

ÁREA DE TELECOMUNICAÇÕES

ANTENAS E
MICROONDAS.

Prof. Kelias de Oliveira M. Sc.
Agosto – 2005.

ÍNDICE

1 – Unidades de Medidas usadas em Telecomunicações	3
1.1 – O decibel (<i>dB</i>)	3
1.2 – O <i>dBm</i>	4
1.3 – O <i>dBu</i>	4
1.4 – O <i>dB_r</i>	5
1.5 – O <i>dBmO</i>	5
2 – A Onda Eletromagnética	6
2.1 – Campo Elétrico e Campo Magnético	6
2.2 – Frente de Onda	8
2.3 – Polarização da Onda	9
2.4 – Ondas Guiadas e Não Guiadas	10
2.5 – Propagação	10
2.5.1 – Atenuação em Espaço Livre	10
2.6 – Propagação na Atmosfera Real	12
2.6.1 – Refração	12
2.6.2 – Difração	14
2.6.3 – Reflexão	15
3 – Propagação em Espaço Livre	19
4 – O Princípio de Huygens	21
5 – O Princípio de Fresnel	23
5.1 – Elipsóide de Fresnel	23
6 – Linhas de Transmissão	16
6.1 – Considerações iniciais	16
6.1.1 – Irradiação	16
6.1.2 – Aquecimento	16
6.1.3 – Reflexão nos terminais	16
6.2 – Linha singela	16
6.3 – Linha paralela	17
6.3.1 – Relação de onda estacionária	19
6.4 – Transferência de impedância ao longo da linha	34

6.4.1 – Conceito de transferência de impedância	34
6.4.2. – Uso do <i>stub</i> para casamento de impedâncias	35
6.4.3 – Linha de um quarto de comprimento de onda	36
6.5 – O cabo coaxial	38
6.6 – Transformador balanceado – não balanceado	42
6.7 – O Guia de onda	42
6.7.1 – O guia de onda circular	43
6.7.2 – O guia de onda elíptico	46
6.7.3 – O guia de onda retangular	47
6.7.3.1 – Distribuição dos campos	47
6.7.3.2 – Análise do mecanismo de propagação	49
6.7.3.3 – Frequência de corte (F_C)	50
6.7.3.4 – Comprimento de onda no guia	51
6.7.3.5 – Velocidade de fase (V_F)	52
6.7.3.6 – Dimensões dos guia de onda retangulares	53
6.7.4 – Excitação de guias de onda	53
6.7.5 – Acoplamento elétrico	54
6.7.6 – Acoplamento magnético	54
6.7.8 – Terminação e onda estacionária no guia	55
6.7.9 – Impedância característica no guia de onda	55
6.7.10 – Terminação do guia de onda	56
6.8 – Medida da relação de onda estacionária	57
6.9 – Princípios de guia de onda	60
6.9.1 – Curvas em guia de onda	61

1 – UNIDADES DE MEDIDAS USADAS EM TELECOMUNICAÇÕES.

Em telecomunicações usam-se escalas logarítmicas para medir relações entre potências de sinais elétricos, em virtude das grandes variações existentes entre os sinais. Por exemplo, uma variação de 1 para 10.000 corresponde em logaritmos decimais uma variação de 0 para 4. Os medidores logaritmos têm como vantagem leituras e calibração mais fácil e escalas mais espaçadas.

Um circuito elétrico pode apresentar uma **atenuação** ou um **ganho** no sinal. Uma atenuação significa que a potência do sinal de entrada é maior que a potência do sinal de saída. Um ganho significa que a potência do sinal de entrada é menor que a potência do sinal de saída.

1.1 – O decibel (dB):

A relação logarítmica entre as potências de um sinal (saída e entrada) é definida como *BELL* (B).



$$A_{BELL} = \log \frac{P_{out}}{P_{in}}, \text{ onde } A = \text{Amplificação ou ganho.}$$

Na prática, usa-se a sub-unidade *decibel* (dB).

$$A = 10 \log \frac{P_{out}}{P_{in}} \quad (dB)$$

Quando $A > 0$ significa um ganho e quando $A < 0$ significa uma atenuação, ou ainda:

$$GANHO = 10 \log \left(\frac{P_{out}}{P_{in}} \right) \quad (dB) \text{ e } ATENUAÇÃO = 10 \log \left(\frac{P_{in}}{P_{out}} \right) \quad (dB)$$

ATENÇÃO:

- a) As potências de entrada e saída devem estar na mesma unidade!
- b) A unidade dB exprime a comparação entre duas potências, valor relativo, não significando valor absoluto de grandeza!
- c) A cada aumento de 3 dB equivale a aumentar 2 vezes a potência.

$$10 \log \left(\frac{2P}{P} \right) = 10 \log(2) = 3 \text{ dB}$$

1.2 – O dBm:

O dBm expressa a amplificação (ganho ou atenuação) de um sinal em relação à potência de 1 mW (referência), ou seja, indica quantos decibéis o sinal está acima ou abaixo de 1 mW.

$$A = 10 \log \left(\frac{\text{Potência (mW)}}{1 \text{ mW}} \right) \text{ dBm.}$$

ATENÇÃO: Os valores em dBm nunca podem ser somados ou subtraídos, pois o dBm é um valor absoluto de potência, assim o valor de potência em dBm só pode ser somado ou subtraído à dB.

1.3 – O dBu ou dBv:

O dBu é uma medida absoluta, que indica quantos dB uma determinada tensão está abaixo ou acima de 0,775 Volts.

$$V = 20 \log \frac{\text{Tensão (Volts)}}{0,775 \text{ (Volts)}} \text{ (dBu)}$$

ATENÇÃO:

Com relação à potência em dBm esta pode ser determinada pela equação:

$$\text{Potência}_{(dBm)} = V_{(dBu)} + K_{(dB)}, \text{ ou ainda,}$$

$$\text{Potência}_{(dBm)} = 20 \log \frac{\text{Tensão (V)}}{0,775 \text{ (V)}} + 10 \log \frac{600 \text{ } (\Omega)}{(*)}, \text{ onde:}$$

(*) impedância no ponto de teste em Ω .

O $K(dB)$ é um fator de correção quando a impedância característica no ponto de teste for diferente de 600 Ω , conforme a tabela abaixo.

Impedância no ponto de teste (Ω)	600	300	150	75	60
$K \text{ (dB)}$	0	3	6	9	10

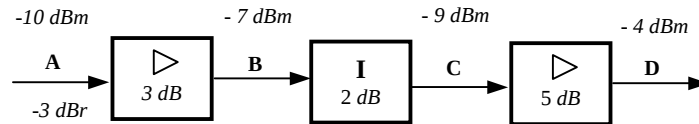
ATENÇÃO:

- Os medidores de nível, em sua grande maioria, já fornecem o valor da potência do sinal em dBm, bastando selecionar no medidor a impedância do ponto a ser testado, cujo valor já é previamente conhecido.
- Quando o medidor fornece apenas o valor em dBu é necessário fazer a conversão, de acordo com a equação mostrada anteriormente.

1.4 – O *dBr*:

É o nível de potência relativo, onde a potência de referência pode ser diferente de 1 mW . O *dBr* é usado para expressar o ganho ou atenuação total que existe entre pontos arbitrários e um ponto de referência fixo em um sistema de transmissão.

Exemplo: seja o sistema de transmissão abaixo, quais os níveis *dBr* nos pontos **B**, **C** e **D**?



R.: 0, -2 e 3.

1.5 – O *dBmO*:

Indica o nível de um sinal qualquer (sinal piloto, ruído, frequência de sinalização, etc.) em relação ao nível do sinal de informação. A finalidade é permitir a indicação do nível de um sinal em qualquer ponto do sistema. O valor *dBmO* é constante em qualquer ponto do sistema.

$$X_{(dBmO)} = \text{Nível}_{(dBm)} - \text{Nível}_{(dBr)} = \text{CONSTANTE}$$

Existem ainda outras unidades de medidas, como por exemplo: o *Neper (N)*, o *dBm* Psométricamente ponderado (*dBmp*), o *pw* Psométricamente ponderado (*dpwp*), cada uma com o seu grau de importância e aplicação em sistemas de telecomunicações.

2 – A ONDA ELETROMAGNÉTICA.

2.1 – CAMPO ELÉTRICO E CAMPO MAGNÉTICO.

O conceito de onda eletromagnética está diretamente associado às noções de campo elétrico e campo magnético. Como se sabe, do estudo da eletrostática, um campo elétrico resulta de uma alteração nas condições do espaço vizinho a uma carga, como mostra a **figura 2.1**.

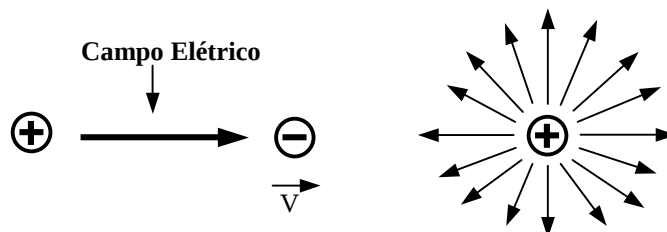


Figura 2.1 – O Campo Elétrico.

Na **figura 2.1**, a presença de um campo elétrico da carga positiva é *sentida* por uma carga negativa, a qual se desloca com uma certa *velocidade* V em direção à carga positiva causadora do campo. A carga negativa também produz seu próprio campo, e a interação entre eles é que provoca o deslocamento. Na situação onde não exista uma carga negativa o campo não pode ser *sentido*, pois nenhum efeito físico pode ser visualizado, no entanto o campo elétrico existe, modificando as propriedades do espaço próximo à carga, e desde que uma carga negativa aí penetre, o efeito do campo será *sentido*.

O efeito do campo magnético pode ser visualizado através de um transformador.

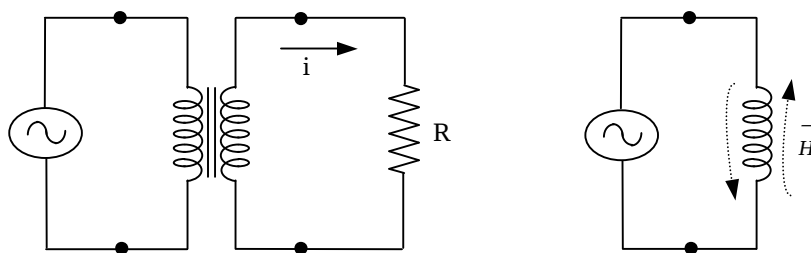


Figura 2. 1 – O Campo Magnético.

Na **figura 2.2**, a circulação da corrente i no secundário do *trafo* é função do campo magnético produzido no primário. No entanto, se o secundário for retirado, o campo magnético continua existindo, modificando as propriedades do espaço vizinho, mas sem poder ser visualizado. O campo magnético desse exemplo não é constante, pois a excitação que o produz (corrente alternada no primário) não é constante. Na verdade o campo varia sua grandeza e sentido segundo as variações senoidais do gerador. Supondo agora, um

primário e dois secundários. Quando a chave **S** está aberta (em $t = 0$) o campo magnético é nulo, como ilustra a **figura 2.3**.

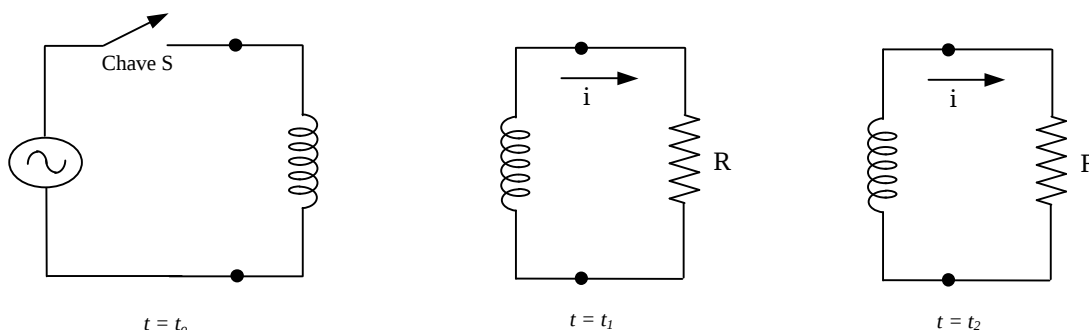


Figura 2.3 – Velocidade de Propagação.

Em $t = t_1$, a chave é acionada e o campo aparece no primário, mas somente decorridos alguns instantes irá se verificar a existência de corrente no primeiro secundário, como mostra a **figura 2.3**.

Será necessário um outro intervalo de tempo para que a corrente flua no outro secundário ($t = t_2$). Isto leva à conclusão de que decorre algum tempo para que o campo atinja o secundário. Esta experiência, teoricamente correta, não pode ser realizada na prática porque os tempos envolvidos são extremamente pequenos. Entretanto pode-se concluir que as modificações no espaço, ocasionadas pelo campo magnético não fazem sentir imediatamente em todos os pontos, indicando que esse campo possui uma certa velocidade de propagação. Fenômeno idêntico ocorre com o campo elétrico se variarmos o valor da carga responsável por este.

Por outro lado, da mesma forma que as variações de tensão e corrente num circuito não podem existir separadamente, um campo elétrico variável se deslocando em um meio de propagação não pode existir sem a presença de um campo magnético variável a ele associado. Assim, os dois campos se propagam em conjunto, não havendo sentido de se falar em ondas *elétricas* ou ondas *magnéticas* e sim no fenômeno conjunto que são as **ondas eletromagnéticas**. As ondas eletromagnéticas são representadas normalmente por senóides ou cossenóides, uma para cada campo, possuindo, portanto os parâmetros de *amplitude*, *frequência*, *fase* e *comprimento de onda*. A velocidade de propagação das mesmas (V) é independente da fonte geradora, estando relacionada ao comprimento de onda (λ) e frequência (f) por $V = \lambda \times f$. Quando se considera a propagação no vácuo, a velocidade é

constante e igual a 3×10^8 m/s (velocidade da luz). Num meio qualquer essa velocidade irá diminuir, sendo que a relação anterior se mantém sempre válida.

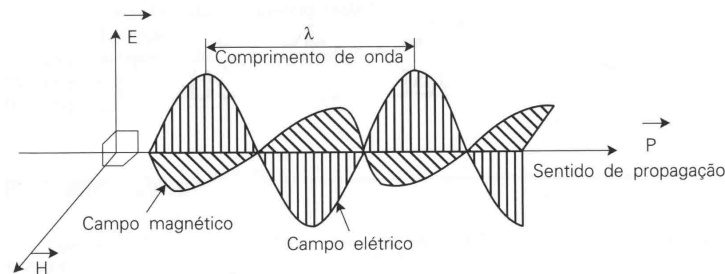


Figura 2.4 – Componentes de uma onda eletromagnética polarizada verticalmente.

A **figura 2.4** ilustra a propagação da onda, onde se pode observar que os campos elétrico e magnético são perpendiculares, sendo a direção de propagação perpendicular ao plano formado pelos dois.

2.2 – FRENTE DE ONDA.

