.58) temos

$$\Phi(\theta, \phi) = \frac{60^2 r^2}{r^2 (80)(120\pi)} = \frac{3}{8\pi} \quad (2.63)$$

Substituindo este resultado na equação (2.56) temos

$$D = \frac{(4\pi) \frac{3}{8\pi}}{1} = \frac{3}{2} \quad (2.64)$$

O denominador na equação (2.64) é unitário, visto que estamos usando o valor limitado de potência total radiada de 1 W, conforme citado anteriormente. O resultado é o mesmo que obtivemos para o ganho do dipolo Hertziano anteriormente nesta seção e é uma consequência de ele ter um diagrama de radiação volumétrica na forma de uma rosca que preenche apenas dois terços (66%) do ângulo sólido total de uma esfera. Alguns valores típicos de diretividade para tipos básicos de antenas são apresentados na Tabela 2.1.

Na equação (2.54), se toda a potência entregue a antena não for radiada, então a antena apresenta perdas que podem ser incluídas no cálculo do ganho de potência (G) da antena.

TABELA 2.1

Valores de diretividade típicos de antenas

| Tipo de antena | Diretividade |
|---|--------------|
| Isotrópica | 1 |
| Dipolo curto | 1,5 |
| Dipolo de meia onda | 1,64 |
| Dipolo de quarto de onda sobre um plano-terra ideal | 3,28 |

Como o ganho de potência da antena inclui perdas, por definição, o seu valor será sempre menor que o da diretividade para a mesma antena; assim podemos escrever

$$G = \eta D \quad (2.65)$$

onde η é o fator de eficiência da antena e é menor que a unidade (na melhor situação é igual a unidade).

Agora podemos definir a eficiência de radiação de uma antena como

$$\eta = \frac{R_{\text{rad.}}}{R_{\text{rad.}} + R_L} \quad (2.66)$$

de forma que

$$G = \eta + D \text{ (dB)} \quad (2.67)$$

Na equação (2.66) $R_{\text{rad.}}$ é a resistência de radiação da antena conforme definido anteriormente, e R_L é a perda ôhmica da antena. Caso uma antena apresentasse uma eficiência de 100%, a diretividade e o ganho teriam o mesmo valor.

Para um dipolo que tenha uma seção circular de raio a e um comprimento ℓ , o valor de R_L depende principalmente da corrente senoidal no fio que se desloca mais próximo à superfície do condutor. Para uma distribuição uniforme de corrente, podemos calcular de forma aproximada a perda ôhmica assim

$$R_L = \frac{\ell}{4\pi a} \sqrt{\frac{\omega\mu_0}{2\sigma}} \text{ (}\Omega\text{)} \quad (2.68)$$

onde ω é a frequência angular de operação e σ é a condutividade do metal usado na construção do condutor.

Exercício 2.8

Qual é o fator de eficiência para uma antena dipolo de comprimento $0,1\lambda$ operando com 1 GHz e tendo sido construída com fio de cobre de 1 mm de diâmetro e condutividade 6×10^9 S/m.

Solução

Como $\ell < \lambda$, vamos considerar que a antena seja, aproximadamente, um dipolo Hertziano; assim, aplicando a equação (2.60) temos

$$R_{\text{rad.}} = 0,8\pi^2 = 7,9 \Omega$$

e a partir da equação (2.68)

$$R_L = \frac{1}{4\pi 10^{-3}} \sqrt{\frac{2\pi \times 1 \times 10^9 \times 4\pi \times 10^{-7}}{2 \times 6 \times 10^9}} = 0,065 \Omega$$

Portanto, a partir da equação (2.66), esta antena apresenta uma eficiência teórica (η) de

$$\eta = \frac{7,9}{7,9 + 0,065} = 99\%$$

isso mostra que o uso do cobre como material de construção para esta antena foi uma boa escolha devido a sua alta condutividade e, como consequência, baixa perda ôhmica.

É importante notar que, quando a eficiência é alta, a resistência de radiação é baixa, de forma que na prática as duas figuras de mérito precisam ser consideradas em conjunto antes que uma avaliação adequada do comportamento da antena seja definida.

Para uma antena eletricamente curta, ou seja, $\ell \ll \pi$, as perdas ôhmicas da antena se tornam uma característica crítica. Isso acontece visto que essa antena será um radiador pouco eficiente (de acordo com a equação (2.43)), e as perdas se tornam críticas na determinação da eficiência da antena. Em algumas aplicações, uma antena eletricamente curta com eficiência de 30 a 50% pode se útil onde o tamanho físico é uma característica importante, por exemplo, em HF ou sistemas robustos.

A característica de antenas eletricamente curtas é algo importante para equipamentos de comunicação móvel *wireless* (sem fio). Como já estudamos, a eficiência e o ganho de uma antena diminuem intensamente para $\ell < \lambda$; isto é acompanhado por um decréscimo na largura de banda. Todas essas características são indesejáveis numa antena real.

Relações importantes que associam o ganho máximo $G_{\text{máx.}}$ (para uma largura de banda razoável) com um fator de qualidade mínimo $Q_{\text{min.}}$ (por si próprio uma medida de largura de banda), são apresentadas na referência bibliográfica [9] para antenas eletricamente curtas que radiam ou recebem radiação polarizada de forma linear. Tais relações são transcritas a seguir:

$$Q_{\text{min.}} = \frac{1}{(ka)^3} + \frac{1}{(ka)} \quad (2.69)$$

Exercício 2.9

Calcule o fator Q de uma antena dipolo eletricamente curta que tem um comprimento de $0,02\lambda$.

Solução

A partir da equação (2.69), o fator Q mínimo ($Q_{\text{min.}}$) vale

$$\begin{aligned} & \frac{1}{\left(\frac{2\pi}{\lambda} \frac{0,02\lambda}{2}\right)^3} + \frac{1}{\left(\frac{2\pi}{\lambda} \frac{0,02\lambda}{2}\right)} \\ &= \frac{1}{(0,02\pi)^3} + \frac{1}{(0,02\pi)} = 4016 \end{aligned}$$

Isso mostra que esta antena tem um fator Q muito alto e, conseqüentemente, uma largura de banda estreita. De fato, visto que um dipolo Hertziano se mostra capacitivo abaixo da ressonância e indutivo acima da ressonância, e se as perdas ôhmicas forem baixas, ele pode ser aproximadamente equivalente a um circuito LC sintonizado sem perdas.

e

$$G_{\text{máx.}} = (ka)^2 + 2ka \quad (2.70)$$

onde $k = 2\pi/\lambda$ e a é o raio da menor esfera circunscrita à antena. Para antenas muito curtas, $G_{\text{máx.}}$ é consideravelmente reduzido, conforme mencionado antes, pelas perdas ôhmicas.

Exercício 2.10

Considerando os mesmos parâmetros usados no Exercício 2.9, qual o ganho máximo teórico que essa antena pode ter?

Solução

$$\begin{aligned} G_{\text{máx.}} &= (2\pi \cdot 0,01)^2 + (2\pi \cdot 0,01) \\ &= 0,135 \text{ ou } -9 \text{ dB} \end{aligned}$$

Portanto, o ganho da antena é de fato negativo e se tornará positivo apenas quando o tamanho da antena aumentar consideravelmente.

Usando o parâmetro que define a fronteira entre os campos próximo e distante, apresentado na Seção 1.4, como $\lambda/2\pi$, Wheeler [10] sugere um método pelo qual um escudo metálico poderia ser colocado sobre uma antena eletricamente curta. Desde que o escudo seja muito maior que a antena porém menor que $\lambda/2\pi$, assim o escudo bloqueia a radiação enquanto permite a medida da perda ôhmica dissipativa. As perdas ôhmica e radiativa compostas podem então ser determinadas fazendo uma medida de impedância na antena (sistema de uma porta) enquanto a mesma radia no espaço livre. Desta forma, os parâmetros, vistos na equação (2.66), podem ser identificados e a eficiência de radiação da antena pode ser estimada.

Existem outros métodos (apresentados, por exemplo, na referência [11]) para o cálculo da eficiência da antena, em especial os métodos diretividade/ganho e radiométrico. De modo geral, essas técnicas são mais aplicadas que o método da caixa Wheeler mencionado, porém o uso destes métodos requer mais equipamentos especializados.

REFERÊNCIAS

- [8] Kannel, P.R., Colef, G.D. and Camisa, R.L., *Introduction to Electromagnetic and Microwave Engineering*, Wiley Series in Microwave and Optical Engineering, John Wiley & Sons, 1998.
- [9] Skrivervik, A.K., Ziircher, J.F., Staub, O. and Mosig, J.R., PCS antenna design: the challenge of miniaturization, *IEEE Ant. and Prop. Mag.*, Vol. 43, No.4, 2001, pp. 12-26.
- [10] Wheeler, H.A., Small antennas, *IEEE Trans. on Antennas and Propagation*, Vol. AP-23, No.4, 1975, pp. 462-9.
- [11] Newman, E.H., Bohley, P. and Walter, C.H., Two methods for the measurement of antenna efficiency, *IEEE Trans. on Antennas and Propagation*, Vol. AP-23, No.4, 1975, pp. 457-61.

PROBLEMAS

- 2.1** Defina a partir dos princípios fundamentais as equações que regem a eficiência de radiação e o ganho de potência de um dipolo linear curto.
- 2.2** Use as equações deduzidas no Exercício 2.1 para determinar a intensidade do campo elétrico em um ponto de recepção situado a 100 Km de uma antena de 50Ω (perfeitamente casada) e comprimento 3 cm alimentada com uma corrente senoidal de 0,25 A e frequência de 1 GHz.
- 2.3** Se a antena receptora, descrita no Exercício 2.2, for projetada para ser também ressonante na frequência de 1 GHz e ter um comprimento efetivo de 3 cm, qual será a potência real disponível na entrada do receptor sob condições de casamento de impedância? Qual será a perda de transmissão, expressa em dB, para essa situação?

Antenas dipolo linear

Neste capítulo, ampliaremos os conceitos definidos anteriormente para o dipolo Hertziano para incluir uma antena de fio retilíneo de comprimento finito, a antena dipolo. Os efeitos da distribuição de corrente nas características de radiação das antenas dipolo de comprimentos variados são abordados. Além disso, discutimos expressões gerais para a resistência de radiação, ganho e transferência de potência de uma antena transmissora para uma antena receptora, assim como o comportamento de antenas dipolo eletricamente curtas.

3.1 ANTENA DIPOLO DE COMPRIMENTO FINITO

Podemos usar os conceitos já desenvolvidos para o dipolo Hertziano (Capítulo 1) com o objetivo de construir um modelo para um tipo de dipolo mais genérico, ou seja, uma antena construída com um fio retilíneo. Esse tipo de antena tem muitas aplicações práticas.

Se tivermos uma antena dipolo de comprimento ℓ , significa que temos dois condutores retilíneos, de comprimento $\ell/2$, posicionados ao longo do mesmo eixo e separados por uma pequena distância Δ . Portanto, temos uma antena dipolo com alimentação central (Figura 3.1). Como esta antena tem um comprimento finito, a intensidade da distribuição da corrente ao longo do seu comprimento não é constante. Também, devido ao seu comprimento, as radiações a partir de seções diferentes da antena alcançarão um ponto P de observação distante com atrasos de fase diferentes. As frentes de onda radiadas se somarão de forma construtiva ou destrutiva, dependendo das relações de fase entre elas.

É possível fazermos uma análise desta situação usando o modelo do dipolo Hertziano como um elemento básico construtivo. Considerando que o modelo do dipolo Hertziano se aplica a um pequeno comprimento dz (Figura 3.1), podemos reescrever a equação (1.16) fazendo

$$dE_{\theta} = \eta dH_{\phi} \quad (3.1)$$

$$dH_{\phi} = \frac{kI(z')dz'}{4\pi r'} \sin\theta' \exp(-jkr') \quad (3.2)$$

Nesta equação, $\exp(-jkr')$ é usado como uma notação exponencial alternativa para $\cos\omega(t - r'/c)$, admitindo implicitamente que estamos interessados apenas na parte real do expoente; k é o número de onda e ωt é a frequência de radiação.

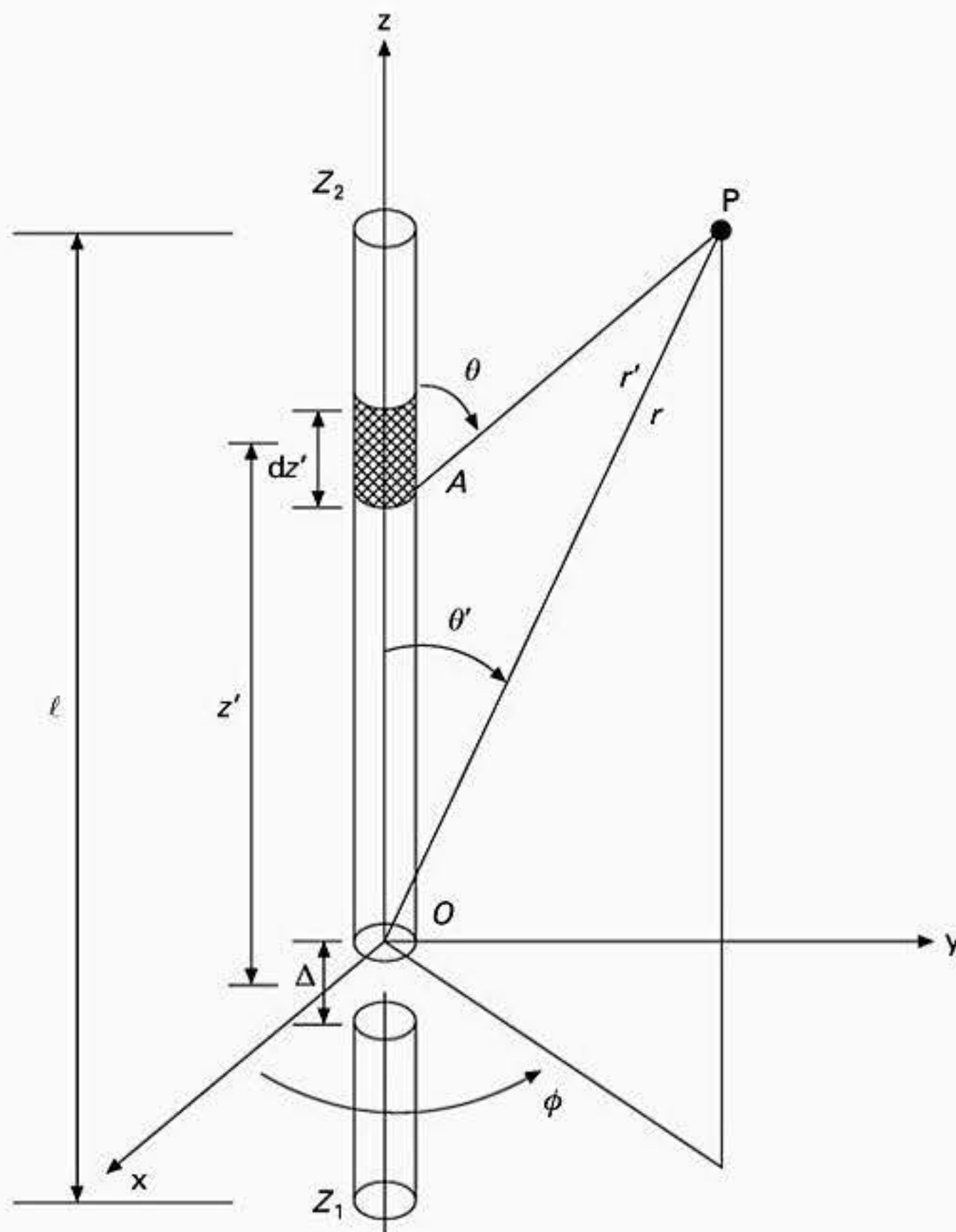


Figura 3.1 Dipolo de comprimento finito.

Se o ponto analisado estiver no campo distante da antena, então as linhas AP e OP estarão, aproximadamente, em paralelo. Portanto,

$$r' = \sqrt{r^2 + z'^2 - 2rz' \cos \theta} \tag{3.3}$$

$$\therefore r' \approx r - z' \cos \theta \tag{3.4}$$

e

$$dH_\phi = \frac{kI(z') dz'}{4\pi(r - z' \cos \theta)} \text{sen} \theta' \exp(-jk(r - z' \cos \theta)) \tag{3.5}$$

Se notarmos que z' é muito menor que r , então $r - z'$ é aproximadamente igual a r , exceto no termo exponencial, resultando em $\exp(-jkr) \exp(jkz' \cos \theta)$.

Portanto,

$$dH_\phi = \frac{k \text{sen} \theta'}{4\pi r} \exp(-jkr) \exp(jkz' \cos \theta') \text{sen} \theta' dz' \tag{3.6}$$

O campo magnético total no ponto P agora pode ser determinado fazendo a soma incremental da equação (3.6) para todo o comprimento da antena:

$$H_\phi = \frac{k \exp(-jkr)}{4\pi r} \int_{z_1}^{z_2} \sin\theta' I(z') \exp(jkz' \cos\theta') dz' \quad (3.7)$$

onde pode-se notar, a partir da Figura 3.1, que para pontos no campo distante $\theta' \approx \theta$.

O termo na integral é muito importante para descrever o funcionamento da antena necessitando, portanto, de considerações mais adiante. Conforme se apresenta, a integral tem como unidade ampère por metro. Se a integral for dividida pela corrente de acionamento ($I(0)$) ela passa a ter uma unidade de comprimento. O termo resultante é definido como *comprimento efetivo* da antena, $h_e(\theta)$ [12] [13]:

$$h_e(\theta) = \frac{\sin\theta}{I(0)} \int_{z_1}^{z_2} I(z') \exp(jkz' \cos\theta) dz' \quad (3.8)$$

Portanto, podemos escrever

$$H_\phi = \frac{k \exp(-jkr)}{4\pi r} h_e(\theta) I(0) \quad (3.9)$$

Agora, para uma determinada distribuição de corrente, podemos calcular o diagrama do campo distante para qualquer comprimento do dipolo. De fato, o uso do conceito de comprimento efetivo da antena significa simplesmente que precisamos avaliar apenas a integral na equação (3.8) para determinar o diagrama de radiação do campo distante, ou seja, a integral é a medida que identifica as características de radiação de uma antena dipolo com um determinado comprimento.

3.2 DISTRIBUIÇÃO DE CORRENTE EM UM DIPOLO DE COMPRIMENTO FINITO (O EFEITO DE CAMPO DISTANTE DE UMA CORRENTE SENOIDAL)

Considere uma antena dipolo de comprimento ℓ que tem uma distribuição senoidal da corrente ao longo do seu comprimento, tendo como referência a Figura 3.1.

$$\begin{aligned} I(z') &= I_0 \sin \left[\frac{\omega}{c} \left[\frac{1}{2} \ell - z' \right] \right] \quad z' > 0 \\ &= I_0 \sin \left[\frac{\omega}{c} \left[\frac{1}{2} \ell + z' \right] \right] \quad z' < 0 \end{aligned} \quad (3.10)$$

Veja a Figura 3.2.

$$\begin{aligned} \therefore h_e(\theta) &= I_0 \int_{-\ell/2}^0 \sin \left[\frac{\omega}{c} \left(\frac{1}{2} \ell + z' \right) \right] \exp(jkz' \cos\theta) dz' \\ &\quad + I_0 \int_0^{\ell/2} \sin \left[\frac{\omega}{c} \left(\frac{1}{2} \ell - z' \right) \right] \exp(jkz' \cos\theta) dz' \end{aligned} \quad (3.11)$$

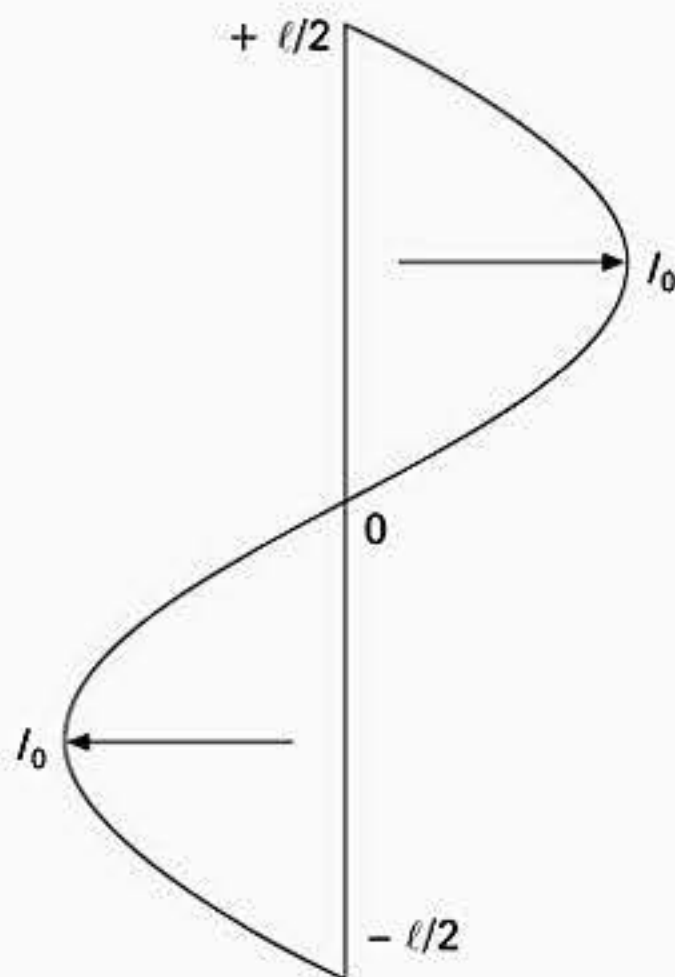


Figura 3.2 Distribuição de corrente senoidal para um dipolo de comprimento finito.

Felizmente, esta é uma integral padrão, que pode ser expressa como

$$\int \exp(ax) \operatorname{sen}(c + bx) dx = \frac{\exp(ax)}{a^2 + b^2} [a \operatorname{sen}(c + bx) - b \cos(c + bx)]$$

Após realizar as substituições apropriadas, ou seja, $a = jk \cos\theta$, $b = k$ e $c = 1/2 k\ell$ para a primeira integral, e $b = -k$ para a segunda integral na equação (3.11), obtemos

$$h_e(\theta) = \frac{2I_0}{kl(0)} F(\theta) \quad (3.12)$$

a partir da qual podemos escrever

$$H_\phi = \frac{I_0}{2\pi r} \exp(-jkr) F(\theta) \quad (3.13)$$

onde $F(\theta)$ é denominado de fator de multiplicação do diagrama de radiação e I_0 é a máxima corrente de alimentação. Portanto, para um dipolo de comprimento finito e com uma distribuição de corrente senoidal, obtemos

$$F(\theta) = \frac{\cos\left(\frac{1}{2} k\ell \cos\theta\right) - \cos\left(\frac{1}{2} k\ell\right)}{\operatorname{sen}\theta} \quad (3.14)$$

Agora analisemos alguns casos importantes:

Caso (1)

Considere $\ell = \lambda/2$, ou seja, um dipolo de meia onda.

$$F(\theta) = \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos\theta\right)}{\sin\theta} \quad (3.15)$$

Caso (2)

Considere $\ell = \lambda$, ou seja, um dipolo de onda completa.

$$F(\theta) = \frac{\cos(\pi \cos\theta) - 1}{\sin\theta} \quad (3.16)$$

Caso (3)

Considere $\ell = 3\lambda/2$

$$F(\theta) = \frac{\cos\left(\frac{3}{2} \pi \cos\theta\right)}{\sin\theta} \quad (3.17)$$

Ao desenhar o gráfico polar para cada um desses casos, conseguimos determinar o ângulo de feixe da antena; veja a Figura 3.3, a qual apresenta os gráficos polares desenhados usando um programa de computador apresentado no Apêndice 8.1. O ângulo de feixe de meia potência (HPBW – *Half Power Beamwidths*) expresso na Figura 3.3, foi obtido conforme mostrado na Seção 1.3.

Exercício 3.1

Calcule o ângulo de feixe de meia potência para uma antena dipolo de meia onda com alimentação central.

Solução

A partir da equação (3.15), podemos escrever

$$F(\theta) = \frac{1}{\sqrt{2}}$$

resultando em

$$\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos\theta\right) = \frac{\sin\theta}{\sqrt{2}}$$

que é satisfeita para θ igual a 51° e 129° , resultando em um ângulo de feixe de meia potência de $129^\circ - 51^\circ = 78^\circ$.

A partir desse resultado, podemos mostrar que o diagrama de radiação para o campo distante dessa antena é mais concentrado que no caso do dipolo Hertziano (veja Exercício 1.3).

Exercício 3.2

Calcule o ângulo de feixe de meia potência para um dipolo de onda completa.

Solução

Usando a Equação 3.16, temos

$$1 + \frac{\sin\theta}{\sqrt{2}} = \cos(\pi \cos\theta)$$

que é satisfeita quando $d = 255,5^\circ$ ou $284,5^\circ$, resultando em $\theta_{3\text{dB}} = 29^\circ$.

Portanto, podemos concluir que, em relação ao Exercício 3.1, ao aumentar o comprimento da antena dipolo, o ângulo de feixe de meia potência diminuiu, ou seja, o dipolo produz uma radiação mais focada. Esta lógica não é válida para um aumento indefinido no comprimento do dipolo.

A partir da Figura 3.3, podemos concluir que conforme o comprimento da antena aumenta de $\lambda/2$ para λ , o ganho associado com o lóbulo principal de radiação do dipolo aumenta. Para comprimentos acima de λ (para $\ell = 1,2\lambda$), a antena começa a apresentar lóbulos laterais, que representam uma perda de energia que não é direcionada para os lóbulos principais da antena. Isso leva a uma redução no ganho relativo às direções principais da antena e também apresenta uma oportunidade para a antena captar radiações que chegam por ângulos indesejados, ou seja, ao longo das direções desses lóbulos laterais.

3.3 RESISTÊNCIA DE RADIAÇÃO DA ANTENA DIPOLO

Usando o mesmo procedimento da Seção 2.3 para o dipolo Hertziano baseado no teorema de Poynting, podemos agora determinar a potência radiada por um dipolo de fio retilíneo de comprimento ℓ com uma distribuição de corrente senoidal. Neste caso, a potência média radiada é

$$P_{\text{méd.}} = \frac{1}{2} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi E_\theta H_\phi r^2 \sin\theta \, d\theta \, d\phi \quad (3.18)$$

ou usando $120\pi H_\phi$ e a equação (3.13):

$$\begin{aligned} P_{\text{méd.}} &= \frac{\eta I_0^2}{8\pi^2} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \frac{\left[\cos\left(\frac{1}{2} k\ell \cos\theta\right) - \cos\left(\frac{1}{2} k\ell\right) \right]^2}{\sin\theta} \, d\theta \, d\phi \\ &= 30 I_0^2 \int_0^\pi \frac{\left[\cos\left(\frac{1}{2} k\ell \cos\theta\right) - \cos\left(\frac{1}{2} k\ell\right) \right]^2}{\sin\theta} \, d\theta \end{aligned} \quad (3.19)$$

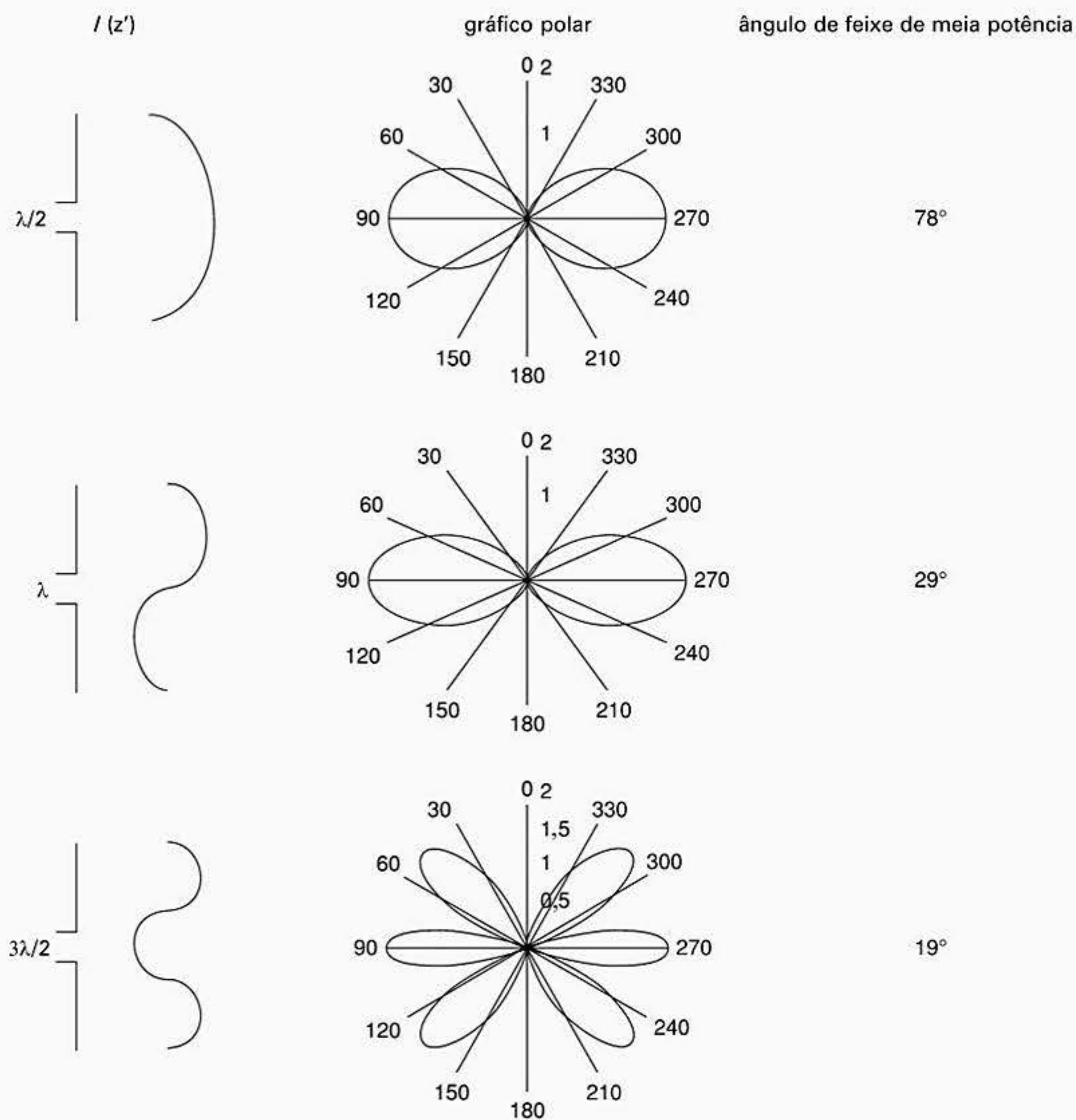


Figura 3.3 Gráficos polares típicos para antenas dipolo.

Porém sabemos que, pela definição, a potência média na entrada da antena ($z = 0$) é

$$P_{\text{méd.}} = \frac{1}{2} I^2(0) R_{\text{rad.}} \tag{3.20}$$

Portanto, a resistência de radiação ($R_{\text{rad.}}$) para uma antena dipolo de comprimento finito (comprimento ℓ), é

$$R_{\text{rad.}} = \frac{60 I_0^2}{I^2(0)} \int_0^\pi \frac{\left[\cos\left(\frac{1}{2} k \ell \cos\theta\right) - \cos\left(\frac{1}{2} k \ell\right) \right]^2}{\text{sen}\theta} d\theta \tag{3.21}$$

Agora considere o caso especial de um dipolo de meia onda ($\ell = \lambda/2$) com alimentação central. Neste caso $I(0)$ tem que ser igual a I_0 , a máxima corrente de excitação. Portanto,

$$R_{\text{rad.}} = 60 \int_0^\pi \frac{\cos^2\left(\frac{\pi}{2} \cos\theta\right)}{\sin\theta} d\theta \quad (3.22)$$

A integral neste caso pode ser avaliada apenas pelo significado numérico; essa avaliação resulta no valor 1,22. Portanto, a resistência de radiação para um dipolo linear de meia onda, com alimentação central de corrente e na ressonância (termo de reatância nulo), é

$$R_{\text{rad.}} = 60 \times 1,22 \approx 73 \Omega$$

3.4 ANTENA DIPOLO CURTO

A antena dipolo Hertziano considerada anteriormente tem uma distribuição de corrente uniforme ao longo de todo o seu comprimento. Enquanto isto é teoricamente útil, não representa exatamente a situação física para antenas dipolo de comprimento finito, porém fisicamente pequenas. No caso em questão no qual a antena dipolo tem alimentação central, a corrente em cada extremidade de cada dipolo tem que diminuir para zero, visto que a extremidade é um circuito aberto. Tendo isto em mente, um modelo melhor para a distribuição de corrente pode ser uma distribuição linear com o seu ponto máximo no centro, decrescendo para zero nas extremidades (Figura 3.4). Essa antena é considerada curta o suficiente de forma que uma distribuição senoidal de corrente não pode se estabelecer ao longo de todo o comprimento da antena.

Para o dipolo curto discutido nesta seção, o valor de ℓ é considerado ser $\ll \lambda_0$. Além disso, consideramos uma distribuição de corrente:

$$I(z) = I_0 \left(1 - \frac{z}{\ell_2}\right) \quad z \geq 0$$

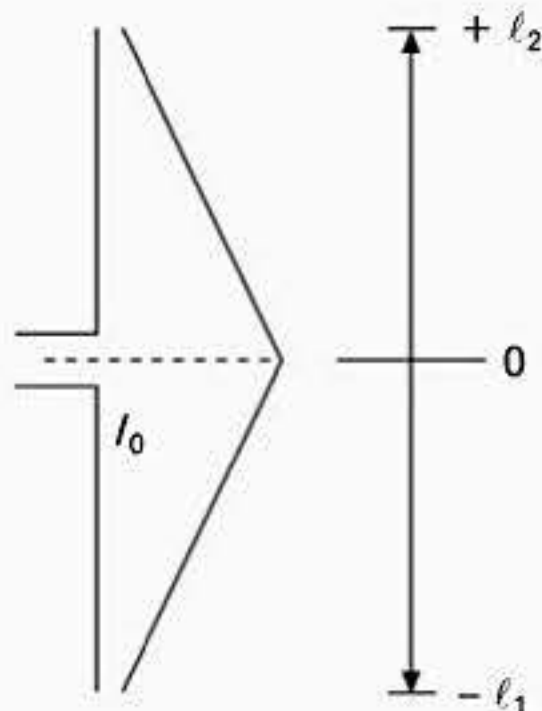


Figura 3.4 Dipolo curto com distribuição de corrente linear.

e

$$I_0 \left(1 + \frac{z}{\ell_1} \right) \quad z < 0 \quad (3.23)$$

de forma que a corrente atinge o nível zero em cada extremidade do dipolo curto e onde $\ell = \ell_1 + \ell_2$.

Lembrando da equação (3.9) para um dipolo de comprimento finito, temos

$$\begin{aligned} H_\phi = & \frac{k \exp(-jkr)}{4\pi r} \left[\int_0^{\ell_2} I_0 \left[1 - \frac{z'}{\ell_2} \right] \exp(jkz' \cos\theta) dz' \right. \\ & \left. + \int_{-\ell_1}^0 I_0 \left[1 + \frac{z'}{\ell_1} \right] \exp(jkz' \cos\theta) dz' \right] \quad (3.24) \\ & \int \exp(x) dx = \exp(x) \end{aligned}$$

usando $\int \exp(x) dx = \exp(x)$

e

$$\int x \exp(x) = \exp(x)(x - 1)$$

e, também, observando que

$$k(\ell_1 + \ell_2) \ll 1$$

então

$$H_\phi = \frac{jk \exp(-jkr)}{4\pi r} \sin\theta \frac{I_0}{2} (\ell_1 + \ell_2) \quad (3.25)$$

que é um resultado idêntico ao obtido para o dipolo Hertziano, equação (1.15), exceto que a corrente de excitação é 50%. Portanto, a potência radiada para uma antena dipolo curto com uma distribuição linear de corrente é reduzida para 25% em relação ao mesmo valor calculado para o dipolo Hertziano. Assim, o valor da resistência de radiação ($R_{\text{rad.}}$), usando a equação (2.60), para uma antena dipolo curto é

$$R_{\text{rad.}} = 20\pi^2 \left(\frac{\ell}{\lambda} \right)^2 \Omega \quad (3.26)$$

Exercício 3.3

Calcule a resistência de radiação de um dipolo curto de comprimento $0,2\lambda$ que possui uma distribuição de corrente linear.

Solução

Usando a equação (3.26):

$$R_{\text{rad.}} = 20\pi^2 0,04 = 0,8\pi^2 \Omega$$

que é apenas um quarto do que pode ser obtido de uma antena que apresenta uma distribuição de corrente uniforme.

Vimos que para um dipolo Hertziano, a distribuição de corrente é considerada uniforme (Figura 3.5a), enquanto que um dipolo curto pode ser considerado tendo uma distribuição de corrente linear (Figura 3.5b). A distribuição de corrente de um dipolo curto linear pode se aproximar da distribuição de corrente uniforme do dipolo Hertziano acrescentando placas circulares de metal em cada uma das extremidades do dipolo (Figura 3.5c).

Com isto, forma-se uma carga capacitiva para a antena e, como consequência, a antena tem na terminação um capacitor de placas ou um capacitor como carga. A corrente nas placas superior e inferior tem direção radial, porém, em sentidos opostos em cada placa. Portanto, os campos eletromagnéticos gerados devido a essas correntes cancelam-se entre si não influenciando significativamente o diagrama de radiação da antena. Assim, os campos eletromagnéticos associados às três partes da Figura 3.5, ou seja, associados às antenas dipolo Hertziano, dipolo curto e dipolo com carga capacitiva, são aproximadamente equivalentes.

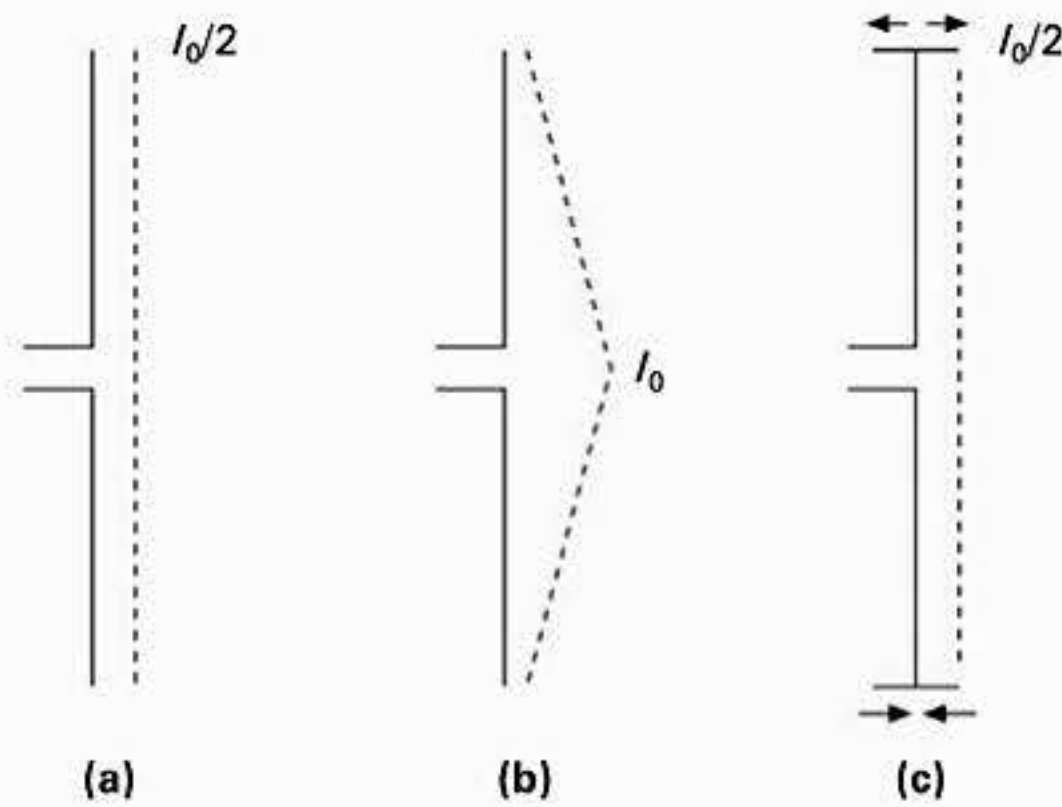


Figura 3.5 Antenas dipolo aproximadamente equivalentes.

3.5 GANHO DE UM DIPOLO DE MEIA ONDA EM RELAÇÃO A UM DIPOLO HERTZIANO E TRANSFERÊNCIA DE POTÊNCIA

Para uma antena dipolo de meia onda, mostramos na Seção 3.3 que a resistência de radiação desta antena é $73,2 \Omega$. Portanto, o valor da potência instantânea radiada pela antena é

$$P_{\text{inst.}} = I_0^2 73,2$$

mas para o dipolo de meia onda no plano equatorial, sabemos da Seção 3.2 que para $\theta = 90^\circ$

$$E_{\theta_{\text{max}}} = \frac{60I_0}{r} \left(\frac{\cos(\pi/2(\cos 90))}{\text{sen}90} \right) = \frac{60I_0}{r}$$

Substituindo I_0 obtemos

$$E_{\theta_{\max}} = \frac{60\sqrt{P_{\text{inst.}}}}{r\sqrt{73,2}} = 7\frac{\sqrt{P_{\text{inst.}}}}{r} \quad (3.27)$$

e para uma fonte isotrópica (equação (2.52))

$$E_{\theta_{\max}} = \frac{\sqrt{30P_{\text{inst.}}}}{r} \quad (3.28)$$

Exercício 3.4

Calcule a intensidade máxima do campo radiado na direção normal a uma antena dipolo de meio comprimento de onda, excitado por uma corrente alternada eficaz (RMS) de 1 A medido a uma distância de 1 Km.

Solução

Usando a equação (3.27), temos

$$E_{\theta_{\max}} = \frac{7\sqrt{73}}{1000} = 60 \text{ mV/m}$$

Portanto, pela nossa definição anterior para ganho (Seção 2.4), considerando uma eficiência de 100% o valor do ganho de uma antena dipolo de meia onda ideal em relação a um radiador isotrópico (G), é

$$G = \left(\frac{\frac{7\sqrt{P_{\text{inst.}}}}{r}}{\frac{\sqrt{30}\sqrt{P_{\text{inst.}}}}{r}} \right)^2 = 1,63 \quad (3.29)$$

ou $G = 10 \log_{10} 1,63 = 2,1 \text{ dBi}$.

A finalidade de uma antena é fornecer ou receber potência na forma de ondas eletromagnéticas que se deslocam através do espaço, embora essas ondas em geral possam se propagar em qualquer meio. A partir de estudos anteriores feitos na Seção 1.4, sabemos que no campo distante a intensidade do campo elétrico do sinal varia de forma inversamente proporcional à distância (r) da fonte, ou seja, a potência varia de acordo com a razão $1/r^2$. Isso significa que para distâncias consideráveis entre transmissor e receptor, apenas uma quantidade muito pequena da potência transmitida será captada pela antena receptora. Portanto, para se obter uma melhor condição de operação, precisamos garantir a máxima transferência de potência da onda propagada para a antena receptora, ou vice-versa. A Figura 3.6a mostra uma onda plana cujo campo E incide em uma antena dipolo receptora; ambas têm a mesma orientação (veja a Seção 5.2). A Figura 3.6b mostra um diagrama elétrico equivalente para esse arranjo [14]. Na Figura 3.6, Z_{antena} inclui os mecanismos de perda ôhmica, perda no dielétrico e perdas em função de

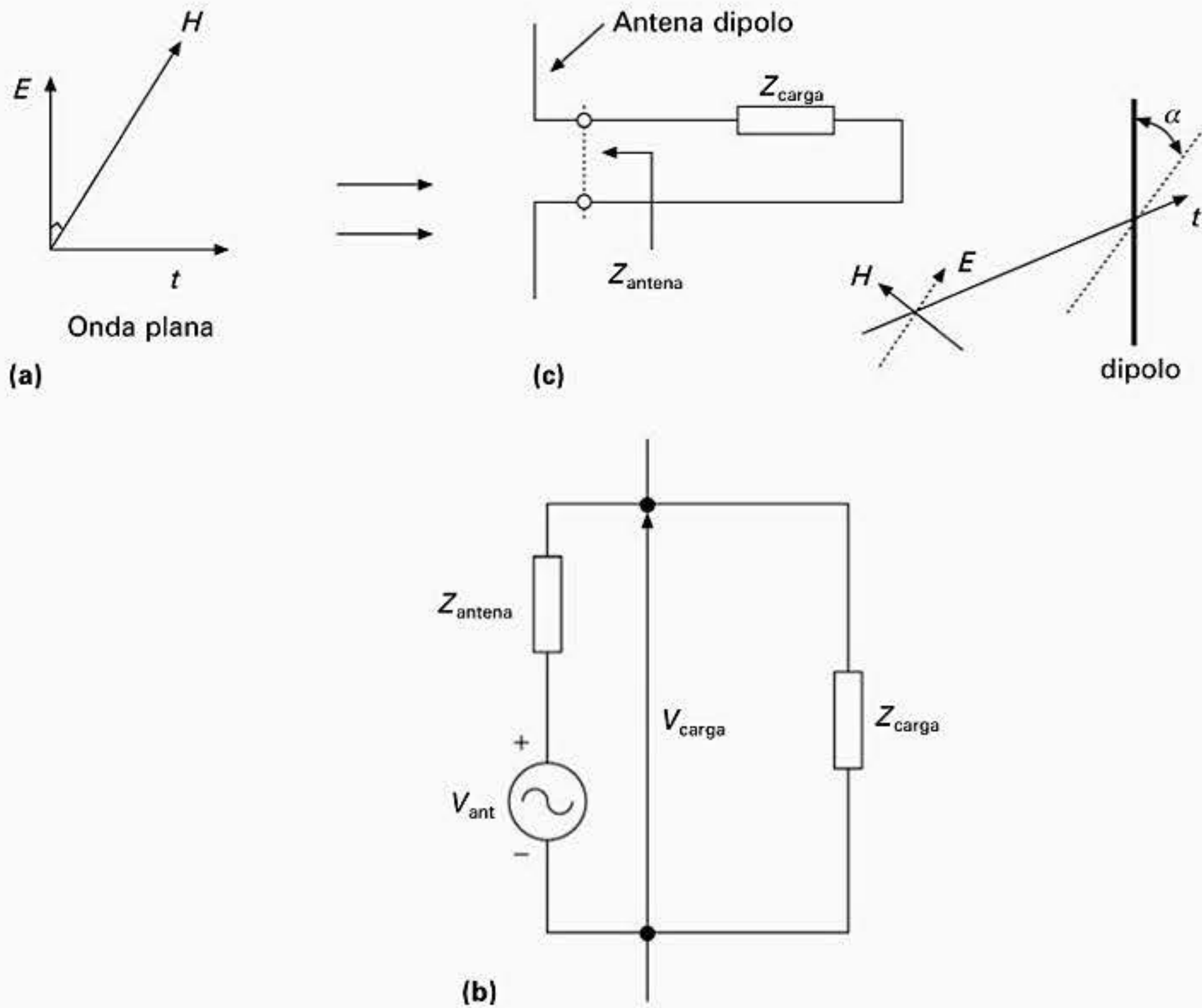


Figura 3.6 Transferência de potência numa antena receptora.

efeitos de descasamento de impedância e uma componente reativa, que pode ser indutiva ou capacitiva.

A carga externa Z_{carga} “vê” uma fonte de tensão equivalente V_{carga} conectada nos seus terminais que apresenta uma impedância interna igual a impedância da antena. Na situação de melhor caso, a máxima transferência de potência ocorre entre a antena e a carga externa,

$$Z_{antena} = Z_{carga}^* \quad (3.30)$$

onde $*$ indica complexo conjugado; portanto,

$$R_{antena} \pm j X_{antena} = R_{carga} \mp j X_{carga} \quad (3.31)$$

Desta forma, qualquer reatância no sistema é cancelada, ficando apenas as componentes reais (perdas). Sob a condição de casamento de impedância

$$R_{antena} = R_{carga} \quad (3.32)$$

então

$$V_{carga} = \frac{1}{2} V_{antena} \quad (3.33)$$

Portanto, o valor da potência fornecida para a carga (P_L) é

$$P_L = \frac{1}{4} V_{\text{antena}}^2 / R_{\text{carga}} \quad (3.34)$$

Em geral

$$P_L = R_c \left[\frac{1}{2} \frac{V_L^2}{Z_{\text{carga}}} \right] \quad (3.35)$$

O circuito equivalente para a antena receptora, mostrado na Figura 3.6, é apenas um circuito aproximado, visto que em geral podem-se acrescentar fontes adicionais para modelar os efeitos de dispersão do campo incidente pela antena receptora. Deve-se notar que na maioria dos casos a distribuição de corrente ao longo da antena no modo de transmissão e recepção pode ser muito diferente. Entretanto, o diagrama para o campo distante será o mesmo, visto que a combinação entre os campos de dispersão re-radiado e os campos incidentes no receptor se somam produzindo o mesmo campo distante que seria obtido se a antena fosse usada no modo transmissor.

Exercício 3.5

Para o caso em que a distribuição de corrente nas antenas transmissora e receptora for igual, mostre que para as condições de casamento de impedância, ou seja, quando $R_{\text{carga}} = R_{\text{antena}}$, quanto mais potência for dispersa, mais é absorvida pela antena.

Solução

A partir da Figura 3.6, o valor da potência absorvida (P_L) na terminação resistiva é

$$P_L = \frac{V_{\text{antena}}^2 R_{\text{carga}}}{(R_{\text{carga}} + R_{\text{antena}})^2}$$

A potência dissipada na resistência de radiação da própria antena, ou seja, a potência re-radiada da antena (P_R), que pode ser obtida da Figura 3.6, é

$$P_R = \frac{V^2 R_{\text{antena}}}{(R_{\text{carga}} + R_{\text{antena}})^2}$$

agora quando $R_{\text{carga}} = R_{\text{antena}}$ e a equação (3.34) é atendida, ou seja, as condições de casamento de impedância, temos $P_L = P_R$.

Conseqüentemente, quanto mais potência for dispersa, mais será absorvida. Em geral, a medida da dispersão pode ser maior, menor ou igual à potência absorvida pela antena receptora operando com casamento de impedância.

Para uma antena operando em circuito aberto, temos

$$P_L = R_c \left[\frac{1}{2} \left(\frac{V_{\text{cir. aberto}}}{2} \right)^2 \frac{1}{Z_{\text{carga}}} \right] = \frac{V_{\text{cir. aberto}}^2}{8} R_c \left[\frac{1}{Z_{\text{carga}}} \right] \quad (3.36)$$

Agora quando um campo elétrico é orientado em relação à antena receptora com um determinado ângulo α (Figura 3.6c), o valor da tensão de circuito aberto induzida na antena é [13]

$$V_{\text{circ. aberto}} = h_e(\theta) E \cos \alpha \quad (3.37)$$

onde $E \cos \alpha$ é a componente do campo elétrico que está situada ao longo do eixo da antena e $h_e(\theta)$ é o comprimento efetivo da antena conforme definido na Seção 3.2.

Portanto, podemos dizer que mediante condições de casamento conjugado

$$P_L = \frac{1}{8} h_e^2(\theta) \frac{E^2 \cos^2 \alpha}{R_{\text{antena}}} \quad (3.38)$$

Exercício 3.6

Mostre que uma antena receptora, polarizada de forma linear, e que se encontra no campo distante formando um ângulo reto com a antena transmissora, polarizada de forma linear, não apresenta recepção de sinal.

Solução

Usando a equação (3.37), podemos ver que se $\alpha = 90^\circ$, então $\cos \alpha = 0$ sendo que nenhum sinal é recebido.

Situações como essa sugerem que duas antenas polarizadas de forma ortogonal podem transmitir informação na mesma frequência sem que uma interfira na outra. Essa técnica é denominada diversidade de polarização.

Exercício 3.7

Considere dois dipolos de meia onda alinhados com os seus eixos em paralelo. Determine uma expressão para a máxima potência disponível na antena receptora.

Solução

Quando os eixos das duas antenas são paralelos, $\alpha = 0$ ($\cos \alpha = 1$). A potência disponível na segunda antena pode ser calculada usando a equação (3.38) conforme a seguir

$$P = \frac{|h_e(\theta)|^2 |E|^2}{8R_{\text{rad.}}} \quad (3.39)$$

Exercício 3.8

Calcule o comprimento efetivo de um dipolo de meia onda na posição de máxima recepção de potência.

Solução

$$h_c(\theta) = \frac{2\cos\left(\frac{1}{2}\pi\cos\theta\right)}{k\sin\theta} \quad (3.40)$$

Observe que para a máxima potência recebida $\theta = \pi/2$ de forma que para esse exemplo temos

$$h_c\left(\frac{\pi}{2}\right) = \frac{\lambda}{\pi} = \frac{0,3}{\pi}$$

onde $\lambda = 30$ cm.

A partir da equação (1.16), podemos escrever E_θ como

$$E_\theta = \frac{\eta I(0)}{2\pi\lambda r} \exp(-jkr) \quad (3.41)$$

Portanto,

$$|E_\theta| = \frac{\eta I(0)}{2\pi\lambda r} \quad (3.42)$$

Agora $I(0)$ é a corrente aplicada no ponto de alimentação do dipolo de meia onda com alimentação central; portanto, se as perdas ôhmicas da antena forem pequenas, podemos dizer que

$$I(0) = \left(\frac{2P_{\text{rad.}}}{R_{\text{rad.}}}\right)^{1/2} \quad (3.43)$$

Exercício 3.9

Para uma potência média de 1 W radiada por uma antena dipolo de meia onda, calcule a corrente na antena no ponto de alimentação e, em seguida, determine E_θ .

Solução

$$I(0) = \left(\frac{2 \times 1}{73,2}\right)^{1/2} = 165 \text{ mA}$$

Portanto, usando a equação (3.41) para a antena receptora:

$$|E_\theta| = \frac{(120\pi)(0,165)}{2\pi(0,3)1000} = 0,033 \text{ V/m}$$

Exercício 3.10

Para os parâmetros definidos no Exercício 3.9, calcule a potência disponibilizada nos terminais da antena receptora.

Solução

Isso pode ser determinado aplicando-se a equação (3.39):

$$P = \left(\frac{0,3}{\pi} \right)^2 (0,0332)/(8)(73) = 0,52 \mu\text{W} \text{ ou } -33 \text{ dBm}$$

onde a unidade dBm é definida como a potência em relação a um nível de referência de 1 mW.

$$\text{dBm} = 10 \log_{10} \left(\frac{P}{1\text{mW}} \right)$$

REFERÊNCIAS

- [12] Stutzman, W.L. and Thiele, G.A., *Antenna Theory and Design*, John Wiley & Sons, 1998.
- [13] Kraus, J.D., *Antennas* (2nd edition), McGraw-Hill, 1998.
- [14] Kraus, J.D., *Antennas*, McGraw-Hill, 1950, pp 254–6.

PROBLEMAS

- 3.1 Uma antena dipolo tem os seguintes parâmetros: comprimento de $0,7\lambda$, corrente de alimentação de 2 A com frequência de 1 GHz. A radiação produzida pela antena é captada por um receptor equipado adequadamente a uma distância de 200 m. Considerando esta disposição, determine:
 - (a) a resistência de radiação da antena;
 - (b) o diagrama polar do campo distante para o dipolo;
 - (c) a intensidade do campo elétrico no ponto de observação;
 - (d) o ganho do dipolo em relação a uma fonte isotrópica.
- 3.2 Que potência tem que ser fornecida para:
 - (a) uma antena isotrópica
 - (b) um dipolo de meia onda
 - (c) um dipolo curto
 para manter uma intensidade de campo de 0,1 V/m a uma distância de 1 Km da antena? Considere que as antenas não apresentam perdas e que elas operam em uma frequência de 1 GHz.
- 3.3 Considere dois dipolos de meia onda alinhados de forma que seus eixos tenham um ângulo de 30° . Se a antena transmissora radia 1 W de potência, determine a potência máxima disponível na antena receptora quando elas estiverem afastadas entre si 1 Km e operando com uma frequência de 1 GHz. Faça um gráfico do nível de potência recebida quando o eixo da antena receptora for rotacionado de 0° (as duas antenas em paralelo) até 90° (antenas ortogonais). Comente o significado físico desses cálculos.

Técnicas de arranjo de antenas



Para aumentar o ganho de uma antena, diversos elementos de radiação são organizados de forma simétrica, obtendo-se um arranjo de antenas. Usando considerações geométricas, este capítulo ilustra como elementos individuais de antenas podem ser agrupados para se obter melhores características de radiação.

Primeiro, analisamos uma situação simples que engloba dois elementos para descrever o processo básico no cálculo do fator de arranjo. Em seguida, o procedimento é generalizado para um arranjo linear unidimensional. As relações que existem entre a distribuição do campo na abertura do arranjo de antenas e o diagrama de radiação de campo distante do arranjo são então descritas. As características da radiação de campo distante de um arranjo de antenas podem ser modificadas usando uma excitação não uniforme dos elementos do arranjo; este aspecto de moldar a performance da radiação de campo distante é introduzido. Outras características importantes também são apresentadas, como a quantificação da impedância de entrada da antena, os efeitos do acoplamento mútuo entre os elementos e o efeito de um plano de terra colocado nas proximidades do elemento de radiação. A idéia de direcionar eletronicamente o diagrama de radiação de campo distante gerado por um arranjo de antenas é discutida brevemente.

4.1 DIAGRAMAS DE RADIAÇÃO PARA DUAS ANTENAS

Vimos anteriormente que uma antena dipolo não apresenta um alto grau de diretividade e, como conseqüência, a sua radiação se espalha por um volume relativamente grande. A combinação de duas ou mais antenas, denominada arranjo de antenas, pode ser usada para melhorar a diretividade e, portanto, a sua resposta de ganho.

O exemplo mais simples disso corresponde a duas antenas combinadas num arranjo. Inicialmente vamos admitir o seguinte:

- Os dois elementos são idênticos.
- Os dois elementos apresentam a mesma orientação espacial.
- Os dois elementos são alimentados com correntes de mesma fase e mesma amplitude.
- Não existem efeitos de acoplamento entre antenas, ou seja, o diagrama de radiação de cada antena permanece sem distorção em função da presença de qualquer outra antena.
- Inicialmente vamos considerar duas antenas que compreendem um arranjo das propriedades de um radiador isotrópico, ou seja, sem uma direção preferencial de radiação.

Se o campo elétrico, devido a uma única antena que radia uma potência P for $E(r, \theta, \phi)$, então para um arranjo de dois elementos que radia a mesma quantidade de potência que um único elemento, cada elemento do arranjo produzirá um campo elétrico resultante de intensidade $E(r, \theta, \phi)/\sqrt{2}$ ou, na forma de coordenadas esféricas, $E/\sqrt{2}$.

Em função da separação física entre os elementos, os campos produzidos por cada elemento não estarão em fase, ainda que as suas polarizações (veja a Seção 5.4) estejam alinhadas. O atraso de fase devido à separação física entre os elementos é representado por Ψ ; o vetor intensidade de campo resultante (E_R) é determinado pela adição vetorial (Figura 4.1). O caso geral para um arranjo unidimensional é abordado na Seção 4.2.

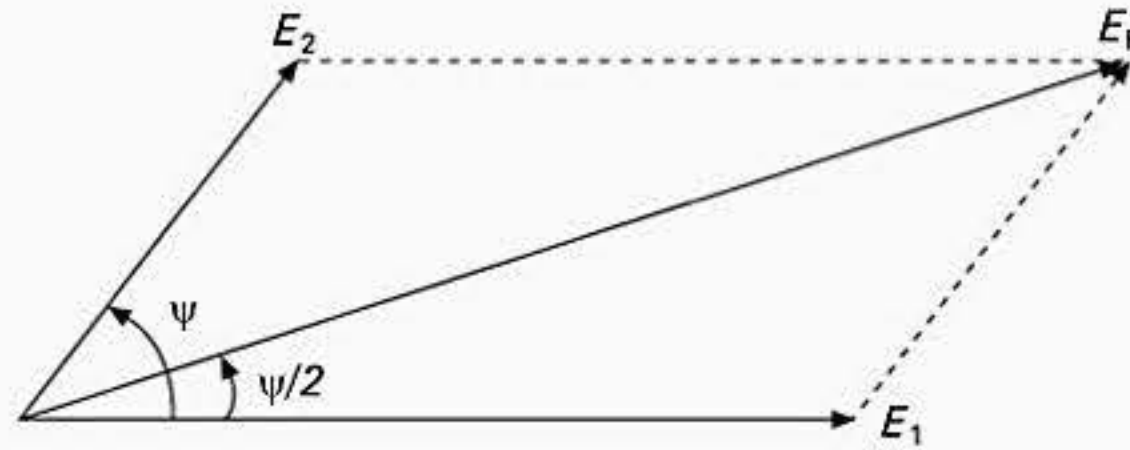


Figura 4.1 Soma de vetores de campos elétricos (E).

Para o caso mais simples, ou seja, um arranjo de dois elementos com uma excitação de mesma fase e mesma amplitude, basta aplicar diretamente a regra do paralelogramo para obter a resultante para este caso. Portanto,

$$E_R^2 = E_1^2 + E_2^2 + 2E_1 E_2 \cos(\Psi) \tag{4.1}$$

Se $E_1 = E_2 = E/\sqrt{2}$, como acontece em nosso exemplo com duas fontes isotrópicas idênticas, mas fisicamente separadas, a expressão anterior se reduz a

$$E_R^2 = E^2 (1 + \cos(\Psi)) \tag{4.2}$$

observando que $\cos^2 \Psi = \frac{1}{2}(1 + \cos 2\Psi)$ então, $E_R^2 = 2E^2 \cos^2 \Psi/2$.

O que é necessário agora é relacionar o atraso de fase, que é o ângulo Ψ , com a separação física entre as antenas (Figura 4.2). Nesta figura, o segmento AC é o percurso extra necessário para um sinal localizado em algum ponto P no campo distante da antena alcançar a posição A no arranjo em relação ao ponto B, sendo estes separados pela distância d .

$$\begin{aligned} AC &= d \cos\theta \text{ metros} \\ &= \frac{d}{\lambda} \cos\theta \text{ comprimentos de onda} \\ &= \frac{2\pi d}{\lambda} \cos\theta \text{ radianos} \end{aligned} \tag{4.3}$$

Portanto,

$$E_R = E\sqrt{2} \cos\left(\frac{\pi d}{\lambda} \cos\theta\right) \tag{4.4}$$

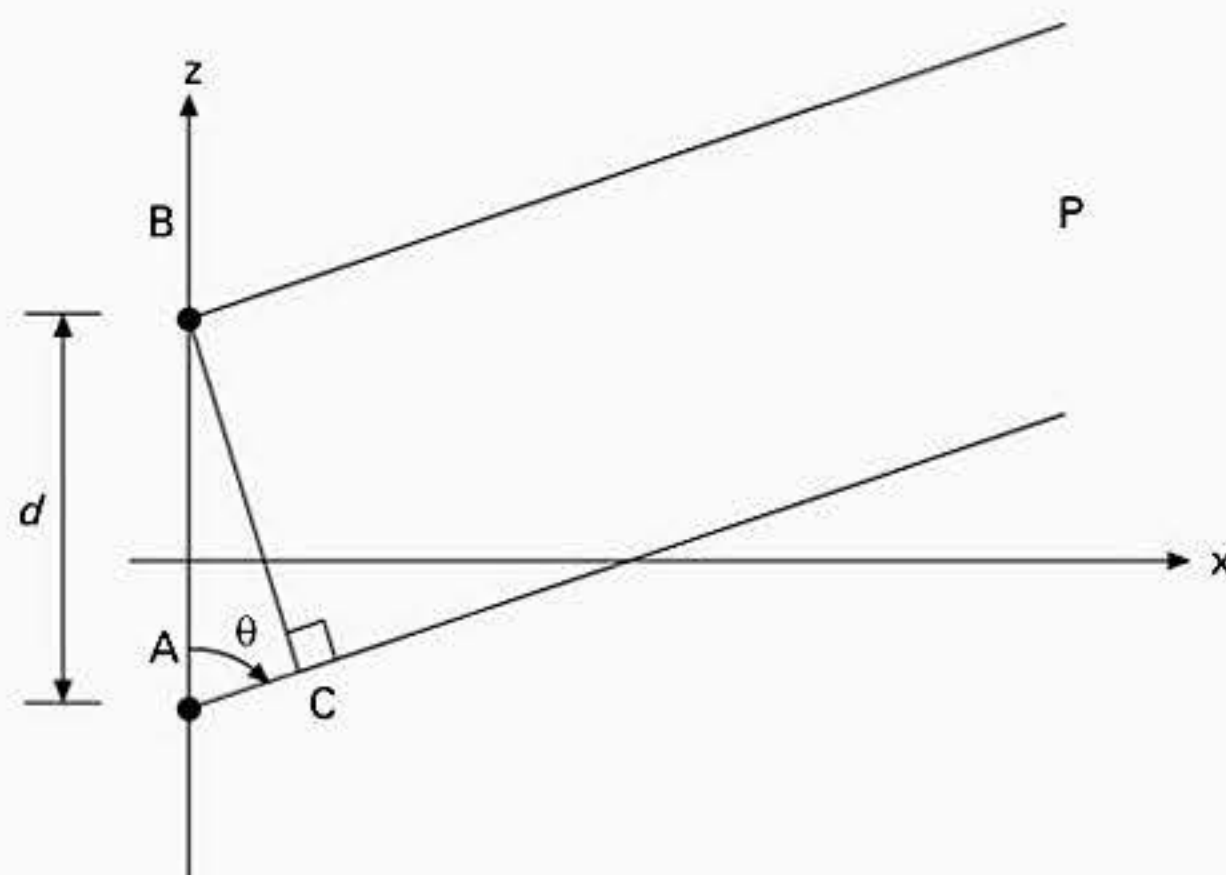


Figura 4.2 Geometria do fator de arranjo de dois elementos.

Uma análise desse resultado mostra que temos a descrição do campo elétrico original para o elemento da antena multiplicado por um fator que descreve a geometria do arranjo de antenas. Esse segundo termo é denominado fator de arranjo da antena, ou simplesmente fator de arranjo, que para um arranjo de dois elementos em fase é

$$\sqrt{2} \cos\left(\frac{\pi d}{\lambda} \cos\theta\right) \tag{4.5}$$

Esse fator de arranjo pode ser expresso em um gráfico polar, como foi feito anteriormente para os diagramas de radiação de campo distante para os campos elétrico e magnético (Figura 4.3). Como não há variação azimutal com ϕ , neste caso um gráfico bidimensional no plano x-z é suficiente. A partir da Figura 4.3, podemos ver que o fator de arranjo estabelece uma modificação no diagrama de radiação devido à potência radiada das duas fontes ter uma diferença de fase relativa a ser calculada para o campo distante.

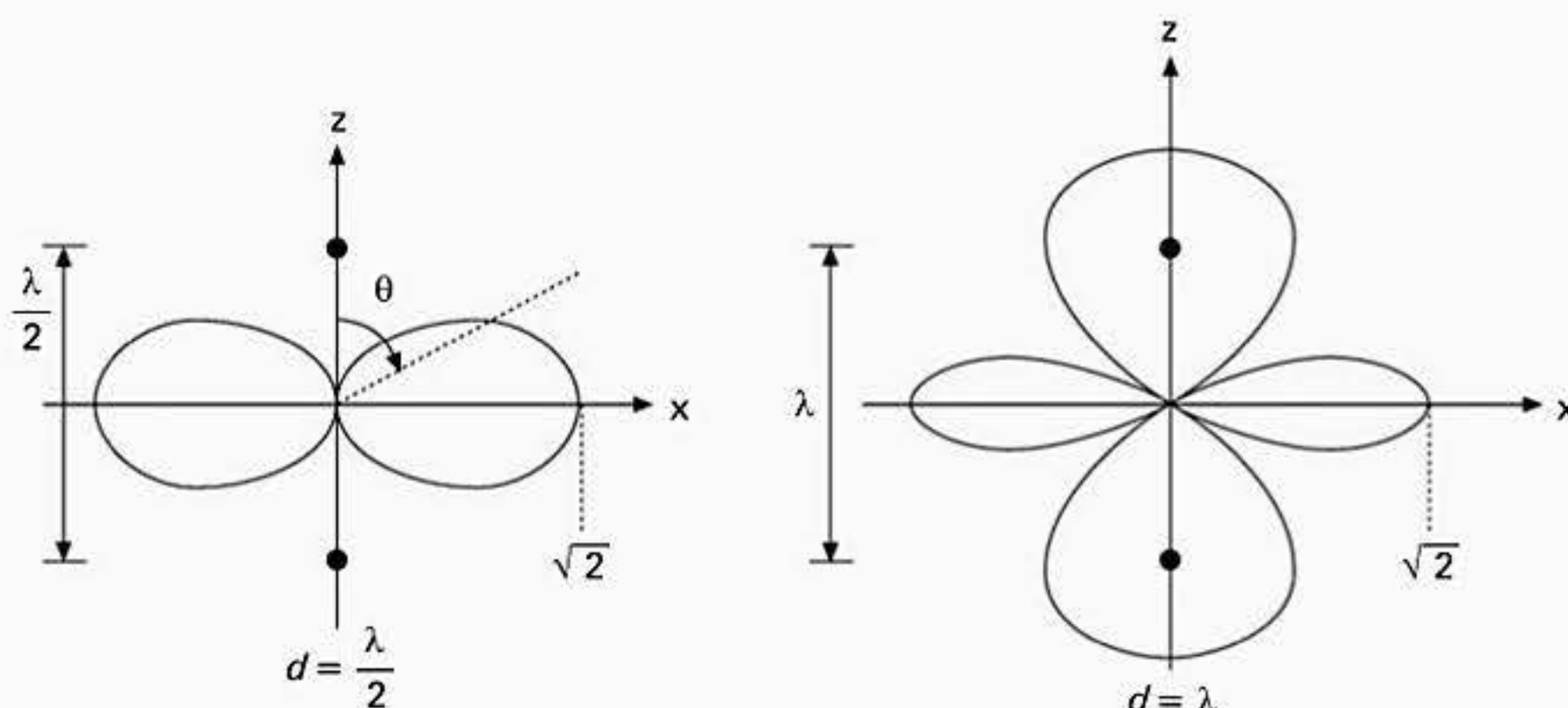


Figura 4.3 Gráficos do fator de arranjo para uma fonte isotrópica.

Exercício 4.1

Calcule o aumento de ganho que um arranjo de dois elementos tem em relação a apenas um elemento quando observado na direção do eixo da antena.

Solução

Usando a equação (4.5) para uma separação entre as fontes de $d = \lambda/2$ na direção transversal ($\theta = 90^\circ$), a intensidade máxima do campo radiado é $\sqrt{2}$, assim o ganho de potência deste arranjo é 3 dB maior que o obtido com uma única fonte. Entretanto, deve-se notar que o aumento de diretividade obtido em uma direção é compensado por uma redução da radiação em outra direção.

Como os elementos considerados até agora são fontes isotrópicas, o gráfico polar para o fator de arranjo representa o gráfico polar do arranjo composto ou, como normalmente é denominado, o diagrama de radiação resultante.

$$\text{Diagrama de radiação resultante} = \frac{\text{diagrama de radiação de um elemento}}{\text{diagrama de radiação de um elemento}} \times \frac{\text{fator de arranjo da antena}}{\text{fator de arranjo da antena}} \quad (4.6)$$

Em geral, essa multiplicação tem que ser feita nos planos θ e ϕ usando as formulações apropriadas dos diagramas de radiação da antena e do arranjo de antenas.

Se o arranjo de antenas for alimentado com correntes fora de fase, então podemos acrescentar um fator adicional à equação (4.4) para representar o efeito que o ângulo de fase α adicional tem no diagrama de radiação do arranjo quando a corrente de alimentação for aplicada.

$$E_R = \sqrt{2} E \cos\left(\frac{\pi d}{\lambda} \cos\theta \pm \frac{\alpha}{2}\right) \quad (4.7)$$

Nesta equação o sinal + indica um atraso de fase e o sinal – um avanço de fase em relação à fase do sinal de alimentação de um dos elementos, que foi previamente selecionado para atuar como elemento de referência. A Seção 4.2 descreve em mais detalhes o efeito que o deslocamento de fase (α) tem no diagrama de radiação polar resultante.

Para perceber como o conceito de fator de arranjo facilita na análise de um exemplo um pouco mais complexo, considere agora o diagrama de radiação formado por duas antenas dipolo de meia onda co-lineares, alimentadas com sinais em fase e com uma distância de separação de meio comprimento de onda. Sendo as antenas dipolo co-lineares, implica que elas têm os seus eixos alinhados, sendo que no nosso exemplo o alinhamento ocorre segundo o eixo z, conforme a Figura 4.4.

Primeiro, traçamos o gráfico do diagrama do fator de arranjo usando a equação (4.5); em seguida, desenhamos o diagrama do dipolo, usando a equação (3.15), por exemplo; e, finalmente, calculamos através do produto de coordenadas polares, usando a equação (4.6), o diagrama resultante para o arranjo de antenas. Essas operações são ilustradas na Figura

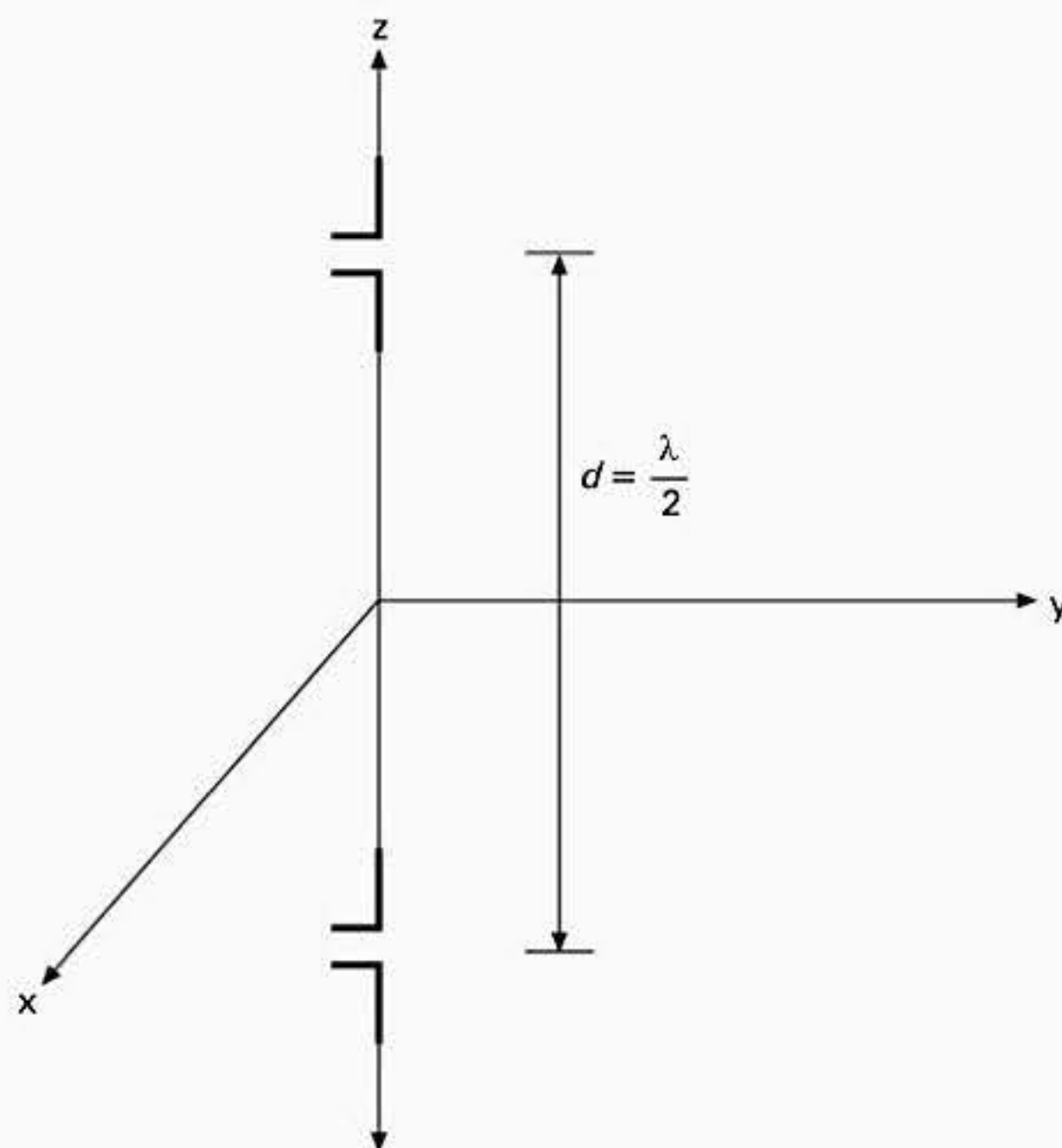


Figura 4.4 Arranjo de duas antenas dipolo co-lineares.

4.5. Observe que para o caso do elemento dipolo, temos uma simetria rotacional no plano x - y . Observe também como o uso de duas antenas no arranjo aumenta a intensidade do campo, por um fator de $\sqrt{2}$, em relação a um único dipolo devido à ação de concentração da radiação do arranjo descrito anteriormente.

4.2 ARRANJO LINEAR UNIDIMENSIONAL E TRANSFORMAÇÃO DE CAMPO DISTANTE

A técnica de arranjo de duas antenas discutida anteriormente pode ser estendida para representar uma situação que descreve N elementos posicionados de forma unidimensional ou em um arranjo linear. Com a inclusão de elementos com radiações específicas, o arranjo unidimensional pode apresentar diferentes formas (Figura 4.6).

Arranjo co-linear

O arranjo co-linear é mostrado na Figura 4.6a. Considere primeiro o caso mais simples de N fontes isotrópicas alimentadas com sinais em fase, cada uma produzindo o mesmo campo elétrico tendo efeitos insignificantes de acoplamento mútuo entre as antenas. Se cada fonte isotrópica estiver separada por uma distância d , em metros, então o campo elétrico resultante

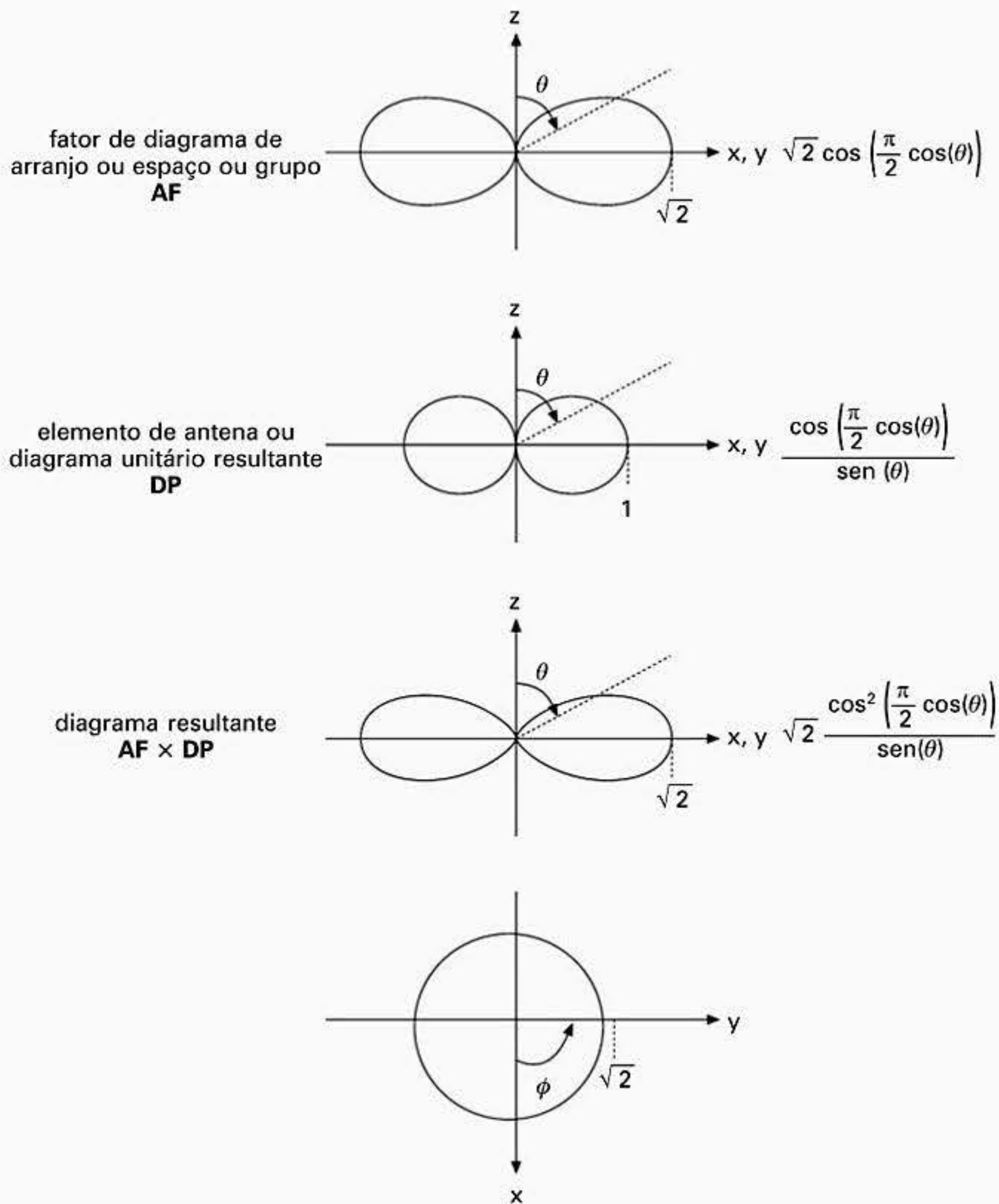


Figura 4.5 Diagramas de grupo para dipolos lineares em fase.

(E_R) para o arranjo linear de N elementos é determinado a partir da Figura 4.7 usando a mesma técnica apresentada na Seção 4.1. Por exemplo, para a Figura 4.6a temos

$$\psi = \frac{2\pi}{\lambda} d \cos\theta \tag{4.8}$$

sendo o elemento 1 a referência de fase, o campo do $(N - 1)$ -ésimo radiador estará atrasado em relação ao N -ésimo radiador por um ângulo ψ . Portanto,

$$E_R = 2R \text{sen} \frac{N\psi}{2} \tag{4.9}$$

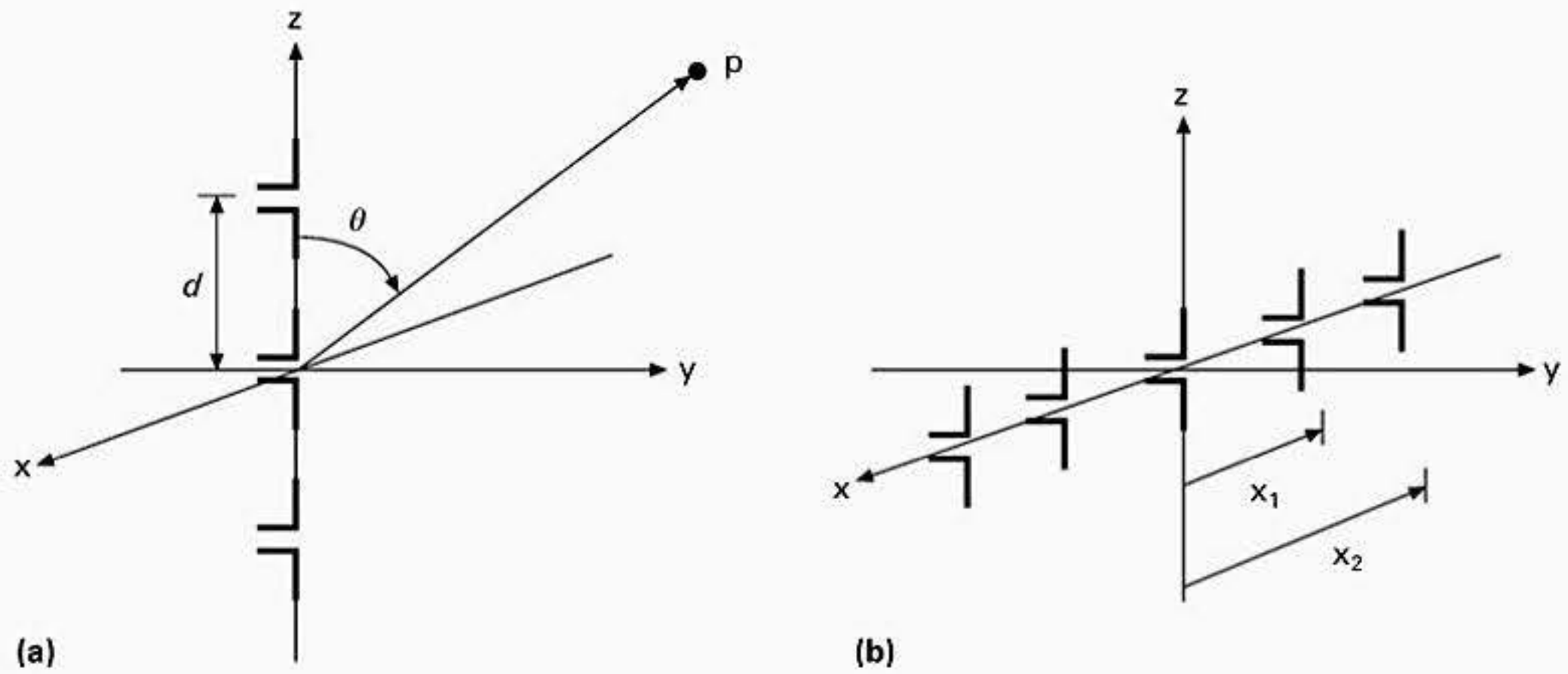


Figura 4.6 Configurações de arranjos unidimensionais.

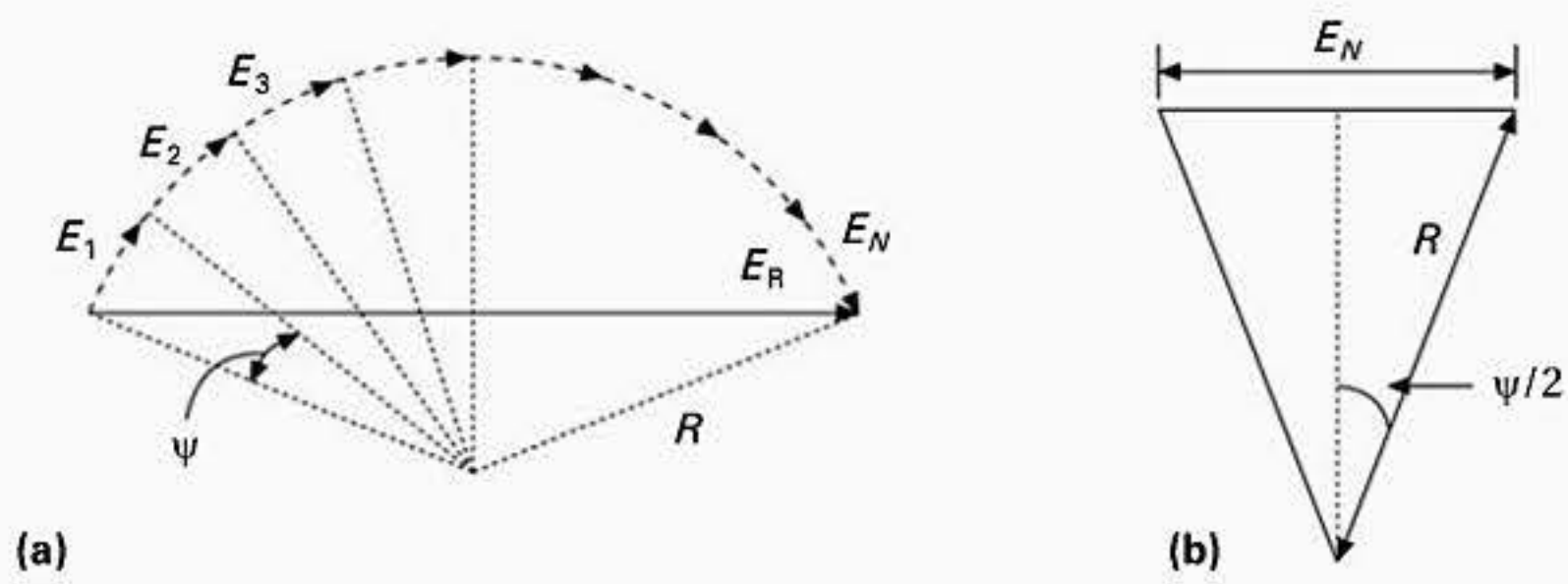


Figura 4.7 Gráfico vetorial para um arranjo de N elementos.

e

$$E_1 = 2R \operatorname{sen} \frac{\psi}{2} \tag{4.10}$$

Portanto,

$$E_R = \frac{E_1 \operatorname{sen} \left(\frac{N\psi}{2} \right)}{\operatorname{sen} \left(\frac{\psi}{2} \right)} \tag{4.11}$$

usando a equação (4.3)

$$E_R = \frac{E_1 \operatorname{sen} \left(\frac{N\pi d \cos \theta}{\lambda} \right)}{\operatorname{sen} \left(\frac{\pi}{\lambda} d \cos \theta \right)} \tag{4.12}$$

Na direção de máxima intensidade de campo $\theta = 90^\circ$ e, visto que para um arranjo com um grande número de elementos o arranjo terá uma alta diretividade, ou seja, o ângulo do feixe principal será pequeno, então usando a aproximação para ângulos pequenos nos termos em seno, obtemos

$$E_R = NE_1 \quad (4.13)$$

Agora se um radiador radiasse a mesma quantidade de potência que todo o arranjo, digamos E V/m, então cada elemento do arranjo precisa radiar $1/N$ W de forma que o campo elétrico produzido por cada antena do arranjo é $E\sqrt{1/N}$ para a situação em que cada elemento é alimentado com sinais de mesma amplitude. Portanto, registrando essa equivalência, podemos escrever

$$E_R = \frac{E}{\sqrt{N}} \frac{\text{sen}\left(\frac{N\pi}{\lambda} d \cos\theta\right)}{\text{sen}\left(\frac{\pi}{\lambda} d \cos\theta\right)} \quad (4.14)$$

a partir da qual o fator de arranjo ou diagrama de grupo pode ser determinado. Assim, em relação a uma único elemento, o ganho de potência máximo alcançado por um arranjo de N elementos é N vezes o ganho obtido com um único radiador; o aumento alcançado na intensidade do campo elétrico é \sqrt{N} .