Considere uma fonte de ondas eletromagnéticas que irradie energia igualmente em todas as direções. Na **figura 2.5**, a uma certa distância da fonte, qualquer que seja a direção, as intensidades (E e H) e fase (Φ) dos campos serão as mesmas. Assim sendo, em uma esfera de raio R em torno da fonte, a fase é a mesma em todos os pontos, formando o que se chama de **frente de onda**.

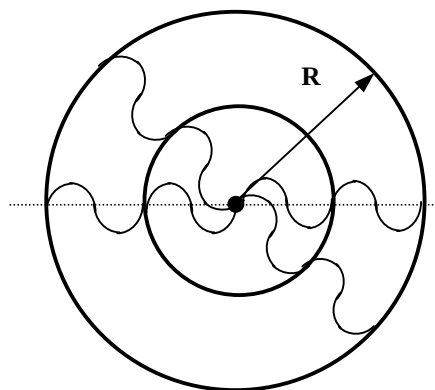


Figura 2.5 – Frente de onda.

A uma distância suficientemente grande da fonte, as superfícies das esferas serão tão extensas que, próximo ao ponto de recepção, podem ser consideradas como planas. Assim, entende-se que o conceito de *onda plana* como sendo onde os campos elétricos e magnéticos possuem valores constantes em um plano transversal à direção de propagação.

2.3 – POLARIZAÇÃO DA ONDA.

A maneira como os campos se orientam no espaço é conhecida por polarização. A uma certa distância da fonte, onde as ondas já podem ser consideradas planas, e imaginando-se a direção de propagação paralela à superfície da Terra, diz-se que a onda é verticalmente polarizada quando o campo elétrico é perpendicular à superfície da Terra e horizontalmente polarizado quando o campo elétrico é paralelo a esta, como mostra a **figura 2.6**.

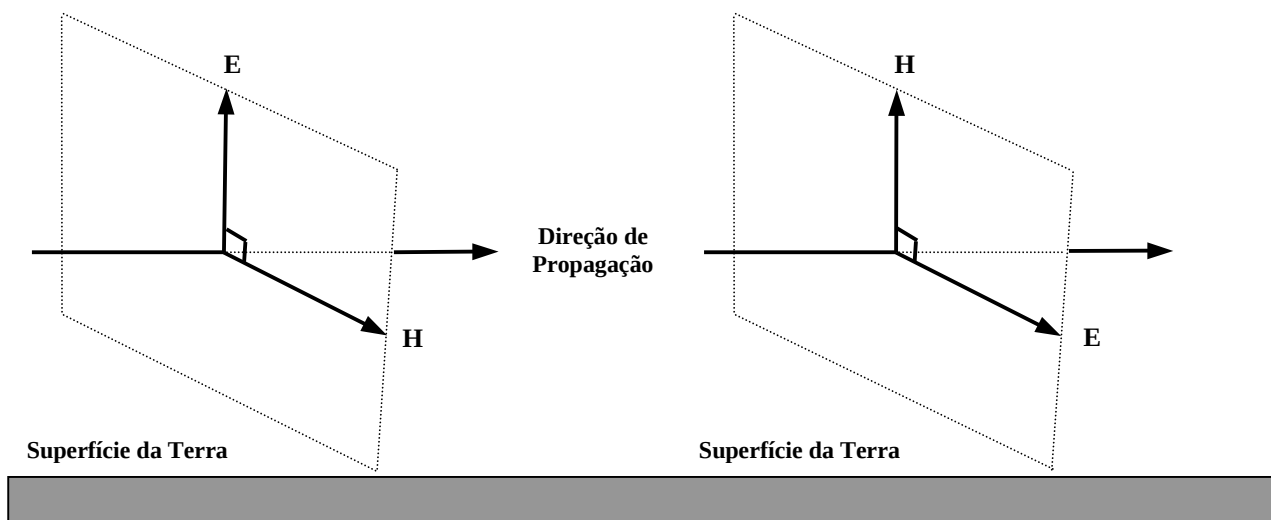


Figura 2.6 – Polarização da OEM.

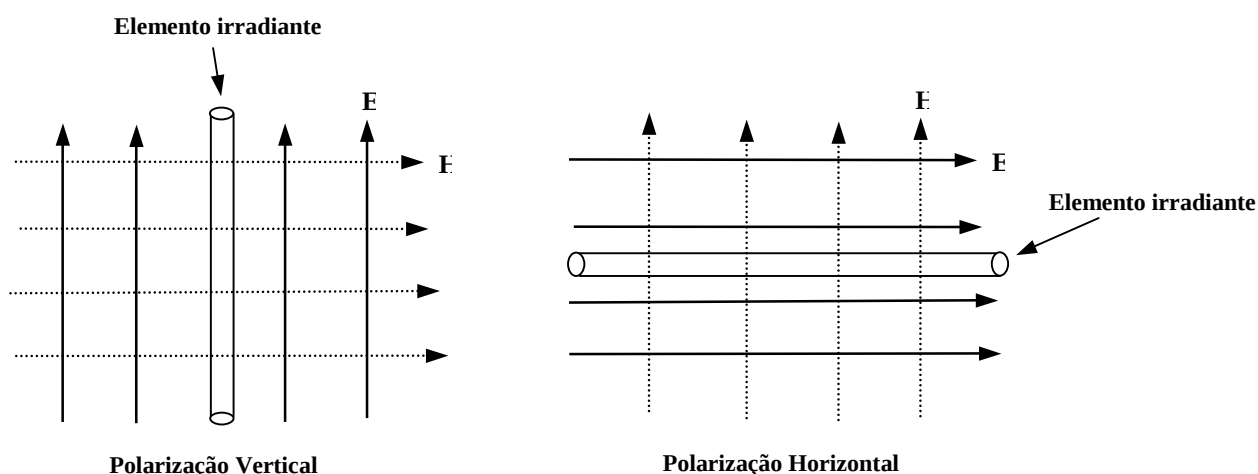


Figura 2.7 – Polarização da OEM em função do elemento irradiante.

A polarização tem grande importância na propagação, estando envolvida em uma série de fenômenos. Um deles, de grande influência, diz respeito à recepção das ondas de rádio pelas antenas comuns, constituídas por um simples condutor. A energia da onda deve ser transformada em corrente no condutor, e para que o campo elétrico da onda possa produzir o fluxo de corrente, a antena deve ser paralela a esse campo, como mostra a **figura 2.7**.

2.4 – ONDAS GUIADAS E NÃO GUIADAS.

A onda eletromagnética ao se propagar transporta consigo a energia associada aos campos elétrico e magnético. Entretanto, ao se usar o conceito da energia transportada pela onda deve-se distinguir entre a onda guiada e não guiada. Ondas guiadas são aquelas que carregam a energia ao longo de linhas de transmissão ou estruturas semelhantes. Ondas não guiadas são as que conduzem energia através do espaço. O trajeto da onda guiada é fixado pela estrutura de transmissão e o da onda não guiada é determinado pelas características do meio de propagação. Assim sendo, os sinais irradiados por uma antena são ondas não guiadas, pois mesmo que a antena forneça uma certa direção preferencial de irradiação, não exerce influência sobre o trajeto da onda no espaço.

2.5 – PROPAGAÇÃO.

Conforme visto anteriormente, a onda irradiada pela antena se propaga através do espaço, transportando a energia necessária ao estabelecimento da ligação via rádio. As condições de propagação dessa onda dependem apenas do meio de transmissão. Para se estudar o mecanismo real de propagação, deve-se então considerar todas as influências possíveis que esse meio possa exercer.

O procedimento mais adequado consiste em se imaginar inicialmente um meio de transmissão ideal (o vácuo), e depois de conhecido o mecanismo de propagação nessas condições, se analisar as modificações produzidas pelas características do meio real. A propagação que se realiza no vácuo, ou seja, em condições ideais, é chamada de *propagação em espaço livre*. Os principais desvios dessa condição ideal se devem às variações das características da atmosfera e a presença de possíveis obstáculos no percurso de propagação tais como montanhas, árvores, prédios e o próprio solo.

2.5.1 – ATENUAÇÃO EM ESPAÇO LIVRE.

A potência que chega à antena receptora corresponde apenas a uma parcela daquela irradiada pela antena transmissora, sendo a restante dispersa pelo espaço. Para que se possa avaliar essa parcela recebida, consideremos uma fonte de ondas eletromagnéticas que irradia energia igualmente em todas as direções, igual a já apresentada anteriormente, como mostra a **figura 2.8**.

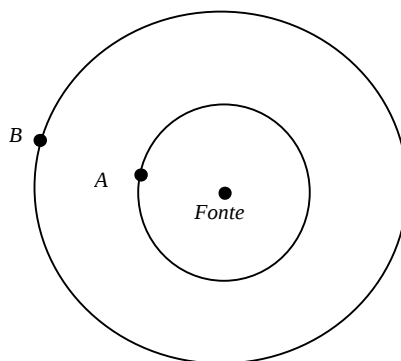


Figura 2.8 – Noção de densidade espectral de potência.

Desde que a potência da fonte seja constante ao longo do tempo, serão encontradas nas superfícies esféricas A e B a mesma potência, embora cada uma delas corresponda a emissões em instantes diferentes. Como as áreas (superfícies) de A e B são diferentes, e as potências iguais, a densidade espectral de potência, que corresponde à potência por unidade de área, na esfera A é maior que na esfera B. Se o raio da esfera B for o dobro da esfera A e, como a área da superfície esférica é proporcional ao quadrado do raio, a área da superfície B será quatro vezes maior a área da superfície A. Assim sendo, a densidade de potência em B será quatro vezes menor que a densidade de potência em A.

Considere agora duas superfícies distantes da fonte, **figura 2.9**, estando a segunda (S_2) ao dobro da distância da primeira (S_1). A potência distribuída em S_1 é a mesma em S_2 , sendo a densidade espectral de potência quatro vezes menor nessa última. Uma antena receptora colocada em S_1 capta a energia em uma certa área, em função do tipo da antena, sendo então recebida uma determinada potência. A mesma antena se colocada em S_2 irá absorver uma potência quatro vezes menor, concluindo-se então que há uma atenuação da potência recebida em função da distância (proporcional ao quadrado da distância). Essa atenuação é chamada **atenuação em espaço livre**.

A intensidade da potência recebida será:

$$P_{RX} = \frac{P_{TX}}{4\pi r^2} \quad (2.1)$$

onde: r é a distância percorrida em m e P_{TX} é a potência do transmissor em W . A atenuação que ocorre é puramente geométrica, porque a energia irradiada espalha-se por esferas cada vez maiores. Na propagação das ondas de rádio através de meios reais (por exemplo a atmosfera) ocorrem os mesmos fenômenos verificados com a luz, que também é uma onda eletromagnética. Assim, observa-se, por exemplo, a ocorrência de reflexões e refrações das ondas de rádio.

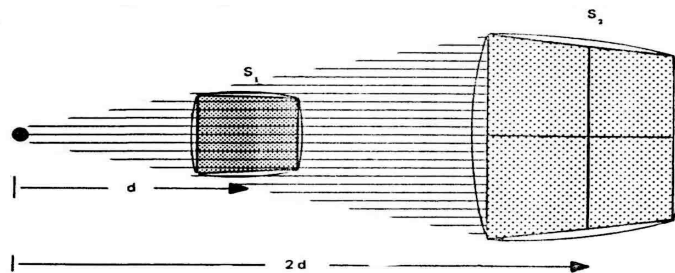


Figura 2.9 – Atenuação da potência em função da distância.

2.6 – PROPAGAÇÃO NA ATMOSFERA REAL.

2.6.1 – REFRAÇÃO.

Se um feixe luminoso incide sobre uma superfície d'água em repouso, parte desta luz será refletida e parte penetrará na água. Esse fenômeno de penetração do feixe, segundo um outro ângulo, chama-se refração. Pode-se entender bem o fenômeno da refração considerando-se a variação da velocidade de propagação da onda ao passar do ar para a água. A **figura 2.10** mostra a frente de onda A_1A_2 atingindo a superfície da água. Sendo a velocidade da luz menor na água do que no ar ($V_2 < V_1$), o ponto A_1 percorre uma distância d_1 , no mesmo tempo que A_2 percorre uma distância d_2 . Como resultado há uma variação na direção da propagação.

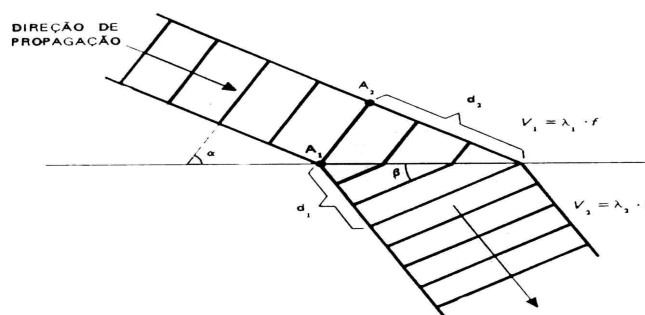


Figura 2.10 – Variação de direção de propagação da onda.

Esta mudança de direção ou desvio ocorre sempre que a onda incide de forma oblíqua na superfície de separação de dois meios distintos, e depende de uma característica

desses meios chamada de *índice de refração*. Este índice é expresso pela relação entre a velocidade de propagação da onda eletromagnética no vácuo e no meio em questão. Dessa forma, será tanto maior para os meios mais densos (menor velocidade de propagação).

$$n = \frac{C}{v} \quad (2.2)$$

onde: n é o índice de refração, $C = 3.10^8$ m/s, é a velocidade de propagação da luz no vácuo e v é a velocidade no meio considerado. Na propagação através da atmosfera real observa-se uma curvatura da onda eletromagnética no plano vertical, como mostra a **figura 2.11**, devido às sucessivas refrações que a mesma sofre.

Essas refrações traduzem por uma tendência a entortar o feixe de ondas quando o mesmo atravessa camadas de densidades diferentes da atmosfera. Próximo da superfície terrestre, as camadas atmosféricas são mais densas, acarretando refração dos feixes de ondas.

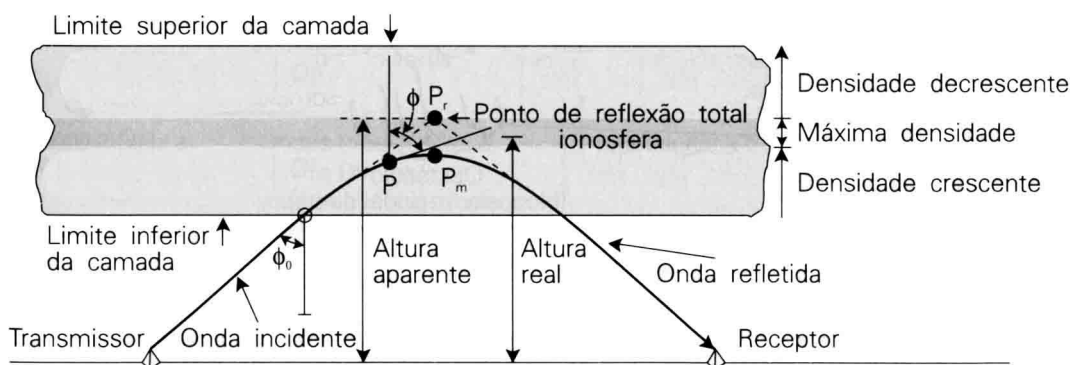


Figura 2.11 – A Refração da onda eletromagnética na ionosfera.