É possível admitir agora que como o ganho aumenta, o ângulo de feixe do arranjo é reduzido em comparação a uma única antena. O ângulo de feixe pode ser calculado determinando a posição dos zeros na equação (4.14).

Exercício 4.2

Calcule o ângulo exterior para os primeiros zeros para um arranjo constituído de um grande número de antenas igualmente espaçadas por uma distância d uma da outra.

Solução

Agora como a diretividade é alta para um arranjo com um grande número de elementos e o lóbulo principal tem um ângulo $\theta = \pi/2$, podemos esperar que os zeros estejam situados próximos dessa posição. Conseqüentemente, para determinar o ângulo externo para os primeiros zeros, o $\cos\theta$ na equação (4.14) pode ser substituído por

$$\cos\theta \approx \frac{\pi}{2} - \theta = \theta' \text{ rad}$$

que quando substituído na equação (4.14) temos quando igualamos a zero (ou seja, a condição do primeiro zero)

$$\theta' \frac{N\pi}{\lambda} d \approx \pm\pi$$

ou

$$\theta' \approx \pm \frac{\lambda}{Nd} \text{ rad} \quad (4.15)$$

Esse é um resultado importante, visto que indica que quanto maior o arranjo, mais estreito será o ângulo de feixe para o primeiro zero, ou seja, o arranjo de antenas funciona como uma lente que concentra a radiação dos campos elétrico e magnético. O termo Nd pode ser considerado como a abertura do arranjo co-linear.

Num arranjo de N elementos co-lineares (Figura 4.6a), a componente do campo E varia no plano x - z ou y - z conforme definido pelo diagrama do elemento E_θ multiplicado pelo diagrama de grupo (Figura 4.8). Assim como antes, a simetria é preservada no plano ϕ .

Arranjo transversal (*broadside*)

A Figura 4.6b ilustra um arranjo linear transversal; aqui a situação é um pouco mais complexa. Ainda que o diagrama de grupo seja o mesmo que no caso anterior, o diagrama de radiação apresenta formas diferentes nos planos x - y e y - z (Figura 4.8). Qualquer fase adicional (α) entre os elementos do arranjo, pode ser introduzida da mesma forma que foi usada para um arranjo de duas antenas na Seção 4.1, ou seja

$$E_R = \frac{E_0}{\sqrt{N}} \frac{\text{sen}\left(\frac{N\pi d}{\lambda} \cos\theta \pm \alpha\right)}{\text{sen}\left(\frac{\pi d}{\lambda} \cos\theta \pm \alpha\right)} \quad (4.16)$$

Da mesma forma que antes, um sinal + indica correntes atrasadas e um sinal - indica correntes adiantadas em relação à corrente de alimentação no elemento de referência do arranjo.

Se considerarmos duas correntes com atraso de fase de 90° e espacialmente separadas entre si de $\lambda/4$, podemos ver como o arranjo longitudinal (*end-fire*) linear (Figura 4.10a) pode apresentar radiação preferencial em uma direção (Figura 4.9).

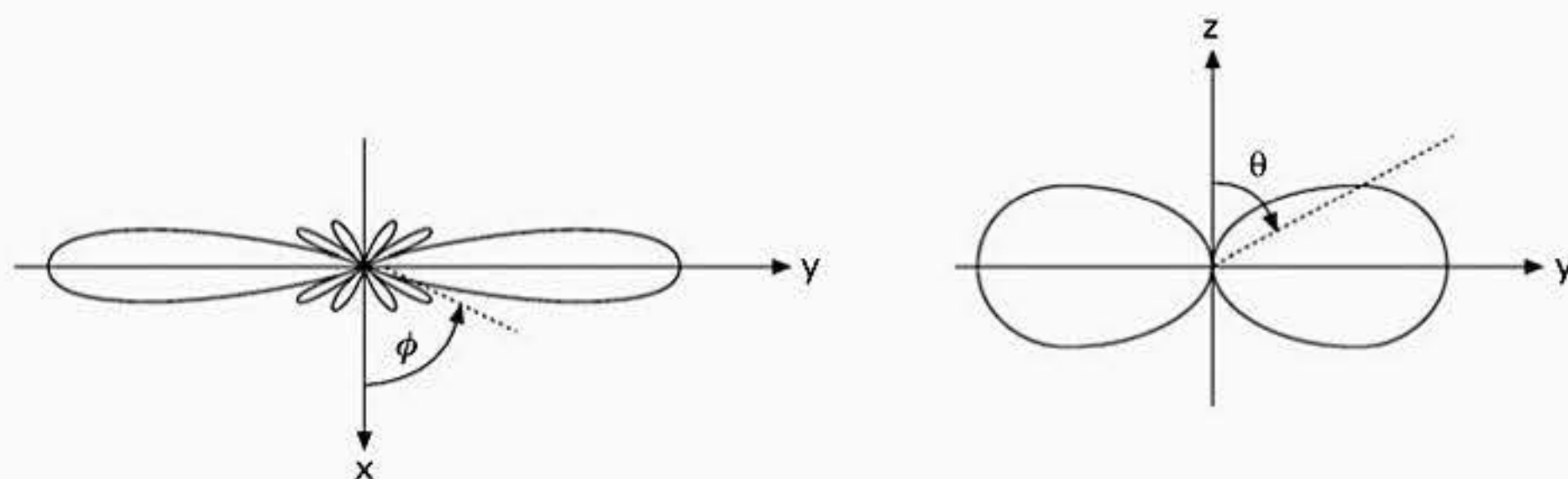


Figura 4.8 Diagrama de grupo para um arranjo transversal de dipolos espaçados de meio comprimento de onda.

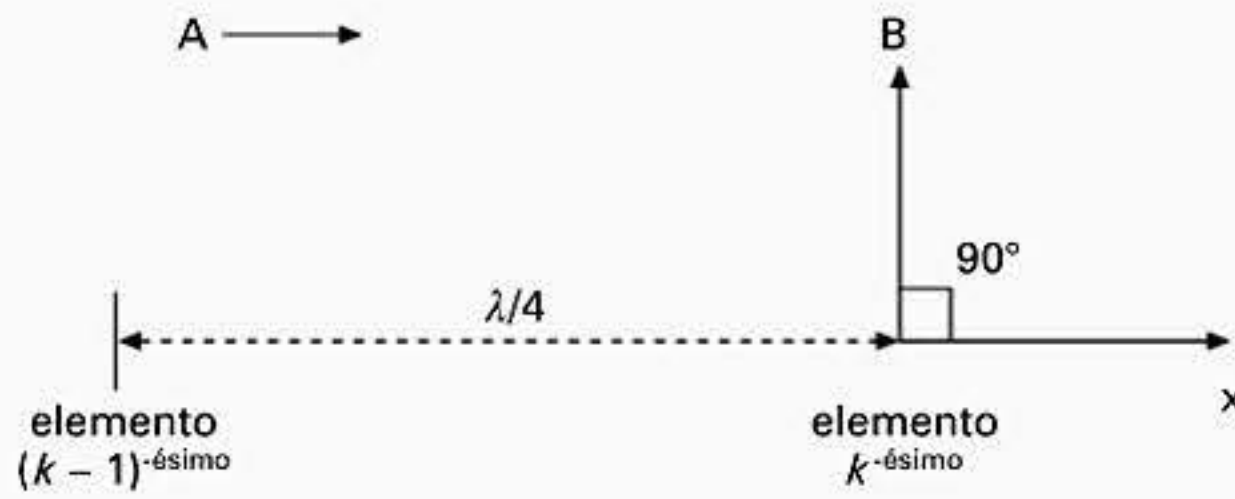


Figura 4.9 Operação longitudinal.

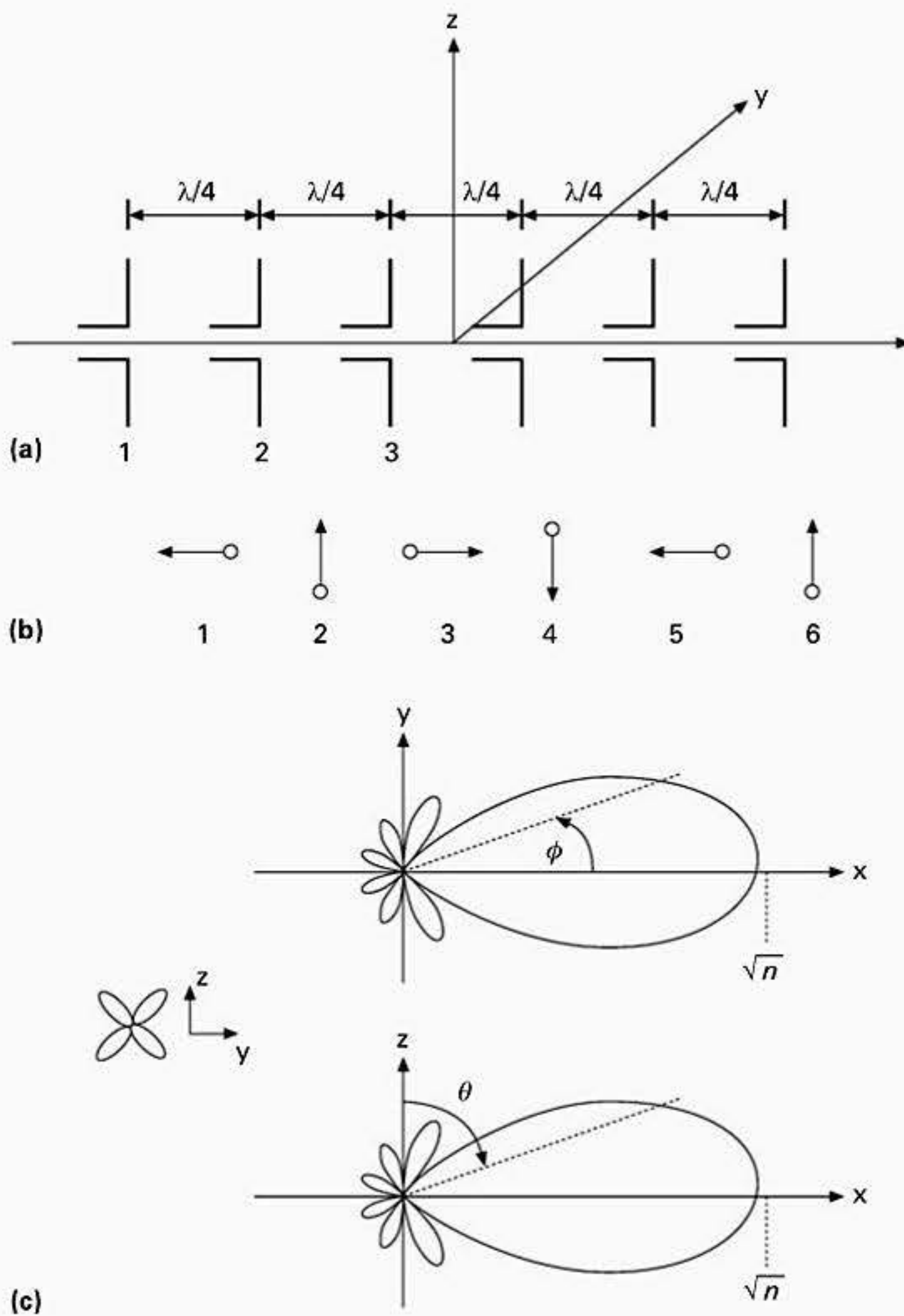


Figura 4.10 Arranjo longitudinal de N elementos dipolo de meia onda com afastamento $d = \lambda/4$; (a) arranjo longitudinal; (b) relações de fase das correntes de alimentação; (c) diagramas de campo distante.

Arranjo longitudinal (*end-fire*)

Observe as Figuras 4.9 e 4.10. Conforme a onda eletromagnética induzida pelo vetor de corrente A se move da esquerda para a direita na direção positiva do eixo x , ela rotaciona um quarto de comprimento de onda (ou seja, 90°); portanto, ela reforça o campo na posição B desde que a corrente em B esteja atrasada em relação ao sinal em A por um ângulo de 90° . De forma semelhante, o campo produzido em B cancela o campo em A na direção negativa do eixo x . Portanto, em geral, uma corrente atrasada de 90° no elemento K em relação ao elemento $k - 1$ será reforçada na direção positiva do eixo x em função do atraso de um quarto do comprimento de onda entre os elementos. Movendo-se da direita para a esquerda na Figura 4.10a, o inverso é verdadeiro ocorrendo interferências destrutivas na direção contrária. Matematicamente, expressando essa condição a partir da equação (4.3), temos

$$\psi = \frac{\pi}{2} - \frac{2\pi d}{\lambda} \cos\theta$$

fazendo $d = \lambda/4$, então

$$\psi = \frac{\pi}{2}(1 - \cos\theta) \quad (4.17)$$

de forma que após a equação (4.14), o diagrama de grupo relevante se torna

$$\frac{1}{\sqrt{N}} \left(\frac{\text{sen}\left(\frac{N\pi}{4}\right)(1 - \cos\theta)}{\text{sen}\left(\frac{\pi}{4}\right)(1 - \cos\theta)} \right) \quad (4.18)$$

Nos planos x - z e y - z , o diagrama tem que ser multiplicado pelo diagrama (figura de um oito) do dipolo corretamente orientado, enquanto que no plano x - y é usado o diagrama circular simétrico (veja a Figura 4.10).

Exercício 4.3

Calcule o ângulo correspondente ao primeiro zero para um arranjo longitudinal de dez elementos com um mesmo espaçamento entre eles de $\lambda/4$.

Solução

A equação (4.18) rege esse caso. Portanto, podemos determinar o ângulo correspondente ao primeiro zero no diagrama de radiação no plano x - y calculando, de acordo com o ângulo θ , a condição que faz $N\psi$, usando a equação (4.17), igual a

$$N \frac{\pi}{2} (1 - \cos\theta) = 2\pi$$

$$\theta = \cos^{-1} \left(1 - \frac{4}{N} \right)$$

Enquanto esse arranjo concentra a potência radiada principalmente em uma direção, ele ainda não produz um feixe bem focado; por exemplo, se $N = 10$, $\theta = 53^\circ$.

A razão entre o campo radiado na direção positiva do eixo x e o que é radiado na direção negativa é denominado de relação frente-costas e é infinita para o caso ideal citado aqui, ou seja, este arranjo é insensível a sinais que chegam no sentido negativo do eixo x . Neste arranjo longitudinal, os efeitos de acoplamento mútuo degradam a relação frente-costas ideal (veja a Seção 4.7 para mais detalhes).

Arranjo em fase

A formulação mais geral para o cálculo da superposição de radiação a partir de uma série de elementos radiantes pode ser obtida descartando a regra do paralelogramo e usando formulação exponencial complexa. Portanto, se desejamos determinar o vetor soma de uma série de radiadores organizados num arranjo unidimensional, como mostrado na Figura 4.6b, então se considerarmos o vetor campo elétrico ($E(\theta)$), podemos escrever que para N elementos, o campo elétrico resultante a uma certa distância (ponto de observação P) é dado por

$$E(\theta) = A_1 e^{jkx_1 \cos \theta} + A_2 e^{jkx_2 \cos \theta} + \dots + A_N e^{jkx_n \cos \theta} \quad (4.19)$$

Nesta equação, k é o número de onda no espaço livre, que vale $2\pi/\lambda$, e A_N é um número complexo que representa a intensidade relativa e a fase da fonte de alimentação aplicada ao N -ésimo elemento de radiação. As distâncias x_1, x_2, \dots, x_n têm como referência o centro do arranjo (veja também a Seção 4.6). Portanto, com esse modelo cada elemento no arranjo tem alimentação e fase aplicadas arbitrariamente em relação ao elemento de referência. Essa equação é usada como base no programa MathCad para cálculos de arranjos de antenas apresentado no Apêndice 8.1, o qual permite determinar o fator de arranjo, para arranjos unidimensionais, com aplicação arbitrária de alimentação e fase aos elementos do arranjo.

Ajustando o ângulo de fase relativa entre os elementos, um arranjo pode ter o seu diagrama de campo distante mapeado nos planos de azimute ou elevação para um arranjo unidimensional, ou em ambos para um arranjo bidimensional sem nenhum movimento mecânico no posicionamento da antena. Para um arranjo linear, se o deslocamento de fase entre os elementos do arranjo permite variar progressivamente de um elemento para outro como $\Delta\alpha$, então os pesos dos coeficientes A_N na equação (4.19) passa a ser $A_0 e^{-jn\Delta\alpha}$ para uma amplitude de excitação uniforme A_0 . Por outro lado, seguindo a derivação da equação (4.14), o campo resultante para N antenas igualmente espaçadas por uma distância d pode ser escrito como

$$|E|^2 = A_0^2 \frac{\text{sen}^2[N/2(kd \cos \phi - \Delta\alpha)]}{\text{sen}^2 \frac{1}{2}(kd \cos \phi - \Delta\alpha)} \quad (4.20)$$

a partir da qual a intensidade máxima do campo distante pode ser determinada como

$$\phi_{\text{máx.}} = \cos^{-1} \left(\frac{\Delta\alpha}{kd} \right) \quad (4.21)$$

A equação (4.21) sugere que $\Delta\alpha$ varia quando $\phi_{\text{máx.}}$ varia, portanto, o arranjo é capaz de direcionar eletronicamente o seu diagrama de campo distante.

Usando o programa MathCad no Apêndice 8.1, um exemplo da varredura do feixe de um arranjo é mostrado na Figura 4.11. Neste caso o fator de arranjo para um arranjo de oito fontes isotrópicas espaçadas de $\lambda/2$ é desenhado com fases $\Delta\alpha$ progressivas entre as antenas adjacentes e permite variar de 0° a 360° em passos de 30° . Essa figura mostra que a varredura do lóbulo principal da antena é possível às custas da resposta dos lóbulos laterais em virtude do controle eletrônico da fase aplicada ao arranjo de elementos.

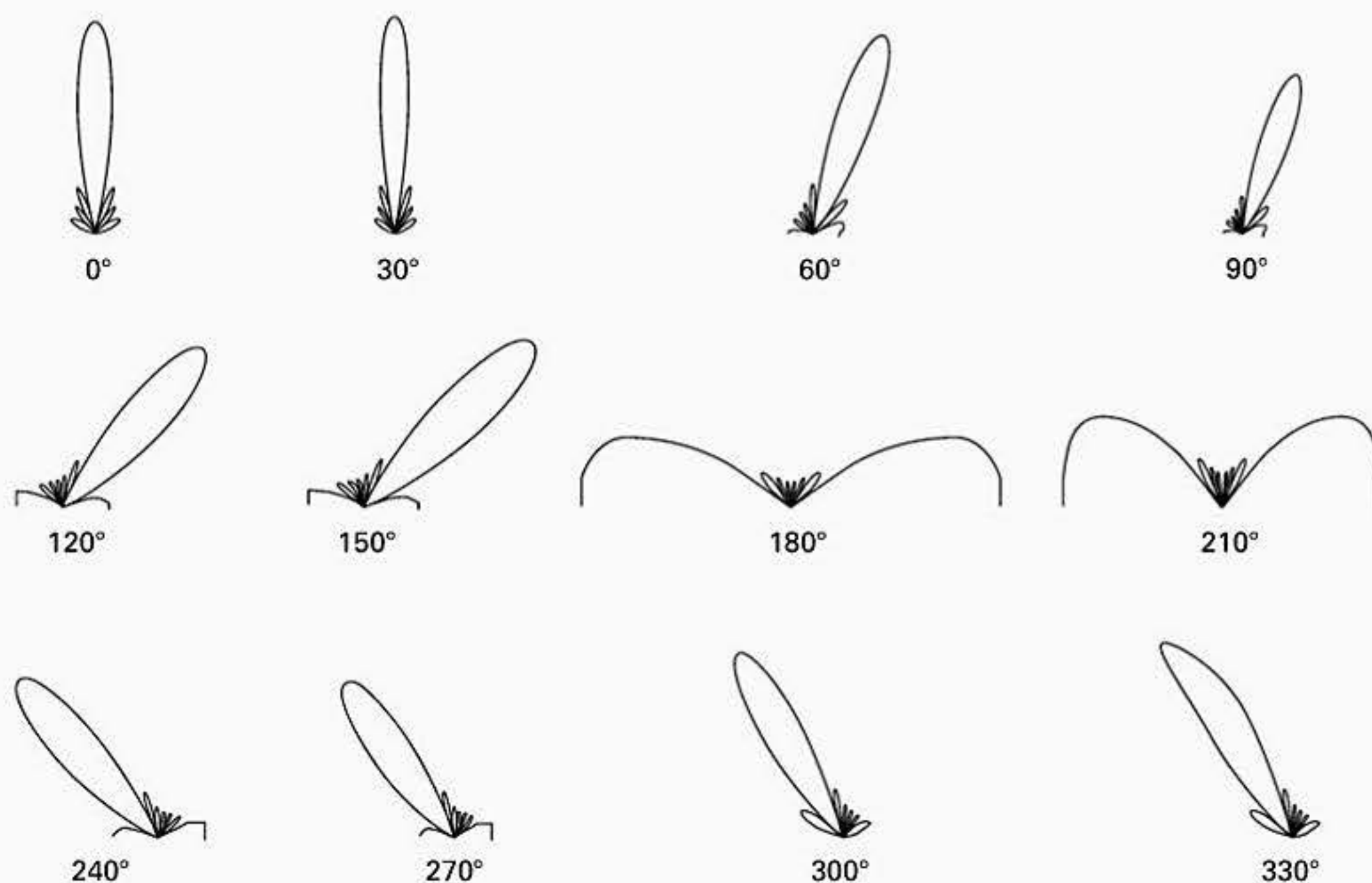


Figura 4.11 Arranjo de oito fontes isotrópicas em fase espaçadas de $\lambda/2$; gráficos desenhados de 0° a 360° em passos de 30° .

Distribuição na abertura e relação com o diagrama de radiação de campo distante

Considere o campo elétrico que seria produzido por um pequeno elemento incremental de um arranjo (Figura 4.12). Nessa figura $OA = z \sin\theta$, portanto, $s = r - z \sin\theta$.

O campo dE produzido pelo elemento que chega atrasado num ponto P a uma certa distância, é dado por

$$dE = \frac{A}{s} e^{j\omega(t-s/c)} \quad (4.22)$$

Nessa equação, A é o coeficiente de amplitude e c é a velocidade da luz. Fazendo $s \approx r$ no denominador e $s = r - z \sin\theta$ no termo exponencial para permitir qualquer deslocamento de fase induzido, temos

$$dE = \frac{A}{r} e^{j\omega(t-r/c)} e^{j\omega z \sin\theta/c} \quad (4.23)$$

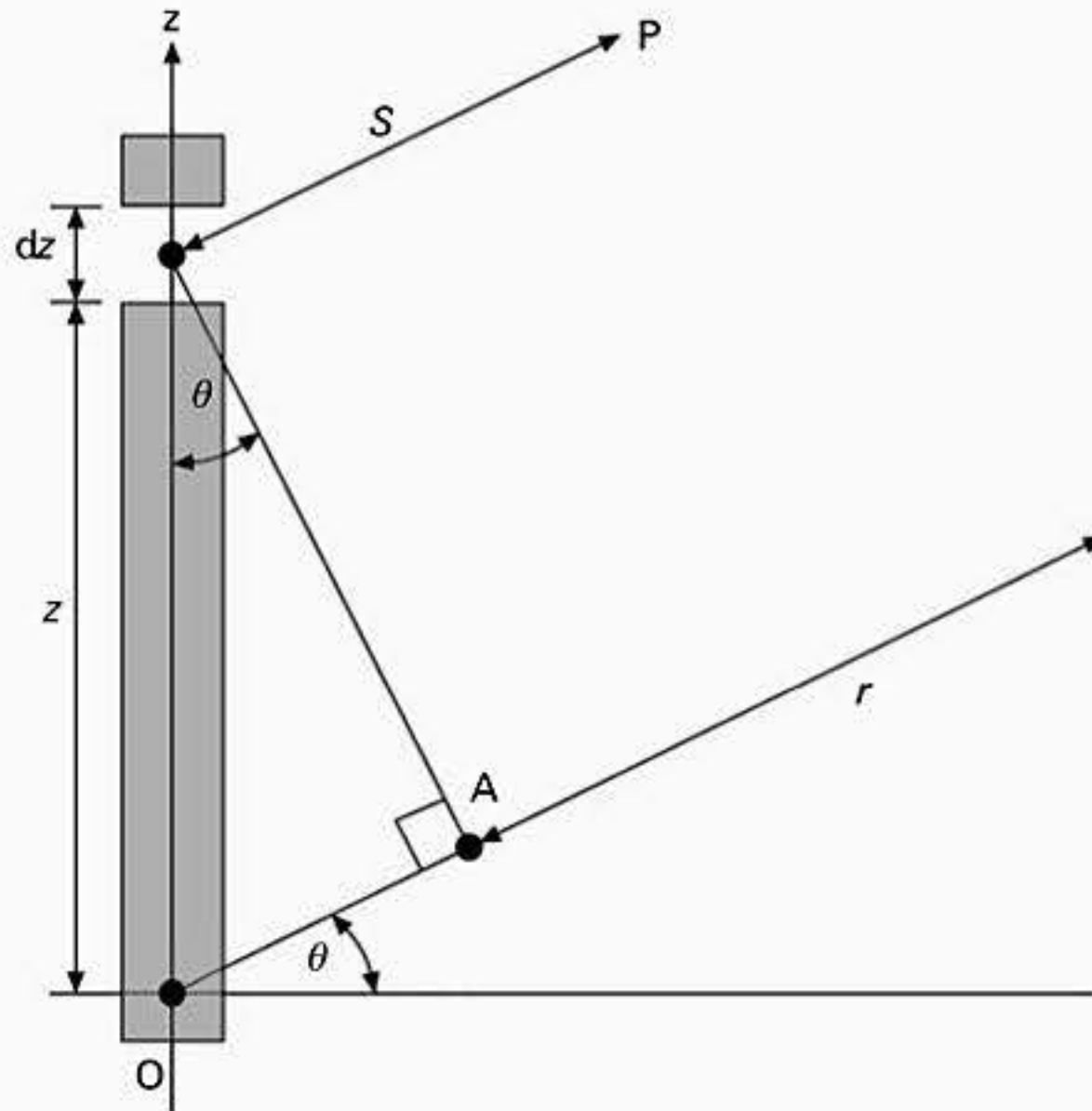


Figura 4.12 Arranjo linear contínuo.

Considerando que as componentes de campo sejam integradas ao longo de todo o comprimento (a) do arranjo, obtemos o valor do campo elétrico total $E(\theta)$ em qualquer ponto P de observação e podemos escrever como segue

$$E(\theta) = \int_{-a/2}^{a/2} \frac{A}{r} e^{j\omega(t-r/c)} e^{j\omega z \text{sen} \theta / c} dz \tag{4.24}$$

e usando $\omega = 2\pi f = 2\pi c / \lambda$ obtemos

$$E(\theta) = \int_{-a/2}^{a/2} A e^{j2\pi z \text{sen} \theta / \lambda} dz \tag{4.25}$$

Para uma distribuição de amplitude não uniforme, A torna-se uma função de z , ou seja, $A(z)$. Uma distribuição de fase não uniforme também pode ser incorporada em A se for necessário. Com o acréscimo da equação (4.25) podemos agora calcular o diagrama de radiação para qualquer distribuição na abertura dada. Se $A(z)$ for zero além de $-a/2 \leq z \leq z + a/2$ então os limites de integração podem ser estendidos para $\pm \infty$ sem afetar o resultado.

$$E(\theta) = \int_{-\infty}^{\infty} A(z) e^{j2\pi z \text{sen} \theta / \lambda} dz \tag{4.26}$$

Essa equação tem a forma da integral de Fourier, que é definida juntamente com suas propriedades de transformação na referência bibliográfica [15]. Uma dessas propriedades possibilita fazer a transformação inversa da equação (4.26) para ser determinada como a seguir

$$A(z) = \frac{1}{\lambda} \int_{-\infty}^{\infty} E(\theta) e^{-j2\pi z \text{sen}\theta/\lambda} d\theta \quad (4.27)$$

A equação (4.27) possibilita uma distribuição na abertura desejada a ser obtida a partir de um diagrama polar de um campo distante pré-especificado.

Usando essa técnica, a equação (4.26) mostra que para uma abertura uniformemente excitada obtém-se uma resposta $\text{sen}x/x$. Investigações mais adiante revelarão que essa distribuição sempre fornecerá a maior diretividade de qualquer tipo de distribuição na abertura [16]. Infelizmente, esse perfil de abertura é bastante acompanhado de grandes lóbulos laterais (-13 dB abaixo do lóbulo principal). Fazendo com que a distribuição na abertura seja como mostrado na Seção 4.4, pode-se reduzir a resposta dos lóbulos laterais às custas da diretividade [16]. Na prática, como existe uma abertura finita, ocorrerá alguma perturbação no campo se a distribuição na abertura não for afunilada próxima das bordas da abertura.

Essa técnica para predição de campo distante ou síntese de distribuição na abertura para um diagrama de campo distante pré-especificado também é estendível a distribuições de abertura bidimensionais e é uma ferramenta muito útil para síntese de diagramas.

4.3 ARRANJOS BIDIMENSIONAIS

Agora considere uma configuração bidimensional de um arranjo de elementos. Considere que esses são igualmente espaçados e alimentados com sinais de mesma fase e mesma amplitude (Figura 4.13). Na direção normal ao arranjo, a intensidade do campo elétrico devido a uma coluna de N fontes, cada uma excitada com sinais de mesma intensidade, é determinada, de acordo com a equação (4.14), como a seguir

$$E_R \propto \frac{\text{sen}\left(\frac{N\pi d_1}{\lambda} \text{sen}\theta'\right)}{\text{sen}\left(\frac{\pi d_1}{\lambda} \text{sen}\theta'\right)} \quad (4.28)$$

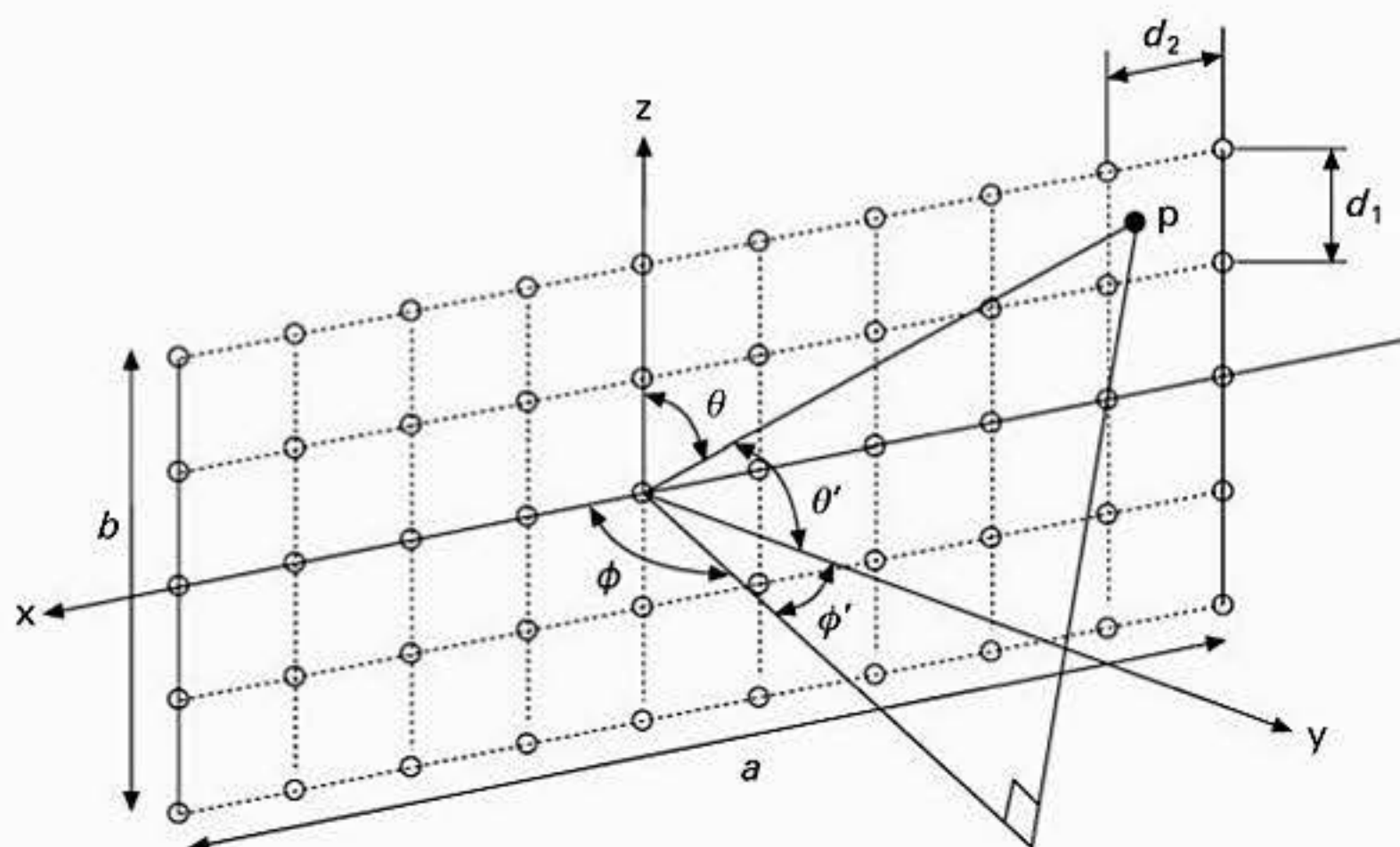


Figura 4.13 Arranjo bidimensional.

onde $\text{sen}\theta' = \cos(90 - \theta)$. Por conveniência, usamos como referência aqui o ângulo relativo ao eixo da antena, ou seja, na direção y , onde o feixe será formado.

De maneira semelhante, para uma única linha com M elementos

$$E_R \propto \frac{\text{sen}\left(\frac{M\pi d_2 \text{sen}\phi'}{\lambda}\right)}{\text{sen}\left(\frac{\pi d_2}{\lambda} \text{sen}\phi'\right)} \tag{4.29}$$

Se a intensidade máxima do campo radiado for $E_{\text{máx.}}$, então a expressão que rege o campo para um arranjo bidimensional $M \times N$ é

$$E_R = E_{\text{máx.}} \frac{\text{sen}\left(\frac{N\pi d_1}{\lambda} \text{sen}\theta'\right) \text{sen}\left(\frac{M\pi d_2}{\lambda} \text{sen}\phi'\right)}{\text{sen}\left(\frac{\pi d_1}{\lambda} \text{sen}\theta'\right) \text{sen}\left(\frac{\pi d_2}{\lambda} \text{sen}\phi'\right)}$$

Portanto, o caso do arranjo bidimensional apresenta uma resposta $\text{sen}x/x$ tanto na direção vertical quanto horizontal. Portanto, diferentemente do arranjo unidimensional discutido antes, no qual podemos concentrar em apenas um plano, a configuração bidimensional pode focalizar em dois planos, originando um feixe na forma de um lápis (Figura 4.14). Para essa situação, podemos determinar o ganho de diretividade do arranjo de antenas em relação a uma fonte isotrópica usando o procedimento apresentado na Seção 2.4.

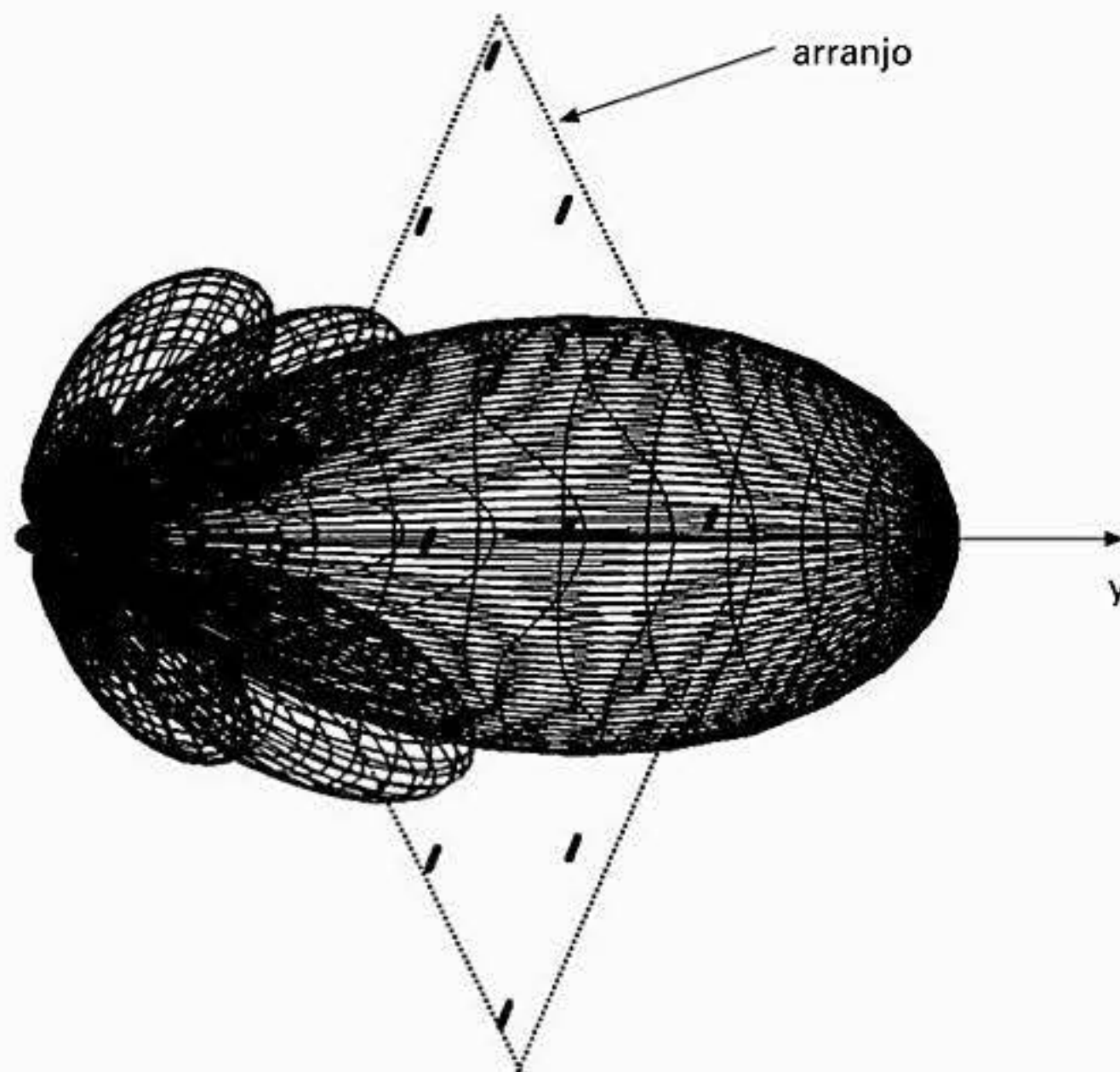


Figura 4.14 Feixe bidimensional.

Portanto,

$$G = \frac{4\pi E_{\text{máx.}}^2}{\int_0^{2\pi} \int_0^\pi E^2(\theta, \phi) \cos\theta \, d\theta \, d\phi}$$

Se existem muitos elementos no arranjo, então as dimensões de abertura da antena (a e b) serão grandes, portanto, o feixe produzido será estreito e centrado na direção y conforme a Figura 4.13. Sob essas condições, $\text{sen}\phi'$ e $\text{sen}\theta'$ serão aproximadamente ϕ' e θ' , respectivamente, enquanto que $\cos\theta'$ tende para unidade; assim

$$E_R = E_{\text{máx.}}^2 \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \frac{\text{sen}^2\left(\frac{\pi b \theta'}{\lambda}\right) \text{sen}^2\left(\frac{\pi a \phi'}{\lambda}\right)}{\left(\frac{\pi b}{\lambda} \theta'\right)^2 \left(\frac{\pi a}{\lambda} \phi'\right)^2} d\theta \, d\phi \quad (4.30)$$

após observar que na Figura 4.13 $Nd_1 = b$ e $Md_2 = a$.

Agora visto que para um grande arranjo $M \times N$ o feixe é bastante concentrado, ou seja, θ' e ϕ' são pequenos para grandes valores de M e N , então os limites da integral podem ser estendidos para $\pm \infty$ sem afetar o resultado. Esta abordagem conduz para uma solução analítica para a equação (4.30) observando que

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{\text{sen}^2 x}{x^2} dx = \pi$$

portanto, o denominador da expressão do ganho se reduz para $E_{\text{máx.}}^2 \lambda^2/ab$. Portanto,

$$G = \frac{4\pi E_{\text{máx.}}^2}{E_{\text{máx.}}^2} \frac{ab}{\lambda^2} = \frac{4\pi ab}{\lambda^2} \quad (4.31)$$

Essa expressão é válida para um arranjo bidimensional que é excitado uniformemente, ou para uma abertura uniformemente iluminada. Isso é válido para uma abertura iluminada uniformemente, visto que pelo princípio de Huygen cada ponto da frente de onda pode ser considerado uma fonte com uma frente de onda esférica secundária (como uma fonte pontual isotrópica; veja a Seção 7.5). Essas frentes de onda secundárias se combinam para formar o diagrama de radiação completo. Assim, uma frente de onda plana incidente numa abertura, digamos um furo retangular em uma folha de metal, iluminará a abertura e produzirá um diagrama de radiação de campo distante de acordo com a equação (4.30).

Como o arranjo bidimensional origina um diagrama de radiação que é concentrado em um feixe estreito no espaço, esse feixe pode ser guiado em duas dimensões usando as técnicas de controle de fase introduzidas na Seção 4.2.

Deve-se notar que seguindo a abordagem usada na equação (4.19), o fator de arranjo para uma arranjo planar de $M \times N$ elementos com fontes isotrópicas posicionadas em uma grade retangular pode ser escrita de forma genérica como a seguir

$$E(\theta, \phi) \propto \sum_{m=1}^M \left[\sum_{n=1}^N A_{mn} e^{j[(m-1)kd_x \text{sen}\theta \cos\phi + \Delta\alpha_{m,n}]} e^{j[(n-1)kd_y \text{sen}\theta \cos\phi]} \right] \quad (4.32)$$

onde d_x e d_y se refere às separações entre os elementos isotrópicos nas direções x e y , respectivamente.

4.4 ARRANJO COM CORRENTE DE EXCITAÇÃO NÃO UNIFORME

Os casos de excitação uniforme em fase discutidos anteriormente apresentam o maior ganho para um determinado comprimento, o que gera uma distribuição de campo distante do tipo $\text{sen}x/x$, com seus altos valores relativos de lóbulos laterais; ou seja, para um arranjo de dez elementos com espaçamento de $0,5\lambda$, o primeiro lóbulo lateral é aproximadamente -13 dB abaixo do nível do feixe principal. Algumas vezes esses lóbulos laterais podem ser um problema, na medida em que podem captar sinais de fontes indesejadas colocadas dentro da região de um lóbulo lateral.

Selecionando uma distribuição não uniforme de corrente em um arranjo linear, é possível modificar a resposta dos lóbulos laterais da antena. O resultado é que conforme os lóbulos laterais são reduzidos assim como o ganho, o ângulo de feixe é, ao mesmo tempo, aumentado. A forma do diagrama de campo distante resultante é bastante influenciada pelos detalhes das correntes de excitação usadas. Para saber como isso funciona, considere agora um arranjo de dois elementos espaçados de meio comprimento de onda e cada um alimentado com corrente em fase e de mesma amplitude; o diagrama de radiação resultante é mostrado na Figura 4.15a. Observe a ausência de lóbulos laterais na resposta do arranjo. Se os dois arranjos forem sobrepostos, o resultado obtido é mostrado na Figura 4.15b. Aqui um diagrama de feixe estreito é apresentado, mas ainda não existem lóbulos laterais presentes. Esses dois arranjos sobrepostos agora são equivalentes a um arranjo único de três elementos com um perfil de corrente de alimentação de 1:2:1.

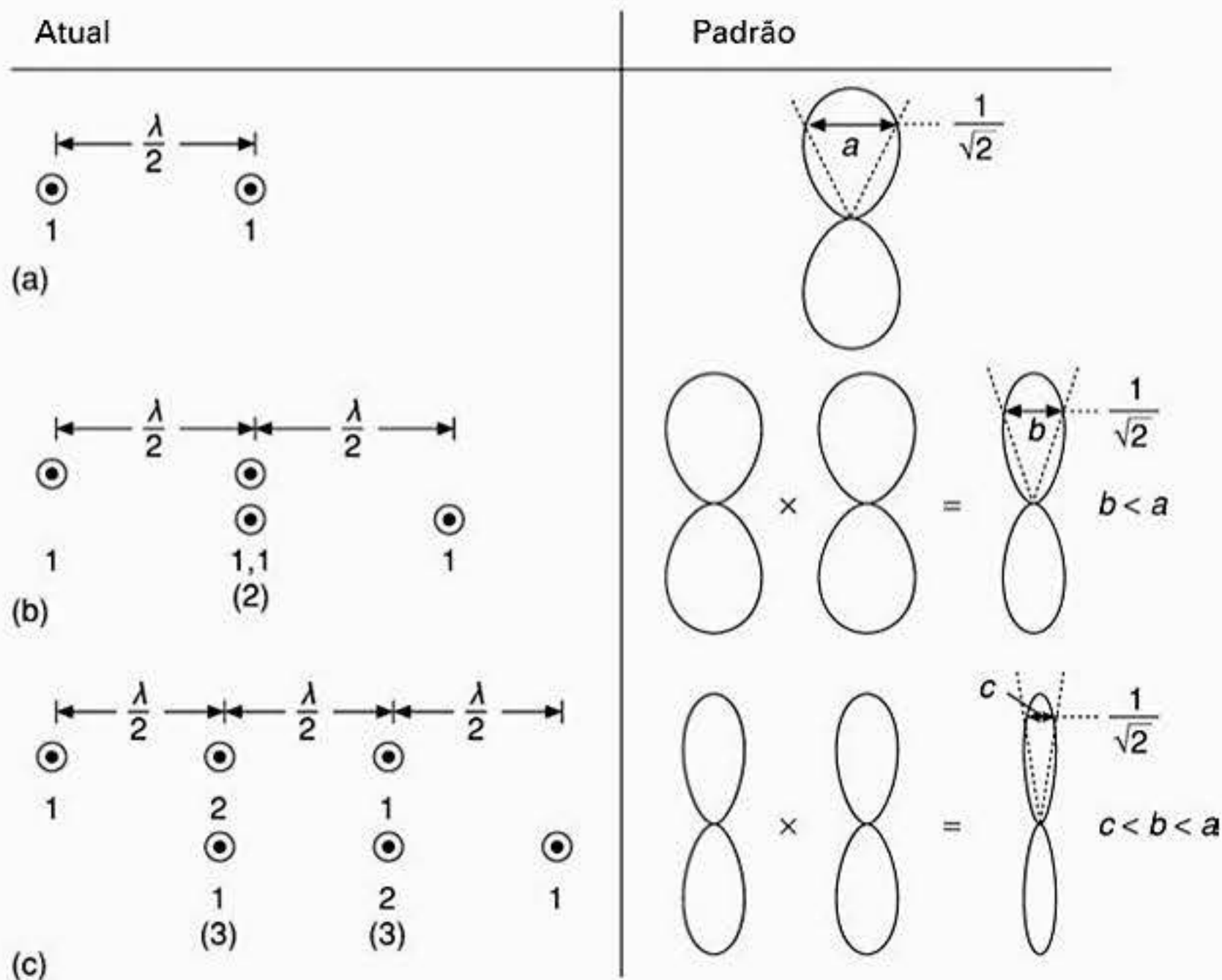


Figura 4.15 Excitação uniforme, arranjo binomial.

Essa figura é baseada na Figura 7.26, página 195, de *Applied Electromagnetism* de L. Shen e J. Kong © 1983. Copiada com a permissão de Brooks/Cole, uma marca da Wadsworth Group, uma divisão de Thomson Learning.

TABELA 4.1

Distribuição de corrente para um arranjo binominal

| Tamanho do arranjo | Distribuição de corrente normalizada | | | | | | |
|--------------------|--------------------------------------|---|----|----|---|---|--|
| 2 × 1 | 1 | 1 | | | | | |
| 3 × 1 | 1 | 2 | 1 | | | | |
| 4 × 1 | 1 | 3 | 3 | 1 | | | |
| 5 × 1 | 1 | 4 | 6 | 4 | 1 | | |
| 6 × 1 | 1 | 5 | 10 | 10 | 5 | 1 | |

Continuando, podemos sobrepor dois arranjos de três elementos para obter um único arranjo de quatro elementos com distribuição de corrente 1:3:3:1. Mais uma vez, não existem lóbulos laterais e o arranjo de antenas resultante (Figura 4.15c) tem um ganho maior que o anterior. A continuação desse processo nos conduz à distribuição de corrente mostrada na Tabela 4.1 para esse tipo de arranjo. Em geral, as relações de corrente desejada no r -ésimo elemento ($r = 0, 1, 2, \dots$), a partir de uma extremidade do arranjo são obtidas para um arranjo N com meio comprimento de onda conforme os coeficientes binomiais

$$\frac{N!}{r!(N-r)!}$$

portanto, o termo arranjo binomial é usado. (Referência bibliográfica [17].)

Por exemplo, considere o desenvolvimento da distribuição de corrente normalizada necessária para uma variedade de arranjos binomiais unidimensionais (Tabela 4.1). Se um arranjo 1×1 fosse incluído na Tabela 4.1, os coeficientes resultantes representariam o triângulo de Pascal.

Um arranjo alimentado dessa forma e com espaçamento de $\lambda/2$ entre os elementos, não apresenta lóbulos laterais e é denominado arranjo binomial. Uma análise na Tabela 4.1 mostra que arranjos binomiais com espaçamentos de $\lambda/2$ necessitam de uma grande variação nos coeficientes de amplitude. Uma outra característica desse tipo de antena é que o seu ângulo de feixe é maior que o arranjo uniforme ou arranjo Dolph-Tchebyscheff, considerado a seguir.

Agora considere uma distribuição cônica mais complexa para o vetor de corrente de excitação dos elementos do arranjo; como um exemplo, analisaremos a distribuição Dolph-Tchebyscheff [18] [19]. Um arranjo alimentado com um vetor de corrente que obedece a essa distribuição tem a propriedade de gerar o ângulo de feixe mais estreito para um determinado nível de lóbulo lateral ou, reciprocamente, o menor nível de lóbulo lateral para um determinado ângulo de feixe, para um arranjo de um determinado comprimento. Considere a Figura 4.16, na qual os elementos estão dispostos simetricamente em torno do centro do arranjo.

Na elaboração do projeto, o primeiro passo é definir o número de elementos que compreende o arranjo, e o segundo passo é definir a razão do lóbulo lateral (r) exigida, tal que

$$r = \frac{\text{nível máximo do lóbulo principal}}{\text{nível do lóbulo lateral}} \quad (4.33)^*$$

* Nota: A Figura 4.16 e as equações de (4.33) a (4.39) são baseadas em H. Jasik (ed.), *Antenna Engineering Handbook*, 1ª edição, copyright © 1961 por McGraw-Hill Book Company, Inc. Reproduzido com permissão da McGraw-Hill Companies.

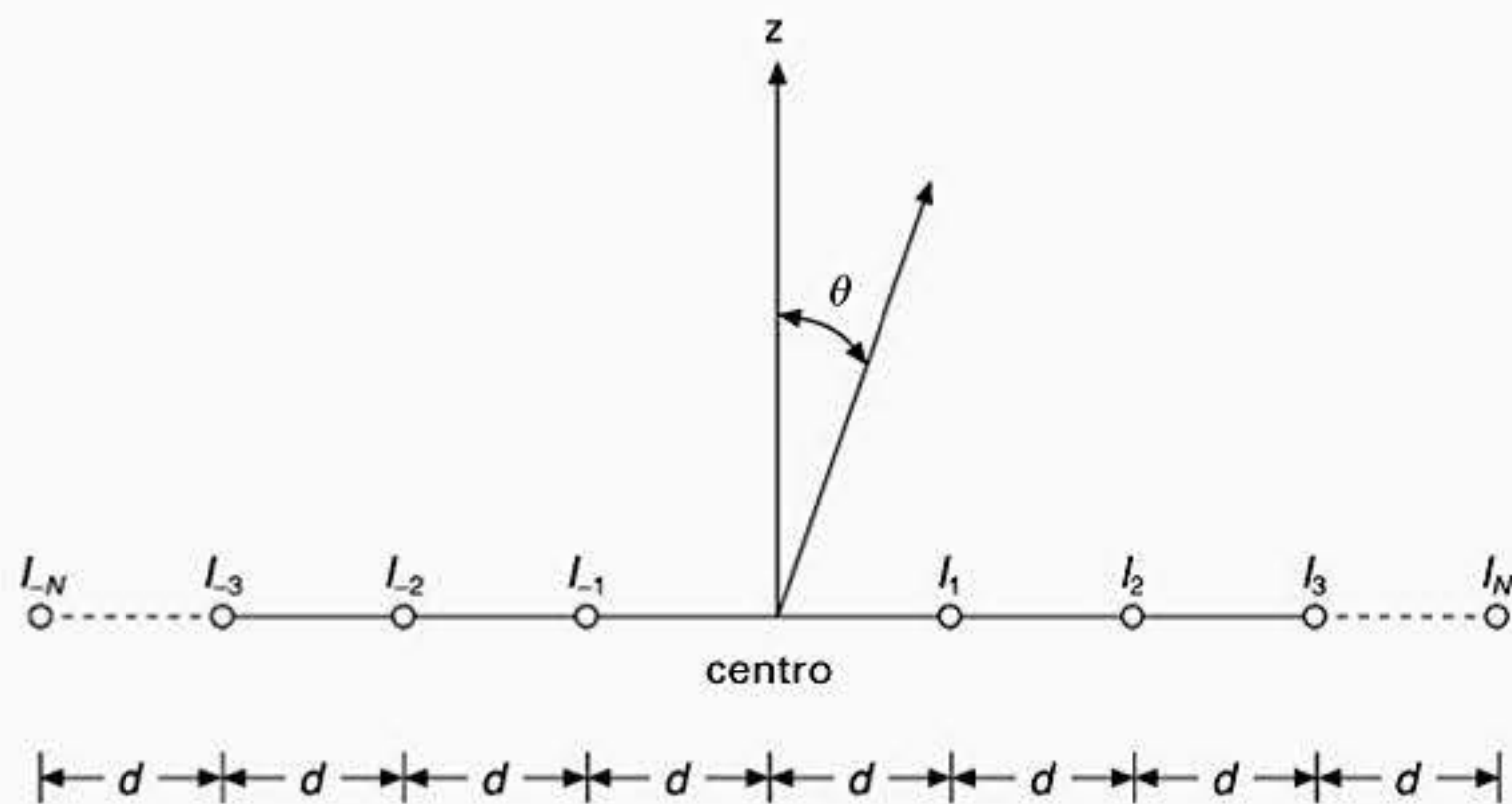


Figura 4.16 Definições para o arranjo transversal de $2N$ elementos.

O diagrama de radiação de campo distante, $E(\theta)$, pode então ser definido como

$$E(\theta) = T_{2N-1} \left(K_0 \cos \left(\frac{\pi d}{\lambda} \text{sen} \theta \right) \right) \quad (4.34)$$

onde T_{2N-1} é um polinômio Tchebyscheff de ordem $2N-1$, d é a separação entre os elementos ($\lambda/2 \leq d < \lambda$) e K_0 é definido em termos da razão r do lóbulo lateral como em [19] [20]

$$K_0 = \cosh \left[\frac{1}{2N-1} \cosh^{-1}(r) \right] \quad (4.35)$$

Para calcular $T_{2N-1}(\quad)$, usamos

$$T_{2N-1} \left(K_0 \cos \frac{\pi d}{\lambda} \text{sen} \theta \right) = \begin{cases} \cos \left[(2N-1) \cos^{-1} \left(K_0 \cos \frac{\pi d}{\lambda} \text{sen} \theta \right) \right] & \left| K_0 \cos \frac{\pi d}{\lambda} \text{sen} \theta \right| \leq 1 \\ \cosh \left[(2N-1) \cosh^{-1} \left(K_0 \cos \frac{\pi d}{\lambda} \text{sen} \theta \right) \right] & \left| K_0 \cos \frac{\pi d}{\lambda} \text{sen} \theta \right| > 1 \end{cases} \quad (4.36)$$

Os ângulos onde a resposta do lóbulo lateral vai para zero (θ_{K_0}) podem ser determinados como a seguir

$$\theta_{K_0} = \text{sen}^{-1} \left[\frac{\lambda}{\pi d} \cos^{-1} \left[\frac{1}{K_0} \cos \frac{(2k-1)\pi}{2(2N-1)} \right] \right] \quad (4.37)$$

$$k = 1, 2, 3, \dots, N$$

O ângulo de feixe de meia potência ($\theta_{3\text{dB}}$) é determinado por

$$\theta_{3\text{dB}} = \text{sen}^{-1} \left[\frac{\lambda}{\pi d} \cos^{-1} \left[\frac{1}{K_0} \cosh \left(\frac{1}{2N-1} \cosh^{-1} \frac{r}{\sqrt{2}} \right) \right] \right] \quad (4.38)$$

Como exemplo, para um arranjo de quatro elementos o vetor de corrente de excitação necessário é

$$I_{-2} = I_2 = K_0^3$$

$$I_{-1} = I_1 = 3I_2 - 3K_0$$

Para uma determinada ondulação, K_0 pode ser calculado a partir da equação (4.35) e das razões de correntes exigidas reais determinadas. Para um determinado comprimento de arranjo maior que cinco comprimentos de onda e uma determinada relação de lóbulo lateral, o ângulo de feixe de meia potência (3 dB) pode ser determinado a partir de [4.5] e [4.6] da seguinte forma

$$\theta_{3dB} = \frac{K\lambda}{\ell} \tag{4.39}$$

onde K é uma função do nível r do lóbulo lateral que é dado na Tabela 4.2. A relação na equação (4.39) se aplica para arranjos de comprimento maior que cinco comprimentos de onda com espaçamento dos elementos entre $\lambda/2$ e λ .

TABELA 4.2
Coeficientes para arranjos Dolph-Tchebyscheff

| r dB | K rad |
|--------|---------|
| - 20 | 0,89 |
| - 30 | 1,06 |
| - 40 | 1,18 |

4.5 IMPEDÂNCIA DE ENTRADA DE UMA ANTENA

A largura de banda de uma antena é determinada principalmente pelas especificações de operação; por exemplo, a alteração, em função da frequência, no diagrama de radiação da antena resultando em alteração no ganho ou na resposta dos lóbulos laterais, pode ser a característica dominante que determina a largura de banda de operação do sistema. Por outro lado, a impedância de entrada da antena “vista” pela carga ou pelo gerador pode ser a característica principal de limitação; por exemplo, para antenas com estruturas pequenas, ou seja, menores que metade de um comprimento de onda, o fator de limitação é a variação na impedância de entrada, enquanto que para antenas longitudinais, as modificações no diagrama de radiação com a frequência representam a causa principal.

Não existe uma definição única para a largura de banda de uma antena; por exemplo, se a largura de banda de uma antena for mais importante que a sua impedância característica, então o objetivo é minimizar, ao longo de uma faixa de frequências, a razão de onda estacionária de tensão (veja Seção 6.1) na linha de alimentação conectada à antena.

Em geral, a impedância de entrada de uma antena consiste de uma parte real, normalmente considerada constante, mas que pode variar ao longo da faixa de frequência de interesse, e uma parte imaginária cujo valor varia com a frequência. Considere uma antena

dipolo de meio comprimento de onda na ressonância: a reatância de entrada é zero, e a corrente nos seus terminais de entrada está em fase com a tensão aplicada. Detalhando um pouco mais, vemos que a corrente de ressonância aplicada aos terminais posicionados no centro de um dipolo de meio comprimento de onda se desloca um quarto de comprimento de onda (90°) para a extremidade da antena (circuito aberto), onde ela passa por uma reversão de fase de 180° . Então a corrente muda de direção e se propaga 90° de volta, até que alcance os terminais da antena. Portanto, o deslocamento total da corrente é de 360° . Durante o tempo em que isto ocorre, a tensão de excitação nos terminais também passa por uma variação de fase de 360° , de forma que a tensão e a corrente estão em fase nos terminais da antena, e a carga (a antena) é “vista” pelo gerador como uma resistência. Se a antena for menor que o comprimento que corresponde a ressonância, então, seguindo a lógica anterior, a corrente refletida chega de volta aos terminais da antena mais cedo (visto que o percurso é menor) que no caso em que há ressonância. Portanto, a corrente nos terminais da antena se apresenta com um avanço de fase em relação à tensão sendo que a antena se mostra tendo, além da componente resistiva, uma componente reativa capacitiva na entrada. Se a antena tiver um comprimento maior que na ressonância, ocorre um atraso de fase entre a corrente e a tensão e, nesse caso, a antena apresenta uma componente reativa indutiva. Uma antena projetada para operar na ressonância numa determinada frequência, apresentará uma reatância capacitiva se esta antena operar em uma frequência abaixo da ressonância (a antena se mostra eletricamente mais curta que o seu comprimento elétrico na ressonância, visto que opera com um comprimento de onda maior) e apresentará uma reatância indutiva se operar em frequências acima da ressonância (a antena se mostra eletricamente mais longa que na ressonância).

Em situações como essa, é útil determinar qual largura de banda pode ser obtida tal que uma dada razão de onda estacionária (ROE) de tensão máxima tolerável pode ser obtida ou, vice-versa, qual o valor mínimo de ROE que pode ser obtido para uma dada largura de banda de operação.

O trabalho teórico da referência [21] mostra que a condição para uma largura de banda máxima acontece quando o coeficiente de reflexão apresentado pela antena a ter a impedância casada se mantém tão uniforme quanto possível. Na prática esse não é o caso, de forma que uma largura de banda menor que a ótima é o que acontece. Para uma antena com um fator Q alto e uma grande variação de reatância, pode ser realizado apenas um casamento de impedância deficiente em uma larga faixa de frequências. Por outro lado, uma antena com baixo fator Q permite um casamento de impedância com relativa facilidade. Para uma carga RC em paralelo com um fator Q (Q_1), o módulo do coeficiente de reflexão mínimo $|\Gamma_{\min.}|$ é dado pela equação limite de Fano [21] como

$$|\Gamma_{\min.}| = \exp(-\pi Q_2/Q_1) \quad (4.40)$$

onde $Q_1 = RC\omega_0 = 2\pi f_0$, $Q_2 = f_0/\text{largura da banda}$ e f_0 é a frequência central de operação da antena.

Geralmente, a impedância de entrada nos terminais da antena pode ser representada em uma determinada frequência como um circuito RLC série proporcionando, na ressonância, uma impedância de entrada da antena que é puramente real [22]. A impedância de entrada para tal circuito equivalente da antena é dada por

$$Z_{\text{ent}} = R + j\left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right) \quad (4.41)^*$$

* Nota: O tratamento dado aqui nas equações de (4.41) a (4.56) é baseado na página 382 e nas páginas 387-8 de E. C. Jordan e K. G. Balmain, *Electromagnetic Waves and Radiating Systems*, 2ª edição, Prentice-Hall, 1968.

que para pequenos desvios de frequência, a partir das condições de ressonância, $\delta\omega$, obtemos usando $\omega = \omega_0(1 + \delta)$ e $(1 + \delta)^{-1} \approx (1 - \delta)$ para δ pequeno.

$$\delta Z = j(\delta\omega L + \delta\omega/\omega^2 C) \quad (4.42)$$

Portanto, a variação normalizada na impedância de entrada em relação às condições de ressonância é dada por

$$\frac{\delta Z}{R} = j\left(\frac{\delta\omega L}{R} + \frac{\delta\omega}{R\omega^2 C}\right) \quad (4.43)$$

ou em termos do fator Q definido abaixo como

$$Q = \frac{\omega_0(\text{energia armazenada no circuito})}{\text{perda de potência média}} = \frac{\omega_0\left(\frac{1}{2}I^2L\right)}{\left(\frac{1}{2}I^2R\right)} = \omega_0 \frac{L}{R} \text{ ou } \frac{1}{\omega_0 RC}$$

A equação (4.43) se torna

$$\frac{\delta Z}{R} = j\left(\frac{Q\delta\omega}{\omega_0} + \frac{Q\delta\omega}{\omega_0}\right) = j2\frac{Q}{\omega_0}\delta\omega \quad (4.44)$$

que próximo à ressonância fornece

$$\frac{\delta\omega}{\omega_0} = \frac{1}{2Q} \left| \frac{\delta Z}{R} \right| \quad (4.45)$$

Observe aqui que quando $\delta Z = R$, a potência absorvida pela antena se reduz à metade do seu valor na ressonância. Portanto, a diferença de frequência angular ($\Delta\omega$) nos pontos de meia potência é dada por

$$\Delta\omega = 2\delta\omega = \frac{\omega_0}{Q} \quad (4.46)$$

fornecendo-nos uma definição para uma largura de banda relativa:

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_0} = \frac{1}{Q} \quad (4.47)$$

Na prática, para uma antena real R , L e C variam em função da frequência, portanto, o simples modelo acima e as definições baseadas nele são aproximadas.

Agora precisamos encontrar um método para determinar R , L e C . Para linhas de transmissão uniformes de baixa perda (Seção 6.1) sabemos que

$$Q = \frac{\omega L}{R} \quad (4.48)$$

$$Z_0 = \sqrt{\frac{L}{C}} \quad (4.49)$$

e

$$v = 1/\sqrt{LC} \tag{4.50}$$

onde R , L e C são grandezas expressas por unidades de comprimento que definem, respectivamente, a resistência, a indutância e a capacitância de uma linha de transmissão, sendo que Z_0 e v representam a impedância característica da linha e a velocidade de fase, respectivamente.

A partir da Seção 6.6, para uma linha ressonante de $1/4$ de comprimento de onda que apresenta uma terminação aberta, a impedância de entrada é uma resistência de valor R_{ent} . Sendo

$$R_{ent} = \frac{R\lambda}{8} \tag{4.51}$$

e é igual à resistência de radiação de um circuito concentrado equivalente para a antena.

Portanto, como $Q = \omega_0 L/R$, então

$$QR = \omega_0 L = \frac{R\lambda}{8} \frac{2\pi Z_0}{\lambda R} = \frac{\pi Z_0}{4}$$

E também, como $Q = 1/\omega_0 RC$, então

$$\omega_0 C = \frac{4}{\pi Z_0}$$

Assim,

$$L = \frac{Z_0}{8f_0} \tag{4.52}$$

$$C = \frac{2}{\pi^2 f_0 Z_0} \tag{4.53}$$

$$Q = \frac{\pi Z_0}{4R} \tag{4.54}$$

Aqui Z_0 pode ser interpretado como a impedância característica “média”, que para um dipolo de comprimento $\ell/2$ com alimentação central no espaço livre [23] é definido como

$$Z_{0\text{méd.}} = \frac{2}{\ell} \int_0^{\ell/2} Z_0(r) dr \tag{4.55}$$

e é aproximadamente igual [15] [22] a

$$Z_{0\text{méd.}} \approx 120 \left[\ln\left(\frac{\ell}{a}\right) - 1 \right] \tag{4.56}$$

onde a é o raio do fio do qual o dipolo é constituído e \ln representa o logaritmo neperiano.

Deve-se notar também que quando a antena apresenta casamento de impedância com o gerador, o fator Q total, ou seja, o Q com carga, do sistema é metade do valor do Q sem carga. Portanto, qualquer que seja o cálculo envolvendo a largura de banda deve ser usado o fator Q com carga.

As componentes real e imaginária do campo elétrico que agem ao longo do comprimento de um dipolo linear podem ser usadas para estabelecer uma representação mais completa da impedância própria ou de entrada da antena [24]. A impedância de acoplamento mútuo entre os elementos da antena pode ser determinada usando o método da indução de FEM. Por exemplo, a impedância mútua entre duas antenas é dada como a seguir (Seção 4.6)

$$Z_{21} = \frac{V_{21}}{I_1(0)} \quad (4.57)$$

onde $I_1(0)$ é a corrente que alimenta os terminais da antena 1, e a tensão de circuito aberto induzida nos terminais da antena 2 (V_{21}) é definida como

$$V_{21} = -\frac{1}{I_2(0)} \int_0^{\ell_2} E_{z_{21}} I_2(z) dz \quad (4.58)$$

onde $I_2(z)$ é a distribuição de corrente na segunda antena e $E_{z_{21}}$ é o campo elétrico ao longo da direção axial da antena 2 induzido pela antena 1. Portanto, Z_{21} pode ser calculado a partir da equação (4.57).

4.6 MÉTODO DA INDUÇÃO DE FEM E ACOPLAMENTO MÚTUO

No funcionamento dos arranjos de antenas apresentados até aqui neste capítulo, ignoramos o efeito que as antenas têm umas nas outras. Os efeitos de acoplamento mútuo entre os elementos da antena induzem correntes nos elementos adjacentes e não-adjacentes, o que pode resultar em um diagrama de campo distante do arranjo alterado comparado com a situação ideal, onde não existe acoplamento mútuo. Com a técnica de FEM induzida, o campo elétrico produzido na antena em função de uma distribuição de corrente conhecida, ou suposta, que é usada para calcular a tensão induzida em dada seção elementar da antena, o teorema da reciprocidade (veja o Apêndice 8.2) é então usado para determinar a tensão nos terminais de alimentação da antena. Esse método, denominado de método de FEM induzida, é muito importante já que ele pode ser usado para determinar a resistência de radiação, a impedância mútua entre os elementos da antena ou a reatância própria de uma única antena. O tratamento do método de FEM induzida e o acoplamento mútuo abordado aqui se baseiam na referência bibliográfica [22].

Agora considere como a técnica é desenvolvida para calcular a impedância mútua entre as duas antenas separadas por uma distância d , conforme mostrado na Figura 4.17a. Aqui as antenas são consideradas alinhadas ao longo do eixo z . Pela definição (Figura 4.17b), a impedância mútua entre os elementos (1) e (2) é [22]

$$Z_{21} = \frac{V_{21}}{I_1(0)} \quad (4.59)$$

Nesta equação, V_{21} é a tensão de circuito aberto nos terminais da antena 2 devido à corrente aplicada nos terminais da antena 1, ou seja, na posição $d = 0$ na Figura 4.17a.

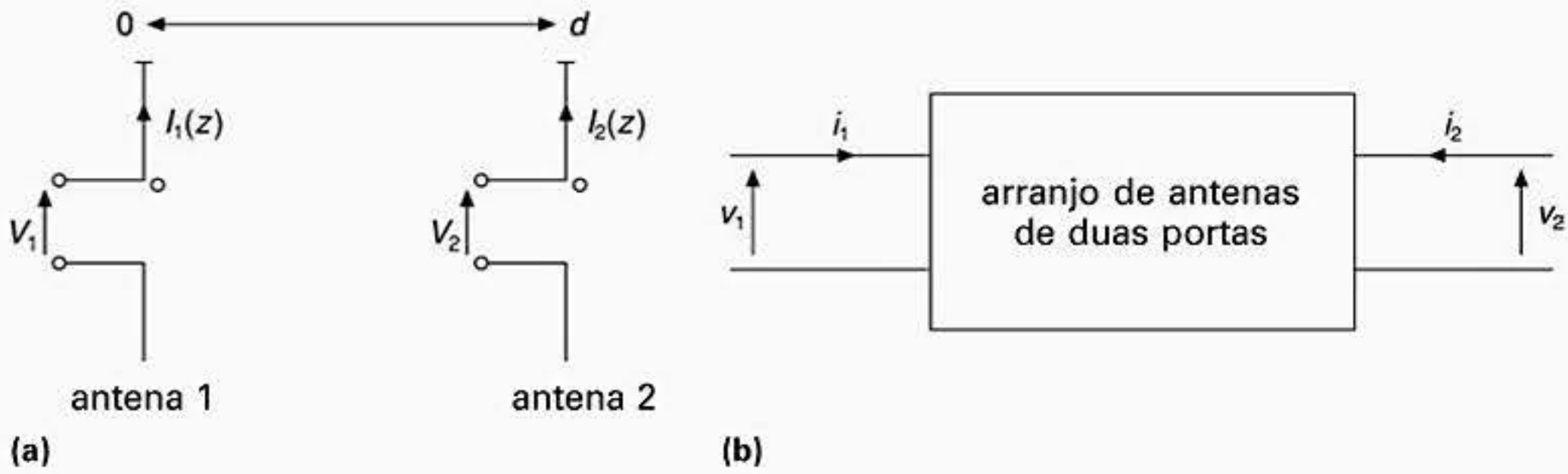


Figura 4.17 (a) Antenas acopladas mutuamente; (b) modelo de acoplamento mútuo usando parâmetros Z de duas portas.

Agora considere o efeito de uma tensão V_1 aplicada nos terminais da antena 1 para produzir a corrente $I_1(0) = V_1/Z_{11}$, nos terminais da antena 1 e a distribuição de corrente $I(z)$ ao longo do seu comprimento. Essencialmente, estamos usando a antena 1 como transmissora. Aqui Z_{11} é a impedância da antena medida nos terminais da antena 1.

Se a antena 1 tiver a fonte de tensão V_1 removida e for iluminada por uma onda eletromagnética (E_z), uma tensão ($E_z dz$) seria induzida em um pequeno comprimento dz da antena na posição z a partir dos terminais da antena, ou seja, aqui a antena 1 é usada como um receptor. A tensão induzida seria então representada por um gerador de tensão ideal colocado em série com o elemento naquela posição. Se os terminais da antena fossem curto-circuitados, então essa fonte de tensão produziria uma corrente (dI_{sc}) através do enlace em curto (Figura 4.18).

Além disso, o teorema da reciprocidade sugere que para valores de impedância de terminação iguais $Z_{12} = Z_{21}$ (veja o Apêndice 8.2). Portanto, a partir da Figura 4.17b e usando a Figura 4.18

$$V_1 = Z_{11} I_1 + Z_{12} I_2 \tag{4.60}$$

$$V_2 = Z_{21} I_1 + Z_{22} I_2 \tag{4.61}$$

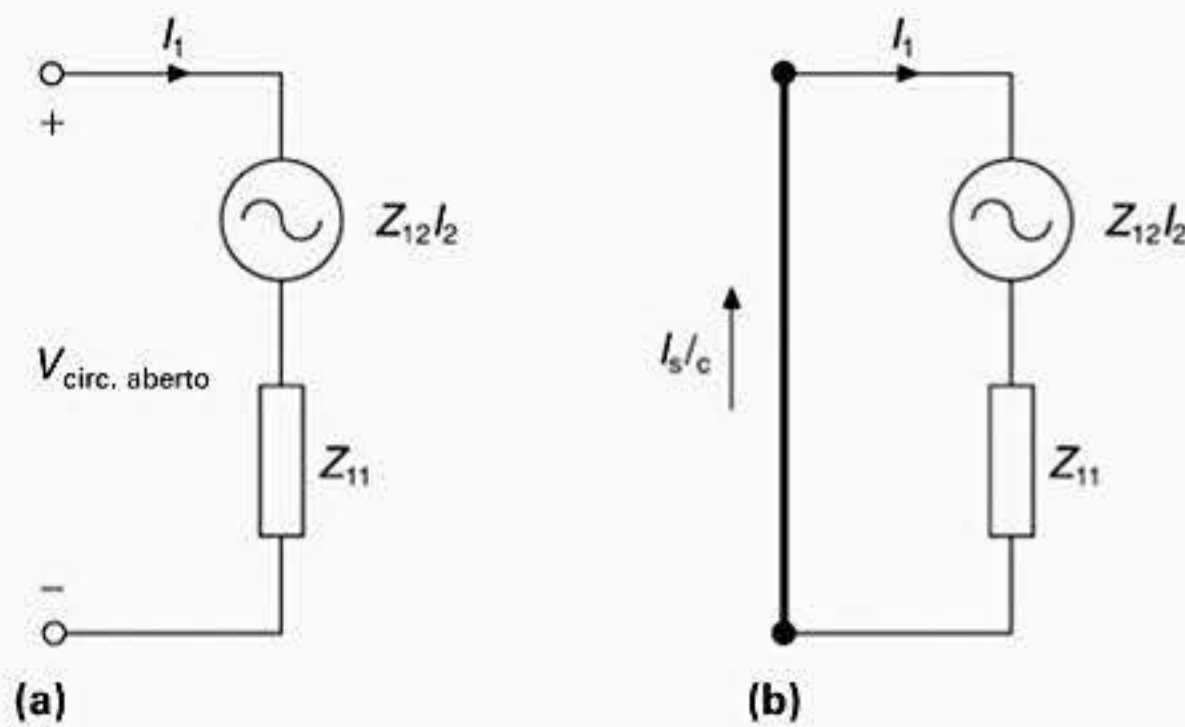


Figura 4.18 Circuitos equivalentes de antenas receptoras; (a) terminais abertos; (b) terminais curto-circuitados.

e observando que quando os terminais da antena 2 são curto-circuitados, $Z_{22} = 0$

$$V_2 = Z_{21} I_1 \quad (4.62)$$

e com os terminais da antena 1 em curto, $Z_{11} = 0$

$$V_1 = Z_{12} I_2 \quad (4.63)$$

portanto,

$$\frac{V_2}{V_1} = \frac{I_1}{I_2} \text{ ou } V_2 I_2 = V_1 I_1 \quad (4.64)$$

Fazendo uma analogia com base na relação de reciprocidade temos

$$V_2 = E_z dz$$

$$I_2 = I(z)$$

$$I_1 = dI_{\text{curto-circuito}}$$

e fazendo $V_1 = V$ obtemos, a partir da equação (4.64)

$$E_z dz I(z) = V dI_{\text{curto-circuito}}$$

portanto,

$$dI_{\text{curto-circuito}} = \frac{E_z dz I(z)}{V} \quad (4.65)$$

Portanto, a corrente de curto-circuito total é determinada integrando ao longo de todo o comprimento da antena:

$$I_{\text{curto-circuito}} = \frac{1}{V} \int E_z I(z) dz \quad (4.66)$$

Se a corrente de curto-circuito é conhecida, então a tensão de circuito aberto nos terminais da antena pode ser determinada aplicando-se o teorema de Thevenin, o qual diz que

$$V_{\text{circ. aberto}} = -I_{\text{curto-circuito}} Z \quad (4.67)$$

Nesta equação, o sinal de menos é incluído para manter a convenção de sinal que indica o sentido da corrente que vai do maior para o menor potencial (de acordo com a Figura 4.17a e b). Combinando as equações (4.66) e (4.67) temos

$$V_{\text{circ. aberto}} = -\frac{Z}{V} \int E_z I(z) dz \quad (4.68)$$

portanto,

$$V_{\text{circ. aberto}} = -\frac{1}{I(0)} \int E_z I(z) dz \quad (4.69)$$

Se a intensidade do campo incidente é uniforme ao longo do comprimento da antena, como acontece com uma iluminação (radiação) de ondas planas, então E_z pode ser removido para fora da integral.

Retornando agora para a situação original dada na equação (4.59), onde

$$Z_{21} = \frac{V_{21}}{I_1(0)} \quad (4.70)$$

onde V_{21} é a tensão de circuito aberto nos terminais da antena 2 gerada como resultado da corrente $I_1(0)$ na antena 1 (veja Figura 4.17).

Agora podemos usar os resultados obtidos na equação (4.69) para estabelecer uma expressão para V_{21} [22]:

$$V_{21} = -\frac{1}{I_2(0)} \int E_{z_{21}} I_2(z) dz \quad (4.71)$$

onde $E_{z_{21}}$ é a componente do campo elétrico incidente na antena 2 como resultado de uma corrente senoidal aplicada na antena 1. Portanto, usando a equação (4.70), podemos escrever

$$Z_{21} = -\frac{1}{I_1(0)I_2(0)} \int E_{z_{21}} I_2(z) dz \quad (4.72)$$

Para determinar a resistência de radiação (R_{rad}) por esse método, notamos que considerando duas antenas idênticas com a mesma orientação espacial tendo uma separação zero V_{21} se torna a tensão nos terminais da antena 1 devido a corrente aplicada em $I_1(0)$. O critério de separação zero dito aqui significa que o tratamento teórico é válido estritamente para dipolos que têm um diâmetro infinitesimal.

Portanto, a impedância própria de uma antena de comprimento ℓ é equivalente a uma impedância mútua entre duas antenas idênticas de comprimento ℓ quando a separação entre elas é zero. Assim, usando a equação (4.72) temos

$$Z_{21} = -\frac{1}{I_{12}(0)} \int E_z I(z) dz \quad (4.73)$$

a partir da qual a resistência de radiação (R_{rad}) pode ser determinada como real (Z_{21}), visto que para uma distância de separação zero V_{21} , a tensão de circuito aberto na antena 2, devido a uma corrente $I_1(0)$ na antena 1, passa a ser a tensão de circuito aberto da antena 1; portanto, Z_{21} passa a ser a impedância própria da antena 1. Usando essa técnica para determinar a impedância de entrada da antena precisa de uma consideração especial, conforme a sua aplicação para dipolos de diâmetro finito; a referência [22] fornece mais detalhes em relação a esses aspectos.

Deve-se notar que a reatância de uma antena dipolo calculada usando essa técnica será infinita exceto nos casos onde o dipolo de meia onda for $(2n+1)\lambda/4$, com $n = 0, 1, 2, \dots$. Para ver como o acoplamento mútuo afeta o comportamento do arranjo, considere agora duas antenas dipolo de meia onda colocadas em um arranjo linear (Figura 4.19) separados por $3\lambda/2$ e alimentadas com correntes iguais em fase.

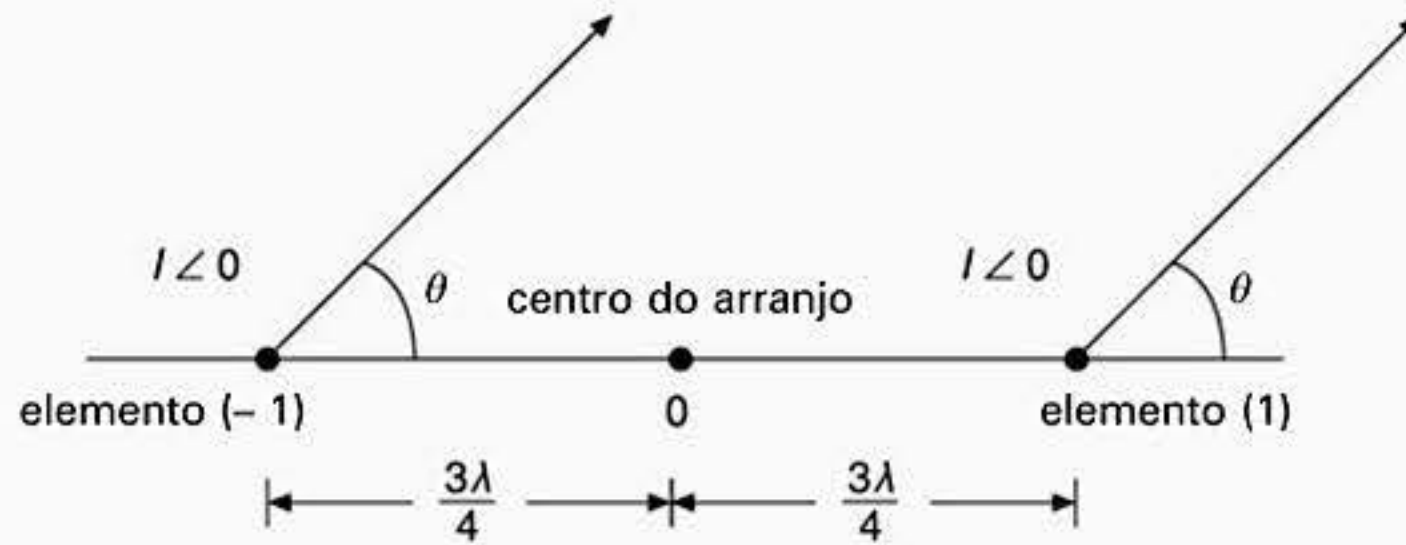


Figura 4.19 Exemplo de acoplamento mútuo.

Exercício 4.4

Calcule o efeito no ganho de um arranjo de dois elementos considerando um acoplamento mútuo entre as antenas. Considere que a impedância de entrada de cada elemento seja 73Ω e que a impedância entre os elementos seja $-25 + 5j \Omega$.

Solução

Para esta configuração, o campo elétrico resultante (após a equação 4.19) com λ igual a 2π é

$$\begin{aligned} E_r &= E[e^{j^{3\pi/2}} \cos\theta + e^{-j^{3\pi/2}} \cos\theta] \\ &= 2E \cos\left[\frac{3\pi}{2} \cos\theta\right] \end{aligned}$$

como é relativo a posição 0 na Figura 4.19, ou seja, o centro do arranjo, o atraso de fase da radiação no elemento 1 em relação ao elemento -1 é

$$\frac{2\pi}{\lambda} \frac{3\lambda}{4} \cos\theta$$

Se v_1 , i_1 , v_2 e i_2 são as tensões e correntes nos terminais dos elementos 1 e 2, respectivamente, então

$$\begin{aligned} v_1 &= 73i_1 + (-25 + j5)i_2 \\ v_2 &= (-25 + j5)i_1 + 73i_2 \end{aligned}$$

porém já dissemos que $i_1 = i_2 = I(0)$, ou seja, correntes de alimentação em fase; portanto, podemos escrever

$$v_2 = v_1 = 48 + j5$$

Assim, se a potência de entrada dos elementos 1 e 2 são P_1 e P_2 , respectivamente, então

$$\begin{aligned} P_1 = P_2 &= 1/2 [v_1 I^* + v_1 I] \\ &= 1/2 |I|^2 [(48 + j5) + (48 - j5)] \\ &= |I|^2 48 \\ \therefore \text{Potência total } P_t &= 96 |I|^2 \end{aligned}$$

Se dissermos que (veja Seção 3.3) um dipolo de referência radia

$$P_t = |I_{\text{ref.}}|^2 73$$

então o campo elétrico E a uma distância r do dipolo de referência tem que ser ajustado na escala conforme abaixo

$$E \frac{|I_{\text{ref.}}|}{|I|} = \sqrt{\frac{96}{73}} E = 1,147E$$

sendo o valor de intensidade do campo do arranjo de antenas em relação ao dipolo de referência (veja Seção 4.1)

$$\frac{2E \left[\cos \left(\frac{3\pi}{2} \cos \theta \right) \right]}{1,147E}$$

ou 4,83 dB com $\theta = 90^\circ$

Portanto, em relação ao caso em que não existe acoplamento mútuo entre os elementos, o ganho máximo aumentou de 3 para 4,83 dB.

No exemplo anterior, o termo da impedância mútua age de forma a aumentar o ganho do arranjo de antenas. Esse efeito ocorre porque cada dipolo induz uma tensão no outro em virtude do acoplamento da radiação no espaço livre. Isso é uma manifestação própria como uma impedância extra na fonte de excitação do dipolo. Quando os dois dipolos são excitados por correntes de mesma fase, essa impedância acrescentada é a mesma para cada dipolo e a parte real de Z_{12} é negativa, indicando que é necessário um aumento na corrente proveniente da fonte de excitação. Isso por sua vez gera um forte campo radiado em relação ao caso em que não existe acoplamento mútuo.

Exercício 4.5

Calcule a largura de banda de meia potência para o arranjo apresentado no Exercício 4.4.

Solução

A largura de banda de meia potência pode ser obtida assim

$$\cos\left(\frac{3\pi}{2}\cos\theta\right) = \pm\sqrt{\frac{1}{2}}$$

$$\cos\theta = \pm\frac{1}{6}, \pm\frac{1}{2}, \pm\frac{5}{6}, \pm\frac{7}{6}$$

ou

$$\theta = \cos^{-1}\left(\frac{\pm N}{6}\right) \quad N = 1, 3, 5, 7$$

o menor valor de $\theta = \cos^{-1}$ define o ponto de meia potência para o lóbulo principal como $99,6 - 80,4 = 19,2^\circ$.

Exercício 4.6

Calcule o fator de arranjo para o caso do Exercício 4.4.

Solução

O fator de arranjo pode ser calculado como

$$\left|\frac{E_R}{E_{ref.}}\right| = 1,74 \cos\left\{\frac{3\pi}{4}\cos\theta\right\}$$

Deve-se notar que no exemplo anterior o espaçamento determinado entre os elementos foi de $3\lambda/2$. Como regra geral, para um arranjo linear uniforme, uma vez que o espaçamento entre os elementos excede a λ , os lóbulos laterais cujas amplitudes são iguais as do lóbulo principal aparecem na resposta da antena. Esse efeito ocorre porque o espaçamento entre os elementos pode se tornar grande o suficiente para permitir uma combinação de cada um dos elementos em mais de uma direção.