Na **figura 2.12** pode-se observar o que ocorre com o feixe ao passar através das camadas de densidades diferentes. A figura mostra camadas estratificadas com densidades diferentes, implicando em refrações descontínuas. Na realidade a densidade varia continuamente e a trajetória do feixe de ondas é uma curva.

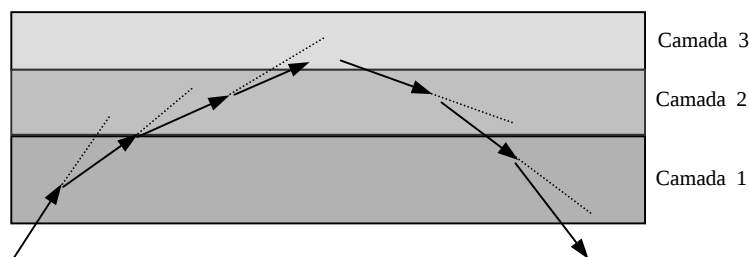


Figura 2.12 – Refração de um feixe de ondas.

A intensidade do fenômeno da refração na atmosfera é, então, uma função da variação do índice de refração (densidade) com a altura, e em consequência muda com o tempo, devido às **alterações nas condições de temperatura, pressão e umidade, que influenciam no índice de refração**. Os principais efeitos dessas refrações sucessivas (encurvamento do feixe) vêm a ser a tendência de aproximação de obstruções (por exemplo, morros), inicialmente fora da linha de visada direta, bem como desvio de parte da energia irradiada na direção da antena receptora.

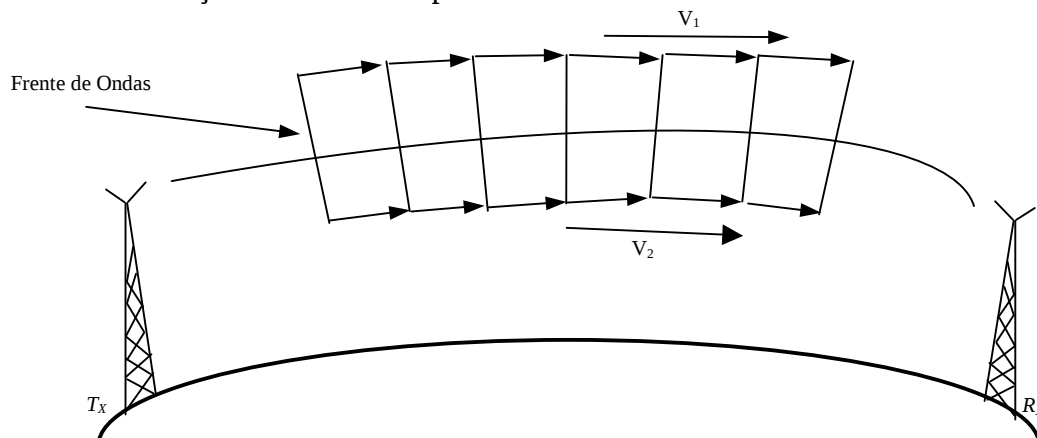


Figura 2.13 – Refração de onda na atmosfera.

O fenômeno da refração da onda pode ser também compreendido, segundo a **figura 2.13**. A parte superior da frente da onda se desloca num meio menos denso, com uma velocidade de propagação V_1 , um pouco maior que a parte inferior da mesma, V_2 . Isto produz então o encurvamento do feixe, que já é irradiado pela antena com uma ligeira inclinação para cima, para compensar este efeito.

2.6.2 – DIFRAÇÃO.

Quando um feixe de luz incide sobre um anteparo opaco, localizado em um compartimento escuro, verifica-se que as bordas do anteparo não projetam uma sombra perfeita. O contorno da sombra não é nítido, uma vez que os raios de Luz contornam as bordas do objeto opaco diminuindo as áreas de sombra. A difração, ou desvio da onda de luz em torno das bordas de um objeto opaco é relativamente pequeno, mas esse efeito nas ondas de rádio é mais sensível, desde que estas ondas apresentem maior comprimento de onda (baixa frequência).

Assim, a presença de obstáculos próximos a linha de visada entre as antenas, como morros, árvores ou prédios, acarretam numa diminuição da energia recebida, sendo que

parte da onda é bloqueada e parte contorna o obstáculo. Ainda, quanto menor a frequência, mais pronunciado é o envolvimento do obstáculo. A própria Terra pode se constituir num obstáculo a ser contornado, devido à sua curvatura. Esse fenômeno é muito importante na propagação das ondas terrestres, que são de frequência bem mais baixa do que a de microondas. A **figura 2.14** ilustra a difração de um feixe de microondas na superfície da Terra.

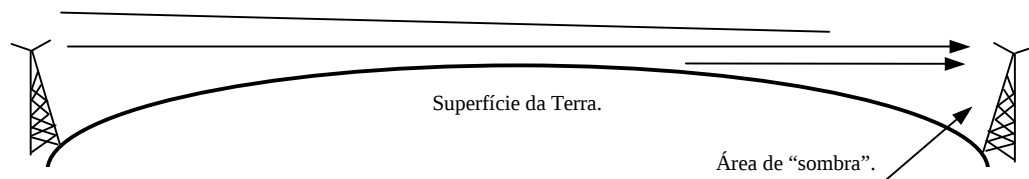


Figura 2.14 – Difração na superfície da Terra.

O fenômeno da difração é muito utilizado para *links* em microondas além do horizonte, são escolhidas determinadas frequências, onde é acentuado o efeito do contorno do obstáculo, resultando no encaminhamento da onda à antena receptora. A **figura 2.15** ilustra o fenômeno da difração para duas frequências, considerando duas ondas de frequências diferentes, sendo $f_2 > f_1$.

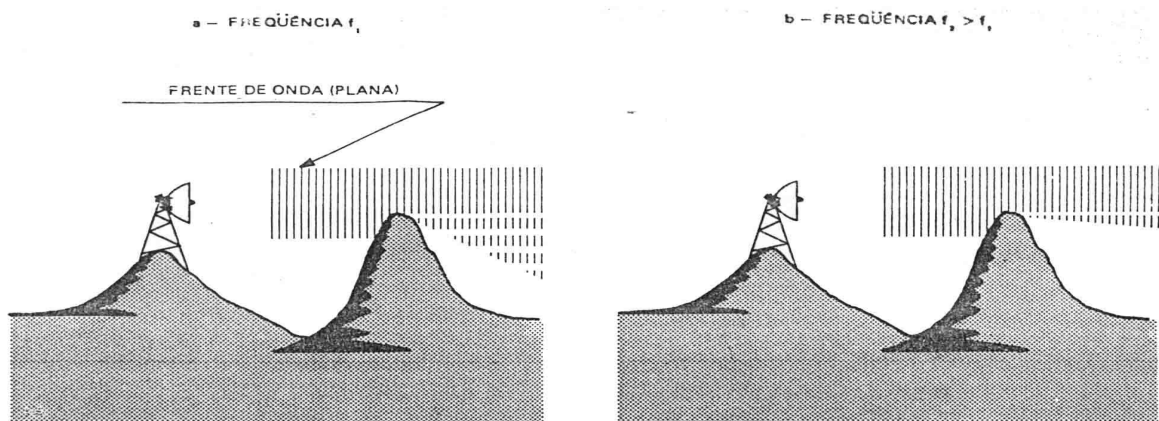


Figura 2.15 – Difração em obstáculos.

2.6.3 – REFLEXÃO.

A onda eletromagnética, como no caso da onda luminosa, também pode sofrer reflexão em superfícies relativamente planas, tais como o solo regular, mares, lagos e edifícios, como mostra a **figura 2.16**.

A intensidade com que a onda é refletida é definida pelo grau de regularidade da superfície refletora, bem como pelo ângulo de incidência sobre a mesma. A relação entre as intensidades (amplitudes) das ondas refletidas e das ondas incidentes é avaliada segundo um parâmetro chamado de *coeficiente de reflexão*, e varia de 0 (efeito nulo da reflexão) até 1 (condição de reflexão total).

$$\alpha = \frac{E_r}{E_i} \quad (2.3)$$

onde: α é o coeficiente de reflexão, E_r é a intensidade da onda refletida e E_i é a intensidade da onda incidente.

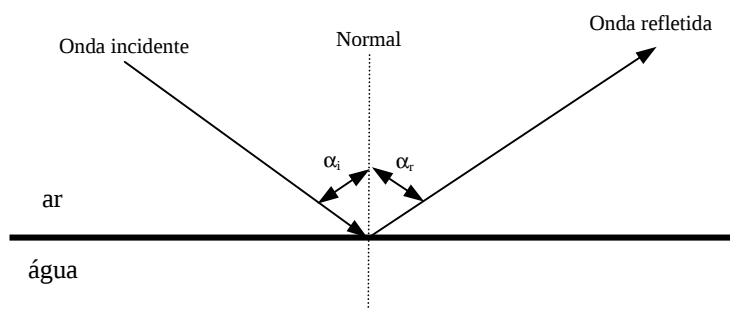


Figura 2. 16 – Reflexão da luz da luz ao incidir em uma superfície lisa.

A **figura 2.17** ilustra a reflexão em uma superfície irregular, percebe-se claramente que a reflexão é difusa, ou seja, há um espalhamento da onda refletida em várias direções.

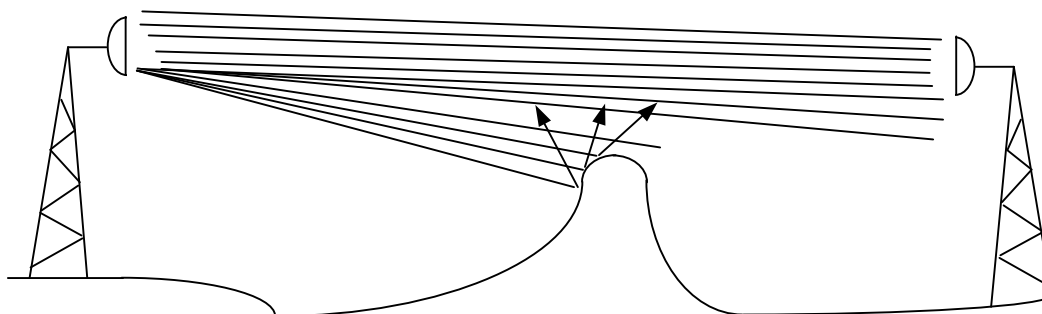


Figura 2.17 – Reflexão em terreno irregular.

Já a **figura 2.18** ilustra a reflexão em um lago, neste caso o feixe de ondas se reflete segundo um ângulo bem definido, igual ao de incidência sobre a água, ($\alpha_i = \alpha_r$).

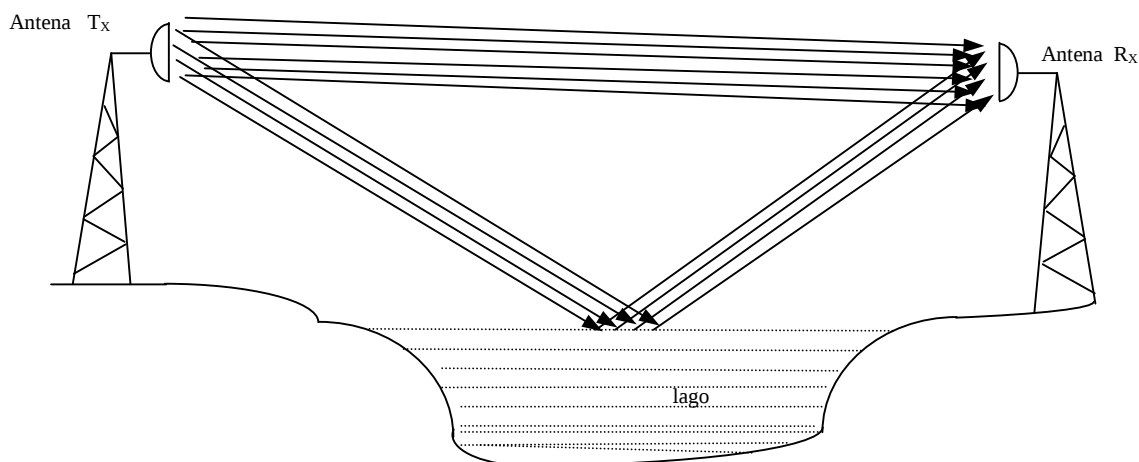


Figura 2.18 – Reflexão na água (lago).

A **tabela 2.1** apresenta valores típicos de coeficiente de reflexão, usada na faixa de microondas.

Tabela 2.1 – Coeficientes de Reflexão.

Condição	Coeficiente de Reflexão
Mar calmo	~ 1
Terreno levemente irregular	0,8 – 1
Terreno levemente irregular com vegetação rasteira	0,3 – 0,5
Terreno irregular	0,1 – 0,4
Terreno levemente irregular com árvores	0,05 – 0,2

A **figura 2.19** ilustra os diversos fenômenos que ocorrem na propagação de ondas na atmosfera real.

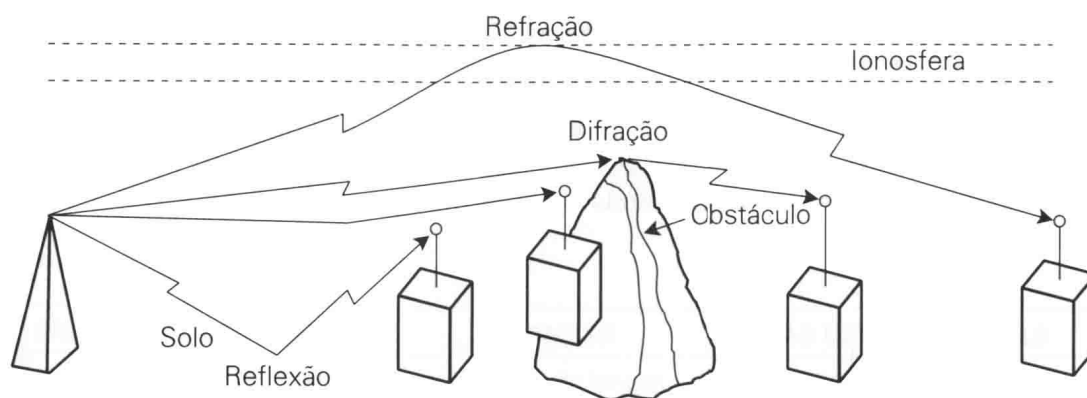


Figura 2.19 – Fenômeno da reflexão, refração e difração de uma onda eletromagnética.

Analisando-se agora a reflexão da onda, como mostra a **figura 2.20**, observa-se que a frente de onda incidente tem a sua fase invertida quando se reflete. Isto se verifica, devido ao fato que o campo elétrico horizontal e o campo magnético vertical devem se anular na superfície refletora, sendo necessário para tal que os campos refletidos tenham fase inversa aos incidentes.

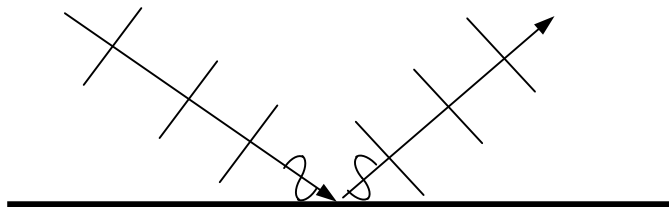


Figura 2.20 – Inversão de fase na reflexão.

A reflexão do feixe de ondas pode vir a causar problemas na recepção do sinal, como mostra a **figura 2.21**. As frentes de onda direta e refletida são defasadas, sendo que essa defasagem varia com o percurso da onda refletida. No caso da componente refletida atingir o solo com um pequeno ângulo de incidência a diferença de percursos será pequena, podendo então haver uma atenuação muito forte ou cancelamento do sinal recebido, como resultado da composição das duas ondas, como mostra a **figura 2.22**. Usualmente procura-se diminuir os efeitos da reflexão, ou pelo aumento das alturas das antenas ou através do bloqueio do feixe refletido em obstáculos naturais do percurso, como ilustra a **figura 2.23**.

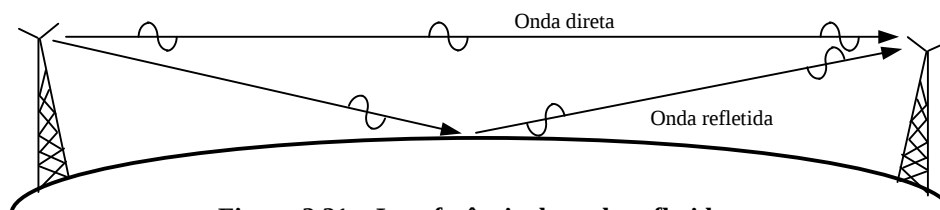


Figura 2.21 – Interferência da onda refletida.

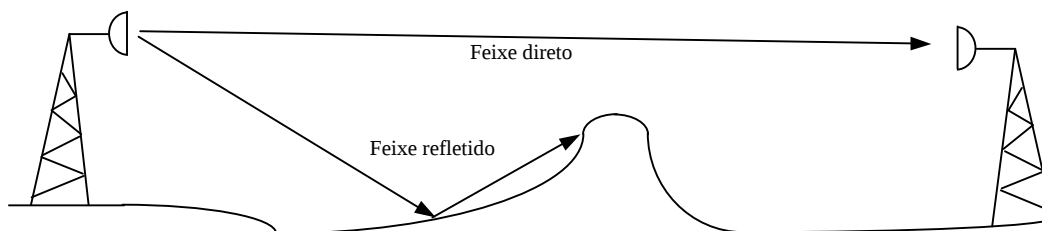


Figura 2.22 – Bloqueio do feixe refletido.

A **tabela 2.2** mostra a distribuição do espectro de frequências com os respectivos comprimentos de ondas, siglas e aplicações principais.

Tabela 2.2 – Espectro de Frequências.

Comprimento de onda	Frequência	Modo de Propagação usual	Alcance	Aplicações principais
Quilométricas <i>LF e VLF</i> Ondas Longas	10 KHz a 500 KHz	Em dutos entre o solo e a ionosfera, vinculada ao solo difratando-se	Centenas de Km	Comunicações marítimas
Hectométricas 1.1.1.1 <i>MF</i> Ondas Médias	500 KHz a 3 MHz	De dia vinculada ao solo e à noite por reflexão ionosférica	Até 500 Km	Rádiodifusão comercial
Decamétricas 1.1.1.2 <i>HF</i> Ondas Curtas	3 MHz a 30 MHz	Por reflexão ionosférica principalmente à noite	Milhares de Km	Rádiodifusão comercial e comunicações ponto a ponto.
Métricas 1.1.1.3 <i>VHF</i>	30 MHz a 300 MHz	Direta até o horizonte e além por espalhamento e por cabos	Até 400 Km	Comunicação FM e TV
Decimétricas 1.1.1.4 <i>UHF</i>	300 MHz a 3 GHz	Direta até o horizonte e além por espalhamento e por cabos	Até 400 Km por espalhamento	Comunicação FM e TV
Centimétricas Microondas <i>EHF, SHF</i>	3 GHz a 30 GHz	Direta até o horizonte e além por guia de ondas e satélites	Por satélites sem limites	Comunicação Rádioastronomia
Milimétricas	30 GHz a 300 GHz	Direta e em guia de ondas	Em pesquisa	Comunicação Rádioastronomia
Micrométricas ou óticas	0,1 μm a 1 mm	Fibra ótica	Em pesquisa	Comunicação Faixa amplíssima

3 – PROPAGAÇÃO EM ESPAÇO LIVRE.

Quando um *OEM* se propaga em visada (linha reta) não ocorrendo refração, reflexão ou difração, a única atenuação sofrida é a *geométrica*, porque a energia irradiada espalha-se por esferas cada vez maiores. Assim, percorrida uma distância r , a potência total (P_T) do transmissor estará espalhada sobre a superfície esférica $4\pi r^2$, com ilustra a **figura 3.1**. A intensidade de potência da onda, em qualquer ponto ao redor da esfera, será:

$$P_x = P_y = P_z = P_{ISO} = \frac{P_T}{4\pi r^2} \quad (3.1)$$

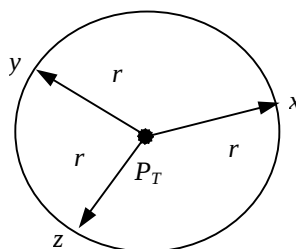


Figura 3.1 – Esfera representando a propagação da OEM.

Porém, em uma antena real a potência P_T não é irradiada em todas as direções e sim concentrando a energia em uma direção preferida. A relação entre a potência de uma antena dirigida (P_{DIR}) e a potência de uma antena *omnidirecional* (P_{ISO}) define o ganho (G_T) da antena transmissora, ou seja, $G_T = \frac{P_{DIR}}{P_{ISO}}$. Assim, $P_{DIR} = G_T \cdot P_{ISO}$. Logo,

$$P_{DIR} = G_T \frac{P_T}{4\pi r^2}, \quad (3.2)$$

onde, P_{DIR} é a potência da antena direcional ou dirigida. G_T é o ganho da antena transmissora. P_{ISO} é a potência de uma antena isotrópica ou *omnidirecional*.

Considerando a potência recebida por uma antena receptora como P_R ou P_{RX} , a potência recebida pode ser definida como:

$$P_{RX} = P_R = P_{DIR} \times A_R, \quad (3.3)$$

onde, A_R é a área efetiva de captação da antena receptora. P_{DIR} ou P_{TX} é a potência da antena direcional ou diretiva. Assim,

$$P_R = G_T \frac{P_T}{4\pi r^2} A_R \quad (3.4)$$

ou ainda,

$$\frac{P_R}{P_T} = \frac{G_T A_R}{4\pi r^2} \quad (3.5)$$

a equação 3.5 é conhecida como equação da *propagação em espaço livre*. Friis demonstrou que o ganho e a área efetiva de uma antena estão relacionados, como:

$$G_T = 4\pi \frac{A_R}{\lambda^2} \quad (3.6)$$

ou ainda,

$$\frac{G_T}{A_R} = \frac{4\pi}{\lambda^2} \quad (3.7)$$

substituindo a equação 3.6 na equação 3.5, tem-se:

$$\frac{P_R}{P_T} = \frac{A_R^2}{\lambda^2} \quad (3.8)$$

a equação 3.8 é conhecida como **equação de Friis** para a propagação em espaço livre.

Como, $A_R = \frac{G_T \lambda^2}{4\pi}$ assim substituindo esse termo na equação 3.8, tem-se:

$$\frac{P_R}{P_T} = \frac{G_T^2 \lambda^2}{(4\pi r)^2} \quad (3.9)$$

4 – O PRINCÍPIO DE HUYGENS.

A propagação em espaço livre sempre foi estudada admitindo-se que as *OEM's* se propagam em linha reta. Esta teoria, também é conhecida como **Teoria dos Raios** e é aplicada quando a relação do comprimento de onda (λ) para o tamanho (l) dos objetos presentes tende a zero, ou seja:

$$\frac{\lambda}{l} \rightarrow 0 \quad (4.1)$$

Esta situação é comum em ótica onde o comprimento de onda (λ) é pequeno, mas não é aplicado para as *OEM's*, onde o comprimento de onda (λ) é muitas vezes da mesma ordem de grandeza e até maiores que os objetos interferentes na sua trajetória de propagação.

Usa-se então, a **Teoria das Frentes de Ondas**, baseada no princípio de *Huygens*. O princípio de *Huygens* diz que cada frente de onda equivale a uma coleção de radiadores infinitesimais, radiando para frente, ondas esféricas como ilustra a **figura 4.1**.



Figura 4.1 Princípio de Huygens.

Se tiver um obstáculo no caminho das ondas, a teoria dos raios prevê uma sombra perfeita atrás do obstáculo como mostra a **figura 4.2**, e a teoria de frente de onda com o princípio de *Huygens* prevê que o que ocorre é uma sombra, porém não total, como ilustra a **figura 4.3**.

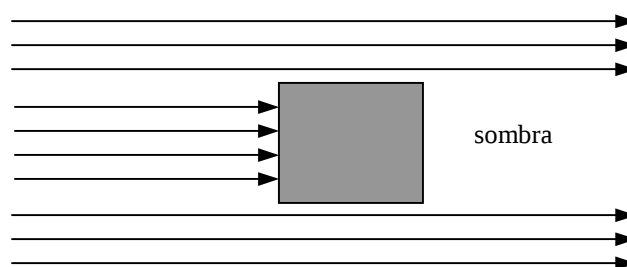


Figura 4.2 Teoria dos raios ou princípio geométrico.

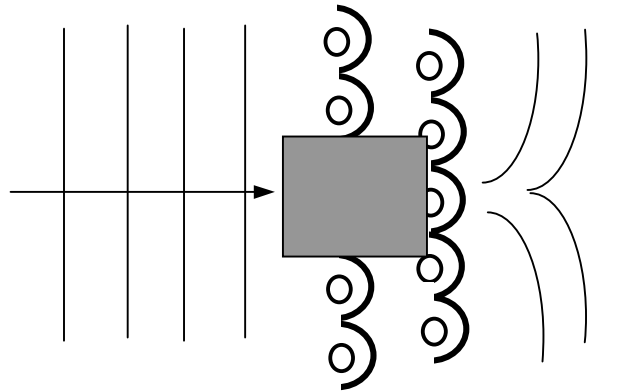


Figura 4.3 Teoria das frentes de ondas baseado no princípio de *Huygens*.

O fenômeno das ondas contornarem os obstáculos também é conhecido como difração e ocorre de maneira semelhante no caso de aberturas, como ilustra as **figuras 4.4 e 4.5**. O fenômeno da difração cresce com o comprimento de onda.

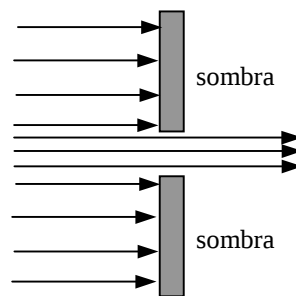


Figura 4.4 Teoria dos Raios.

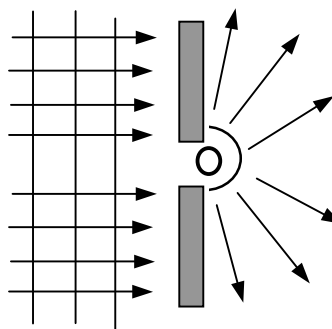


Figura 4.5 Teoria das Frentes de Ondas.

5 – O PRINCÍPIO DE FRESNEL.

O princípio de *Fresnel* é a continuação do princípio de *Huygens*, mas agora sob o ponto de vista quantitativo em vez de meramente qualitativo.

Considerando a radiação que sai do ponto **A** e após certo tempo e distância **r**, a frente de onda é uma esfera de raio **r**. Cada ponto **X** (x_1 , x_2 e x_3) desta esfera é um radiador infinitesimal (segundo o princípio de *Huygens*), irradiando em fase e contribuindo para formar a onda que atingirá o ponto **B**. A **figura 4.6** ilustra o processo.

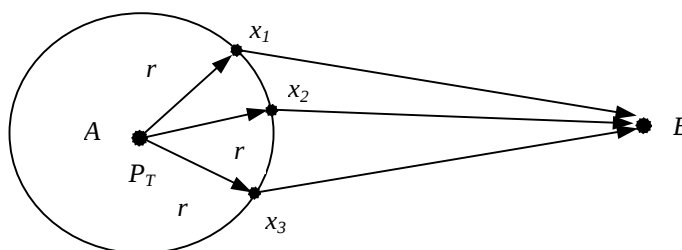


Figura 4.6 O Princípio de Fresnel.

A onda que parte do ponto x_1 percorrerá distância maior que a onda que parte do ponto x_2 e assim chegará em **B** com um certo atraso. Se x_2B for a distância mais curta, então os pontos x_1 e x_3 poderão chegar com atraso de meia onda e enfraquecer no ponto **B** a onda proveniente de x_2 .

A situação vista de **B** mostra uma frente de onda central, circular, com ondas em fase, depois um anel mais externo com ondas que chegam com atraso de meia onda ($\lambda/2$), depois um anel mais externo com ondas que chegam com atraso de uma onda (λ) e portanto em fase somando-se com as onda do anel mais central, etc. A **figura 4.7** ilustra o processo.

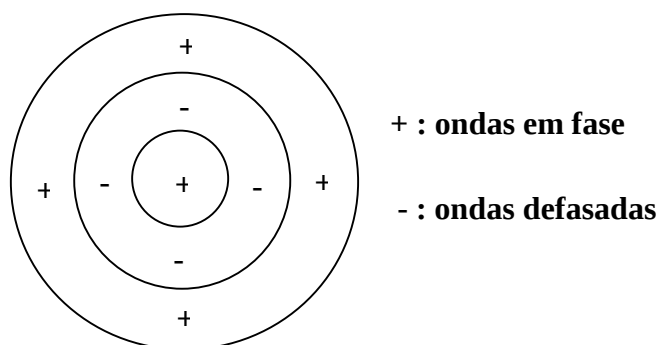


Figura 4.7 – A frente de onda vista no ponto B.

5.1 – ELIPSÓIDE DE FRESNEL.

Fresnel mostrou que os raios da zona e círculos podem ser calculados analisando o triângulo retângulo da **figura 4.8**.

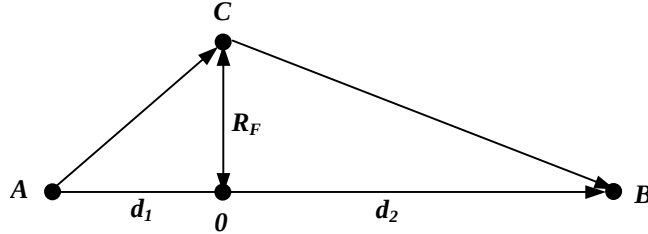


Figura 4.8. Triângulo de Fresnel.

Os percursos AB e ACB diferem de $n \cdot \lambda/2$ para que a onda por ACB chegue em fase ou não ao ponto B , logo: $AC + CB = d_1 + d_2 + n \cdot \lambda/2$, onde $n = 1$ para o 1º anel .