Esses lóbulos são chamados lóbulos inconvenientes e são normalmente indesejáveis, pois levam a uma redução no ganho do arranjo ao longo do ângulo principal de operação e podem fazer o arranjo sofrer influências de sinais de interferência fora do eixo da antena em virtude do sinal captado pela resposta dos lóbulos indesejáveis.

4.7 EXEMPLO DE ARRANJO LONGITUDINAL COM ACOPLAMENTO MÚTUO

Exercício 4.7

Considere duas antenas dipolo de meia onda com alimentação central posicionadas na forma de um arranjo longitudinal de dois elementos. A separação entre os elementos é de $\frac{1}{4}$ de comprimento de onda, sendo os elementos alimentados com sinais de mesma potência e em quadratura de fase (Figura 4.20; veja também a Figura 4.17a). Para esse arranjo, queremos determinar a razão das correntes nos terminais de entrada das antenas – o ganho do arranjo.

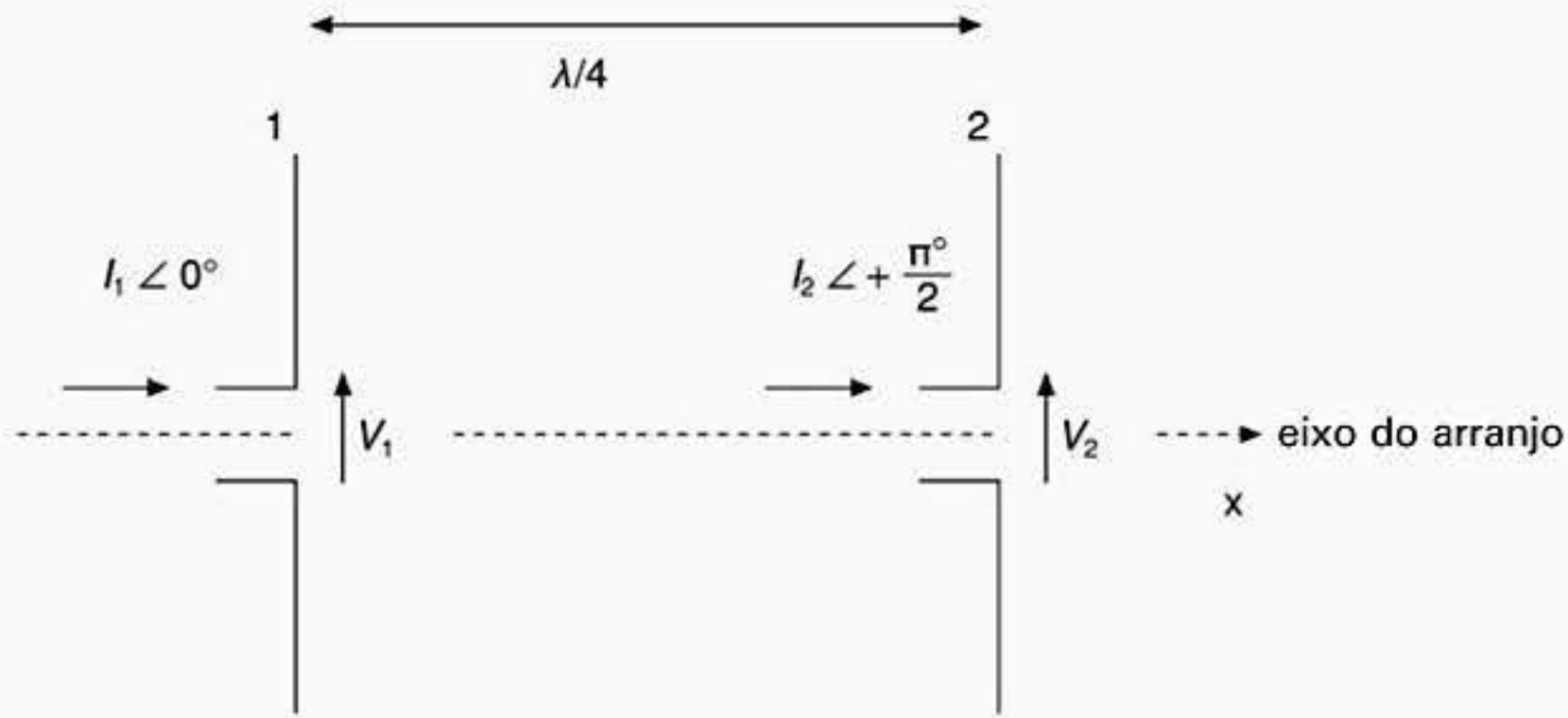


Figura 4.20 Arranjo longitudinal.

Considere que a impedância própria de cada dipolo seja 73Ω e que a impedância mútua entre os dipolos seja $40 - j30 \Omega$; na prática, isso pode ser medido ou calculado (Seção 4.6).

Solução

Primeiro determinamos a impedância nos pontos de alimentação da antena 1 (Figura 4.20):

$$Z_1 = \frac{V_1}{I_1} = Z_{11} + Z_{12} \frac{I_2}{I_1} \tag{4.74}$$

$$Z_1 = 73 + j(40 - j30) \frac{I_2}{I_1}$$

Fazendo $\frac{I_2}{I_1} = k'$ (4.75)

$$\therefore Z_1 = (73 + 30k') + j40k'$$

Em seguida, determine a impedância nos pontos de alimentação da antena 2

$$Z_2 = \frac{V_2}{I_2} = Z_{22} + Z_{12} \frac{I_1}{I_2} \tag{4.76}$$

$$= \left(73 - \frac{30}{k'} \right) - j \frac{40}{k'}$$

Então, determinamos a potência radiada pelas antenas 1 e 2, respectivamente:

$$P_1 = |I_1|^2 \text{Re}(Z_1) = |I_1|^2 (73 + 30k') \tag{4.77}$$

e

$$P_2 = |I_2|^2 \text{Re}(Z_2) = |I_2|^2 \left(73 - \frac{30}{k'} \right) \tag{4.78}$$

Porém já estipulamos que $P_1 = P_2$, portanto,

$$|I_1|^2(73 + 30k') = |I_2|^2 \left(73 - \frac{30}{k'} \right)$$

ou

$$73(k')^2 - 60k - 73 = 0$$

assim,

$$k' = \left(\frac{60}{73} + \sqrt{\left(\frac{60}{73} \right)^2 + 4} \right) / 2 = 1,49$$

$$\therefore \frac{I_2}{I_1} = 1,49 \quad (4.79)$$

Agora podemos calcular o ganho relativo a um dipolo de meia onda. Podemos fazer isso considerando que temos um dipolo de meia onda radiando a mesma potência que o arranjo:

$$\begin{aligned} (P_1 + P_2) &= 2P_1 \quad (\text{lembre-se de que os níveis de potência são iguais}) \\ &= 2|I_1|^2 R_c(Z_1) \\ &= 2|I_1|^2(73 + 30(1,49)) \\ &= 235|I_1|^2 \end{aligned} \quad (4.80)$$

Portanto, podemos dizer que para um dipolo de referência a impedância própria ($73 \Omega + j0$):

$$73 |I|^2_{\text{dipolo}} = 235 |I_1|^2$$

portanto,

$$|I|_{\text{dipolo}} = 1,8 |I_1|$$

Para o dipolo de referência, o máximo sinal de radiação de campo distante é proporcional a $1,8|I_1|$, enquanto que para o arranjo o máximo sinal de radiação de campo distante será proporcional a

$$(1 + 1,49) |I_1| \quad (4.81)$$

Assim, o ganho de um arranjo de antenas em relação ao dipolo de meia onda é dado por

$$20 \log_{10} \left(\frac{2,5}{1,8} \right) = 2,85 \text{ dB}$$

Exercício 4.8

Para uma antena que radia preferencialmente em um semi-espço, podemos definir a relação frente-costas como a razão entre a intensidade do campo distante ao longo do eixo do arran-

jo no sentido positivo dentro do semi-espaco e negativo no sentido oposto. Calcule a relação frente-costas considerando os parâmetros dados no Exercício 4.4.

Solução

A relação frente-costas é definida como a razão entre a intensidade de radiação, de campo distante, ao longo do eixo da antena nas direções positiva e negativa; portanto, usando a equação (4.81), a relação frente-costas = $20 \log_{10}(2,49/0,49) = 14,1$ dB, onde a mínima intensidade de campo é proporcional a $|I_1|(1,49 - 1)$. Neste caso, como os elementos da antena operam em quadratura de fase, com separação de $\frac{1}{4}$ de comprimento de onda, a radiação é cancelada ao longo da direção longitudinal visto que as ondas que se deslocam da direita para a esquerda se reforçam destrutivamente, enquanto que as ondas que se movem da esquerda para a direita se reforçam construtivamente.

Sem acoplamento mútuo temos

$$Z_1 = \frac{V_1}{I_1} = Z_{11} = 73 \Omega$$

$$Z_2 = \frac{V_2}{I_2} = Z_{22} = 73 \Omega$$

O valor da potência radiada pelas antenas 1 e 2, respectivamente, é

$$P_1 = |I_1|^2 73 \text{ W}$$

$$P_2 = |I_2|^2 73 \text{ W}$$

$$P_1 = P_2 \therefore |I_1| = |I_2|$$

Portanto, comparando com a equação (4.79), um dos efeitos do acoplamento mútuo é o desbalanceamento nas intensidades das correntes de alimentação.

Agora $(P_1 + P_2) = 2P_1 = 2|I_1|^2 73 \text{ W}$, e para o dipolo de referência

$$|I|^2_{\text{dipolo}} 73 = 146 |I_1|^2 \text{ W}$$

$$\therefore |I|_{\text{dipolo}} = \sqrt{2} |I_1| \text{ A}$$

Portanto, o ganho do arranjo de antenas em relação ao dipolo de meia onda é

$$20 \log_{10} \left(\frac{2}{\sqrt{2}} \right) = 3 \text{ dB}$$

Aqui o efeito da impedância mútua entre o arranjo de elementos foi reduzir o ganho para 2,85 dB.

Exercício 4.9

Calcule a relação frente-costas para o caso ideal, ou seja, sem acoplamento mútuo entre as antenas.

Solução

A relação frente-costas para o caso em que não há acoplamento mútuo é

$$20 \log_{10} \left(\frac{2}{0} \right) = \infty \text{ dB}$$

ou seja, uma operação perfeita sem radiação longitudinal; portanto, reduz o acoplamento mútuo e a relação frente-costas. Os gráficos polares para este arranjo sem o acoplamento mútuo incluído, são mostrados na Figura 4.21.

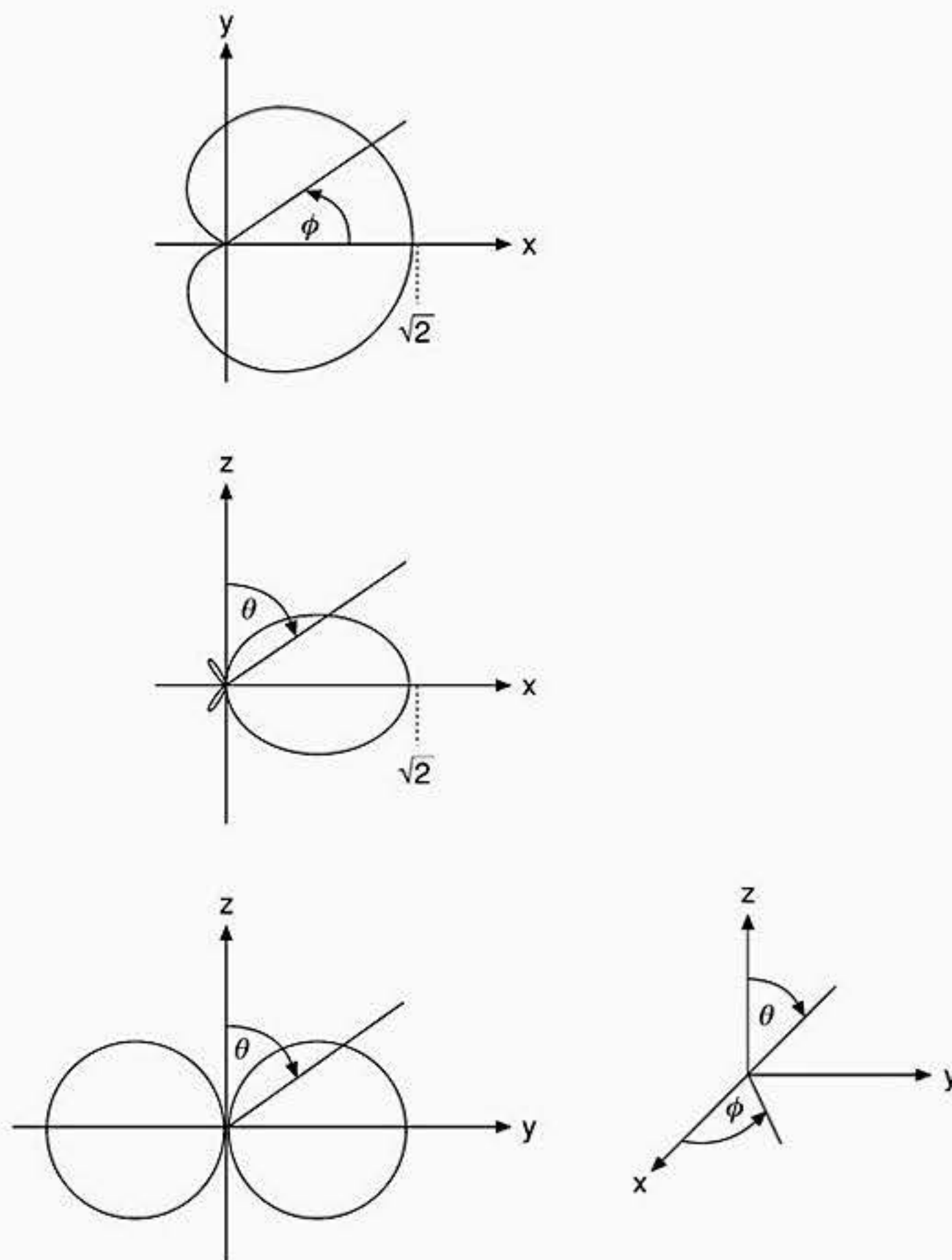


Figura 4.21 Gráficos polares obtidos para duas antenas dipolo de meia onda com alimentação central formando um arranjo longitudinal de dois elementos.

4.8 ANTENAS DIPOLO EM RELAÇÃO A UM PLANO DE TERRA

Se um plano de terra perfeitamente condutor é introduzido simetricamente no plano equatorial de uma antena dipolo, ou seja, normal ao eixo da antena, ele seria automaticamente

posicionado de forma que o diagrama de campo elétrico associado ao dipolo não seria afetado pela presença do plano de terra. Para ver porque isto ocorre, considere a Figura 4.22.

Conforme podemos ver na figura, num determinado instante a distribuição de cargas na antena resulta em linhas de campo elétrico indo de uma carga positiva para uma carga negativa (Figura 4.22a). Se um plano de terra perfeito for colocado, então as linhas de campo elétrico se deslocam da região de cargas positivas para o plano terra e deste para a região de cargas negativas (Figura 4.22b). Assim, as linhas de campo terminam nas cargas do plano condutor. Conforme o campo se move exteriormente para fora da antena, correntes serão induzidas no plano. As linhas de campo elétrico interceptam o plano de terra, considerado aqui como sem perdas, em ângulos retos. Portanto, conforme mostra a Figura 4.22c, a parte do dipolo abaixo do plano condutor pode ser removida sem afetar os campos acima do plano. Então, um dipolo vertical de comprimento ℓ colocado acima de um plano de terra perfeitamente condutor, terá uma distribuição de campo equivalente a que teria caso operasse como uma antena cujo comprimento fosse o dobro, ou seja, 2ℓ , operando no espaço livre.

Quando bem posicionada, a antena dipolo pode ser substituída por uma única antena montada verticalmente (normal) em relação a um plano de terra (Figura 4.22c). Nesta configuração, a antena é denominada antena monopolo ou unipolo. Considerando que essa antena tem apenas metade do comprimento do dipolo equivalente, ela radia apenas metade da potência total produzida pelo dipolo. Devido a esse efeito, a sua resistência de radiação é apenas metade do valor dessa resistência para o dipolo equivalente ou seja, $36,5 \Omega$. Estendendo um pouco mais esta argumentação, o ganho de potência de uma antena monopolo em relação a uma fonte isotrópica é o dobro comparado a uma antena de alimentação central para a mesma quantidade de potência de entrada.

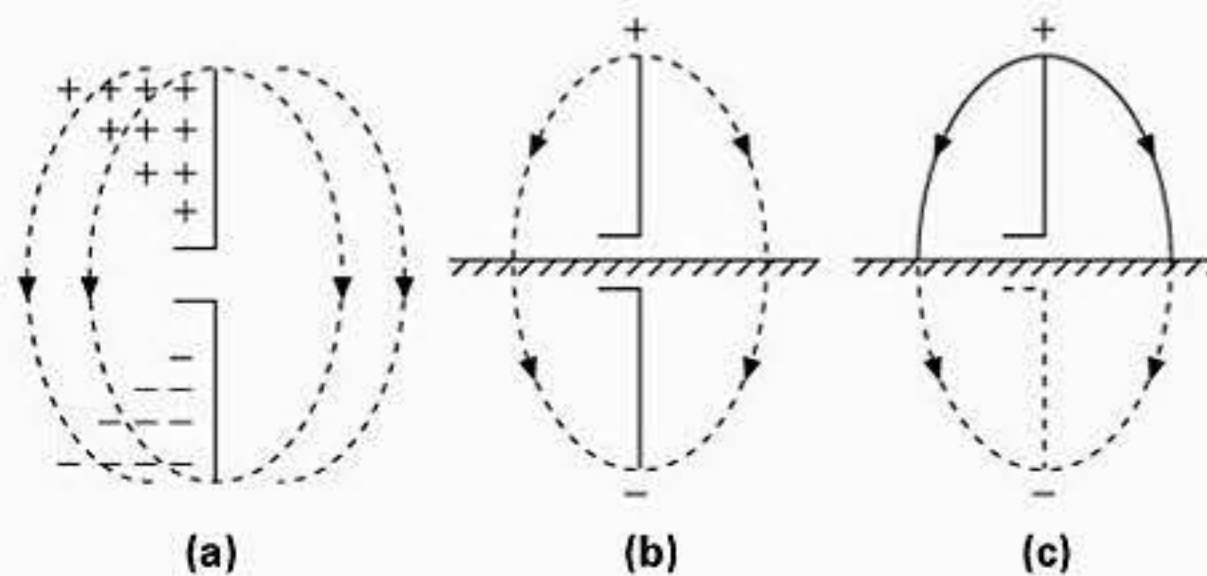


Figura 4.22 Distribuição do campo elétrico E para um dipolo vertical com plano de terra.

Conforme discutido antes, a continuidade das linhas de campo elétrico tem que existir para uma antena dipolo colocada sobre um plano de terra condutor perfeito. Agora vamos considerar isso com um pouco mais de detalhes (Figura 4.23). Em cada caso, o dipolo acima do plano de terra tem uma imagem (como em um espelho) abaixo do plano de terra representada aqui no plano $x-y$. Portanto, significa que, para esta configuração, um dipolo simples se comporta como se fosse um arranjo de dois elementos.

Na Figura 4.23a e b, o dipolo e a sua imagem estão em fase, assim eles funcionam de forma construtiva reforçando o sinal radiado. Na Figura 4.23c, as componentes verticais da corrente de excitação fazem com que os campos sejam reforçados, enquanto que as componentes horizontais se cancelam. Finalmente, na Figura 4.23d, as correntes estão dispostas totalmente de forma horizontal, e os campos resultantes podem funcionar destrutivamente uns nos outros se por exemplo a altura do dipolo horizontal acima do plano de terra for pequena ou próxima de um comprimento de onda. Se o dipolo horizontal for colocado a $0,25\lambda$ acima do

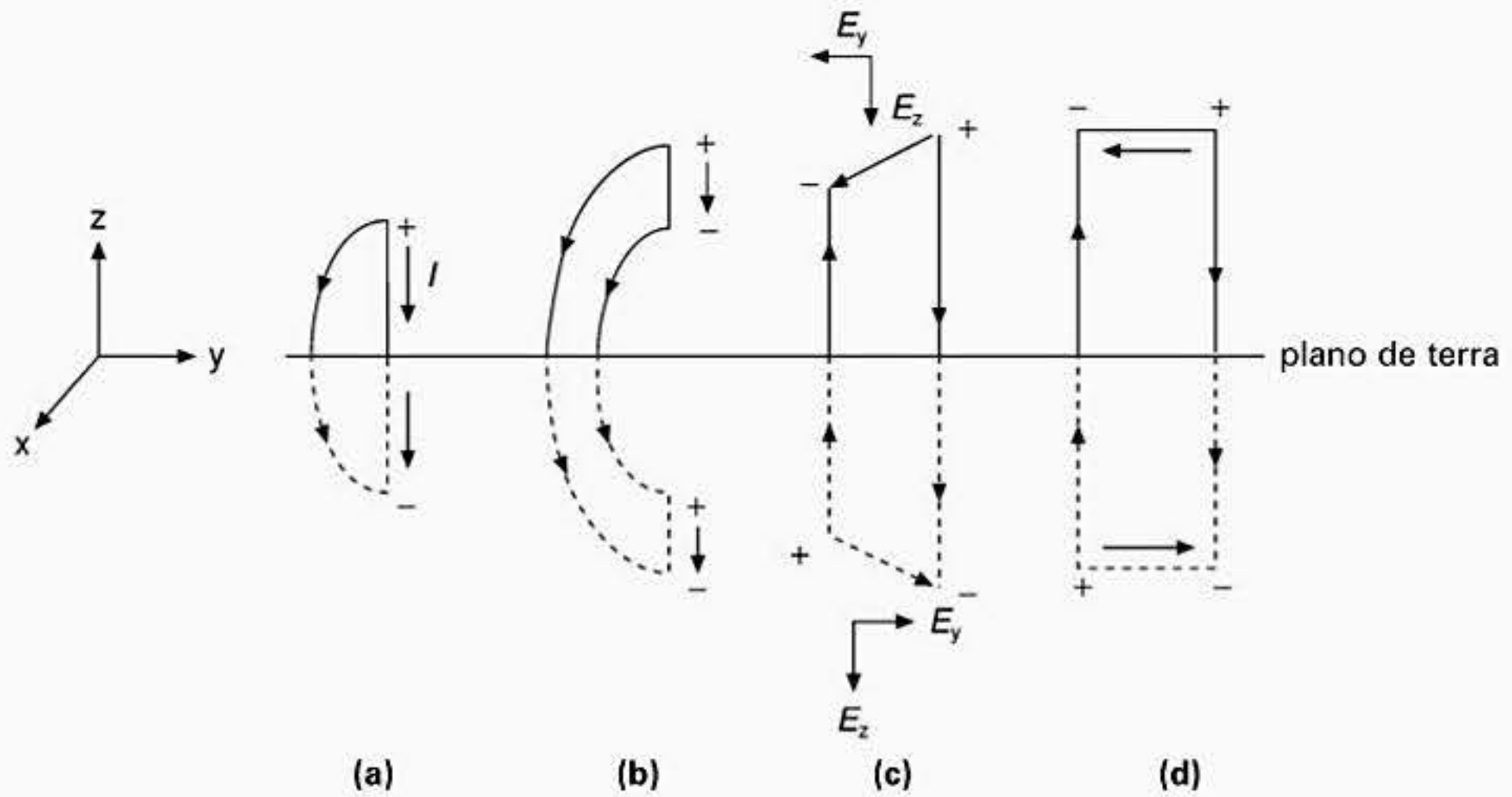


Figura 4.23 Antena dipolo posicionada acima de um plano de terra condutor.

plano de terra, então o dipolo imagem funciona de forma a reforçar a radiação transversal do arranjo virtual de forma similar ao arranjo longitudinal descrito na Seção 4.2.

Considere o caso mostrado na Figura 4.23b, onde a antena, considerada aqui como uma fonte isotrópica, e a sua imagem são excitadas com correntes em fase. A Figura 4.24 mostra como o campo resultante é formado em um ponto P de observação no campo distante. Neste caso, a partir da Figura 4.24a temos

$$AC = 2h \cos\theta \text{ metros} = \frac{2h}{\lambda} \cos\theta \text{ comprimentos de onda}$$

ou em termos de radianos (rad) o atraso de fase entre os campos em A e B é dado por

$$\psi = \frac{2\pi(2h)}{\lambda} \cos\theta \text{ rd}$$

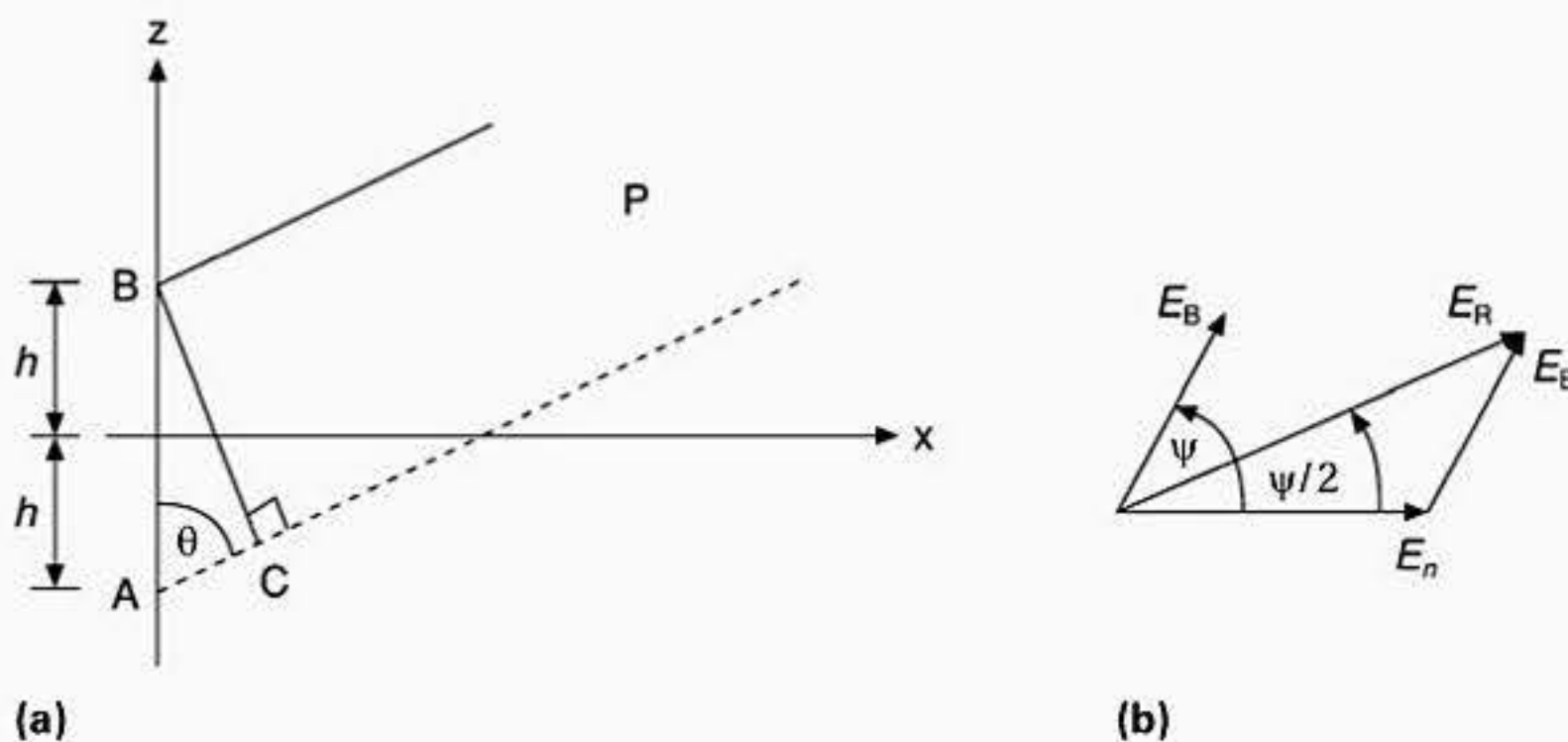


Figura 4.24 Fator de arranjo para fonte e imagem em fase.

O campo resultante a partir da fonte em B e da imagem em A é E_R sendo determinado pela adição vetorial, observando que nesse caso $E_A = E_B$. Podemos escrever

$$E_R = 2E_A \cos(\psi/2) = 2E_A \cos\left(\frac{2\pi h}{\lambda} \cos\theta\right)$$

de forma que o fator de arranjo para essa situação é $2 \cos(2\pi h/\lambda \cos\theta)$. Como apenas uma antena é excitada de fato, o ganho aparente desse arranjo é o dobro do valor que teria se o arranjo fosse de dois elementos acionado com a mesma potência na direção do eixo da antena, $\theta = 90^\circ$; isso proporciona um ganho de potência de 6 dB.

Exercício 4.10

Considere o efeito que a altura h acima de um plano de terra perfeito e infinito tem sobre os lóbulos laterais nulos de uma antena dipolo orientada verticalmente.

Solução

Se a altura do dipolo for $\lambda/2$ acima do plano de terra, então

$$E_R = 2E_A \cos(\pi \cos\theta)$$

que quando traçado o gráfico ao longo do ângulo físico disponível $0 \leq \theta \leq 180^\circ$ temos um zero para $\cos\theta = 1/2$, ou seja, 60° . Se h for igual a λ , então teremos dois zeros, ou seja, em 41° e 75° . Em geral, quanto maior a altura h acima do plano de terra, mais zeros existem. Isso significa que o diagrama polar para a antena tem mais lóbulos secundários que radiam potência. O efeito geral é uma redução de potência transmitida ou sinal recebido na direção de máxima radiação. Esses lóbulos laterais são normalmente considerados perturbações, visto que captam sinais indesejados quando a antena está operando no modo de recepção. A vantagem ou desvantagem do formato e da posição espacial de lóbulos secundários é determinada no final das contas pelos detalhes das especificações de aplicação no qual o arranjo de antenas será usado.

REFERÊNCIAS

- [15] Kraus, A.D., *Circuit Analysis*, West Publishing Company, 1991.
- [16] Johnson, R.C. and Jasik, H., *Antenna Engineering Handbook*, 2nd edition, McGraw-Hill, 1984.
- [17] Shen, L.C. and Kong, J.A., *Applied Electromagnetism*, Brookes/Cole Engineering Division, 1983, 195-7.
- [18] Dolph, C.L., A current distribution for broadside arrays which optimises the relationship between beamwidth and sidelobe level, *Proc. IRE*, Vol. 34, pp. 335-48, 1946.
- [19] Jaskik, H., *Antenna Engineering Handbook*, McGraw-Hill, pp. 2-19,2-25,1961.
- [20] Stengen, R.J., Excitation co-efficients and beamwidths of Tchebyscheff arrays, *Proc. IRE*, Vol. 41, pp. 1671-4, 1952.
- [21] Fano, R.M., Theoretical limitations on the broadband matching of arbitrary impedances, *Journal of the Franklin Institute*, Vol. 249, pp. 57-83, Jan. 1960; also Feb. 1960, pp. 139-55.
- [22] Jordan, E.C. and Balmain, K.G., *Electromagnetic Waves and Radiating Systems*, 2nd edition, Prentice-Hall, 1968, pp. 387-8, 537-8.

- [23] Ramo, S., Whinnery, J.R. and Van Duzer, T., *Fields and Waves in Communication Electronics*, John Wiley & Sons, 1962, p. 712.
- [24] Slater, J.C., *Microwave Transmission*. McGraw-Hill, New York, 1942, pp. 218-19.

PROBLEMAS

- 4.1 Dois dipolos curtos alinhados paralelamente ao eixo z estão espaçados ao longo do eixo x por uma distância d . Para esse arranjo, faça o gráfico do diagrama do campo elétrico no plano H ($\theta = \pi/2$) do arranjo considerando como condições de separação entre os elementos $d = \lambda/4, \lambda/2$ e λ . O leitor pode considerar que os elementos são alimentados com sinais de mesma amplitude e fase. Que conclusões gerais você pode apresentar, por meio de gráfico, em relação ao efeito do espaçamento entre os elementos sobre o ganho na direção do eixo da antena e o diagrama de resposta de lóbulo lateral para cada distância de separação entre os elementos citados aqui?
- 4.2 Para o mesmo arranjo físico descrito no Exercício 4.1 sendo, porém, a distância de separação fixa em $\lambda/4$ e o atraso de fase entre as correntes de excitação de $-\pi/2$, determine os diagramas de campo elétrico no plano H ($\theta = \pi/2$). Qual a propriedade especial que o diagrama de campo elétrico para o campo distante possui que a torna útil em aplicações particulares? Descreva as aplicações que você tem em mente.
- 4.3 Mostre que para um arranjo linearmente espaçado o ganho de potência é diretamente proporcional ao número de elementos (N) no arranjo. O que acontece com o ângulo de feixe de meia potência de tal arranjo quando o número de elementos usados aumenta?
- 4.4 Mostre que para um arranjo co-linear de N elementos construído sobre um plano de terra perfeitamente condutor normal ao arranjo, um aparente aumento no ganho de potência ocorre quando comparado com um arranjo equivalente a $2N$ elementos operando sem um plano de terra perfeitamente refletor. Considere que os dois arranjos são alimentados com uma potência total de entrada de 1 W e que todas as correntes de excitação estejam em fase. Qual o aumento de ganho ao longo da direção da radiação transversal esperada para um arranjo de quatro elementos considerando a situação apresentada?
- 4.5 Um arranjo co-linear uniforme (simetria axial no plano ϕ) consiste de seis dipolos de meia onda espaçados de $\lambda/2$ e alimentados com correntes em fase. Determine as direções (no plano θ) ao longo das quais os campos elétricos são máximos. Determine o ângulo de feixe de meia potência na direção de máxima radiação.
- 4.6 A situação descrita no Exercício 4.5 é modificada de forma que cada um dos seis elementos do arranjo é alimentado com sinais que apresentam um deslocamento de fase (ψ) progressivo e mesma amplitude. Mostre que para esse arranjo a radiação máxima no plano θ ocorre quando $\psi + kd \sin\phi_{\text{máx.}} = 0, 2\pi, \dots$, onde $\phi_{\text{máx.}}$ é o ângulo do lóbulo principal do diagrama de campo distante para um determinado ψ .

Essa equação mostra que quando o deslocamento de fase ψ varia, o arranjo de antenas pode ter o seu diagrama de radiação mapeado ao longo de um grande ângulo. Esboce a resposta do diagrama de radiação para o arranjo quando $\psi = 180^\circ, 135^\circ, 90^\circ, 45^\circ$ e 0 .

Sistemas e considerações de caracterização

.....

Este capítulo aborda uma variedade de assuntos que surge quando uma antena passa a fazer parte de um sistema. A idéia de comprimento efetivo de uma antena, como uma figura de mérito para estabelecer a qualidade do uso da antena para radiação ou absorção de energia, é introduzida e detalhada para permitir que as antenas de abertura sejam quantificadas em relação a uma figura de mérito similar, a abertura efetiva da antena. Esse parâmetro e a sua relação com os mecanismos associados com a propagação de ondas eletromagnéticas no espaço livre entre uma antena transmissora e receptora também são analisados. A partir dessas considerações, a equação de perdas no espaço livre, usada nos projetos de enlaces *wireless* e de microondas, é deduzida. Visto que uma antena pode captar radiação a partir de qualquer fonte, incluindo radiação de ruído natural de fundo e ruído térmico, são discutidas as técnicas para incluir esses efeitos e para estabelecer em que nível esses ruídos degradam a integridade do sinal transmitido em um enlace *wireless*.

É discutido também o conceito de polarização de uma onda eletromagnética e a sua importância em termos de otimização na transferência de sinal dentro de um sistema de antenas. A proximidade da antena de obstruções que podem ser encontradas em situações reais pode afetar os cálculos de enlaces em espaço livre desenvolvidos no capítulo anterior. Com isto em mente, o tópico espaço sem obstruções é revisto para proporcionar a um projetista de sistemas uma idéia do quanto o percurso de um enlace primário tem que estar distanciado de um obstáculo para que o enlace se comporte como se estivesse operando em espaço livre. Desta forma, a validade das considerações usadas na obtenção da equação para espaço livre se mantém. De forma similar, o problema em relação à proximidade em que duas antenas podem ser posicionadas antes do ponto de separação de campo distante considerado, usado na determinação da equação do percurso, também é discutido.

Os principais métodos de verificação das características de radiação de campo distante para uma antena e as definições associadas com essas verificações, juntamente com as regras que regem a construção de modelos em escala para antenas, também são abordados, assim como as técnicas básicas para fazer medidas de intensidade de campo elétrico calibrado.

5.1 COMPRIMENTO EFETIVO DE UMA ANTENA E RECIPROCIDADE

Em relação a uma antena transmissora, o comprimento efetivo de uma antena é definido como o comprimento de uma antena equivalente, ℓ_{efetivo} , que tem uma distribuição de corrente constante ao longo do seu comprimento e que radia a mesma intensidade de campo normal ao seu eixo assim como a antena considerada quando alimentada por uma corrente $I(0)$.

Para uma antena de comprimento ℓ , no modo de transmissão [25] [26]:

$$I(0)\ell_{\text{efetivo}_T} = \int_{-\ell/2}^{+\ell/2} I(z) dz \quad (5.1)$$

assim,

$$\ell_{\text{efetivo}_T} = \frac{1}{I(0)} \int_{-\ell/2}^{+\ell/2} I(z) dz \quad (5.2)$$

No modo de recepção, a tensão de circuito aberto ($V_{\text{circ. aberto}}$) nos terminais da antena para uma determinada intensidade de campo E_z obtida na recepção de uma excitação de campo uniforme define o comprimento efetivo no modo de recepção, (ℓ_{efetivo_R}) da seguinte forma

$$\ell_{\text{efetivo}_R} \frac{V_{\text{circ. aberto}}}{E_z} \quad (5.3)$$

Porém, a partir do método da indução de fem (Seção 4.6), sabemos que

$$V_{\text{circ. aberto}} = -\frac{1}{I(0)} \int_{-\ell/2}^{+\ell/2} E_z I(z) dz \quad (5.4)$$

que para uma excitação constante de campo E_z incidente ao longo do comprimento da antena, resulta em

$$\frac{V_{\text{circ. aberto}}}{E_z} = -\frac{1}{I(0)} \int_{-\ell/2}^{+\ell/2} I(z) dz$$

assim, $\ell_{\text{efetivo}_R} = \ell_{\text{efetivo}_T}$. Portanto, o comprimento efetivo da antena no modo de transmissão é o mesmo que o comprimento efetivo da antena no modo de recepção; ou seja, a reciprocidade é mantida.

5.2 ABERTURA DE UMA ANTENA E A EQUAÇÃO DE ENLACE EM ESPAÇO LIVRE

Pode-se atribuir a uma antena uma área de abertura (A_e), que não é equivalente a sua abertura física e esta área é tal que a potência absorvida por ela é igual à absorvida por uma antena com um casamento de impedância perfeito; ou seja,

$$A_e = \frac{\text{potência absorvida pela carga}}{\text{densidade de potência da onda incidente}}$$

Considere uma abertura hipotética de A_e m², que é colocada em paralelo com uma onda plana que se propaga livremente através dela. Se a potência total absorvida pela área A_e for P_r , então

$$P_r = P_{\text{incidente}} A_e \quad (5.5)$$

E também, a condição para a máxima transferência de potência de uma antena para uma carga casada real é

$$P_L = \frac{V_{\text{antena}}^2}{4R} \quad (5.6)$$

No caso da propagação de uma onda plana no espaço livre, sabemos da Seção 2.3, que a potência instantânea incidente por unidade de área é

$$P_{\text{incidente}} = EH \sin\theta \quad (5.7)$$

e, a partir da Seção 2.2, sabemos que a propagação de uma onda plana na direção z pode ser escrita como

$$E_x = R_c \left(E_0 \exp \left(j\omega \left(t - \frac{z}{c} \right) \right) \right) \quad (5.8)$$

também

$$H_y = R_c \left(E_0 \left(\frac{\epsilon_0}{\mu_0} \right)^{1/2} \exp \left(j\omega \left(t - \frac{z}{c} \right) \right) \right) \quad (5.9)$$

Portanto, se uma superfície é colocada em paralelo com uma onda plana, ou seja, $\theta = 90^\circ$ na equação (5.7), para $z = 0$, então usando a equação (5.7)

$$P_{\text{incidente}} = E_0^2 \left(\frac{\epsilon_0}{\mu_0} \right)^{1/2} = \frac{E_0^2}{120\pi} \quad (5.10)$$

orientada ao longo da direção positiva do eixo z . Igualando isso com as equações (5.5) e (5.6), obtemos

$$\frac{E_0^2 A_c}{120\pi} = \frac{V_{\text{antena}}^2}{4R} \quad (5.11)$$

que para um dipolo Hertziano (ou seja, com distribuição de corrente uniforme e comprimento \ll comprimento de onda) podemos descrever a tensão induzida pelo campo elétrico E_0 incidente na antena Hertziana como

$$V_{\text{antena}} = E_0 \ell \quad (5.12)$$

de forma que

$$E_0^2 A_c / 120\pi = E_0^2 \ell^2 / 4R_{\text{rad}} \quad (5.13)$$

e, a partir da Seção 2.4, sabemos o valor de R_{rad} para um dipolo Hertziano; portanto,

$$\frac{E_0^2 A_c}{120\pi} = \frac{E_0^2 \ell^2}{4 \left(80\pi^2 \left(\frac{\ell}{\lambda} \right)^2 \right)} \lambda^2$$

ou

$$A_e = \frac{3}{8} \frac{\lambda^2}{\pi} \tag{5.14}$$

para um dipolo Hertziano. Nesta dedução, consideramos uma antena sem perdas com uma carga R realmente casada e máximo sinal recebido.

Para um dipolo de meia onda, podemos seguir o mesmo procedimento anterior. Entretanto, desta vez temos que incorporar uma distribuição de corrente não uniforme ao longo da antena (de acordo com a Seção 3.2). Por questão de simplicidade, consideraremos que a distribuição de corrente ao longo do dipolo de meia onda é dada por

$$I(z) = I_0 \cos\left(\frac{\omega}{c} z\right) \tag{5.15}$$

a partir da qual podemos determinar a tensão induzida na antena assim

$$\begin{aligned} V_{\text{antena}} &= \int_{-\lambda/4}^{\lambda/4} E_0 \cos\left(\frac{\omega}{c} z\right) dz \\ &= \frac{E_0 \lambda}{\pi} \end{aligned} \tag{5.16}$$

Consideramos aqui que a tensão induzida em um dipolo de comprimento curto é diretamente proporcional à corrente que flui através dele. Portanto, para um dipolo de meia onda cuja resistência de radiação na ressonância, de 73Ω , está casada com a impedância nos seus terminais, a máxima potência absorvida na terminação é determinada usando as equações (5.6) e (5.16).

Igualando o resultado anteriormente fornecido com a potência na direção z dada pela equação (5.11) de uma onda plana, temos

$$\frac{E_0^2 A_e}{120\pi} = \frac{E_0^2 \lambda^2}{4\pi^2 73}$$

obtendo

$$A_e = \frac{30}{73} \frac{\lambda^2}{\pi} \approx 0,13\lambda^2$$

Exercício 5.1

Mostre que a abertura efetiva de um dipolo de meia onda com uma terminação correta é aproximadamente a mesma que uma seção retangular de uma superfície de absorção de tamanho $\lambda/4 \times \lambda/2$ perfeitamente casado.

Solução

A partir do enunciado acima, podemos ver que para um dipolo de meia onda com uma terminação correta $A_e = 0,13\lambda^2$ ou $0,25\lambda \times 0,5\lambda$.

Sabemos da Seção 2.4 que o ganho, G , de um dipolo hertziano com respeito a uma fonte isotrópica é 1,5. Entretanto podemos deduzir da equação (5.14) que

$$G = \frac{\text{dipolo hertziano}}{\text{fonte isotrópica}} = \frac{3}{2} = \frac{3\lambda^2}{8\pi} \left| A_{ei} \right| \quad (5.17)$$

onde A_{ei} é a abertura efetiva de uma fonte isotrópica; ou seja

$$A_{ei} = \frac{\lambda^2}{4\pi}$$

Usando esse conceito, podemos expressar o ganho de qualquer antena (G) com a abertura efetiva (A_e) conhecida em relação a uma fonte isotrópica da seguinte forma

$$G = \frac{4\pi}{\lambda^2} A_e \quad (5.18)$$

A partir da equação (5.5), podemos escrever que a potência em qualquer antena receptora (P_r) é dada por

$$P_r = P_{\text{incidente}} A_{er} \quad (5.19)$$

onde A_{er} é a abertura efetiva da antena receptora e $P_{\text{incidente}}$ é a potência incidente na frente de onda que, se for considerada uma onda plana, pode ser expressa usando a equação (5.10):

$$P_{\text{incidente}} = \frac{E_0^2}{120\pi}$$

Se A_{er} for a abertura efetiva da antena receptora e E é a intensidade do campo elétrico, então

$$P_r = \frac{E_0^2}{120\pi} A_{er} = \frac{E_0^2 A_{er}}{30(4\pi)} \quad (5.20)$$

mas a partir da equação (5.18) podemos escrever

$$P_r = \frac{E_0^2}{120\pi} \frac{G_R \lambda^2}{4\pi} = \frac{1}{30} \left(\frac{E_0 \lambda}{4\pi} \right)^2 G_R \quad (5.21)$$

Entretanto, sabemos também que, a partir da Seção 2.3, a intensidade do campo elétrico a uma certa distância r (distante o suficiente da fonte de forma que a frente de onda incidente na antena receptora seja considerada uma onda plana) a partir de uma fonte isotrópica transmitindo uma potência média P_T é dada por

$$E_0 = \frac{(30P_T)^{1/2}}{r} \quad (5.22)$$

de forma que se a antena transmissora tem um ganho G_T , então

$$E_0 = \frac{(30P_T G_T)^{1/2}}{r} \quad (5.23)$$

Combinando esses resultados, temos

$$P_R = P_T G_T G_R \left(\frac{\lambda}{4\pi r} \right)^2 \quad (5.24)$$

Essa expressão é geralmente escrita em termos de decibéis da seguinte forma

$$P_R = P_T + G_T + G_R - 20 \log_{10} \left(\frac{4\pi r}{\lambda} \right) \text{dB} \quad (5.25)$$

O último termo desta equação representa a perda de transmissão no espaço livre, ou atenuação do meio, do sinal após percorrer uma distância r . A equação (5.25) é denominada de equação de atenuação em espaço livre.

Freqüentemente, quando trabalhamos com essa equação de atenuação em espaço livre, é útil definir o termo “potência radiada isotrópica efetiva” (PRIE):

$$\text{PRIE} = P_T G_T \quad (5.26)$$

onde P_T é a potência real disponível para transmissão nos terminais de entrada da antena transmissora e inclui qualquer perda de conexão ou alimentação entre o transmissor e o ponto de alimentação da antena transmissora.

A equação (5.24) também pode ser expressa em termos da abertura efetiva da antena transmissora e receptora da seguinte forma

$$P_R = P_T A_{e_T} A_{e_R} \frac{1}{(\lambda r)^2} \quad (5.27)$$

a qual quando expressa como uma razão se apresenta assim

$$\frac{P_R}{P_T} = \frac{A_{e_T} A_{e_R}}{(\lambda r)^2} \quad (5.28)$$

forma na qual é conhecida como fórmula de transmissão de Friis. As equações (5.25) e (5.28) são importantes quando se faz cálculos de enlaces de rádio ou satélite.

Exercício 5.2

Um sinal de 875 MHz é transmitido a uma distância de 1 Km usando antenas dipolo de meio comprimento de onda. O transmissor tem 1 W de potência disponível nos terminais de entrada da antena transmissora, a qual apresenta um casamento de impedância perfeito. Determine a intensidade do sinal nos terminais da antena receptora.

Solução

Usando a equação (5.25) obtemos

$$P_R \text{ (dBm)} = 30 \text{ (dBm)} + 2,15 \text{ (dBi)} + 2,15 \text{ (dBi)} - 91,3 \text{ dB}$$

onde $\lambda = 3 \times 10^8 / 875 \times 10^6 = 0,343$ m.

$$P_T = 10 \log_{10} \left(\frac{1000 \text{ mW}}{1 \text{ mW}} \right) = 30 \text{ dBm}$$

2,15 dBi = ganho de um dipolo de meio comprimento de onda (Seção 3.5)

$$\therefore \text{PRIE} = 32,15 \text{ dB}$$

$$\text{atenuação do meio} = 20 \log_{10} \left(\frac{4\pi 1000}{0,343} \right) = 91,3 \text{ dB}$$

$$\therefore P_R(\text{dBm}) = 57 \text{ dBm}$$

Com base nos conceitos de reciprocidade discutidos no Apêndice 8.2, ilustraremos agora o fato de que o diagrama de radiação polar de uma determinada antena é o mesmo tanto para a antena transmissora quanto para a antena receptora. Isto significa que para a caracterização de uma antena o arranjo físico mais simples, ou seja, a antena sob teste pode ser usada tanto como antena transmissora quanto como antena receptora (como é mais freqüente), para facilitar as medidas de suas características (veja a Seção 5.8) e que o projeto de uma única antena apresenta funcionalidades idênticas de transmissão e recepção (veja a Seção 5.1).

Considere um modelo de antena transmissora com um casamento de impedância perfeito conforme mostrado na Figura 5.1a. Considere que a antena receptora não gera qualquer espalhamento de radiação de volta para o transmissor, ou seja, $Z_{12} = 0$ e considere que Z_{21} representa o acoplamento entre transmissor e receptor. A Figura 5.1b representa um modelo simples para a antena receptora [27]. Neste caso Z_{11} = impedância de entrada do transmissor, Z_{22} = impedância de entrada do receptor, e as definições gerais para Z_{ij} foram dadas na Seção 4.6.

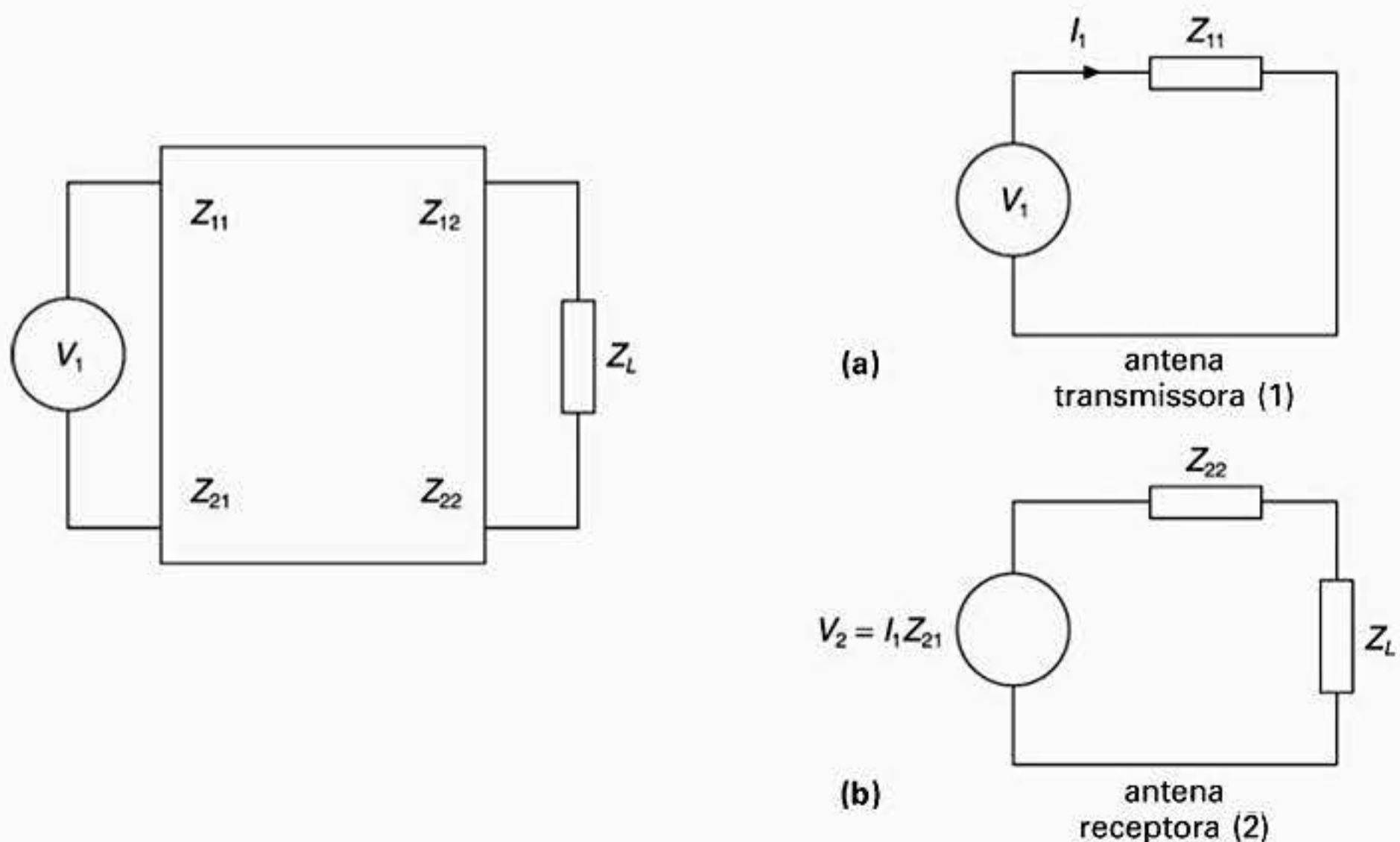


Figura 5.1 Modelo equivalente aproximado de uma antena transmissora/receptora.

Para a máxima transferência de potência do transmissor para o receptor $Z_L = Z_{22}^*$, onde * representa o complexo conjugado. Nestas condições, a potência fornecida para a carga é

$$P_{\text{carga}} = \frac{1}{2} \cdot \frac{|I_1 Z_{21}|^2}{4} \cdot \frac{1}{\text{Re}(Z_{22})} \quad (5.29)$$

e a potência fornecida pela antena transmissora é

$$P_{\text{transmissor}} = \frac{1}{2} |I_1|^2 \text{Re}(Z_{11}) \quad (5.30)$$

Portanto, a razão

$$\frac{P_{\text{carga}}}{P_{\text{transmissor}}} = \frac{|Z_{21}|^2}{4\text{Re}(Z_{22}) \text{Re}(Z_{11})} \quad (5.31)$$

Se a antena receptora for movida para uma posição diferente, então P_{carga} varia devido a sua resposta diretiva. Portanto, a partir da equação (5.31) podemos escrever, para um nível de potência de transmissão constante, o seguinte

$$\frac{P_{\text{carga}_a}}{P_{\text{carga}_b}} = \frac{|Z_{21}|_a^2}{|Z_{21}|_b^2} \quad (5.32)$$

onde os subscritos a e b definem duas antenas receptoras em posições diferentes no espaço. Da mesma forma, se as funções das antenas transmissora e receptora forem trocadas (no caso em que consideramos $Z_{21} = 0$ e $Z_{12} \neq 0$), então podemos escrever:

$$\frac{P_{\text{carga}_a}^1}{P_{\text{carga}_b}^1} = \frac{|Z_{12}|_a^2}{|Z_{12}|_b^2} \quad (5.33)$$

Porém, a partir do Apêndice 8.2, sabemos que para se manter a reciprocidade $Z_{12} = Z_{21}$ para impedâncias de terminações iguais, por exemplo, em uma via de transmissão bilateral homogeneia tal como o espaço livre. Portanto, a equação (5.32) tem que ser igual à equação (5.33), e os mesmos diagramas de radiação polar são obtidos nos modos de transmissão e recepção, validando portanto a afirmação feita antes a respeito da permutabilidade dos papéis desempenhados pela antena sob teste nas medidas estabelecidas ou em termos de funcionalidade transmissor/receptor.

Nota: A origem da relação de reciprocidade dada acima é baseada nas páginas 716–19 de S. Ramo, J. R. Winnery e T. van Duzer, *Fields and Waves in Communication Electronics*, copyright © 1965 by John Wiley & Sons Inc., reproduzido aqui com a permissão de John Wiley & Sons, Inc.

5.3 TEMPERATURA EFETIVA DE UMA ANTENA E EFEITOS DE RUÍDO

Uma antena capta ruído a partir de qualquer fonte de radiação presente na largura de banda em que ela opera. Se direcionada para o céu, o lóbulo principal da antena pode captar um nível de ruído, porém os lóbulos laterais da antena podem estar direcionados para a terra e assim captar um nível diferente de ruído. Esse procedimento pode resultar em uma antena que contribui com uma quantidade substancial de ruído indesejado para o sistema no qual

ela está conectada. Um método usado para combater esse efeito é cobrir o solo em torno da antena com um anteparo de metal ou uma malha para reduzir o ruído captado do solo.

Em temperaturas acima do zero absoluto, os elétrons livres disponíveis em condutores metálicos se movem aleatoriamente devido à agitação térmica. Visto que cada elétron tem uma carga associada a ele, conforme os elétrons se movem, a taxa de variação de carga deles resulta na geração de uma corrente variável aleatória. Ao longo da condutividade do condutor, essa corrente origina uma tensão variável aleatória nas extremidades do condutor. A fonte de tensão de ruído resultante apresenta uma largura de banda bastante ampla podendo em última instância conter uma densidade de potência igual exatamente no espectro de frequência da largura de banda básica. Se esse for o caso, então o ruído é denominado ruído branco. A tensão de ruído (E) que aparece nas extremidades do circuito aberto como em um condutor pode ser escrita como a seguir

$$E^2 = 4kTBR \quad (5.34)$$

onde B = largura de banda do ruído (Hz), R = resistência do condutor (Ω), k = constante de Boltzmann ($1,38 \times 10^{-23}$ J/K) e T = temperatura absoluta (K). A temperatura de referência padrão geralmente usada é 290 K.

Quando o condutor é conectado à carga, um pouco dessa tensão de ruído passa para a carga. A potência máxima que pode ser transferida da fonte de ruído para a carga ocorre quando as suas respectivas impedâncias formam um casamento conjugado. Para uma impedância de fonte de ruído real, isso ocorre para uma resistência de carga R , conforme definido pelo teorema da máxima transferência de potência. Sob essas condições, metade da tensão de ruído E aparecerá na resistência de carga R :

$$\left(\frac{E}{2R}\right)^2 R = E^2/4R \quad (5.35)$$

Portanto, a potência disponível de ruído P_n torna-se

$$P_n = \frac{4kTBR}{4R} = kTB \quad (5.36)$$

Observe como esse valor é independente da resistência que o produziu.

Exercício 5.3

Calcule a potência de ruído disponível para uma largura de banda de 1 Hz em dBm/Hz a 290 K.

Solução

A partir da equação (5.36):

$$P_n = kT = 4 \times 10^{-21} \text{ W ou } 4 \times 10^{-18} \text{ mW ou } -174 \text{ dBm/Hz.}$$

Os amplificadores são frequentemente usados como os primeiros componentes conectados a uma antena. Se um amplificador for colocado em série com um gerador de ruído equivalente, ele amplificará o ruído disponível em suas entradas e também produzirá um

ruído próprio adicional. Se um elemento de perda for conectado à antena, ele atenuará o sinal, porém ainda acrescentará ruído. O ruído acrescentado, devido à presença do amplificador, pode ser definido em termos de “temperatura efetiva de ruído”. Para um amplificador com ganho G (o ganho é definido aqui como $V_{saída}/V_{ent.}$ onde, visto que o amplificador é um dispositivo ativo, $V_{saída}$ é normalmente maior que $V_{ent.}$), conectado a um resistor de casamento de impedância na sua entrada, o seu ruído de saída (n_o) será

$$n_o = (KT B_n + n_a) G$$

onde B_n é a largura de banda equivalente do ruído do amplificador (veja o Apêndice 8.3) e n_a é o ruído acrescentado pelo amplificador ou elemento de perda. Esse ruído quando relacionado com a entrada da fonte de ruído pode ser escrito como a seguir

$$n_a = kT_e B_n \tag{5.37}$$

Aqui T_e é denominado temperatura de ruído efetiva sendo um valor hipotético, visto que a contribuição do ruído produzido pelo próprio amplificador pode não ser exclusivamente devido ao ruído térmico.

A seguir considere o caso importante da temperatura de ruído de um atenuador com perda L , o qual pode ser conectado em série com uma antena, por exemplo, uma perda em uma linha de alimentação coaxial [28]. Para determinar a temperatura de ruído efetiva (T_e) do atenuador mantido na temperatura T quando estiver alimentado a partir de um resistor casado, por exemplo, os terminais de uma antena ressonante, temos que calcular a contribuição do ruído de entrada do atenuador e o ruído produzido pelo próprio atenuador.

Se chamarmos de T_1 a temperatura de ruído do resistor de entrada, o ruído de entrada atenuado será $kT_1 B_n L$ e o ruído total disponível na saída do atenuador pode ser determinado se considerarmos primeiro as características de ruído de uma conexão em série de N resistores (R_i) a partir da dedução apresentada na referência [29]. A resistência total R é dada por

$$R = \sum_{i=1}^N R_i \tag{5.38}$$

Para esse arranjo, com diferentes temperaturas de resistência (T_i) disponível para cada resistor, a tensão de ruído composta é

$$E_n^2 = 4k B_n \sum_{i=1}^N R_i T_i \tag{5.39}$$

Portanto, a potência de ruído disponível é, pela definição na equação (5.36), dada por

$$P_n = \frac{(E_n/2)^2}{\sum_{i=1}^N R_i} = \frac{4k B_n \sum_{i=1}^N R_i T_i}{4 \sum_{i=1}^N R_i} = kT_e B_n \tag{5.40}$$

a partir da qual a temperatura de ruído efetiva T para uma conexão em série de resistores é determinada por

$$T_e = \frac{\sum_{i=1}^N R_i T_i}{\sum_{i=1}^N R_i} \quad (5.41)$$

Se escrevermos a contribuição de cada resistor na temperatura de ruído efetiva como a seguir

$$T_e = \sum_{i=1}^N \alpha_i T_i \quad (5.42)$$

então, poderemos ver a partir da equação (5.41) que

$$\alpha_i = \frac{R_i}{\sum_{i=1}^N R_i} \quad (5.43)$$

Esse resultado é muito útil, visto que podemos tratar os efeitos do ruído de perdas de potência em um sistema passivo ainda que sejam devido a presença de atenuadores. Portanto, podemos modelar a temperatura de ruído geral de um sistema de antenas como a soma de todos os mecanismos de ruído passivo pertinentes, ou seja, temperaturas de componentes de atenuação, de corpo, do espaço e da terra.

Retornando mais uma vez ao problema do atenuador, podemos ver a partir da equação (5.43) que, para dois resistores (R_1 e R_2)

$$\alpha_1 = \frac{R_1}{R_1 + R_2}$$

e

$$\alpha_2 = \frac{R_2}{R_1 + R_2}$$

assim,

$$\alpha_1 + \alpha_2 = 1 \quad (5.44)$$

portanto, a partir da equação (5.42), para obter a temperatura de ruído efetiva do atenuador e do resistor de casamento de impedância (T_e) designamos a temperatura de ruído efetiva do resistor como T_1 e a temperatura de ruído efetiva do atenuador como T_2 . Dessa forma,

$$T_e = \alpha_1 T_1 + \alpha_2 T_2 \quad (5.45)$$

Agora se $\alpha_1 = L$, então usando essa equação e a equação (5.44) podemos dizer que

$$T_e = T_1(L) + T_2(1 - L) \quad (5.46)$$

Essa equação permite fazer um prognóstico da temperatura de ruído efetiva de uma antena que está sendo alimentada, ou alimentando, um atenuador casado. Essa expressão é muito útil se queremos determinar como a presença de um filtro que apresenta perda, como um duplexador, conectado a uma antena influencia a temperatura de ruído efetiva global do conjunto.

Exercício 5.4

Se temos uma perda de 3 dB ($\times 0,5$) introduzida por um filtro duplex operando a uma temperatura de 290 K e a antena a qual está casado 'vê' uma temperatura do espaço de 4 K, determine a temperatura de ruído efetiva desta configuração.

Solução

A partir da equação (5.46):

$$\begin{aligned} T_e &= 4 \times 0,5 + 290 \times 0,5 \\ &= 147 \text{ K} \end{aligned}$$

Assim, a principal contribuição de ruído vem da seção do filtro.

Agora definiremos a figura de ruído de um atenuador casado. A figura de ruído (N_f) é definida como $10 \log_{10}$ (da relação sinal-ruído (S/N) (*signal-to-noise*) nos terminais do gerador de sinal a 290 K)/(S/N disponível na saída do circuito). Alternativamente esse parâmetro pode ser definido como $10 \log_{10} F$, onde F é o fator de ruído. Portanto,

$$F = \frac{\left(\frac{S_i}{290kB} \right)}{\left(\frac{S_o}{N_o} \right)} \quad (5.47)$$

onde S_i é o sinal nos terminais de entrada do circuito, S_o é o sinal nos terminais de saída do circuito e N_o é a potência do ruído de saída.

Observando que $S_o = GS_i$, onde G é o ganho, ou para $G < 1$ a perda, do circuito sob investigação, então

$$F = \frac{N_o}{290kB_n G} \quad (5.48)$$

ou

$$N_o = 290kB_n GF \quad (5.49)$$

para $G < 1$, ou seja, um atenuador, escrevemos $G = L$. Portanto,

$$N_o = 290k B_n L F \tag{5.50}$$

Porém, a partir das equações (5.46) e (5.36), podemos escrever

$$N_o = k B_n T_e \tag{5.51}$$

$$\begin{aligned} &= k B_n (290L + T(1 - L)) \\ &= k B_n L \left(290 + T \left(\frac{1}{L} - 1 \right) \right) \end{aligned} \tag{5.52}$$

Comparando as equações (5.50) e (5.52), obtemos

$$F = 1 + \frac{T}{290} \left(\frac{1}{L} - 1 \right) \tag{5.53}$$

Se $T = 290$ K, então

$$F = \frac{1}{L} \tag{5.54}$$

e

$$N_f = 10 \log_{10} \frac{1}{L} \tag{5.55}$$

Portanto, se um atenuador casado, por exemplo, um cabo de descida de uma antena com casamento de impedância, é colocado à frente de um amplificador, a figura/fator de ruído do amplificador será aumentada por uma quantidade exatamente igual à perda no atenuador. Esse resultado é crucial para a determinação da sensibilidade de um sistema receptor.

Agora considere a figura de ruído de um sistema em cascata que consiste de um certo número de componentes colocados em série, tal como podemos encontrar quando uma antena é conectada a um amplificador por um cabo que apresenta uma perda. Um exemplo de um sistema em cascata de dois estágios é mostrado na Figura 5.2a, onde G = ganho do estágio, F = fator de ruído, T_e = temperatura de ruído efetiva, N_f = figura de ruído e T_0 = temperatura de ruído de referência.

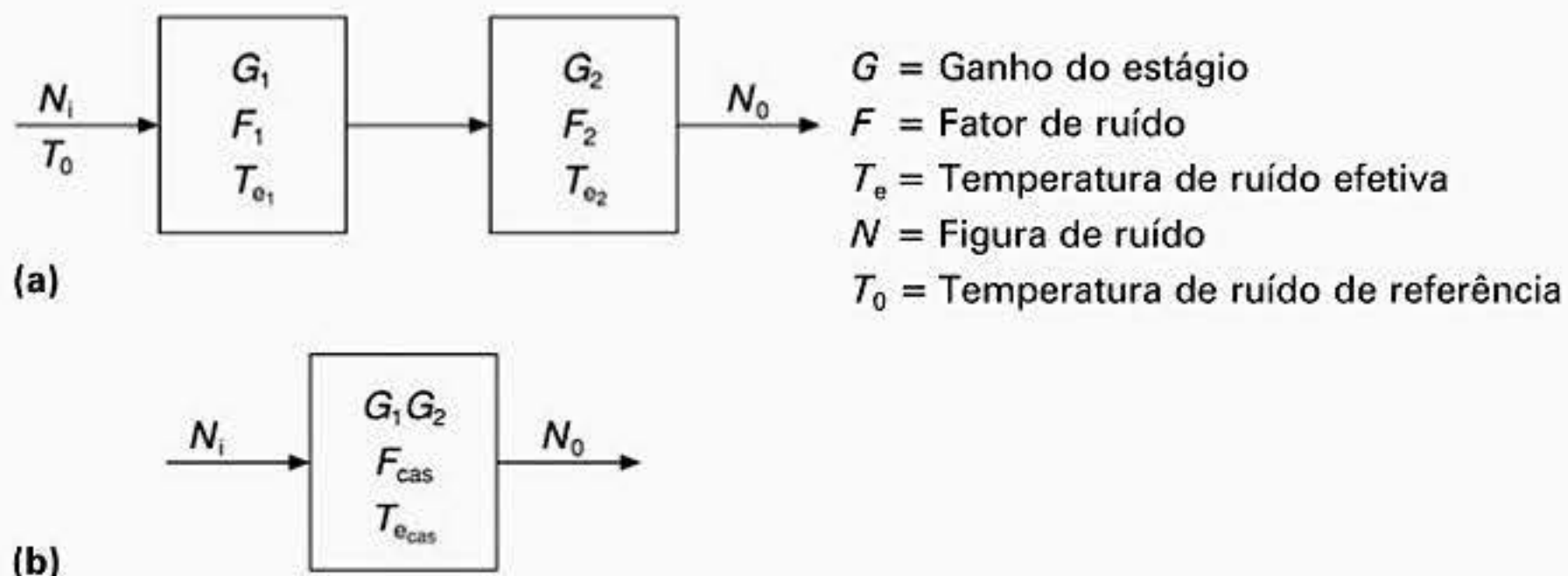


Figura 5.2 (a) Receptor de dois estágios em cascata; (b) circuito equivalente.

A potência do ruído de saída (N_1) do primeiro estágio do sistema é dada por

$$\begin{aligned} N_1 &= N_i + kT_{e_1}B_nG_1 \\ &= kT_0B_nG_1 + kT_{e_1}B_nG_1 \end{aligned} \quad (5.56)$$

A potência do ruído na saída do segundo estágio é dada por

$$\begin{aligned} N_0 &= N_1G_2 + kB_nT_{e_2}G_2 \\ &= kT_0B_nG_1G_2 + kT_{e_1}B_nG_1G_2 + kB_nT_{e_2}G_2 \\ &= G_1G_2kB_n\left(T_0 + T_{e_1}\frac{T_{e_2}}{G_1}\right) \end{aligned} \quad (5.57)$$

O sistema também pode ser tratado como um único circuito de duas portas equivalente (Figura 5.2b):

$$\begin{aligned} N_0 &= kT_0B_nG_1G_2 + kB_nT_{e_{cas}}G_1G_2 \\ &= G_1G_2kB_n(T_0 + T_{e_{cas}}) \end{aligned} \quad (5.58)$$

As equações (5.57) e (5.58) possibilitam o cálculo da temperatura de ruído do sistema em cascata. Portanto,

$$T_{e_{cas}} = T_{e_1} + \frac{T_{e_2}}{G_1} \quad (5.59)$$

Pela definição, $T_e = T_0(F - 1)$. Portanto, o fator de ruído do sistema em cascata é dado por

$$F_{cas} = F_1 + \frac{F_2 - 1}{G_1} \quad (5.60)$$

Generalizando esse resultado para um sistema em cascata de n estágios, o fator de ruído global ($F_{cas.}$) é dado por

$$F_{cas} = F_1 + \frac{F_2 - 1}{G_1} + \dots + \frac{F_n - 1}{G_1G_2 \dots G_{n-1}} \quad (5.61)$$

onde F_n = fator de ruído de cada estágio e G_n = ganho de cada estágio.

Exercício 5.5

Calcule o fator de ruído global de um sistema amplificador em cascata de três estágios. O sinal entra pelo amplificador 1 que tem ganho de 6 dB e fator de ruído 1,5, passa pelo amplificador 2, cujo ganho é 10 dB e o fator de ruído é 3,0 e, finalmente, sai pelo amplificador 3 que tem ganho de 20 dB e fator de ruído 4,0. Todos os amplificadores apresentam casamento de impedância.

Solução

Usando a equação (5.61), podemos escrever

$$\begin{aligned} F &= F_1 + \frac{F_2 - 1}{G_1} + \frac{F_3 - 1}{G_1 G_2} \\ &= 1.5 + \frac{3 - 1}{4} + \frac{4 - 1}{4 \times 10} \\ &= 2,08 \end{aligned}$$

Finalmente, usando o resultado obtido na equação (5.61), a saída de ruído do sistema global ($N_{\text{sist.}}$) pode ser escrita como a seguir

$$N_{\text{sist.}} = G k B_n F_{\text{cas}} T_0 \quad (5.62)$$

onde $G =$ ganho do sistema global $= G_1 G_2 \dots G_N$ e $B_n =$ largura de banda do ruído equivalente do sistema (veja o Apêndice 8.3).

A partir do resultado dado na equação (5.61), podemos ver que a figura de ruído do primeiro estágio representa a maior quantia da figura de ruído global. Os estágios sucessivos acrescentam um ruído que é reduzido pelo produto dos ganhos dos estágios precedentes. Se o estágio possui ganho, então a figura de ruído diminui, ao passo que estágios com perda (atenuação) aumentam a figura de ruído do sistema.

Um outro importante conceito relacionado ao ruído, aplicado principalmente na caracterização de ruído de antenas receptoras de satélite, é a relação entre o ganho e a temperatura de ruído equivalente (G/T) definida a seguir

$$\frac{G}{T} = \frac{\text{ganho da antena receptora } (G)}{\text{temperatura de ruído equivalente } (T_e) \text{ do receptor}} \quad (5.63)$$

Esse dado é usado freqüentemente na qualificação de estações receptoras localizadas em satélites ou na Terra [30]. A partir da equação (5.61) vimos que para minimizar a figura de ruído de um amplificador de alto ganho e baixo ruído devemos, se possível, colocá-lo junto ao ponto de alimentação da antena receptora, cujo ganho é agora denominado de G_R .

Neste caso, a razão G/T torna-se

$$\frac{G}{T} = \frac{G_R + G}{T_e} \quad (5.64)$$

ou expressando em dB (fazendo uso de logaritmos) temos

$$\frac{G}{T} (\text{dBK}^{-1}) = G_R + G - T_e \quad (5.65)$$

A equação (5.65) é freqüentemente usada no cálculo de enlaces de satélite, visto que a relação sinal-ruído pode ser calculada no receptor usando as equações (5.25) e (5.26) como a seguir

$$\frac{S}{N} (\text{dB}) = P_R - P_{\text{ruído}} = \text{PRIE} - \text{atenuação do meio} - 10 \log_{10} k B_n + G + G_R - 10 \log_{10} T_e \quad (5.66)$$

portanto,

$$\frac{S}{N} \text{ (dB)} = \frac{G}{T} + \text{PRIE} - \text{atenuação do meio} - 10 \log_{10} k B_n \quad (5.67)$$

5.4 POLARIZAÇÃO DE ONDAS ELETROMAGNÉTICAS PLANAS

A polarização de uma onda eletromagnética é definida pela direção na qual o seu vetor campo elétrico está orientado ao longo de pelo menos um ciclo de oscilação [31].

No caso geral, a extremidade do vetor campo elétrico descreve uma elipse (Figura 5.3 quando observado pela extremidade conforme a onda eletromagnética se propaga). Na Figura 5.3a, o sistema de coordenadas é referenciado a (x,y), enquanto que na Figura 5.3b é referenciado ao eixo principal da elipse (x',y').

A forma da elipse é definida pela relação entre os seus eixos (|AR|):

$$|AR| = \frac{\text{eixo maior da elipse}}{\text{eixo menor da elipse}} = \frac{|E_{\text{máx.}}|}{|E_{\text{mín.}}|} \quad (5.68)$$

Nesta equação $|E_{\text{máx.}}| = |E_{\text{co}}| + |E_{\text{cruzada}}|$ e $|E_{\text{mín.}}| = |E_{\text{co}}| - |E_{\text{cruzada}}|$, onde E_{co} é o nível de polarização da antena e E_{cruzada} é o nível de polarização cruzada da antena.

Reescrevendo usando as equações (5.69) e (5.70) obtemos $E_{\text{co}} = (E_x + jE_y)$ e $E_{\text{cruzada}} = (E_x - jE_y)$ tal que o campo elétrico E total (\mathbf{E}) é $\mathbf{E} = (E_{\text{co}} \hat{c}o + E_{\text{cruzada}} \hat{c}ruzad\hat{a})$; aqui $\hat{c}o$ e $\hat{c}ruzad\hat{a}$ são vetores unitários ortogonais. A relação entre os eixos normalmente é expressa em dB como $20 \log_{10}|AR|$. A orientação da elipse de polarização é definida pelo ângulo de inclinação, ou seja, o ângulo γ entre o eixo principal e o eixo horizontal (Figura 5.3b). Existem dois casos especiais para a elipse de polarização: o primeiro é quando o eixo menor é reduzido a zero, ou seja, a razão entre os eixos vai para o infinito e teremos uma polarização linear. O segundo caso é quando os dois eixos são idênticos, ou seja, 0 dB de elipsidade; esse

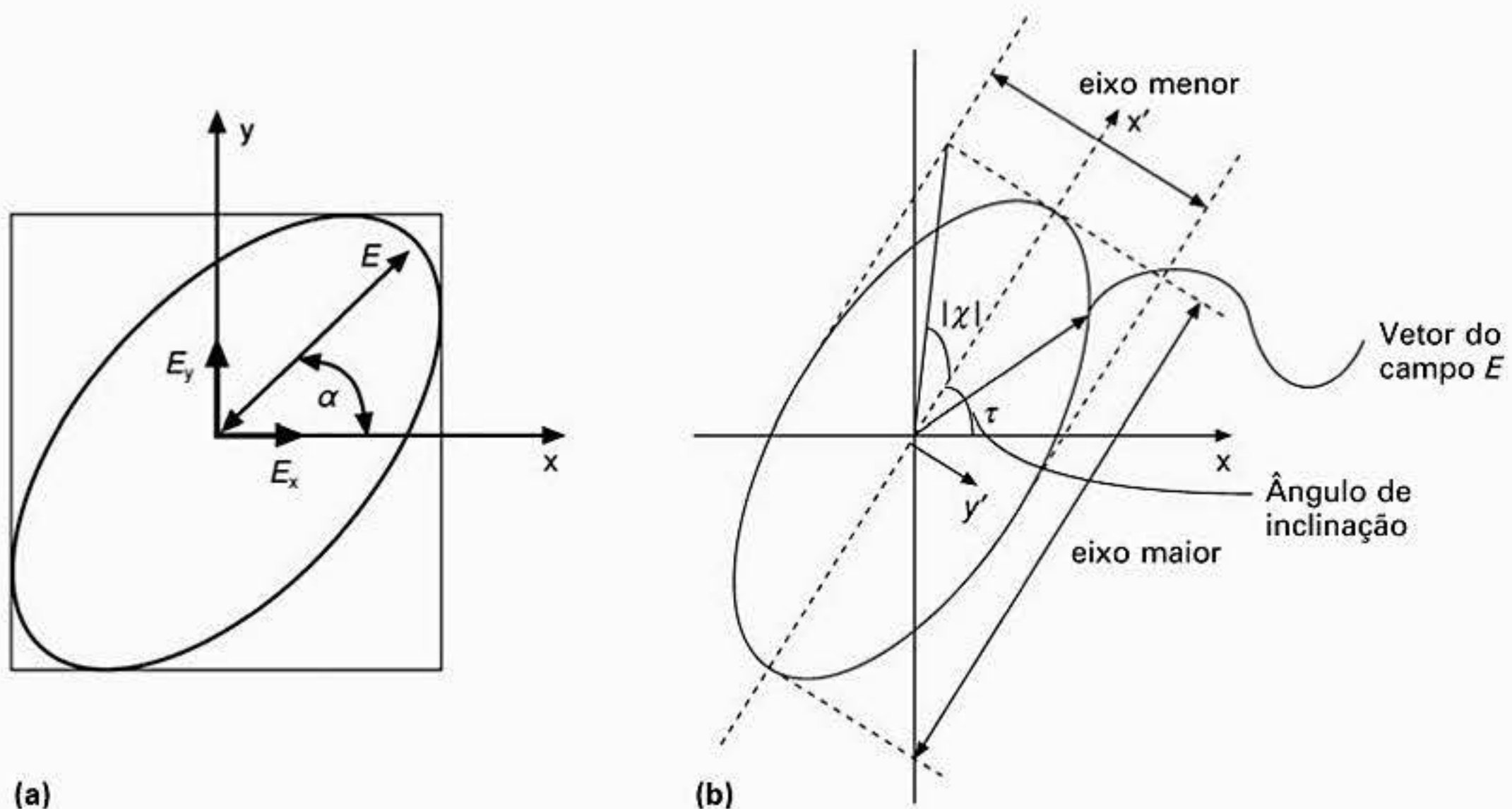


Figura 5.3 Elipse de polarização.

é o caso da polarização circular. A partir dessas observações, as definições de polarização linear e circular podem ser estabelecidas.

Uma onda polarizada de forma linear é uma onda eletromagnética transversal cujo vetor campo elétrico está posicionado ao longo de uma linha reta durante todo o tempo, enquanto que uma onda com polarização circular é uma onda eletromagnética transversal cujo vetor campo elétrico descreve um círculo ao longo do tempo. Uma onda polarizada de forma linear pode ter a sua polarização denominada vertical ou horizontal se estiver alinhada de forma paralela com o eixo vertical ou horizontal, respectivamente.

Uma onda polarizada de forma circular tem uma importante propriedade que, com a rotação do vetor campo elétrico, a intensidade da onda recebida por um receptor com polarização circular polarizado com o mesmo sentido não será afetada pela rotação da onda. Uma onda polarizada de forma circular pode ser polarizada à direita ou à esquerda. Para definir o sentido de polarização, podemos dizer que, para um observador olhando na direção de propagação, se a rotação do vetor campo elétrico for no sentido horário, ao longo do tempo, então a polarização é à direita, e se a rotação for no sentido anti-horário, a polarização é à esquerda.

Uma onda polarizada de forma elíptica pode ser construída a partir de duas ondas ortogonais entre si polarizadas de forma linear e com um atraso de fase entre elas. Essa técnica é usada, por exemplo, para sintetizar uma onda polarizada de forma circular; aqui temos duas opções usando ondas polarizadas de forma linear, sendo ambas de mesma magnitude. No primeiro caso, as antenas podem ser alimentadas com sinais de mesma fase e mesma magnitude e posicionadas ortogonalmente estando separadas no espaço por uma distância equivalente a 90° (Figura 5.4a), ou os sinais podem ser de mesma magnitude e terem um deslocamento de fase de 90° com as antenas posicionadas ortogonalmente entre si, porém, no mesmo local no espaço (Figura 5.4b).

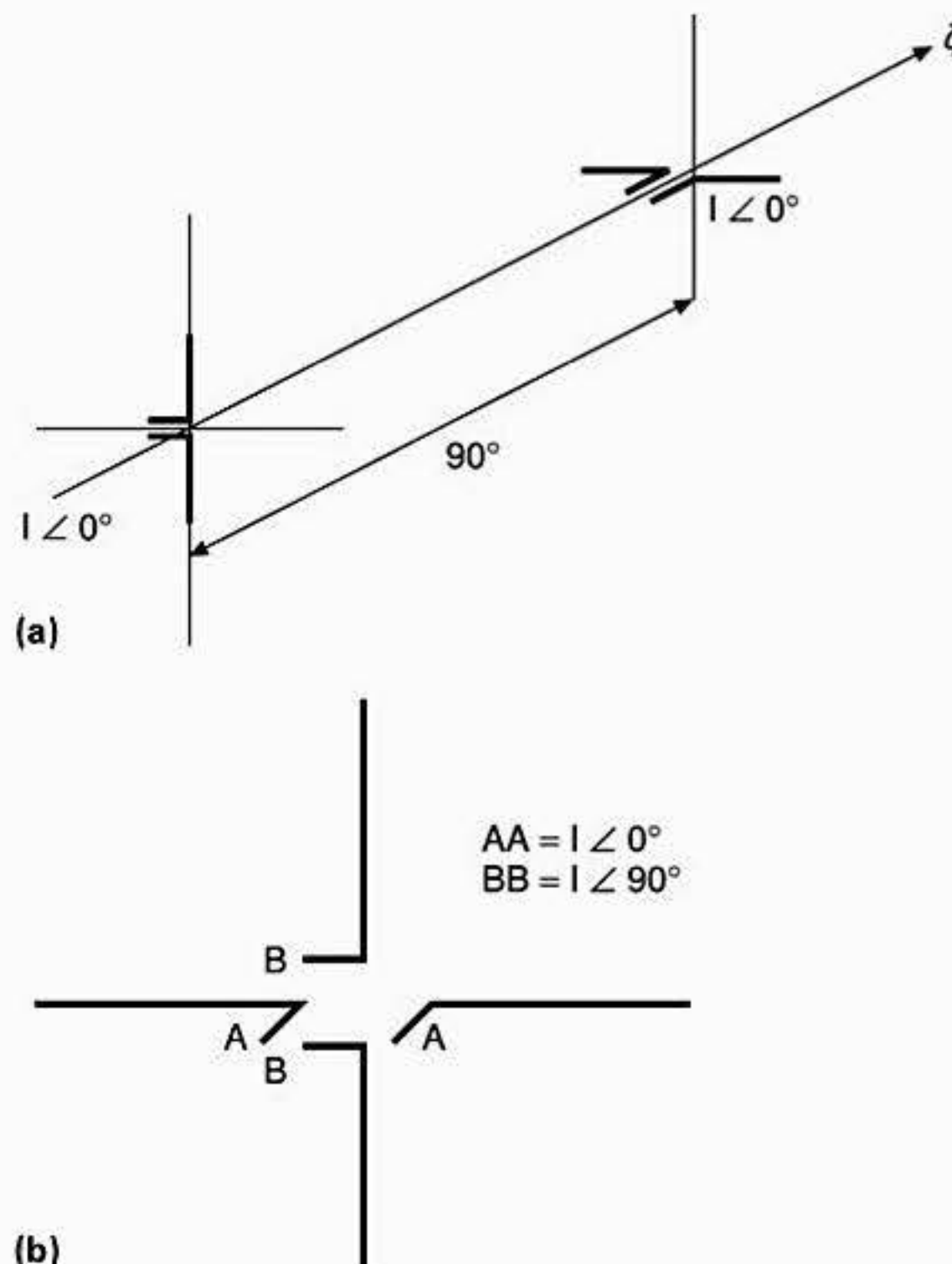


Figura 5.4 Métodos para geração de polarização circular.

A situação mostrada na Figura 5.4b pode ser implementada de diversas formas e representa uma solução fisicamente compacta, por exemplo, se a impedância de entrada do dipolo cujos terminais são AA na Figura 5.4b for projetada para $73 + j73 \Omega$ na sua frequência de operação (ou seja, o dipolo é construído de forma que seja um pouco maior que seu comprimento na ressonância; Seção 4.5). Agora se o elemento cujos terminais são BB for construído de forma a ter uma impedância de entrada de $73 - j73 \Omega$ (um pouco menor que o seu comprimento na ressonância), então a corrente nos terminais BB do dipolo estará 90° fora de fase em relação aquela nos terminais AA, visto que

$$\text{tg}_{AA}^{-1}(73/73) - \text{tg}_{BB}^{-1}(-73/73) = 90^\circ$$

Para maximizar a transferência de energia que ocorre entre transmissor e receptor, as duas antenas devem ter sentidos de polarização idênticos. Deve-se notar também que para qualquer tipo de polarização, uma outra polarização pode co-existir de forma que a onda que chega da antena transmissora não seja recebida pela antena receptora: por exemplo, polarização linear vertical e horizontal ou polarização circular à direita e à esquerda. Nesses casos, dizemos que as antenas têm polarização ortogonal. Esse efeito pode ser explorado em uma técnica que usa múltiplas orientações de polarização denominada diversidade de polarização, podendo ser usada para aumentar a quantidade de informação transmitida em um sistema *wireless* sem aumento na largura de banda. No caso em que é prevista a rotação de polarização de um sinal ao longo da transmissão, normalmente é usada a polarização elíptica ou circular. Em situações como essa, a alteração no estado de polarização da onda propagada é definida usando a esfera de Poincaré em conjunto com um esquema de classificação (útil quando ondas polarizadas de forma aleatória são previstas) conhecido como parâmetros de Stokes. O leitor interessado nesses aspectos e na polarização de ondas eletromagnéticas deve consultar a referência [31] para mais detalhes.

Sabe-se que a equação da onda é uma equação linear e, conseqüentemente, qualquer distribuição de uma onda eletromagnética mais complexa pode ser sintetizada ou analisada usando a superposição de ondas planas individuais de magnitudes, fases e direções de deslocamento relativamente apropriadas. Por exemplo, uma combinação linear de ondas planas com magnitudes e fases relativas arbitrárias, sendo que todas se propagam na mesma direção, resulta em uma onda sem polarização, enquanto que uma combinação linear de duas ondas planas de mesma magnitude, mesma direção de propagação e fase ψ relativa arbitrária origina uma onda polarizada de forma elíptica. Aqui o avanço ou atraso de fase determina a polarização à direita ou à esquerda da mesma maneira que acontece com uma onda polarizada de forma circular.

Considere como podemos decompor um sinal polarizado de forma elíptica em suas duas componentes de onda polarizadas de forma linear, sendo uma com seu vetor E situado na direção do eixo x e a outra com seu vetor E orientado na direção y , expressas como a seguir

$$E_x = E_1 \cos(\omega t - \beta z) \tag{5.69}^*$$

e

$$E_y = E_2 \cos(\omega t - \beta z + \psi) \tag{5.70}$$

* Nota: As equações (5.69) até (5.79) são baseadas nas explicações sobre polarização dadas em H. Jasik, *Antenna Engineering Handbook*, McGraw-Hill, 1961, páginas 34-29 e 34-30, e nas equações 5.80-5.82, páginas 34-14 e 34-15, reproduzidas com a permissão de The McGraw-Hill Companies, © 1961 The McGraw-Hill Companies.