Nos triângulos ACO e OCB , temos,

$$AC = \sqrt{d_1^2 + R_F^2} \text{ e } BC = \sqrt{d_2^2 + R_F^2}$$

Desenvolvendo em binômio de *Newton* e aproveitando os dois primeiros termos, teremos,

$$AC \cong d_1 + \frac{R_F^2}{2d_1} \text{ e } BC \cong d_2 + \frac{R_F^2}{2d_2}.$$

Logo,

$$\frac{R_F^2}{2} \left[\frac{1}{d_1} + \frac{1}{d_2} \right] = n \frac{\lambda}{2}$$

assim,

$$R_F = \sqrt{\frac{n \cdot d_1 \cdot d_2 \cdot \lambda}{d_1 + d_2}}$$

Para a metade do percurso $d_1 = d_2 = D/2$, teremos:

$$R_F = \frac{1}{2} \sqrt{n \cdot D \cdot \lambda}$$

Próximo de um dos pontos, por exemplo, em B , teremos $d_1 \gg d_2$, logo:

$$R_F \cong \sqrt{n \cdot d_2 \cdot \lambda} \text{ ou caso contrário, } R_F \cong \sqrt{n \cdot d_1 \cdot \lambda}$$

6 – LINHAS DE TRANSMISSÃO.

6.1 – CONSIDERAÇÕES INICIAIS.

Os sistemas de transmissão de energia em *RF* são constituídos de vários tipos de linhas, desde um simples condutor com retorno pela terra até estruturas mais complexas, como os guias de onda. As linhas aqui consideradas são aquelas que encaminham a energia de *RF* do transmissor até a antena ou desta ao receptor, muito embora os princípios básicos se apliquem às interligações entre estágios dos equipamentos.

Nem toda a energia entregue à linha de transmissão é encaminhada aos seus terminais, uma parcela é perdida na própria linha, dando origem às perdas ou atenuação do sinal. A atenuação tem três causas principais.

6.1.1 – IRRADIAÇÃO.

Os campos elétricos e magnéticos resultantes da corrente na linha são irradiados no espaço vizinho, a energia desses campos é retirada do sinal circulante que, em consequência é atenuada. Outro efeito indesejável do fenômeno é a interferência entre os campos irradiados pela linha com os campos irradiados pela antena.

6.1.2 – AQUECIMENTO.

Toda linha de T_X possui uma certa resistência, que determina a dissipação de energia em forma de calor ($P = R.I^2$), sendo esta atenuação resultante proporcional à frequência de operação. Quanto maior a frequência de operação maior será o aquecimento.

6.1.3 – REFLEXÃO NOS TERMINAIS.

Se a carga apresentada à linha tem valor diferente da impedância característica, ondas refletidas na carga vão se deslocar na linha, em sentido inverso, com amplitude e fase conforme o grau de descasamento. Estas ondas refletidas trazem a energia não entregue à carga, e consequentemente, perdas ou atenuação.

6.2 – LINHA SINGELA.

Consiste de um condutor único interligando o transmissor ou receptor à antena, sendo o retorno da corrente feito pela terra. Quando, como neste caso, os percursos de ida e volta da corrente apresentarem características diferentes em relação à terra, a linha será dita **desbalanceada** e, geralmente, só terá eficiência na alimentação de antenas desbalanceadas como a de fio longo ou o monopolo de quarto de onda, como mostra a **figura 6.1**.

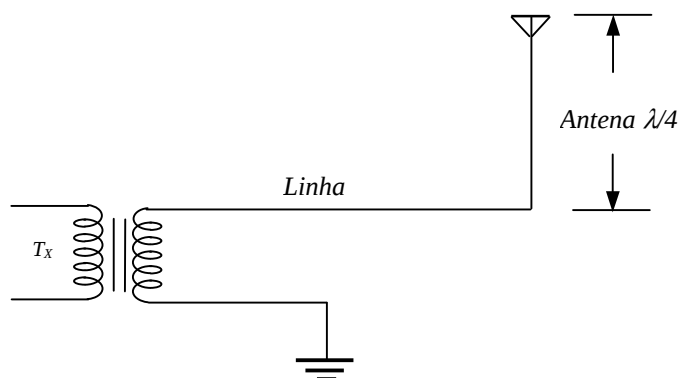


Figura 6.1 – Exemplo de Linha Singela.

6.3 – LINHA PARALELA.

A **figura 6.2** mostra uma linha paralela, ou seja, constituída por dois condutores paralelos, tendo entre si algum dielétrico, normalmente o ar. Através do uso de suportes isolantes, a distância entre os condutores é a mantida constante, fazendo com que a impedância da linha seja constante. Os dois condutores apresentam as mesmas características em relação à terra, e a linha é dita **balanceada**. Se as correntes estiverem exatamente em contrafase (ida e volta) os campos irradiados se cancelam. Esta condição é praticamente obtida nas baixas frequências, mas de difícil verificação quando o comprimento de onda se torna comparável com a linha nas frequências mais altas. O limite prático de utilização é 200 MHz e uma das principais desvantagens é a dificuldade em manter os espaçamento nas curvas, em orifícios de paredes, etc.

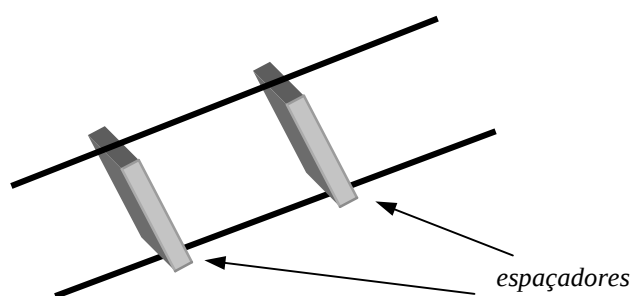


Figura 6.2 – Linha paralela espaçada pelo ar.

Outros dielétricos podem substituir o ar, resultando em linhas capazes de proporcionar bastante flexibilidade nas instalações. O espaçamento e o material empregado determinam a impedância característica. Estas linhas suportam menos potência do que as isoladas pelo ar e apresentam irradiação em altas frequências, como mostra a **figura 6.3**.

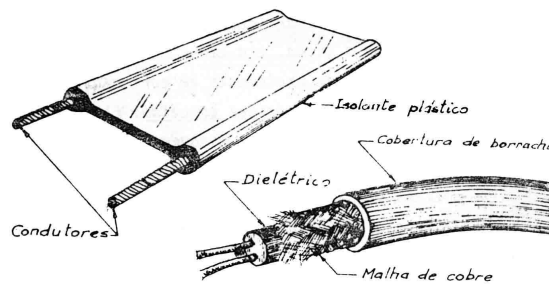


Figura 6.3 – Exemplos de linha paralela.

Uma maneira de minimizar a irradiação é envolver a linha por uma malha condutora, geralmente ligada à terra, que confina os campos em seu interior (ou não permite a penetração de campos externos) atuando como blindagem. Este tipo é conhecido por linha blindada, como mostra a **figura 6.3**. A impedância da linha pode ser entendida como a impedância que seria vista por um gerador acoplado a uma linha de comprimento infinito, e é chamada de impedância característica, como mostra a **figura 6.4**.

Assim, caso fosse acoplada ao gerador uma carga de valor igual à impedância característica da linha, esse gerador não constataria alteração alguma.

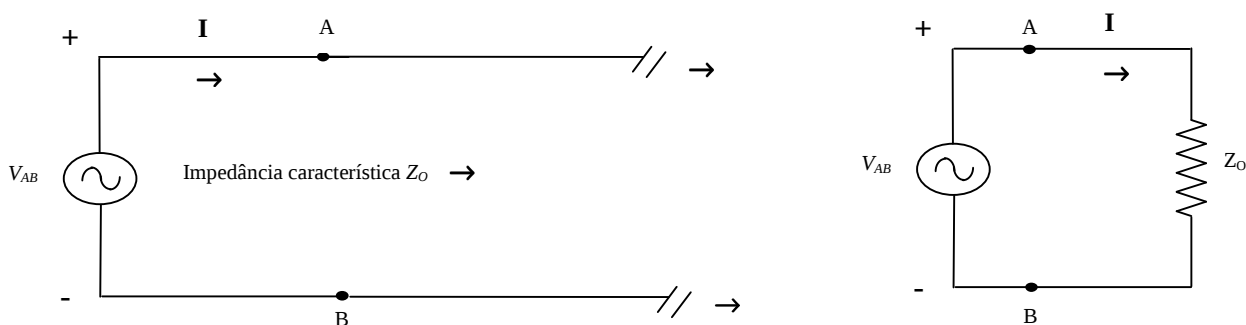


Figura 6.4 – Impedância característica.

No caso da linha paralela a impedância característica é função do diâmetro dos condutores (d) e do espaçamento entre eles (e), podendo-se mostrar que o valor da mesma é aproximadamente obtido por:

$$Z_0 = \frac{\eta}{\pi} \cosh^{-1} \left(\frac{e}{d} \right)$$

onde:

Z_0 = impedância característica (Ω);

$$\eta = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \text{ (constante que depende da linha de transmissão);}$$

μ = permeabilidade magnética do dielétrico entre os condutores;

ε = permissividade elétrica entre os condutores;

e = espaçamento entre os condutores dado em cm ;

d = diâmetro dos condutores dado em cm .

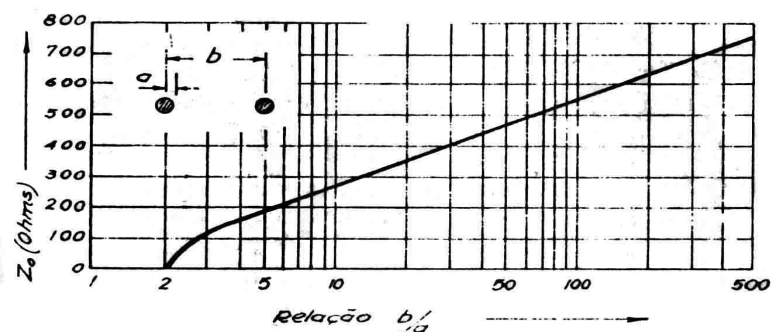


Figura 6.5 – Impedância característica de uma linha paralela tendo como dielétrico o ar.

A **figura 6.5** ilustra a variação da impedância de uma linha de transmissão cujo dielétrico é o ar, em função do aumento da relação (e/d), no caso da **figura 6.5 (b/a)**.

A transmissão de energia ao longo da linha pode ser perfeitamente estudada através das distribuições de corrente e tensão, que para uma linha infinita têm o aspecto mostrado pela **figura 6.6**, a qual se refere a um determinado instante após a aplicação do gerador.

6.3.1 – RELAÇÃO DE ONDA ESTACIONÁRIA (ROE).

Se ao invés da linha for infinita, a mesma terminar numa carga de valor igual à impedância característica, toda a energia será dissipada nessa carga, valendo a mesma distribuição e corrente mostrada.

Se, entretanto a linha for terminada numa carga de valor diferente da impedância característica, parte da onda incidente é refletida, sendo que a composição das duas ondas (incidente e refletida) forma a *onda estacionária*.

Uma analogia pode ser feita com o movimento vibratório de uma corda, presa a uma parede em uma extremidade, e tendo a outra a um diapásão, que vibra numa certa frequência. A **figura 6.7** mostra o resultado da composição das ondas incidentes e refletidas na parede.

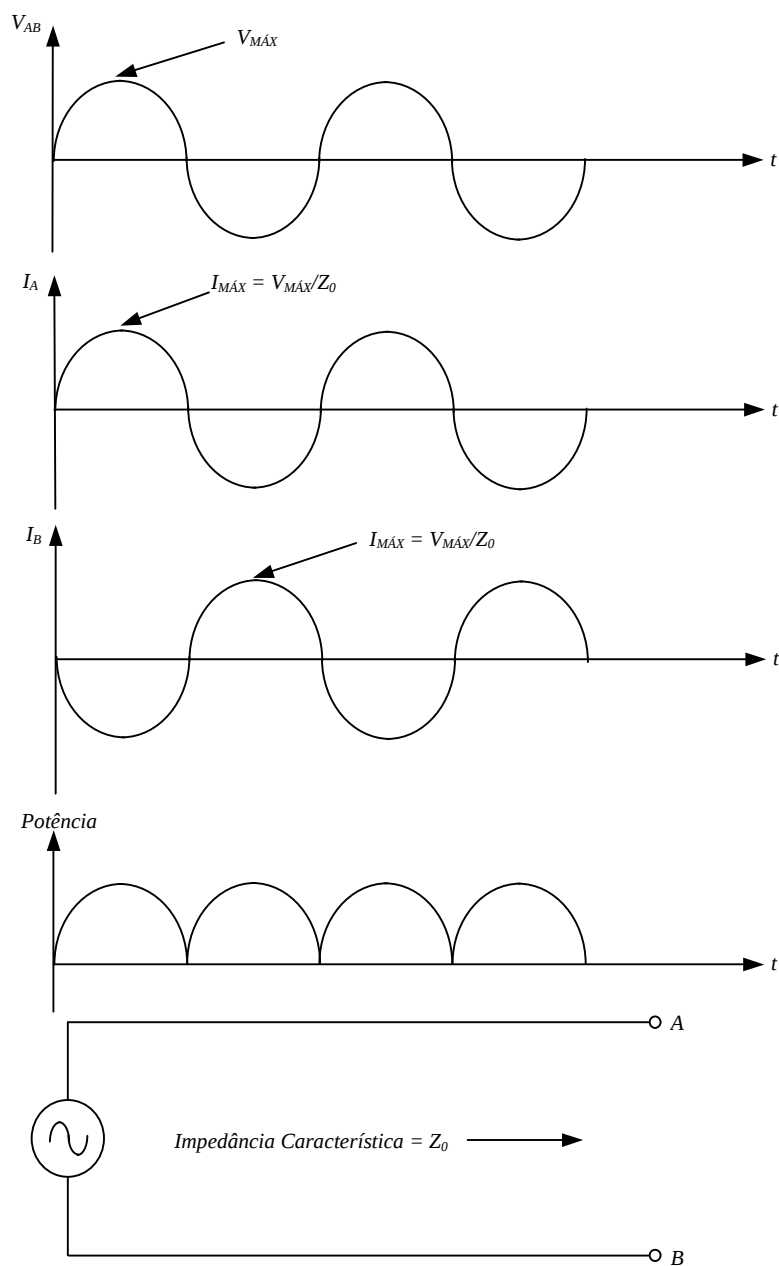


Figura 6. 6 – Distribuição de tensão, corrente e potência na linha infinita.

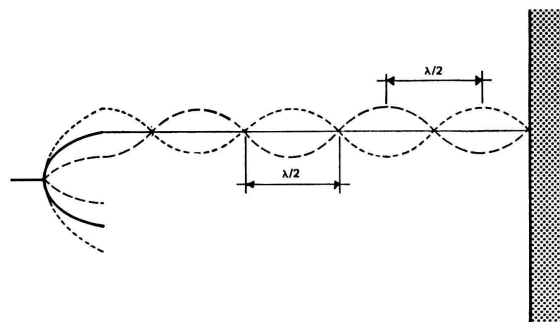
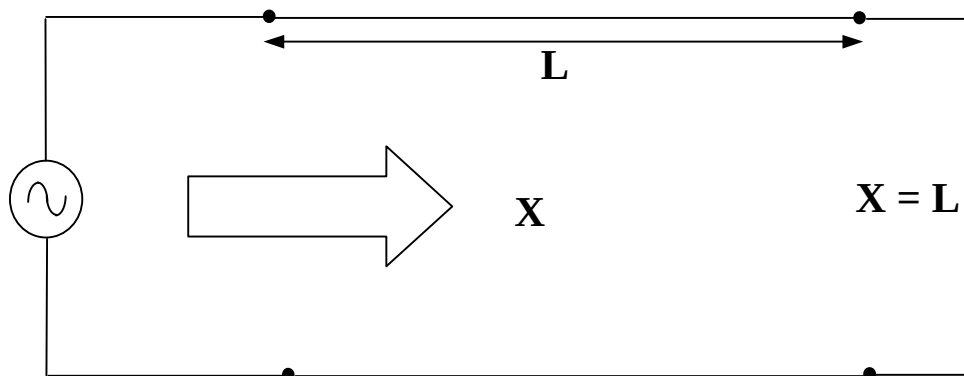


Figura 6. 7 – Onda estacionária numa corda.

Na verdade a **figura 6.7** representa para cada ponto da corda a sua amplitude de vibração, constituindo o que se chama de **envoltória** da onda estacionária existente. Pode-se observar que existem pontos de amplitude nula (nós ou pontos de zeros) e de amplitude máxima (ventres ou picos) igualmente espaçados. Um dos nulos se encontra junto à parede, já que esse ponto por ser rígido não pode apresentar vibração. A distância entre dois ventres consecutivos é igual à metade do comprimento de onda correspondente à frequência de vibração do diapasão. Consideremos agora, ao invés da corda, uma onda se propagando numa linha de transmissão terminada em curto. Neste caso a onda incidente será totalmente refletida, devendo o valor da tensão no final da linha ser nulo. A **figura 6.8** representa em dois instantes o aspecto da onda estacionária ao longo da linha, como resultado da soma das ondas incidente e refletida. No ponto de curto esta soma tem de ser nula, e portanto a onda refletirá ao se iniciar obrigatoriamente com fase oposta à onda incidente.

Os valores da onda refletida nos demais pontos da linha podem ser facilmente obtidos se visualizarmos o aspecto que teria a onda incidente após $x = L$, caso não existisse aí o curto, (curva A, B, C, D, ...), e redesenharmos esta mesma curva, agora no sentido para o gerador (A', B', C', D', ...), invertendo a fase para os pontos equidistantes do curto, e mantendo o valor absoluto das tensões. Como pode ser observado da **figura 6.8**, em cada instante tem-se uma onda estacionária de tensão de determinada amplitude. Existem dois instantes particulares a cada ciclo que as ondas incidente e refletida vão compor de forma a provocar um máximo de amplitude na onda estacionária resultante conforme mostra a **figura 6.9**. Essa amplitude máxima vem a ser o dobro da amplitude da onda incidente. A composição dos dois gráficos de onda estacionária apresentados em linha tracejada, forma uma curva chamada *envoltória da onda estacionária*, que semelhante ao caso da corda vibrando, é a curva limite da amplitude ao longo do tempo da tensão em cada ponto da linha, conforme ilustra a **figura 6.9**.



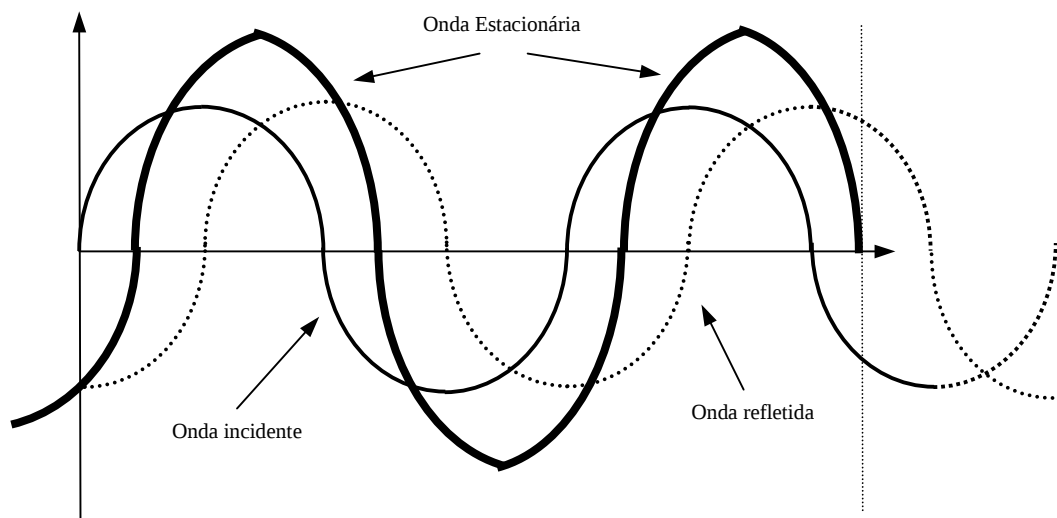


Figura 6.8 – Formação da onda estacionária na linha em curto.

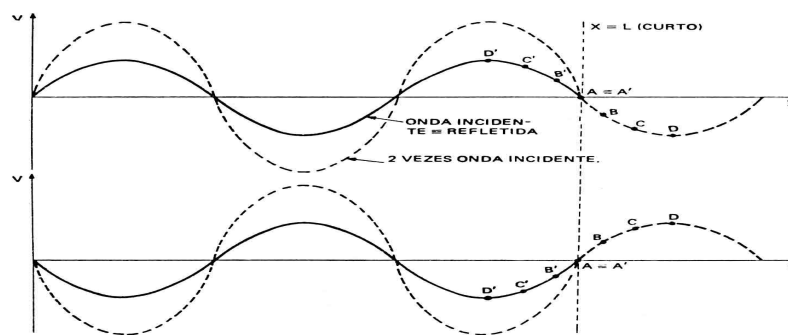


Figura 6.9 – Condição de amplitude máxima da onda estacionária.

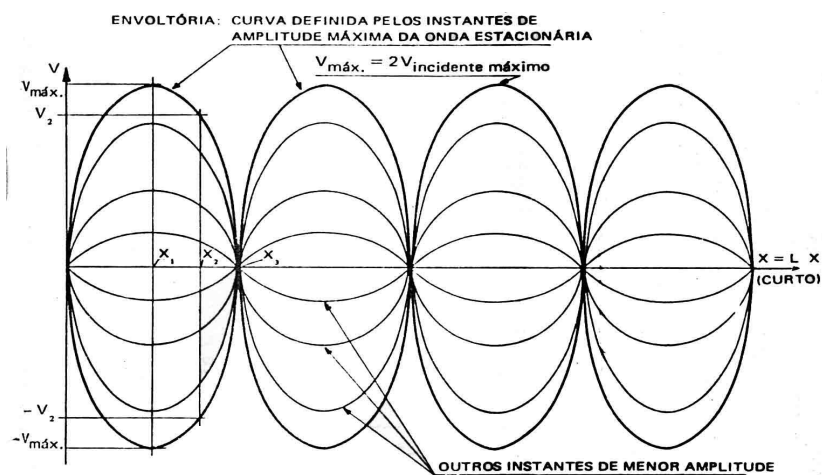


Figura 6. 10 – Onda estacionária de tensão na linha em curto.

Na **figura 6.10**, o valor da tensão no ponto x_1 irá variar entre $-V_{\text{máx}}$ e $V_{\text{máx}}$, correspondendo, portanto ao *ventre* da corda vibrando. O ponto x_3 é um ponto de tensão constantemente nula (nó). À distância x_2 do gerador, a tensão da onda estacionária está entre $-V_2$ e V_2 .

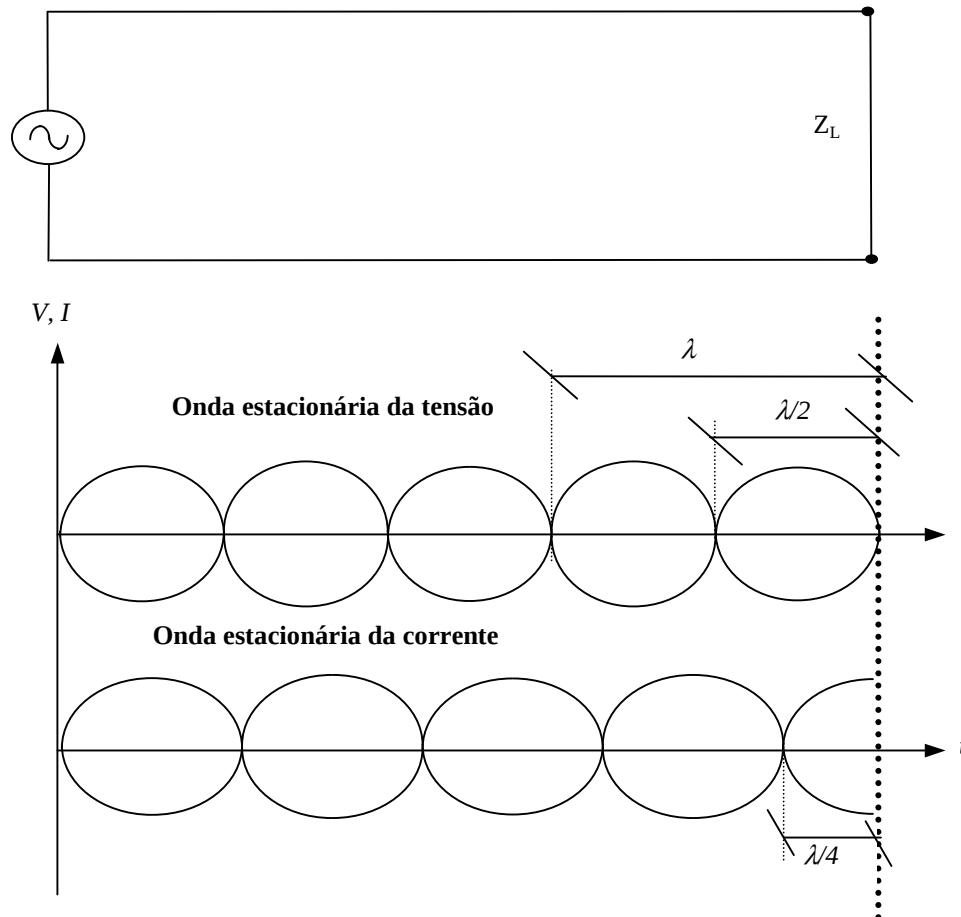


Figura 6.11 – Linha de Transmissão em Curto.

Associada à onda estacionária de tensão existe também uma onda estacionária de corrente, sendo que o máximo dessa onda se localiza no fim da linha (curto), onde existe o nulo de tensão, e os nulos de corrente correspondem aos pontos de máximo da onda estacionária de tensão. Assim sendo, a tensão e corrente da onda estacionária na linha em curto estão defasadas 90° , como mostra a **figura 6.11**.

Se agora, em lugar de uma linha em curto tivermos uma linha aberta a onda incidente será também totalmente refletida, só que as ondas estacionárias de tensão e corrente serão inversas ao caso da linha em curto, ou seja, teremos um nulo de corrente no final da linha e um máximo de tensão nesse ponto, como ilustra a **figura 6.12**.

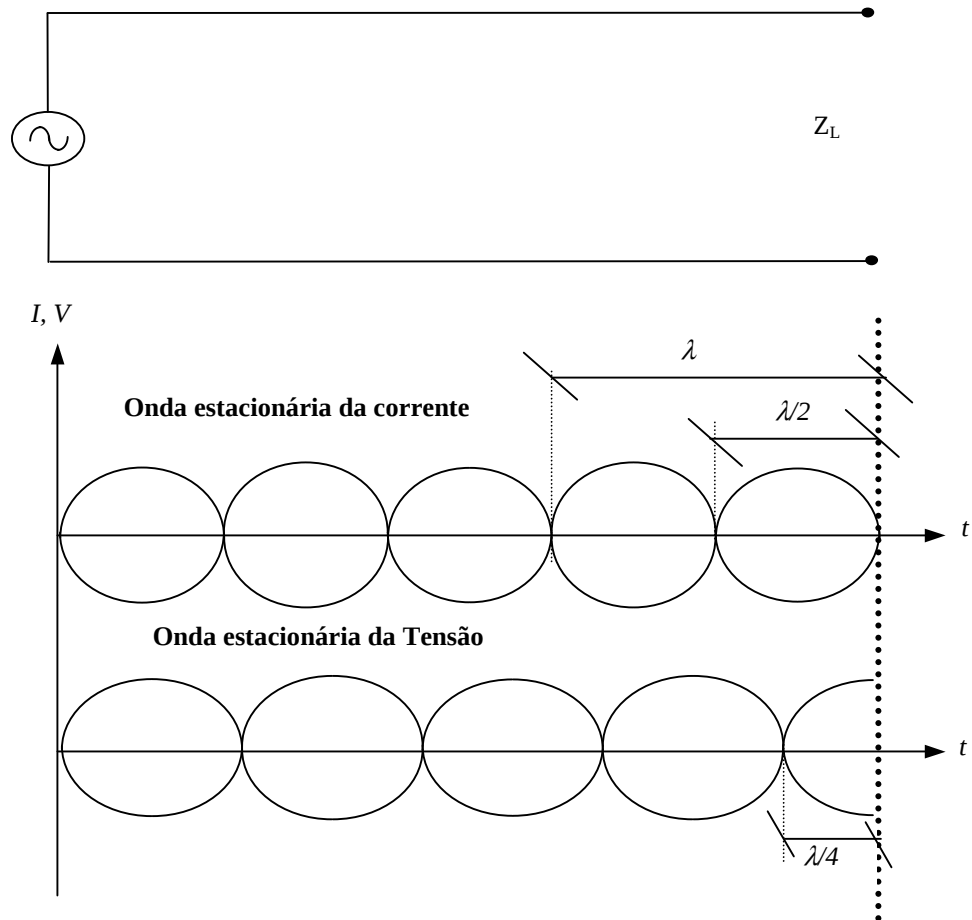


Figura 6.12 – Linha de Transmissão em Aberto.

Se ao invés de uma linha aberta ou em curto tivermos uma linha terminada numa carga qualquer de valor diferente da impedância característica, a reflexão não será total, ou seja, apenas parte da onda incidente na carga será refletida. Logo, a amplitude (tensão V) da onda refletida (V_R) será menor que a da onda incidente (V_I), sendo a relação entre elas (V_R/V_I) chamada de coeficiente de reflexão (ρ). Esse coeficiente é função apenas do valor da carga (Z_L) e da impedância característica da linha (Z_0), tendo seu módulo expresso por:

$$|\rho| = \frac{|V_R|}{|V_I|} = \frac{|Z_L - Z_0|}{|Z_L + Z_0|} \quad (6.1)$$

Pode-se observar da equação (6.1) que, nos casos já estudados da linha em curto ($Z_L = 0$) e da linha aberta ($Z_L = \infty$) o módulo do coeficiente de reflexão é igual a 1, indicando

reflexão total ($V_R = V_I$). Supondo agora, por exemplo, um valor de $Z_L = 3Z_0$, teremos um coeficiente de reflexão igual a $\frac{1}{2}$.