Agora para qualquer plano transversal à direção de propagação, digamos para $z = 0$, as equações (5.69) e (5.70) se reduzem a

$$E_x = E_1 \cos(\omega t) \quad (5.71)$$

e

$$E_y = E_2 \cos(\omega t - \psi) \quad (5.72)$$

que são as equações paramétricas para uma elipse [31]. Se $E_x = E_y$ e $\psi = \pi/2$, então o lugar geométrico do vetor E resultante ($E = E_x^2 + E_y^2 = E_1^2$) descreve uma onda polarizada de forma circular.

O ângulo instantâneo $\alpha(t)$ entre o vetor E e o eixo x na Figura 5.3a pode ser determinada da seguinte forma

$$\alpha(t) = \text{tg}^{-1} \left(\frac{E_y}{E_x} \right) \quad (5.73)$$

$$= \text{tg}^{-1} \left(\frac{\mp E_1 \text{sen} \omega t}{E_1 \cos \omega t} \right) = \mp \omega t \quad (5.74)$$

Portanto, o vetor resultante gira a uma taxa uniforme de $2\pi f$. Se ψ é $-\pi/2$, a rotação é no sentido horário quando observada ao longo do tempo na direção de propagação, ou seja, polarização circular à direita, e quando $\psi = +\pi/2$ o sentido é anti-horário, ou seja, polarização circular à esquerda.

Uma onda polarizada de forma elíptica também pode se sintetizada usando duas ondas polarizadas de forma circular, tal que em notação complexa [32]:

$$E_{\text{sah}} = E_1' e^{j(\omega t - \beta z)} \quad (5.75)$$

$$E_{\text{sh}} = E_2' e^{-j(\omega t - \beta z + \psi)} \quad (5.76)$$

onde sah indica o sentido anti-horário e sh indica o sentido horário de propagação.

Portanto, ao decompor as equações (5.75) e (5.76) em partes real e imaginária,

$$E_x = E_1' \cos(\omega t - \beta z) + E_2' \cos \left(\omega t - \beta z + \frac{\pi}{2} \right) \quad (5.77)$$

e

$$E_y = E_1' \text{sen}(\omega t - \beta z) - E_2' \text{sen} \left(\omega t - \beta z + \frac{\pi}{2} \right) \quad (5.78)$$

Quando $E_1' = E_2'$ e $\psi = \pi/2$, temos a polarização circular. Quando $\psi = 0$ e $E_1' = E_2' = 0$, temos a polarização linear. Tendo como referência a Figura 5.3b, o ângulo de inclinação τ pode ser determinado como a seguir

$$\tau = \frac{1}{2} \operatorname{tg}^{-1} \left(\frac{2E_1 E_2 \cos \Psi}{E_1^2 - E_2^2} \right) \quad (5.79)$$

onde E_1 e E_2 se referem à magnitude dos dois vetores lineares E que formam a elipse (equações (5.69) e (5.70)).

5.5 AFASTAMENTO DO CAMPO DISTANTE DA ANTENA

Na Seção 1.4, vimos que os campos eletromagnéticos se comportam de forma diferente nas proximidades da antena (campo próximo ou região de Fresnel) em comparação com a região afastada da antena (campo distante). Por meio de considerações geométricas, uma aproximação para a distância da antena necessária para se considerar campo distante, ou região de Fraunhofer, pode ser determinada como mostrado a seguir.

Normalmente é considerado que a iluminação da antena receptora por uma onda plana (Figura 5.5) ocorre quando a diferença de fase da frente de onda transmitida, quando medida entre o centro e a borda de uma antena receptora ou de teste, não é maior que $\lambda/16$. Ao fazer isso, sugerimos que a frente de onda incidente na antena receptora é aproximadamente uma onda plana, ou seja, uma onda cuja frente de onda é uma superfície com a mesma fase. A partir da geometria do problema, conforme definida na Figura 5.5, pelo teorema de Pitágoras temos

$$(R + \delta)^2 = R^2 + \left(\frac{d}{2}\right)^2 \quad (5.80)$$

$$R^2 + \delta^2 + 2R\delta = R^2 + \left(\frac{d}{4}\right)^2$$

para $R \gg \delta \ll d$.

Então $\delta^2 \cong 0$, de forma que $2R\delta = d^2/4$, ou

$$R = \left(\frac{d^2}{8\delta}\right) \quad (5.81)$$

que para $\delta = \lambda/16$ torna-se

$$R \geq \frac{2d^2}{\lambda} \quad (5.82)$$

onde d é o comprimento (ou a maior dimensão) da antena receptora, ou seja, a antena sob teste no teste de instalação. Portanto, para uma medida mais precisa, a antena sob teste deve ser iluminada por uma onda plana, condição estipulada pela equação (5.82).

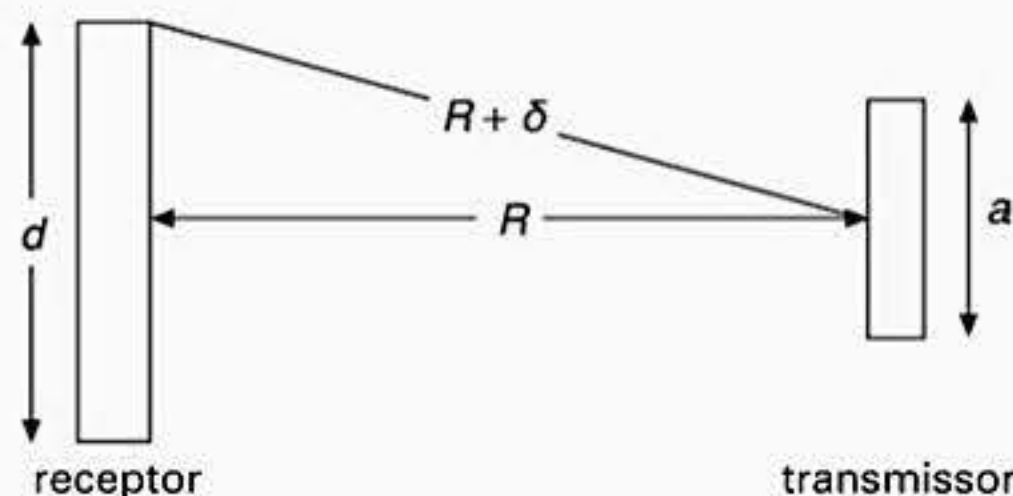


Figura 5.5 Cálculo da distância do campo distante.

Se for usada uma distância muito curta para R ao fazer as medidas na antena de teste, serão medidos padrões de radiação mais largos, lóbulos laterais maiores e pouquíssimos nulos entre os lóbulos laterais do que se for usado um valor bem maior para R . Deve-se notar que para antenas grandes que operam com frequências muito altas, o comprimento de onda pode ser muito curto e a faixa mínima definida pela equação (5.82) pode ser grande.

Além disso, ao decidir o valor de R a ser usado para uma medida é essencial que o nível de energia do campo próximo (campo de indução) seja mantido baixo para evitar acoplamento mútuo excessivo entre a antena sob teste e a antena receptora na Figura 5.5. Considere a equação (5.83) e a Seção 1.4 para um dipolo Hertziano:

$$H\phi = \frac{I_0 \Delta \ell}{4\pi} \sin\theta \left[\frac{\omega}{cR} \cos\omega \left(t - \frac{R}{c} \right) + \frac{1}{R^2} \sin\omega \left(t - \frac{R}{c} \right) \right] \quad (5.83)$$

A razão entre as componentes entre parênteses (as componentes maiores) é $\omega R/c = 1/kr$, sendo $k = 2\pi/\lambda$; assim, para $R = 10\lambda$ a razão corresponde a -36 dB, que é considerado baixo o suficiente para garantir que o acoplamento mútuo entre os elementos seja pequeno comparado com o campo radiado. A regra $R > 10\lambda$ é útil quando a antena sob teste é fisicamente curta e/ou o comprimento de onda de operação é longo, ou seja, antenas VHF/UHF; caso no qual a distância para o campo distante determinada pela equação (5.82) pode ser considerada subestimada.

Exercício 5.6

Temos uma antena de teste de 10 m de comprimento e precisamos caracterizar o diagrama de radiação de campo distante de uma antena dipolo de 30 cm de comprimento e que opera com 500 MHz. A antena de teste tem um comprimento adequado para que uma medição precisa possa ser feita?

Solução

Usando $R \geq \frac{2d^2}{\lambda}$ temos

$$\frac{2 \times 0,3 \times 0,3}{0,6} = 0,3 \text{ m}$$

e usando $R > 10\lambda = 6$ m. Portanto, visto que o comprimento é 10 m, podemos fazer as medições desejadas.

5.6 ESPAÇO SEM OBSTRUÇÕES*

Quando se projeta um enlace de RF ou se faz medidas de teste em uma antena, é importante assegurar que a linha de visada ao longo do percurso da transmissão esteja suficientemente livre de qualquer obstrução de forma que as equações de perda no espaço livre,

* Nota: A Seção 5.6 é baseada na Seção 8.3.2 de A. A. R. Townsend, *Analog Line-of-Sight Radio Links, A Test Manual*, Prentice Hall Internacional 1987. © 1987 Prentice Hall International (UK) Ltd.

deduzidas na Seção 5.2, se mantenham válidas, ou que interferências destrutivas não aconteçam devido a sinais de múltiplos percursos, resultado de reflexões múltiplas, que se combinam fora de fase.

Um sistema de transmissão emite energia que se desloca a partir da fonte como uma frente de onda que se expande com a distância (Seção 2.2). O princípio de Huygen diz que cada elemento da frente de onda atua como uma nova fonte de radiação de energia que, por sua vez, propaga uma frente de onda secundária, e assim por diante. A radiação secundária desses radiadores se soma para formar uma nova frente de onda, tal que o campo recebido seja o vetor soma de todas essas frentes de onda. Em qualquer ponto da frente de onda resultante, digamos o ponto P na Figura 5.6, apenas uma parte da energia produzida pela fonte secundária em P alcança o receptor colocado em B. Esse valor depende da distância entre A e B e também do ângulo θ , que pode estar na faixa de 0 a 180°. O co-seno do ângulo θ é denominado fator de obliquidade e a energia que se desloca pelo caminho APB chega um pouco depois que a energia que se desloca pelo caminho direto AB.

Se a diferença entre esses dois caminhos corresponder a uma diferença de fase de 180° (meio comprimento de onda), os dois sinais se cancelam. Se a diferença entre os sinais for de 360° (um comprimento de onda), o raio indireto via PB se soma construtivamente com o raio direto AB e eles se reforçam.

Tomando o ponto P como sendo o ponto do lugar geométrico de um círculo que se estende para fora da página de forma que $AB = d_1 + d_2$ e $APB = d_1 + d_2 + \lambda/2$, ou seja, a condição para que ocorra o cancelamento do sinal entre os caminhos APB e AB, em seguida é formado um elipsóide sólido com focos em A e B, de forma que

$$(d_1^2 + r_1^2)^{1/2} + (d_2^2 + r_1^2)^{1/2} = d_1 + d_2 + \frac{\lambda}{2} = d_1 \left(1 + \left(\frac{r_1}{d_1} \right)^2 \right)^{1/2} + d_2 \left(1 + \left(\frac{r_1}{d_2} \right)^2 \right)^{1/2} \quad (5.84)$$

Visto que $r_1 \ll d$, a expansão binomial $(1 + x)^n \approx (1 + nx)$ pode ser usada para aproximar a equação (5.84), como a seguir

$$d_1 \left(1 + \frac{1}{2} \left(\frac{r_1}{d_1} \right)^2 \right) + d_2 \left(1 + \frac{1}{2} \left(\frac{r_1}{d_2} \right)^2 \right) = d_1 + d_2 + \frac{\lambda}{2}$$

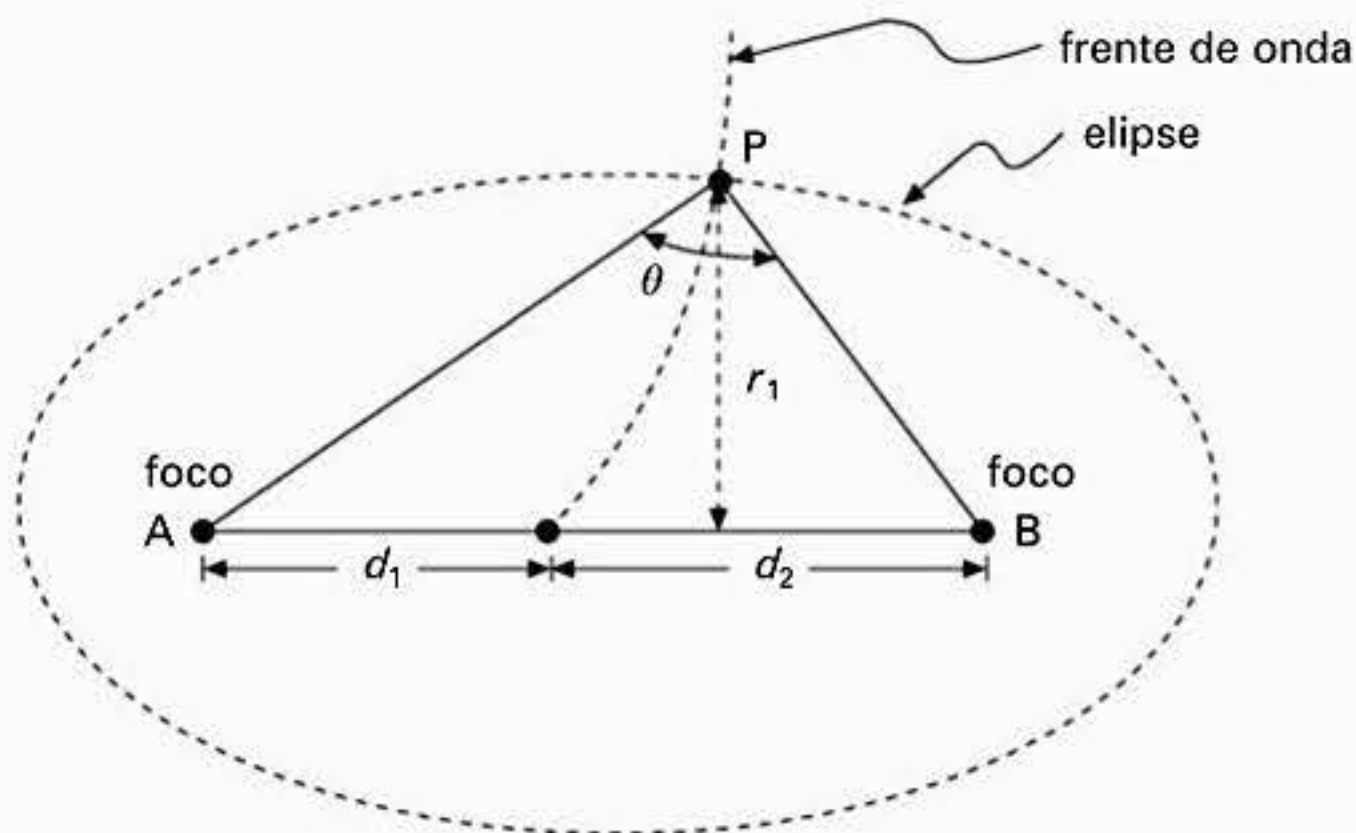


Figura 5.6 Cálculos da zona de Fresnel.

assim,

$$d_1 + \frac{d_1 r_1^2}{2d_1^2} + d_2 + \frac{d_2 r_1^2}{2d_2^2} = d_1 + d_2 + \frac{\lambda}{2}$$

Portanto,

$$\frac{r_1^2}{2d_1} + \frac{r_1^2}{2d_2} = \frac{\lambda}{2}$$

a partir da qual

$$\frac{2d_2 r_1^2 + 2d_1 r_1^2}{4d_1 d_2} = \lambda$$

obtemos

$$\frac{d_1 r_1^2 + d_2 r_1^2}{2d_1 d_2} = \frac{\lambda}{2}$$

e

$$r_1^2 = \frac{d_1 d_2}{d_1 + d_2} = \lambda$$

para a qual o raio r_1 do espaço sem obstrução pode ser determinado por aproximação, como a seguir

$$r_1 = \left(\frac{d_1 d_2 \lambda}{d_1 + d_2} \right)^{1/2} \quad (5.85)$$

Esse lugar geométrico é denominado primeira zona de Fresnel. A segunda zona de Fresnel, o lugar geométrico no qual a diferença entre os raios direto e indireto é $d + 2\lambda/2$, é dado por

$$r_2 = \sqrt{2} r_1 \quad (5.86)$$

e a n -ésima zona de Fresnel ($d + n\lambda/2$) é determinada por

$$r_n = \sqrt{n} r_1 \quad (5.87)$$

Uma investigação detalhada das equações (5.85) a (5.87) mostra que a área do anel circular encerrado pelos limites de zonas diferentes, por exemplo, $d + 2\lambda/2$, $d + 3\lambda/2$, em relação à área do próximo anel, por exemplo, entre $d + 3\lambda/2$ e $d + 4\lambda/2$, são aproximadamente iguais. Isso significa que a energia que flui através de cada anel, para incidência normal de ondas, é aproximadamente igual.

Entretanto, ainda que tenhamos dito que cada zona tem quase a mesma área, a contribuição de zonas adjacentes pode atuar no cancelamento de cada uma das outras em função das relações de fase entre elas. A situação real é ainda mais complexa porque, devido ao fator de obliquidade, zonas de mais alta ordem contribuem com menos energia que zonas de mais baixa ordem. O resumo geral é que o campo resultante no receptor proveniente das outras zonas é cerca de 50% daquele proveniente apenas da primeira zona. Assim, o espaço sem

obstáculos para o campo radiado dentro da primeira zona de Fresnel é bastante crítico sendo a equação (5.25) válida se o meio de transmissão for praticamente desobstruído. Normalmente, considera-se que uma difração do feixe, portanto uma atenuação, acontece se mais de 57% da primeira zona de Fresnel estiver obstruída [28]. Para ver como esse resultado é obtido, considere o seguinte: se a razão entre o raio livre real (r_n) e o raio da primeira zona de Fresnel (r_1) for $\sqrt{n} = r_n/r_1$ e α for a atenuação relativa do espaço livre, definida como

$$\alpha = -20 \log_{10}(E/E_0) \quad (5.88)$$

onde E é a intensidade do sinal recebido quando transmitido ao longo de uma superfície plana (que funciona como uma superfície de reflexão/absorção imperfeita) e E_0 é a intensidade do sinal recebido quando transmitido através do espaço livre, então, a partir da referência [27] para uma superfície plana de reflexão perfeita e um pequeno ângulo de incidência:

$$\alpha = -6 - 10 \log \left(\text{sen}^2 \left(\frac{n\pi}{2} \right) \right) \text{dB} \quad (5.89)$$

Um exame na equação (5.89) mostra que para $n = 0$ a atenuação é infinita, ou seja, o sinal atinge a superfície de reflexão com um pequeno ângulo de incidência.

Quando não ocorre obstrução na zona de Fresnel em função da distância da superfície plana de reflexão, ou seja, em condições de espaço livre, temos 0 dB de atenuação, portanto, a partir da equação (5.89) temos

$$n = \frac{2}{\pi} \text{sen}^{-1} \sqrt{10^{-6/10}} = 0,334 \text{ ou } (n)^{1/2} = 0,578 \quad (5.90)$$

resultando na regra de 57% mencionada antes.

Exercício 5.7

Considere o projeto de um enlace onde uma obstrução é colocada na metade do percurso, que é de 1 Km, ao longo da linha de visada e que opera com 10 GHz. Para essa situação, calcule o espaço desobstruído mínimo necessário de forma que a obstrução esteja fora da primeira zona de Fresnel.

Solução

Se o raio indireto atingir o solo aproximadamente na metade do percurso entre transmissor e receptor, então o espaço desobstruído necessário é dado pela equação (5.85):

$$d_1 = d_2 = d \quad (5.91)$$

$$r \approx \left(\frac{d\lambda}{2} \right)^{1/2} \quad (5.92)$$

$$= \sqrt{(400 \times 0,03)}$$

$$= \sqrt{12}$$

$$= 3,5 \text{ m}$$

5.7 PRINCÍPIOS DE CARACTERIZAÇÃO DE ANTENAS

Para definir a performance de uma antena, fatores como diagrama de radiação, ângulo de feixe, largura de banda e ganho têm de ser avaliados.

Para avaliar o ângulo de feixe da antena sob teste, é necessário mapear a energia radiada através de uma esfera circunscrita à antena no seu campo distante, conforme definido pelo sistema de coordenadas polares na Figura 5.7. Essa avaliação permite a determinação de fatores como os níveis dos lóbulos laterais. Outras características como ganho, ângulo de feixe e resposta de polarização também podem ser determinadas.

Normalmente, a avaliação do campo distante é feita num local de teste com uma área aberta ou em uma câmara anecóica. Em um ambiente anecóico são usados materiais de absorção de RF para simular condições de teste de uma área aberta, a qual pode ser reproduzida aproximadamente de acordo com as condições apresentadas nas Seções 5.5 e 5.6. Nos casos em que o espaço para medição disponível for limitado, uma antena compacta com materiais de absorção de radar pode ser usada [33].

Uma avaliação volumétrica tridimensional completa do diagrama de radiação de campo distante consome muito tempo e requer um grande armazenamento de dados e boas ferramentas de visualização gráfica. Por essa razão, a caracterização de antenas normalmente é feita mediante cortes seccionais através da esfera; particularmente, dois planos principais, ou cardinais, são usados freqüentemente para caracterizar a performance da antena sob teste. Isso reduz a quantidade de medições necessárias.

Com referência à Figura 5.7a, esses planos são o plano de diagrama azimutal (x - y), ou o corte phi (ϕ), em que $\theta = 90^\circ$ e $360^\circ \leq \phi < 0^\circ$, e o diagrama de elevação (x - z) ou o corte theta (θ), ou seja, $\phi = 0^\circ$, $360^\circ \leq \theta < 0^\circ$. Sob essas condições, as polarizações são definidas como E_θ para polarização vertical e E_ϕ para polarização horizontal.

Para uma antena com polarização linear e horizontal orientada ao longo do eixo x , o corte $E_\phi(\theta, \phi = 0^\circ)$ corresponde ao diagrama de radiação no plano H , enquanto que $E_\theta(\theta = 90^\circ, \phi)$ corresponde ao diagrama de radiação no plano E (Figura 5.7b). Para uma antena com polarização puramente linear e vertical orientada ao longo do eixo z , a radiação de campo distante $E_\theta(\theta, \phi = 0^\circ)$ é o diagrama de radiação no plano E , enquanto que o diagrama $E_\theta(\theta = 90^\circ, \phi)$ é o diagrama de radiação no plano H (Figura 5.7c).

A energia radiada que é transmitida e recebida no mesmo plano de polarização é denominada radiação co-polar, enquanto que a energia recebida com uma resposta de polarização ortogonal é chamada de polarização cruzada. A quantidade de radiação com polarização cruzada encontrada em uma situação prática ajuda a definir o grau no qual a pureza de polarização de uma antena foi corrompida devido a imperfeições no seu projeto, fabricação ou caracterização.

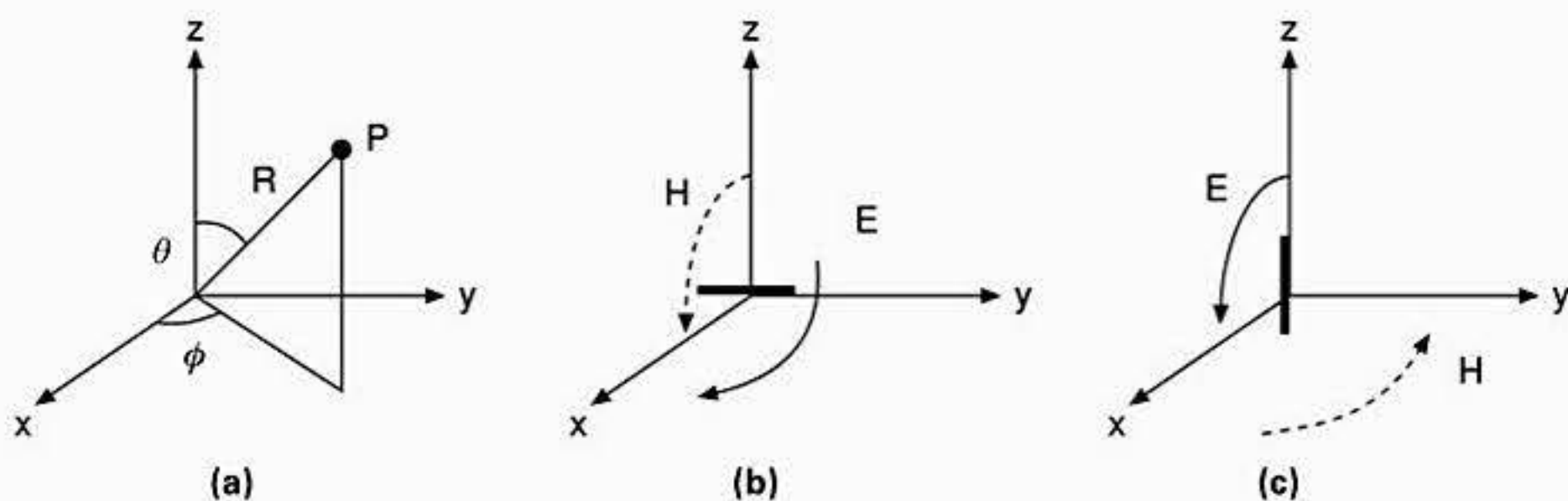


Figura 5.7 Definições de um sistema de coordenadas polares sobre eixos cartesianos de três dimensões.

Para determinar as características de radiação de campo distante da antena sob teste (AST) na Figura 5.8, ou seja, o seu diagrama de radiação de campo distante, são necessárias duas antenas: a que está sendo testada, que normalmente é livre para girar e conectada ao receptor; e uma outra que normalmente é fixa e conectada ao transmissor. A antena sob teste é girada por um posicionador que pode ter um, dois ou três graus de liberdade na rotação (Figura 5.8).

À medida que a antena sob teste é girada, a intensidade do campo recebido é medida por um analisador de espectro ou medidor de potência, ou ainda, após uma conversão adequada, por um receptor sintonizado. Além disso, um analisador de circuito vetorial pode ser usado para medir a impedância de entrada (S_{11}) da antena sob teste e do meio de transmissão (S_{12} , S_{21}) entre a fonte e a antena sob teste (veja o Apêndice 8.4 para compreender as definições dos parâmetros S).

Para as medidas em antenas polarizadas de forma circular, uma técnica de dipolo de rotação pode ser usada, em que a antena fonte é rotacionada em alta velocidade conforme varia a posição da antena sob teste. Neste caso a envoltória do diagrama de radiação da antena sob teste informa a elipsidade da polarização [34]. Existem outros esquemas para medição de elementos polarizados de forma circular: as principais variações são conhecidas como método da componente linear e método da componente circular [33]. Em geral, em sistemas de comunicação ponto-a-ponto não apenas se deve combinar o tipo de polarização entre antenas transmissora e receptora, mas também o ângulo de inclinação deve ser alinhado para um acoplamento máximo e, portanto, máxima transferência de potência.

As tensões complexas nos planos horizontal e vertical (E_H e E_V) podem ser combinadas para expressar as componentes da polarização circular à direita (PCD) e da polarização circular à esquerda (PCE) [33]:

$$E_{PCD} = \frac{1}{\sqrt{2}}(E_H + jE_V) \tag{5.93}$$

$$E_{PCE} = \frac{1}{\sqrt{2}}(E_H - jE_V) \tag{5.94}$$

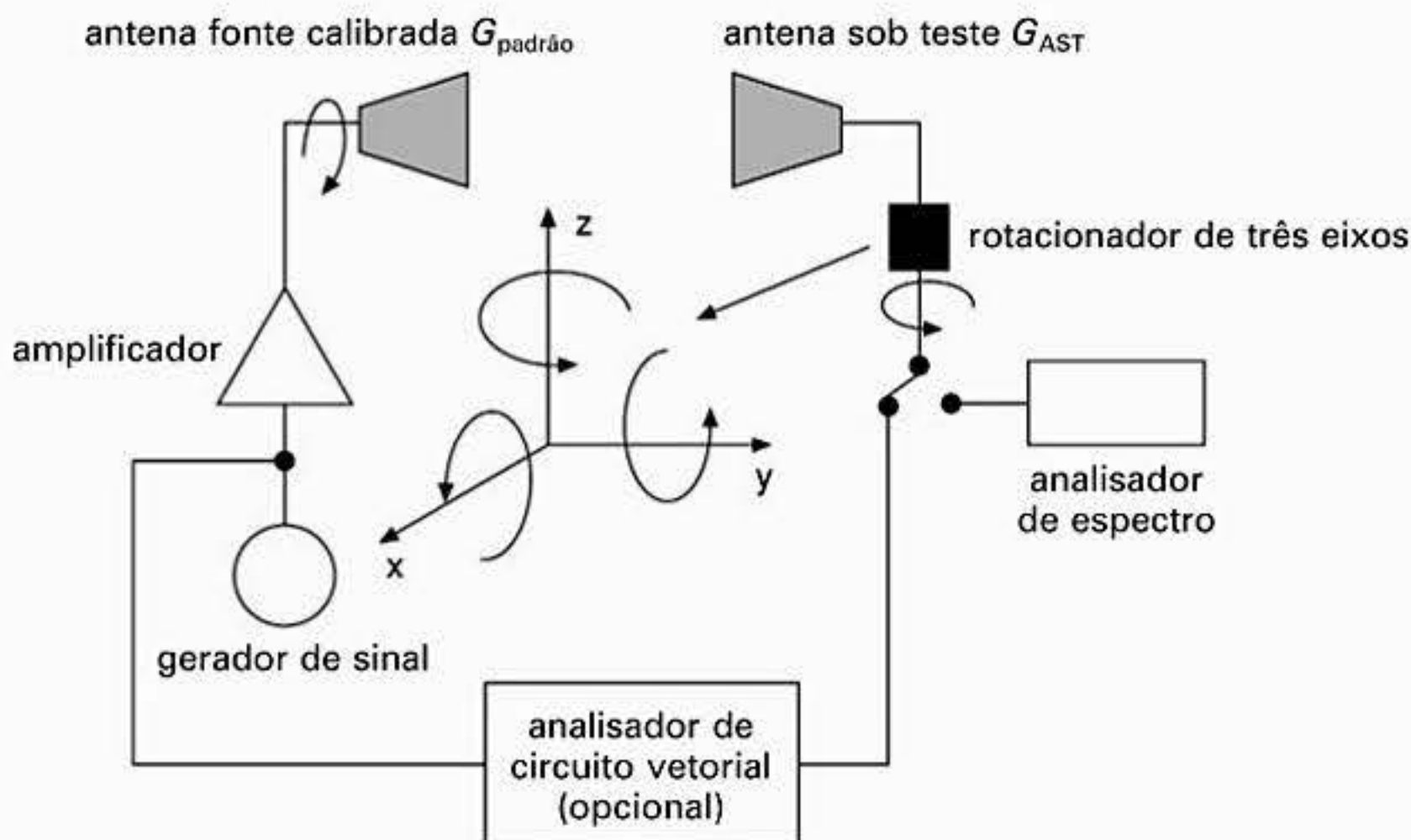


Figura 5.8 Sistema de teste de antenas.

Os diagramas de radiação que são gerados por uma antena com polarização circular podem, portanto, ser obtidos combinando a resposta de amplitude e fase de duas ondas ortogonais com polarização linear para cada medida de ângulo usando as equações (5.93) e (5.94). Neste caso as fases das duas componentes de campo são medidas em relação ao gerador de sinal que fornece excitação para a antena sob teste. Separando as medidas nos planos horizontal e vertical, pode-se usar neste sistema experimental antenas cornetas retangulares (devido as suas características de baixa polarização cruzada).

Antenas corneta, Seção 7.7, diferentemente das antenas polarizadas de forma circular, apresentam baixos níveis de polarização cruzada ao longo de amplas faixas de frequências, eliminando assim a principal fonte de erros nas medidas de polarização circular. As equações (5.93) e (5.94) podem se expandidas para obtermos expressões simples que podem ser usadas para converter potências de polarização circular de dual linear para co-polar e polar-cruzada para cada medida de ângulo. As componentes real e imaginária da resposta horizontal e vertical podem ser expressas como a seguir

$$E_H = E_{H_r} + jE_{H_i} \quad (5.95)$$

$$E_V = E_{V_r} + jE_{V_i} \quad (5.96)$$

onde

$$E_{H_r} = H_{AMP} \cos(H_{FASE}) \quad (5.97)$$

$$E_{H_i} = H_{AMP} \text{sen}(H_{FASE}) \quad (5.98)$$

$$E_{V_r} = V_{AMP} \cos(V_{FASE}) \quad (5.99)$$

$$E_{V_i} = V_{AMP} \text{sen}(V_{FASE}) \quad (5.100)$$

Nessas equações, as componentes horizontal e vertical de amplitude (H_{AMP} , V_{AMP}) e fase (H_{FASE} , V_{FASE}) são os valores medidos para cada ângulo θ no campo distante da antena com a fonte tipo corneta posicionada nos ângulos $\phi = 0^\circ$ e 90° , Figura 5.8. Inserindo nas equações (5.93) e (5.94) temos o campo relativo nas polarizações ortogonais:

$$E_{PCE} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left\{ \begin{array}{l} [H_{AMP} \cos(H_{FASE}) + V_{AMP} \text{sen}(V_{FASE})] \\ + j[H_{AMP} \text{sen}(H_{FASE}) - V_{AMP} \cos(V_{FASE})] \end{array} \right\} \quad (5.101)$$

$$E_{PCD} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left\{ \begin{array}{l} [H_{AMP} \cos(H_{FASE}) - V_{AMP} \text{sen}(V_{FASE})] \\ + j[H_{AMP} \text{sen}(H_{FASE}) + V_{AMP} \cos(V_{FASE})] \end{array} \right\} \quad (5.102)$$

Exercício 5.8

A radiação a partir de uma antena polarizada de forma circular é medida usando uma antena corneta no plano E . A componente de campo elétrico vertical é medida obtendo-se $1,20E - 3 \angle -35^\circ$ enquanto que o campo elétrico horizontal vale $1,28E - 3 \angle 112^\circ$. Determine as componentes de campo de polarização circular à esquerda e à direita a partir das componentes de campo vertical e horizontal medidas.

Solução

Usando as equações (5.97) até (5.100), calculamos que $E_{H_r} = -4,8E - 4$, $E_{H_i} = 1,187E - 3$, $E_{V_r} = -9,8E - 4$, $E_{V_i} = -6,9E - 4$.

Aplicando as equações (5.101) e (5.102) temos

$$E_{PCE} = \frac{1}{\sqrt{2}}[-11,7E - 4 + j2,07E - 4]$$

$$E_{PCD} = \frac{1}{\sqrt{2}}[2,1E - 4 + j2,17E - 3]$$

portanto,

$$|E_{PCE}| = 1,2E - 3, |E_{PCD}| = 2,18E - 3$$

portanto, a polarização circular à direita (PCD) é dominante.

A potência de cada componente pode ser expressa por

$$P(\text{dB}) = 10 \log_{10} \left(\frac{V^2}{377} \right) \quad (5.103)$$

onde 377Ω é a impedância da onda no espaço livre e a tensão V representa as componentes de campo co-polar e polar cruzada que são expressas nas equações (5.101) e (5.102). O diagrama de radiação de campo distante em cada corte(ϕ) no diagrama polar da antena é gerado fazendo-se o gráfico dos parâmetros $\theta(\text{deg})$, $P_{PCD}(\text{dB})$ e $P_{PCE}(\text{dB})$. Para um determinado ângulo θ no diagrama de radiação da antena, a polarização cruzada é definida como a diferença entre o nível de potência (equação (5.103)) entre as componentes PCD e PCE. Para um diagrama de radiação com polarização perfeitamente circular, esse parâmetro é $-\infty \text{dB}$ (razão axial = 0 dB) e para um sinal polarizado de forma linear, onde os sinais polarizados de forma circular são de mesma magnitude, esse parâmetro é 0 dB (razão axial = ∞ dB).

Exercício 5.9

Calcule a razão axial para a situação dada no Exercício 5.8.

Solução

Usando a equação (5.68) temos

$$|AR| = \frac{|E_{\text{circ. aberto}}| + |E_{\text{cruzado}}|}{|E_{\text{circ. aberto}}| - |E_{\text{cruzado}}|} \text{ etc.}$$

onde $E_{\text{circ.aberto}} = \text{PCE}$ ou PCD dependendo do resultado do Exercício 5.8, neste caso PCD. Portanto,

$$|AR| = \frac{2,18 + 1,2}{2,18 - 1,2} = 3,4$$

Para as medidas de ganho da antena o seguinte método é útil; a partir da Seção 2.4, reformulamos por conveniência a diretividade da antena como

$$\begin{aligned}
 D &= \frac{\text{máxima densidade de potência de radiação}}{\text{intensidade de radiação média}} \\
 &= 4\pi \frac{\text{máxima densidade de potência de radiação}}{\text{potência total radiada}} \\
 &= \frac{4\pi E_{\text{máx.}}^2(\theta, \phi)}{\iint E^2(\theta, \phi) d\Omega}
 \end{aligned} \tag{5.104}$$

onde $\iint d\Omega$ indica integração de volume e $\Phi(\theta, \phi)$ (Seção 2.4) é proporcional ao quadrado da intensidade de campo elétrico no diagrama de radiação do campo.

Porém, se o diagrama de radiação de campo é usado em vez da densidade de potência e esse é normalizado para o seu próprio valor de pico, então podemos escrever

$$D = \frac{4\pi}{\iint E^2(\theta, \phi) d\Omega} \tag{5.105}$$

Entretanto, observe que $E(\theta, \phi)$ é o campo total em qualquer ponto e é formado por duas componentes ortogonais, $E_1(\theta, \phi)$ e $E_2(\theta, \phi)$,

$$D = \frac{4\pi}{\iint [E_1^2(\theta, \phi) + E_2^2(\theta, \phi)] d\Omega} \tag{5.106}$$

Portanto, para determinar a diretividade da antena a partir dos diagramas de radiação medidos, duas polarizações têm que ser medida em toda a esfera e $E_1(\theta, \phi)$, $E_2(\theta, \phi)$ determinados. Isso pode ser feito com uma série de cortes ϕ apropriados para diferentes valores de θ .

O ganho da antena pode ser medido por um método de comparação, sujeito aos critérios de desobstrução e separação estabelecidos na Seção 5.5 e 5.6. Antenas que operam em baixas frequências e com amplos diagramas de radiação são as mais difíceis de medir. Um nível de potência de radiação conhecido é radiado da antena fonte e recebido pela antena sob teste, as quais consideramos estarem perfeitamente casadas. O valor do sinal recebido (S_{R1}) é registrado e a antena de teste é substituída por uma antena de referência padrão (normalmente um dipolo de meia onda, com ganho absoluto de 2,5 dBi) cujo ganho é conhecido para a mesma frequência de operação da antena sob teste e para o novo valor de intensidade do sinal recebido (S_{R2}) registrado. Considera-se novamente que a antena de referência está perfeitamente casada com os equipamentos de transmissão ou recepção; portanto, o ganho (G) resultante pode ser obtido da seguinte forma:

$$G = 10 \log_{10}(S_{R2}/S_{R1}) \tag{5.107}$$

a partir da qual o ganho da antena sob teste (AST), em relação à fonte isotrópica, pode ser determinado como a seguir

$$G_{AST} = 10 \log_{10}(1,64G) \text{ dBi}$$

Se forem duas antenas idênticas, então a técnica de ganho absoluto descrita a seguir pode ser usada. Aqui a fórmula de transmissão de Friis, apresentada na Seção 5.2, é usada visto que

$$\frac{P_r}{P_t} = \frac{A_{er}A_{et}}{\lambda^2 r^2} \quad (5.108)$$

Para antenas idênticas, $A_{er} = A_{et} = A_e =$ área efetiva da(s) antena(s) e os subscritos t e r denotam o tipo transmissor e receptor, respectivamente.

$$A = G_{AST} \frac{\lambda}{4\pi} \quad (5.109)$$

onde G_0 é o ganho da(s) antena(s) sob teste em relação à fonte isotrópica. Então,

$$\frac{P_r}{P_t} = \frac{G_{AST}^2}{(4\pi)^2 r^2} \quad (5.110)$$

ou

$$G_{AST} = 4\pi r \sqrt{\frac{P_r}{P_t}} \quad (5.111)$$

Portanto, o ganho da antena está próximo.

O método de substituição do ganho é uma entre diversas técnicas que podem ser usadas para se obter uma medida precisa do ganho absoluto de uma antena com polarização circular [33]. Isto requer que o feixe e o pico da razão axial da antena sob teste (AST) sejam identificados e o nível de potência comparado quando a AST é substituída por uma de ganho padrão ($G_{padr\tilde{a}o}$), que é referenciado à fonte isotrópica (Figura 5.8). Acima de 1 GHz, antenas cornetas polarizadas de forma linear são normalmente usadas tanto para a função de antena fonte quanto antena de referência. O ganho da antena sob teste (G_{AST}) referenciado a uma fonte isotrópica linear (il) é determinado a partir da diferença no nível de potência medida Δ , portanto:

$$G_{AST} \text{ (dBil)} = G_{padr\tilde{a}o} - \Delta \quad (5.112)$$

Para uma AST com polarização pura, o ganho absoluto da antena referenciada a uma fonte isotrópica polarizada de forma circular (ic), pode então ser expressa da seguinte forma

$$G_{AST} \text{ (dBic)} = G_0 + 3 \quad (5.113)$$

O aumento de 3 dB no ganho, visto na equação (5.113), representa a diferença na potência recebida por uma antena isotrópica linear e uma antena isotrópica circular quando essas são iluminadas por uma onda com polarização circular pura. Entretanto, as antenas

reais geram potência polar cruzada, que resulta em um diagrama de campo polarizado de forma elíptica. Portanto, um fator de correção (G_C) tem que ser aplicado para compensar a razão de eixos (AR) finita, que é medida para o valor de pico do feixe. Portanto,

$$G_C \text{ (dB)} = 20 \log_{10}[0,5(1 + 10^{-AR/20})] \quad (5.114)$$

portanto, o ganho da antenna pode ser calculado usando a expressão a seguir

$$G_{AST} \text{ (dBic)} = G_{AST} + G_C + 3 \quad (5.115)$$

Para a calibração do equipamento, as medidas de intensidade de campo absoluta são freqüentemente necessárias. Considere o sistema de medição mostrado na Figura 5.9 [35]; neste sistema a densidade de potência a uma distância r da antenna transmissora é, de acordo com a Seção 5.2,

$$P_r = \frac{P_T G_a L}{4\pi R^2} \text{ (W/m}^2\text{)} \quad (5.116)$$

onde P_r = potência recebida, P_T = potência transmitida, R = distância ao ponto de observação, L = perda no cabo e G_a = ganho da antenna transmissora.

Sabemos que a potência média no tempo é $|E^2|/\eta$ (Seção 2.3), portanto, a intensidade de campo a uma distância r da fonte é

$$E = 19,4 \sqrt{P_r} \text{ (V/m)} \quad (5.117)$$

que expressando em dB resulta em

$$P_r = -11 - 20 \log_{10} R + P_T + G_a - L \text{ (dBW/m}^2\text{)} \quad (5.118)$$

a partir da qual temos

$$E = 15 - 20 \log_{10} R + P_T + G_a - L \text{ (dBV/m)} \quad (5.119)$$

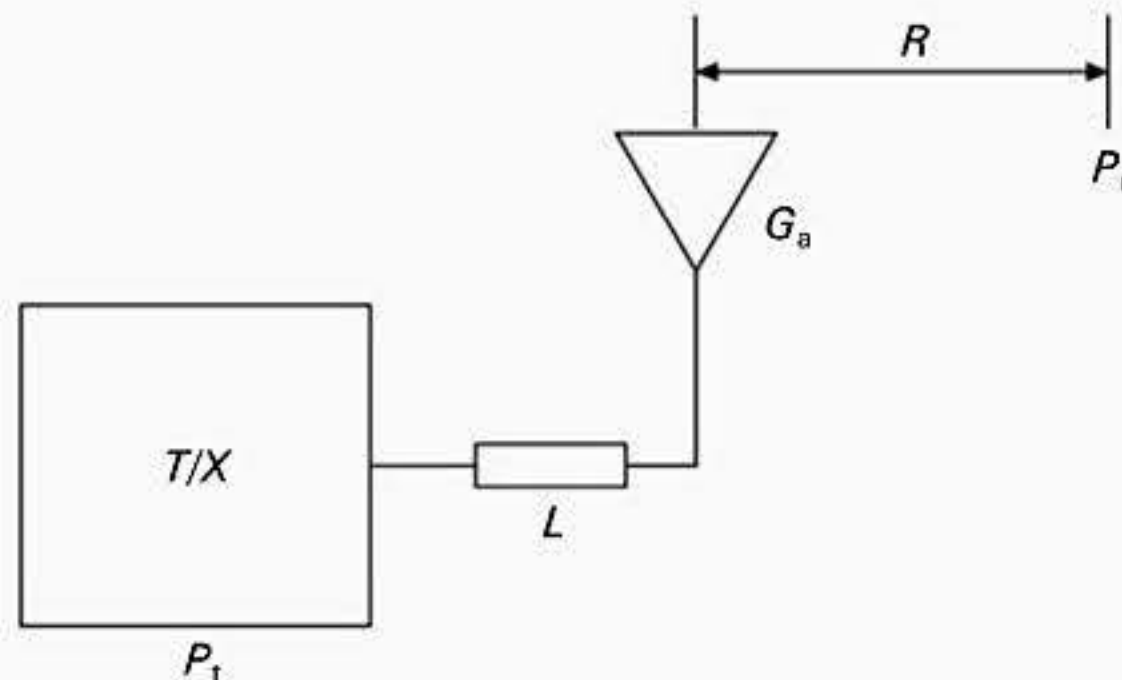


Figura 5.9 Avaliação da intensidade de campo elétrico para um transmissor.

Fazendo essa subtração e convertendo densidade de potência em intensidade de campo, obtemos

$$E = 26 + P \text{ (dBW/m}^2\text{)} \quad (5.120)$$

Assim, podemos expressar a densidade de potência da antena transmissora em termos de intensidade de campo elétrico. Também é possível converter a potência recebida em intensidade de campo; a Figura 5.10 mostra o modelo usado. Aqui a densidade de potência recebida é dada por

$$P_r = \frac{4\pi P_t}{\lambda^2 G_a L} \text{ (W/m}^2\text{)} \quad (5.121)$$

Conforme anteriormente, a intensidade de campo E é dada por

$$E = 19,4\sqrt{P_r} \text{ (V/m)}$$

Portanto,

$$P_d = 11 - 20 \log_{10} \lambda + P_r - G_a - L \text{ (dBW/m}^2\text{)} \quad (5.122)$$

e

$$E = 37 - 20 \log_{10} \lambda + P_r - G_a - L \text{ (dBV/m)} \quad (5.123)$$

Para converter a tensão do sinal recebido para intensidade de campo elétrico ou densidade de potência, vamos definir a potência de entrada incidente no instrumento de medida da intensidade de campo como a seguir

$$P_r = \frac{V^2}{Z_c} \text{ (W)} \quad (5.124)$$

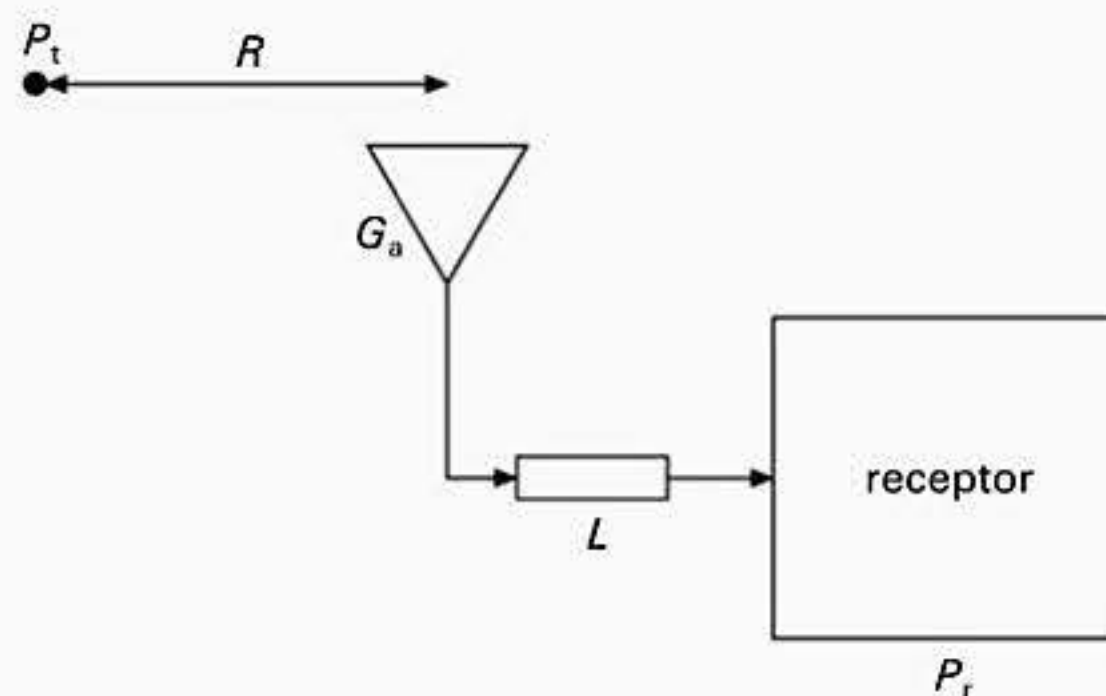


Figura 5.10 Avaliação da intensidade de campo elétrico para o receptor.

onde Z_e é a impedância de entrada do aparelho de medição da intensidade de campo (normalmente 50Ω) e V é a tensão eficaz indicada pelo instrumento de medição da intensidade de campo, em que a densidade de potência na abertura da antena (P_T) é

$$P_T = \frac{4\pi V^2}{50} \frac{1}{\lambda^2 G_a L} \text{ (W/m}^2\text{)} \quad (5.125)$$

e a intensidade de campo elétrico na abertura da antena é

$$E = \frac{4\pi V}{\lambda G_a} \frac{30}{L Z_e} \text{ (V/m)} \quad (5.126)$$

A partir do que foi apresentado, obtemos duas equações:

$$P_d = -6 - 20 \log_{10} \lambda - G_a + V - L \text{ (dBW/m}^2\text{)} \quad (5.127)$$

e

$$E = 19,8 - 20 \log_{10} \lambda - G_a + V - L \text{ (dBV/m)} \quad (5.128)$$

Exercício 5.10

Uma antena receptora tem um ganho de 10 dB e está conectada a um instrumento de medição através de um cabo que apresenta perda de 3 dB. O cabo, a antena e o medidor de intensidade de campo apresentam casamento de impedância. O sinal recebido tem uma frequência de 1 GHz. Calcule a intensidade de campo elétrico na abertura da antena receptora para uma medida de intensidade de campo de 20 dB μ V.

Solução

Usando a equação (5.128) para obter o valor da intensidade de campo elétrico na abertura da antena receptora:

$$20 \text{ dB}\mu\text{V} = 10 \mu\text{V} \text{ ou } -100 \text{ dBV}$$

$$\begin{aligned} E &= 19,8 - 20 \log(0,3) - 10 - 3 - 100 \\ &= -103,7 \text{ dBV/m.} \end{aligned}$$

Os três primeiros termos na equação (5.128) constituem o fator de antena, o qual é amplamente usado em instrumentação para laboratórios caracterizando níveis de intensidade de campo em problemas de compatibilidade eletromagnética:

$$\text{fator de antena} = 19,8 - 20 \log_{10} \lambda - G_a \text{ (dB)} \quad (5.129)$$

Uma vez conhecido o fator de antena por meio de cálculos ou a partir das folhas de dados do fabricante para uma antena calibrada, então a intensidade de campo elétrico pode ser determinada como a seguir

$$E = \text{fator de antena} + V - L \text{ (dBV/m)} \quad (5.130)$$

Portanto, o fator de antena é muito importante ao fazer a medição da intensidade de campo elétrico radiado calibrado.

Em função das propriedades lineares das equações que regem o eletromagnetismo, ou seja, as equações de Maxwell, a operação de uma antena numa frequência f conhecida terá um comportamento idêntico numa outra frequência kf , contanto que determinados critérios sejam respeitados [36]:

- Todas as dimensões lineares têm uma escala de $1/k$.
- Os valores de constante dielétrica relativa na estrutura da antena devem se manter os mesmos nas duas frequências, ou seja, não deve ser uma função da frequência.
- Os valores de permeabilidade relativa devem permanecer os mesmos para as duas frequências, ou seja, não deve ser uma função da frequência.
- Todos os valores de condutividade do material devem ter uma escala de k .

Em geral, todos esses parâmetros podem, relativamente, ser facilmente colocados em escala, exceto a condutividade; entretanto, a operação de diversas estruturas de antenas não conta criticamente com perdas de condução.

Teoricamente, um modelo em escala construído perfeitamente apresentará as mesmas características de radiação e impedância que a sua versão duplicada em tamanho completo. Imperfeições no processo de aplicação de escala afetam os valores de impedância muito mais que as propriedades de radiação, e como tais valores de impedância são normalmente obtidos de um modelo em escala, eles são considerados aproximados. Em geral, cada caso tem que ser analisado cuidadosamente neste aspecto.

Nota: As equações 5.116 a 5.130, e as Figuras 5.9 e 5.10 foram obtidas de *Engineering Applications of Electromagnetic Theory* de S. Liao © 1988. Reproduzido com a permissão de Brooks/Cole, uma marca de Wadsworth Group, uma divisão de Thomson Learning.

REFERÊNCIAS

- [25] Jordan, E.C. and Balmain, K.G., *Electromagnetic Waves and Radiating Systems*, 2nd edition, Prentice Hall, 1968, pp. 350-3.
- [26] Kraus, J.D., *Antennas*, 2nd edition, McGraw-Hill International Editions, 1988, p.42.
- [27] Ramo, S., Whinnery, J.R. and Van Duzer, T., *Fields and Waves in Communication Electronics*, John Wiley & Sons, 1967, pp. 715-19.
- [28] Townsend, A.A.R., *Analog Line-of-Sight Radio Links (A Test Manual)*, Prentice Hall, 1987, pp. 129-32.
- [29] Mumford, W.W. and Scheibe, E.H., *Noise Performance Factors in Communications Systems*, Horizon House, 1968.
- [30] Benoit, H., *Satellite Television, Techniques of Analogue and Digital Television*, Arnold Co., published by John Wiley & Sons, 1999.
- [31] Smith, G.S., *An Introduction to Classical Electromagnetic Radiation*, Cambridge University Press, 1997.

- [32] Jasik, H., *Antenna Engineering Handbook*, McGraw-Hill, 1961, pp. 34-29, 34-30.
- [33] Evans, G.E., *Antenna Measurement Techniques*, Norwood, Mass., Artech House, 1990.
- [34] *Antenna Measurements*, Hewlett-Packard Application Note 374-1, 1998.
- [35] Liao, S. Y., *Engineering Applications of Electromagnetic Theory*, West Publishing Company, 1988, pp. 406-11.
- [36] Balanis, C.A., *Antenna Theory Analysis and Design*, 2nd edition, John Wiley & Sons, 1997.

PROBLEMAS

- 5.1 Uma estação de rádio operando em 300 kHz tem uma antena vertical colocada sobre um plano de terra perfeitamente condutor. A altura da antena é de 106 m. A antena é excitada entre a sua base e o plano de terra. Calcule o comprimento efetivo da antena e a sua resistência de radiação quando referenciada ao ponto de alimentação. Você pode considerar que a distribuição de corrente ao longo da antena é linear, indo de um valor máximo na base até zero no topo da antena. É apropriado considerar uma distribuição de corrente linear?
- 5.2 Para o Problema 5.1, quando um conjunto radial de fios horizontais é agregado à antena, a corrente no topo da antena aumenta 25% em relação à corrente na base. Calcule o comprimento efetivo e a resistência de radiação para a antena modificada.
- 5.3 Um satélite está numa órbita geoestacionária em torno da Terra, ou seja, ele está posicionado a 36.000 km acima do equador e equipado com um transmissor de 100 W que opera a 12 GHz. Calcule a potência radiada isotrópica efetiva (PRIE) se a antena parabólica transmissora do satélite tem um diâmetro de 1 m e uma eficiência de 90%. Considerando que a antena receptora também tem um diâmetro de 1 m e eficiência de 90%, calcule a potência disponível na saída da antena receptora.
- 5.4 Para o Problema 5.3, o receptor conectado na saída da antena receptora precisa gerar uma relação sinal-ruído de 12 dB para garantir uma operação de 99,9% do tempo. Qual é a relação G/T mínima necessária para o sistema? Você pode considerar que a largura de banda do canal é 27 MHz e que o receptor de baixo ruído tem uma temperatura de ruído equivalente a 160 K.
- 5.5 Em áreas de fraca recepção de sinais de TV, algumas vezes é necessário colocar a antena receptora em um mastro. A antena é conectada ao receptor da TV através de um cabo coaxial. Se o cabo tem uma perda de 3 dB e o receptor da TV tem um ganho de 90 dB e uma figura de ruído de 12 dB, calcule a figura de ruído global para o sistema. Se um pré-amplificador de alto ganho e baixo ruído (ganho de 20 dB e figura de ruído de 4 dB) for introduzido entre a antena e a conexão com o cabo coaxial, calcule a melhoria obtida na figura de ruído do sistema.
- 5.6 A propagação de uma onda eletromagnética na direção z tem o seu vetor campo elétrico E definido como segue

$$E = 4 \operatorname{sen}(\omega t - \beta z) \mathbf{i} + 6 \operatorname{sen}\left(\omega t - \beta z - \frac{\pi}{4}\right) \mathbf{j}$$

Para essa onda, calcule o ângulo de inclinação da elipse de polarização, o sentido de rotação da onda e a razão axial da elipse. Que modificações seriam necessárias para que as relações de amplitude e fase da equação descrita gere um sinal polarizado de forma circular à esquerda?

- 5.7 Qual é o raio da primeira zona de Fresnel relativo ao feixe principal a 1 km de uma antena num enlace simples de 10 km se a frequência do sinal transportado é 2,4 GHz?
- 5.8 Calcule o fator de calibração da antena para um dipolo de meia onda projetado para operar em 1 GHz. Quando essa antena está conectada a um cabo com 0,5 dB de perda, a potência disponível nos terminais de entrada do receptor é -10 dBm. Sob essas condições, qual é a intensidade do campo elétrico medido em dBV/m?

Técnicas de casamento de impedâncias para antenas

.....

Para que uma antena ou um arranjo de antenas seja útil, ele tem que ser conectado a um dispositivo de transmissão ou recepção. Normalmente, a impedância nos terminais de um transmissor ou receptor é de 50 W ou 75 W. Entretanto, o mesmo não pode ser dito em relação à impedância nos terminais de entrada de uma antena, a qual pode exibir, particularmente fora da ressonância, uma componente reativa, que pode ser capacitiva ou indutiva, juntamente com uma parte resistiva, sendo que ambas podem variar ao longo de uma grande faixa de valores conforme a frequência varia. Portanto, o que normalmente é necessário que seja feito é criar um circuito elétrico que possa ser uma interface entre a antena e o transmissor ou receptor tal que possa ocorrer a máxima transferência de potência. Isso se consegue fazendo um casamento de impedância entre a antena, ou o arranjo de antenas, e o dispositivo no qual está conectado. Normalmente isso é feito no centro da banda de frequência, ou frequência de ressonância, para um sistema de banda estreita ou de banda larga. Neste último caso, são necessários circuitos de casamento de impedância mais bem elaborados que para o primeiro caso.

Com isto em mente, primeiro apresentaremos neste capítulo a terminologia e em seguida as figuras de mérito usadas para definir as propriedades de uma linha de transmissão uniforme. Esta análise nos conduz aos conceitos fundamentais da velocidade de propagação em linhas de transmissão, coeficientes de atenuação e reflexão e conseqüentemente a razão de onda estacionária de tensão – ROE (VSWR – *voltage standing wave ratio*). Este último parâmetro, ROE, pode ser usado para definir a qualidade da potência transferida da antena para a carga.

O conceito de atenuador ou acoplador como uma técnica de casamento resistivo é então introduzido. Métodos de casamento sem perdas usando circuitos concentrados são desenvolvidos. Esses métodos, para os casos de banda estreita, são geralmente adequados para casamento de impedância em antenas ressonantes com largura de banda de pequeno percentual com a vantagem que para elementos ideais não introduzem ruído adicional ao sistema.

O dipolo e outros tipos de estruturas de antenas balanceadas têm freqüentemente que ser alimentados ou alimentam equipamentos com conexões coaxiais não-balanceadas. Para facilitar isso, descrevemos uma variedade de tipos de circuitos que fazem a conexão de sistemas balanceados com não-balanceados (*baluns*). Na criação de arranjos de antenas é necessário excitar os elementos individuais que compõem o arranjo com correntes cujas

amplitudes e fases são conhecidas antecipadamente e cujos valores são determinados pelos requisitos da aplicação. Isso envolve a criação de circuitos de alimentação para o arranjo escolhido para configurar as amplitudes das correntes exigidas. Esses são então interconectados com linhas de transmissão com comprimentos adequadamente ajustados para proporcionar a distribuição de fase necessária. As técnicas básicas usadas para criar divisores de potência (ou combinadores) exigidos por esses circuitos são abordadas.

Classicamente e atualmente, o mais eficaz método gráfico usado no projeto de uma grande variedade de circuitos de casamento de impedância é a carta de Smith, inventada em 1939 por P. H. Smith, então engenheiro da Bell Telephone Laboratories. Aplicações elementares da carta de Smith são descritas em associação com casadores de impedância como *stub* (toco) e transformador de quarto de onda com base na idéia de *impedância de entrada*.*

6.1 PRINCÍPIOS DE LINHAS DE TRANSMISSÃO

Uma apreciação das técnicas de linhas de transmissão é importante no estudo de antenas, visto que em última instância a conexão entre a antena e os equipamentos eletrônicos de transmissão/recepção é necessária para que um sistema operacional seja implementado. A finalidade desta seção é apresentar alguns conceitos úteis que facilitarão o projeto de antenas/sistemas ou, no caso de um arranjo de antenas, a interface antena/equipamento.

Uma seção de linha de transmissão uniforme para uso como meio guiado para energia eletromagnética pode ser descrita aproximadamente pela decomposição de uma seção finita da linha em vários segmentos curtos. Cada segmento tem um comprimento $\Delta\ell$ e é composto de uma série de resistências de perda (R) representando a perda no condutor. As perdas no material dielétrico de suporte são representadas por uma condutância *shunt* (em paralelo) (G). A indutância em série e a capacitância *shunt* são representadas por L e C , respectivamente. As grandezas L , C e G são normalmente definidas por uma unidade de comprimento básica (Figura 6.1).

Para uma linha de transmissão uniforme infinitamente longa, representada na Figura 6.1a, $V_2/I_1 = V_s/I_2 = Z_0$, onde Z_0 , é a impedância característica da linha, a qual será definida a seguir. Em geral, Z_0 é dependente da frequência e pode ser um número complexo. Na condição em que a linha tem uma terminação com impedância Z_0 , dizemos que ela está perfeitamente casada, ou seja, nenhuma energia é refletida pela terminação.

Para a seção L mostrada na Figura 6.1b terminada na impedância Z_0 , a sua impedância de entrada ($Z_{\text{ent.}}$) está em paralelo com uma combinação série entre as componentes de impedância Z_0 e ∂z e a componente de admitância *shunt* ∂y (impedância *shunt* $1/\partial y$).

$$Z_{\text{ent.}} = \frac{(Z_0 + \partial z)}{\partial y} \parallel (Z_0 + \partial z + 1/\partial y)$$

$$Z_{\text{ent.}} = \frac{Z_0 + \partial z}{1 + Z_0 \partial y} = Z_0 \quad (6.1)$$

onde $\partial z \partial y \approx 0$ à medida que ∂y e ∂z tendem para zero. Portanto,

$$Z_0 = \left(\frac{\partial z}{\partial y} \right)^{1/2} \quad (6.2)$$

* N. de T.: A expressão em inglês usada pelo autor é *sending and impedance*, a qual traduzimos por impedância de entrada por julgarmos mais coerente com a idéia apresentada.

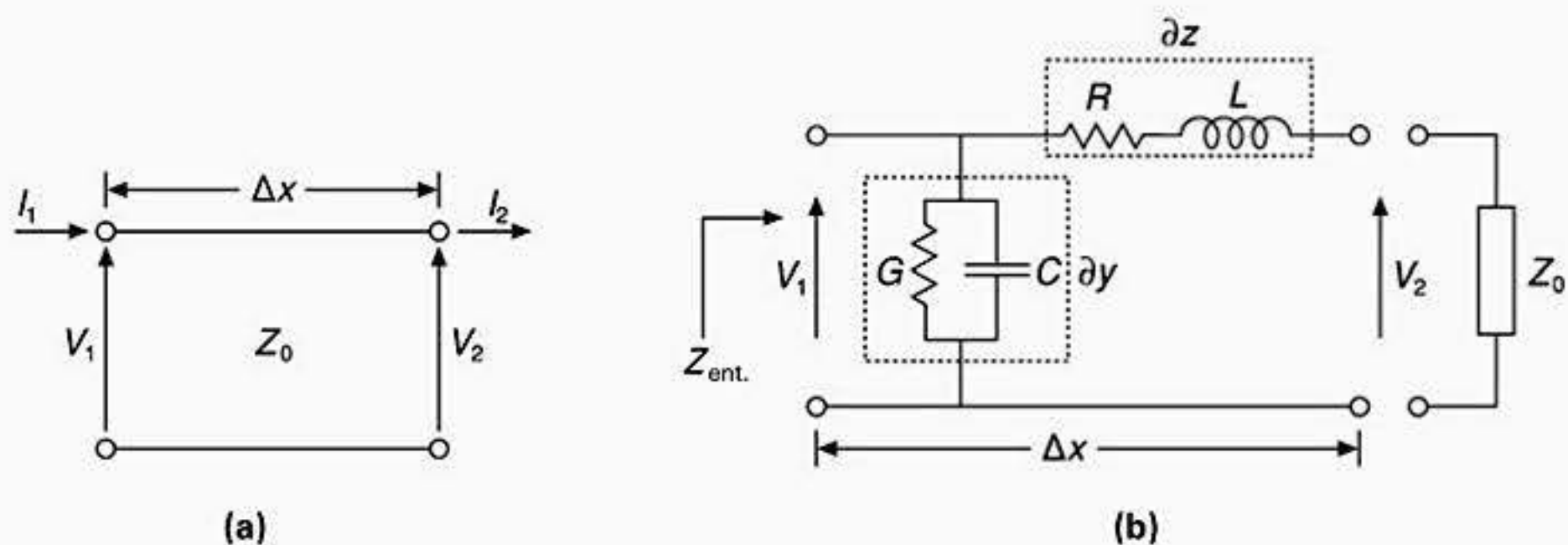


Figura 6.1 Linha de transmissão com parâmetros concentrados.

a partir da Figura 6.1, $\partial z = R + j\omega L$ e $\partial z = G + j\omega C$. Portanto,

$$Z_0 = \left(\frac{R + j\omega L}{G + j\omega C} \right)^{1/2} \Omega \quad (6.3)$$

Para frequências muito baixas $\omega \approx 0$, assim

$$Z_0 \approx \left(\frac{R}{G} \right)^{1/2} \Omega \quad (6.4)$$

enquanto que para frequências muito altas, em que materiais de alta qualidade são usados na linha de transmissão, $\omega L \gg R$ e $\omega C \gg G$,

$$Z_0 \approx \left(\frac{L}{C} \right)^{1/2} \Omega \quad (6.5)$$

Agora, a partir da Figura 6.1b, a queda de tensão ΔV num segmento incremental (Δx) da linha é

$$\Delta V = V_2 - V_1 = -I(R + j\omega L)\Delta x \quad (6.6)$$

ou no limite para o qual Δx tende para zero:

$$\frac{\partial V}{\partial x} = -I(R + j\omega L) \quad (6.7)$$

De forma similar, para o ramo *shunt* temos

$$\frac{\partial I}{\partial x} = -V(G + j\omega C) \quad (6.8)$$

Diferenciando a equação (6.7) e substituindo na equação (6.8) obtemos a equação de onda unidimensional:

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = -\psi^2 V \quad (6.9)$$

onde

$$\psi = ([R = j\omega L][G + j\omega C])^{1/2} \quad (6.10)$$

Este parâmetro é denominado de constante de propagação para a linha e geralmente é expresso da seguinte forma

$$\psi = \alpha + j\beta \quad (6.11)$$

Nesta equação α é a atenuação da linha por unidade de comprimento e β é o deslocamento de fase por unidade de comprimento ($2\pi/\lambda_g$); λ_g é o comprimento de onda do sinal guiado, que é diferente do comprimento de onda para um fator de espaço livre por um determinado fator de diminuição da velocidade determinado pela permissividade do material dielétrico da linha. Em geral, esse fator de diminuição da velocidade é inversamente proporcional à raiz quadrada da constante dielétrica do material.

A tensão na indutância da linha é adiantada da corrente I por certo ângulo $\partial\beta$, tal que

$$\partial\beta = \text{tg}^{-1}\left(\frac{\omega L I \partial x}{I Z_0}\right) \quad (6.12)$$

Para ângulos pequenos $\theta \approx \theta$, de forma que para um pequeno comprimento ∂x

$$\partial\beta \approx \frac{\omega L}{Z_0} \partial x$$

ou

$$\partial\beta \approx \frac{\omega L}{(L/C)^{1/2}} \partial x = \omega(LC)^{1/2} \partial x$$

Assim, a mudança de fase β por unidade de comprimento é igual a

$$\beta \approx \omega\sqrt{LC} \quad (6.13)$$

Isso pode ser mais trabalhado, visto que sabemos, a partir da Seção 2.2, que a velocidade de propagação, representada agora por v_p , a velocidade de fase da frente de fase de um sinal propagado, é dada por

$$v_p = f\lambda_g = \frac{\omega}{2\pi} \lambda_g \quad (6.14)$$

Pela definição

$$\lambda = \frac{2\pi}{\beta}$$

portanto,

$$v_p = \frac{\omega}{\beta} \text{ m/s} \quad (6.15)$$

ou

$$v_p = \frac{1}{(LC)^{1/2}} \text{ m/s} \quad (6.16)$$

Também para uma linha com perda usando a Figura 6.1a, notamos desde então que para uma linha de transmissão uniforme cuja impedância (Z_0), a impedância característica da linha de transmissão, é constante com o comprimento:

$$\frac{V_1}{I_1} = \frac{V_2}{I_2} = \dots = \frac{V_n}{I_n} \quad (6.17)$$

e $I_{n+1} = kI_n$, onde k é uma constante relacionada à atenuação. Portanto, à medida que o sinal se desloca ao longo da linha, podemos escrever

$$Z_0 = \frac{V_1}{I_1} = \frac{V_2}{kI_1} = \frac{V_3}{k^2I_1}, \text{ etc.} \quad (6.18)$$

de forma que

$$V_{n+1} = V_1 k^n \quad (6.19)$$

ou

$$\log_c \left(\frac{V_{n+1}}{V_1} \right) = \log_c k^n \quad (6.20)$$

Se fizermos k igual a $(-e^{-\alpha x})$, o lado esquerdo da equação (6.20) se torna $-n\alpha x$. Portanto, a atenuação total da linha é $n\alpha x$ e é apresentada em uma unidade denominada *neper*.

Se dissermos agora que a potência fornecida a uma carga ideal é P_L e a potência de entrada é P_i , então a perda, ou atenuação, na linha em decibéis tem que ser

$$\text{perda (dB)} = 10 \log_{10} \frac{P_L}{P_i} \quad (6.21)$$

mas

$$P_L = V_L I_L \text{ e } P_i = V_i I_i$$

assim

$$\frac{P_L}{P_i} = \frac{V_L I_L}{V_i I_i} \quad (6.22)$$

Usando a equação (6.20) com o fator de decaimento exponencial incluído, vemos que

$$\exp(-\alpha x) = \frac{V_L}{V_i} \quad (6.23)$$

ou

$$\exp(-\alpha x) = \frac{I_L}{I_i} \quad (6.24)$$

Substituindo as equações (6.23) e (6.24) na equação (6.22) obtemos

$$\frac{P_L}{P_i} = \exp(-2\alpha x)$$

ou em unidades mais familiares

$$\begin{aligned} \text{perda (dB)} &= 10 \log_{10}[\exp(-2\alpha x)] \\ &= -20\alpha x \log_{10}(\exp(1)) \\ &= -8,686\alpha x \end{aligned} \tag{6.25}$$

portanto, 1 *neper* = - 8,686 dB.

Se a linha não estiver perfeitamente terminada em sua impedância característica própria, dizemos que ela está descasada e, como resultado, parte da energia do sinal incidente na carga será refletida de volta ao longo da linha; se a linha for ressonante, então uma onda estacionária será formada. Neste caso, o deslocamento de energia na direção da carga ao longo da linha e o deslocamento de energia na direção contrária ao longo da linha age criando máximos (nós) e mínimos (antinós) de campo elétrico em posições específicas (estacionárias em relação à distância) ao longo da linha. Veremos adiante que essa situação pode ser muito problemática quando a carga para a linha de transmissão for uma antena.

Na Figura 6.2a, considere v_i a onda incidente e v_r a onda refletida; a razão entre tensões de máximo e de mínimo é denominada de ROE de tensão ou razão de onda estacionária de tensão e é definida a partir da Figura 6.2 como

$$\text{ROE} = \frac{|v_i| + |v_r|}{|v_i| - |v_r|}$$

ROE é uma grandeza adimensional que pode variar de 1 (sem reflexão de sinal) a ∞ (toda onda incidente é refletida); valores de tensão RMS (eficaz) ou de pico podem ser usados com igual facilidade.

Uma inspeção na Figura 6.2b mostra que na fronteira $x-x'$ para a continuidade da corrente

$$I_t = I_i - I_r$$

onde I_t indica a corrente transmitida através da fronteira, e I_r e I_i indica as correntes refletida e incidente, respectivamente. Em termos das impedâncias da linha, escrevemos a equação anterior da seguinte forma

$$\frac{v_i}{Z_0} - \frac{v_r}{Z_0} = \frac{v_T}{Z_T} \tag{6.26}$$

onde v_T indica a amplitude da tensão total. Notamos também que na fronteira $x-x'$

$$v_i + v_r = v_T$$

Portanto, podemos definir um novo termo, o coeficiente de reflexão Γ , como sendo a razão v_i/v_r nesta interface. Entre valores de impedância diferentes, essa grandeza tem que ser, portanto,

$$\Gamma = \frac{v_i}{v_r} = \frac{Z_T - Z_0}{Z_T + Z_0} \tag{6.27}$$

onde Z_T é a impedância de terminação.

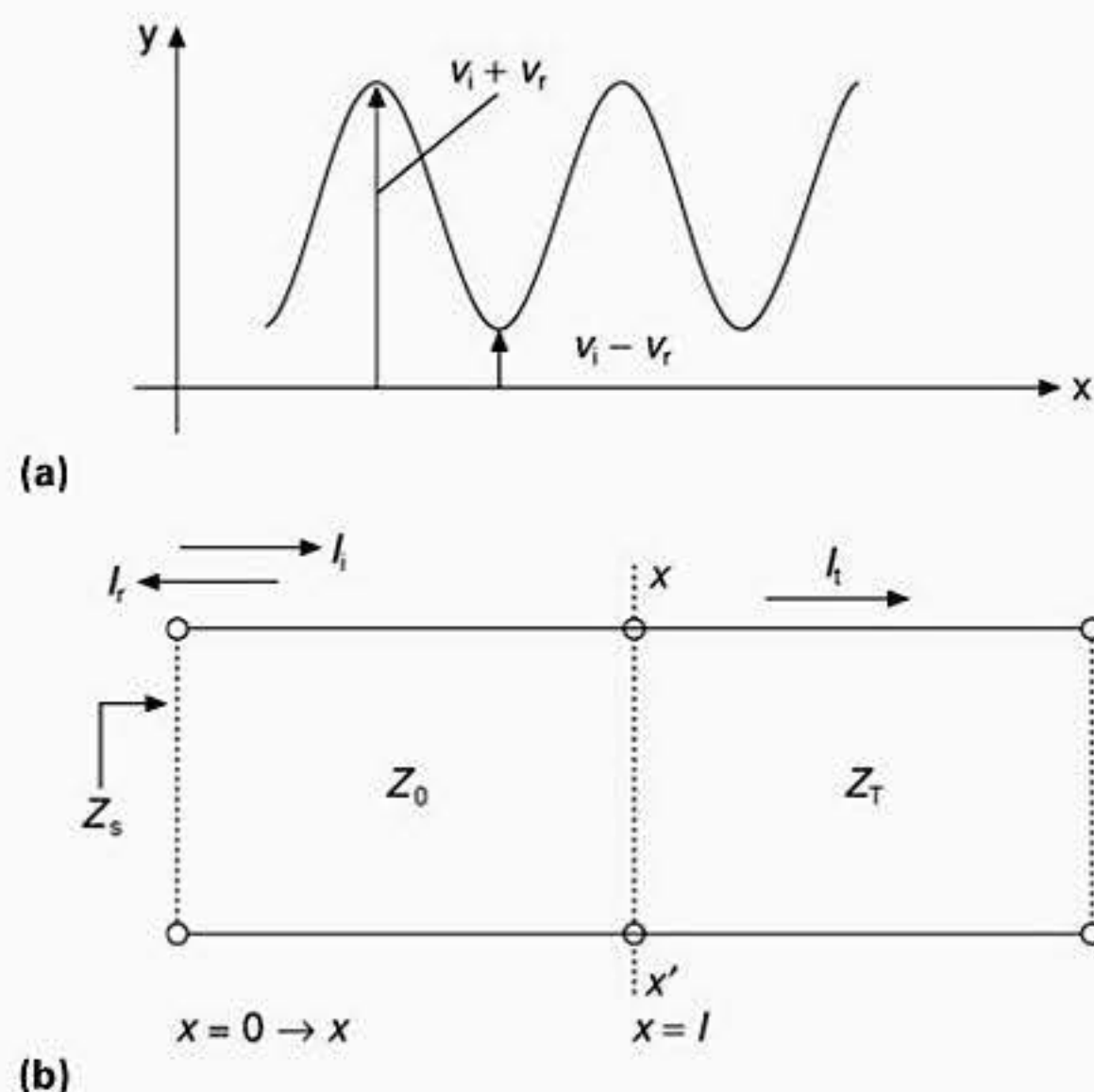


Figura 6.2 Formação da onda estacionária em uma linha de transmissão descasada.

Para uma linha perfeitamente casada, $Z_T = Z_0$ e o coeficiente de reflexão é zero, enquanto que para uma terminação em curto-circuito $Z_T = 0$ portanto $\Gamma = -1$, e para uma terminação em circuito aberto $Z_T = \infty$, resultando em $\Gamma = +1$. O coeficiente de reflexão pode também ser expresso em decibéis, como $10 \log_{10} |\Gamma|$, que é conhecido como perda de retorno. Ele também pode ser expresso em termos de ROE como a seguir

$$\Gamma = \frac{\text{ROE} - 1}{\text{ROE} + 1} \quad (6.28)$$

Exercício 6.1

Calcule o ROE para uma linha de transmissão de 50 Ω terminada com uma antena com impedância de $73 - j32 \Omega$.

Solução

A partir da equação (6.27)

$$\Gamma = \frac{73 - j32 - 50}{73 - j32 + 50} = \frac{23 - j32}{123 - j32}$$

portanto, usando a equação (6.28)

$$\text{ROE} = \frac{1 + |\Gamma|}{1 - |\Gamma|} = \frac{1 + 0,31}{1 - 0,31} = 1,9$$

Além disso, se observarmos que a potência incidente (P_i) na linha de transmissão é sempre igual à soma da potência perdida na linha através de dissipação (P_L) e à potência refletida (P_r), então podemos dizer que

$$\frac{P_L}{P_i} = \frac{P_i - P_r}{P_i} = 1 - \left(\frac{ROE - 1}{ROE + 1} \right)^2 = \frac{4ROE}{(1 + ROE)^2} \quad (6.29)$$

Essa expressão permite que a quantidade de potência fornecida à carga para um determinado descasamento possa ser prontamente avaliada. Por exemplo, uma linha com um ROE igual a 2 implica que 89% da potência disponível chega até a carga. Portanto, o menor valor possível para ROE é altamente desejável para maximizar a transferência de potência para a carga. Um valor de ROE baixo também é importante se uma antena for conectada a uma linha de transmissão, visto que qualquer energia recebida ou transmitida será reduzida em todos os casos em que $ROE \neq 1$ e a faixa de operação ou sensibilidade do sistema é reduzida como consequência. Além disso, qualquer linha descasada provoca ondas estacionárias na linha de transmissão. Em algumas situações, isso faz com que o cabo de conexão da antena funcione como um elemento de radiação secundária, gerando resultados imprevisíveis (veja a Seção 6.4). Em algumas aplicações de transmissão de alta potência, um alto valor de ROE também pode resultar em ruptura do dielétrico da linha de transmissão por sobretensão quando uma onda estacionária de grande amplitude é formada. Isso poderia gerar um possível problema no alimentador de uma antena transmissora de alta potência.

Uma outra figura de mérito útil no projeto de sistemas de antenas é a perda de inserção. Considere a Figura 6.3, na qual a perda de inserção de um circuito de duas portas (L_I) é definida, como a seguir

$$L_I = 10 \log \frac{P_b}{P_a} \text{ dB} \quad (6.30)$$

onde P_b é a potência fornecida para uma carga Z_L a partir de um gerador com impedância Z_g antes da conexão ao circuito sob teste (Figura 6.3a) e P_a é a potência fornecida para a mesma

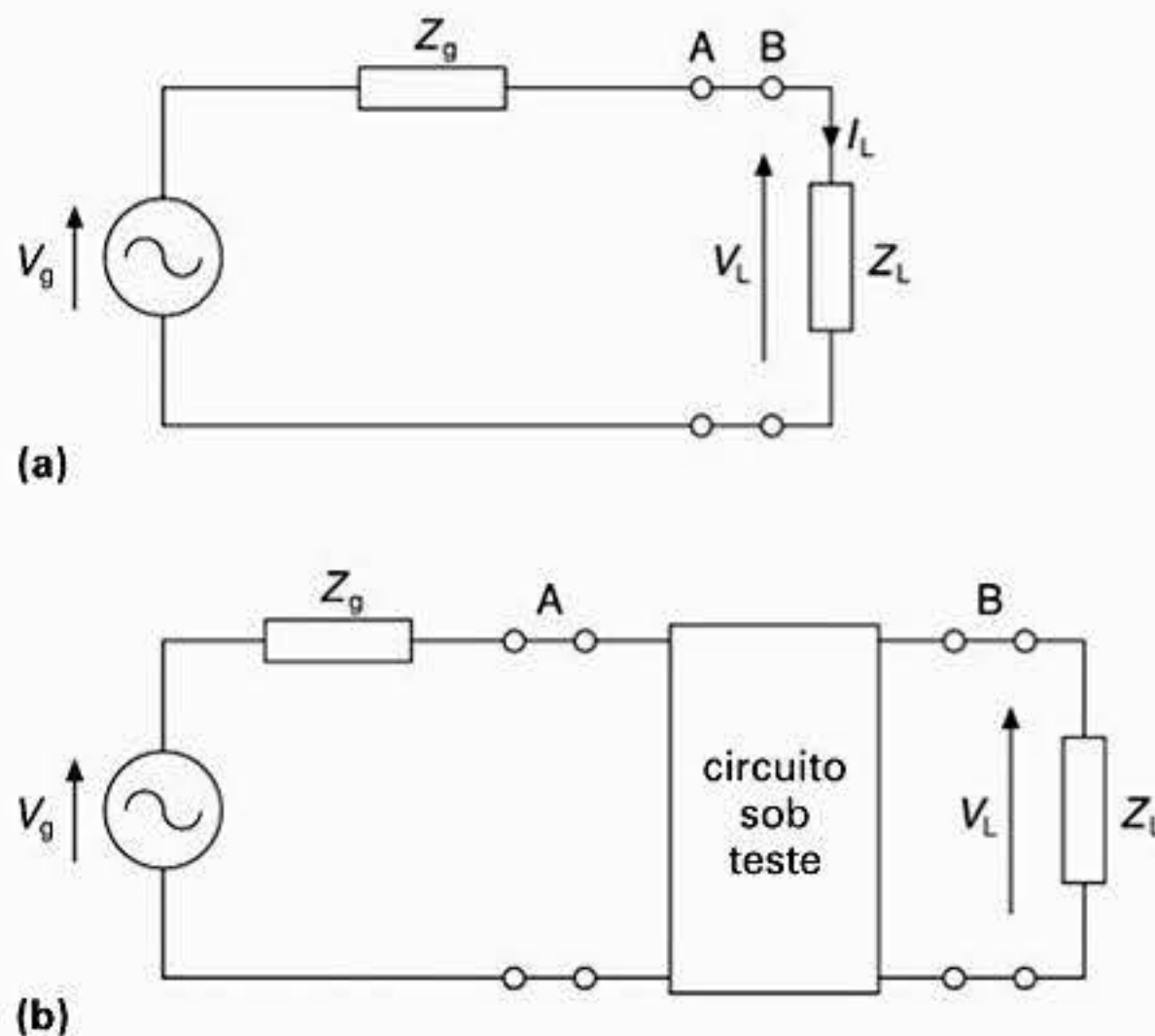


Figura 6.3 Perda de inserção: (a) circuito sob teste removido; (b) circuito sob teste conectado.

carga a partir do mesmo gerador porém, dessa vez, conectado a um circuito sob teste (Figura 6.3b). Deve-se notar que a perda de inserção é dada como uma razão de potência entre quantidades medidas nos mesmos terminais ou porta do circuito.

A perda de inserção de um circuito de duas portas pode ser positiva ou negativa. A segunda situação ocorre quando a impedância de carga e a impedância do gerador não estão casadas. Nessas circunstâncias, um circuito de casamento sem perdas introduzido entre a carga e o gerador aumenta a potência fornecida para a carga; portanto, P_a é maior que P_b , resultando em um valor negativo para a perda de inserção. Algumas vezes isso é considerado um ganho de inserção, que para um circuito passivo não significa um ganho no sentido clássico, ou seja, amplificação; significa apenas um acoplamento mais efetivo de potência para a carga do que o que teria acontecido se o circuito de intervenção não fosse conectado. Para formulações mais elaboradas para tratar dessa situação, veja a referência [37].

Nas seções a seguir, consideraremos como projetar circuitos que promovem casamento de impedância entre as portas de entrada e saída que tem características de perda de inserção conhecida.

6.2 CIRCUITOS DE CASAMENTO DE IMPEDÂNCIA CONCENTRADOS

Circuitos de casamento de impedância concentrados são úteis para frequências baixas onde uma área minimizada ou circuitos de casamento de impedância híbridos são fornecidos. Essa classe de circuito pode consistir de componentes puramente reais ou reativos, ou uma mistura de ambos.

Casamento de impedância resistivo em L

O casamento resistivo necessita de baixa perda de potência e, portanto, proporciona uma forma de produção controlada de atenuação entre o transmissor e uma antena ou entre a antena e um receptor; cada um pode ter níveis de impedância diferentes.

Para ilustrar a abordagem, considere o caso mais simples de uma seção resistiva em L de um circuito de casamento de impedância (Figura 6.4). Queremos aqui fazer o casamento de duas resistências puras (R_g e R_L) enquanto se introduz uma atenuação conhecida no circuito; os subscritos g e L se referem às resistências do gerador e da carga, respectivamente.

Para um casamento de impedância na entrada:

$$R_g = R_1 + \frac{R_2 R_L}{R_2 R_L} \quad (6.31)$$

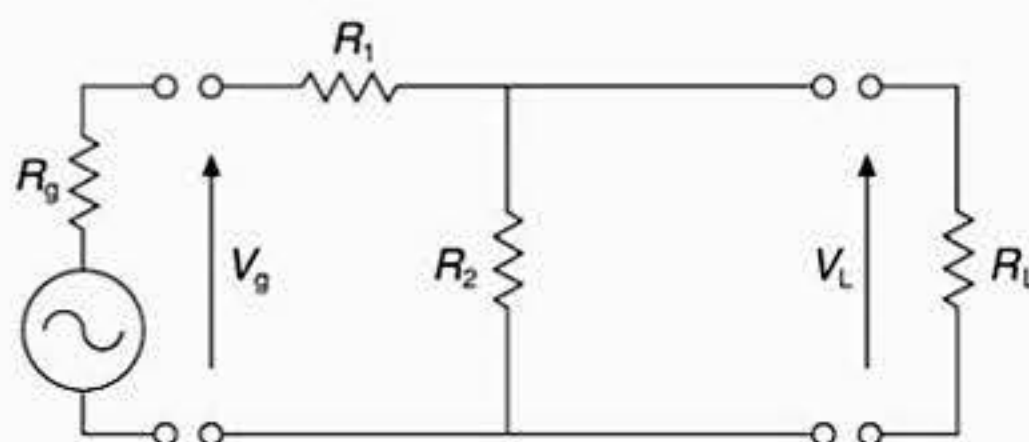


Figura 6.4 Circuito de casamento de impedância com uma seção resistiva em L .

enquanto que para um casamento de impedância na saída

$$R_L = \frac{R_2(R_1 + R_g)}{R_1 + R_2 + R_g} \quad (6.32)$$

Expandindo as equações (6.31) e (6.32) e fazendo $R_g R_L = R_1 R_2$ temos

$$R_1 = (R_g(R_g - R_L))^{1/2} \quad (6.33)$$

e

$$R_2 = \left(\frac{R_g R_L^2}{R_g - R_L} \right)^{1/2} \quad (6.34)$$

Aqui $R_g > R_L$ e os valores numéricos para R_g e R_L são normalmente especificados no início.