Neste caso a amplitude da onda refletida será metade da onda incidente ($V_R = V_I/2$). Como a amplitude da envoltória da onda estacionária é $V_I + V_R$, esta será expressa por $V_I + V_I/2 = 3V_I/2$, não atingindo o valor $2V_I$ (caso da linha em curto ou aberta). Além disso, não

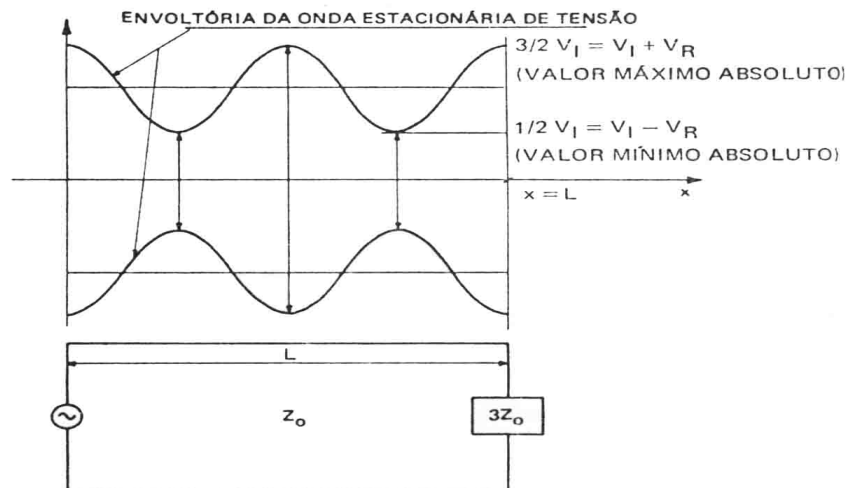


Figura 6. 13 – Envoltória da onda estacionária para $Z_L = 3Z_0$.

existirão pontos de nulo na envoltória, e sim pontos da linha onde a amplitude da onda estacionária é mínima, valendo $V_I - V_R = V_I/2$.

A **figura 6.13** mostra o aspecto da envoltória da onda estacionária para $\rho = \frac{1}{2}$. A relação entre os valores absolutos máximo e mínimo da envoltória da onda estacionária é chamada *relação de onda estacionária (ROE)*, que pode ser escrita em função do coeficiente de reflexão como:

$$ROE = \frac{V_I + V_R}{V_I - V_R} = \frac{V_I + |\rho|V_I}{V_I - |\rho|V_I} = \frac{1 + |\rho|}{1 - |\rho|} \quad (6.2)$$

Assim, temos uma $ROE = 3$. Pode-se observar que a ROE vale 1 quando $\rho = 0$, representando o caso onde não há reflexão ($Z_L = Z_0$), e tende a um valor infinito quando $|\rho|$ se aproxima de 1 (reflexão total). Como se sabe a potência é proporcional ao quadrado da tensão. Assim sendo, desde que a razão entre as amplitudes de tensão das ondas refletidas e incidente é expressa por $(V_R/V_I) = \rho$, a razão entre as potências refletida e incidente será igual a ρ^2 .

$$\frac{P_R}{P_I} = \rho^2 \quad (6.3)$$

Por exemplo, quando $\rho = 1/2$, $1/4$ da potência incidente na carga será refletida de volta ao gerador.

6.4 – TRANSFERÊNCIA DE IMPEDÂNCIA AO LONGO DA LINHA.

6.4.1 – CONCEITO DE TRANSFERÊNCIA DE IMPEDÂNCIA.

Analisando-se mais detalhadamente o aspecto das ondas estacionárias de tensão e correntes apresentadas anteriormente e analisando a **figura 6.14**, pode-se constatar o seguinte:

- ✓ Na linha em curto, a uma distância $\lambda/4$ do ponto de curto, encontramos os mesmos valores de tensão e corrente da onda estacionária existente no extremo da linha aberta. Na verdade isto é verificado para qualquer ponto distante $k.\lambda/4$ do curto, sendo k um número inteiro ímpar. Por outro lado, a uma distância $n.\lambda/2$ da extremidade do curto, sendo n um número inteiro qualquer, repetem-se os valores de tensão e corrente dessa extremidade em curto. Raciocínio semelhante pode ser feito para as distribuições de corrente e tensão da onda estacionária na linha aberta.
- ✓ Do exposto anteriormente pode-se concluir que, à medida que se caminha da extremidade (curto ou aberto) para o gerador, encontra-se alternadamente, a cada $\lambda/4$, uma impedância nula (curto) ou infinita (aberto), sendo que entre esses pontos ($n.\lambda/4$) tem-se valores intermediários para a relação V/I , a qual define as impedâncias nesses pontos.
- ✓ Andando do curto para o gerador veremos ciclicamente impedâncias que variam desde zero (0) a infinito (∞), assumindo outros valores intermediários.
- ✓ Considerando agora a linha terminada numa impedância qualquer Z_L diferente da impedância característica Z_0 , essa impedância Z_L será repetida a cada $\lambda/2$ da extremidade, constatando-se valores diferentes de Z_L entre os pontos distanciados de $n.\lambda/2$ da carga.

característica da linha ($Z_x // Z_t = Z_0$). Dessa forma, à esquerda do ponto x a linha se comporta como terminada em sua impedância característica, fazendo com que se tenha $Z = Z_0 = Z_g$.

Ao invés de um toco de linha em curto pode-se usar um toco em aberto, de comprimento adequado, chegando-se aos mesmos resultados. Na realidade o que se passa com a introdução do toco é o aparecimento de uma segunda onda refletida, a qual chega no ponto x em oposição de fase àquela refletida na terminação Z_L . Dessa forma, as ondas refletidas se cancelam no ponto x , e tudo se passa para o gerador como se a linha estivesse terminada na sua impedância característica nesse ponto. A **figura 6.6** ilustra o processo.

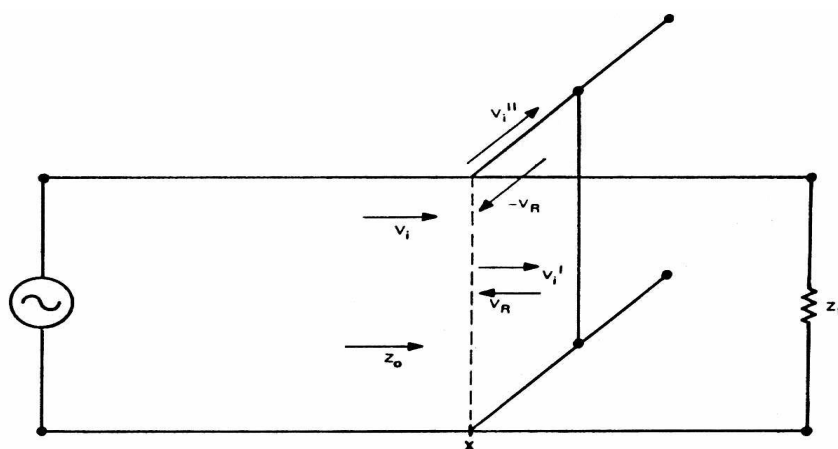


Figura 6. 15 – Cancelamento das ondas refletidas no toco e na carga.

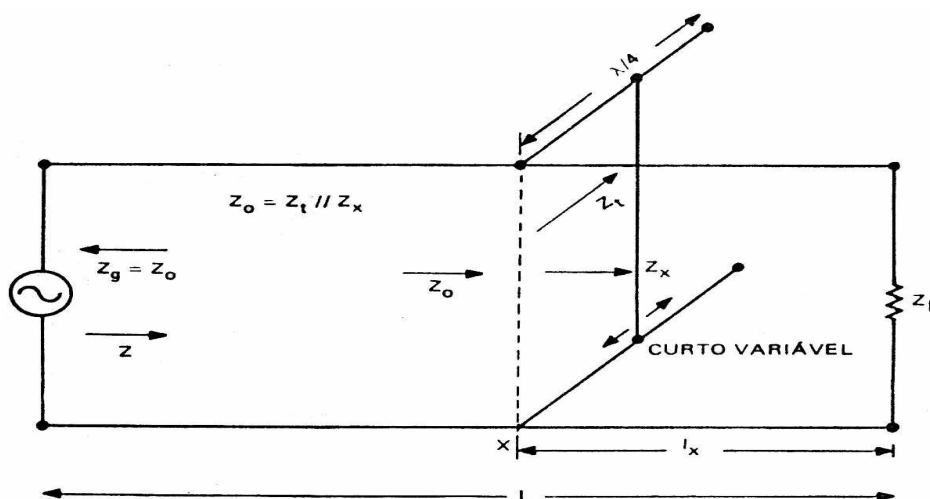


Figura 6. 16 – Utilização do toco de linha (stub) para casamento de impedância.

Para a solução dos problemas de casamento na linha utiliza-se um ábaco denominado *Carta de Smith* no qual se podem obter as distâncias l_x e de regulagem do curto, como funções de Z_0 , Z_L e do comprimento da onda (*freqüência*) do sinal fornecido pelo gerador.

6.4.3 – LINHA DE UM QUARTO DE COMPRIMENTO DE ONDA.

Um problema encontrado muitas vezes na prática consiste na ligação entre duas linhas de transmissão de impedâncias características diferentes Z_1 e Z_2 . Como mostra a **figura 6.17**.

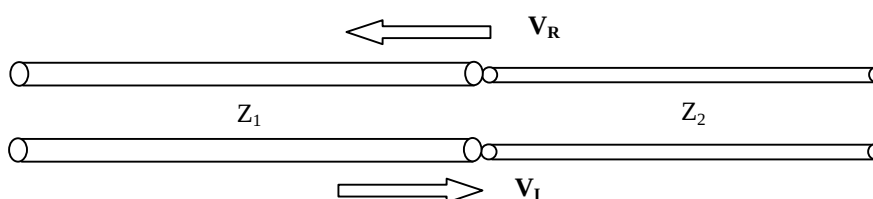


Figura 6. 17 – Ligação de linhas com impedâncias características diferentes.

Caso essas linhas fossem diretamente conectadas, apareceria uma onda refletida, de acordo com o coeficiente de reflexão:

$$\rho = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1} \quad (6.4)$$

A solução usual para se eliminar a onda refletida na primeira linha consiste em se intercalar entre as duas um trecho de uma terceira linha de transmissão, de comprimento igual a $\lambda/4$ e impedância característica $Z_0 = \sqrt{Z_1 Z_2}$, conforme mostra a **figura 6.18**.

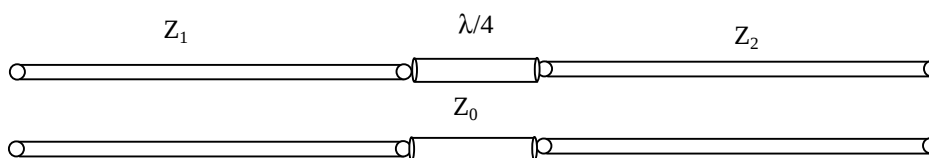


Figura 6. 18 – Casamento com linha de um quarto de comprimento de onda.

Pode-se mostrar que sendo a impedância característica da linha de comprimento $\lambda/4$ a média geométrica entre Z_1 e Z_2 , a impedância vista pela primeira linha passa a valer também Z_1 , eliminando portanto as reflexões da energia transmitida. Na verdade o

casamento obtido só é perfeito para um sinal de frequência específica na qual o pedaço de linha introduzido seja igual a $\lambda/4$ ou um número ímpar de $\lambda/4$, mas é aproximadamente obtido numa faixa de frequência em torno desse valor.

O conceito de linha de um quarto de comprimento de onda pode ser também utilizado para a realização do casamento entre o gerador e a carga, de acordo com a **figura 6.19**.

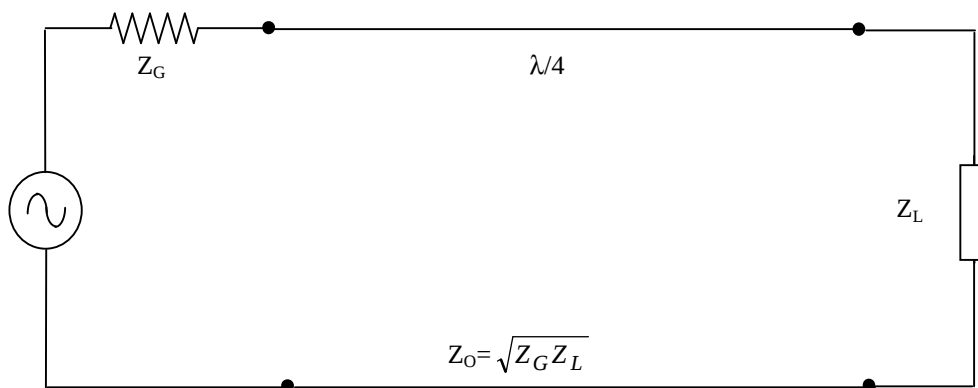


Figura 6. 19 – Casamento entre gerador e carga, usando linha de um quarto de comprimento de onda.

6.5 – O CABO COAXIAL.

O cabo coaxial é formado por dois condutores concêntricos separados por um dielétrico. Quando se usa o ar como dielétrico são colocados espaçadores para se manter um afastamento constante entre os dois condutores, como mostra a **figura 6.20**.

O condutor externo serve como blindagem e, como tal, é geralmente ligado à terra, dando origem a uma estrutura desbalanceada. O ar como dielétrico tem a vantagem de permitir a operação com potências maiores e com menores perdas, mas o sistema se torna muito rígido devido ao uso dos espaçadores.

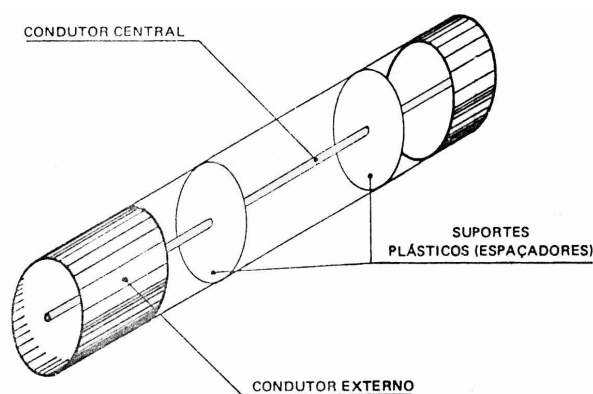


Figura 6. 20 – Cabo coaxial com dielétrico Ar.

Da mesma forma que na linha paralela, a impedância características do cabo é função das dimensões dos condutores (interno e externo). Embora o comportamento do sistema coaxial possa ser analisado satisfatoriamente em termos de tensões e correntes, é mais interessante abordá-lo sob o ponto de vista dos campos elétrico e magnético, a fim de fixar melhor o conceito necessário ao estudo posterior dos guias de onda.

Em qualquer ponto do espaço entre os condutores do coaxial, existe um campo elétrico entre o condutor positivo e o negativo. Em dado ponto a intensidade do campo elétrico é proporcional à tensão entre os condutores. Ainda, para uma certa seção a intensidade do campo é proporcional à distância entre o eixo do coaxial e o ponto em questão.