Pela definição da atenuação do circuito como sendo V_g/V_L , podemos escrever

$$\text{atenuação} = 20 \log_{10} \left[\frac{V_g}{V_L} \right] = 20 \log_{10} \left[\frac{R_2 R_L}{R_L(R_1 + R_2) + R_1 R_2} \right] \text{ dB} \quad (6.35)$$

Um circuito projetado de acordo com esses princípios funciona como um atenuador, sendo útil para ajustes de níveis de potência num sistema ou para proteção de instrumentos sensíveis contra sobrecarga. Entretanto, deve-se notar que esse tipo de circuito de casamento de impedância aumentará também a figura de ruído do sistema no qual for inserido (Seção 5.3). Esses circuitos atenuadores, denominados acopladores, são usados algumas vezes em sistemas de antenas para reduzir reflexões de sinais indesejados. Além disso, circuitos resistivos puros têm a vantagem de não introduzirem deslocamento de fase no sinal que passa através dele.

Exercício 6.2

Um circuito de casamento de impedância resistivo assimétrico é usado para casar a impedância de um gerador de 75Ω com a impedância de uma linha de transmissão de 50Ω . Calcule a atenuação quando o circuito de casamento de impedância é empregado.

Solução

Nas equações (6.31) a (6.35), calculamos que para $R_g = 50 \Omega$ e $R_L = 75 \Omega$, a partir da equação (6.33)

$$R_1 = 43,3 \Omega$$

e a partir da equação (6.34)

$$R_2 = \left(\frac{(50) \times (75)^2}{(75 - 50)} \right)^{1/2} = 106 \Omega$$

Portanto, usando a equação (6.35)

$$\begin{aligned} \text{atenuação} &= 20 \log_{10} \left[\frac{106 \times 50}{50(43,3 + 106) + (43,3 \times 106)} \right] \\ &= -7 \text{ dB} \end{aligned}$$

Numa situação normal de projeto, a impedância característica da linha na qual o atenuador é inserido é especificada. Geralmente, uma impedância característica que tem apenas uma componente real, 50 Ω ou 75 Ω, sendo o valor de 50 Ω o valor de impedância mais comum em uma grande variedade de equipamentos de comunicação. Para um cabo coaxial cujo dielétrico é o ar, a razão entre os raios interno e externo (b/a) é 3,6 para a condição de mínima perda de potência. Essa razão b/a corresponde a um cabo coaxial com espaçamento de ar com impedância característica de 77 Ω (um cabo de 75 Ω usado em aplicações de recepção de TV de baixa perda), enquanto que a máxima capacidade de potência manipulada ocorre para um cabo coaxial com dielétrico de ar quando $b/a = \sqrt{e}$, ou seja, impedância característica de 30 Ω. O valor médio entre esses dois valores é 53,5 Ω, portanto, o valor de meio-termo usado para a impedância na maioria dos sistemas de comunicação é o valor arredondado para baixo de 50 Ω.

Considere uma representação generalizada do problema de projeto do atenuador, agora configurado como um circuito simétrico em T (Figura 6.5). Usando a mesma abordagem que antes para o circuito resistivo em L, temos

$$Z_g = Z_1 + \frac{Z_2(Z_1 + Z_L)}{Z_1 + Z_2 + Z_L} \tag{6.36}$$

Agora queremos inserir esse circuito na linha de transmissão com impedância característica Z_0 , tal que $Z_g = Z_L = Z_0$. Primeiro temos que estabelecer um análogo equivalente entre a Figura 6.5 e uma linha de transmissão uniforme com impedância característica Z_0 . Para um circuito casado

$$I_L = \left(\frac{Z_2}{Z_1 + Z_2 + Z_0} \right) I_g \tag{6.37}$$

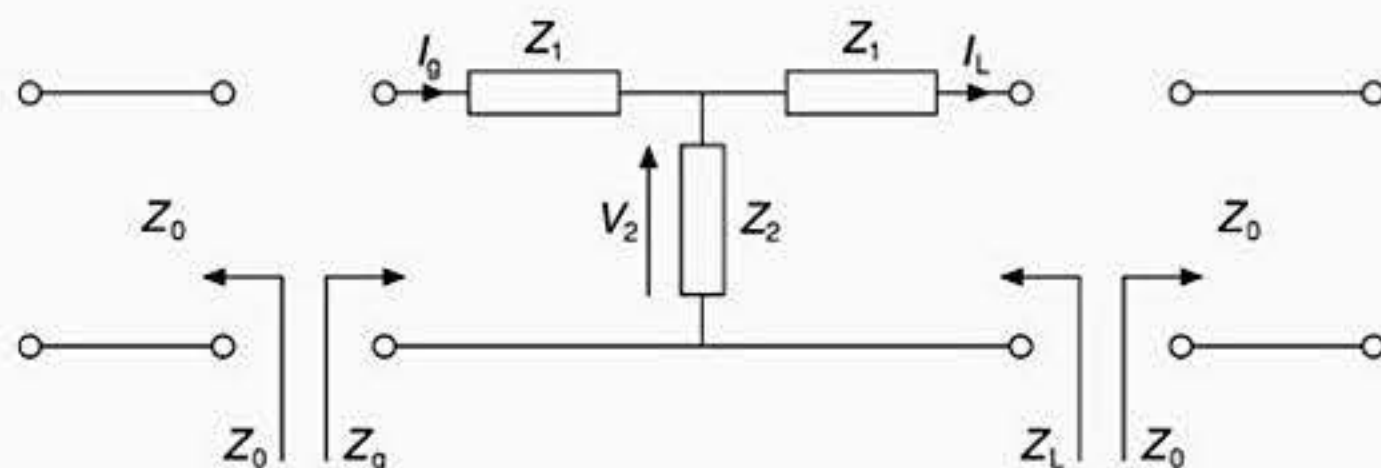


Figura 6.5 Circuito em T simétrico geral.

mas a partir da teoria de linha de transmissão (Seção 6.1) temos

$$\frac{I_g}{I_L} = \exp(-\psi\ell) \tag{6.38}$$

onde ψ é o coeficiente de propagação de uma seção de uma linha de transmissão uniforme de comprimento ℓ . Portanto,

$$\exp(-\psi\ell) = \frac{Z_2}{Z_0 + Z_1 + Z_2} \tag{6.39}$$

Resolvendo a equação (6.36) para Z_1 com $Z_g = Z_L = Z_0$ temos

$$Z_1 = Z_0 \frac{1 - \exp(-\psi\ell)}{1 + \exp(-\psi\ell)} \tag{6.40}$$

ou

$$Z_1 = Z_0 \operatorname{tgh}\left(\frac{\psi\ell}{2}\right) \tag{6.41}$$

De forma similar, resolvendo a equação para Z_2 temos

$$Z_2 = Z_0 / \operatorname{senh}(\psi\ell) \tag{6.42}$$

As equações (6.41) e (6.42) conectam as impedâncias dos elementos concentrados aos elementos da linha de transmissão uniforme.

Para um modelo em PI simétrico da linha de transmissão mostrada na Figura 6.6, as equivalências da linha de transmissão uniforme são obtidas usando o mesmo procedimento de antes:

$$Z_1 = Z_0 / \operatorname{tgh}\left(\frac{\psi\ell}{2}\right) \tag{6.43}$$

$$Z_2 = Z_0 \operatorname{senh}(\psi\ell) \tag{6.44}$$

Agora se estamos interessados no projeto de atenuadores, podemos tirar proveito dessas equivalências.

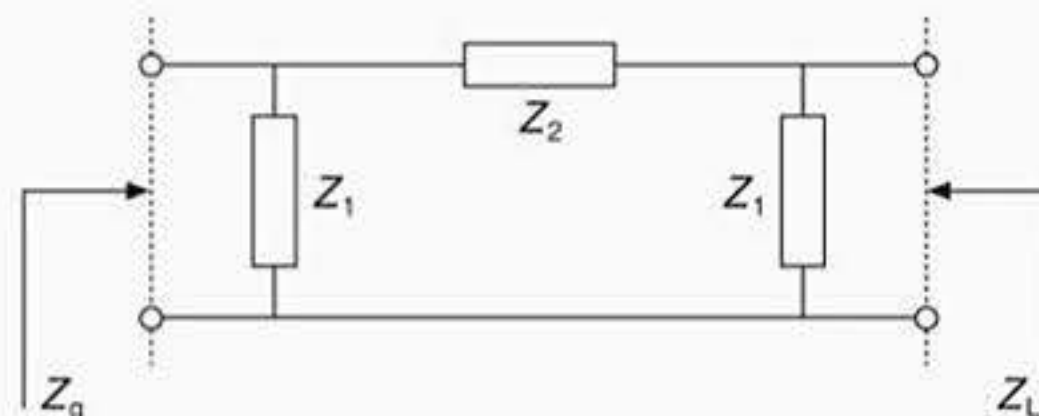


Figura 6.6 Circuito em PI simétrico.

Estamos tratando apenas com componentes resistivos, assim

$$Z_1 = R_1 = Z_0 \operatorname{tgh}\left(\frac{\alpha \ell}{2}\right) \quad (6.45)$$

Lembre-se de que um componente resistivo não introduz deslocamento de fase, por isso $j\beta = 0$, portanto, $\psi = \alpha + j\beta$ é reduzida para α , ou seja, apenas uma perda. Após desenvolver o termo tgh da equação (6.45), na forma exponencial, obtemos

$$R_1 = Z_0 \frac{\exp(\alpha \ell) - 1}{\exp(\alpha \ell) + 1} \quad (6.46)$$

Agora em função do termo exponencial na equação (6.46) é melhor expressar a atenuação em *neper* (N) em vez de decibéis, onde, pela definição (Seção 6.1), $N = \exp(\alpha \ell)$.

Onde, como neste caso, o comprimento de um componente (l) é muito pequeno comparado ao comprimento de onda na frequência de operação mais baixa, o componente é considerado concentrado. Portanto, para um circuito em T simétrico:

$$R_1 = Z_0 \left(\frac{N - 1}{N + 1} \right) \quad (6.47)$$

e

$$R_2 = Z_0 \left(\frac{2N}{N^2 - 1} \right) \quad (6.48)$$

Por razões similares, para um circuito em PI simétrico:

$$R_1 = Z_0 \left(\frac{N + 1}{N - 1} \right) \quad (6.49)$$

e

$$R_2 = Z_0 \left(\frac{N^2 - 1}{2N} \right) \quad (6.50)$$

De forma que, se especificarmos a impedância característica da linha na qual o atenuador será montado e o valor da perda tolerada, teremos uma especificação completa para o projeto.

Exercício 6.3

Projete uma seção única de um atenuador nas configurações PI e T simétrico com atenuação de 20 dB para ser usado em um sistema de 50Ω .

Solução

$$Z_0 = 50 \Omega$$

$$N = 10^{20/20} = 10$$

Portanto, para um circuito em PI use as equações (6.49) e (6.50):

$$R_1 = 50 \left(\frac{11}{9} \right) = 61 \, \Omega$$

$$R_2 = 248 \, \Omega$$

Para um circuito em T:

$$R_1 = 41 \, \Omega$$

$$R_2 = 10 \, \Omega$$

Exercício 6.4

Em geral, ao projetamos atenuadores temos que usar valores de resistores comerciais, ou seja, os valores disponíveis mais próximos. Isso significa que não conseguimos realizar as nossas especificações de projeto. A seleção de componentes com valores comerciais tem dois efeitos principais: (1) a impedância de casamento é alterada; e (2) a atenuação obtida é alterada. Para o exemplo do modelo em T anterior, com o uso de valores comerciais, o valor mais próximo de $41 \, \Omega$ é $47 \, \Omega$; calcule a implicação que isto representa na performance do circuito de casamento de impedância do Exercício 6.3. Para perceber a implicação disso, considere a equação (6.36) usando apenas componentes reais.

Solução

$$Z_0 = R_1 + \frac{R_2(R_1 + R_2)}{R_1 + R_2 + Z_0}$$

Portanto,

$$Z_0 = (R_1^2 + 2R_1R_2)^{1/2} \tag{6.51}$$

e pela definição de atenuação usando a equação (6.38), então

$$\exp(\alpha\ell) = \frac{I_g}{I_L} = \frac{Z_0 + R_1 + R_2}{R_2}$$

Após algumas manipulações, a substituição desta na equação (6.51) resulta em

$$\alpha\ell = \cosh^{-1} \left(1 + \frac{R_1}{R_2} \right)$$

ou, usando a expansão inversa do cosh [38],

$$\alpha\ell = \log_e \left\{ \left(1 + \frac{R_1}{R_2} \right) + \left[\left(1 + \frac{R_1}{R_2} \right)^2 - 1 \right]^{1/2} \right\} \text{ nepers} \tag{6.52}$$

Deve-se notar que como 8,686 *nepers* é igual a 1 dB (equação (6.25)), a multiplicação de $\alpha\ell$ por 8,686 converte este valor em decibéis. Um resultado similar ocorre para o caso do modelo em PI, onde

$$\alpha\ell = \cosh^{-1}\left(1 + \frac{R_2}{R_1}\right)$$

Portanto, retornando ao nosso exemplo da equação (6.51), Z_0 se torna 56 Ω , resultando em um ROE de cerca de 1,1 e atenuação de 21 dB.

Um outro fator importante no projeto do atenuador é uma avaliação do valor da potência dissipada em cada um dos elementos resistivos do atenuador. Isso permite que seja determinada uma especificação de potência do componente.

Considere o exemplo do modelo em T. Para uma potência de entrada de P_{ent} W, a tensão de entrada (V_{ent}) tem que ser

$$V_{\text{ent}} = (Z_0 P_{\text{ent}})^{1/2} \quad (6.53)$$

mas

$$I_g = V_{\text{ent}} / \left[R_1 + \frac{(R_1 + Z_0)R_2}{R_1 + R_2 + Z_0} \right] \quad (6.54)$$

Agora a potência dissipada na resistência em série mais à esquerda de R_1 (equação 6.31) é

$$P_1 = I_g^2 R_1 \quad (6.55)$$

enquanto a potência dissipada no resistor R_2 é

$$P_2 = \frac{V_2^2}{R_2} \quad (6.56)$$

onde V_2 é a tensão em R_2 e $V_2 = V_{\text{ent}} - I_g R_1$.

$$P_3 = \left(\frac{V_2}{R_1 + R_0} \right)^2 R_1 \quad (6.57)$$

Exercício 6.5

Para os parâmetros identificados no Exercício 6.3, calcule a especificação de potência de cada um dos resistores no circuito de casamento de impedância do modelo em T resistivo.

Solução

Voltando ao exemplo anterior, vimos que para $R_1 = 41$ W e $R_2 = 10$ W, então para uma potência de entrada de 1 W, $V_{\text{ent}} = 7,1$ V.

$$I_{\text{ent.}} = 7,1 \sqrt{\left[R_{\text{ent.}} + \frac{(41 + 50)10}{(41 + 50 + 10)} \right]} = 140 \text{ mA}$$

$$\therefore V_2 = 7,1 - (0,14)(41) = 1,36 \text{ V}$$

Portanto,

$$P_1 = (0,14)^2(41) = 0,8 \text{ W}$$

$$P_2 = 0,19 \text{ W}$$

$$P_3 = 0,01 \text{ W}$$

resultando em uma potência total de 1 W.

Esse cálculo mostra que uma boa parte da potência do sinal de entrada é dissipada no primeiro resistor do circuito atenuador. Portanto, esse componente, juntamente com os outros usados na construção do circuito atenuador, têm que ter as potências especificadas adequadamente.

6.3 CIRCUITOS DE CASAMENTO DE IMPEDÂNCIA REATIVOS

Circuitos que incluem apenas componentes reativos ideais têm a vantagem de não dissiparem energia RF. Projetos simples têm a desvantagem de serem capazes de fazerem um casamento perfeito apenas em uma única frequência. Vamos investigar os procedimentos que envolvem o projeto do mais simples circuito desse tipo. A abordagem adotada aqui envolve o ajuste do fator de qualidade Q do circuito de casamento de impedância de forma que terminações com resistências diferentes podem ser casadas uma com a outra [38].

A definição para o fator Q conforme usada aqui é

$$Q = \omega_0 \frac{\text{energia armazenada em um circuito}}{\text{energia perdida por segundo}} \tag{6.58}$$

onde ω_0 é a frequência de operação em rad/s.

A partir da Figura 6.7, para circuitos RL em série

$$|Z| = (R_s^2 + X_s^2)^{1/2} \tag{6.59}$$

Para o circuito RL em paralelo:

$$|Z| = \frac{X_p R_p}{(R_p^2 - X_p^2)^{1/2}} \tag{6.60}$$

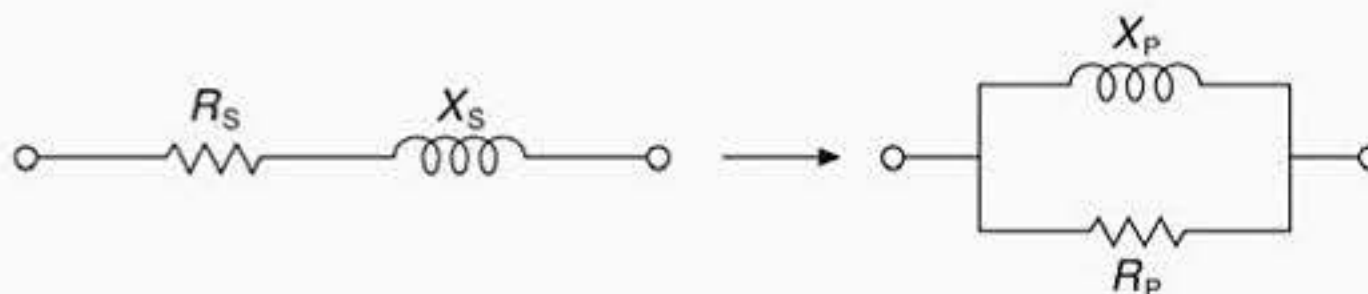


Figura 6.7 Equivalência de circuitos RL .

Para um circuito simples conectado em série, constituído de um resistor e um indutor, L_S e R_S , o fator Q pode ser escrito como

$$Q = \frac{X_S}{R_S} \tag{6.61}$$

onde $X_S = \omega_0 L_S$, enquanto que para o circuito conectado em paralelo temos

$$Q = \frac{R_P}{X_P} \tag{6.62}$$

portanto,

$$Q = \frac{R_P}{X_P} = \frac{X_S}{R_S} \tag{6.63}$$

Como as equações (6.57) e (6.58) são equivalentes, (6.60) e (6.61) podem ser reformuladas conforme a seguir

$$|Z| = \frac{R_P}{(1 + Q^2)^{1/2}} = R_S(1 + Q^2)^{1/2} \tag{6.64}$$

Portanto,

$$\frac{R_P}{R_S} = 1 + Q^2 \tag{6.65}$$

indicando portanto que o controle do fator Q pode acelerar um casamento de impedância entre terminações resistivas diferentes, R_P e R_S .

A topologia mais simples que podemos usar como um circuito de casamento de impedância é um circuito $L-C$, que pode se apresentar de duas formas (Figura 6.8). Neste caso, R_P é considerado maior que R_S .

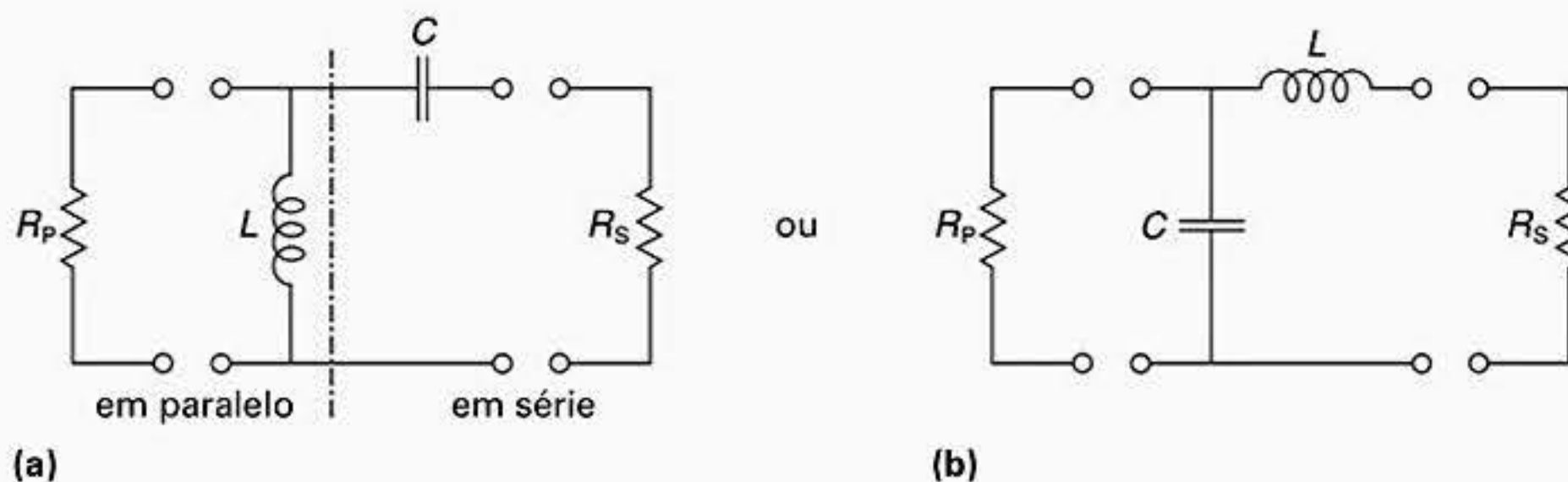


Figura 6.8 Seção em L de um circuito de casamento de impedância.

Exercício 6.6

Projete um circuito de casamento de impedância de uma carga de 500Ω com um gerador de 300Ω usando um circuito $L-C$.

Solução

Usando a equação (6.65):

$$\frac{R_p}{R_s} = 1 + Q^2 = \frac{300}{50} = 1 + Q^2$$

$$\therefore Q = 2,24$$

Agora usando a equação (6.61):

$$X_s = QR_s = 112 \Omega$$

e usando a equação (6.60):

$$X_p = \frac{R_p}{Q} = 134 \Omega$$

a partir da qual, para uma frequência de operação conhecida os componentes C e L do circuito de casamento de impedância podem ser determinados.

A escolha da Figura 6.8a ou 6.8b é geralmente ditada pela necessidade que temos de um desacoplamento CA e/ou a criação de um caminho CC para GND, caso no qual a Figura 6.8a é a escolha mais adequada. Por outro lado, se for necessário uma polarização CC na carga, então use o esquema da Figura 6.8b. Por exemplo, o circuito mostrado na Figura 6.8b pode ser usado se for necessário um casamento de impedância e uma polarização CC para um pré-amplificador de antena (Seção 5.3) ser alimentado via condutor central do cabo coaxial usado para conectá-los. Além disso, o circuito da Figura 6.8b é útil para rejeição de harmônicos presentes nos sinais.

Para o exemplo anterior, podemos agora ter uma idéia dos valores dos componentes, no caso da Figura 6.8a, para uma frequência de operação de 458 MHz: $X_C = 112 \Omega$, $C = 3,1$ pF, $X_L = 134 \Omega$ e $L = 0,46$ nH. Para a Figura 6.8b, os valores dos componentes são $X_C = 181 \Omega$, $C = 2,0$ pF, $X_L = 112 \Omega$ e $L = 0,4$ nH.

Existe um grande problema com circuitos de casamento de impedância com seção em L projetados por essa técnica: o fator Q é determinado pela razão entre as resistências de terminação a serem casadas. Isso resulta em um baixo fator Q , o que significa que a supressão de harmônicos de sinais indesejados é inerentemente deficiente.

Alterando a configuração em T vista na Figura 6.9a, esse problema pode ser superado. Na Figura 6.9b a configuração em T é idealizada como dois circuitos em L, um de “costas” para o outro, com um resistor virtual na terminação (R). O valor dessa resistência é determinado de forma que seja maior que o valor das resistências reais a serem casadas. Isso é necessário visto que anteriormente mostramos que para um circuito com uma seção em L (equação (6.65))

$$Q^2 = \frac{R}{R_{1,2}} - 1 \tag{6.66}$$

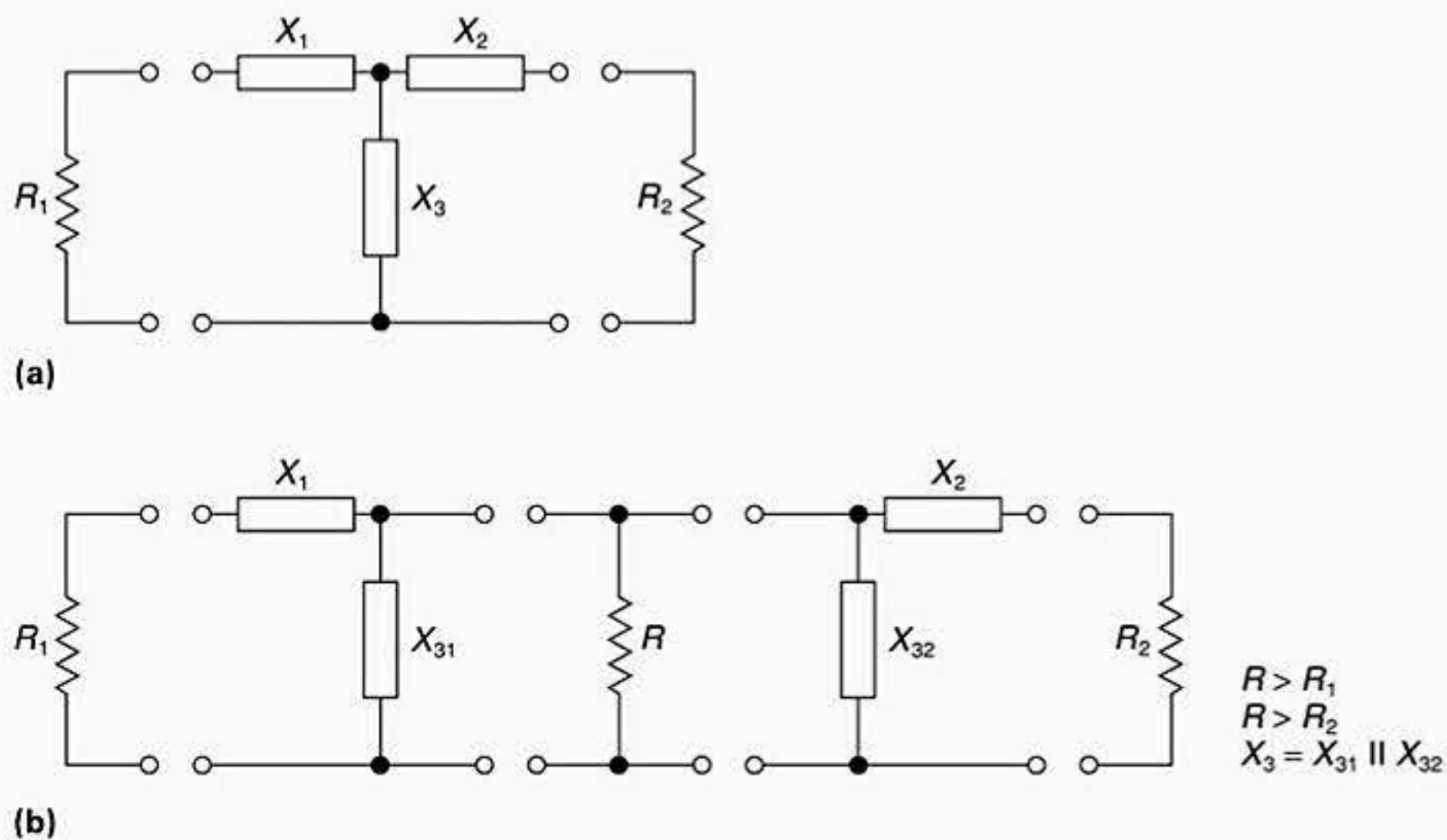


Figura 6.9 Seção em T de um circuito de casamento de impedância.

Considerando neste momento que os valores de R_1 e R_2 são conhecidos, então podemos escrever para R_1

$$\frac{R}{R_1} = Q_1^2 + 1 \tag{6.67}$$

onde Q_1 é o fator Q da primeira seção em L. Para um valor considerado de Q_1 , R pode ser agora determinado. Se R for menor que R_2 , aumente o valor de Q_1 e tente novamente.

Uma vez estabelecido o valor de Q_1 , podemos determinar X_{31} e X_1 como segue

$$X_{31} = \frac{R}{Q_1} \tag{6.68}$$

e

$$X_1 = R_1 Q_1 \tag{6.69}$$

De forma similar, para a segunda seção em L temos

$$\frac{R}{R_2} = Q_2^2 + 1 \tag{6.70}$$

Visto que, neste ponto, os valores de R e R_2 são conhecidos, podemos determinar $Q_2 = Q_1 = Q$. Uma vez determinado Q_2 , então

$$X_{32} = \frac{R}{Q_2} \tag{6.71}$$

e

$$X_2 = Q_2 R_2 \tag{6.72}$$

O projeto é concluído observando que X_3 é uma combinação em paralelo de X_{31} e X_{32} .

Exercício 6.7

Projete um circuito em T reativo para fazer o casamento de impedância entre uma fonte de 50Ω e uma carga de 300Ω operando com uma frequência de 458 MHz.

Solução

Considere que Q tenha um valor de 10; $R_1 = 50 \Omega$, $R_2 = 300 \Omega$, $f = 458 \text{ MHz}$ e $R = 50(10)^2 = 5050 \Omega > R_1 R_2$. Em seguida, a partir da equação (6.68) obtemos

$$X_{31} = 505 \Omega$$

e a partir da equação (6.69):

$$X_1 = 500 \Omega$$

Calcule usando a equação (6.70):

$$Q_2 = \left(\frac{5050}{300} - 1 \right)^{1/2} = 4$$

Portanto, $X_{32} = 1263 \Omega$ e $X_2 = 1200 \Omega$. Portanto, $X_3 = 361 \Omega$.

Os valores reais dos componentes podem ser determinados para os dois circuitos mostrados na Figura 6.10. O circuito visto na Figura 6.10a permite uma conexão CC através dele, enquanto que a configuração vista na Figura 6.10b bloqueia a componente CC.

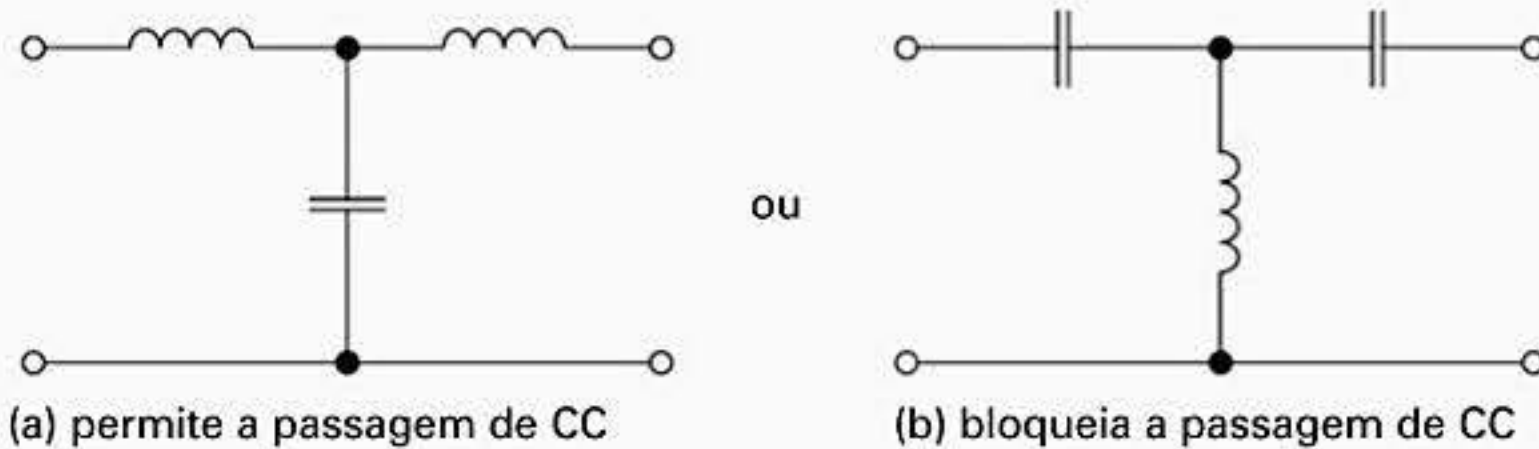


Figura 6.10 Esquemas de circuitos em T.

Essa metodologia agora pode ser estendida à configuração em PI mostrada na Figura 6.11. Consideramos neste caso que Q_1 , o fator Q da primeira seção a ser casada, é conhecido e que R_1 e R_2 já foram especificados. Então

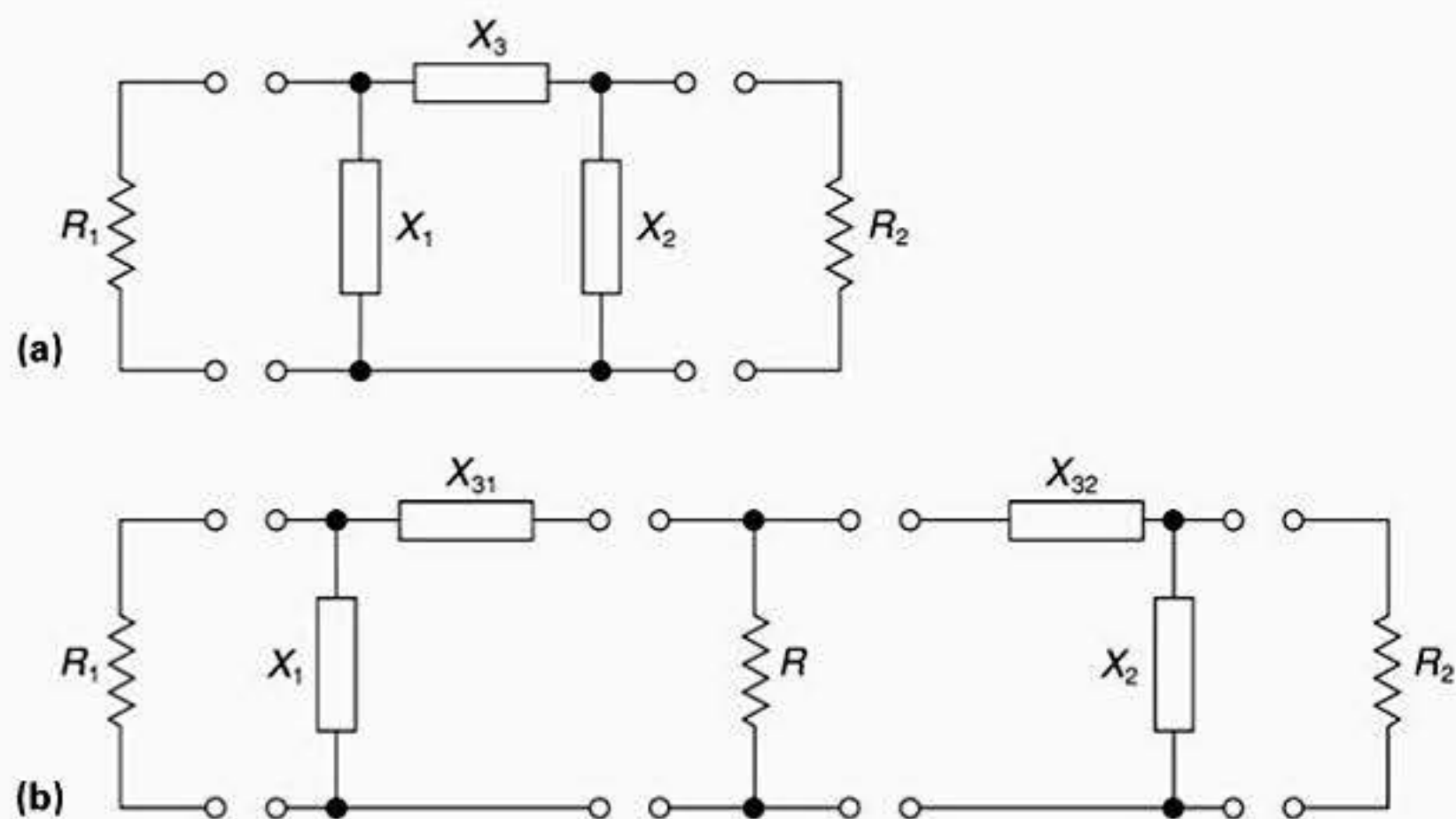


Figura 6.11 Circuito de casamento de impedância com seção em Pi.

$$X_1 = \frac{R_1}{Q_1} \tag{6.73}$$

e

$$\frac{R_1}{R} = Q_1^2 + 1 \tag{6.74}$$

Portanto,

$$R = \frac{R_1}{Q_1^2 + 1} \tag{6.75}$$

Novamente verificamos para garantir que o valor calculado de R é maior que R_1 e R_2 . Caso contrário, o valor de Q_1 é diminuído e tenta-se novamente.

Calculando então

$$X_{31} = RQ_1 \tag{6.76}$$

Em seguida determine Q_2 como segue

$$Q_2^2 = \frac{R_2}{R} - 1 \tag{6.77}$$

Portanto,

$$X_{32} = R_2Q_2 \tag{6.78}$$

$$X_2 = \frac{R_2}{Q_2} \tag{6.79}$$

e finalmente calcule $X_3 = X_{31} + X_{32}$.

6.4 CASAMENTO DE IMPEDÂNCIA USANDO *BALUNS*

Se uma antena dipolo com alimentação central é alimentada com uma linha de transmissão constituída por condutores em paralelo, os dois elementos de radiação estão balanceados um em relação ao outro. Entretanto, como é mais comum, se a antena for alimentada com um cabo coaxial, não existe mais uma alimentação balanceada, visto que um radiador está conectado na malha do cabo coaxial (normalmente aterrada), enquanto que o outro está conectado ao condutor central do cabo coaxial. Isso é um problema, pois no lado conectado à malha as correntes podem fluir na parte externa do cabo coaxial, proporcionando assim uma radiação secundária. Portanto, a propriedade de blindagem do cabo coaxial foi perdida. Os padrões de radiação no campo distante da antena também podem ser distorcidos como resultado da radiação secundária a partir da malha externa do cabo coaxial.

Os circuitos que minimizam ou cancelam esse fenômeno são conhecidos como transformadores *balun* (*balanced to unbalanced*). A necessidade de usá-los vem do fato de que na maioria dos equipamentos de transmissão o estágio de saída tem um lado aterrado (não-balanceado – *unbalanced*), visto que com esse tipo de configuração pode-se minimizar a interferência em modo comum.

A Figura 6.12a mostra um esquema de conexão de um cabo coaxial com uma antena dipolo. Com essa configuração, para o elemento A do dipolo, a corrente flui no condutor central do cabo coaxial e retorna ao longo do lado interno da malha coaxial, enquanto que para o elemento B do dipolo, alimentado em antifase em relação ao ponto de terra com respeito ao elemento A, uma corrente é produzida no lado externo da malha do cabo coaxial. Isso gera uma corrente não-balanceada no sistema. Se essas duas correntes, ou seja, a corrente no condutor central do cabo coaxial e a corrente na superfície da malha externa são iguais em magnitude, estão em antifase, elas se cancelam. Entretanto, o acoplamento dos campos entre o condutor central e a superfície externa da malha é fraco devido à presença da malha, assim o cancelamento total não acontece e, de fato, ocorre apenas um pequeno cancelamento. O efeito dessa corrente desbalanceada é que a corrente residual que flui no condutor externo do cabo coaxial pode ser re-radiada, provocando distorção no comportamento da radiação do campo distante da antena.

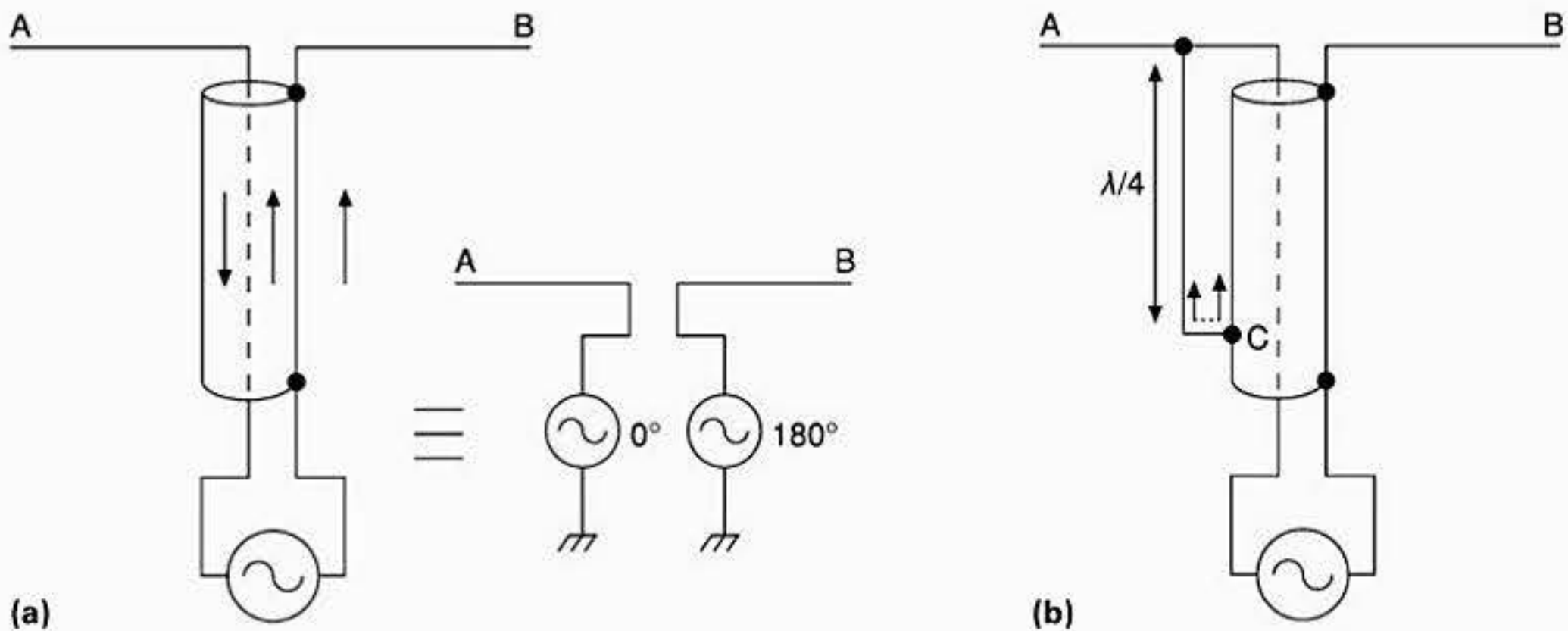


Figura 6.12 Construção de um *balun* básico: (a) dipolo conectado a um cabo coaxial; (b) *balun* de $\lambda/4$ de comprimento de onda.

Existem duas possibilidades para corrigir esse problema. Primeiro, poderíamos ligar fortemente o condutor central do cabo coaxial na sua malha externa, talvez até (num caso extremo) por um curto-circuito colocado entre eles. Entretanto, se isso for implementado diretamente, inibe a operação da antena. O que precisamos é de um forma mais indireta de alcançar o mesmo resultado. Isso pode ser feito colocando uma linha de transmissão secundária entre o condutor externo e o condutor central do cabo coaxial. Essa seção de linha é curto-circuitada num ponto situado a $\frac{1}{4}$ do comprimento de onda a partir do elemento A, conforme a Figura 6.12b; nesta posição, ela está conectada diretamente na malha externa do cabo coaxial. Uma seção de linha curto-circuitada em uma extremidade tem a propriedade de se apresentar como um circuito aberto na outra extremidade (veja a Seção 6.6). Portanto, uma conexão física pode ser feita entre essas posições sem atrapalhar eletricamente as distribuições normais de corrente e tensão nos elementos de radiação A e B (Figura 6.12b), e a corrente balanceada no condutor central do cabo coaxial não é afetada pela conexão. Entretanto, a corrente não-balanceada externa na malha do cabo coaxial, por causa da conexão direta que existe agora entre ela e o condutor central do cabo coaxial, tem uma corrente igual (porém oposta) fluindo no condutor secundário, que anula o seu efeito. Neste ponto onde os dois estão conectados, (posição C na Figura 6.12b), a corrente resultante é zero visto que elas estão em oposição de fase. Como resultado, nenhuma corrente flui no restante do condutor externo da linha de transmissão, assim o restante da linha de interconexão não tem efeito no sistema.

Uma variante blindada da técnica apresentada é mostrada na Figura 6.13. Neste caso uma manga externa de dimensão maior constitui o condutor externo do cabo coaxial, enquanto o condutor externo do cabo coaxial interior constitui o condutor interno do cabo coaxial maior. O circuito aberto nos terminais da antena inibe o fluxo de corrente não-balanceada na parte externa do condutor do cabo coaxial maior. Portanto, esse condutor funciona como um choque (bobina), evitando que a corrente não-balanceada afete o restante da linha. Com as duas configurações apresentadas anteriormente, a presença do transformador de $\frac{1}{4}$ de comprimento de onda faz com que a largura de banda do sistema diminua um pouco, normalmente 5%.

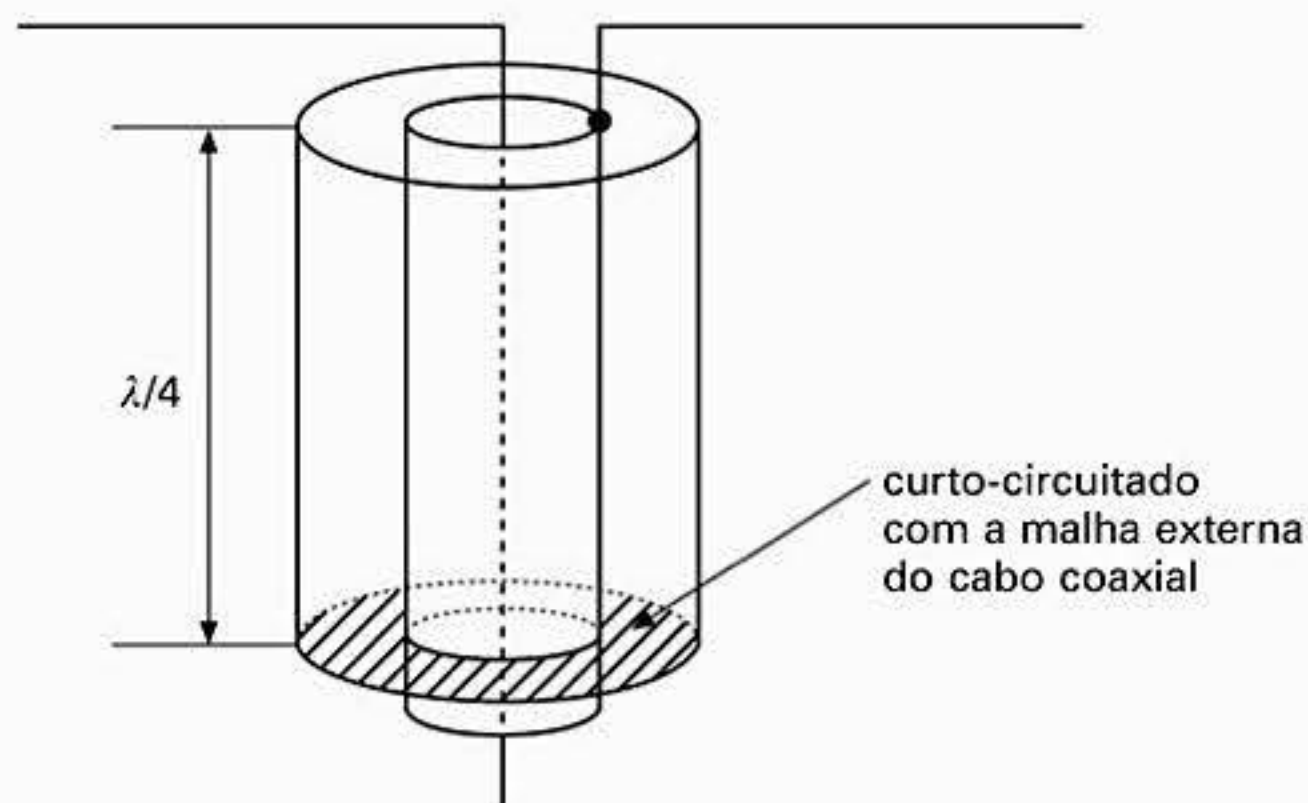


Figura 6.13 Balun blindado.

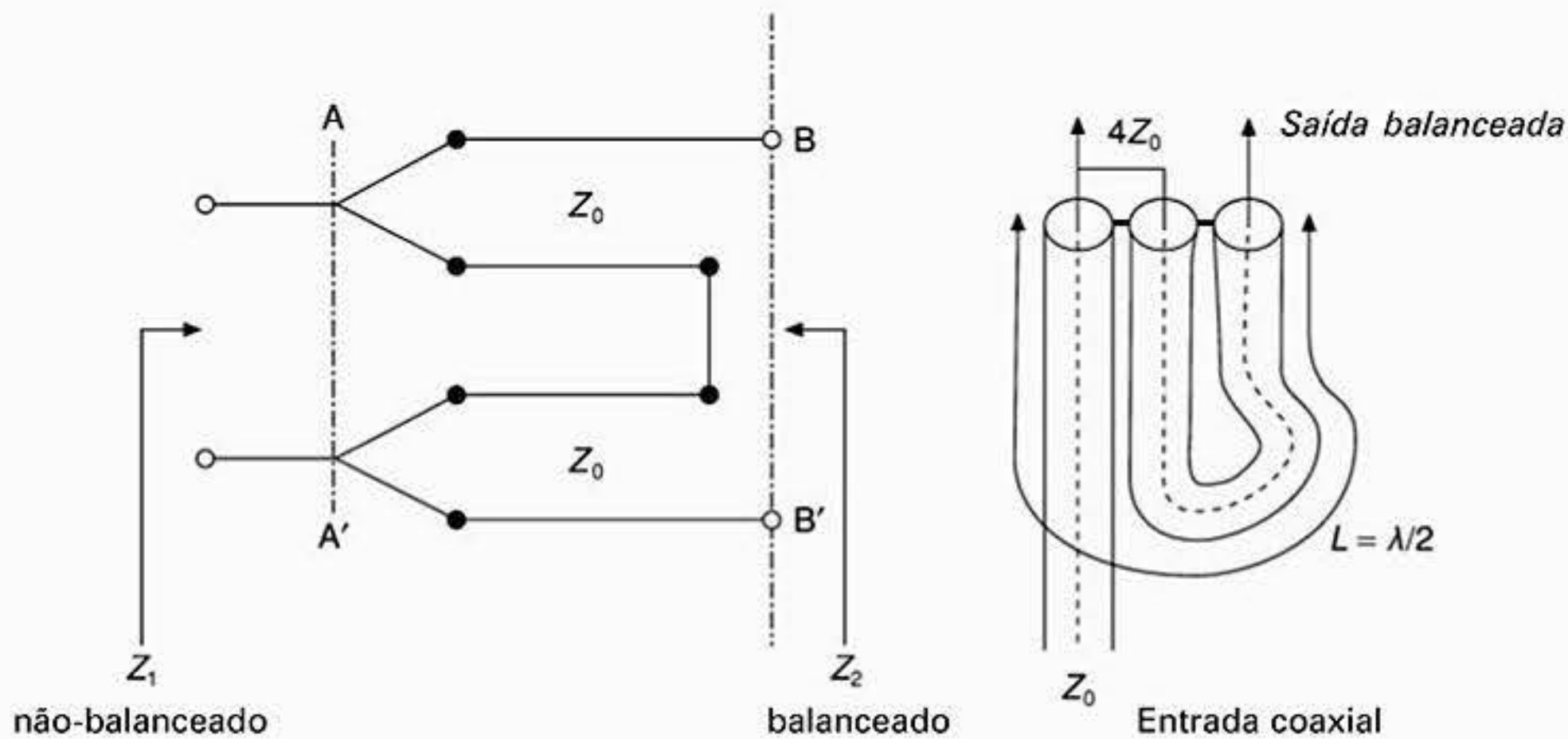


Figura 6.14 Transformação de impedância com *balun*.

Em muitas aplicações, especialmente de baixas frequências, é preferível fazer um *balun* usando um transformador e uma conexão paralela em série de linhas de transmissão (Figura 6.14). Neste caso as duas linhas, cada uma com uma impedância característica Z_0 , são conectadas em paralelo em A–A' e em série em B–B'. As duas linhas Z_0 em paralelo apresentam uma impedância de entrada Z_1 que é $Z_0/2$, enquanto duas impedâncias Z_0 em série resultam em uma impedância Z_2 igual a $2Z_0$. Portanto, a razão de impedâncias entre a entrada e a saída dessa estrutura é

$$\frac{Z_2}{Z_1} = \frac{2Z_0}{Z_0/2} = 4 \tag{6.80}$$

Portanto, esse tipo de configuração permite a possibilidade de uma transformação de impedância quatro assim como funciona um *balun*.

Quando enrolada como uma bobina como na Figura 6.15, a indutância em série adicional acrescentada pela bobina sinuosa faz com que aumente o desacoplamento entre a entrada e a saída; portanto, o comprimento total para este arranjo não é crítico, e o sistema pode operar ao longo de uma ampla faixa de frequência. Entretanto, para um dos lados (A–A') dessa configuração a ser conectado em GND, o arranjo tem que ser tal que o comprimento da linha de transmissão A–B seja $1/4$ do comprimento de onda.

Existem muitas outras configurações de *baluns*; consulte, por exemplo, a referência [39].

6.5 CIRCUITOS QUE DIVIDEM/COMBINAM POTÊNCIA

Em sua manifestação mais simples, se desejarmos um arranjo de antena de alto ganho com o feixe principal apontando na direção transversal, precisaremos alimentar todos os elementos com excitação em fase (Seção 4.2). O arranjo pode ter uma amplitude estreita se necessário para dar forma à resposta do lóbulo lateral de campo distante do arranjo de antenas (Seção 4.4). O bloco de circuito construtivo básico para esse tipo de estrutura de alimentação de arranjo é o divisor (*splitter*) de potência ou, quando opera no modo receptor, as conexões do divisor de potência são invertidas e ele é usado como um combinador (*combiner*) de potência.

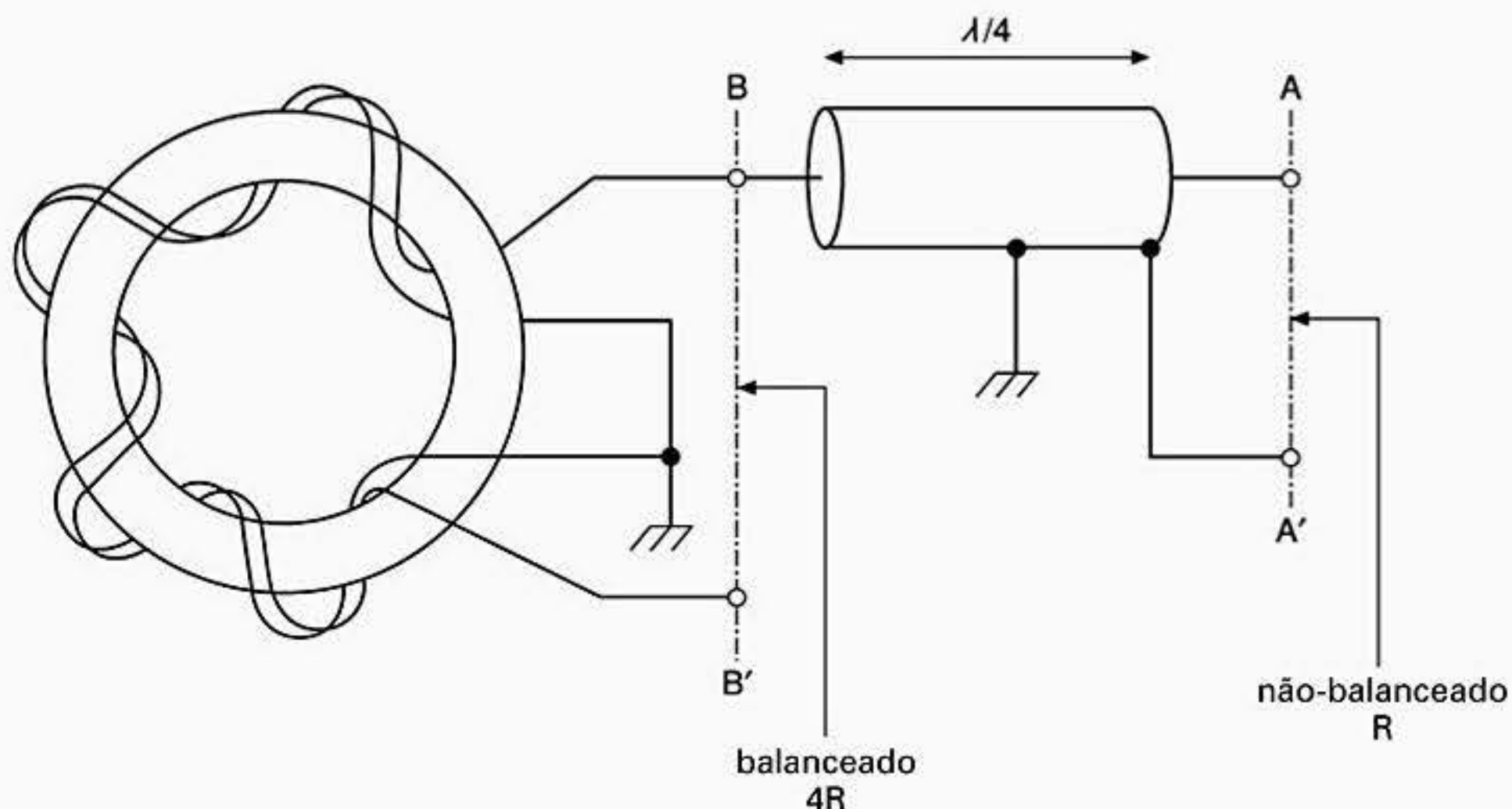


Figura 6.15 Transformador de fio toroidal.

O divisor/combinador de potência mais simples consiste de uma junção T (Figura 6.16a). O circuito mostrado na Figura 6.16a apresenta uma isolação deficiente entre as portas 2 e 3 porém é muito simples. Essa configuração pode ser melhorada usando-se o circuito mostrado na Figura 6.16b, que é projetado para casar a impedância da fonte com a da carga (Z_0). Neste caso, temos um bom casamento de impedância entre os dois ramos de saída quando a entrada estiver corretamente casada. Assim como no circuito anterior, esse tipo de circuito tem isolação bastante deficiente entre as portas de saída sempre que existir um descasamento entre essas portas. Além disso, os resistores usados na junção T aumentam a perda de inserção do circuito e também introduzem ruído adicional no sistema. Uma vantagem desse tipo de circuito é que, contanto que sejam usados resistores com baixos efeitos parasitas, ele deve ter uma banda larga bem grande. Existem outras variações de componente concentrado de divisor/combinador; veja, por exemplo, a Figura 6.17.

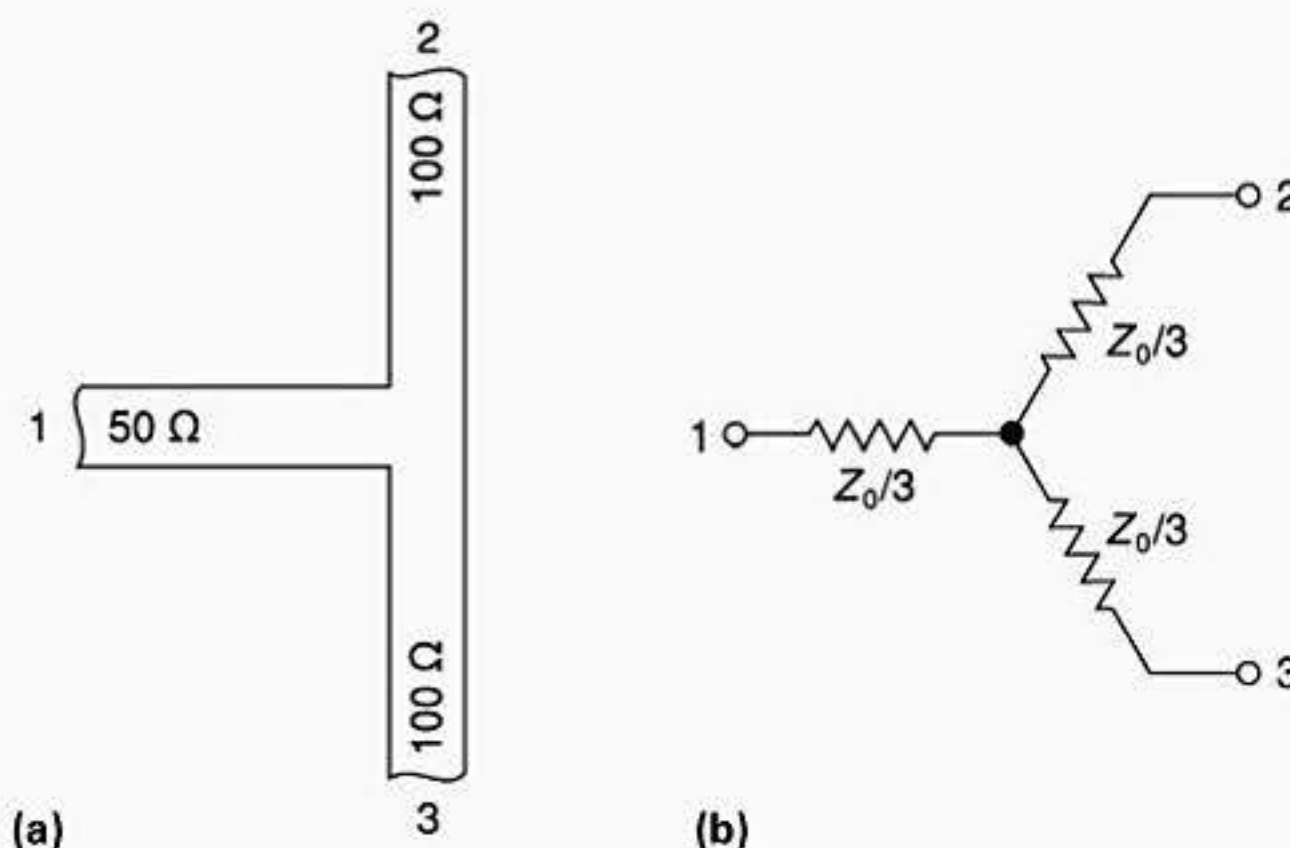


Figura 6.16 Tipos simples de divisor/combinador de potência.

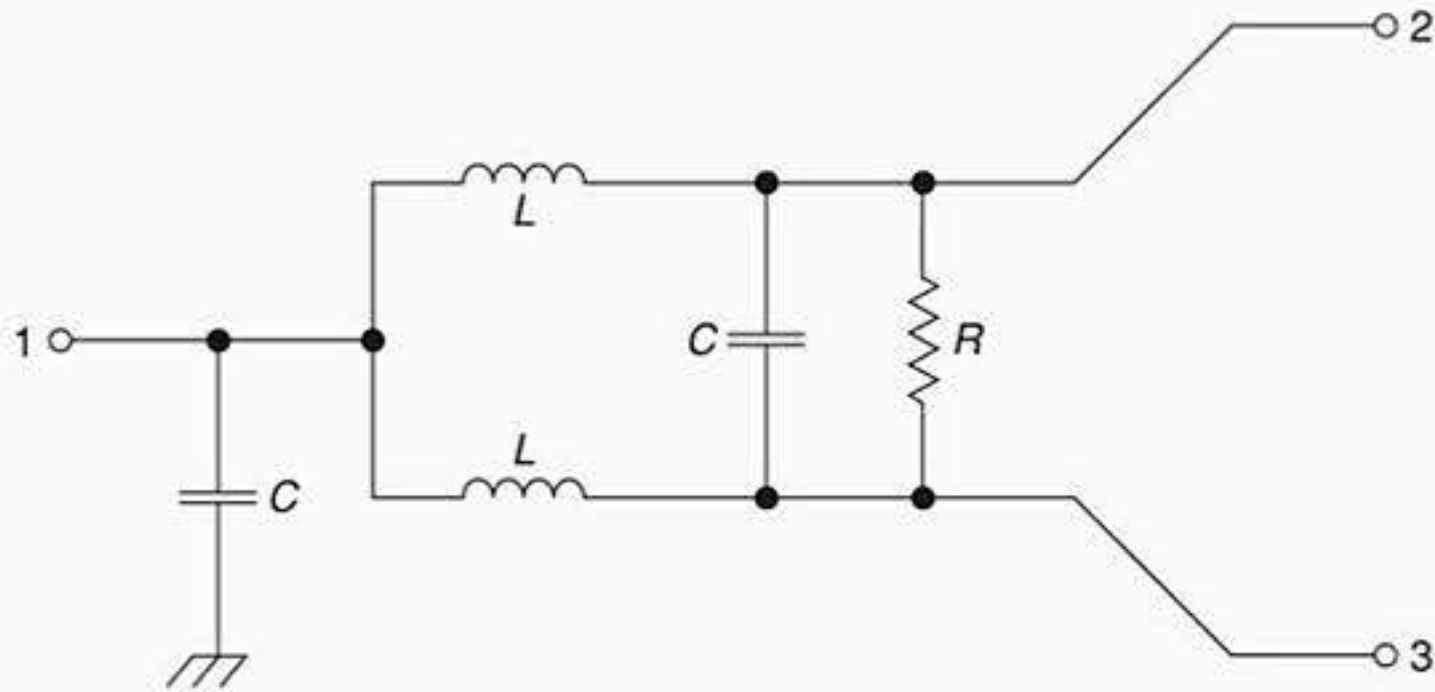


Figura 6.17 Divisor/combinador de potência concentrado.

O circuito divisor de potência híbrido concentrado mostrado na Figura 6.17 é útil para implementação monolítica, onde ele pode ser projetado para uso em frequências de microondas. A estrutura apresenta boas propriedades de casamento de impedância e também boa isolamento. As equações de projeto para uso em sistemas com impedância característica Z_0 e com igual divisão de potência são as seguintes:

$$C = \frac{1}{2\omega Z_0}; L = \frac{Z_0}{\omega}; R = 2Z_0$$

Versões com parâmetros distribuídos desse divisor denominado divisor/combinador Wilkinson são usados em frequências mais altas (Figura 6.18) [40] [41]. A divisão de potência pode ser implementada para que sejam iguais ($Z_{02} = Z_{03}$) ou diferentes ($Z_{02} \neq Z_{03}$), e o circuito pode ser feito para casar impedâncias diferentes [42]. Através da conexão em cascata de estágios, a largura de banda do divisor/combinador pode ser ampliada [40]. As equações de projeto para essa configuração são

$$\frac{\text{potência na porta 2}}{\text{potência na porta 3}} = \frac{1}{\Delta^2} \tag{6.81}$$

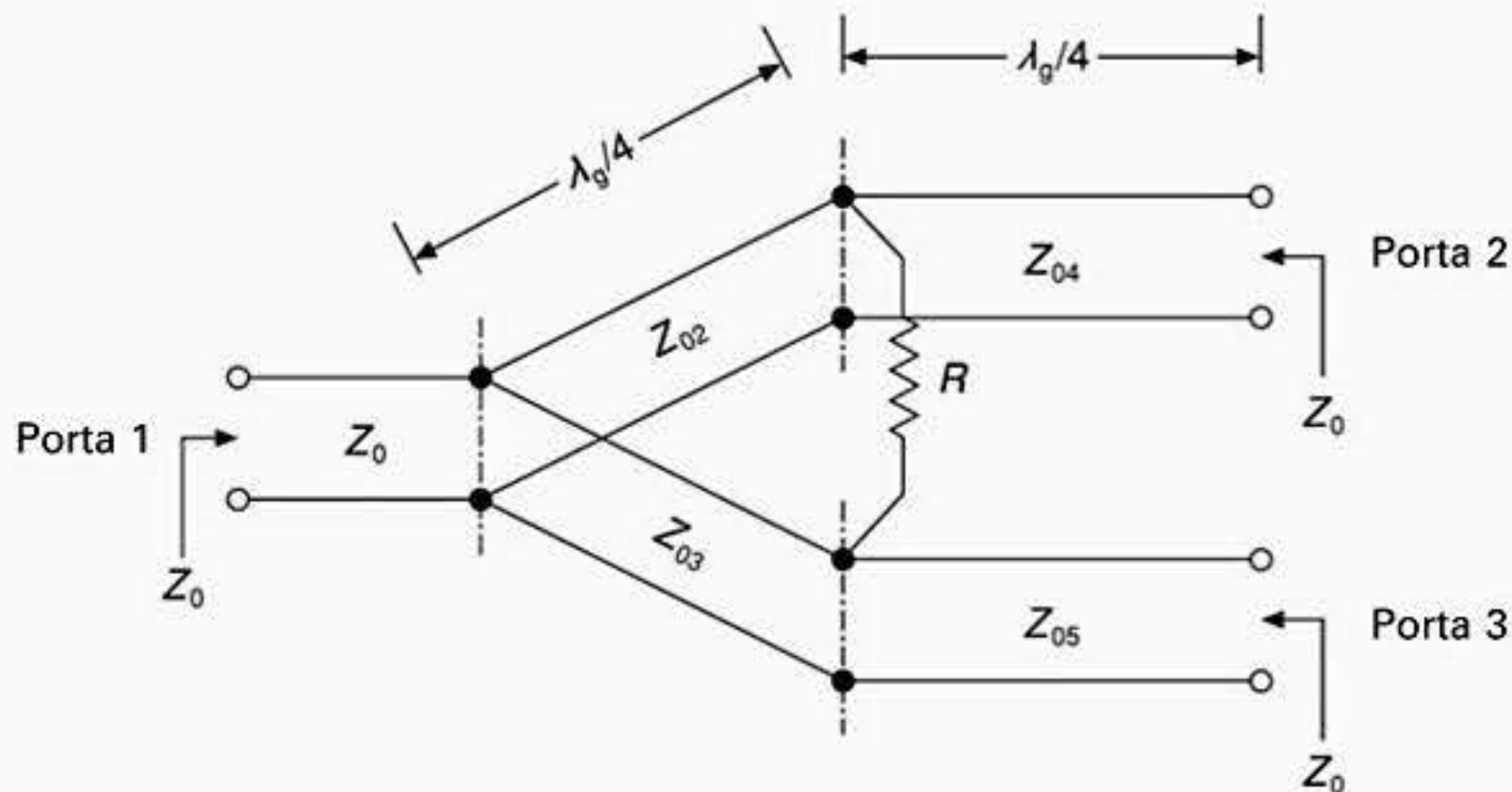


Figura 6.18 Divisor/combinador de potência Wilkinson.

Nesta equação Δ é usado para representar o fator de acoplamento entre as portas de saída:

$$Z_{02} = Z_0[\Delta(1 + \Delta^2)]^{1/2} \quad (6.82)$$

$$Z_{03} = Z_0 \frac{(1 + \Delta^2)^{1/2}}{\Delta^3} \quad (6.83)$$

$$Z_{04} = Z_0(\Delta)^{1/2} \quad (6.84)$$

$$Z_{05} = Z_0/(\Delta)^{1/2} \quad (6.85)$$

$$R = Z_0(1 + \Delta^2)/\Delta \quad (6.86)$$

Essa classe de circuito é de banda estreita (tipicamente 5% da largura de banda) em virtude da seção de casamento de impedância usada ser de $\lambda/4$ de comprimento de onda.

Exercício 6.8

Considere agora o projeto de um divisor de potência Wilkinson conjugado de 3 dB e 50 Ω .

Solução

Como temos um divisor de potências iguais de 3 dB entre as portas 2 e 3, então usando a equação (6.81):

$$\Delta^2 = \frac{P_2}{P_3} = \frac{1}{2} / \frac{1}{2} = 1$$

assim, usando as equações (6.82) e (6.83):

$$Z_{02} = Z_{03} = Z_0\sqrt{2} \quad (\text{todos os comprimentos} = \lambda_g/4)$$

e as equações (6.84) e (6.85):

$$Z_{04} = Z_{05} = Z_0 = 50 \Omega$$

e, finalmente, a equação (6.86):

$$R = 2Z_0 = 100 \Omega$$

6.6 CASAMENTO DE IMPEDÂNCIA E CARTA DE SMITH

A carta de Smith foi desenvolvida para auxiliar na solução dos problemas de casamento de impedância em linha de transmissão [43]. A carta de Smith é um gráfico de impedância de entrada normalizada (equação (6.93)) ou de admitância como uma função de ângulo em um círculo unitário. A carta de Smith na forma de impedância é mostrada de forma simplificada na Figura 6.19 cujas propriedades mais importantes são:

- A metade superior da carta de impedância normalizada representa resistência e reatância indutiva.
- A metade inferior da carta de impedância normalizada representa resistência e reatância capacitiva.
- Uma revolução (volta completa) na carta representa uma distância de meio comprimento de onda percorrida pela onda na linha de transmissão, sendo no sentido horário em direção ao gerador e no sentido anti-horário em direção à carga.
- Os pontos A e B representam as posições de curto-circuito e circuito aberto, respectivamente.

Sabemos da Seção 6.1 que uma linha de transmissão uniforme terminada com sua própria impedância característica absorve ou transmite energia sem reflexão. Para que ocorra a máxima transferência de potência, tem que existir um casamento conjugado entre as impedâncias da fonte e da carga. Portanto, para casar uma carga que tem impedância complexa com uma linha de transmissão que possui uma determinada impedância característica (geralmente um valor real), é necessário um casamento conjugado.

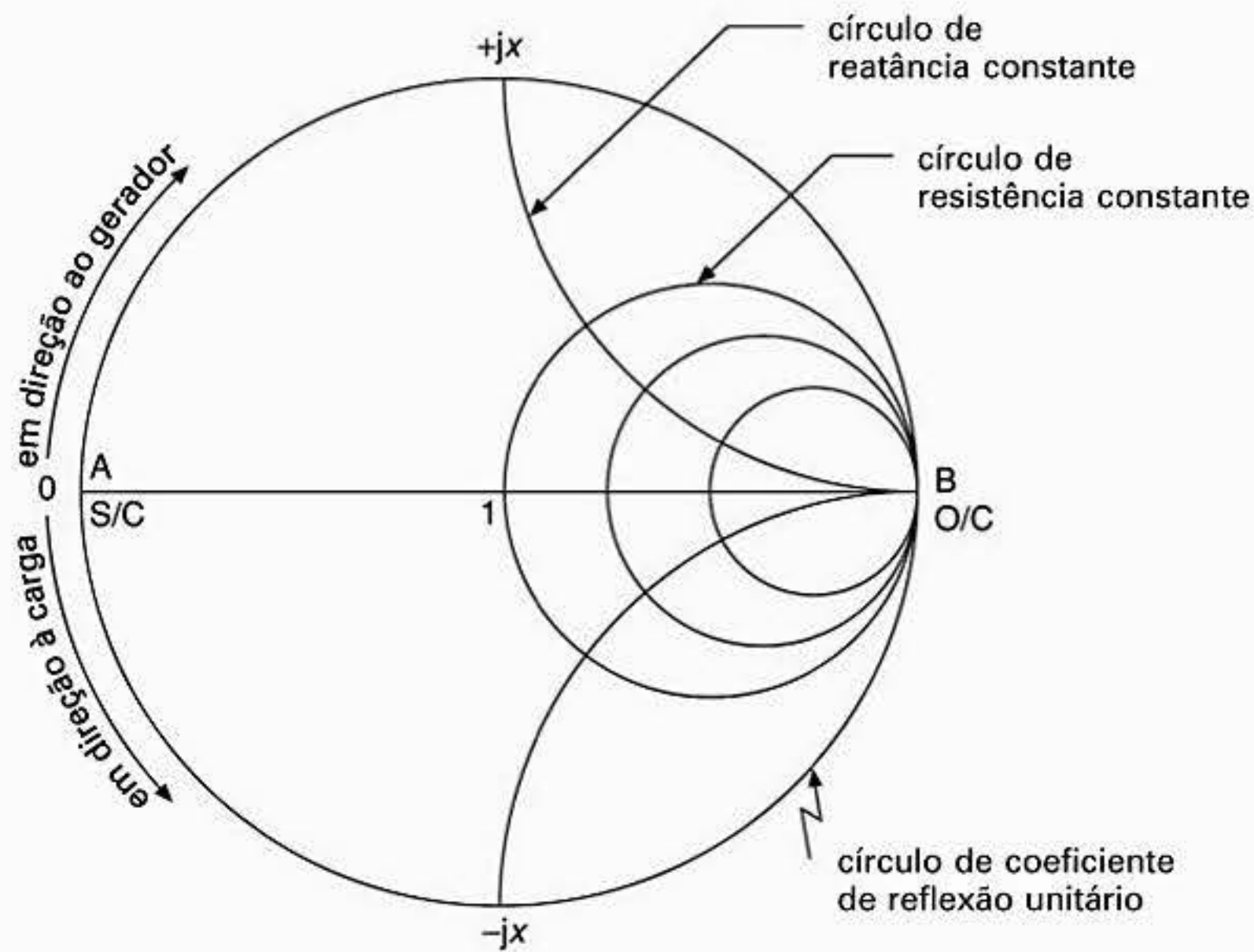


Figura 6.19 Carta de Smith de impedância normalizada simplificada.

Exercício 6.9

Queremos fazer o casamento de impedância de uma antena cuja impedância de entrada é $40 + j30 \Omega$ com uma linha de alimentação de 50Ω usando apenas uma seção de linha de transmissão de 50Ω (considerada sem perdas) e uma reatância em série (Figura 6.20b). Deve-se notar que para circuitos multiportas, os termos dispersão ou parâmetros S são frequentemente usados para definir portas e interações de porta para porta (veja o Apêndice 8.4). Como aqui estamos trabalhando com casamento de impedância de uma porta, usaremos a impedância

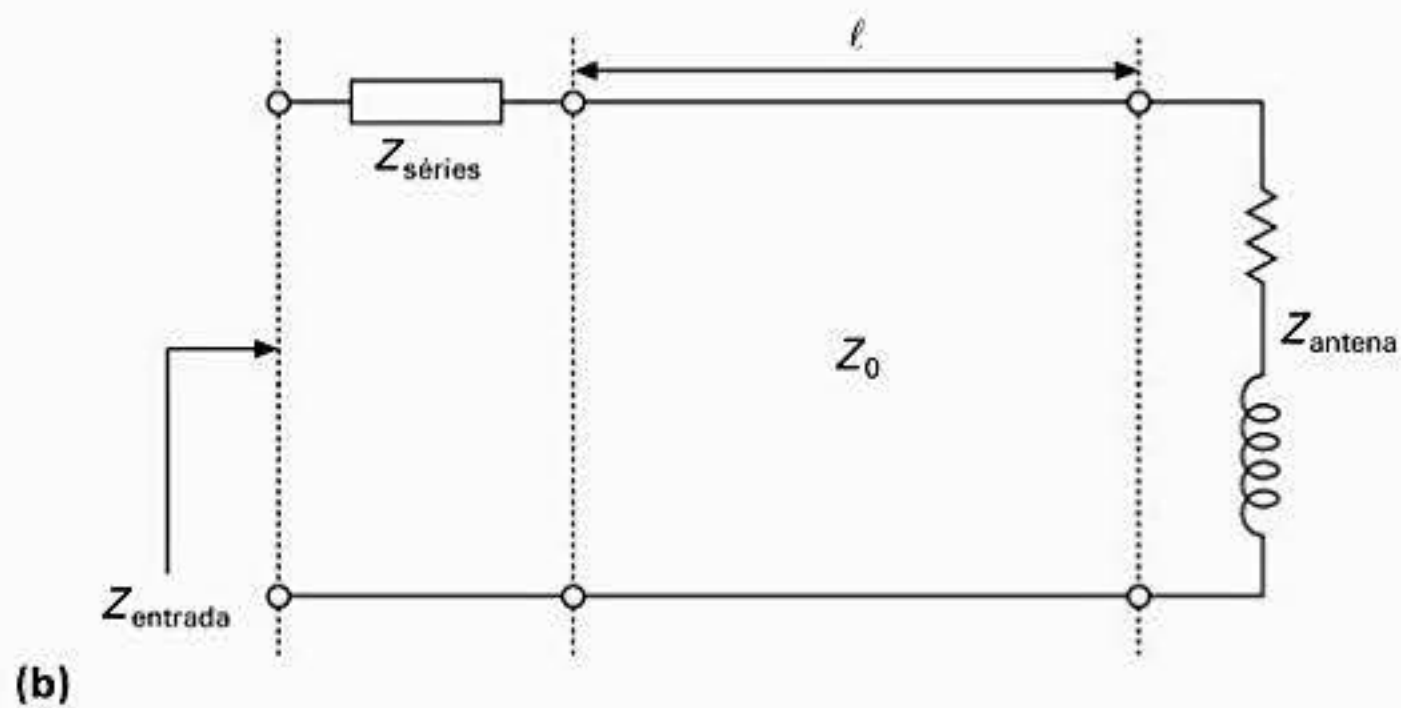
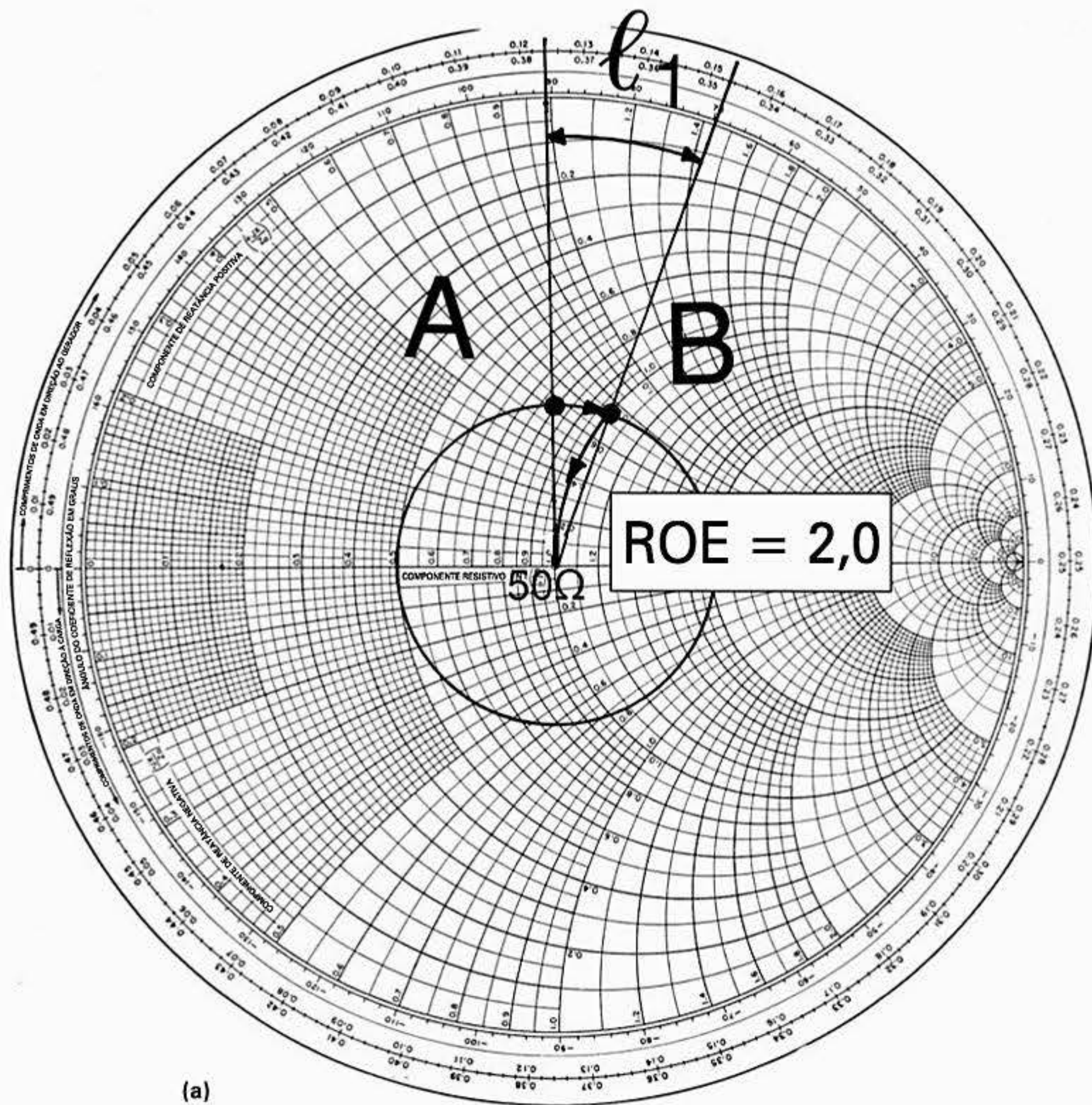


Figura 6.20 Casamento de impedância em série.

de entrada. Podemos usar a carta de Smith mostrada na Figura 6.20a para facilitar uma solução gráfica para esse problema, ou seja, para determinar os valores dos elementos do circuito necessários para o casamento de impedância.

Solução

A solução procede da seguinte forma: primeiro, normalize a impedância de entrada da antena em relação à impedância da linha de alimentação, normalmente 50Ω .

$$\frac{40 + j30}{50} = 0,8 + j0,6$$

Marque o ponto A na carta de Smith na Figura 6.20a.

Primeiro temos que selecionar o comprimento l da linha tal que a parte real normalizada da impedância de entrada em A seja unitária. Para alcançar isso, desenhamos o círculo ROE passando pelo ponto A e percorrendo no sentido horário (em direção ao gerador, visto que estamos fazendo o casamento de impedância com o gerador) até tocar no círculo de condutância unitário; ou seja, já que estamos fazendo o casamento de impedância da carga com o gerador, percorra o círculo centrado em $(1,0; 0)$ em direção ao gerador que passa através do círculo $0,8 + j0,6$ até que o círculo de condutância constante $1,0$ seja interceptado, ou seja, ponto B. Conseqüentemente, l tem que ser igual a $(0,152 - 0,124)\lambda = 0,028\lambda$. Neste ponto, a impedância normalizada é $1,0 + j0,7$. O valor em série de $j0,7$ é indutivo e pode ser cancelado para se obter $Z_{\text{ent.}} = 1 + j0$ colocando um capacitor de reatância normalizado de $-j0,7 \Omega$ em série com a seção de conexão da linha. Portanto, após a operação inversa da normalização, em $Z_{\text{ent.}}$, deixamos a impedância de entrada com 50Ω quando “olhamos” para a antena na freqüência de interesse. Assim, sintetizamos o circuito de casamento de impedância desejado.

Como uma alternativa ao casamento de impedância com elementos concentrados, podemos usar também pedaços de linhas de transmissão (*stubs*) com circuito aberto ou em curto-circuito no casamento de impedância.

Considerando a mesma abordagem usada na Seção 6.1 para uma seção uniforme de linha de transmissão, alguns resultados importantes e úteis podem ser obtidos, os quais facilitam em última instância o projeto dos circuitos de casamento de impedância que apresentam parâmetros distribuídos.

Para ver como o casamento de impedância pode ser feito usando circuitos com parâmetros distribuídos, considere a equação (6.9):

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = -\psi^2 V$$

Uma solução prática para essa equação diferencial de segunda ordem é que a tensão ou corrente em qualquer posição x ao longo do segmento de linha uniforme na Figura 6.1 vale

$$V(x) = A \exp(-\psi x) + B \exp(+\psi x) \quad (6.87)$$

ou

$$I(x) = \frac{A}{\psi_0} \exp(-\psi x) - \frac{B}{\psi_0} \exp(+\psi x) \quad (6.88)$$

onde um sinal + indica uma onda se deslocando na direção negativa de x e um sinal – indica uma onda se deslocando na direção positiva de x ao longo da linha de transmissão. A e B ainda são coeficientes desconhecidos, os quais, sendo necessário, podem ser determinados considerando as condições limites da linha de transmissão. O coeficiente $-B$ na equação (6.88) aumenta visto que a partir da Figura 6.2 sabemos que a corrente total transmitida, I_t , através da interface entre uma linha de transmissão uniforme de impedância característica Z_0 e com uma terminação descasada Z_T é igual a

$$I_t = I_i - I_r \quad (6.89)$$

onde I_i é a corrente incidente e I_r é a corrente refletida na interface, então a impedância descasada de terminação Z_T pode ser escrita usando as equações (6.87) e (6.88). Portanto, na posição $x = \ell$

$$Z_T = \frac{V_t}{I_t} = \frac{A \exp(\psi\ell) + B \exp(+\psi\ell)}{A \exp(-\psi\ell) + B \exp(+\psi\ell)} Z_0 \quad (6.90)$$

rearranjando os termos temos

$$\frac{B}{A} = \exp(-2\psi\ell) \frac{Z_T - Z_0}{Z_T + Z_0} \quad (6.91)$$

enquanto na posição $x = 0$, com referência à Figura 6.2b

$$Z_s = \frac{V_s}{I_s} = \frac{A + B}{A - B} Z_0 \quad (6.92)$$

nesta equação Z_s é a impedância de entrada “vista” olhando na linha de transmissão em direção à carga, em que substituindo a equação (6.91) na equação (6.92) obtemos

$$\frac{Z_s}{Z_0} = \frac{Z_T [1 - \exp(-2\psi\ell) + Z_0[1 + \exp(-2\psi\ell)]]}{Z_T [1 + \exp(-2\psi\ell) + Z_0[1 - \exp(-2\psi\ell)]]}$$

$$\text{portanto, } \frac{Z_s}{Z_0} = \frac{\left[\frac{Z_T}{Z_0} + \text{tgh}(\psi\ell) \right]}{\left[1 + \frac{Z_T}{Z_0} \text{tgh}(\psi\ell) \right]} \quad (6.93)$$

A partir da equação (6.93), pode-se ver que se $Z_T = Z_0$ então não existe descasamento e a impedância de entrada da linha (Z_s) é igual à impedância característica Z_0 da linha de transmissão, ou seja, a linha está casada não ocorrendo reflexões.

Se a linha apresenta perda ou tem uma perda associada muito pequena, então $\psi = 0$ e a equação (6.93) pode ser reescrita como

$$\frac{Z_s}{Z_0} = \frac{\left[\frac{Z_T}{Z_0} + j \text{tg}(\beta\ell) \right]}{\left[1 + \frac{Z_T}{Z_0} j \text{tg}(\beta\ell) \right]} \quad (6.94)$$

Agora a consideração da equação (6.94) mostra que

$$Z_S = Z_T \quad (6.95)$$

apenas quando $j \operatorname{tg}(\beta \ell) = 0$. Essa condição ocorre apenas quando $\beta \ell = n\pi$, onde $n = 1, 2, 3$, etc. Também, visto que $\beta = 2\pi/\lambda_g$ a condição acima é equivalente a

$$\ell = \frac{n\lambda_g}{2} \quad (6.96)$$

Esse resultado mostra que, quando uma seção de linha de transmissão de meio comprimento de onda é colocada entre uma fonte e uma impedância de carga, independentemente de sua impedância característica, a impedância de entrada é transformada na impedância da fonte, ou vice-versa. Esse resultado, quando registrado na carta de Smith, indica que metade do comprimento de onda guiado é igual a uma rotação completa de 360° na carta, ou seja, os valores de impedância se repetem cada vez que uma seção de meio comprimento de onda de uma linha de baixíssima perda (denominada de transformador de meio comprimento de onda) é introduzida entre a carga e o gerador. Esse conceito é útil quando a linha está tentando separar a fonte da carga por razões de conveniência física enquanto tenta preservar a transparência elétrica do circuito de conexão em uma frequência local.

Uma outra propriedade muito importante do transformador de meio comprimento de onda é que ele introduz um deslocamento de fase de 180° entre suas extremidades. Esse efeito é muito útil quando se projeta equipamentos com controle de fase para aplicações com arranjo de antenas.

Na equação (6.94), se $\beta \ell$ for igual a $n\pi/2$ radianos, ou seja, ℓ for um múltiplo ímpar de $1/4$ de comprimento de onda, onde $n = 1, 3$, etc., então $j \operatorname{tg}(\beta \ell)$ vai para o infinito, e

$$\frac{Z_S}{Z_0} = \frac{Z_0}{Z_T} \quad (6.97)$$

a partir da qual

$$Z_0 = (Z_S Z_T)^{1/2} \quad (6.98)$$

Essa é a restrição para um transformador de $1/4$ de comprimento de onda, utilidade na qual uma impedância baixa pode ser casada com uma impedância maior colocando uma seção de linha de transmissão de $1/4$ de comprimento de onda com uma impedância característica apropriada dada pela equação (6.98) entre as terminações da fonte e da carga a serem casadas. Normalmente, os transformadores de $1/4$ de comprimento de onda são usados para casamento de impedâncias que têm as suas componentes reativas neutralizadas, como foi feito para o exemplo na Figura 6.20. Em geral, para essa situação ocorrer para uma carga complexa, a reatância residual pode ser cancelada pelo uso de *stubs* sintonizados (veja logo mais nesta seção).

Semelhante aos transformadores de meio comprimento de onda, os transformadores de $1/4$ de comprimento de onda são bastante sensíveis à frequência, portanto são de banda estreita. Técnicas para fazer com que os transformadores de $1/4$ de comprimento de onda tenham uma largura de banda maior através da conexão em cascata de um certo número de seções projetadas adequadamente são dadas na referência [44].

Exercício 6.10

Use linhas de transmissão para projetar o casamento de impedância de um equipamento com uma impedância de entrada de 50Ω com duas antenas de 75Ω alimentadas em fase num arranjo em que são separadas por meio comprimento de onda.

Solução

Use transformadores de $\frac{1}{4}$ de comprimento de onda para casar a impedância de uma antena de 75Ω com 100Ω . Escolhemos 100Ω de forma que duas impedâncias de terminação de 100Ω combinadas em paralelo a partir de uma impedância de carga de 50Ω , que pode então ser transferida para um gerador de 50Ω colocado a uma certa distância. A partir da equação (6.96)

$$Z_0 = 75^2/50 = 112,5 \approx 100 \Omega$$

por conveniência usamos aqui um cabo com impedância característica de 75Ω e aceitamos o descasamento resultante de forma que o custo possa ser minimizado. Combinando impedâncias Z_S em paralelo obtemos uma impedância de entrada $Z_{ent.}$ de

$$Z_{ent.} = \frac{(112,5)^2}{2(112,5)} = 56,2 \Omega$$

que resulta em um ROE de 1,125.

Considerando que dois transformadores de $\frac{1}{4}$ de comprimento de onda foram usados, a separação entre as antenas é de meio comprimento de onda, conforme estipulado.

A próxima coisa importante a saber a respeito de técnicas de linha de transmissão com parâmetros distribuídos é o uso delas como *stubs* (tocos) de sintonia com o propósito de cancelamento da reatância residual num circuito. Considere mais uma vez a equação (6.93). Desta vez, se a linha de transmissão mostrada na Figura 6.2 for terminada em um curto-circuito, ou seja, $Z_T = 0$, então

$$Z_{\text{curto-circ.}} = Z_0 \operatorname{tgh} \psi \ell \quad (6.99)$$

e para um circuito aberto

$$Z_{\text{circ. aberto}} = Z_0 = \frac{Z_0}{\operatorname{tgh} \psi \ell} \quad (6.100)$$

Uma análise da equação (6.99) mostra que para uma linha sem perdas

$$Z_{\text{curto-circ.}} = j Z_0 \operatorname{tg} \beta \ell \quad (6.101)$$

isto é, a faixa completa das reatâncias indutivas de terminação variam de 0Ω em $\ell = 0$ até infinito em $\ell = \lambda_g/4$. Para $\ell = \lambda_g/8$, a reatância é uma indutância pura e tem o valor de $+j Z_0 \Omega$.

De forma similar, para equação (6.100) podemos aproximar uma seção de linha sem perdas da seguinte forma

$$Z_{\text{Scirc. aberto}} = -j Z_0 \cot \beta \ell \quad (6.102)$$

Isto é, a faixa completa das reatâncias capacitivas de terminação variam de forma similar; por exemplo, para $\ell = \lambda_g/8$ a reatância é $-j Z_0 \Omega$.

Isso significa que, na prática, comprimentos de linha de transmissão em circuito aberto podem ser usados para sintetizar elementos capacitivos ou indutivos, os quais podem ser usados como componentes em filtros distribuídos ou como componentes em circuitos de casamento de impedância.

Exercício 6.11

Usando um circuito de linha de transmissão, implemente o casamento de impedância de uma antena dipolo com $73 - j25 \Omega$ com um cabo balanceado de baixa perda de 50Ω . A frequência de projeto é de 1 GHz e o sinal se desloca no cabo a uma velocidade de 0,7 vezes a velocidade da luz devido ao dielétrico do cabo.

Solução

Considere a carta de Smith mostrada na Figura 6.21, na qual $f = 1$ GHz, $\lambda_0 = 30$ cm, $\lambda_g = 30 \times 0,7$ cm, $Z_0 = 50 \Omega$ e $Z_L = 73 - j25 \Omega$. Uma baixa perda, portanto, a atenuação é aproximadamente 0 dB.

1. Normalize Z_ℓ para 50Ω :

$$Z_\ell = \frac{73 - j25}{50} = 1,46 - j0,5 \text{ (ponto A na carta de Smith).}$$

2. Visto que consideramos perda zero, podemos desenhar um círculo ROE através do ponto A (ROE = 1,75).
3. Converta o ponto A em um valor de admitância normalizada no ponto B por meio de uma rotação de 180° , de forma que $y_\ell = 1/z_\ell = 0,65 + j0,25$.
4. Estenda a linha radial entre A e B até a extremidade da carta e leia o comprimento de onda na escala do gerador na posição do ponto C, $0,054\lambda_g$ (lembre-se de que estamos casando uma carga com o gerador, assim, percorreremos a carta em direção ao gerador).
5. Em seguida, observe o círculo descrito pela interseção do raio ROE onde ele intercepta o círculo unitário de condutância, ponto D, e se estende de forma radial do centro da carta passando no ponto D e no ponto E situado na extremidade da carta ($0,146\lambda_g$).
6. Observe a distância de C até E ao longo da periferia da carta, ou seja, $\ell = 0,146\lambda_g - 0,054\lambda_g = 0,09\lambda_g$. Esse valor corresponde à distância da carga até o *stub* ao longo da conexão da linha de transmissão tal que tenhamos uma unidade normalizada (em relação a 50Ω) mais a resistência residual. Agora temos que cancelar esta reatância. Para fazer isso, temos que determinar o comprimento necessário do *stub* para completar o projeto.
7. Para fazer isso, identificamos o ponto D* (onde * significa o valor conjugado complexo de D) e estendemos o raio do centro da carta passando através de D* até o ponto F na extremidade da carta ($0,35\lambda_g$).
8. Se quisermos usar um *stub* de sintonia em curto-circuito para obter o casamento desejado, então identificamos a posição de curto-circuito, ponto G na carta ($0,25\lambda_g$), e percorremos a carta no sentido horário em direção ao gerador até alcançarmos o ponto F. Se quisermos usar um *stub* de circuito aberto, então devemos começar no ponto H ($0\lambda_g$) e

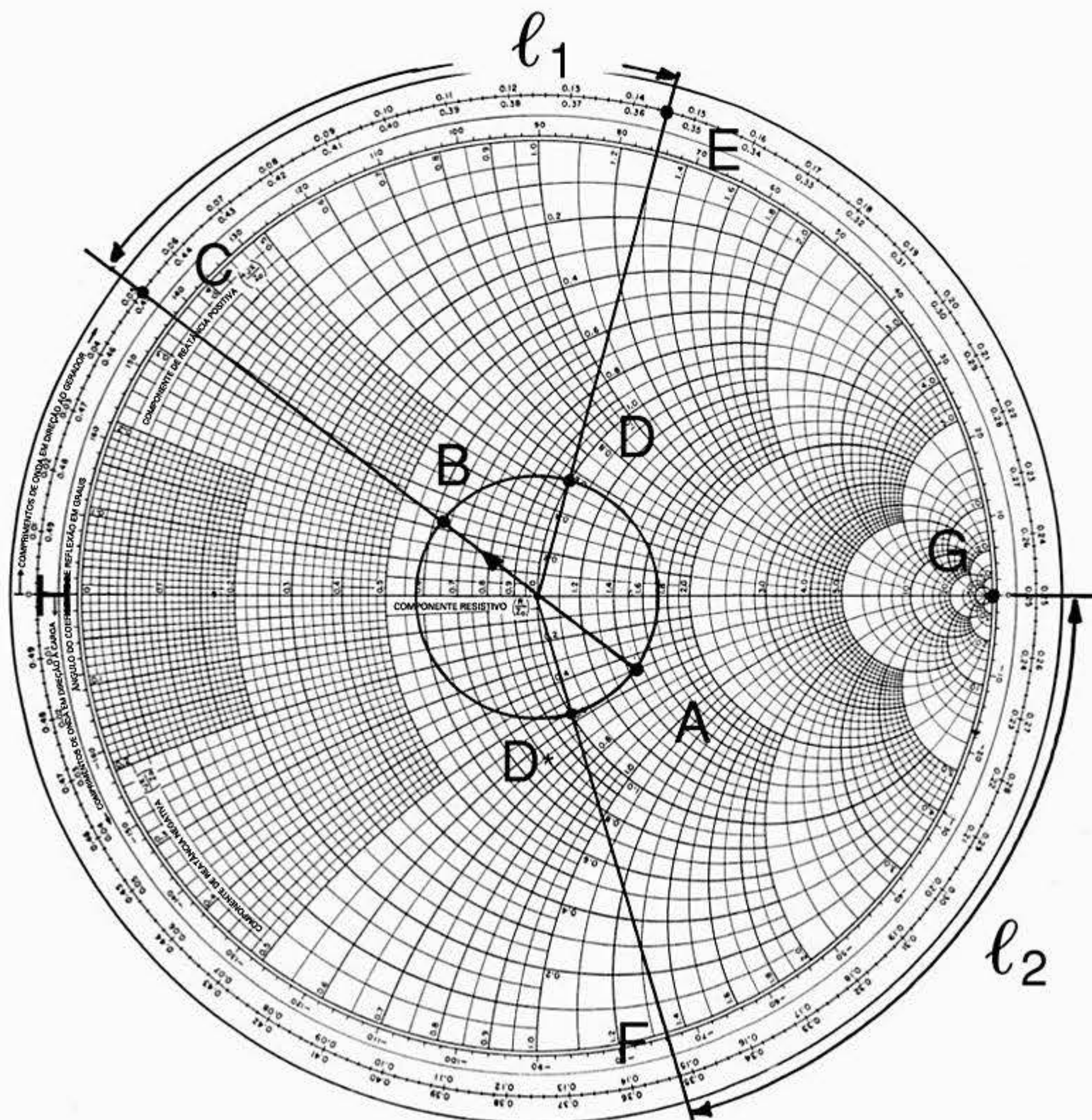


Figura 6.21 Casamento de impedância com *stub*.

percorrer a carta até o ponto F no sentido horário ou simplesmente acrescentar $\frac{1}{4}$ de comprimento de onda à solução obtida para o caso de curto-circuito.

9. Considerando que queremos um *stub* de curto-circuito, convertamos agora as distâncias *CE* e *GF* em comprimentos físicos:

$$l_1 = CE = 0,1\lambda_g = 0,1 \times 30 \times 0,7 = 2,1 \text{ cm}$$

$$l_2 = GF = 0,01\lambda_g = 0,21 \text{ cm}$$

Portanto, a estrutura de casamento de impedância resultante é mostrada na Figura 6.22.

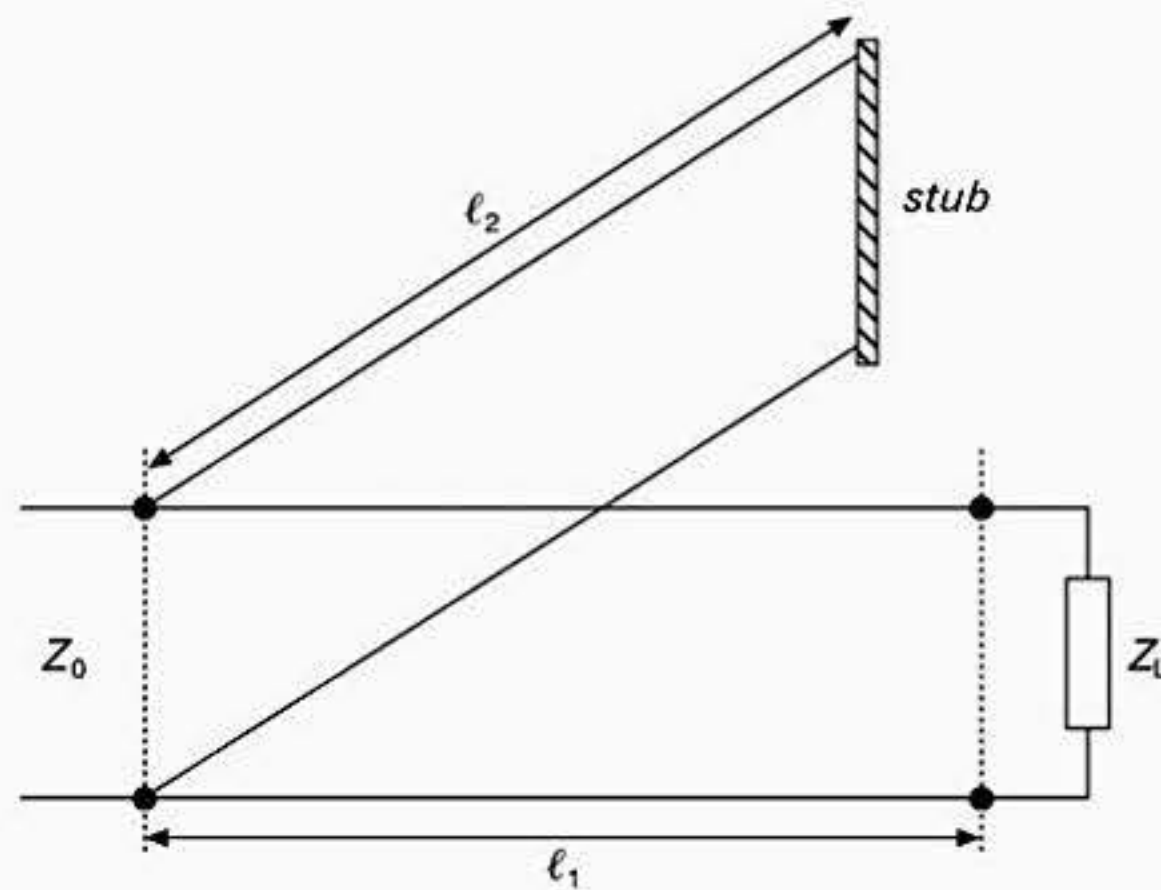


Figura 6.22 Casamento de impedância usando um único *stub*.

Para exemplos mais sofisticados sobre o uso da carta de Smith, e para sistemas mais complexos de casamento de impedância com circuitos de parâmetros concentrados e distribuídos, veja as referências [43] e [44].

REFERÊNCIAS

- [37] Matthai, G.L., Young, L. and Jones, E.M.T., *Microwave Filters, Impedance Matching Networks and Coupling Structures*, McGraw-Hill, New York, 1964.
- [38] Fusco, V.F., *Microwave Circuits, Analysis and Computer-Aided Design*, Prentice Hall International, 1987.
- [39] Jasik, H., *Antenna Engineering Handbook*, McGraw-Hill, 1961, pp. 31-3.
- [40] Parad, L.I. and Moynihan, R.L., Split tee power divider, *IEEE Trans on MTT*, Vol. 13. No.1, pp. 91-5. 1965.
- [41] Wilkinson, E.J., An n -way hybrid power divider, *IRE Trans on Microwave Theory and Techniques*, Vol. 8, pp. 116-18, 1960.
- [42] Taub, J.J. and Kurpis, G.P., A more general n -way hybrid power divider, *IEEE Trans on MTT*, Vol. 17, pp. 406-8, 1969.
- [43] Smith, P.H., *Electronic Applications of the Smith Chart in Waveguide, Circuit and Component Analysis* McGraw-Hill, 1969.
- [44] Thomas, R.L., *A Practical Introduction to Impedance Matching*, Artech House, 1976.

PROBLEMAS

- 6.1 Uma linha de transmissão de fios paralelos é usada para proporcionar uma alimentação balanceada para uma antena dipolo de meio comprimento de onda. Se a impedância característica da linha de transmissão é $73 - j32 \Omega$ em 100 MHz e o dipolo tem uma impedância de entrada de 73Ω , calcule a magnitude e a fase da corrente de entrada e a potência real fornecida aos terminais da antena. Considere que um sinal CA de 10 V RMS é usado para excitar o cabo.
- 6.2 Uma fonte com frequência de 1 GHz é conectada na entrada de um cabo com baixas perdas. O comprimento do cabo é 3 m, sendo terminado com uma carga cujo valor é idêntico ao de sua impedância característica. Se o comprimento de onda do sinal quando se propaga ao longo da

linha é 0,2 m, calcule o atraso de tempo a partir da conexão do gerador até a recepção do sinal na outra extremidade do cabo. Qual a diferença de fase entre o sinal de entrada, tomado como referência de fase, e o sinal de saída, uma vez que a condição de estado estacionário tenha sido alcançada?

- 6.3 Uma linha de transmissão sem perdas tem uma impedância característica de 73Ω e quando conectada a uma carga apresenta um ROE de 3,5. A distância entre pontos mínimos de tensão sucessivos relativos à onda estacionária de tensão na linha é 35 cm. Calcule o valor da impedância de carga usada na terminação da linha e calcule também o comprimento de onda guiado na linha de transmissão.
- 6.4 Uma antena é projetada para operar em 1 GHz e tem uma impedância de entrada de 73Ω na frequência mencionada. A fonte de sinal usada para alimentar o arranjo de antenas tem uma impedância de saída balanceada de 50Ω e está posicionada a 2 m do arranjo. Projete um transformador de $\frac{1}{4}$ de comprimento de onda usando uma linha de transmissão com fios em paralelo usada para conectar o gerador à antena com um casamento de impedância mínimo. O cabo tem uma velocidade de fase que é 95% da mesma no espaço livre.
- 6.5 Qual o valor do atenuador casado necessário para reduzir o ROE de 4 para um 1,2?
- 6.6 Projete um divisor de potência Wilkinson de único estágio que proporcione uma divisão de potência de 6 dB para 1 GHz. Considere que o cabo coaxial usado como linha de transmissão do divisor tenha espaçamento de ar.
- 6.7 Projete um circuito resistivo que proporcione uma atenuação de 10 dB em um sistema de 50Ω .
- 6.8 Usando teoria elementar de circuito, projete um circuito reativo que pode ser usado para fazer o casamento de impedância de um gerador de 50Ω com uma carga de 75Ω operando em 400 MHz.
- 6.9 Repita o Exercício 6.8, porém desta vez use a carta de Smith para facilitar o processo de projeto.
- 6.10 Use a carta de Smith para determinar o coeficiente de reflexão na carga e o ROE ao longo de uma linha de 75Ω e 10 cm de comprimento terminada com uma impedância de carga de $50 + j20 \Omega$. Determine a impedância e a admitância de terminação do cabo num ponto a 3 cm da carga. A linha apresenta perda de 3 dB/m e a frequência de operação é de 1 GHz. $\lambda_g = 0,9\lambda_0$.
- 6.11 Usando a carta de Smith, determine a posição e o comprimento de um *stub* ideal curto-circuitado usado para casamento de impedância que faz com que a impedância característica de 100Ω de uma linha de transmissão terminada com uma impedância de $150 - j200 \Omega$ seja casada com um gerador de 100Ω .

Tipos básicos de antenas

O número de tipos diferentes de antenas que existem atualmente é admiravelmente grande, porém a maioria deles é projetado para se adequar a uma aplicação predefinida. Neste capítulo, dedicaremos nossa discussão a um subconjunto de antenas disponíveis. A discussão será necessariamente breve, sem considerar detalhes de qualquer um dos tipos genéricos de antenas discutidos como os que podem ser encontrados em textos especialistas indicados na bibliografia.

Para discutir alguns dos principais tipos de antenas usadas hoje em dia, temos que concentrar a discussão nas classes de antenas mencionadas a seguir. Primeiro, descreveremos as propriedades de uma antena de quadro pequena tal como a que pode ser usada em um equipamento de detecção de ondas eletromagnéticas de campo próximo. Em seguida, discutiremos a antena complementar à antena dipolo de fio retilíneo, a antena de fenda. Seguimos com a descrição de operação da antena Yagi. Essa classe de antena é extremamente importante em uma variedade de aplicações UHF e de microondas onde é necessário reunir simultaneamente uma baixa resistência ao vento, um bom ganho elétrico e requisitos de diagrama de radiação polar. A área de estudo das antenas impressas planares é brevemente explorada estabelecendo os mecanismos de operação e as equações básicas de projeto para um tipo de antena impressa em uma placa de circuito, a antena *microstrip* retangular. Tais antenas podem ser usadas em muitas aplicações onde é necessário que a antena tenha um perfil baixo e seja aderente à estrutura de montagem (conforme a construção).

As antenas refletoras são abordadas em seguida. Para o caso mais simples, o refletor parabólico, descrevemos as propriedades da parábola como uma superfície que pode converter uma onda plana em uma onda esférica na recepção e que pode focalizar essa onda esférica em um único ponto; o mesmo é válido para o caso da transmissão. Esse tipo de antena encontra amplas aplicações nas frequências de microondas onde, à medida que o comprimento de onda se torna pequeno, aumenta o tamanho da abertura relativa, portanto, alcançando prontamente um ângulo de feixe estreito e simultaneamente altos ganhos. Os fundamentos das antenas helicoidais são discutidos, assim como as condições sob as quais uma antena helicoidal opera no modo de radiação longitudinal axial. A seguir os fundamentos das antenas cornetas são descritos, visto que elas são de simples construção e encontram aplicações como antenas de calibração em testes de medições devido à sua performance de radiação e ganho previsíveis. As antenas de onda progressiva de fio são descritas para ilustrar como as antenas de onda progressiva não-ressonantes operam. A isso se segue uma breve exposição das propriedades de uma antena em F ou antena planar invertida em F

(APIF). Essa antena é amplamente usada em aparelhos de comunicações móveis. As antenas dielétricas têm pequenas dimensões devido à alta constante dielétrica do material usado na construção delas e, conseqüentemente, elas são de interesse em aplicações como as antenas APIF. Outra característica das antenas dielétricas é que dependendo do modo pelo qual são excitadas, é possível se obter diagramas de radiação de campo distante diferentes adequados para rastreamento terrestre ou por satélite usando uma única antena. Descrevemos uma outra interessante classe de antenas, a de arranjo refletor, adequada para aplicações de microondas e ondas milimétricas, onde as perdas nos elementos alimentados são altas. Além disso, também são discutidas as antenas espirais planar de largura de banda bastante ampla e as antenas fractais. Espera-se que as considerações sobre esses tipos de antenas genéricos promovam pesquisas independentes relativas às características específicas relacionadas a cada classe das estruturas de antenas discutidas de forma resumida neste capítulo.

7.1 ANTENAS DE QUADRO PEQUENAS

A idéia de utilização de correntes opostas para provocar cancelamento de campos é útil no funcionamento das antenas. Isso é esclarecido por meio de uma análise, usando as técnicas que desenvolvemos anteriormente na Seção 1.4, porém dessa vez aplicadas a uma antena de quadro pequena. Antenas como essas são úteis no acoplamento de energia para dentro e para fora de cavidades e também para várias operações de detecção de campos tais como as que são necessárias em equipamentos e medição de compatibilidade eletromagnética.

Na Figura 7.1, se ℓ_1 e ℓ_2 são considerados pequenos quando comparados ao comprimento de onda da energia radiada, então modelamos a corrente em cada ramo do *loop* como sendo uniforme e em fase em torno do *loop*. Desta forma, consideramos a antena de quadro pequena como sendo uma montagem de quatro dipolos Hertzianos com relações de fase conhecidas. Na Figura 7.1a, os dipolos 2 e 4 são posicionados simetricamente com correntes opostas. Como resultado, os campos eletromagnéticos produzidos cancelam-se completamente em todos os pontos no plano x-y. Por outro lado, os dipolos 1 e 3 produzem os componentes de campo E_θ e H_ϕ no plano x-y. A partir da Figura 7.1b, a diferença no comprimento do percurso $CB = \ell_1 \cos\phi$ metros, para a qual a diferença de fase ψ existe tal que $\psi = 2\pi\ell_1/\lambda \cos\phi + 180^\circ$, onde o ângulo de 180° indica que as correntes nos ramos 1 e 3 estão em oposição de fase. Portanto, o campo elétrico resultante a uma certa distância no ponto P pode ser determinado através de uma soma de vetores, como mostrado a seguir

$$\begin{aligned} E_{\theta_r} &= E_\theta \cos \frac{\psi}{2} \\ &= E_\theta \cos \left(\frac{\pi\ell_1}{\lambda} \cos\phi + 90^\circ \right) \\ &= -2E_\theta \operatorname{sen} \left(\frac{\pi\ell_1}{\lambda} \cos\phi \right) \end{aligned} \quad (7.1)$$

se $\ell_1 \ll \lambda$, então $\operatorname{sen}(\alpha) \approx \alpha$ para um pequeno valor de α , e ao fazer $\cos\phi = j \operatorname{sen}\phi$ obtemos

$$E_{\theta_r} = -2jE_\theta \left(\frac{\pi\ell_1}{\lambda} \operatorname{sen}\phi \right) \quad (7.2)$$

Substituindo na expressão para o campo E_θ para um dipolo Hertziano (Seção 1.2) (podemos fazer isso visto que consideramos que ℓ_1 é muito pequeno) temos

$$E_{\theta_k} = 2 \left(\frac{60\pi I_0 \ell_1}{\lambda r} \sin\theta \right) \exp\left(j\omega \left(t - \frac{r}{c} \right) \right) \left(\frac{\pi \ell_1}{\lambda} \sin\phi \right)$$

$$= \frac{120\pi^2 I_0 \ell_1^2 \sin\theta \sin\phi \exp\left(j\omega \left(t - \frac{r}{c} \right) \right)}{\lambda^2 r} \quad (7.3)$$

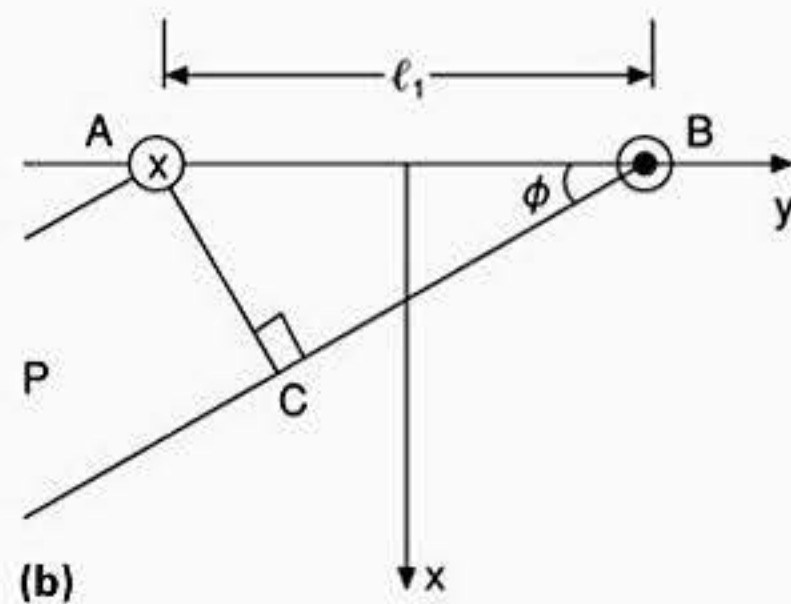
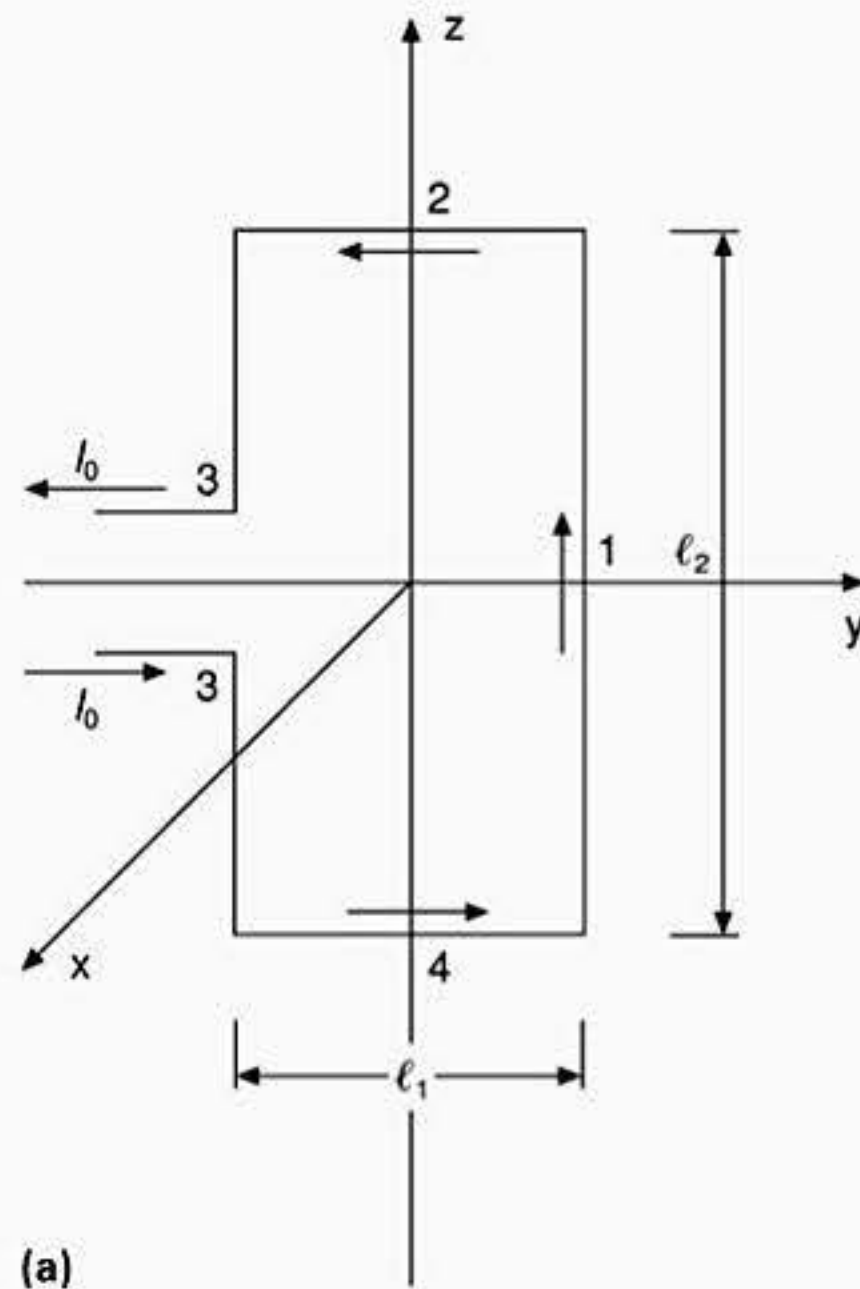


Figura 7.1 Antena de quadro pequena.

Essa expressão tem o seu valor máximo no plano equatorial, ou seja, quando $\theta = 90^\circ$; e também se $l_1 = l_2$ então l_2^2 é igual à área do *loop*, ou seja, A .

$$|E_{\theta_{R_{\max}}}| = \frac{120\pi^2 I_0 A}{\lambda^2 r} \sin\phi \quad (7.5)$$

Observando que

$$|H_{\phi_{R_{\max}}}| = \frac{|E_{\theta_{R_{\max}}}|}{120\pi} \quad (7.6)$$

podemos calcular a potência radiada a partir da antena de quadro pequena usando o teorema de Poynting (Seção 2.3) da seguinte forma

$$\begin{aligned} P &= EH \sin\phi \\ &= \frac{120\pi^3 I_0^2 A^2 (\sin\phi)^2}{\lambda^4 r^2} \sin\phi \end{aligned} \quad (7.7)$$

a partir da qual a potência instantânea pode ser determinada. Podemos escrever a potência instantânea radiada como segue

$$P_{\text{inst.}} = \frac{120\pi^3 I_0^2 A^2}{\lambda^4 r^2} \int_0^\pi \int_0^{2\pi} r^2 (\sin\phi)^2 \sin\phi \, d\theta \, d\phi \quad (7.8)$$

Portanto, o nível de potência médio vale

$$P = \frac{120\pi^3 I_0^2 A^2}{2\lambda^4 r^2} 2\pi r^2 \int_0^\pi (\sin\phi)^2 \sin\phi \, d\phi \quad (7.9)$$

$$= 160\pi^4 I_0^2 \left(\frac{A}{\lambda^2}\right)^2 \quad (7.10)$$

a partir da qual a resistência de radiação da antena de quadro pequena é determinada da seguinte forma

$$R_{\text{rad.}} = 320\pi^4 \left(\frac{A}{\lambda^2}\right)^2 \quad (7.11)$$

que para um *loop* muito pequeno, digamos $\lambda/10$, obtemos uma resistência de radiação de apenas $3 \, \Omega$. Esse resultado está de acordo com a nossa expectativa de que circuitos eletricamente pequenos não têm eficiência de radiação.

Para que essa antena opere corretamente, é necessário que ela seja conectada a um circuito de casamento de impedância. Entretanto, mesmo quando adequadamente em ressonância, a sua eficiência é baixa devido à baixa resistência de radiação e as suas perdas ôhmicas (que não foram incluídas acima). Em geral, para antenas eletricamente pequenas, a largura de banda pode ser trocada por eficiência para uma extensão limitada, tal que uma antena eletricamente curta relativamente eficiente apresenta uma largura de banda bastante estreita.

7.2 ANTENAS DE FENDA

Se numa folha de metal é feita uma fenda, a abertura resultante pode ser usada para radiar onda eletromagnética (Figura 7.2). Esse tipo de antena pode ser considerado uma antena dipolo dupla. Neste caso, os campos elétricos da antena dipolo são trocados pelos campos magnéticos na antena de fenda. Então usando esse conceito de dualidade, a partir da Seção 3.1, os campos E e H para uma antena de fenda de meio comprimento de onda são determinados como a seguir

$$E_{\phi} = \frac{jI_0 e^{-j\beta r}}{2\pi r} \left[\frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos\theta\right)}{\sin\theta} \right] \quad (7.12)$$

e

$$H_{\theta} = \frac{j60I_0 e^{-j\beta r}}{r} \left[\frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos\theta\right)}{\sin\theta} \right] \quad (7.13)$$

Para esse tipo de antena radiar, um estímulo de campo elétrico (E) deve ser colocado para proporcionar uma alimentação através da abertura da fenda. Com essa configuração, o campo magnético é parcialmente alinhado ao longo da borda da fenda. Se a largura da fenda (W) for muito menor que o comprimento de onda, as bordas da fenda transportam correntes iguais e opostas de forma que os campos radiados a partir dessas bordas se cancelem. Se o

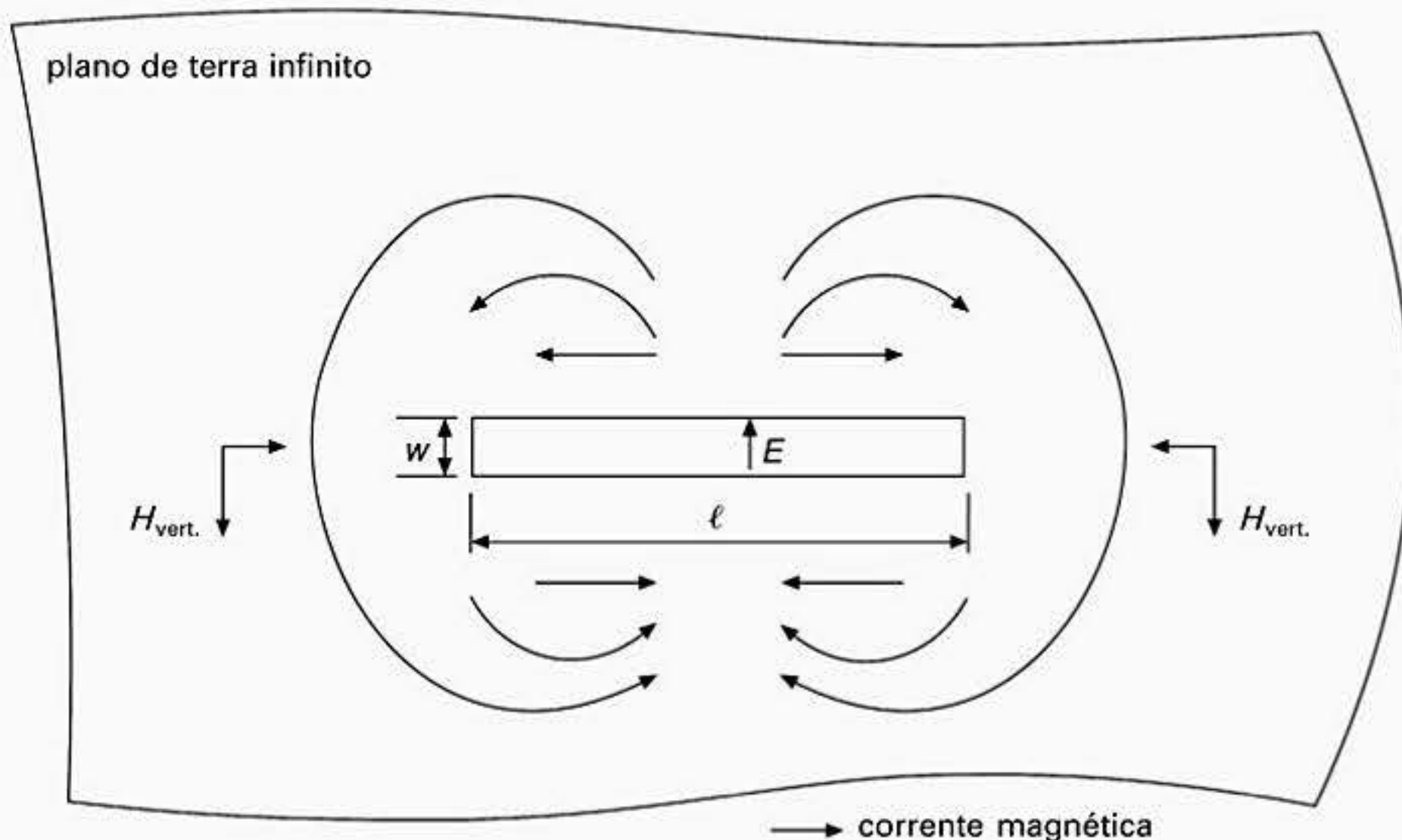


Figura 7.2 Fenda em um plano de terra infinito.

comprimento da fenda for $\lambda/2$, então nas bordas curtas da fenda as correntes estão em fase, mas como a largura da fenda é muito menor que um comprimento de onda, essas extremidades não radiam eficientemente. Entretanto, como as correntes também se espalham pela folha de metal, então a uma certa distância das bordas da fenda estreita as componentes verticais do campo H na Figura 7.2 reforçam para se obter radiação de campo distante. Para uma radiação eficiente, a extensão do plano de terra deve ser de pelo menos um comprimento de onda em torno da fenda; idealmente ele deve ter uma extensão infinita, embora para um padrão polar de radiação razoável um plano de terra de $8\lambda \times 8\lambda$ seja freqüentemente usado.

A resistência de radiação da antena de fenda (R_{rad_f}), [45], pode ser expressa em termos da impedância nos pontos de alimentação e do seu equivalente dual, resistência de radiação da antena dipolo (R_{rad_d}) como

$$\sqrt{R_{rad_f} R_{rad_d}} = \frac{\eta_0}{2} \tag{7.14}$$

Portanto,

$$R_{rad_f} = \frac{\eta_0^2}{4R_{rad_d}} \tag{7.15}$$

Se a fenda for curta, então pela dualidade com o dipolo curto (Seção 3.4) e usando a equação (7.15), podemos escrever

$$R_{rad_f} = 180(\lambda/\ell)^2 \tag{7.16}$$

Dobrando a fenda como mostra a Figura 7.3, é possível baixar a impedância da fenda por um fator de 4, facilitando o casamento de impedância com uma linha de 50 Ω .

É possível fazer com que a antena de fenda radie apenas por um lado da folha de metal refletindo a energia do outro lado de volta para a fenda de forma que a radiação no sentido direto possa ser reforçada. Isso é conseguido colocando uma folha metálica refletora de um

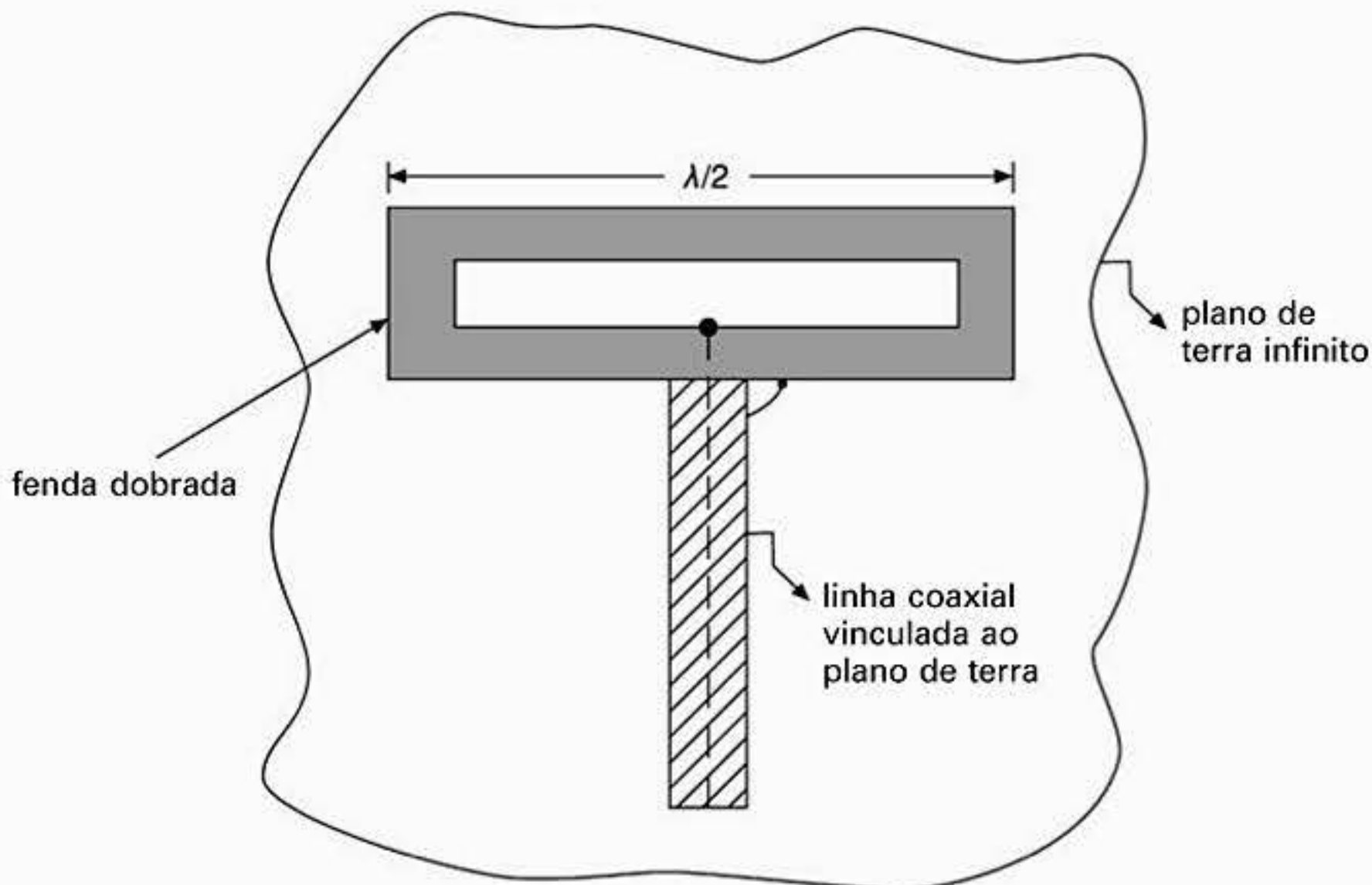


Figura 7.3 Antena de fenda dobrada.

quarto de comprimento de onda atrás da abertura de forma que o comprimento do percurso total a partir da fenda para o refletor e retornando novamente seja meio comprimento de onda, cancelando assim qualquer radiação na direção indesejada [46]. Esse tipo de configuração também aumenta a resistência de radiação da fenda por um fator de 2. Além disso, a diretividade e a abertura efetiva da fenda são aumentadas por um fator de 2 quando essa técnica é empregada.

7.3 ANTENAS YAGI

A antena Yagi ou Yagi-Uda, denominada assim em homenagem a Hidet Sugu Yagi (1926), é um arranjo linear com apenas um elemento alimentado [47]. Essa é uma estrutura de antena muito importante e usada em uma variedade de aplicações onde é necessário um transmissor ou receptor com diagrama de radiação polar direcional. Considere a antena Yagi transmissora de três elementos mostrada na Figura 7.4. O elemento alimentado, elemento 2, é uma antena dipolo de meia onda. O elemento 1 é construído de forma a ter um comprimento um pouco maior que o elemento 2 para acomodar a reatância indutiva causada pelo acoplamento mútuo devido ao espaçamento de $0,25\lambda$ entre os elementos 1 e 2. Os outros elementos (a antena pode se constituída por mais de três elementos) são menores que o elemento alimentado visto que eles são espaçados por uma distância maior que $0,25\lambda$, tipicamente $0,37\lambda$. Isso faz com que esses elementos se comportem de forma capacitiva, funcionando como elementos diretores do sinal.

Considere agora um arranjo Yagi simples com um elemento alimentado e um segundo elemento, não-alimentado, funcionando como um refletor ou um diretor; em geral, o elemento não-alimentado é denominado elemento parasita (Figura 7.5). A partir dessa figura, podemos ver que a tensão induzida no elemento 2 devido à presença de corrente no elemento ressonante, elemento 1, é (Seção 4.6)

$$V_2 = -I_1 Z_{12} \quad (7.17)$$

onde Z_{12} é o acoplamento mútuo entre os elementos e o sinal negativo indica que a tensão induzida no elemento 2 está em oposição de fase em relação ao elemento 1.

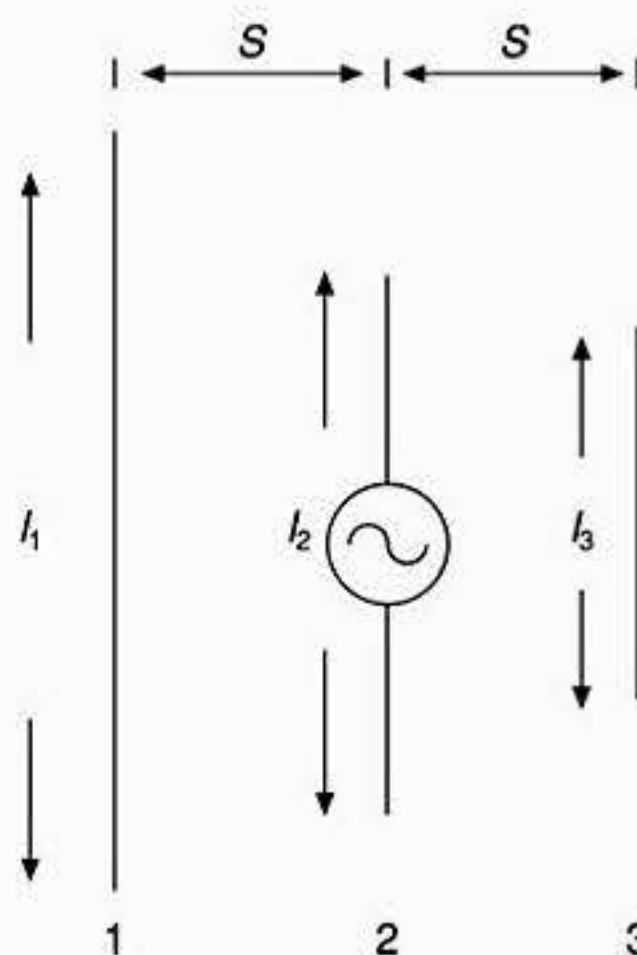


Figura 7.4 Arranjo Yagi de três elementos.

Se o elemento 2 for apropriadamente mais longo que o elemento 1, ou seja, indutivo a corrente nele (I_2) atrasa E_2 por um ângulo ϕ , portanto, ela atrasa I_1 por $180^\circ - \phi$, e assim operando de forma longitudinal.

Se o elemento 2 for apropriadamente menor que o elemento 1, ou seja, capacitivo, então I_2 adianta E_2 por um ângulo ϕ e, portanto, atrasa I_1 por um ângulo de $180^\circ + \phi$, de forma que a direção longitudinal é invertida em relação ao caso anterior, ou seja, a máxima radiação é direcionada do elemento 1 para o elemento 2. Neste caso, o refletor parasita funciona como um diretor; no caso anterior ele funcionou como um refletor. O espaçamento entre os elementos está geralmente entre $0,15$ e $0,25\ell$.

A principal vantagem da configuração Yagi sobre o arranjo longitudinal é que a alimentação da configuração Yagi é muito simples. Se o elemento parasita for construído para ser reativo, então uma pequena potência é perdida nele, podendo ser fixado diretamente no suporte de metal do mastro sem a necessidade de isolamento. Conseqüentemente, correntes muito pequenas serão induzidas no mastro, o que simplifica a instalação necessária para esse tipo de antena.

Quanto mais elementos parasitas diretores forem introduzidos na antena, mais eles vão encurtando gradualmente à medida que nos afastamos do elemento alimentado de forma que eles tenham reatâncias maiores; portanto, a fase correta do componente parasita pode ser garantida de forma que a radiação longitudinal direta seja garantida.

Com referência à Figura 7.5, se a impedância do elemento alimentado for

$$Z_d = \frac{V_1}{I_1} \tag{7.18}$$

onde $V_1 = Z_{11}I_1 + Z_{12}I_2$, então

$$Z_d = \frac{V_1}{I_1} = Z_{11} + Z_{12} \frac{I_2}{I_1} \tag{7.19}$$

Então, como o elemento 2 é parasita,

$$V_2 = 0 = Z_{21}I_1 + Z_{22}I_2 \tag{7.20}$$

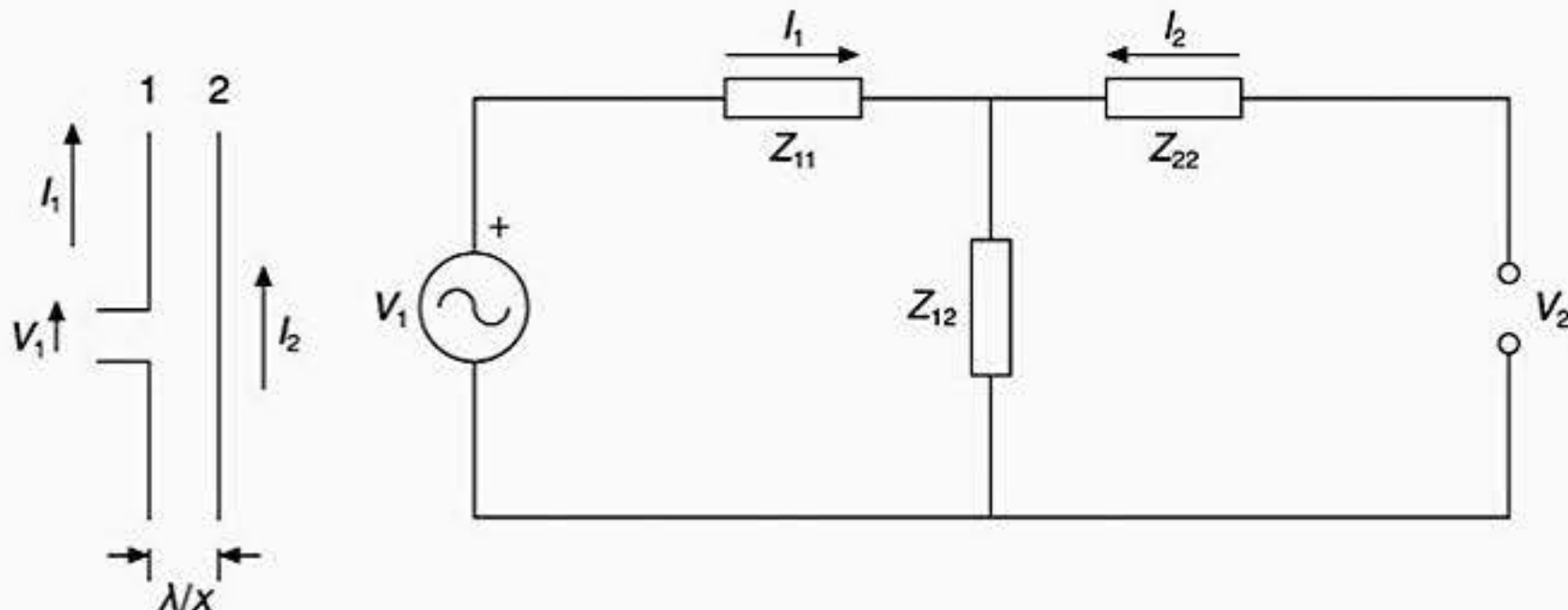


Figura 7.5 Arranjo Yagi de dois elementos.

Portanto,

$$\frac{I_2}{I_1} = \frac{Z_{21}}{Z_{22}} \quad (7.21)$$

Assim,

$$\frac{V_1}{I_1} = Z_d = Z_{11} - \frac{Z_{12}Z_{21}}{Z_{22}} \quad (7.22)$$

Agora a partir do Apêndice 8.2 para um circuito recíproco com impedâncias de terminação iguais

$$Z_{12} = Z_{21}$$

portanto,

$$Z_d = Z_{11} - \frac{Z_{12}^2}{Z_{22}} \quad (7.23)$$

Esse resultado mostra que a impedância de entrada da antena Yagi é reduzida por um fator Z_{12}^2/Z_{22} relativo à impedância própria do elemento alimentado. Portanto, a resistência de radiação do elemento alimentado diminui e uma componente reativa é introduzida. A parte reativa é normalmente compensada fazendo com que o elemento alimentado seja um pouco mais longo, ou mais curto, que o comprimento ressonante, dependendo se a impedância adicional é indutiva ou capacitiva.

Com uma Yagi de dois elementos, cerca de 3 dB de ganho além do dipolo de meia onda pode ser obtida com uma relação frente-costas de cerca de 12 dB. A introdução de elementos parasitas adicionais aumenta o ganho da antena Yagi [47].

7.4 ANTENAS MICROSTRIP RETANGULARES

Muitas aplicações requerem antenas capazes de se moldarem à superfície na qual são montadas ou que por critério de estética ou de resistência ao vento precisam ter um perfil planar. Em tais aplicações, as antenas *microstrip* representam uma opção útil de baixo custo, visto que podem ser construídas usando técnicas de placas de circuito impresso padrão [48]. Como desvantagem, elas têm baixa eficiência de radiação e largura de banda estreita (tipicamente algumas unidades percentuais).

Uma antena *microstrip* normalmente consiste em uma fina cobertura de metal separada de um plano de terra por um material dielétrico de baixa perda. A radiação de campo distante dessa antena é normalmente direcionada para a superfície da trilha. O comprimento da trilha (L) é normalmente dimensionado para que seja metade do comprimento da onda guiada; esse parâmetro controla a sua frequência de operação. A largura da trilha (W) controla sua resistência de radiação; tipicamente W é dimensionado para que seja um pouco menor que meio comprimento de onda no espaço livre [48]. A Figura 7.6a mostra a configuração para essa antena. Para o modo de excitação mais simples, (TM_{010}), a Figura 7.6b mostra que na direção y as componentes de campo elétrico se somam nas bordas, enquanto elas se cancelam na direção x . As componentes de campo no sentido do eixo y constituem o campo radiado a partir da antena implementada com a trilha. Usando o sistema de coordenadas mostrado na Figura 7.6a, definimos a distribuição de campo mostrada na Figura 7.6c. Uma

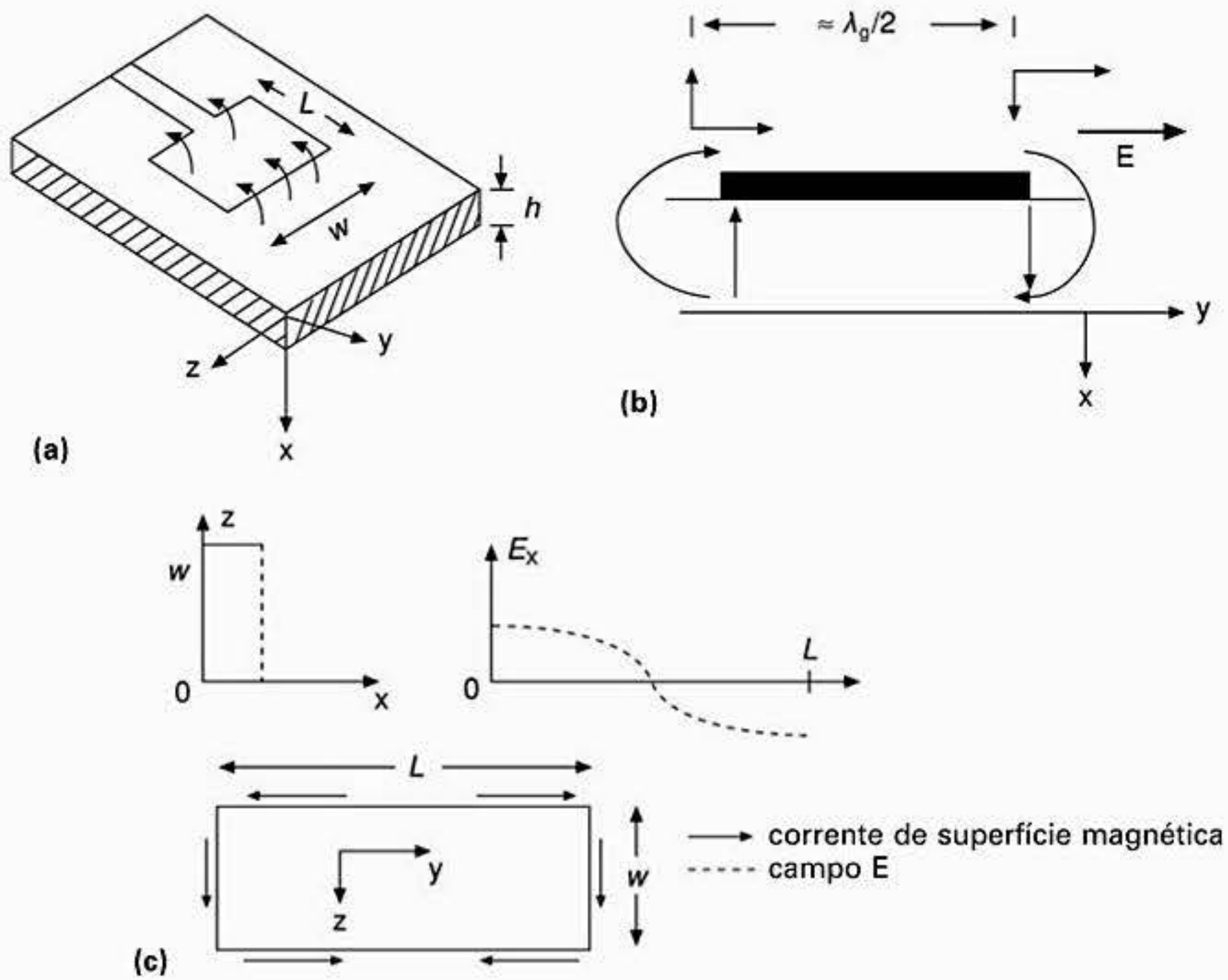


Figura 7.6 Ilustração do modo TM_{010} numa antena *microstrip*.

análise desse diagrama mostra que os vetores de corrente de superfície magnéticos se cancelam ao longo de cada lado da trilha na direção y e se reforçam na direção z . Portanto, sob condições ideais no modo TM_{010} , dizemos que a antena radia ao longo das bordas W e não apresenta radiação ao longo das bordas L .

Quanto mais espesso o substrato selecionado combinado com uma menor constante dielétrica do material usado, melhor será a performance da antena em termos de largura de banda. A penalidade que se paga por isso é uma maior dimensão da antena. Além disso, deve-se notar que as perdas por onda de superfície (a energia que será perdida no substrato) aumenta com o aumento da espessura do substrato, reduzindo a eficiência da antena e distorcendo o diagrama de radiação de campo distante [49].

O principal método usado para a alimentação da antena é usar uma linha de alimentação *microstrip* presa na borda de radiação da antena, ou uma derivação interna a ela, para facilitar o casamento de impedância. Alternativamente, uma conexão coaxial pode ser feita interna à trilha de radiação (Figura 7.7). A técnica de casamento de impedância para a linha de alimentação *microstrip* é implementada modificando-se tanto a largura da linha quanto a posição da derivação, porém no caso do uso do cabo coaxial é implementada apenas a modificação na posição da derivação. A solução obtida com o uso da linha de alimentação *microstrip* pode impactar na performance de polarização cruzada da antena, visto que quanto maior a ordem dos modos gerados pela conexão da linha de alimentação com a trilha mais radiação espúria pode ocorrer.

O método mais simples que permite o projeto de uma antena *microstrip* retangular é o modelo de linha de transmissão [49]. Esse modelo é representado em sua forma mais sim-

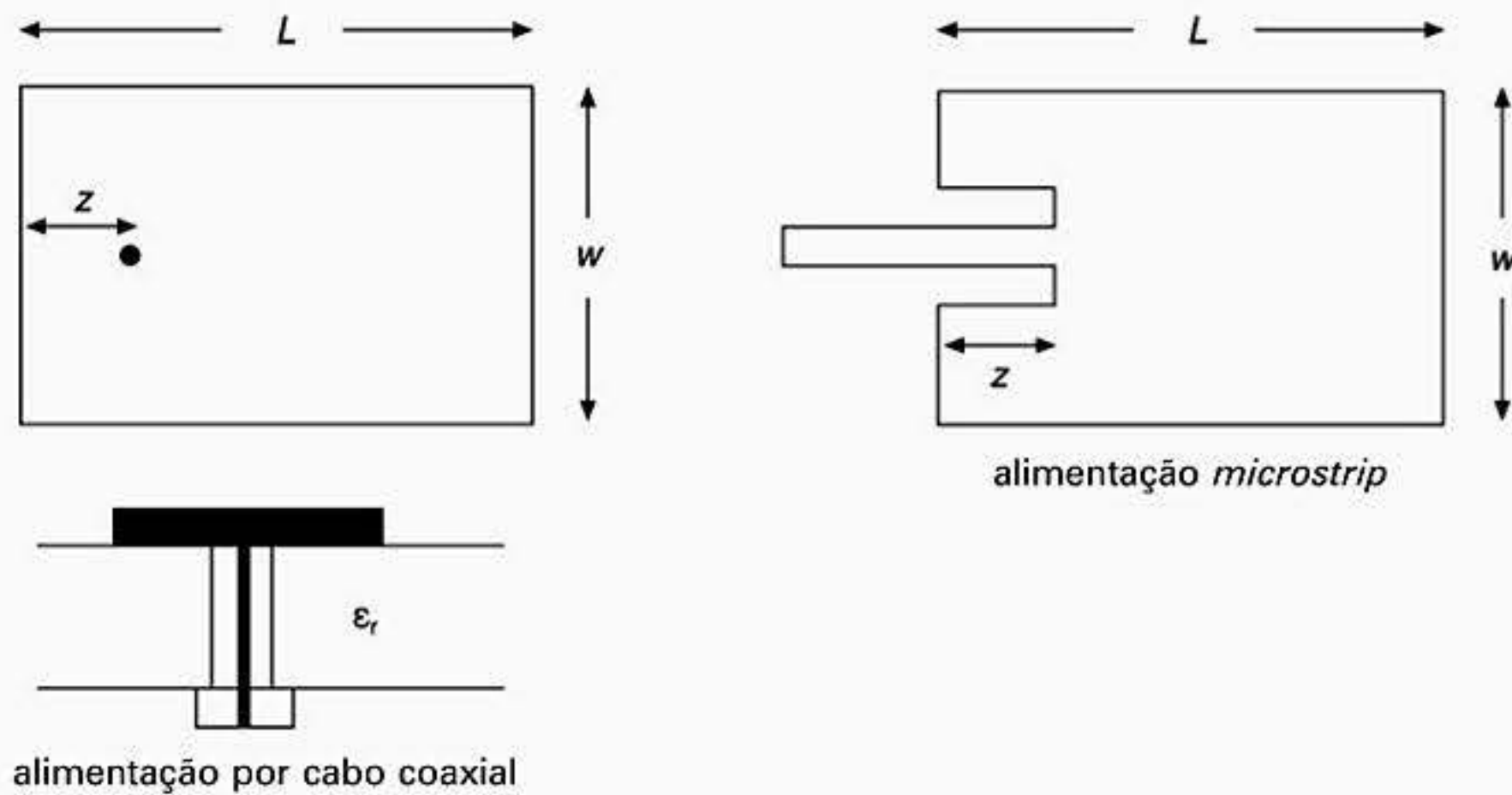


Figura 7.7 Configurações de alimentação da antena *microstrip*.

ples na Figura 7.8. A referência [50] apresenta um refinamento útil do modelo onde o acoplamento mútuo ente as extremidades das fendas é levado em conta. Nesse caso cada uma das bordas de radiação da antena é representada como uma antena de fenda (veja a Figura 7.9, que está desenhada com referência a Figura 7.6a). A reatância da fenda é jB e a sua condutância é G para uma largura física W e espessura de substrato h (veja a Figura 7.8).

Os campos nas bordas da fenda são justificados pelo uso de um valor de constante dielétrica efetiva ($\epsilon_{\text{efetiva}}$) nos cálculos da antena. Isso leva à necessidade de um leve encurtamento no comprimento físico da antena por um valor $\Delta\ell$ para preservar a frequência de ressonância correta em virtude da trilha ser de meio comprimento de onda na ressonância para colocar em fase a radiação da fenda conforme mostrado na Figura 7.6b.

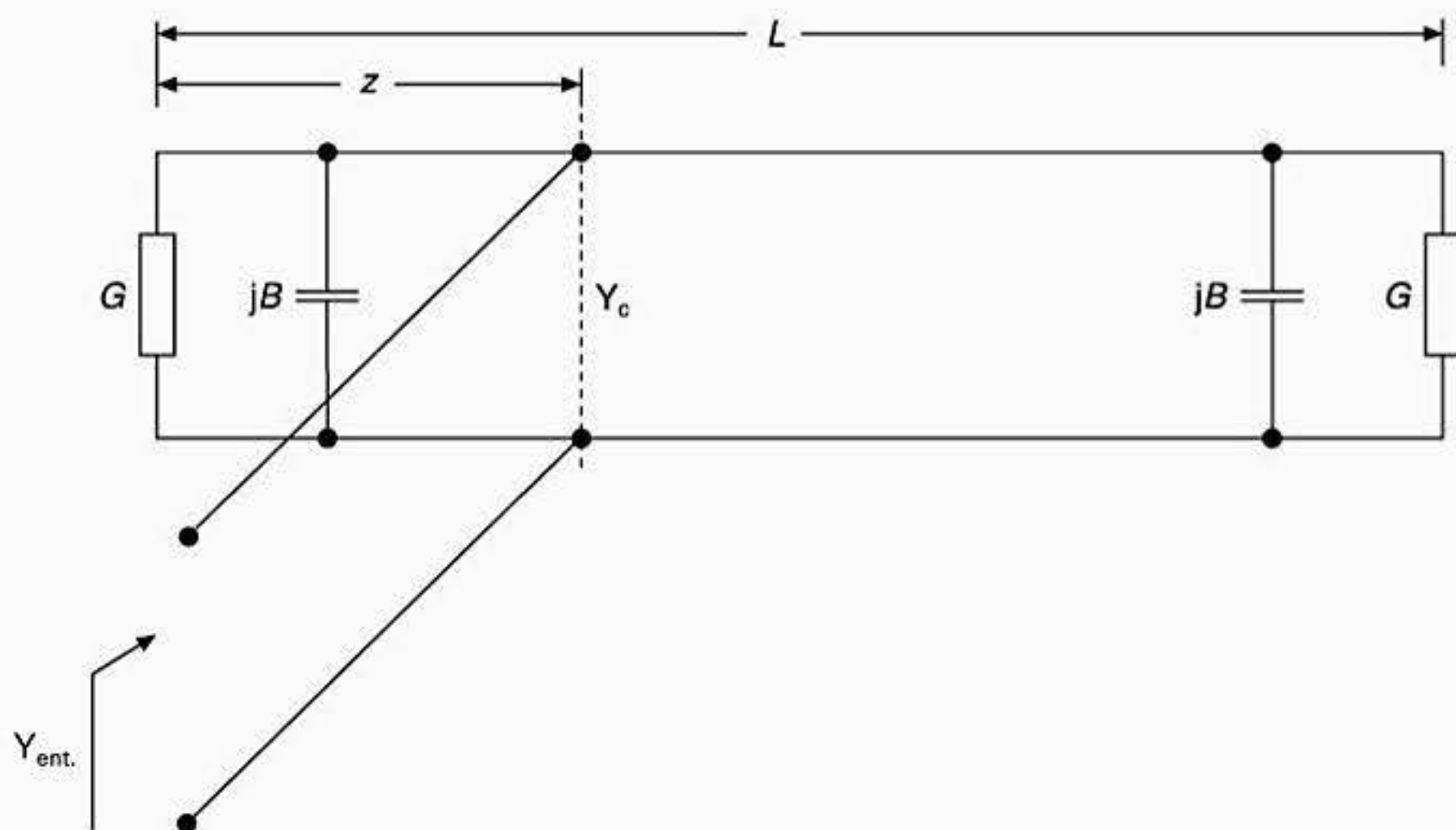


Figura 7.8 Antena *microstrip*: modelo de linha de transmissão com ponto de derivação variável (z).

Sob essas condições, um projeto aproximado para uma antena com trilha retangular é, a partir da referência [49], como mostrado a seguir

$$L = \frac{\lambda_0}{2\sqrt{\epsilon_{\text{efetiva}}}} - 2\Delta\ell \tag{7.24}$$

onde, aproximadamente,

$$\epsilon_{\text{efetiva}} = \frac{\epsilon_r + 1}{2} + \frac{\epsilon_r - 1}{2} \left[1 + \frac{12h}{W} \right]^{-1/2} \text{ para } W/h > 1 \tag{7.25}$$

$$\Delta\ell = 0,412h \frac{(\epsilon_{\text{efetiva}} + 0,3)(W/h + 0,264)}{(\epsilon_{\text{efetiva}} - 0,258)(W/h + 0,8)} \tag{7.26}$$

e, empiricamente, para uma radiação próxima da condição ótima:

$$W = \frac{\lambda_0}{2} \frac{1}{\sqrt{\frac{\epsilon_r + 1}{2}}} \tag{7.27}$$

com a admitância de entrada presente ao longo da borda de radiação, na ressonância, no ponto de derivação Z , apresentado conforme a referência [51]. Usando a Figura 7.8, é possível determinar a posição interna à trilha (z) tal que o casamento de impedância seja facilitado, (de acordo com a Figura 7.7); isso se consegue usando a equação (7.28) [52].

$$Y_{\text{ent.}}(Z) = 2G[\cos^2(\beta Z) + \frac{G^2 + B^2}{Y_0^2} \text{sen}^2(\beta Z) - \frac{B}{Y_0} \text{sen}(2\beta Z)]^{-1} \tag{7.28}$$

Onde a condutância de radiação G é, para um h pequeno, dada por

$$G = \frac{1 - \frac{(k_0 h)^2}{24}}{120\lambda_0} \tag{7.29}$$

Outros parâmetros úteis são

$$Z_0 = \frac{\eta_0}{\sqrt{\epsilon_{\text{efetiva}}}} \left(\frac{w}{h} + 1,393 + 0,667 \log_e \left(\frac{w}{h} + 1,444 \right) \right)^{-1} \tag{7.30}$$

e

$$jB \approx jk_0 \Delta\ell \frac{\sqrt{\epsilon_{\text{efetiva}}}}{Z_0} \tag{7.31}$$

também

$$Y_0 = 1/Z_0, \beta = 2\pi\sqrt{\epsilon_{\text{efetiva}}}/\lambda_0 \tag{7.32}$$

Deve-se notar que os modelos de linha de transmissão existentes também permitem que arranjos de antenas retangulares *microstrip* sejam projetados [53]. Além disso, existem outras técnicas de modelamento e formas de elementos de radiação *microstrip* [54] que podem proporcionar aos projetistas uma flexibilidade adicional ou outra vantagem numa aplicação particular.

Os diagramas de radiação de campo distante para esse tipo de antena podem ser determinados a partir da análise da radiação de antenas de fenda equivalentes formadas ao longo das bordas de radiação W da antena *microstrip* (Figura 7.9). Isso é conseguido considerando a distribuição de campo ao longo da fenda conforme apresentado na Figura 7.6c, ou seja, uma abertura iluminada uniformemente (veja a Seção 4.3), que para duas fendas separadas entre si por uma distância L proporciona um diagrama de radiação para um corte no plano E , plano x - y ($\theta = 90^\circ$; $0^\circ \leq \phi \leq 180^\circ$), como a seguir

$$E(\phi) = \frac{\text{sen}\left(\frac{k_0 h \cos\phi}{2}\right)}{\left(\frac{k_0 h \cos\phi}{2}\right)} \quad (7.33)$$

e o corte no plano H , plano y - z ($\phi = 90^\circ$; $0^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$), como a seguir

$$H(\theta) = \frac{\text{sen}\left(\frac{k_0 W}{2} \cos\theta\right)}{\frac{k_0 W}{2} \cos\theta} \text{sen}\theta \quad (7.34)$$

onde k_0 é o número de onda no espaço livre ($2\pi/\lambda_0$).

A diretividade (D) do arranjo é aproximadamente [7.6]

$$D = 6,6 \quad W \ll \lambda_0 \quad (7.35)$$

$$D = 8 \left(\frac{W}{\lambda_0}\right) \quad W \gg \lambda_0 \quad (7.36)$$

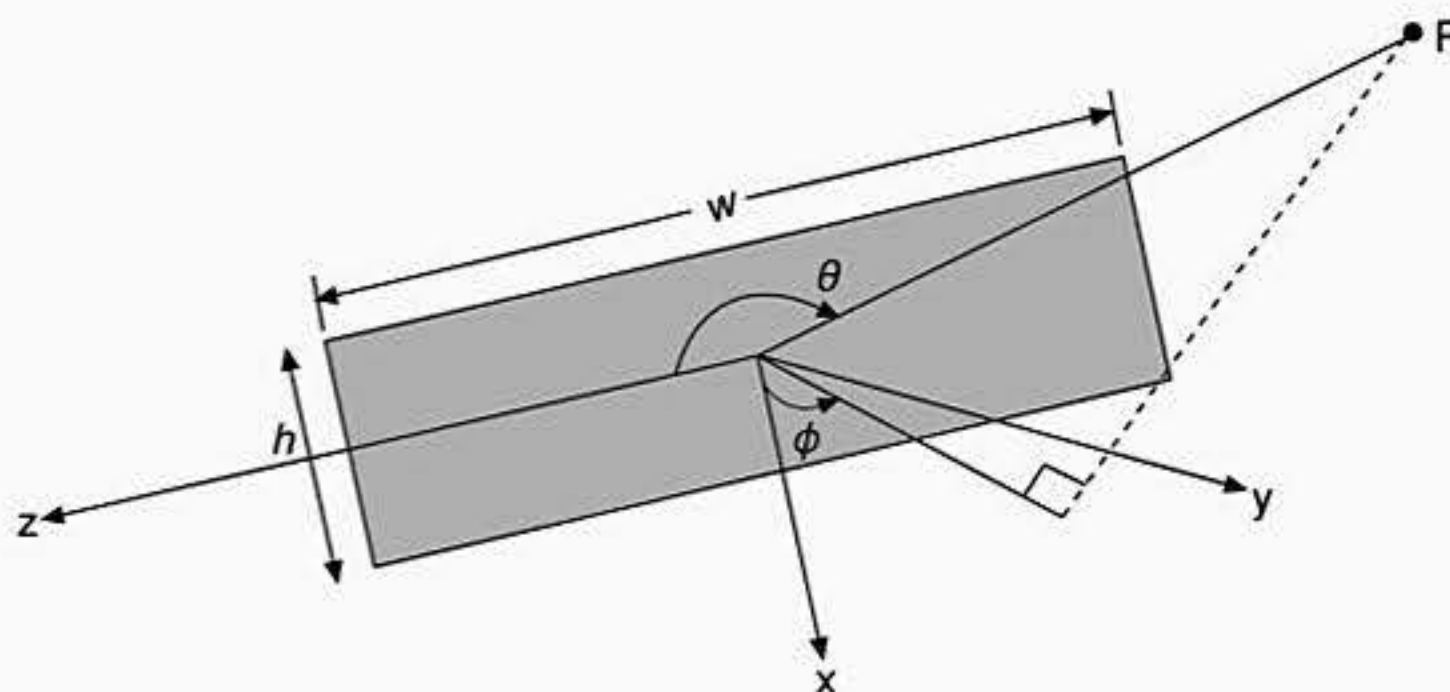


Figura 7.9 Definições da fenda de radiação da antena *microstrip*.

e os ângulos de feixe para os planos E e H são aproximadamente

$$\theta_E \approx 2 \cos^{-1} \sqrt{\frac{7,03\lambda_0^2}{4(3L^2 + h^2)\pi^2}} \quad (7.37)$$

$$\theta_H \approx 2 \cos^{-1} \sqrt{\frac{1}{2 + k_0 W}} \quad (7.38)$$

Consideramos nessas equações que as antenas foram impressas em um plano de terra de tamanho infinito. Planos de terra finitos e curvos levarão a uma variedade de aberrações nos padrões de radiação [52].

Exercício 7.1

Considere agora um exemplo de projeto. Considerando que a frequência de projeto seja de 1 GHz, a constante dielétrica do material do substrato seja 2,36 e $h = 0,15$ mm. Então, usando as equações (7.24), com $L = 9,6$ cm, e (7.27), com $W = 11,93$ cm, e na borda de radiação ($z = 0$), após o uso da equação (7.28), temos:

$$Y_{\text{ent.}}(0) = 2G = 0,66 \text{ mS}$$

resultando em

$$Z_{\text{ent.}}(0) \approx 1515 \Omega$$

Nota: O conteúdo dessa seção está baseado em *Microstrip Antennas* by I.J. Bahl and P.B. Bhartia, Artech House, Norwood, Mass., USA; www.artechhouse.com. Reproduzido com permissão.

7.5 ANTENAS COM REFLETOR

À medida que a frequência aumenta o comprimento de onda diminui, assim, torna-se possível construir antenas de tamanho físico moderado, mas que são eletricamente largas em relação ao comprimento de onda. Isso permite a possibilidade da construção de antenas com uma grande abertura (de acordo com a Seção 4.3), portanto, com alto ganho e ângulo de feixe estreito. Esse tipo de comportamento de radiação permite que a antena seja empregada em sistemas de radar e enlaces ponto-a-ponto na faixa de microondas.

Uma forma bastante conveniente de obter esse comportamento nas frequências de microondas é com o uso de refletores de metal. Veremos a seguir que se uma abertura (ou seja, uma área plana através da qual a energia da antena é transmitida ou recebida) tem uma dimensão mínima D em qualquer plano dado, então o ângulo θ mínimo (em radianos) no qual a energia radiada ou recebida pode ser concentrada nesse plano é aproximadamente

$$\theta \approx \frac{\lambda_0}{D} \quad (7.39)$$

Uma das melhores formas de se obter um feixe estreito para uma determinada abertura é usar um refletor parabólico metálico (Figura 7.10). Esse tipo de refletor tem a propriedade em que uma fonte pontual colocada no seu foco produz uma frente de onda plana a uma certa distância da antena (ao longo da linha XX')

Para que isso aconteça, é necessário que a distância ao longo de cada percurso para o plano de abertura seja constante:

$$EO + OF = EA + AD = EB + BC = \text{etc.}$$

A rotação da seção parabólica mostrada na Figura 7.10 em torno do eixo OF gera uma superfície parabolóide. Tal superfície gera em princípio um feixe paralelo quando excitada por uma fonte de ondas esféricas colocada no foco do parabolóide. Mostraremos a seguir, usando a teoria de arranjo, que a situação ideal calculada acima através de considerações de óptica geométrica, ou seja, um feixe perfeitamente colimado, não acontece realmente e como consequência há alguma divergência no feixe.

Mostramos na Seção 4.2 que para um arranjo linear de n elementos isotrópicos o vetor de campo elétrico E resultante pode ser determinado como a seguir

$$E = E_1 \frac{\text{sen}((n\pi d/\lambda) \text{sen}\theta)}{\text{sen}((\pi d/\lambda) \text{sen}\theta)} \tag{7.40}$$

onde E_1 é o campo a partir de uma fonte pontual individual.

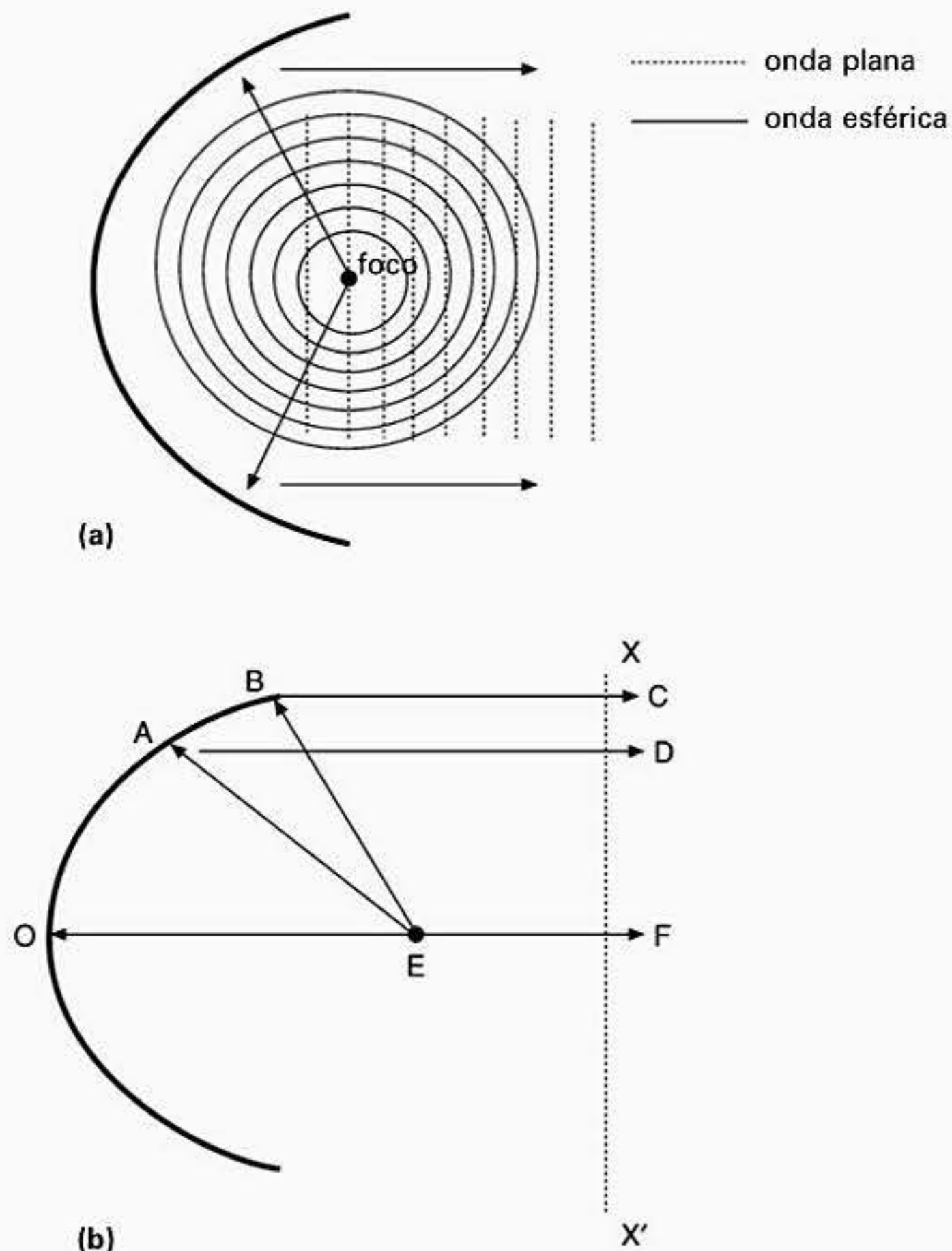


Figura 7.10 (a) Refletor parabólico; (b) diagrama de raios.

Para um grande número de fontes pontuais, o ângulo de feixe será estreito, assim $\text{sen } \theta$ na equação (7.40) pode ser substituído por θ , de forma que na posição do primeiro zero temos

$$\frac{\text{sen} \frac{n\pi d}{\lambda} \theta}{\text{sen} \frac{n\pi d}{\lambda} \theta} \approx 0$$

$$\frac{n\pi d}{\pi} \theta \approx \pm \pi$$

$$\theta \approx \pm \frac{\lambda}{nd} \text{ rad} \tag{7.41}$$

Se a distribuição de campo é contínua através da abertura de radiação, então n tende para o infinito e d tende para zero, de forma que $nd = a$; portanto, a equação (7.41) se torna

$$\theta \approx \pm \frac{\lambda}{a} \text{ rad} \tag{7.42}$$

Portanto, quanto maior a abertura mais estreito é o feixe formado.

Na direção do eixo da antena (ou seja, quando $\theta = 0$) ocorre a máxima intensidade de campo e E se torna $E_{\text{máx.}} = nE_1$. Conseqüentemente, usando a equação (7.40), a intensidade do campo em relação ao valor máximo é dada por

$$E = \frac{E_{\text{máx.}}}{n} \frac{\text{sen} \left(\left(\frac{n\pi d}{\lambda} \right) \text{sen} \theta \right)}{\text{sen} \left(\left(\frac{\pi d}{\lambda} \right) \text{sen} \theta \right)} \tag{7.43}$$

Agora conforme d tende para zero e usando aproximações para ângulos pequenos temos

$$E = E_{\text{máx.}} \frac{\text{sen} \left(\left(\frac{a\pi}{\lambda} \right) \text{sen} \theta \right)}{\left(\frac{\pi a}{\lambda} \right) \text{sen} \theta} \tag{7.44}$$

para uma distribuição de abertura retangular com dimensões $a \times b$ (Seção 4.3). Usando o mesmo procedimento usado para obter a equação (7.44) (veja também a Seção 4.2), podemos deduzir o campo elétrico total como a seguir

$$E = E_{\text{máx.}} \frac{\text{sen} \left(\left(\frac{a\pi}{\lambda} \right) \text{sen} \theta \right) \text{sen} \left(\left(\frac{b\pi}{\lambda} \right) \text{sen} \phi \right)}{\left(\frac{\pi a}{\lambda} \right) \text{sen} \theta \left(\frac{\pi b}{\lambda} \right) \text{sen} \phi} \tag{7.45}$$

Agora, visto que o ganho de uma antena (G) (Seção 2.4) é definido como

$$G = \frac{\text{máxima potência recebida a partir de uma dada antena}}{\text{máxima potência recebida a partir de uma antena de referência}}$$

podemos calcular o ganho relativo a um radiador isotrópico (Seção 2.4) assim:

$$G = \frac{4\pi E_{\text{máx.}}^2}{\int_{-\pi/2}^{\pi/2} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} E^2 \cos\theta \, d\theta \, d\phi} \quad (7.46)$$

Se a abertura for grande, θ e ϕ se tornam pequenos, assim $\cos\theta$ tende para a unidade e $\text{sen}\theta$ e $\text{sen}\phi$ se tornam θ e ϕ , respectivamente. Portanto, a equação (7.46) se torna

$$G = \frac{4\pi E_{\text{máx.}}^2}{E_{\text{máx.}}^2 \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \frac{\text{sen}^2(\pi a \theta / \lambda) \text{sen}^2(\pi b \theta / \lambda)}{(\pi a \theta / \lambda)^2 (\pi b \phi / \lambda)^2} \, d\theta \, d\phi} \quad (7.47)$$

Visto que o feixe é estreito (abertura grande) então as contribuições para ângulos maiores que esses definem que o feixe principal será pequeno. Isso significa que a integral na equação (7.47) pode ser substituída por uma integral padrão:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{\text{sen}^2 x}{x^2} \, dx = \pi$$

Portanto, a equação (7.47) se torna

$$G = \frac{4\pi}{\lambda^2 / ab}$$

determinando o ganho de uma abertura retangular relativa a uma fonte isotrópica temos

$$G = \frac{4\pi ab}{\lambda^2} \quad (7.48)$$

Essa expressão é geralmente verdadeira para qualquer abertura iluminada uniformemente e pode ser escrita como segue

$$G = \frac{4\pi}{\lambda^2} \text{ área de abertura} \quad (7.49)$$

A partir disso, podemos ver que quanto maior a abertura maior o ganho da antena.

Para uma abertura circular de diâmetro D , a área da abertura é $\pi D^2/4$, proporcionando um ganho de $(\pi D^2/\lambda)^2$ relativo a uma fonte isotrópica ou dividindo por 1,63 (veja a Seção 3.5). O ganho para uma abertura circular de diâmetro D relativo a um dipolo de meia onda se torna

$$G = 6 \left(\frac{D}{\lambda} \right)^2 \quad (7.50)$$

Visto que as dimensões do alimentador usado para iluminar a antena refletora não são desprezíveis comparadas com a abertura da antena, a fonte pontual sugerida pela Figura 7.10 não é inteiramente precisa e conseqüentemente o feixe formado pelo refletor parabólico será divergente. Portanto, o diagrama de radiação polar exibe um lóbulo principal estreito com pequenos lóbulos laterais. Além disso, com circuitos práticos de alimentação a previsão de uma iluminação uniforme perfeita é impossível, já que alguma energia passa além da borda do refletor e se perde, reduzindo, portanto, a eficiência da antena.

Um circuito simples de alimentação para uma antena refletora parabólica é mostrado na Figura 7.11. Nesta figura uma configuração de um dipolo de dois elementos do tipo sugerido na Seção 7.3 é usado com um elemento refletor para direcionar a radiação do dipolo em direção ao refletor (Figura 7.11a). Essa configuração de alimentação produz um ângulo de feixe de meia potência que é aproximadamente 25% maior que a de um refletor parabólico circular. Isso proporciona uma redução no ganho em torno de 35% em relação ao deter-

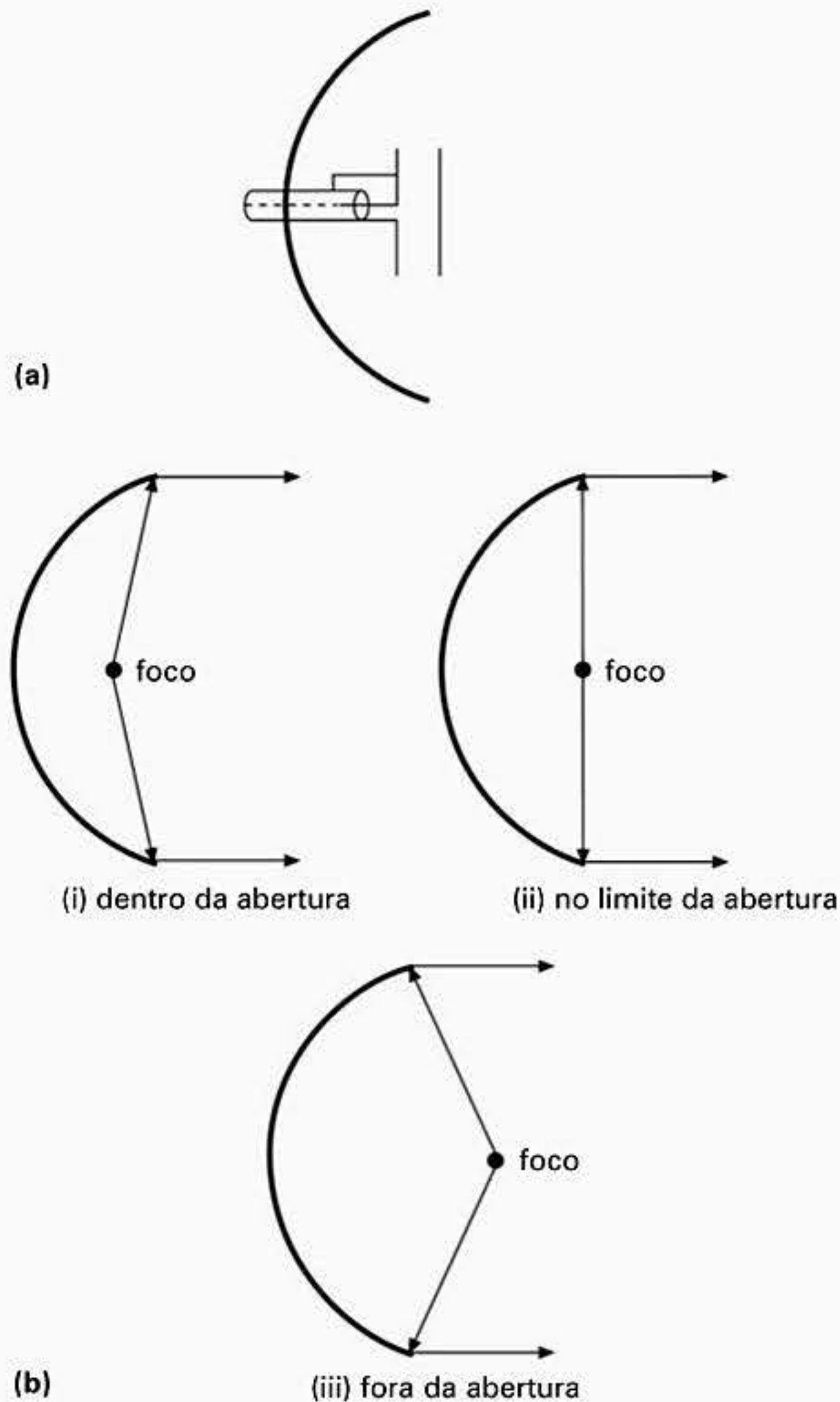


Figura 7.11 Configurações de alimentação para parábolas: (a) alimentação com dipolo; (b) posicionamento da alimentação.

minado pela equação (7.50). Entretanto, essa concentração da iluminação pode ser usada como vantagem para proporcionar uma redução de lóbulos laterais em até 20 dB (veja a Seção 4.4); essa configuração também requer um *balun* (Seção 6.4)

O comprimento focal do refletor parabólico também é importante (veja a Figura 7.11b). Se o comprimento focal for pequeno, força para que a alimentação fique posicionada dentro da abertura (Figura 7.11b (i)), então será muito difícil conseguir uma iluminação uniforme. Com o foco posicionado fora da abertura, é difícil evitar o transbordamento de radiação (Figura 7.11b (iii)). O comprimento focal da configuração de alimentação que proporciona ganho máximo é quando o foco é colocado no limite da abertura (Figura 7.11b (ii)).

Outros tipos de configurações que usam guias de onda como alimentadores são comuns. Em vários casos, eles têm a forma de um guia de onda com a extremidade aberta na forma de uma pequena antena corneta (Seção 7.7). A configuração de alimentação pode ser deslocada do refletor para evitar o bloqueio da abertura pelo alimentador.

Além dos refletores parabólicos, um refletor pode ter formas diferentes para produzir diagramas de radiação especializados. Antenas com tais formatos de feixe encontram uso em diversas aplicações, incluindo radar, detecção remota e radiodifusão. Além disso, variando a posição do circuito de alimentação em relação ao foco da parábola, é possível observar o feixe produzido pela antena. Essas e outras considerações relacionadas a antenas refletoras são discutidas com mais detalhes na referência [55].

7.6 ANTENAS HELICOIDAIS

As antenas helicoidais são construídas na forma espiral ou hélice a partir de um ou múltiplos condutores. Esse tipo de antena é naturalmente escolhido para produção de radiação polarizada de forma circular. Essa antena opera de forma a gerar uma onda que se desloca na forma de uma espiral. Essa classe de antena apresenta outras características operacionais úteis, tais como uma impedância de entrada quase real e uma ampla largura de banda.

A espiral pode radiar em vários modos diferentes (Figura 7.12). Destes, o modo axial (visto na Figura 7.12b) é amplamente usado em comunicações ponto-a-ponto, proporcionando radiação focada ao longo do eixo z . Esse modo ocorre quando a circunferência da espiral é cerca de um comprimento de onda. Quando a circunferência da espiral é pequena em relação ao comprimento de onda do sinal, ocorre o modo normal de radiação (Figura 7.12a). Esse modo de operação é útil em equipamentos de comunicação móvel como telefones. Os modos de mais alta ordem como o modo cônico, mostrado na Figura 7.12c, ocorre quando a circunferência da espiral é maior que um comprimento de onda.

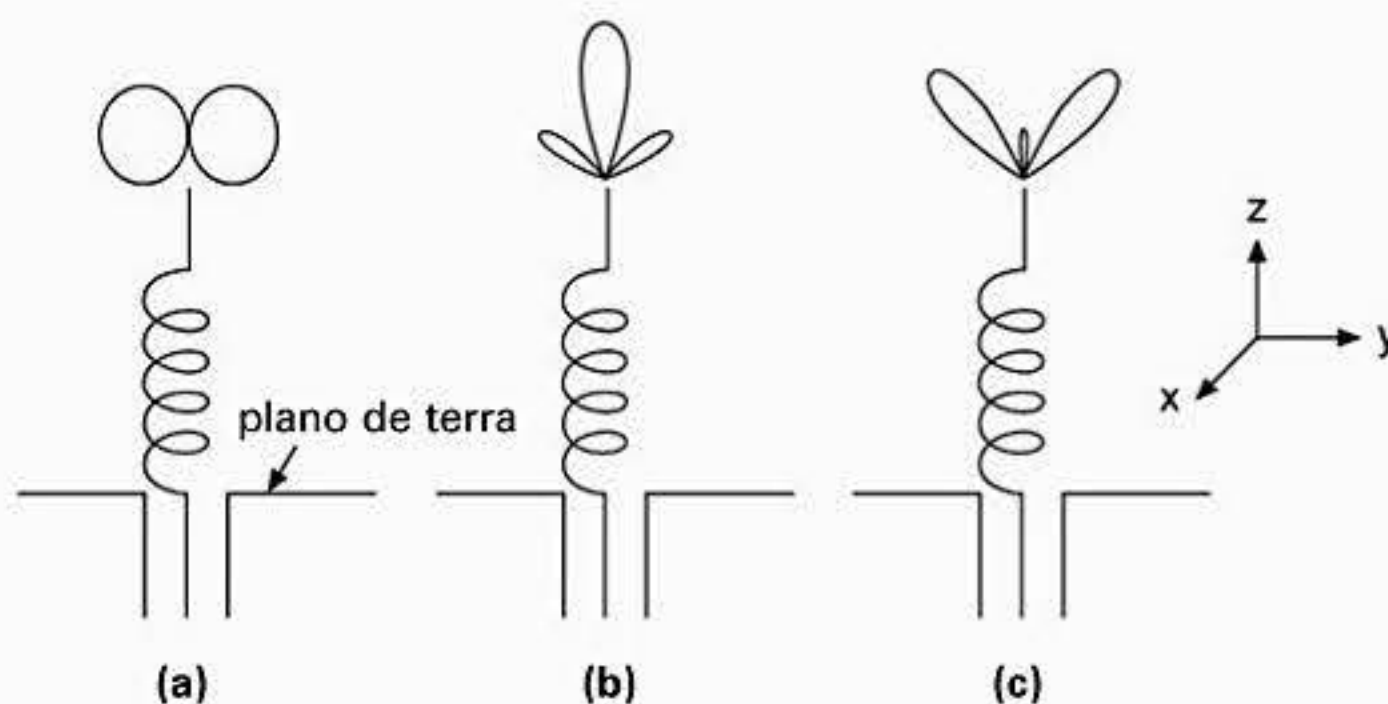


Figura 7.12 Modos de operação da antena helicoidal: (a) modo normal (omnidirecional); (b) modo axial; (c) modo cônico.

A Figura 7.13 define a geometria da espiral usada nesta seção. As dependências mostradas a seguir existem para os parâmetros vistos na Figura 7.13 para uma espiral cilíndrica.

$$L^2 = (\pi D)^2 + S^2 \tag{7.51}$$

$$\alpha = \text{tg}^{-1} \frac{S}{\pi D} \tag{7.52}$$

$$\ell = nS \tag{7.53}$$

onde n é o número de voltas e S é o espaçamento entre elas na espiral.

É claro que a espiral pode ser afunilada formando uma espiral cônica com um ângulo de afunilamento crescente ou decrescente para alterar a sua performance; para mais detalhes veja a referência [56]. Em função da complexidade dessa situação, esse aspecto não será mais abordado com profundidade neste texto.

Agora considere a condição necessária para promover a radiação axial. As intensidades relativas das radiações do modo axial *versus* o modo normal para uma antena helicoidal são discutidos consideravelmente com mais detalhes na referência [57] que na abordagem feita até aqui. Considere uma única volta de uma espiral na qual α , na Figura 7.13a, é igual a zero, ou seja, um *loop* circular (Figura 7.14). Considere também que uma onda estacionária foi estabelecida nesta volta da espiral com um antinó em $x = a$. Para $L/\lambda \ll 1$ e $L/\lambda = 1$, as componentes x e y da corrente podem ser esboçadas (Figura 7.15a e b), respectivamente. No caso em que $L/\lambda \ll 1$, a distribuição de corrente é quase constante em torno do *loop*. Portanto, a partir da Figura 7.15a temos:

$$-I_{X_A} = I_{X_C} \tag{7.54}$$

$$-I_{X_B} = I_{X_D} \tag{7.55}$$

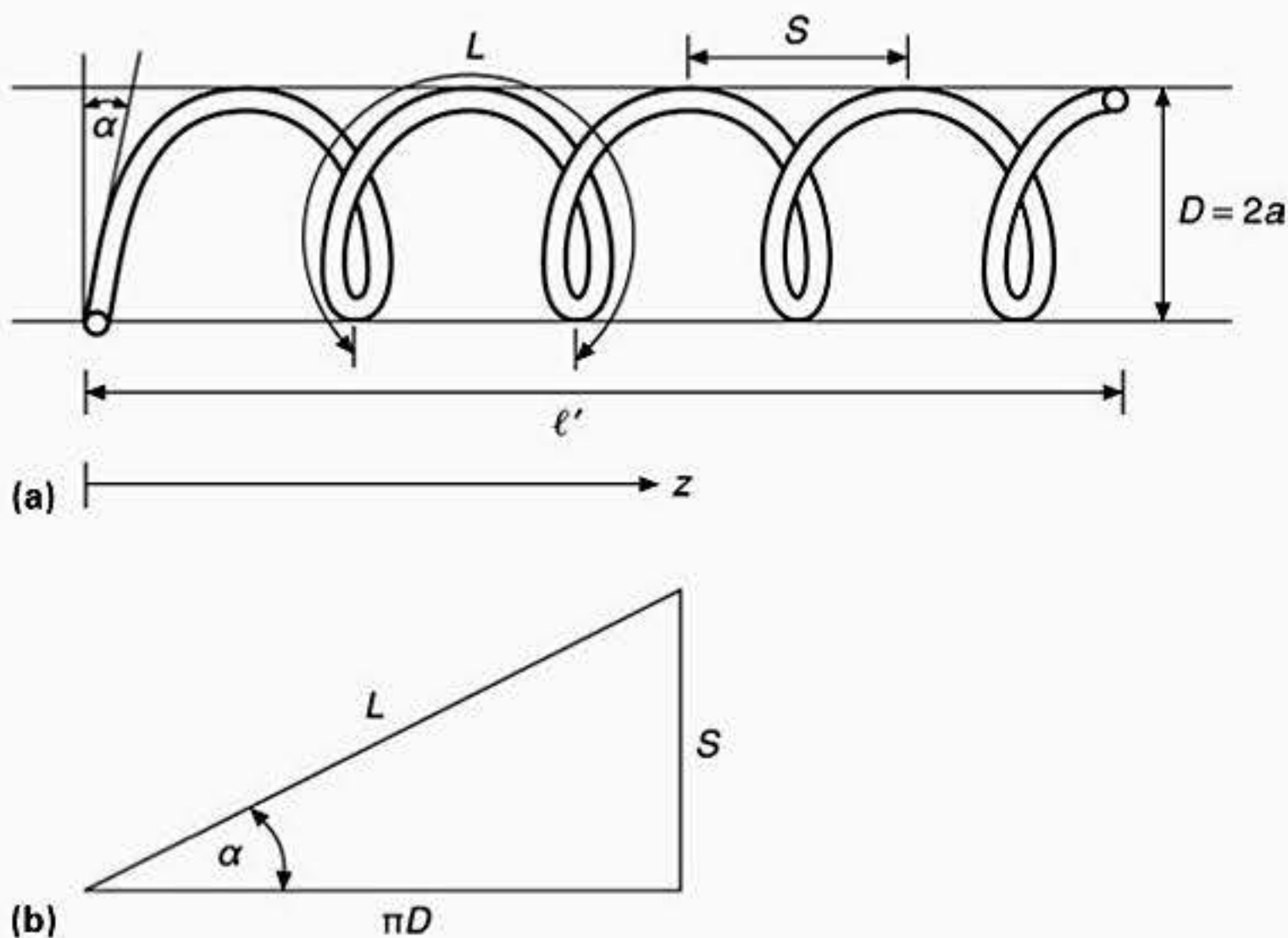


Figura 7.13 Geometria de uma espiral simples.

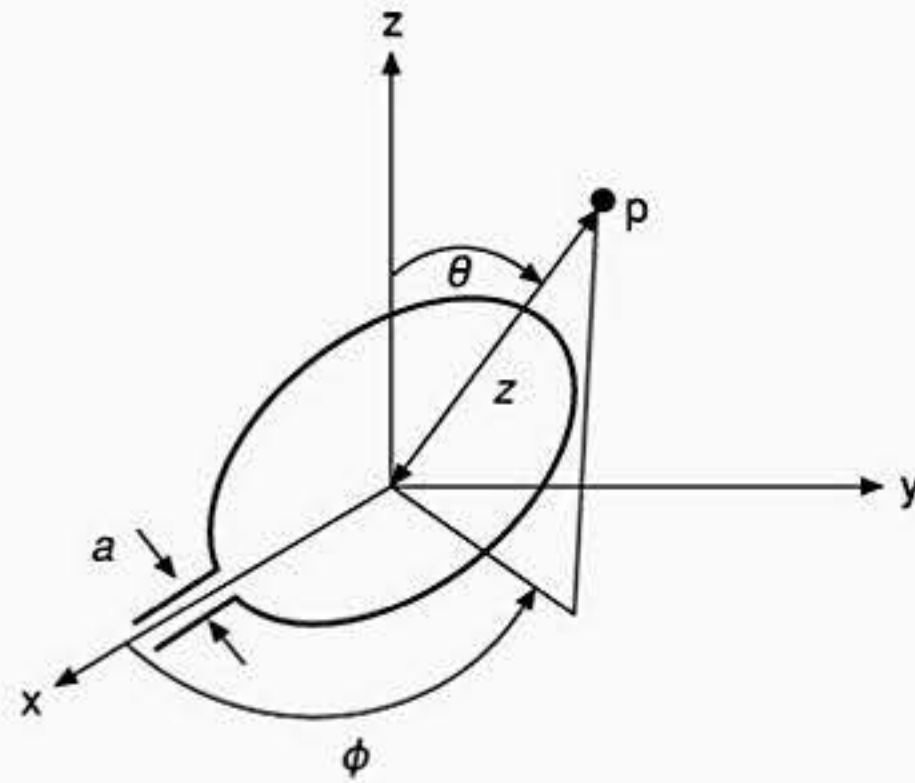


Figura 7.14 Geometria de uma única volta da espiral.

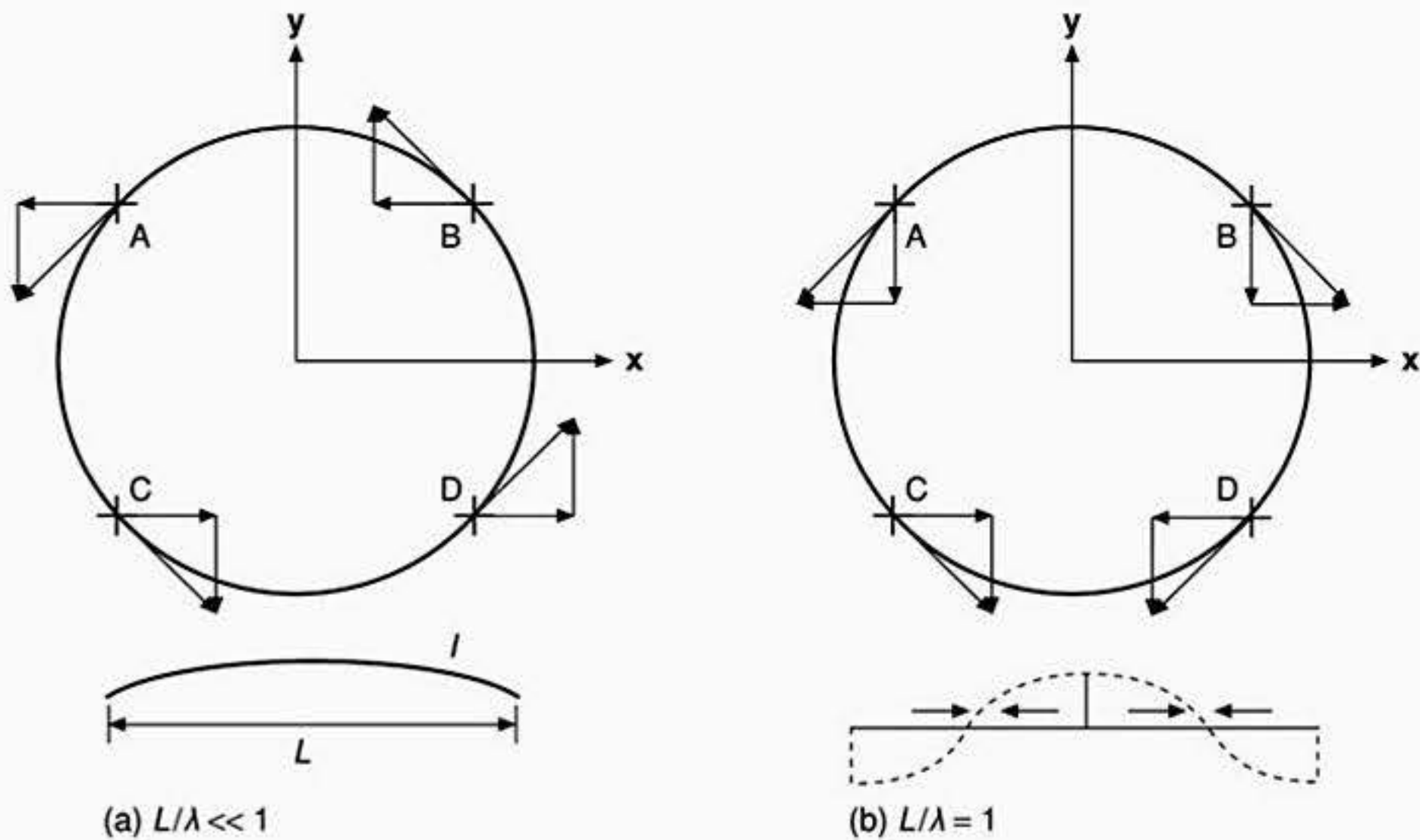


Figura 7.15 Distribuição da corrente no loop.

Portanto, não pode haver nenhuma componente x do campo elétrico E e a radiação resultante é polarizada de forma linear com o seu vetor campo elétrico E em paralelo com o eixo y.

Para o caso em que $L/\lambda = 1$ (Figura 7.15b) temos

$$I_{y_A} = I_{y_C} = I_{y_B} = I_{y_D} \tag{7.56}$$

e para $L/\lambda \ll 1$ temos

$$I_{y_A} = I_{y_C} = -I_{y_B} = -I_{y_D} \tag{7.57}$$

Assim, esperávamos que a radiação axial para o caso em que $L/\lambda \ll 1$ fosse menor que para o caso em que $L/\lambda = 1$.

Considere o campo de radiação para um único *loop* conforme definido na Figura 7.14. Seguindo o procedimento adotado na Seção 1.4, podemos determinar a radiação na direção axial [57] como a seguir

$$\begin{aligned}
 E_y &= \frac{30kI_0}{z} e^{-jkz} 2 \int_0^\pi \cos(ma\phi) \cos(\phi) a \, d\phi \\
 &= \frac{60I_0}{z} e^{-jkz} (ka)^2 \frac{\text{sen}\pi ka}{(1 - (ka)^2)}
 \end{aligned}
 \tag{7.58}$$

Aqui I_0 é a corrente máxima no *loop* e a é o raio desse *loop* (Figura 7.13a). Para $L/\lambda = 1$, a equação (7.58) se torna

$$E_y = \frac{60I_0}{z} e^{-jkz} \frac{\pi}{2}
 \tag{7.59}$$

considerando uma distribuição de corrente co-senoidal necessária para a condição de onda estacionária mencionada anteriormente. Ao longo de $\phi = 90^\circ$ temos

$$E_y = \frac{60I_0}{z} e^{-jkz} \int_0^\pi \cos\phi \text{sen}(\text{sen}\phi) \text{sen}\phi \, d\phi = 0
 \tag{7.60}$$

A comparação da equação (7.60) com a (7.59) mostra que para $L/\lambda = 1$ a radiação na direção axial é muito mais intensa que na direção normal ao eixo da antena. Para outros ângulos em que $\phi \neq 90^\circ$, o valor do campo normal aumenta. Entretanto, para uma distribuição co-senoidal considerada, ele nunca será superior a 0,65 vezes o valor do campo axial [57].

O campo no plano normal à direção axial é atenuado ainda mais quando um plano de terra é introduzido, conforme mostra a Figura 7.12. Então, indispensavelmente para que o modo axial seja formado em uma estrutura helicoidal, a corrente em cada segmento de cada *loop* tem que estar adequadamente em fase para que ocorra uma radiação longitudinal; por exemplo, veja a Seção 4.7. Assim, se o espaçamento entre os *loops*, S (Figura 7.13a), for de aproximadamente $\lambda/4$, a fase do segundo elemento deve atrasar de $\lambda/4$. Essa condição pode ser encontrada fazendo com que o comprimento de um *loop* seja $(\lambda + \lambda/4)$. Assim, um espaçamento de $\lambda/4$ e um comprimento de *loop* L de $5\lambda/4$ resulta em uma antena utilizável. Visto que a condição de $\lambda/4$ é apenas aproximada devido aos efeitos de acoplamento mútuo, vamos considerar que o comprimento seja ℓ' . Assim, o diâmetro D da espiral pode ser escrito usando a equação (7.51) como a seguir

$$D = \sqrt{\frac{L^2}{\pi} - \frac{S^2}{\pi}}
 \tag{7.61}$$

$$\frac{D}{\lambda} = \frac{\sqrt{(1 + \ell')^2 - \ell'^2}}{\pi} = \frac{\sqrt{1 + 2\ell'}}{\pi}
 \tag{7.62}$$

Com esse tipo de antena, o modo axial pode ser mantido ao longo de uma faixa de frequência de tipicamente 1,7:1 sem uma perturbação significativa no diagrama de campo distante.

Equações empíricas que aproximam as características de uma antena helicoidal de apenas um fio consistindo de n voltas e operando no modo axial são apresentadas a seguir [56].

- o ângulo de meia potência:

$$2\theta_{3\text{dB}} = \frac{52}{\frac{L}{\lambda} \sqrt{\frac{nS}{\lambda}}} \text{ graus} \quad (7.63)$$

- o ângulo do primeiro zero no diagrama polar:

$$2\theta_0 = \frac{115}{\frac{L}{\lambda} \sqrt{\frac{nS}{\lambda}}} \quad (7.64)$$

- o ganho da antena:

$$G = 15 \left(\frac{L}{\lambda} \right)^2 n \frac{S}{\lambda} \quad (7.65)$$

- a impedância de entrada da antena:

$$Z_{\text{ent.}} \approx R_{\text{ent.}} = 140 \frac{L}{\lambda} \quad (7.66)$$

7.7 ANTENAS CORNETAS

É possível construir uma antena abrindo a extremidade de um guia de onda retangular ou circular de forma que se obtenha um casamento de impedância do guia de onda com o espaço livre. Um guia de onda retangular pode ser construído de forma que a abertura retangular seja no plano E (plano E setorial da corneta) ou no plano H (plano H setorial da corneta), ou ainda simultaneamente nos dois planos (corneta piramidal) sendo a abertura quadrada (Figura 7.16). Em uma antena corneta, a frente de onda próxima da corneta pode ser apresentada como sendo esférica [58].

Cornetas no plano setorial H possibilitam uma largura de banda um pouco maior que os tipos no plano setorial E . Isso se deve principalmente à distribuição uniforme do campo E próximo que pode ser obtido na abertura de uma corneta no plano setorial E . Infelizmente, para todos os tipos, visto que o comprimento ℓ_T da corneta (Figura 7.16) é maior que a extremidade da abertura, ocorre uma distribuição de fase pela abertura. Isso resulta em uma diminuição no ganho devido ao aumento de lóbulos laterais.

Assim como para uma antena refletora, quanto maior a abertura de radiação, maior a diretividade e menor a uniformidade desejada na distribuição de fase na abertura. Para uma antena corneta piramidal, o ganho de potência G é dado aproximadamente por

$$G = \frac{7,5A}{\lambda^2} \quad (7.67)$$

e a sua largura de feixe B de 3 dB é dada por

$$B = \lambda/d \text{ rd} \quad (7.68)$$

onde A é a área da abertura da antena corneta e d é a largura da abertura no plano de medição do ângulo de feixe.

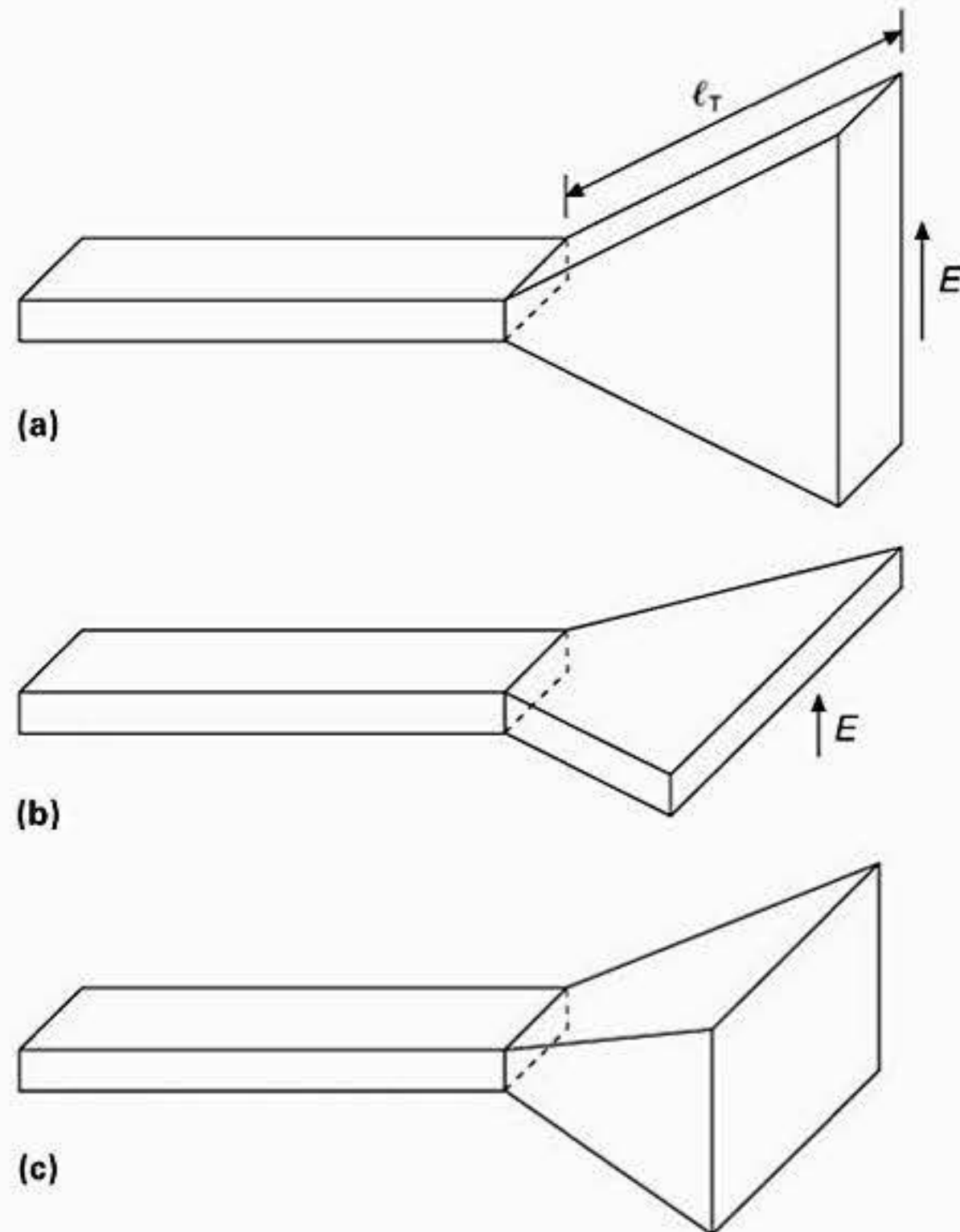


Figura 7.16 Tipos básicos de antenas cornetas: (a) corneta no plano E ; (b) corneta no plano H ; (c) corneta piramidal.

Visto que esse tipo de antena é fácil de ser fabricada e alimentada e pode ter um grande ganho, a tendência é que seja o tipo de antena preferida como padrão de calibração por meio do qual outras antenas de alto ganho são caracterizadas. Os procedimentos de projeto pelos quais as dimensões de uma *antena corneta de ganho padrão* podem ser calculadas são apresentados na referência [58]. Na referência [59], nomografias detalhadas de projeto são apresentadas, as quais facilitam bastante o projeto prático de antenas cornetas retangulares.

7.8 ANTENAS DE ONDA PROGRESSIVA DE FIO RETILÍNEO

Antenas ressonantes têm largura de banda de operação estreita, geralmente de algumas unidades percentuais. Quando há a necessidade de ampliar a largura de banda de operação, uma antena não-ressonante ou de onda progressiva oferece uma possível solução. Na metodologia dessa solução, a antena opera idealmente com uma distribuição de corrente uniforme e atraso de fase progressivo ao longo do seu comprimento. Para ver o efeito que esses cálculos têm nas características de radiação de um fio retilíneo isolado dos efeitos de um plano de terra, considere a Figura 7.17. Veja que a antena é excitada por um gerador que produz uma corrente. A potência residual na extremidade do fio que não for radiada é projetada para que seja absorvida por um resistor R de casamento de impedância para evitar a reflexão desta potência e a subsequente re-radiação indesejada.

Se considerarmos que o fio retilíneo mostrado na Figura 7.17 é constituído de vários elementos de comprimento dx , então a partir da equação (7.69), válida para um dipolo Hertziano elementar (Seção 1.2), podemos escrever

$$dE_{\theta} = \frac{60\pi I_0 e^{-j\beta x} dx \sin\theta}{\lambda r} \quad (7.69)$$

onde I_0 é a corrente RF produzida pelo gerador e $\beta = 2\pi/\lambda$ é o atraso da corrente por unidade ao longo do fio.

Se considerarmos que o gerador, localizado na posição 0 na Figura 7.17, representa a posição da fase e referência, o campo radiado associado com o elemento dx será $(2\pi x/\lambda) \cos\theta$ ou $\beta x \cos\theta$ em relação à posição de referência. Portanto, o campo total pode ser obtido integrando a equação (7.69) ao longo de todo o comprimento do fio retilíneo (ℓ) (veja a equação (7.70)).

$$E_{\theta} = \int_0^{\ell} e^{j\beta x \cos\theta} dE_{\theta} \quad (7.70)$$

$$\begin{aligned} &= \frac{60\pi I_0}{\lambda r} \int_0^{\ell} e^{-j\beta x} e^{j\beta x \cos\theta} \sin\theta dx \\ &= \frac{60\pi I_0}{\lambda r} \int_0^{\ell} e^{-j\beta x(1-\cos\theta)} dx \end{aligned} \quad (7.71)$$

$$\begin{aligned} &= -\frac{60\pi I_0}{\lambda \beta r} \frac{\sin\theta}{(1-\cos\theta)} [e^{-j\beta x(1-\cos\theta)}]_0^{\ell} \\ &= \frac{60\pi I_0}{2r} \frac{\sin\theta}{(1-\cos\theta)} [e^{-j(2\pi\ell/\lambda)(1-\cos\theta)} - 1] \end{aligned} \quad (7.72)$$

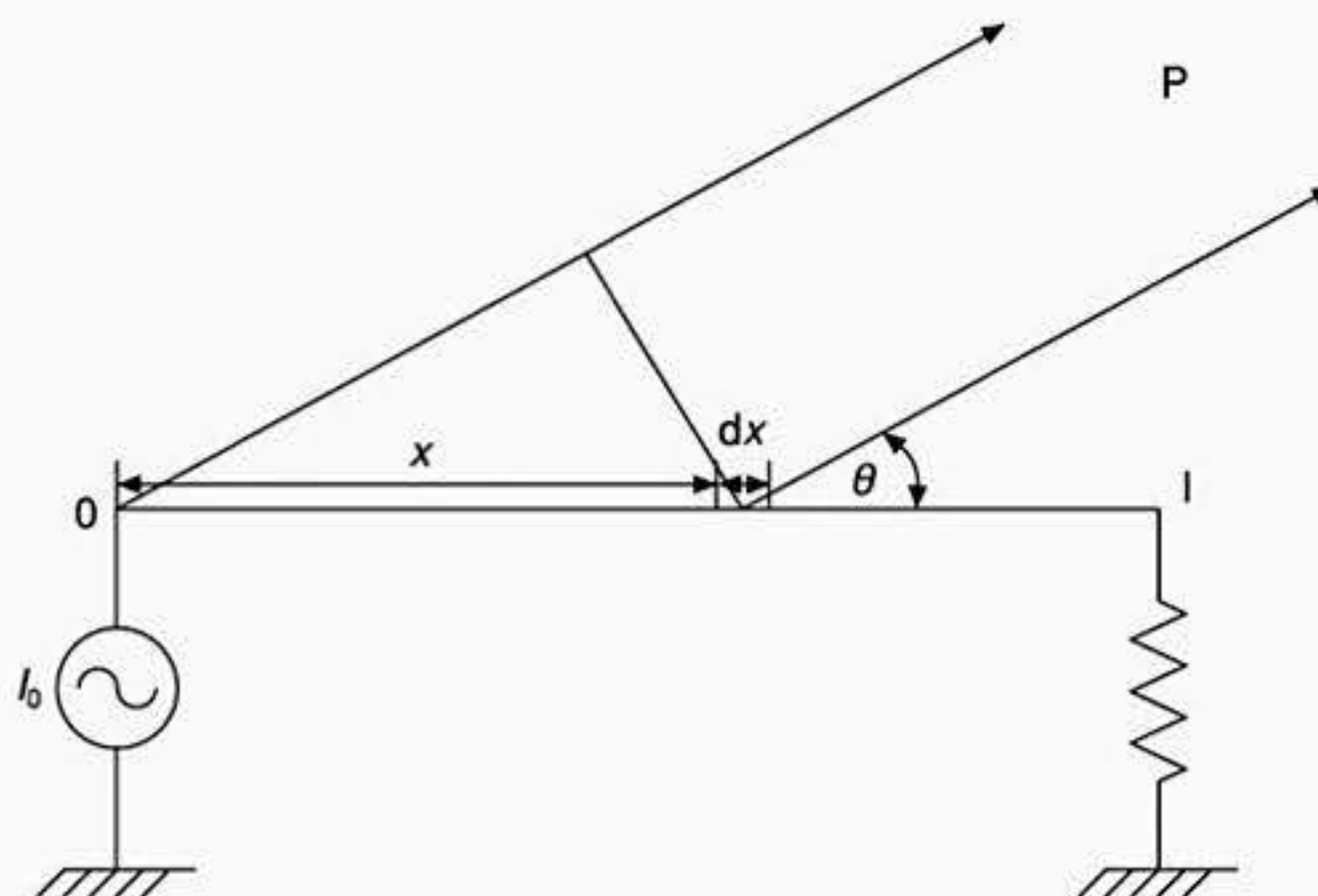


Figura 7.17 Antena de onda progressiva de fio retilíneo.

Portanto,

$$|E_{\theta}| = \frac{60I_0}{r} \frac{\text{sen}\theta}{(1 - \cos\theta)} \text{sen} \frac{\pi\ell}{\lambda} (1 - \cos\theta) \tag{7.73}$$

A equação (7.73) pode então ser usada para se obter o diagrama de radiação polar para uma antena de onda progressiva de um único fio retilíneo. A Figura 7.18 mostra um diagrama de radiação típico para os casos em que o comprimento do fio (ℓ) está na faixa de $0,5\lambda$ a 4λ . A partir desses diagramas de radiação, pode-se ver que a antena tem radiação longitudinal com um zero na direção frontal, $\theta = 0$. À medida que o comprimento do fio aumenta, o lóbulo principal se torna mais estreito e é direcionado em um ângulo θ mais raso.

Para uma antena de onda progressiva de um único fio, do tipo ilustrado na Figura 7.17, é necessário garantir que a extremidade da resistência de terminação que não está conectada ao fio retilíneo seja uma conexão de baixa impedância “vista” pela resistência; isso pode ser conseguido conectando-a a um *stub* de $\frac{1}{4}$ de comprimento de onda. Caso contrário, é necessário um segundo fio para prover um caminho de retorno para GND. A presença desse segundo fio afeta o comportamento da antena de fio único de uma forma similar a que foi discutida na Seção 4.8 para uma antena dipolo colocada sobre um plano de terra condutor.

Uma outra alternativa ao uso de antenas de fio de onda progressiva é aquela na qual o condutor de retorno é deformado de modo que seja formado um losango (Figura 7.19). Nesse caso, quatro antenas de fio retilíneo alimentadas por uma linha balanceada são arranjadas de forma que os fios estejam suficientemente distanciados um do outro sendo que cada fio produz uma característica de radiação tal como é mostrado na Figura 7.19. A separação dos fios mostrada é tal que os lóbulos 2, 3, 6 e 7 se reforçam proporcionando um ganho adicional. Os pares de lóbulos 1-8 e 4-5 são projetados para um cancelar o outro. O resistor R conectado entre os pontos C e C' absorve a energia residual e a estrutura é mantida acima de um plano de terra em suportes isolantes. Devido ao pequeno ângulo de formação do lóbulo frontal, tais estruturas são tradicionalmente usadas para comunicações de longa distância em baixas frequências, onde um sinal com um ângulo de incidência pequeno faz uso da reflexão ionosférica [55].

O projeto desse tipo de antena consiste na otimização de três parâmetros principais: altura h , comprimento ℓ e ângulo de inclinação ϕ (Figura 7.19). A altura h controla principalmente o ângulo de elevação θ , e ℓ e ϕ controlam o ganho máximo disponível a partir da antena em associação com a altura h .

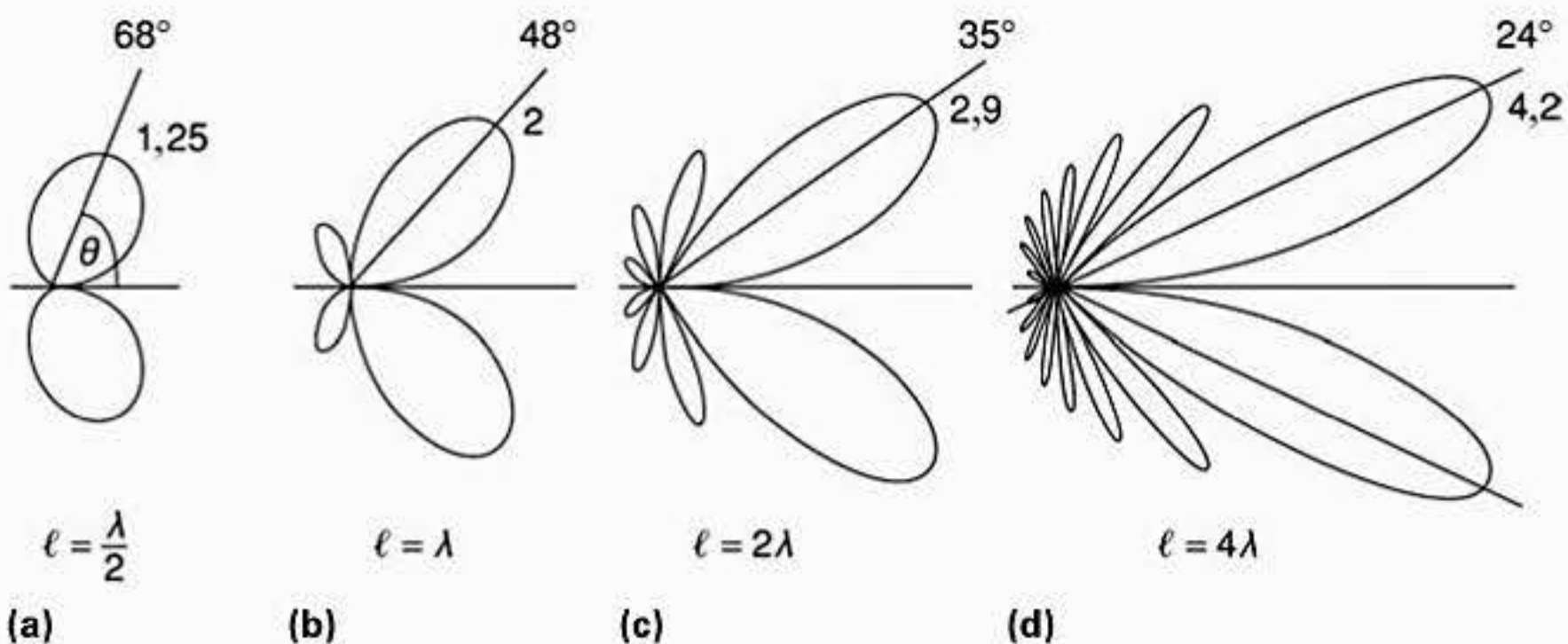


Figura 7.18 Diagramas de radiação para um radiador de onda progressiva.

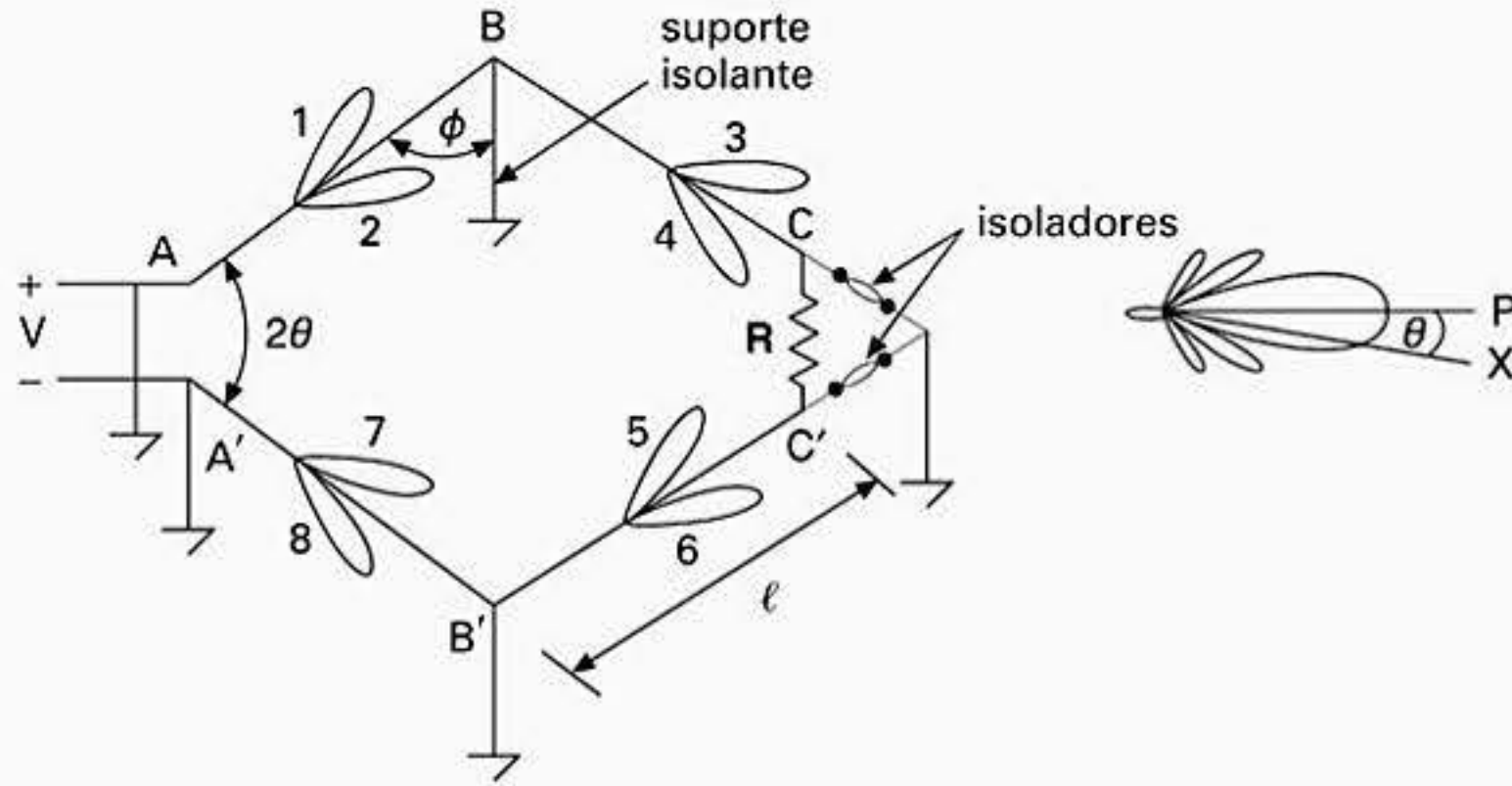


Figura 7.19 Antena rômbrica constituída de um radiador de onda progressiva de quatro fios.

Se fizermos $\theta = 90 - \phi$, então a equação (7.73) pode ser usada para estabelecer a contribuição do fio AB, na Figura 7.19, ao longo do eixo principal (P). A contribuição de A'B' será a mesma e em fase com a contribuição de AB, visto que as correntes nas posições equivalentes nos dois fios estão em contra-fase. Portanto, obtém-se uma intensidade que é duas vezes a intensidade do campo determinada pela equação (7.19) devido às contribuições construtivas dos fios AB e A'B'. Para valores não-favoráveis de θ , o lóbulo principal no plano horizontal se alarga, e pode ocorrer adição com um zero parcial ao longo do eixo principal.

Como a corrente em B está atrasada em relação à corrente em A por $2\pi\ell/\lambda$ e a corrente em B' está atrasada por mais π radianos porque ela está em contra-fase e, além disso, como B'C' está $(2\pi\ell \cos\theta)/\lambda$ próximo do ponto P de observação na Figura 7.19 então o campo em P devido a AB e BC' é

$$\frac{2\pi\ell}{\lambda} + \pi - \frac{2\pi\ell \cos\theta}{\lambda} \tag{7.74}$$

Portanto, se E_{AB} é o campo devido ao atraso de AB, então o campo resultante será

$$2E_{AB} \cos 1/2 \left(\frac{2\pi\ell}{\lambda} + \pi - \frac{2\pi\ell}{\lambda} + \pi - \frac{2\pi\ell \cos\theta}{\lambda} \right) \tag{7.75}$$

portanto, o fator pelo qual a contribuição do fio AB tem que ser multiplicado para proporcionar o campo de AB e B'C' e de forma similar para A'B' e BC combinados é

$$2 \operatorname{sen} \left(\frac{\pi\ell}{\lambda} (1 - \cos\theta) \right) \tag{7.76}$$

Assim, a intensidade do campo total (E) ao longo do eixo principal é obtida usando-se as equações (7.73) e (7.76):

$$E_{\theta} = \frac{120I_0}{r} \frac{\operatorname{sen}\theta}{(1 - \cos\theta)} \operatorname{sen} \left(\frac{\pi\ell}{\lambda} (1 - \cos\theta) \right) 2 \operatorname{sen} \left(\frac{\pi\ell}{\lambda} (1 - \cos\theta) \right) \tag{7.77}$$

$$= \frac{240I_0}{r} \frac{\operatorname{sen}\theta}{(1 - \cos\theta)} \operatorname{sen}^2 \left(\frac{\pi\ell}{\lambda} (1 - \cos\theta) \right) \tag{7.78}$$

ou

$$E_{\theta} = \frac{240I_0}{r} \frac{\cos\phi}{(1 - \sin\phi)} \operatorname{sen}^2\left(\frac{\pi\ell}{\lambda}(1 - \sin\phi)\right) \quad (7.79)$$

Neste caso o fator de 4 (ou seja, 4×60) significa a contribuição de todos os quatro fios que compreendem o arranjo. Quando se faz um gráfico da equação (7.79) em função de ϕ para diversos valores de ℓ , o ângulo de inclinação ótimo para o ganho máximo ao longo da direção do eixo da antena pode ser obtido.

7.9 ANTENAS PLANARES INVERTIDAS EM F

A Figura 7.20 mostra as configurações básicas dos tipos de antena em L e em F. Essas antenas, as quais apresentam um perfil baixo e uma largura de banda estreita são amplamente empregadas em automóveis e aviões. Na antena tipo L (Figura 7.20a), a seção vertical provê uma antena monopolo curta, que é carregada capacitivamente para produzir uma distribuição de corrente mais uniforme (Seção 3.4) tipicamente $h + \ell \ll \lambda/4$. A presença do fio capacitivo reduz a altura do monopolo enquanto se cria uma frequência ressonante que poderia caso contrário ser obtida para um monopolo curto de mesma altura. Com esse tipo de antena, a seção vertical produz radiação omnidirecional, com apenas uma radiação secundária ocorrendo da seção horizontal devido ao cancelamento de imagem (Seção 3.4).

Na antena em F (Figura 7.20b), a adição da seção AB em relação à antena em L permite um significado para o casamento de impedância através de uma sintonia indutiva da antena; tipicamente $h + \ell \approx \lambda/4$ e $d \ll \lambda$. Tal antena pode ser implementada em *microstrip* sem a necessidade de um *balun*. Quando impressa em um substrato com $\epsilon_r > 1$, então o tamanho pode ser reduzido. Com essa antena, elementos parasitas podem se acrescentados para pro-

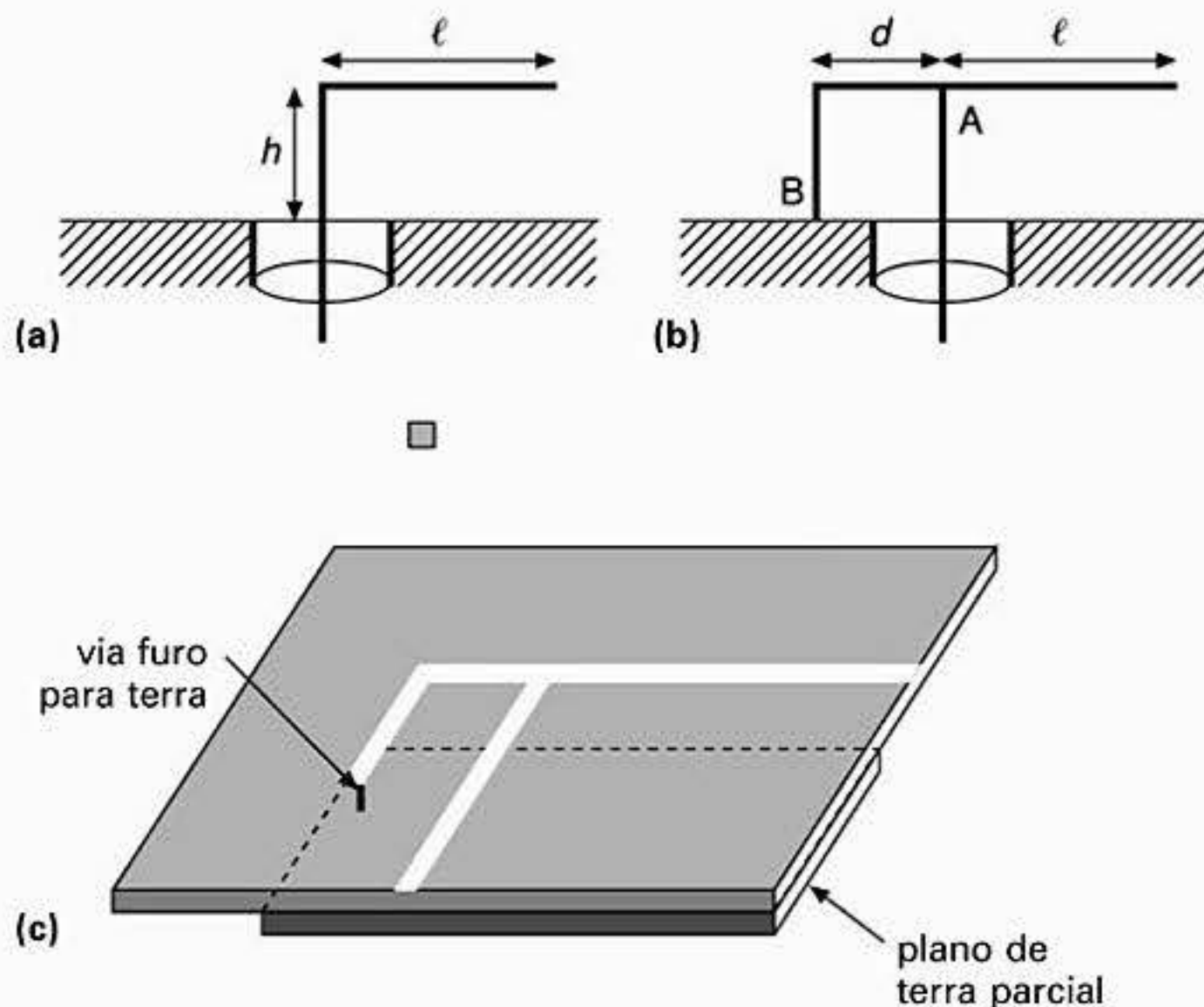


Figura 7.20 Antenas invertidas: (a) em L; (b) em F; (c) F impressa.

porcionar um aumento na largura de banda ou introduzir uma operação dual – ou de múltiplas bandas de frequências. Com a configuração mostrada na Figura 7.20c, a radiação é omnidirecional. O fator Q também é diminuído quando comparado com uma antena *microstrip* ressonante, portanto, a largura de banda é maior.

Para aplicações em telefones de comunicações móveis, a antena em F é modificada para formar um F impresso (Figura 7.20c) ou uma antena planar invertida em F (APIF) (Figura 7.21). O tamanho e as características de radiação desse tipo de antena fazem dela um atrativo em aplicações em telefones de comunicações móveis, visto que elas podem ser prontamente incorporadas ao invólucro do telefone, o qual proporciona um plano de terra finito e no qual por sua vez conduz a radiação para longe do usuário. Essa é uma característica considerada desejável em um telefone móvel pessoal.

A largura de banda da impedância de uma antena planar invertida em F está relacionada a altura (h) da trilha ressonante acima do plano de terra; quanto maior o valor de h , maior a largura de banda da radiação desta antena. Esta antena radia sinais polarizados tanto verticalmente quanto horizontalmente, que é novamente uma característica atrativa para aplicações em telefone móvel, onde não se garante a precisão da orientação da antena. Variações de dupla e tripla banda têm sido relatadas [60], e a largura de banda da impedância de uma antena planar invertida em F básica sobre um plano de terra pequeno pode ser tanto quanto 10%.

7.10 ANTENAS RESSONADORAS DIELÉTRICAS

Um ressonador dielétrico consiste em um material cerâmico de formato tridimensional geometricamente regular com uma alta constante dielétrica (tipicamente $\epsilon_r \approx 40$). Devido a grande descontinuidade entre a parte interior e exterior do ressonador, normalmente separadas por ar com $\epsilon_r = 1$, ocorre reflexão de energia na interface e existe uma variedade de modos ressonantes. Quando operada sem uma blindagem em volta, energia suficiente é perdida pelo ressonador para torná-lo útil como antena. O tipo de modo presente depende do tamanho e da forma do ressonador, o qual é normalmente hemisférico, cilíndrico ou retangular e também depende do método e da frequência da excitação usada. As principais vantagens no uso de um dielétrico de alta permissividade como um elemento de radiação são que as perdas no material são baixas, consistindo apenas nas perdas no dielétrico; a antena pode também ser miniaturizada, visto que o comprimento de onda no dielétrico é proporcional a $1/\sqrt{\epsilon_r}$ vezes o comprimento de onda no espaço livre. Além disso, esse tipo de antena pode ter uma eficiência de radiação alta, desde que ela não sofra perdas por ondas de superfície ou no condutor.

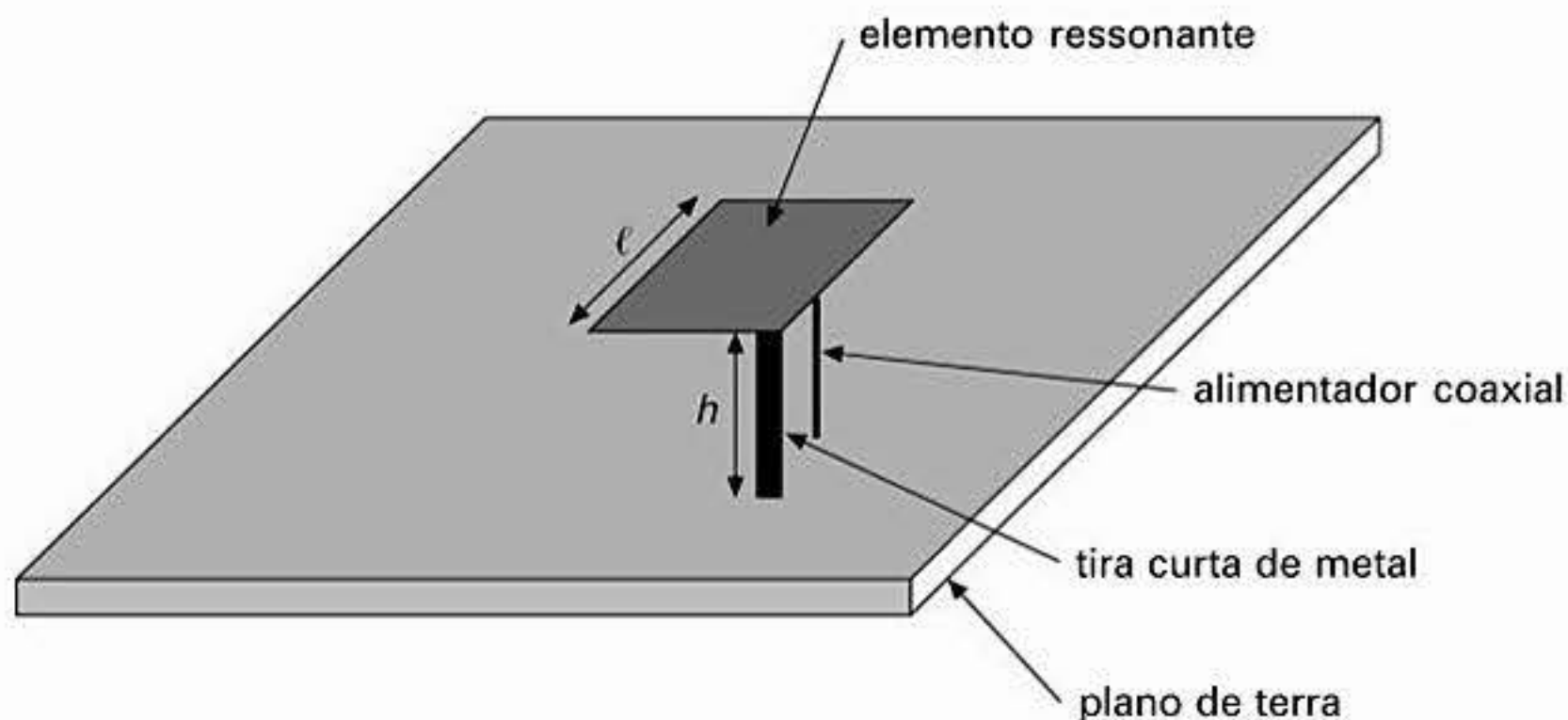


Figura 7.21 Antena planar invertida em F básica: $h \ll \lambda$ e $l + h \approx \lambda/4$.

Uma vantagem adicional significativa ocorre em função de o ressonador poder suportar vários modos diferentes; portanto, em princípio, podem ser produzidos com uma única antena vários diagramas de radiação para diferentes aplicações, dependendo de como ela é excitada. Conseqüentemente, os diagramas de radiação de campo distante podem ser feitos para ser longitudinal ou omnidirecional, sendo que em última instância a qualidade real do diagrama de radiação de campo distante é determinada pelo tamanho e formato do plano de terra no qual o elemento de radiação, ressonador dielétrico, é montado. Um ROE de 2,1 na largura de banda pode variar dentro de algumas unidades percentuais para um ϵ_r alto até 20% para materiais com baixo ϵ_r ; por exemplo, ela pode ser de 10% para um material com $\epsilon_r \approx 10$.

Uma geometria particular que tem sido minuciosamente estudada é o ressonador dielétrico cilíndrico montado sobre um plano de terra (Figura 7.22). O diagrama de radiação de campo distante para essa configuração, quando opera no modo TM_{110} , é similar ao do dipolo posicionado paralelamente $\frac{1}{4}$ de comprimento de onda acima de um plano de terra (veja Seção 4.8). Esse modo é de particular interesse, visto que ele é o modo fundamental do elemento de radiação ressonador cilíndrico e, portanto, tem a menor frequência ressonante ($f_{TM_{110}}$) para determinadas dimensões do ressonador:

$$f_{TM_{110}} = \frac{1}{2\pi a \sqrt{\mu_0 \epsilon_r}} \sqrt{(1,841)^2 + \left(\frac{\pi a}{2d}\right)^2}$$

onde a é o raio do cilindro e d é a altura.

Esse tipo de modo pode ser excitado usando uma sonda alimentadora coaxial posicionada internamente e próxima da circunferência do ressonador para excitá-lo no modo TM_{110} do elemento ressonador dielétrico (Figura 7.22). A Figura 7.22b mostra as distribuições dos campos elétrico e magnético enquanto a Figura 7.22c mostra um esboço do campo ideal resultante para esse modo. Pode-se ver que quando o ressonador dielétrico é posicionado

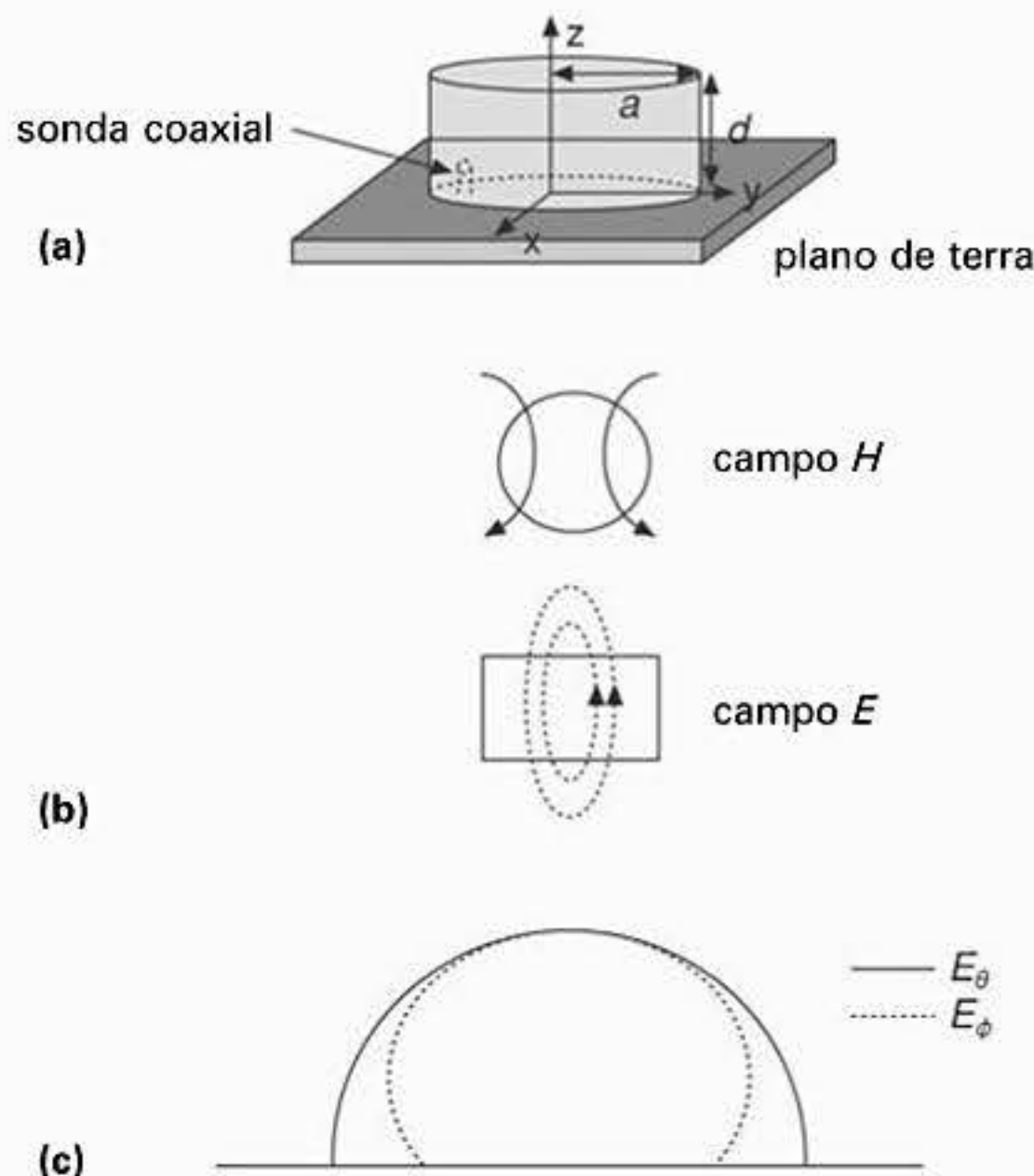


Figura 7.22 Antena ressonadora dielétrica alimentada por sonda coaxial.

sobre um plano de terra, o diagrama de radiação de campo distante é similar ao da antena *microstrip* retangular operando no modo TM_{010} .

7.11 ARRANJO DE ANTENAS REFLETORAS

Para produzir uma frente de onda plana a partir de uma fonte que produz uma frente de onda esférica, é necessário introduzir uma compensação de fase apropriada na frente de onda esférica. Na Seção 7.5, isso foi alcançado usando as propriedades de fase intrínsecas de um parabolóide. Em um arranjo de antenas refletoras, o objetivo é construir um arranjo de antenas planar que seja capaz de espalhar uma frente de onda incidente com sobreposição de fase adequada tal que uma frente de onda planar seja colimada ao longo de uma direção predeterminada (Figura 7.23). Dessa forma, a antena parabólica normal pode ser substituída por um refletor plano ou por uma superfície de moldagem. Um segundo benefício do conceito de arranjo refletor é que o arranjo de alimentação solidária normalmente associado com um arranjo planar é eliminado em favor de uma alimentação espacial. Esse arranjo é muito fácil de ser construído para comprimentos de onda em milímetros, onde as perdas de um alimentador solidário podem se tornar inaceitavelmente altas. Portanto, arranjos refletores podem oferecer uma variedade de configurações de antenas que apresentam benefícios elétricos, estéticos e ergonômicos.

O princípio básico que dá suporte à operação de um arranjo refletor é fazer com que os elementos constituintes do arranjo espalhem o sinal incidente com a fase apropriada necessária para a formação da onda plana. Assim como o refletor parabólico, a filosofia de projeto básica para um arranjo refletor requer que o atraso de fase total a partir do alimentador até um plano de abertura fixado seja constante para todos os elementos (Figura 7.23). Um método de banda estreita simples para se conseguir isso é proposto na referência [61].

O método é baseado no fato de que uma antena dipolo curto-circuitada nos seus terminais de alimentação refletirá na ressonância um sinal que está 180° fora de fase em relação ao sinal incidente. Fora da ressonância, a fase do sinal refletido pode ser posicionada em qualquer valor entre 0° e 360° . O mesmo efeito pode-se conseguir mantendo a frequência constante e variando o comprimento do dipolo em torno do comprimento necessário para que se consiga a ressonância. A Figura 7.24 indica como a fase do sinal refletido varia para um dipolo de fio fino montado sobre um plano de terra. Aqui, devido à inclinação do degrau da resposta de fase refletida, pode-se ver que o controle preciso da fase refletida a partir de

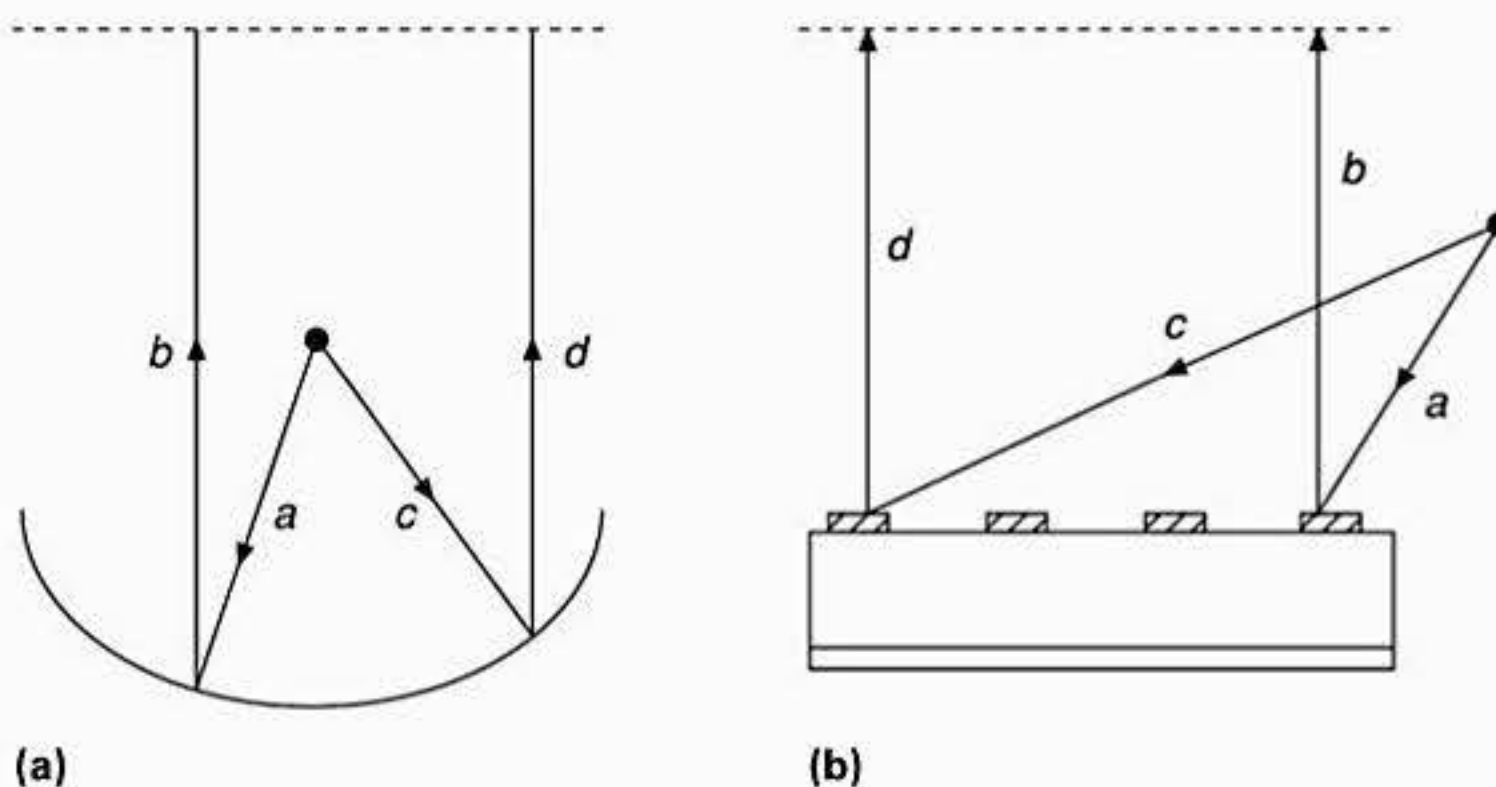


Figura 7.23 Conceito de arranjo refletor: (a) superfície parabólica $a + b = c + d$; (b) arranjo refletor com trilha *microstrip* $a + b = c + d$.

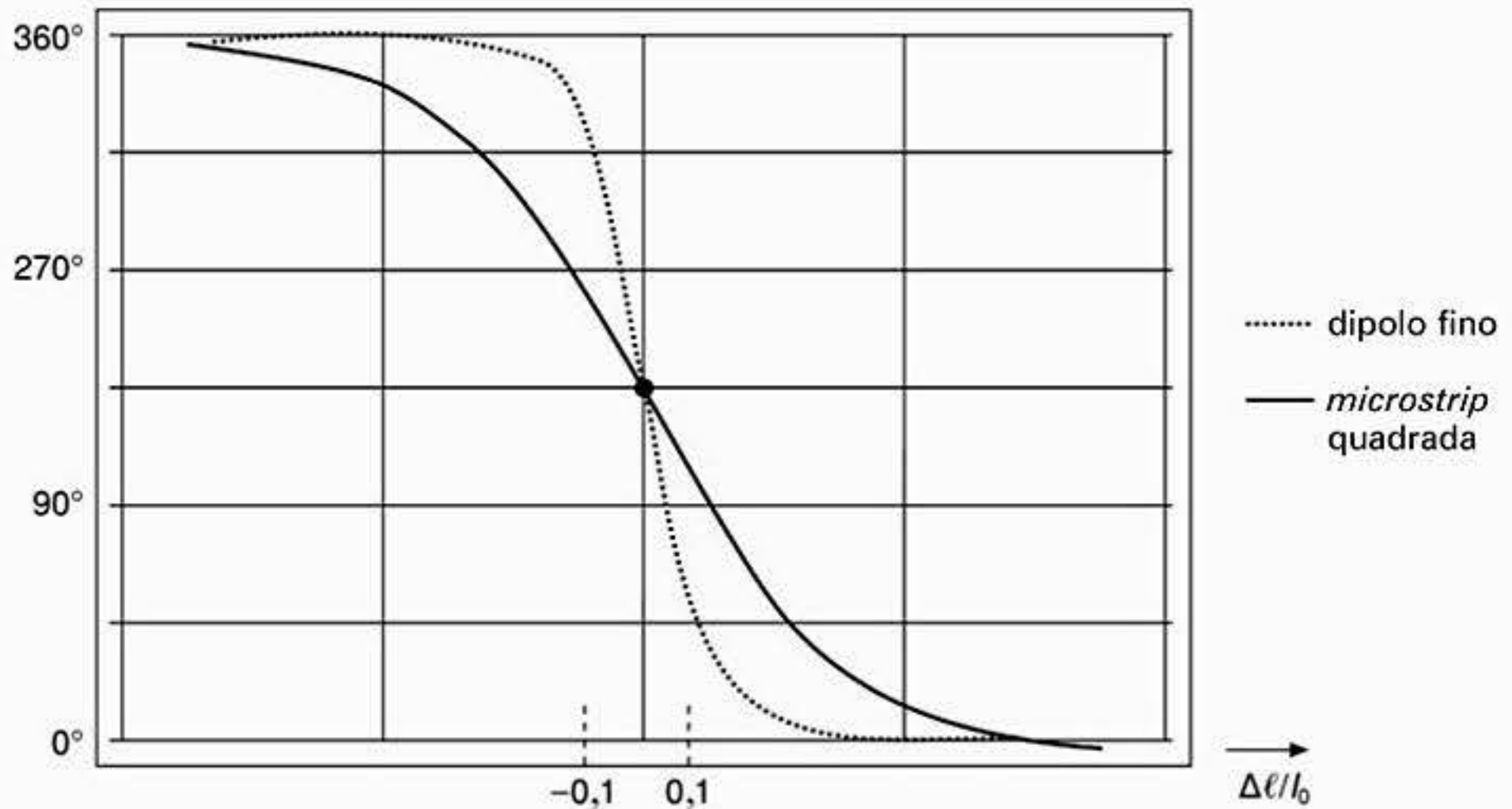


Figura 7.24 Resposta de fase para um arranjo refletor.

um dipolo de fio fino seria extremamente difícil. Substituindo o dipolo por uma antena *microstrip* quadrada, o mesmo efeito ocorre porém de uma maneira mais controlada, ou seja, a resposta de fase é uma função menos íngreme do comprimento do elemento. Com elementos *microstrip* a largura de banda é cerca de 2%. Isso é menor que para uma antena parabólica, porém é melhor que para um arranjo *microstrip* planar com alimentador solidário.

Variações no projeto básico permitem que se estabeleçam polarizações *dual* ou circular; além disso, outros elementos baseados em *microstrip* empilhados ou com geometria na forma de anel podem oferecer uma resposta de largura de banda melhor que aquelas obtidas a partir de um único *microstrip* [62]. Uma vantagem significativa do arranjo refletor é que com uma fase apropriada ele pode gerar um feixe principal que pode ser “estrábico” fora da direção longitudinal, permitindo a antena ser montada verticalmente com o seu lóbulo principal alinhado em uma direção predeterminada no semi-espaco frontal da antena.

7.12 ANTENAS ESPIRAIS EQUIANGULARES

Várias aplicações modernas de comunicação, como por exemplo receptores de vigilância, requerem antenas de bandas extremamente largas. Uma classe de antenas foi proposta na referência [63] que em princípio tem uma largura de banda ilimitada, com razões de 10:1 comuns; essas antenas são conhecidas como antenas independentes da frequência. O princípio de operação para essa classe de antenas depende da habilidade de se construir uma estrutura cuja geometria pode ser definida inteiramente por ângulos e por nenhuma outra dimensão em particular. Se esse for o caso, então a aplicação de uma escala arbitrária a respeito do ponto de alimentação da estrutura resultará em uma nova estrutura idêntica a anterior porém rotacionada em relação ao mesmo eixo passando através do ponto de alimentação da antena. Se esse for o caso, então a nova estrutura irá operar eficientemente em uma frequência kf diferente em relação à frequência original f .

Rumsey mostra que o eixo de rotação tem que ser independente de k e tem que ser proporcional a

$$\rho = e^{a(\phi - \delta)}$$

onde a e δ definem a razão da espiral resultante, e ρ e ϕ representam a notação de coordenadas polares normal. Se essa condição for satisfeita, então uma antena independente da frequência pode ser construída. A propriedade de uma espiral dupla planar cônica com a distância é mostrada na Figura 7.25. Nesta figura as bordas dos braços da espiral são definidas por

$$e_1 = ke^{a\phi} \text{ e } p_2 = ke^{a(\phi-\delta)} \text{ para o braço 1}$$

e

$$e_1^1 = ke^{a(\phi-\pi)} \text{ e } p_2^1 = ke^{a(\phi-\pi-\delta)} \text{ para o braço 2}$$

Nesse tipo de espiral, o ângulo entre a espiral e o vetor raio é constante para todos os pontos, justificando assim o seu nome, espiral eqüiangular. Uma propriedade importante desse tipo de espiral é que ela guarda suas propriedades de ser independente da frequência quando truncada.

A antena é alimentada com uma tensão balanceada aplicada nos braços da espiral. Conforme as correntes na espiral fluem para fora, elas sofrem uma pequena atenuação até que chegam numa região da espiral onde o intervalo é ressonante e a energia é radiada; essa região é conhecida como a região ativa. A região ativa se move para o centro ou para fora à medida que a frequência aumenta ou diminui, respectivamente; portanto, a abertura de radiação

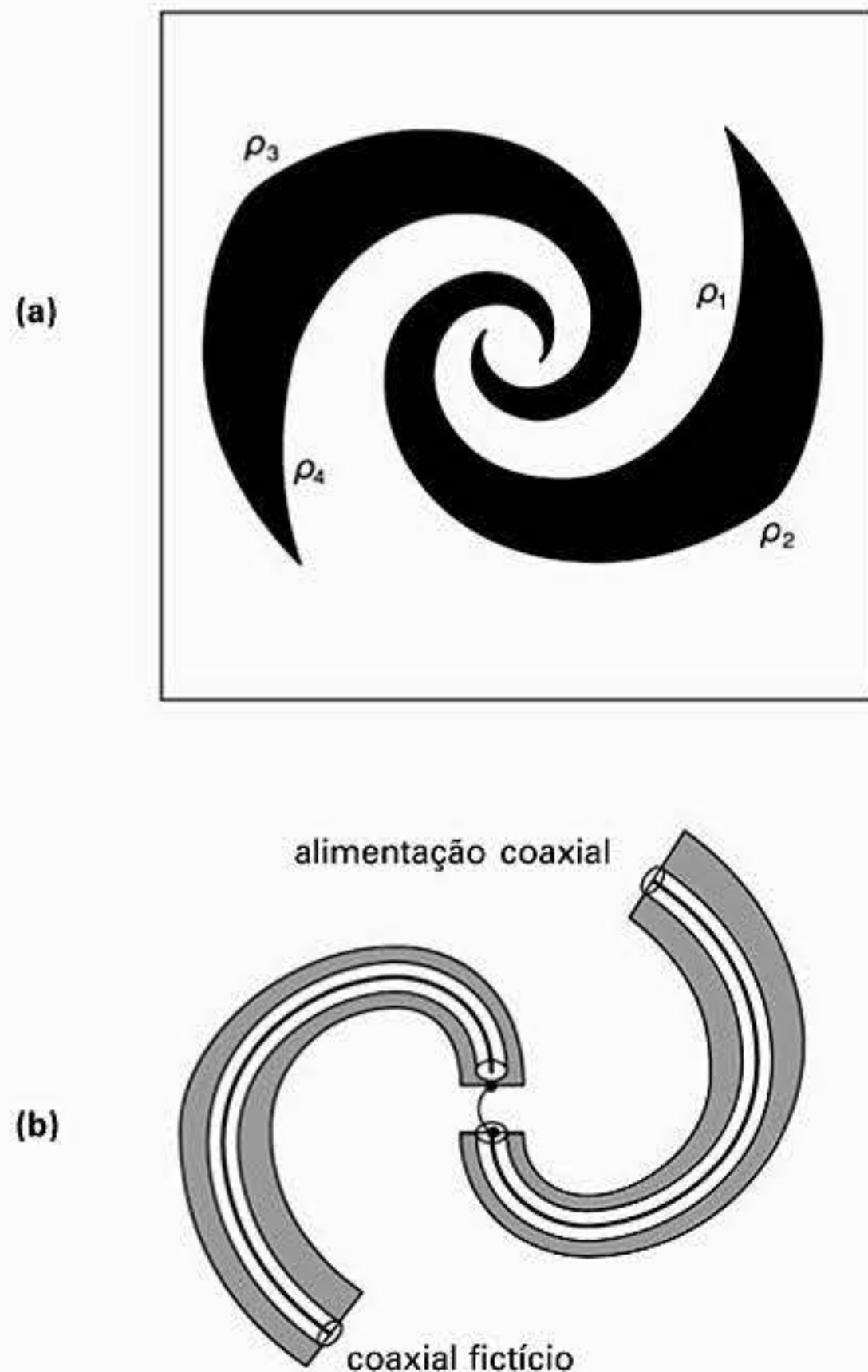


Figura 7.25 Antena espiral eqüiangular finita.

da antena é modificada automaticamente de forma que, em princípio, a mesma impedância terminal e diagrama de radiação são alcançados para todas as frequências. Entretanto, é importante lembrar que como a área ativa gira em volta do eixo da antena, a radiação da antena também gira. A radiação ocorre nos hemisférios frontal e posterior e o diagrama de radiação tem geralmente a melhor relação axial para espirais de altas relações.

Um método preferido de alimentação dessa antena é o que usa um cabo coaxial preso em um dos braços da espiral e por simetria um segundo cabo fictício idêntico é preso no outro braço da estrutura (Figura 7.25). Visto que a corrente diminui exponencialmente ao longo da espiral, a presença desses cabos tem um efeito muito pequeno nos diagramas de radiação de campo distante.

7.13 ANTENAS FRACTAIS

Na tentativa de se conseguir uma operação multifrequencial enquanto se reduz o tamanho da antena simultaneamente, pesquisadores começaram a combinar as disciplinas da geometria fractal [64] e a teoria de antenas. Na década de 1970, B. Mandelbrot definiu o termo fractal para descrever um conjunto de objetos geométricos que tem formas auto similares. Uma importante propriedade que um fractal tem que ter é a sua dimensão fracionada. Isso é um significado matemático para a definição de como efetivamente o objeto preenche o espaço. Curvas fractais têm a propriedade matemática de preencher um determinado espaço melhor que qualquer superfície Euclidiana clássica, e essa propriedade é a principal na obtenção de antenas que ocupam um espaço pequeno.

A década de 1990 trouxe os primeiros relatórios de antenas multibanda e de tamanhos reduzidos explorando essa área de estudo [65]. Na Seção 7.12, foi mostrado que para uma antena funcionar efetivamente numa faixa de frequências ela deveria ser simétrica em torno de um ponto, e teria que se assemelhar a si mesma; quer dizer, ela tem que ter a mesma aparência geral em toda escala. De certa forma, é apropriado descrever isso como uma característica de um fractal. Uma curva fractal é constituída por um conjunto de curvas entrecortadas que se assemelham a si mesmas, conseqüentemente a redução de área de duas para quatro vezes, de uma antena fractal em relação à sua equivalente clássica não é incomum

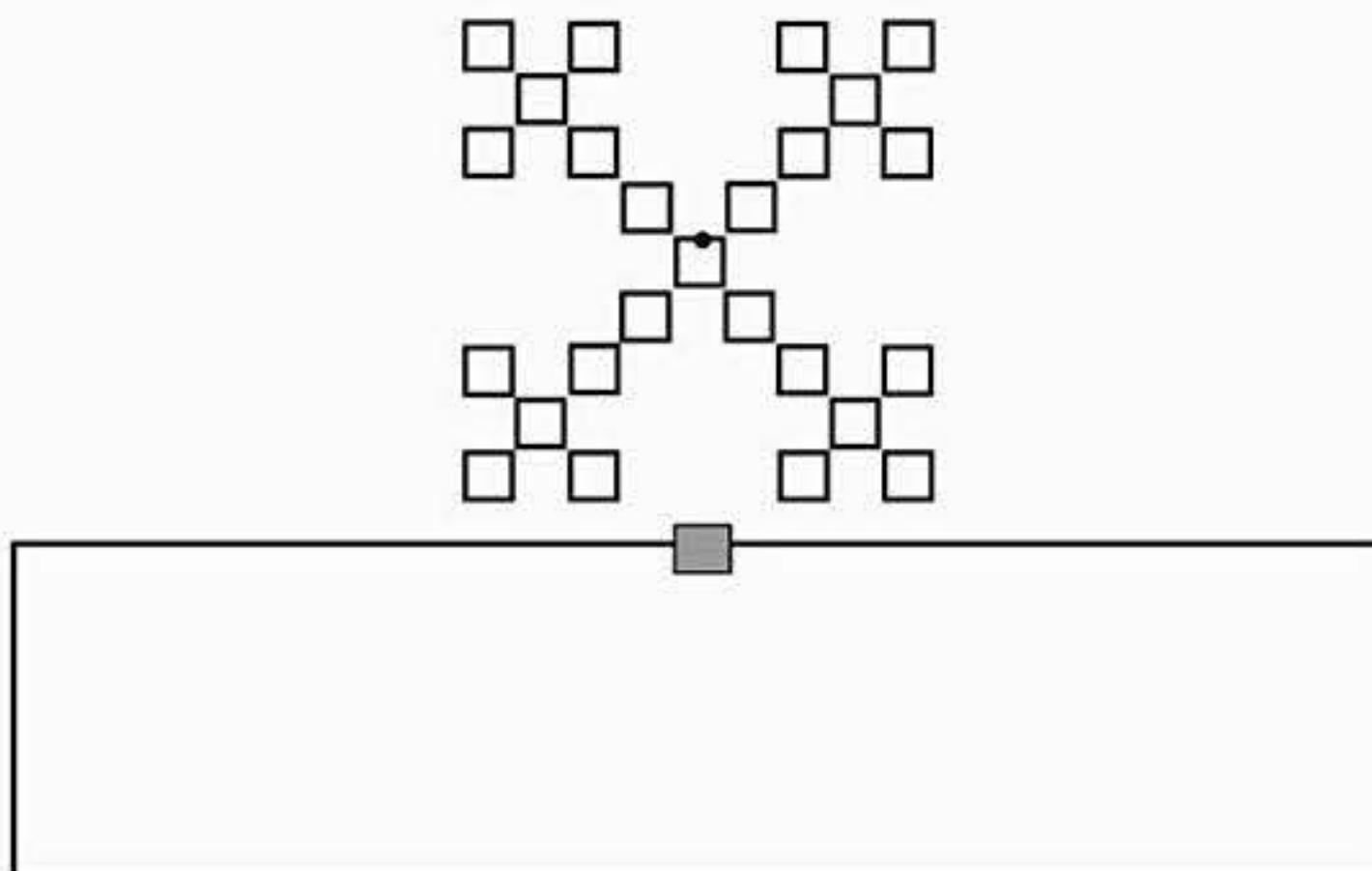


Figura 7.26 Loop fractal (no topo) e antena dipolo dobrado (embaixo).

(Figura 7.26). As propriedades desse tipo de antena incluem a performance multibanda em frequências não-harmônicas e o casamento da impedância de entrada, que ajuda na redução da complexidade dos circuitos de casamento de impedância. Como tal, as antenas fractais apresentam essencialmente casamento de impedância própria; além disso, os diagramas de radiação de campo distante são geralmente similares com a frequência.

Devido ao potencial de redução de tamanho, esforços consideráveis têm sido dedicados na implementação de projetos utilizáveis para terminais telefônicos pessoais operando entre 800 MHz e 1800 MHz, com a metodologia de projeto fractal sendo aplicada em dipolos e monopolos na tentativa de se obter uma única antena que possa operar ao longo de toda a banda de frequências. Uma antena fractal é construída inteiramente por diversas cópias de si mesma em escalas diferentes, como por exemplo a da Figura 7.27. Considere agora um exemplo particular de uma antena fractal, a antena monopolo Sierpinski [65]. O formato dessa antena evoca um outro tipo de antena de banda larga, a antena *bow-tie* [66], propriamente uma versão de banda mais larga da antena dipolo. Com a versão mostrada na Figura 7.27, o algoritmo fractal Sierpinski passou por cinco iterações. Desconsiderando os furos (as áreas brancas), cada iteração origina uma versão com escala própria de uma antena *bow-tie* simples. Cada uma dessas estruturas opera em sua frequência ressonante própria. Ao longo da largura de banda, a referência [65] mostra que a estrutura apresenta casamento de impedância aproximado em frequências logarítmicas f_m , de forma que

$$f_m \approx 0,26 \frac{c}{h} \partial^n$$

onde c é $3 \times 10^8 \text{ ms}^{-1}$, h é a altura da maior figura formada, ∂ é o período logarítmico (dois neste caso), visto que na iteração 4 temos 2^4 triângulos pretos. Os diagramas de radiação de campo distante em cada uma dessas frequências para $h = 88,9 \text{ mm}$ está relatado na referência [65] que mostra ser bastante similar, para cada frequência, com aquelas que seriam obtidas a partir de antenas *bow-tie* apropriadamente dimensionadas e posicionadas sobre um plano de terra finito.

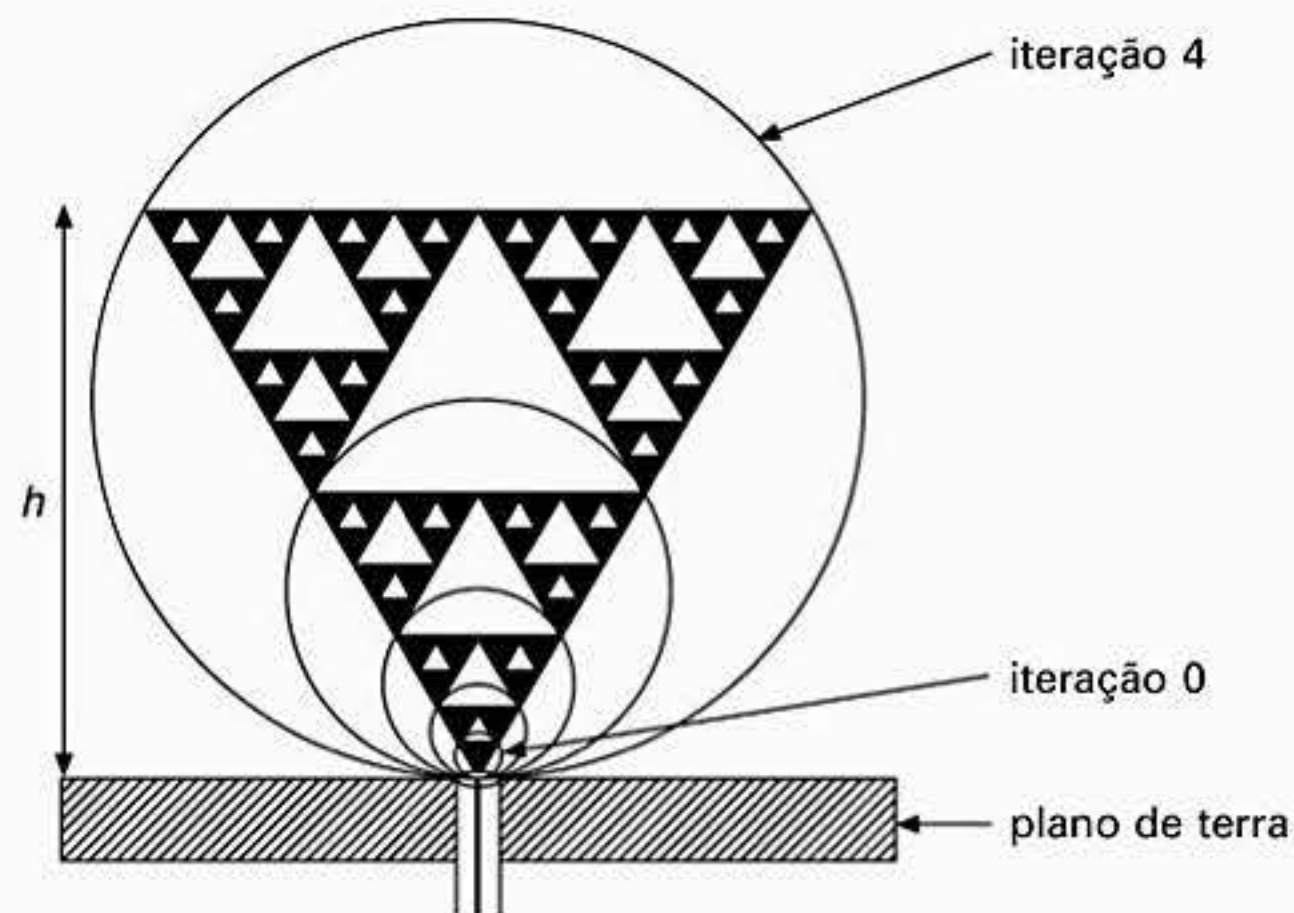


Figura 7.27 Antena monopolo Sierpinski de cinco iterações.

REFERÊNCIAS

- [45] Jordan, E.C. and Balmain, K.G., *Electromagnetic Waves and Radiating Systems*, 2nd edition, Prentice Hall EE Series, 1968.
- [46] Jasik, H., *Antenna Engineering Handbook*, McGraw-Hill, 1961.
- [47] Yagi, H., Beam transmission of ultra short waves, *Proc. IRE*, Vol. 16, pp. 715-41, 1928.
- [48] Munson, R.E., Conformal microstrip antennas and microstrip phased arrays, *IEEE Trans. on Ant. and Prop.*, pp. 74-8 Jan. 1974.
- [49] Pues, H. and van de Capelle, A., Accurate transmission-line model for the rectangular microstrip antenna, *IEEE Proceedings*, Vol. 131, pt. H, No.6, pp. 334-9, 1984.
- [50] Bahl, I.J., Build microstrip antennas with paper-thin dimensions, *Microwaves*, pp. 50-61, Oct. 1979; also Bahl, I.J. and Bhartia, P., *Microstrip Antennas*, Artech House, 1980, Chapter 2.
- [51] Derneryd, A.G., Linearly polarised microstrip antennas, *IEEE Trans. AP*, pp. 846-51, Nov. 1976.
- [52] Huang, J., The finite ground plane effect on microstrip antenna radiation patterns, *IEEE Trans. AP*, Vol. AP-31, No.4, pp. 649-53, July 1983.
- [53] Demuynck, F., Nauwelaers, B. and van de Capelle, A., Arrays of coaxially fed rectangular microstrip antennas: analysis with a PC, *Microwave Engineering Europe*, pp. 49-55, Dec./Jan. 1992.
- [54] Pozar, D.M. and Schaubert, D.H. (eds), *Microstrip Antennas: The Analysis and Design of Microstrip Antenna Arrays*, IEEE Press, 1995.
- [55] Johnston, R.C. and Jasik, H. (eds), *Antenna Engineering Handbook*, 2nd edition, McGraw-Hill, 1984.
- [56] Kraus, J.D., *Antennas*, 2nd edition, McGraw-Hill, Chapter 7, pp. 265-339.
- [57] Fradin, A.Z., *Microwave Antennas*, Pergamon Press, 1961, pp. 623-8.
- [58] Balanis, C.A., *Antenna Theory Analysis and Design*, 2nd edition, John Wiley & Sons, 1997.
- [59] Milligan, T., Scales for rectangular horns, *IEEE Antennas and Propagation Magazine*, Vol. 42, No.5, 2000, pp. 79-83.
- [60] Rowell, C.R. and Murch, R.D., A compact PIFA suitable for dual-frequency 900/1800 MHz operation, *IEEE Trans. on Ant. and Prop.*, Vol. 46, No.4, pp. 596-8, 1998.
- [61] Pozar, D.M., Design of Millimeter Wave Microstrip Reflectarrays, *IEEE Trans. on Ant. and Prop.*, Vol. 45, No.2, pp. 287-95, 1997.
- [62] Tasi, F.E. and Bialkowski, M.E., Designing a 161-element Ku-band microstrip reflect array of variable size patches using an equivalent unit cell waveguide approach, *IEEE Trans. on Ant. and Prop.*, Vol. 51, No.10, pp. 2953-62, 2003.
- [63] Rumsey, V.H., *Frequency Independent Antennas*, Academic Press, New York, 1966.
- [64] Falconer, K., *Fractal Geometry, Mathematical Foundations and Applications*, John Wiley & Sons, New York, 1990.
- [65] Puente-Baliarda, C., *et al.*, On the behavior of the Sierpinski multiband fractal antenna, *IEEE Trans. on Ant. and Prop.* Vol. 46, No.4, pp. 517-25, 1998.
- [66] Shluge, K.L., Smith, G.S. and Maloney, J.G., Optimization of bow-tie antennas for pulse radiation, *IEEE Trans. on Ant. and Prop.*, Vol. 42, No.7, pp. 975-82, 1994.

PROBLEMAS

- 7.1 Esboce o diagrama de radiação do campo elétrico no campo distante no plano θ para uma antena de quadro pequena cujos lados medem $\lambda/10$.
- 7.2 Mostre que a parte real da impedância no ponto de alimentação para uma antena de fenda de meio comprimento de onda sobre um plano de terra infinito quando está operando na ressonância é aproximadamente 418Ω .

- 7.3 Mostre que a parte real da impedância de entrada de um dipolo dobrado de meia onda é aproximadamente 300Ω .
- 7.4 Projete uma antena *microstrip* usando um substrato de permissividade relativa de 2,3 e espessura 0,254 mm para operar em 10 GHz no modo fundamental TM_{010} .
Esboce os diagramas de radiação de campo distante para os campos E e H para a antena e determine o seu ângulo de feixe de meia potência. Qual é o efeito de um plano de terra finito sobre as características de radiação desse tipo de antena?
- 7.5 Uma antena refletora que consiste em uma abertura cilíndrica parabólica com dimensões de $0,5 \times 0,2$ m é alimentada com eficiência próxima de 100% a partir de uma fonte de linha de distribuição idealizada. Calcule o ângulo de feixe de meia potência da antena, os níveis dos lóbulos laterais e a sua diretividade, também em decibéis.
- 7.6 Projete uma antena helicoidal cilíndrica com um único condutor que produz um ganho de 12 dBi na direção axial.
Calcule o ângulo de meia potência e a impedância de entrada da antena.
- 7.7 Uma antena de onda progressiva será usada para recepção de sinais polarizados horizontalmente que chegam com ângulos de elevação de 45° e 70° . Uma das extremidades da antena apresenta um casamento de impedância com o receptor enquanto que a outra extremidade tem um casamento de impedância com uma carga de forma que não ocorrem reflexões.
Se o comprimento da antena é de $10\lambda_0$, calcule a relação, em dB, da tensão fornecida pela antena ao receptor sob as condições de recepção dadas acima.

8.1 PROGRAMA PARA O CÁLCULO DO FATOR DE ARRANJO LINEAR

Esse programa foi criado para ser usado com o programa MATLAB para permitir a avaliação e a representação gráfica do fator de arranjo para arranjos lineares com excitação de elemento e espaçamentos gerais; as sub-rotinas S-POLAR e CARPOL são copyright © de 1984-94 da empresa Mathworks Inc.

Matlab for Windows V4.2c1
The Mathworks Inc
3 Apple Hill Drive
Natick
MA 01760-2098
USA.

Janela de comandos do MATLAB para um programa para cálculo de arranjos denominado 'p'

```
>> p
Digite 1 para verdadeiro ou 0 para falso
Observe que as fases de todas as correntes foram dadas em
relação a corrente da primeira antena
Insira os dados do arranjo

Digite o número de antenas do arranjo >>4

As correntes de excitação das antenas são de mesma magnitude? >>0

As correntes de excitação das antenas possuem a mesma fase? >>0

As distâncias de separação entre as antenas são as mesmas? >>0

Digite a magnitude da corrente na antena 1 >>1
```


As fases das correntes aumentam em passos iguais? >>0

Digite a magnitude da corrente na antena número:

2

>>1

Digite o ângulo de fase (em graus) entre as antenas numeradas:

1

2

>>45

Digite a separação (em comprimentos de onda) entre a antena 1 e a antena:

2

>>0.5

Digite a magnitude da corrente na antena número:

3

>>1

Digite o ângulo de fase (em graus) entre as antenas numeradas:

2

3

>>45

Digite a separação (em comprimentos de onda) entre a antena 1 e a antena:

3

>>1.0

Digite a magnitude da corrente na antena número:

4

>>1

Digite o ângulo de fase (em graus) entre as antenas numeradas:

3

4

>>45

Digite a separação (em comprimentos de onda) entre a antena 1 e a antena:

4

>>1.5

As instruções a seguir promovem o cálculo do ângulo de feixe do diagrama de radiação do arranjo da primeira antena. Use o mouse para dar um clique na interseção superior esquerda das linhas desenhadas em vermelho.

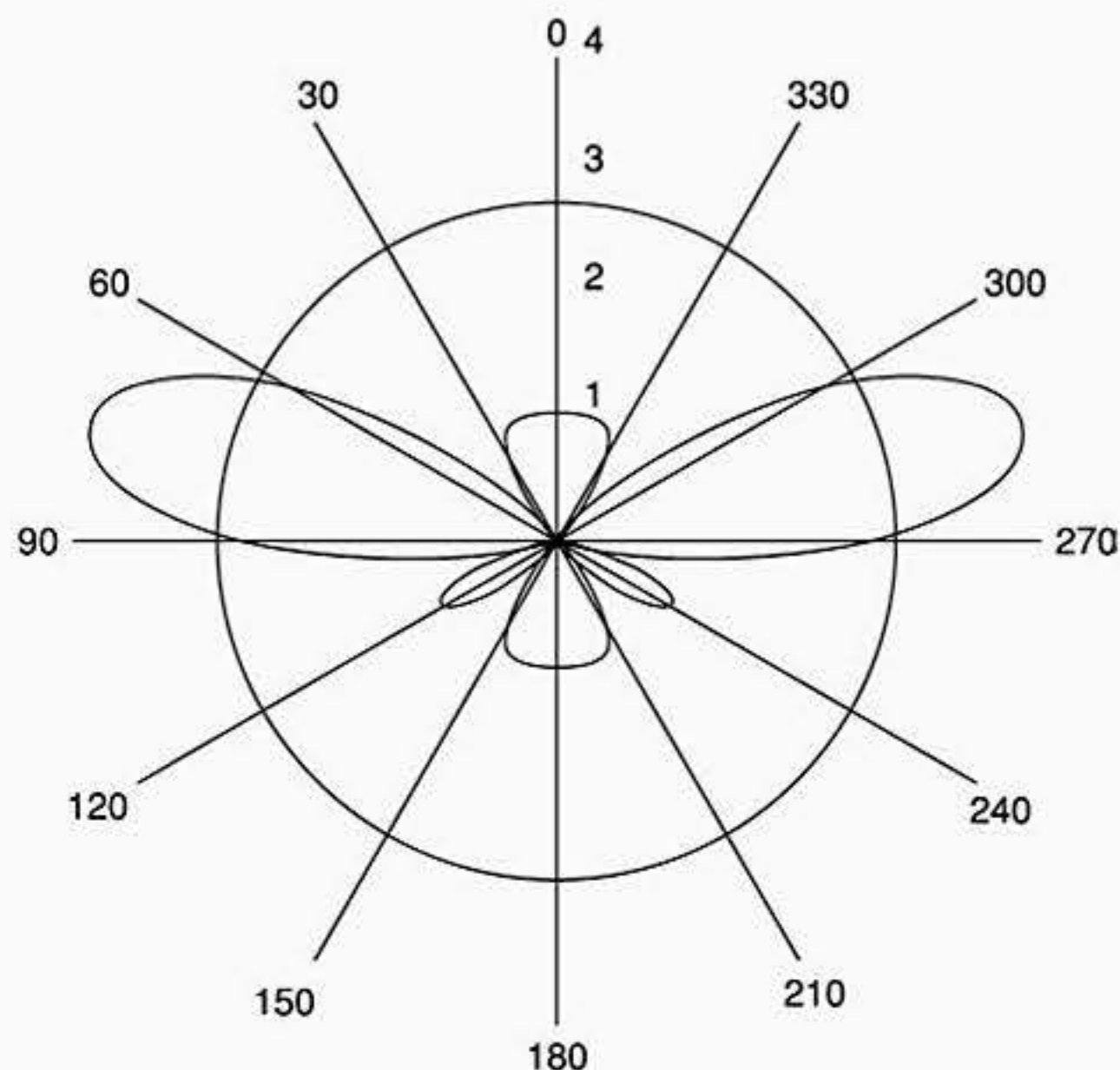


Figura gerada pelo programa de cálculo de arranjo de antenas denominado 'P' para um arranjo de 4 antenas com separação uniforme de $0,5\lambda$ entre os elementos, fase uniforme de 45° entre cada antena e corrente de excitação uniforme de 1 A.

Use o mouse para dar um clique na interseção inferior esquerda das linhas desenhadas em vermelho.

Os valores do arranjo são

Campo máximo =

3.9999

Inclinação a partir do eixo x =

15.0697

Largura de feixe em graus =

27.2592

IMPRESSÃO DO ARQUIVO MATLAB 'P'

% Este arquivo MATLAB 'P' traça o diagrama para um fator de arranjo linear para um arranjo com variação de amplitude e de fase da corrente de excitação.

```
clg
```

```
% Zera todos os buffers
```

```
n = 0;
```

```
d1 = 0;
```

```
d2 = 0;
```

```
d3 = 0;
```

```
d4 = 0;
a = 0;
a0 = 0;
phase = 0;
alpha = 0;
Er = 0;
Ereal = 0;
sep = 0;
number = 0;
next = 0;
z = 0;
term = 0;
power = 0;
rho = 0;
r = 0;
ptl = 0;
ptu = 0;

disp('Digite 1 para verdadeiro ou 0 para falso');
disp('Observe que as fases de todas as correntes são dadas
em relação à corrente na primeira antena');

disp('Insira os dados do arranjo');

n = input('Digite o número de antenas do arranjo >>');
d1 = input('As correntes de excitação das antenas são de
mesma magnitude? >>');
d2 = input('As correntes de excitação das antenas possuem a
mesma fase? >>');
d3 = input('As distâncias de separação entre as antenas são
as mesmas? >>');

% Resposta para d1 = input ('As correntes de excitação das
antenas são de mesma magnitude? >>');

if d1 == 1
    a = input('Digite a magnitude da corrente (a) >>');
    a0 = a;
else
    d1 = 0;
    a0 = input('Digite a magnitude da corrente da antena 1 >>');
end

% Resposta para d2 = input('As correntes de excitação das
antenas possuem a mesma fase? >>');

if d2 == 1
    alpha = 0;
    phase = 0;
    d4 = 2;
```



```

else
    d4 = input('As fases das correntes aumentam em passos
    iguais? >>');
    if d4 == 1
        phase = (pi/180)*input('Qual é a diferença de fase
        uniforme em graus? >>');
    else
        d4 = 0;
    end
end

% Resposta para d3 = input('Cada uma das antenas tem a mesma
distância de separação? >>');

if d3 == 1
    sep = input ('Digite a distância de separação uniforme
    como uma relação de comprimentos de onda (z) >>')
else
    d3 = 0;
end

% Ajuste do valor inicial de Er
Er = a0;

% Ajuste da variável theta
theta = 0:0,01:2*pi;

% Loop que incrementa Er pelos valores de Er para cada antena

for i = 1:1:(n-1)
    number = i;
    next = i+1;

    % Digite a magnitude das correntes para cada antena
    if d1 == 0
        disp('Digite a magnitude da corrente para a antena
        número:')
        disp(next)
        a = input ('>>');
    end

    % Digite a fase entre as antenas
    if d4 == 0
        disp('Digite a fase (em graus) entre as antenas
        numeradas:')
        disp(number)
        disp(next)
        phase = pi/180*(input('>>'));
    end;
end;

```

```

% Incremento do valor de fase pela diferença de fase
alpha = alpha+phase;

% Cálculo da distância da antena a partir da origem se
a separação for uniforme
if d3 == 1
    z=i*sep;
end

% Digite a separação entre as antenas e a origem se a
separação não for uniforme
if d3 == 0
    disp('Digite a separação (em termos de comprimento de
onda) entre a ANTENA 1 e a antena:');
    disp(next);
    z = input ('>>');
end

% Calcule o valor de Er nesta antena e então incremente o
termo Er = a*exp(-j*alpha)*exp(j*2*pi*z*cos(theta));
Er = Er + term;
end

% Desenhe o valor absoluto de Er em um gráfico polar
Ereal = abs(Er);
s_polar (theta, Ereal, 'r');

% Determine 1/raiz(2) vezes campo máx. e desenhe um círculo
com o raio desse valor
power = max (Ereal),
r = power/(sqrt(2));
hold on;
phi = 0: pi/60:2*pi;
rho = r*(ones(size(phi)));
s_polar(phi, rho, 'r');
hold on;

disp('As instruções a seguir são usadas para calcular o
ângulo de feixe do primeiro diagrama de radiação do arranjo
de antenas.');
```

```

disp('Utilize o mouse para dar um clique na interseção
superior esquerda das linhas em vermelho.');
```

```

[cxeu, cytu] = ginput (1);
[ptu, peu] = carpol (cxeu, cytu);
disp ('utilize o mouse para dar um clique na interseção
inferior esquerda das linhas em vermelho.');
```

```

[cxel, cytl] = ginput (1);

[ptl, pel] = carpol (cxel, cytl);
```

```

ângulo de feixe = ptl - ptu;

centre = ptl - (ângulo de feixe/2);

tilt = 180 - centre;

disp('Valores para o primeiro arranjo')
disp('Campo máximo =');
disp(power);
disp('Inclinação a partir do eixo x = ');
disp(tilt);
disp('Ângulo de feixe em graus = ');
disp(ângulo de feixe);

```

Impressão de 'S_POLAR' chamada pelo arquivo MATLAB 'P'

```

function pol = polar(theta,rho,line_style)
% SECOND_POLAR
% Gráfico a ser usado para diagramas de radiação de antenas.
% Observe que theta é medido a partir do eixo z e rotacionad
% no sentido horário.
% SECOND_POLAR(THETA,RHO) traça um gráfico usando coordenadas
% polares de
% o ângulo THETA, em radianos, versus o raio RHO.
% SECOND_POLAR(THETA,RHO,S) usa o estilo de linha especificado
% no string S.
% Veja o comando PLOT para uma descrição de possíveis estilos
% de linhas.
% Veja também PLOT, LOGLOG, SEMILOGX, SEMILOGY.

If nargin < 1
    error('Necessita de 2 ou 3 argumentos de entrada.')
elseif nargin == 2
    if isstr(rho)
        line_style = rho;
        rho = theta;
        [mr,nr] = size(rho);
        if mr == 1
            theta = 1:nr;
        else
            th = (1:mr)';
            theta = th(:,ones(1,nr));
        end
    else
        line_style = 'auto';
    end
elseif nargin == 1
    line_style = 'auto';

```



```

    rho = theta;
    [mr,nr] = size(rho);
    if mr == 1
        theta = 1:nr;
    else
        th = (1:mr)';
        theta = th(:,ones(1,nr));
    end
end
if isstr(theta) | isstr(rho)
    error('Os argumentos de entrada têm que ser numéricos.');
```

```

end
if any(size(theta) ~= size(rho))
    error('THETA e RHO têm que ser do mesmo tamanho.');
```

```

end

% obtenção do estado de manutenção (hold state)
cax = newplot;
next = lower(get(cax,'NextPlot'));
hold_state = ishold;
% obter a cor do texto do eixo x de forma que a grade seja
da mesma cor
tc = get(cax,'xcolor');
```

```

% Mantém os Textos default atuais, inicializando-os
% Atributos das fontes dos eixos para identificação do uso
deles.
fAngle = get(cax, 'DefaultTextFontAngle');
fName = get (cax, 'DefaultTextFontName');
fSize = get(cax, 'DefaultTextFontSize');
fWeight = get(cax, 'DefaultTextFontweight');
set(cax, 'DefaultTextFontAngle', get(cax, 'FontAngle') ...
'DefaultTextFontName', get(cax, 'FontName'), ...
'DefaultTextFontSize', get(cax, 'FontSize') , ...
'DefaultTextFontWeight', get(cax, 'FontWeight'))
```

```

% mostra a grade apenas se o comando hold estiver desligado
(off)
if ~hold_state

% faz uma grade radial
hold on;
hhh = plot([0 max(theta(:))],[0 max(abs(rho(:)))]);
v = [get(cax,'xlim') get(cax,'ylim)];
ticks = length(get(cax,'ytick'));
delete(hhh);
% verifica os limites radiais e marcas
rmin = 0; rmax = v(4); rticks = ticks-1;
if rticks > 5 % veja se podemos reduzir o número
if rem(rticks,2) == 0
```

```

        rticks = rticks/2;
    elseif rem(rticks,3) == 0
        rticks = rticks/3;
    end
end

% defina um círculo
th = 0:pi/50:2*pi;
xunit = cos(th);
yunit = sin(th);
% agora realmente force os pontos nos eixos x/y para colocá-los
na posição exata
inds = [1:(length(th)-1)/4:length(th)];
xunits(inds(2:2:4)) = zeros(2,1);
yunits(inds(1:2:5)) = zeros(3,1);

rinc = (rmax-rmin)/rticks;
for i = (rmin+rinc):rinc:rmax
    %plot(xunit*i,yunit*i,'-','color',tc,'linewidth',1);
    text(0,i+rinc/20,['\num2str(i)'],'verticalalignment',
        'bottom');
end

% gráfico de raios
th = (1:6)*2*pi/12;
cst = cos((pi/2)+th); snt = sin((pi/2)+ th);
cs = [-cst; cst];
sn = [-snt; snt];
plot(rmax*cs,rmax*sn, '-','color',tc,'linewidth',1);
% registra raios em graus
rt = 1,1*rmax;
for i = 1:max(size(th))
    text(rt*cst(i),rt*snt(i),int2str(i*30),'horizontalalignment',
        'center');
    if i == max(size(th))
        loc = int2str(0);
    else
        loc = int2str(180+i*30);
    end
    text(-rt*cst(i),
        -rt*snt(i),loc,'horizontalalignment','center');
end

% ajusta visualização para 2-D
view(0.90);
% ajusta os limites dos eixos
axis(rmax*[-1 1 -1,1 1,1]);
end

```

```

% Inicializa os parâmetros default.
set(cax, 'DefaultTextFontAngle', fAngle, ...
        'DefaultTextFontName', fName, ...
        'DefaultTextFontSize', fSize, ...
        'DefaultTextFontWeight', fWeight);

% transforma dados em coordenadas cartesianas.
xx = rho.*cos((pi/2)+theta);
yy = rho.*sin((pi/2)+theta);

%faz o gráfico dos dados no topo da grade
if strcmp(line_style,'auto')
    q = plot(xx,yy);
else
    q = plot(xx,yy,line_style);
if nargin > 0
    hpol = q;
end
if ~hold_state
    axis('equal');axis('off');
end

% inicializa estado de manutenção
if ~hold_state, set(cax, 'NextPlot',next); end

```

Impressão de 'CARPOL' chamada pelo arquivo MATLAB 'P'

```

function [th,r,z] = carpol(x,y,z)
% CARPOL transforma coordenadas cartesianas em polares.
% [TH,R] = CARPOL(X,Y) transforma dados armazenados em
% coordenadas cartesianas para coordenadas polares.
% Se [M,N] = SIZE(X),
% então Y também tem que ser do mesmo tamanho. TH é dado em
% radianos.
% [TH,R,Z] = CARPOL(X,Y,Z) transforma dados armazenados em
% coordenadas cartesianas em coordenadas cilíndricas.
% Se [M,N] = SIZE(X), então Y e Z têm que ser do mesmo tamanho.
%
% Veja também CART2SPH, SPH2CART, POL2CART.

% L. Shure, 4-20-92.
% Copyright (c) 1984-94 by the MathWorks, Inc.

t = (180/pi)* atan2(y,x);
if t<0;
    th = 360+t;
else
    th = t;
end
r = sqrt(x.^2+y.^2);

```


8.2 RECIPROCIDADE EM UM CIRCUITO DE DUAS PORTAS

Considere o circuito de duas portas mostrado na Figura A8.1, no qual cada porta é terminada em uma impedância diferente, Z_{01} e Z_{02} .

Em termos dos parâmetros S (Apêndice 8.4), a condição de reciprocidade é dada pela referência [67] como segue

$$Z_0^{-1} S = \hat{S} Z_0^{-1} \tag{A8.1}$$

onde \sim indica matriz transposta.
Portanto,

$$\begin{bmatrix} \frac{S_{11}}{Z_{01}} & \frac{S_{12}}{Z_{02}} \\ \frac{S_{21}}{Z_{02}} & \frac{S_{22}}{Z_{02}} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{S_{11}}{Z_{01}} & \frac{S_{21}}{Z_{01}} \\ \frac{S_{12}}{Z_{01}} & \frac{S_{22}}{Z_{02}} \end{bmatrix} \tag{A8.2}$$

ou

$$S_{12} Z_{02} = S_{21} Z_{01} \tag{A8.3}$$

Assim, o circuito de duas portas é recíproco não apenas como descrito, quando S_{12} e S_{21} (válido apenas quando Z_{01} e Z_{02}) são iguais, mas muito mais importante, especialmente para o funcionamento da antena, quando a equação (A8.3) em sua forma completa é satisfeita. Isso é importante quando a antena é considerada um circuito de casamento de impedância de duas portas entre um gerador ou uma carga para um valor de impedância de espaço livre de 377Ω .



Figura A8.1 Circuito de duas portas com impedância de terminação arbitrária.

REFERÊNCIAS

- [67] Kerns, D.M. and Beatty, R.W., *Basic Theory of Waveguide Junctions and Introductory Microwave Network Analysis*, Pergamon Press, 1967.

8.3 LARGURA DE BANDA EQUIVALENTE DE RUÍDO, MÍNIMO SINAL PERCEPTÍVEL E MEDIÇÃO DE TEMPERATURA DE RUÍDO

Largura de banda equivalente de ruído

A largura de banda equivalente do ruído de um sistema permite uma avaliação mais precisa do efeito de um filtro no ruído de fundo do sistema a ser implementado [68]. Considere o filtro mostrado na Figura A8.2. Para esse filtro, o espectro da potência do ruído de saída é $G_Y(f) = |H(f)|^2 G_X(f)$ onde $G_X(f)$ é a potência do ruído aplicada na entrada do filtro. Na saída do filtro, a potência média do ruído é igual a

$$N = \int_{-\infty}^{\infty} |H(f)|^2 G_X(f) df \tag{A8.4}$$

Para o caso geral, se $H(f)$ e $G_X(f)$ são conhecidos, então a equação (A8.4) pode ser avaliada. Frequentemente, o ruído branco (ou seja, o ruído que apresenta uma resposta plana da densidade de potência espectral, equivalente a um impulso no domínio do tempo) é usado para testar sistemas. Portanto, se modelarmos o ruído branco como uma constante ($k/2$) ao longo da largura de banda de interesse, podemos escrever

fazendo $G_X(f) = \frac{k}{2}$

assim, usando a equação (A3.1)

$$N = \int_{-\infty}^{\infty} |H(f)|^2 \frac{k}{2} df = k \int_0^{\infty} |H(f)|^2 df \tag{A8.5}$$

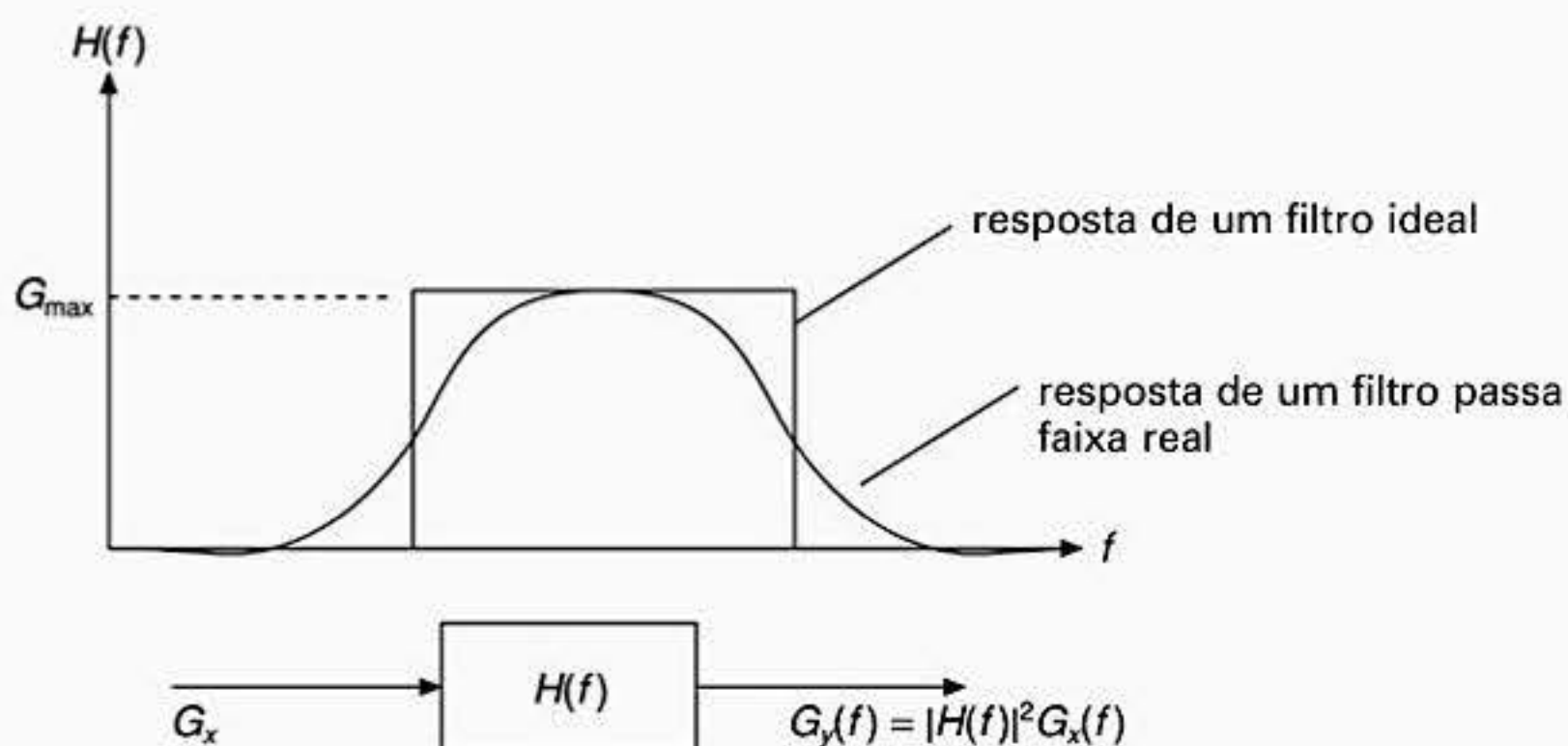


Figura A8.2 Largura de banda equivalente do ruído.

Agora podemos definir a largura de banda equivalente do ruído (B_n) como

$$B_n = \frac{1}{G_{\text{máx.}} \int_0^{\infty} |H(f)|^2 df} \quad (\text{A8.6})$$

onde $G_{\text{máx.}} = |H(f)|^2_{\text{máx.}}$. Por exemplo, calcule a largura de banda equivalente do ruído de um filtro passa-baixas RC de um único pólo:

$$H(f) = \frac{1}{1 + \omega RC}$$

$$|H(0)|^2 = 1$$

$$\therefore B_n = \frac{1}{1} \int_0^{\infty} \left| \frac{1}{1 + \omega RC} \right|^2 df$$

ou

$$B_n = \int_0^{\infty} \frac{df}{[1 + (f/B)]^2} = \frac{\pi}{2} B \text{ rd}$$

Portanto, se tivermos usado o ponto de corte de 3 dB (B) para definir a largura de banda do sistema, subestimamos o nível de ruído do sistema por um fator de $\pi/2$.

Minimo sinal perceptível

O mínimo sinal perceptível (MSP) é definido como o nível do sinal de entrada em que a potência do sinal de saída é igual à potência do ruído; este é considerado o mínimo sinal que pode ser detectado pelo sistema, ou seja, quando a potência do sinal estiver no nível MSP, a saída do receptor está 3 dB acima do nível de ruído.

Usando a potência de ruído térmico média (kTB) juntamente com um MSP de 3 dB, podemos definir o ruído de fundo (N) do sistema como a seguir

$$N = -174 + 10 \log_{10} B + 3 \text{ dB} + NF \quad (\text{A8.7})$$

onde NF é a figura de ruído do sistema. Combinado os resultados anteriores com a fórmula da figura de ruído para um sistema em cascata (Seção 5.3) e o cálculo da equação de enlace para o exemplo da Seção 5.2 obtemos o método padrão para o cálculo da relação portadora-ruído na entrada detectora de um receptor dado os parâmetros do sistema, o ganho da antena, a extensão do enlace, o nível da potência transmitida, etc.

Medição da temperatura de ruído

Técnicas para a medição da temperatura de ruído se baseiam no fornecimento de uma quantidade conhecida de ruído excessivo na entrada RF de um dispositivo sob teste e medindo a alteração no nível do ruído de saída [68]. Se a temperatura de ruído do dispositivo sob teste

for T_{RX} , e uma fonte de ruído disponível que tem uma temperatura de ruído T_{ON} quando está ligada e T_{OFF} quando está desligada, as temperaturas de ruído do sistema são

$$T_{SYS} = T_{RX} + T_{ON}$$

e

$$T'_{SYS} = T_{TX} + T_{OFF}$$

A potência de ruído do receptor é proporcional à temperatura de ruído do sistema, então a relação de potência on/off (Y) é dada por

$$Y = (T_{RX} + T_{ON}) / (T_{RX} + T_{OFF})$$

Se sabemos os valores de T_{ON} e T_{OFF} e podemos medir Y , podemos calcular T_{RX} :

$$T_{RX} = (T_{ON} - YT_{OFF}) / (Y - 1)$$

O principal problema é gerar um ruído RF em duas temperaturas de ruído diferentes conhecidas, T_{ON} e T_{OFF} . A forma mais simples, porém menos precisa, é usar o ruído térmico de um resistor de 50Ω em duas temperaturas físicas conhecidas. Esse método é denominado de quente/frio e está o mais próximo do que podemos obter em uma medição fundamental de temperatura de ruído. Na prática, fontes de ruído eletrônico baseadas em diodos zener são usadas na maioria dos laboratórios [69].

REFERÊNCIAS

- [68] Mumford, W.W. and Scheibe, E.H., *Noise Performance Factors in Communication Systems*, Horizon House, 1968.
- [69] Townsend, A.A.R., *Analog Line-of-Sight Radio Links*, Prentice Hall International, 1987.

8.4 MATRIZ DE PARÂMETROS DE DISPERSÃO

Considere um circuito linear de N portas terminado em valores diferentes de impedância característica (Z_{01}, Z_{02}, Z_{0N}). As correntes terminais das portas são I_1, I_2, I_N e as tensões terminais são V_1, V_2, V_N . As diversas relações de V e I nos dão as funções de transferência e as impedâncias e admitâncias de entrada da porta. Uma forma alternativa de visualizar o problema é definir as ondas refletidas (b_i) e incidentes, (a_i) na k -ésima porta. A relação a_k/b_k nos dá o coeficiente de reflexão de entrada da porta. Essas ondas podem ser definidas em unidades de (potência)^{1/2} como a seguir

$$a_k = \frac{V_k^+}{\sqrt{Z_{0k}}} = I_k^+ \sqrt{Z_{0k}} \quad (\text{A8.8})$$

e

$$b_k = \frac{V_k^-}{\sqrt{Z_{0k}}} = I_k^- \sqrt{Z_{0k}} \quad (\text{A8.9})$$

onde o sobrescrito + indica uma onda de tensão incidente e o sobrescrito – indica uma onda de tensão refletida.

Em termos dos conceitos de ondas de propagação direta e reversa desenvolvidos na Seção 6.1, podemos escrever a tensão terminal (V_k) como a seguir

$$V_k = V_k^+ + V_k^- = \sqrt{Z_{0k}}(a_k + b_k) \tag{A8.10}$$

e a corrente terminal (I_k) como

$$I_k = I_k^+ - I_k^- = \frac{1}{\sqrt{Z_{0k}}}(a_k - b_k) \tag{A8.11}$$

Resolvendo as equações (A8.8) até (A8.11) para a_k e b_k temos

$$a_k = \frac{1}{2} \left(\frac{V_k}{\sqrt{Z_{0k}}} + I_k \sqrt{Z_{0k}} \right) \tag{A8.12}$$

e

$$b_k = \frac{1}{2} \left(\frac{V_k}{\sqrt{Z_{0k}}} - I_k \sqrt{Z_{0k}} \right) \tag{A8.13}$$

Tendo como referência a Figura A8.3, podemos ver que na forma matricial usando a rotação da matriz de dispersão S_{ij} que

$$\begin{aligned} b_1 &= S_{11} a_1 + S_{12} a_2 + \dots + S_{1n} a_N \\ b_N &= S_{N1} a_1 + S_{N2} a_2 + \dots + S_{NN} a_N \end{aligned} \tag{A8.14}$$

de modo que na forma matricial compacta temos

$$[b] = [S][a] \tag{A8.15}$$

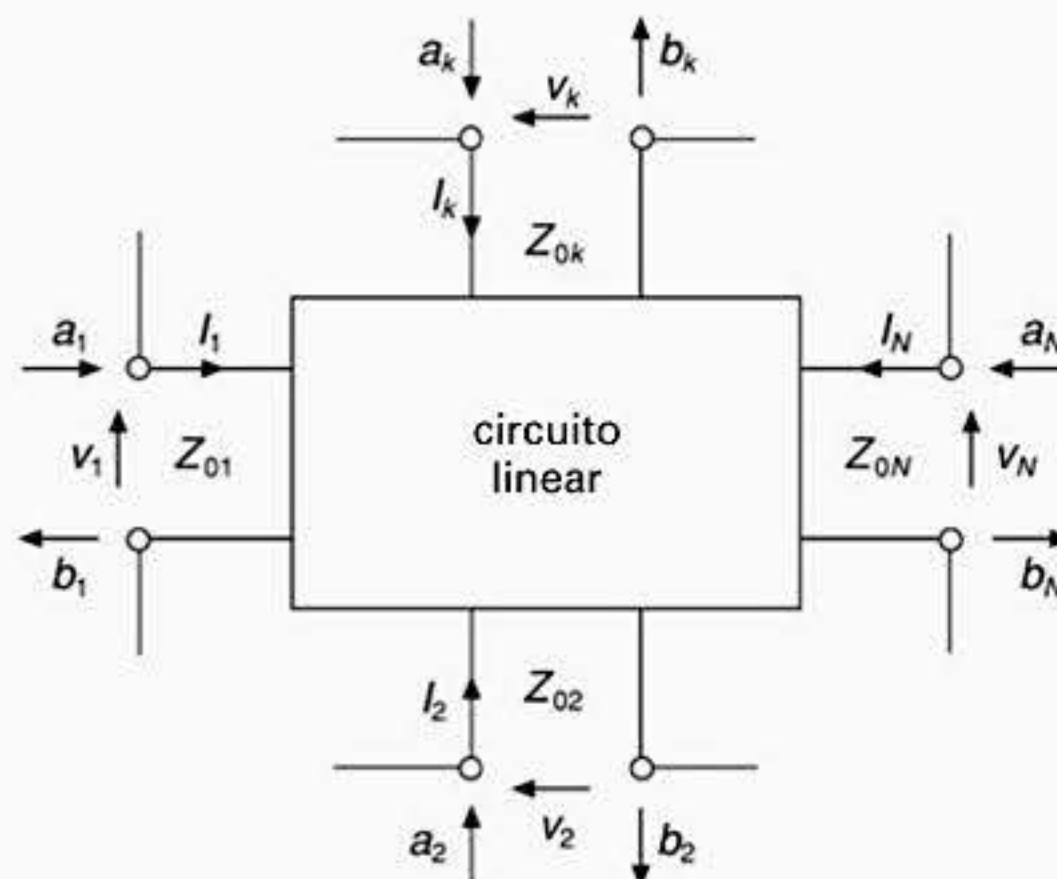


Figura A8.3 Definições de circuito linear de N portas.

Os elementos S_{kk} representam a situação onde todas as outras portas, exceto a porta k -ésima, são terminadas em suas impedâncias características relevantes, de forma que não existam sinais incidentes ou refletidos a partir dessas portas; portanto, a partir da equação (A8.15) e quando a porta kk é alimentada com um gerador, então devido ao descasamento residual do gerador para a porta k

$$S_{kk} = \frac{b_k}{a_k} \tag{A8.16}$$

Sob essas condições, S_{kk} representa o coeficiente de reflexão de entrada na porta k .

De forma similar, os diversos coeficientes de transmissão de porta para porta podem ser determinados conectando um gerador na porta de interesse e terminando todas as outras portas com impedâncias de carga adequadamente casadas por exemplo.

$$S_{ij} = \frac{b_i}{a_j} \tag{A8.17}$$

É útil, quando se trabalha com antenas, ser capaz de converter parâmetros S para parâmetros Z e vice-versa. As equações (A8.18) e (A8.19) nos dão as relações gerais entre os parâmetros S de duas portas e os parâmetros Z de duas portas [70]. Alternativamente, após a normalização adequada de impedância essas transformações podem ser realizadas diretamente desenhando diretamente o gráfico dos parâmetros S na forma polar em uma carta de Smith e então obter os valores correspondentes de impedância real e imaginária.

$$\begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix} = \frac{1}{\left(\frac{Z_{11}}{Z_{01}} + 1\right)\left(\frac{Z_{22}}{Z_{02}} + 1\right) - \frac{Z_{12}Z_{21}}{Z_{01}Z_{02}}} \begin{bmatrix} \left(\frac{Z_{11}}{Z_{01}} - 1\right) \cdot \left(\frac{Z_{22}}{Z_{02}} + 1\right) - \frac{Z_{12}Z_{21}}{Z_{01}Z_{02}} & \left[2\sqrt{\frac{Z_{02}}{Z_{01}}} \frac{Z_{12}}{Z_{02}} \right] \\ \left[2\sqrt{\frac{Z_{01}}{Z_{02}}} \frac{Z_{21}}{Z_{01}} \right] & \left(\frac{Z_{11}}{Z_{01}} + 1\right) \cdot \left(\frac{Z_{22}}{Z_{02}} - 1\right) - \frac{Z_{12}Z_{21}}{Z_{01}Z_{02}} \end{bmatrix} \tag{A8.18}$$

$$\begin{bmatrix} Z_{11} & Z_{12} \\ Z_{21} & Z_{22} \end{bmatrix} = \frac{1}{(1 - S_{11})(1 - S_{22}) - S_{12}S_{21}} \begin{bmatrix} Z_{01}[(1 + S_{12})(1 - S_{22}) + S_{12}S_{21}] & \left[2Z_{01}S_{12}\sqrt{\frac{Z_{02}}{Z_{01}}} \right] \\ \left[2Z_{02}S_{21}\sqrt{\frac{Z_{02}}{Z_{01}}} \right] & Z_{02}[(1 - S_{11})(1 + S_{22}) + S_{12}S_{21}] \end{bmatrix} \tag{A8.19}$$

REFERÊNCIAS

- [70] Kerns, D.M. and Beatty, R.W., *Basic Theory of Waveguide Junctions and Introductory Network Analysis*, Pergamon Press, 1967.

Glossário

abertura efetiva: a abertura de radiação equivalente de uma antena após a sua eficiência ter sido levada em conta.

acoplamento mútuo: a energia emitida por uma fonte e captada por outra dentro do mesmo arranjo.

ângulo de feixe de meia potência: a separação angular entre as direções situadas uma de cada lado da direção de máxima radiação, onde a radiação de campo distante apresenta uma redução de -3 dB.

antena: uma estrutura física capaz de receber ou transmitir energia eletromagnética ao longo de uma faixa de frequências especificada.

arranjo co-linear: um arranjo onde os elementos têm os seus eixos alinhados.

arranjo de antenas: uma montagem de elementos de antena projetada para melhorar a diretividade.

arranjo de fase: um arranjo de antenas onde um deslocamento progressivo de fase é introduzido ao longo de um arranjo para guiar o diagrama de radiação de campo distante.

arranjo longitudinal: um arranjo em que os elementos são alimentados de forma que a radiação ocorre ao longo do eixo do arranjo.

arranjo transversal: um arranjo onde os elementos são posicionados de forma que os eixos deles estejam em paralelo e estes elementos sejam alimentados de forma que a radiação do arranjo seja normal ao eixo do arranjo.

AST: uma antena sob teste.

atenuador: um dispositivo que reduz a intensidade de um sinal.

balun: um transformador de circuito balanceado para não-balanceado.

campo de indução: a região de campo próxima da antena ou de um arranjo de antenas.

campo distante: uma região distante o suficiente da antena em que a energia reativa é insignificante.

campo próximo: a região suficientemente próxima da antena ou de um arranjo de antenas em que existe uma considerável energia reativa.

carta de Smith: uma ferramenta gráfica usada para facilitar a solução de problemas de casamento de impedância.

casamento de impedância: a técnica usada para garantir máxima transferência de potência de um dispositivo para outro.

circuito de casamento de impedância em L: uma topologia de circuito para casamento de impedância.

circuito de casamento de impedância em PI: uma topologia de circuito para casamento de impedância.

circuito de casamento de impedância em T: uma topologia de circuito para casamento de impedância.

coeficiente de reflexão: uma medida da quantidade de sinal refletida por uma antena ou pelos terminais de um circuito de casamento de impedância.

comprimento efetivo: o comprimento de uma antena teórica que tem uma distribuição de corrente uniforme e propriedades de radiação equivalentes a uma antena real.

diagrama de radiação de grupo: o produto do diagrama de radiação de um elemento pelo fator de arranjo para um arranjo composto de elementos idênticos.

diagrama de radiação de um elemento: um diagrama de radiação de um único elemento.

diagrama de radiação polar: um gráfico em coordenadas polares que mostra a intensidade do campo elétrico radiado por uma antena ou por um arranjo de antenas como uma função do ângulo.

dipolo: uma antena de fio retilíneo com alimentação balanceada.

dipolo Hertziano: uma antena elementar que consiste em um fio de comprimento infinitesimalmente curto.

diretividade: a habilidade que uma antena possui de concentrar sua radiação em relação a uma fonte isotrópica.

distribuição binomial: uma distribuição de abertura que não gera lóbulos laterais.

distribuição de abertura: o perfil da intensidade do campo através da face de radiação de um arranjo de antenas.

distribuição Dolph-Tchebyscheff: uma distribuição de abertura que produz uma largura de feixe mais estreita para um nível de lóbulo lateral pré-especificado.

duplexador: um filtro de três portas usado para isolar os sinais do transmissor e receptor em um sistema *wireless*.

eficiência de radiação: a razão entre a resistência de radiação e a perda total em uma antena.

elemento concentrado: um circuito cujo tamanho é pequeno comparado a um comprimento de onda na sua frequência de operação.

elemento distribuído: um circuito cujo tamanho é equivalente a um comprimento de onda na sua frequência de operação.

equações de Maxwell: um conjunto de equações matemáticas que quando usadas em condições-limite adequadas definem o comportamento macroscópico de ondas eletromagnéticas.

fator de arranjo: uma relação matemática que expressa a distribuição geométrica dos elementos de um arranjo.

fator de qualidade: uma medida do comportamento ressonante de uma antena ou circuito sintonizado concentrado.

fonte isotrópica: uma fonte fictícia de energia eletromagnética que radia uniformemente em todas as direções.

ganho de potência: o produto da diretividade pela eficiência de uma determinada antena.

impedância de onda no espaço livre: a razão entre as componentes do campo elétrico (E) e do campo magnético (H) de uma onda plana, cujo valor é 377Ω .

indução de FEM: a tensão induzida em um elemento da antena devido a um campo elétrico incidente.

lei de Ampère: relaciona o campo magnético ao fluxo de corrente e vice-versa.

lei de Faraday: relaciona a tensão induzida com a taxa de variação do fluxo magnético e vice-versa.

lóbulo lateral: radiação proveniente de uma antena que não está situada ao longo de sua direção principal de radiação.

lóbulos inconvenientes: lóbulos laterais indesejáveis que ocorrem nos casos em que os espaçamentos entre os elementos de um arranjo são maiores que um comprimento de onda.

monopolo: uma antena vertical alimentada em relação a um plano de terra condutor.

neper: perda em uma linha de transmissão expressa em unidades de logaritmo natural.

onda estacionária: uma onda com as posições dos nós e antinós fixas.

onda plana: uma onda de propagação cuja frente de onda é uma superfície em que todos os pontos têm a mesma fase.

onda polarizada: a orientação do vetor campo elétrico de uma onda eletromagnética.

ondas eletromagnéticas transversais: ondas em que os vetores dos campos elétrico e magnético são ortogonais à direção de propagação.

perda de retorno: coeficiente de reflexão expresso em decibéis.

perdas de inserção: a atenuação adicional causada pela introdução de um dispositivo com perda em um sistema.

PRIE: potência radiada isotrópica efetiva; é igual ao produto da potência disponível do transmissor e o ganho da antena transmissora.

princípio de Huygen: cada ponto de uma frente de onda se comporta como uma fonte secundária de propagação de energia que, por sua vez, cria uma nova frente de onda.

radiação eletromagnética: o processo pelo qual cargas aceleradas liberam energia no espaço livre.

reciprocidade: a propriedade pela qual uma antena linear passiva exhibe as mesmas características tanto na transmissão quanto na recepção.

região de Fraunhofer: o campo distante de uma antena ou de um arranjo de antenas.

região de Fresnel: a região de campo próxima de uma antena ou de um arranjo de antenas.

relação frente-costas: a razão entre o campo de radiação na direção longitudinal e o campo de radiação na direção oposta.

resistência de radiação: uma resistência fictícia determinada de forma que a potência média dissipada nela seja igual à energia eletromagnética radiada pela antena.

ROE: razão de onda estacionária de tensão; uma medida do nível de casamento de impedância de uma antena com um receptor ou um transmissor.

sistema de coordenadas esféricas: sistema de coordenadas para identificação única de um ponto situado na superfície de uma esfera.

teorema de Poynting: permite que a potência instantânea por unidade de área fornecida por uma onda eletromagnética seja deduzida.

velocidade de fase: a velocidade de uma frente de fase de um sinal que se propaga.

Bibliografia

LIVROS

Engenharia de microondas

- Collin, R.E., *Foundations for Microwave Engineering*, 2nd edition, McGraw-Hill International, 1992.
- Edwards, T.C., *Foundations for Microstrip Circuit Design*, John Wiley & Sons, 1981.
- Fusco, V.F., *Microwave Circuits: Analysis and Computer-Aided Design*, Prentice Hall International, 1987.
- Harsany, C., *Principles of Microwave Technology*, Prentice Hall, 1996.
- Liao, S.Y., *Engineering Applications of Electromagnetic Theory*, West Publishing Company, 1988.
- Pennock, S.R. and Shepherd, P.R., *Microwave Engineering, with Wireless Applications*, McGraw-Hill, 1998.
- Pozar, D.M., *Microwave Engineering*, 2nd edition, John Wiley & Sons, 1997.
- Rizzi, P.A., *Microwave Engineering Passive Circuits*, Prentice Hall International, 1988.

Técnicas de antenas

- Balanis, A., *Antenna Theory: Analysis and Design*, 2nd edition, John Wiley & Sons, 1996. Blake, L.V., *Antennas*, Artech House, 1984.
- Carr, J., *Newnes Antenna Toolkit*, Butterworth Heinemann, 1997.
- Chang, K., *Microwave Ring Circuits and Antennas* (Wiley Series in Microwave and Optical Engineering), John Wiley & Sons, 1996.
- Collin, R.E. and Zucher, F.J., *Antenna Theory*, Parts I, II, McGraw-Hill, 1969.
- Drabowitch, S., Bradford, L. and Papiernik, A., *Modern Antennas (Microwave and RF Technology, Volume 12.0)*, Chapman & Hall, 1997.
- Hall, G.L. (ed.), *The ARRL Antenna Book*, 14th edition, American Radio Relay League, 1982.
- IEEE Std 145-1983, IEEE Standard Definitions of Terms for Antennas, *IEEE Trans on Antennas and Propagation*, Vol. AP-31, No. 6, 1983.
- Johnson, R.C., *Designer Notes for Microwave Antennas*, Artech House, 1991.
- Kidal, P.-S., *Foundations of Antennas, A Unified Approach*, Studentlitteratur, Lund, 2000.
- Kraus, J.D., *Antennas*, 2nd edition, McGraw-Hill, 1988.

- Kumar, A., *Antenna Design with Fiber Optics*, Artech House, 1996.
 Lee, K.F., *Principles of Antenna Theory*, John Wiley & Sons, 1984.
 Monser, G.J., *Antenna Design: A Practical Guide*, McGraw-Hill, 1996.
 Orr, I. and Cowan, S.D., *Simple, Low-Cost Wire Antennas for Radio Amateurs*, Rac Books, 1990.
 Orr, W.I. and Cowan, S.D., *All About Vertical Antennas*, reissue edition, Rac Books, 1997.
 Stutzman, W.L. and Theile, G.A., *Antenna Theory and Design*, 2nd edition, John Wiley & Sons, 1998.
 Terman, F.E. (ed.), *Antennas*, Vols I, II, McGraw-Hill, 1950.

Medições em antenas

- IEEE Std 149-965, *IEEE Standard Test Procedures for Antennas*, Wiley-Interscience, 1980.
 Slater, D., *Near-field Antenna Measurements*, Artech House, 1991.

Técnicas de CAD para antenas

- Diaz, L. and Milligan, T., *Antenna Engineering Using Physical Optics, Practical CAD Techniques and Software*, Artech House, 1996.
 Herscovici, *CAD of Aperture-Fed Microstrip Transmission Lines and Antennas*, Artech House, 1998.
 Popovic, B.D., *CAD of Wire Antennas and Related Radiating Structures*, Research Studies Press, 1991.
 Sainati, R.A., *CAD of Microstrip Antennas for Wireless Applications*, Artech House, 1996.

Teoria eletromagnética

- Bhattacharyya, K., *High-Frequency Electromagnetic Techniques; Recent Advances and Applications* (Wiley Series in Microwaves), John Wiley & Sons, 1995.
 Cloude, S.R., *Introduction to Electromagnetic Wave Propagation and Antennas*, Springer Verlag, 1996.
 Jordan, E.C. and Balmain, K.G., *Electromagnetic Waves and Radiating Systems*, 2nd edition, Prentice Hall EE Series, 1968.
 Karmel, P.R., Colef, G.D. and Camisa, R.L., *Introduction to Electromagnetic and Microwave Engineering*, John Wiley & Sons, 1998.
 Paul, C.R. and Nasar, S.A., *Introduction to Electromagnetic Fields*, McGraw-Hill, 1982.
 Popovic, B.D. and Kolundzija, B.M., *Analysis of Metallic Antennas and Scatterers*, IEEE, 1994.
 Qian, Y. and Itoh, T., *FDTD Analysis and Design of Microwave Circuits and Antennas, Software and Applications*, Realize Inc., Tokyo, 1998.
 Ramo, S., Whinnery, J.R. and van Duzer, T., *Fields and Waves in Communication Electronics*, John Wiley and Sons, 1965.
 Salazar-Palma, M., Sarkar, K., *et al.*, *Interactive and Self-Adaptive Finite-Element Electromagnetic Modelling*, 1998.
 Smith, G.S., *An Introduction to Classical Electromagnetic Radiation*, Cambridge University Press, 1997.
 Stratton, J.A., *Electromagnetic Theory*, McGraw-Hill, 1941.
 Stutzman, W.L., *Polarization in Electromagnetic Systems*, Artech House, 1993.

- Volakis, J.L., Chatterjee, K.K. and Leo C., *Finite Element Method for Electromagnetics: Antennas, Microwave Circuits and Scattering Applications*, IEEE Press, 1998.
- Yamashita, E., *Analysis Methods for Electromagnetic Wave Problems*, Artech House, 1997.

Textos sobre antenas especialistas

- Bahl, I.J. and Bhartia, P., *Microstrip Antennas*, Artech House, 1980.
- Bhartia, P., *Millimeter-Wave Microstrip and Printed Circuit Antennas*, Artech House, 1991.
- Burberry, R.A., *VHF and UHF Antennas*, IEEE Electromagnetic Waves Series 35, Peter Peregrinus, 1992.
- Burrows, M.L., *ELF Communications Antennas*, Peter Peregrinus, 1978.
- Fong, L.K. and Wei, C., *Advances in Microstrip and Printed Antennas* (Wiley Series in Microwave and Optical Engineering), John Wiley & Sons, 1997.
- Gupta, K.C. and Benalla, A., *Microstrip Antenna Design*, Artech House, 1988.
- Hansen, R.C., *Phased Array Antennas*, John Wiley & Sons, 1998.
- James, J.R. and Hall, P.S., *Microstrip Antenna Theory and Design*, Peter Peregrinus, 1981.
- Kumar, A. and Hristov, H.D., *Microwave Cavity Antennas*, Artech House, 1989.
- Navarro, J.A. and Chang, K., *Integrated Active Antennas and Spatial Power Combining*, John Wiley & Sons, 1996.
- Olver, A.D., Clarricoats, P.J.B., Kishk, A.A. and Shafai, L., *Microwave Horns and Feeds*, IEEE Electromagnetic Wave Series 39, 1994.
- Pozar, D.M. and Schaubert, D.H. (eds), *Microstrip Antennas, The Analysis and Design of Microstrip Antennas and Arrays*, IEEE Press, 1995.
- Rumsey, V.H., *Frequency Independent Antennas*, Academic Press, 1966.
- Salema, C., Fernandes, C. and Jha, R.K., *Solid Dielectric Horn Antennas*, Artech House, 1998.
- Scott, C., *Modern Methods of Reflector Antenna Analysis and Design*, Artech House, 1990.
- Wood, P.J., *Reflector Antenna Analysis and Design*, Peter Peregrinus, 1980.
- Zurcher, I. and Gardiol, F.E., *Broadband Patch Antennas*, Artech House, 1995.

Manuais

- Carr, J.J., *Practical Antenna Handbook*, 3rd edition, McGraw-Hill, 1998.
- Chang, K. (ed.), *Handbook of Microwave and Optical Components*, Vol. I, *Microwave Passive and Antenna Components*, John Wiley & Sons, 1989.
- Fujimoto, K. and James, J.R., *Mobile Antenna Systems Handbook*, Artech House, 1994.
- James, J.R. and Hall, P.S. (eds), *Handbook of Microstrip Antennas*, Vols 1 and 2, Peter Peregrinus, 1989.
- Jasik, H., *Antenna Engineering Handbook*, McGraw-Hill, 1961.
- Johnson, R.C., *Antenna Engineering Handbook*, 3rd edition, McGraw-Hill, 1993.
- Lo, Y.T. and Lee, S.W. (eds), *Antenna Handbook: Theory, Applications and Design*, Van Nostrand Reinhold, 1988.
- Lo, Y.T. and Lee, S.W., *Antenna Handbook*, Van Nostrand Reinhold, 1993.
- MacNamara, M., *Handbook of Antennas for EMC* (Artech House Antenna Library), Artech House, 1995.
- Mailloux, R.J., *Phased Array Antenna Handbook* (Artech House Antenna Library), Artech House, 1994.
- Orr, W.I. and Cowan, S.D., *Beam Antenna Handbook*. Rac Books. 1991.

Rudge, A.W., Milne, K., Olver, A.D. and Knight, P. (eds), *The Handbook of Antenna Design*, Vols I and II, Peter Peregrinus, 1982.

Skolnik, I., *Radar Handbook*, 2nd edition, McGraw-Hill, 1989.

Smith, B.L. and Carpentier, M. (eds), *The Microwave Engineering Handbook*, Vol. II, *Microwave Circuits, Antennas and Propagation*, Chapman & Hall, 1993.

Leitura geral sobre antenas

Fourikis, N., *Phased Array-Based Systems and Applications*, John Wiley & Sons, 1997.

IEEE Antennas and Propagation Magazine, editor, W.R. Stone, IEEE, 445 Hoes Lane, PO Box 1331, Piscataway, NJ 08855-1331, USA.

IEEE Transactions on Antennas and Propagation, publisher IEEE, 445 Hoes Lane, PO Box 1331, Piscataway, NJ 08855-1331, USA.

Kitsuregawa, T., *Advanced Technology in Satellite Communications Antennas: Electrical and Mechanical Design*, Artech House, 1990.

Kozakoff, D.J., *Analysis of Radome-Enclosed Antennas*, Artech House, 1997.

Levy, R., *Structural Engineering of Microwave Antennas: For Electrical, Mechanical and Civil Engineering*, Institute of Electrical and Electronic Engineers, 1996.

Okamoto, T., *Smart Antenna Systems and Wireless LANs*, Kluwer Academic Publishers, 1998.

Setian, L., *Practical Communication Antennas with Wireless Applications*, Prentice Hall, 1997.

Siwiak, K., *Radiowave Propagation and Antennas for Personal Communications*, 2nd edition, Artech House, 1998.

Toomay, J.C., *Radar Principles for the Non-specialist*, 2nd edition, Scitech Publishing, 1998.

SOFTWARE

Advanced Automated Smith Chart, Version 3.0, software and user's manual, L. Sshwab, Artech House, 1998.

AWAS for Windows: Analysis of Wire Antennas and Scatterers, software and user's manual, A.R. Djordjevic, M.B. Bazdar, T.K. Sarkar and R.F. Harrington, Artech House, 1995.

CAD for Linear and Planar Antenna Array of Various Radiating Elements, software and user's manual, M. Mikavica and A. Nestic, Artech House, 1992.

CAD of Aperture-fed Microstrip Transmission Lines and Antennas, software and user's manual, N. Herscovici, Artech House, 1996.

Plot SMITH + TM, Applied Wave Research, Artech House, 1997.

TRANSLIN: Transmission Line Analysis & Design, software and user's manual, P. Delmastro, Artech House, 1999.

TRAVIS Pro: Transmission Line Visualization, software and user's manual, professional version, R.G. Kaires and B.T. Hickman, Artech House, 1995.

WIPL: Electromagnetic Modelling of Composite Wire and Plate Structures, software and user's manual, B.M. Kolundzija, J.S. Ognjanovic, T.K. Sarker and R.F. Harrington, Artech House, 1995.

VÍDEO

Microwave Transmission Lines and their Physical Realizations, S.L. March, Artech House, 1998.

Índice

- abertura de arranjo co-linear, 80-81
- abertura uniformemente iluminada, 203-204
- absorção de radar, 137
- acoplamento em cavidade, 188
- acoplamento mútuo, 96-97, 102, 196-197
- admitância de transferência, 237-238
- afastamento do campo distante, 132-133
- alcance de antena compacta, 137
- alimentação de antena refletora, 203-205
- alimentação espacial, 216-217
- alimentador balanceado, 170, 181-182
- alimentador solidário, 216-217
- ambiente anecóico, 137
- analisador de circuito vetorial, 138
- ângulo de feixe de meia potência
 - antena corneta piramidal, 209-211
 - antena helicoidal, 208-209
 - antena *microstrip*, 199-200
 - antena refletora, 202-203
 - dipolo de meia onda, 62-63
 - dipolo de um comprimento de onda, 62-63
- antena alimentada *microstrip*, 196-197
- antena bow-tie, 221-222
- antena de bandas largas, 218-219
- antena de fenda, 190-193
 - diretividade, 192
 - eficiência de abertura, 192
- antena de fenda dobrada, 192
- antena de onda progressiva de fio retilíneo, 209-211
- antena de onda progressiva de quatro fios, 212-213
- antena de quadro pequena, 188
- antena de referência, 49-50
- antena de referência padrão, 141
- antena de trilha
 - condutância de radiação, 198-199
 - modelos de alta ordem, 196-197
- antena eletricamente curta, 54
- antena eletricamente longa, 200-201
- antena em F, 213-214
- antena em L, 213-214
- antena fractal, 220-222
- antena helicoidal
 - ângulo do primeiro zero, 208-209
 - modo axial, 205-206
 - modo normal, 205-206
- antena independente da frequência, 218-219
- antena não-ressonante, 209-211
- antena rômbrica, 212-213
- antena sob teste, 138
- antena Yagi-Uda, 193
- antenas invertidas, 214
- antenas moldadas, 195-196
- aparelho de comunicação móvel, 214, 220-221
- arranjo de antena planar, 216-217
- arranjo de antenas
 - bidimensional, 87-90
 - binomial, 90-91
 - co-linear, 76-77, 89-90
 - diagrama de radiação de grupo, 80-81
 - diagrama de radiação resultante, 76
 - dois elementos, 76
 - Dolph-Tchebyscheff, 91-93
 - efeito do acoplamento mútuo no ganho, 102, 106-107
 - excitação por corrente não uniforme, 89-91
 - feixe, 88-89
 - longitudinal com acoplamento mútuo, 103
 - longitudinal, 82-84
 - relação frente-costas, 105
 - transversal, 81-83
 - zeros do diagrama de radiação, 80-84
- arranjo em fase, 84-86
- arranjo orientado eletronicamente, 84
- atenuador
 - circuito, 157-158
 - dissipação de potência, 162-163
- atenuador/acoplador, 158-159
- atraso de fase, 57
- atraso de fase progressivo, 209-211

- bloqueio da abertura, 204-205
- bloqueio da componente CC, 167-168

- cabo coaxial, 158-159, 170
- caixa Wheeler, 55

- campo de Coulomb, 20
- campo de indução, 30-31, 133
- campo distante, 33-34, 142
- campo elétrico
 - cancelamento, 108-109, 188
 - radiado, 32-33
 - radial, 21-22
 - tangencial, 23
- cancelamento de imagem, 108-110
- capacitor de placas paralelas, 37-38
- carga acelerada, 19
- carta de Smith, 175-178
- casamento de impedância
 - microstrip*, 196-199
 - seção em L, 157-158, 165-166
 - seção em PI, 160-161, 169
 - seção em T, 160-161, 167
 - stub*, 182-183
- casamento de impedância com balun, 170-173
 - $\frac{1}{4}$ de comprimento de onda, 171
 - blindado, 171
 - fio toroidal, 172
 - transformação de impedância, 172
- casamento de impedância com *stub*, 178-182
- casamento de impedância concentrado, 157-169
 - casamento reativo, 163-165
 - circuito em T, 167
 - circuito LC, 165-166
 - resistivo em L, 157-158
 - simétrico em PI, 160-161
 - simétrico em T, 159-160
- casamento de impedância conjugado, 176, 182, 184
- circuito de duas portas, 234-235
- circuito de N portas, 237-238
- circuito equivalente de uma antena receptora, 68-69
- circuito impresso, 195-196
- circuito recíproco, 195-196
- circuito sintonizado, 54
- coeficiente de reflexão, 154-155
- combinadores de potência, 172-176
- compatibilidade eletromagnética, 145-146
- comprimento da onda guiada, 152
- comprimento de onda no espaço livre, 23-24
- comprimento focal, 204-205
- comunicações de longa distância, 212-213
- condutividade, 37-38, 145-146
- corneta no plano E, 209-210
- corneta no plano H, 209-210
- corrente
 - atrasada no tempo, 31-32
 - carga, 38-39
 - densidade, 37-39
 - deslocamento, 37-38
 - dipolo de comprimento finito, distribuição de, 58-60
 - elemento alimentado, 193
 - elemento diretor, 193
 - ponto de alimentação, 58-59
- decibel
 - relativo a um miliwatt, dBm, 73-74
 - relativo a uma fonte isotrópica, 49-50
- definição de ângulo sólido, 50-51
- definição de campo próximo, 26-27
- definição de elemento concentrado, 51-52, 160-161
- definições de antenas
 - abertura, 113-116
 - acoplamento mútuo, 57
 - ângulo de feixe de meia potência, 26-27
 - arranjo, 56
 - calibrada, 145-146
 - comprimento efetivo, altura, 58-59, 113-114
 - comprimento efetivo, dipolo de meia onda, 70-71
 - direção do eixo da antena, 24-25
 - diretividade, 49-50
 - eficiência de radiação, 50-53
 - fator de arranjo, 75, 145-146
 - impedância de carga externa, 68-69
 - impedância de entrada, 93-94
 - largura de banda, 54, 93-94
 - razão axial, 127-128, 140, 142
 - reciprocidade, transmissor/receptor, 113-114
- definições de polarização circular, 128-129
- densidade de fluxo, 37-38
- densidade espectral de potência, 236-237
- desacoplamento CA, 133-134
- diagrama de campo distante
 - antena *microstrip*, 199-200
 - cortes, azimutal, elevação, 137
 - orientação eletrônica, 84
- diagrama polar
 - definição, 26-27
 - dipolo de meia onda, 62-63
 - dipolo de onda completa, 62-63
 - dipolo Hertziano, 25-26
 - reciprocidade, transmissor/receptor, 119-121
- difração, 136
- diodo zener, 237-238
- dipolo
 - curto, 64-65
 - Hertziano, 23, 46-47, 189
 - imagem sobre um plano de terra, 199-200
 - meia onda, ganho de, 66-67
- diretividade
 - antena *microstrip*, 199-200
 - arranjo bidimensional, 88-90
 - arranjo de N elementos, 79
 - distribuição uniforme na abertura, 86-87
- distribuição de corrente
 - constante, 23-26, 64-65
 - linear, 64-65
 - senoidal, 58-60
- distribuição na abertura
 - cálculo do campo, 86-87
 - resposta dos lóbulos laterais, 86-87
 - uniforme, 85-86
- divergência de feixe, 200-201
- divisores de potência, 172-173
 - híbrido concentrado, 174
 - junção T, 172-173
 - resistivo, 172-173
 - Wilkinson, 172-173
- dualidade, 191
- duplexador, 123-124

- efeito da corrente na ressonância, 93-94
- efetiva
- abertura, 117
 - potência radiada isotrópica, PRIE, 118-119
 - temperatura de ruído, 121-122
 - temperatura de ruído de um atenuador casado, 122-124
- elétrons livres, 34-35
- enlace de microondas ponto-a-ponto, 200-201
- equação da onda, 40-41, 129-130
- equação de enlace de espaço livre, 117-119
- equações de Maxwell, 37
- equipamentos de controle de fase, 180-181
- esfera de Poincaré, 129-130
- espaço sem obstruções, 133-134
- espalhamento de radiação de volta, 119-120
- estrábico, 218-219
- excitação com corrente variante no tempo, 30-31
- excitação por pulso de tensão, 34-35
- fator de diminuição da velocidade, 152
- fator de eficiência, 52-53
- fator de multiplicação de diagrama de radiação, 59-62
- fator de obliquidade, 133-135
- fator de qualidade
- com carga, 96-97
 - mínimo, 54, 164-165, 214
 - relacionado à largura de banda, 94-95
 - sem carga, 96-97
- figura de ruído de atenuador casado, 123-124
- fluxo de potência instantâneo, 44-45
- fluxo de potência médio, 44-45
- fonte isotrópica, 25-26, 47-48
- formação de feixe, 204-205
- fórmula de ruído de Friis, 126-127
- fórmula de transmissão de Friis, 118-119, 142
- fractal, 220-221
- frente de onda, 21-22
- frente de onda esférica, 89-90, 200-201
- freqüência não-harmônica, 220-221
- freqüências logarítmicas, 221-222
- ganho
- abertura uniformemente iluminada, 89-90
 - antena corneta piramidal, 209-210
 - antena helicoidal, 208-209
 - antena refletora, 203-204
 - dipolo sobre um plano de terra, 109-110
 - ganho diretivo de uma antena, 49-50
 - relação G/T, 126-127, 147
 - teórico máximo, 55
- ganho de inserção, 157-158
- ganho de potência de monopolo, 108-109
- ganho de potência de uma antena, 48-49
- ganho padrão da antena corneta, 209-211
- iluminação cônica, 203-204
- impedância de entrada
- helicoidal, 208-209
 - microstrip, 198-199
 - Yagi, 195-196
- impedância de onda, 23-24
- impedância de terminação, 154-155
- impedância de transferência, 237-238
- impedância do espaço livre, 31-32
- impedância média de uma antena, 96-97
- impedância própria, 96-97
- integral de Fourier, 86-87
- isolação, 172-173
- largura de banda relativa, 95-96
- lei de Ampère, 37
- lei de Biot-Savart, 29-30
- lei de Faraday, 37
- limite de Fano, 94-95
- linha de transmissão
- atenuação por unidade de comprimento, 152
 - capacitância por unidade de comprimento, 181-182
 - casamento de impedância, 150
 - casamento de impedância com *stub*, 178-180
 - comprimento de onda guiado, 152
 - constante de propagação, 152, 159-160
 - descasamento, 153-154
 - deslocamento de fase por unidade de comprimento, 152
 - impedância característica, 150, 153
 - indutância por unidade de comprimento, 181-182
 - potência fornecida à carga, 156-157
 - uniforme, 150
 - velocidade de fase, 152
- lóbulos inconvenientes, 103
- lóbulos laterais, 62-64, 133, 203-204
- local de teste em área aberta, 137
- Mandelbrot, B., 220-221
- material de absorção, 137
- MATLAB, 225
- medições em antenas
- ângulo de feixe, 137
 - cortes cardinais, 137
 - diretividade, 141
 - escala, 145-146
 - faixa de comprimento de teste, 133
 - intensidade de campo, 143
 - método de comparação de ganho, 141
 - método de substituição de ganho, 142
- meio de transmissão bilateral, 120-121
- meio não-condutor, 38-39
- método de FEM induzida, 96-102
- método quente-frio, 237-238
- métodos de medição de polarização circular
- componente circular, 138
 - componente linear, 138-139
 - dipolo de rotação, 138
- métodos radiométricos, 55
- modo cônico da antena helicoidal, 205-206
- monopolo, 213-214
- monopolo Sierpinski, 220-221
- nepers*, 153-154, 160-163
- nível perceptível mínimo, 236-237
- número de onda, 23-24
- onda eletromagnética transversal, 40-41, 128-132
- onda estacionária, 153-157

- operação em banda de múltiplas frequências, 214-215, 220-221
 operação longitudinal, 82-84
 óptica geométrica, 200-201
 órbita geoestacionária, 146-147
 oscilador de carga dupla, 26-27
- pacote de cargas, 35-36
 padrão de radiação unitário, 78
 parâmetros de Stokes, 129-130
 parâmetros S, 138, 234-238
 parâmetros Z, 239-240
 pequeno ângulo de incidência, 136
 perda de inserção, 156-157
 perda de retorno, 154-155
 perdas de onda de superfície, 195-196, 215
 perdas no dielétrico, 150
 permeabilidade, 37-38, 145-146
 permissividade, 145-146
 plano de terra, 108-109
 plano equatorial, 107-108
 polarização, 127-128
 - ângulo de inclinação, 128-129, 132
 - circular à direita, 128-129
 - circular à esquerda, 128-129
 - circular, 128-129
 - diversidade, 129-130
 - elipse, 127-128
 - elíptico, 128-129
 - linear, 41-42, 128-129
 - onda não-polarizada, 129-130
 - sinetização de onda elíptica, 130-131
- polarização CC, 165-166
 potência de ruído disponível, 121-122
 potência radiada, 47-51
 pré-amplificador de antena, 165-166
 princípio de Huygen, 89-90, 133-134
 produção de radiação eletromagnética, 19
 programa para o cálculo do fator de arranjo, 225, 234-235
 propagação de onda plana, 40-41, 45-46, 117
 propagação em espaço livre, 37, 41-42
- radiação com polarização cruzada, 137
 radiação co-polar, 137
 radiação omnidirecional, 21-22, 213-214
 radiação preferencial, 56
 radiação secundária, 156-157, 170
 radiador isotrópico, 57
 rastreamento de pulso no domínio do tempo, 35-36
 razão de onda estacionária (ROE) de tensão, 153-154
 reatância da antena, 30-31, 97-98
 recepção de televisão, 147
 receptor vigilante, 218-219
 reciprocidade, 97-98, 234-235
 refletor metálico parabólico, 200-201
 refletor parasita, 193
 reflexão ionosférica, 212-213
 região ativa eqüiangular espiral, 219-220
 região capacitiva, 29-30
 região de Fraunhofer, 132
 região de Fresnel, 26-27
- região indutiva, 29-30
 regra da mão direita, 46-47
 relação frente-costas, 83-84
 relação portadora-ruído, 237-238
 relação sinal-ruído, 123-128
 resistência de radiação
 - definição, 50-51
 - dipolo curto, 65-66
 - dipolo de comprimento finito, 62-64
 - dipolo de meia onda, 62-64
 - dipolo Hertziano, 50-51
 - fenda, 192
 - loop pequeno, 190
 - monopolo, 108-109
- resistência ôhmica, 50-53
 ruído
 - fator, 124-125
 - figura, 158-159, 236-237
 - fundo, 236-237
 - largura de banda equivalente, 121-122, 235-236
 - medição de temperatura, 237-238
- ruído branco, 120-121, 236-237
 ruído de receptor de satélite, 126-127
 ruído de sistema em cascata, 136
 ruído excessivo, 237-238
 ruído térmico, 120-121, 236-237
 ruptura por sobretensão, 156-157
- sensor de campo, 188
 sinais de múltiplos percursos, 133-134
 sinetização da polarização circular, 128-129
 sintonia indutiva, 213-214
 sistema de enlace de satélite, 118-119
 sistemas de coordenadas
 - cartesiano, 27-28
 - esférico, 21-22
- Smith, P. H., 150
 superfície de moldagem, 216-217
- temperatura do espaço, 123-124
 teorema de Poynting, 30-31, 45-46, 190
 teorema de Thevenin, 98-99
 terminação em circuito aberto, 154-155
 terminação em curto-circuito, 154-155
 tipos de antenas
 - arranjo com refletor, 216-219
 - carga do capacitor, 65-67
 - corneta, 209-211
 - dipolo de comprimento finito, 57-55
 - espiral eqüiangular, 218-220
 - fractal, 220-222
 - helicoidal, 205-209
 - Hertziano, 23, 35-36
 - microstrip, 195-201
 - onda progressiva, 209-213
 - planar invertida em F, 213-215
 - refletor, 200-201
 - ressonador dielétrico, 215-217
 - Yagi, 193-196
- transbordamento, 204-205
 transferência de potência, 67-69

transformador de impedância
 $\frac{1}{4}$ de comprimento de onda, 180-181
 meio comprimento de onda, 179-180
troca entre largura de banda e eficiência, 190

unipolo, 108-109

valores de resistências preferidos, 161-162
varredura mecânica de feixe, 205-206

velocidade, 20, 44-45
vetor unitário, 29-30

Yagi, Hidet Sugu, 193

zeros dos lóbulos laterais, 91
zona de Fresnel, 133-135