A **figura 6.21** mostra a distribuição do campo elétrico em um cabo coaxial num determinado instante, sendo que a intensidade do mesmo decresce à medida que aumenta a distância ao condutor central, e o campo mais intenso é representado pela tonalidade mais escura.

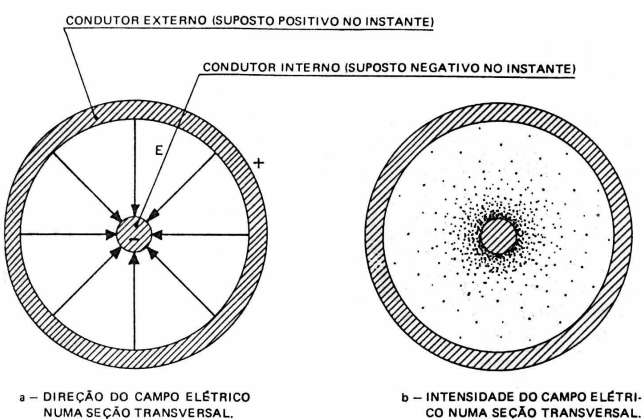


Figura 6. 21 – Campo elétrico no coaxial.

A direção do campo magnético é sempre tangente a um círculo cujo centro está no eixo do coaxial. Assim sendo, o campo magnético envolve o condutor interno. Em um dado ponto a intensidade do campo é proporcional ao fluxo de corrente nos condutores. Para um certo valor de corrente, a intensidade do campo decresce à medida que a distância ao condutor central aumenta. Se a direção da corrente for medida, a direção do campo magnético será invertida também, como mostra a **figura 6.22**.

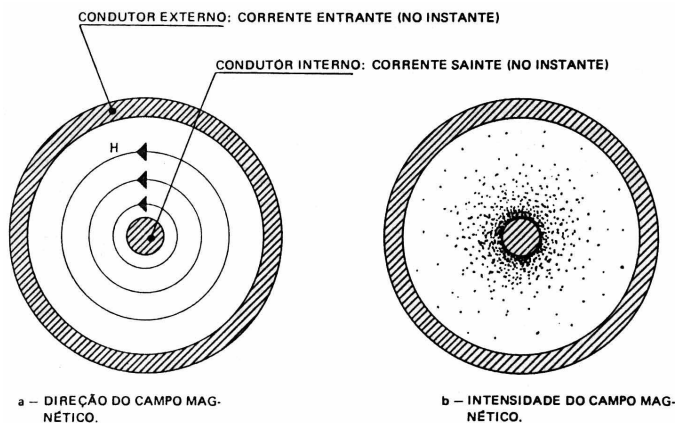


Figura 6. 22 – Campo magnético no coaxial.

A **figura 6.23** apresenta a combinação das configurações dos campos elétrico e magnético no coaxial. O sinal é transmitido em uma só direção, conforme indicado, estando representados os campos elétrico e magnético nos pontos de maior intensidade. Como no caso da linha paralela, entre dois pontos de maior intensidade e sentidos opostos existe um ponto onde os campos se anulam, olhando-se ao longo da linha em um dado instante.

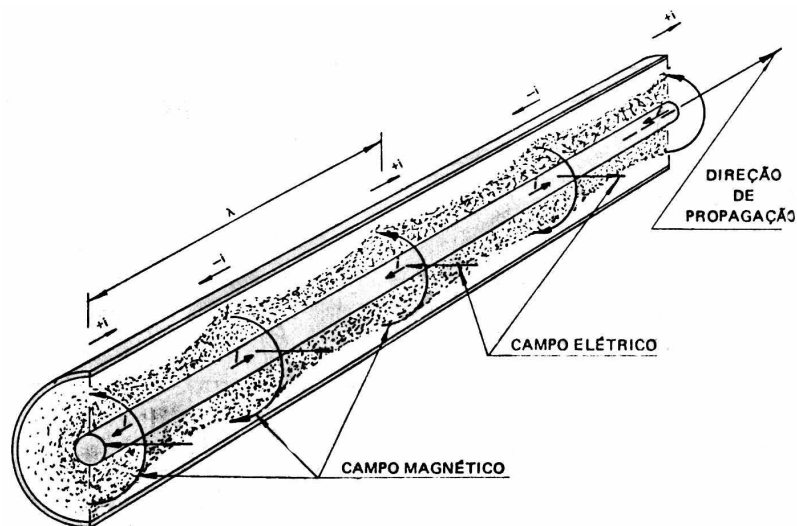


Figura 6. 23 – Composição dos campos elétrico e magnético no coaxial.

Os sinais e setas da **figura 6.23** indicam respectivamente as tensões e correntes no condutor externo. As tensões e correntes no condutor interno apresentam sinais contrários ao externo, em cada seção do coaxial. Num sistema ideal a tensão e a corrente estão em fase, e seus picos, em um dado ponto, ocorrem no mesmo instante, juntamente com a intensidade máxima dos campos, do mesmo modo acontecia na linha paralela. Na

figura 6.24 estão representados os campos elétrico e magnético ao longo de uma reta paralela ao eixo do cabo coaxial. Em qualquer outra reta interior ao coaxial e paralela ao eixo observa-se mesma configuração dos campos, tornando-se evidente que a onda eletromagnética ocupa todo o espaço entre os condutores, onde se propaga.

Os cabos coaxiais são encontrados na alimentação de antenas até nas frequências de microondas, sendo o limite prático de utilização da ordem de 2 GHz .

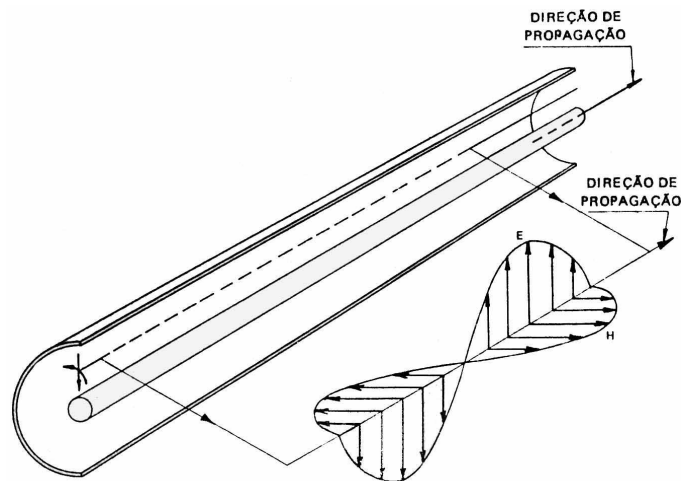


Figura 6. 24 – Propagação da onda no coaxial.

O conceito de impedância característica se aplica ao coaxial da mesma forma que à linha paralela. Nesse caso a expressão que fornece o valor de Z_0 vem a ser:

$$Z_0 = \frac{\eta}{2\pi} \ln\left(\frac{r_0}{r_i}\right)$$

onde:

$$\eta = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}}$$

sendo,

μ - permeabilidade magnética do dielétrico entre os condutores interno e externo do coaxial.

ϵ - permissividade elétrica do dielétrico entre os condutores interno e externo do coaxial.

$\ln$ – logaritmo neperiano.

r_0 e r_i - raio dos condutores externo e interno

A figura 2.25 ilustra os raios dos condutores de um cabo coaxial.

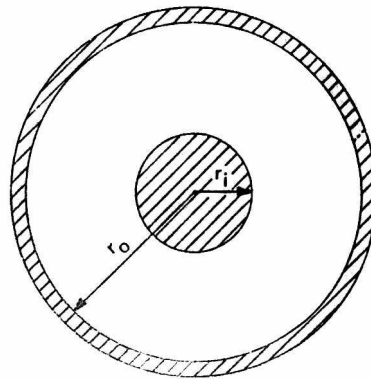


Figura 6. 25 – Determinação da impedância característica do coaxial.

Por exemplo, para um cabo coaxial de 75Ω , com dielétrico ar ($\eta = 120\pi$), devemos ter a relação $r_o/r_i = 3,5$ e, assim:

$$Z_0 = \frac{120\pi}{2\pi} \ln 3,5 = 60.1,25 = 75\Omega$$

Para um coaxial de 50Ω com isolamento de polietileno ($\eta = 248$) devemos ter a relação $r_o/r_i = 3,6$.

6.6 – TRANSFORMADOR BALANCEADO – NÃO BALANCEADO.

Em muitos casos, uma antena balanceada, como o dipolo de meia onda, é alimentada por uma linha não balanceada com a coaxial com malha ligada à terra, a fim de proporcionar blindagem contra irradiações. A função do transformador é permitir que a antena permaneça balanceada, apresentando o seu funcionamento normal.

A **figura 6.26** representa um transformador bastante empregado, chamado **bazooka**. Imediatamente antes da antena, o condutor externo passa a ser o de maior diâmetro, e de comprimento $\lambda/4$, formando-se na realidade, duas linhas coaxiais concêntricas. Para o sinal de radiofrequência existe alta impedância entre cada condutor interno e o externo, em virtude das propriedades da linha de quarto de onda. Assim, os condutores internos estarão igualmente isolados da terra existindo, porém, entre eles, a impedância normal da linha capaz de casar com a da antena. A estrutura se torna balanceada, pois os condutores internos apresentarão aproximadamente a mesma impedância para terra.

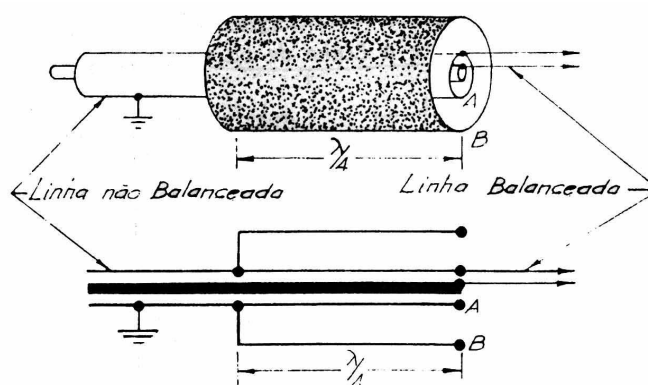


Figura 6. 26 – Transformador balanceado-não balanceado.

6.7 – O GUIA DE ONDA.

Embora a linha paralela e o cabo coaxial sejam estruturas capazes de guiar a propagação de uma onda eletromagnética, o termo **guia de onda** é reservado ao tipo de estrutura construída por um único condutor envolvendo um dielétrico. O guia de onda pode apresentar qualquer formato, mas os mais comuns são os que possuem seção reta circular, elíptica ou retangular, conforme ilustra a **figura 6.27**.

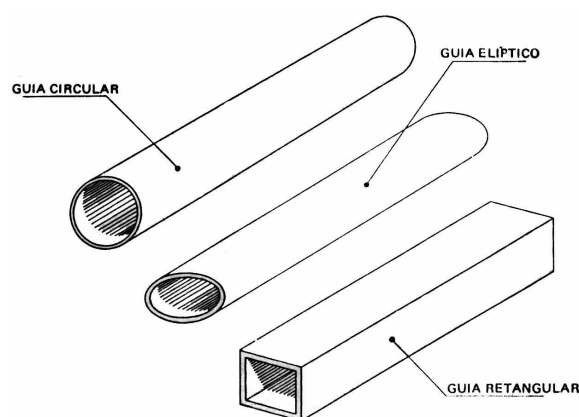


Figura 6. 27 – Guias de onda circular, elíptico e retangular.

As características do guia de onda circular são determinadas pelo diâmetro, medido na superfície interno do condutor. As características do guia de onda retangular são determinadas pelas suas dimensões: altura e largura, também medidas entre as superfícies internas correspondentes. A menor dimensão é considerada como altura, mesmo quando colocada paralela ao plano horizontal.

A maior vantagem do guia de onda sobre o cabo coaxial é de apresentar perdas muito mais baixas. Nas frequências de microondas a interação entre a onda guiada e os condutores do sistema de transmissão causa, nesses, fluxos de corrente que tendem à ficar confinados numa pequena região próxima à superfície.

No condutor interno do cabo coaxial, devido à sua menor superfície, a corrente encontra alta resistência, o que não ocorre no condutor externo, onde a superfície é muito maior. Conclui-se, pois, que o condutor central é o principal responsável pelas perdas e explica-se, assim, o fato das perdas no cabo coaxial serem maiores do que nos guias de onda, onde o condutor central não está presente.

6.7.1 – O GUIA DE ONDA CIRCULAR.

A propagação da onda no guia de onda circular pode se entendida a partir do estudo do coaxial, considerando-se a retirada do condutor central, e ainda as seguintes propriedades:

- na superfície de um condutor não pode haver campo elétrico paralelo à mesma (campo elétrico tangencial nulo);
- na superfície de um condutor não pode haver campo magnético perpendicular à mesma (campo magnético normal nulo).

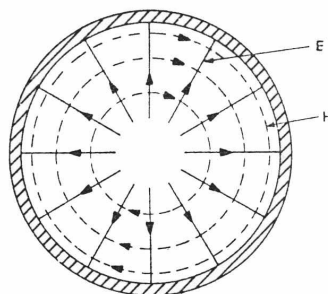


Figura 6. 28 – Representação dos campos no guia de onda circular. Modo TE. Corte transversal

Na verdade existem várias configurações possíveis dos campos no guia de onda circular, sendo, entretanto interessante analisar inicialmente a configuração mais próxima do sistema coaxial, a qual apresenta propriedades de simetria, e pode ser facilmente obtida com base nas figuras já mostradas de campo elétrico e magnético no cabo coaxial. Nessa configuração, chamada de *TM*, os campos aparecem como mostrados na **figura 6.28** onde são verificadas as propriedades citadas anteriormente.

Na **figura 6.29** é apresentado um corte transversal, sendo a direção do campo elétrico representada pela linha cheia. O campo magnético (linha tracejada) é mais intenso à medida que se aproxima das paredes do guia, o que é representado pela aproximação das curvas tracejadas.

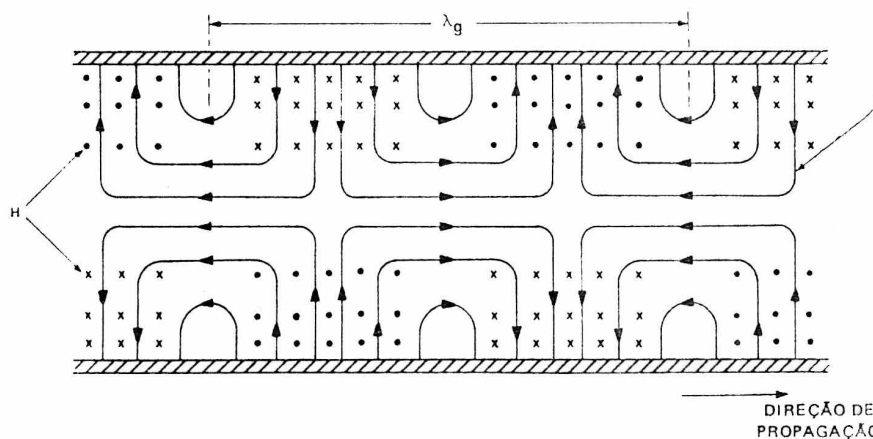


Figura 6. 29 – Representação dos campos no guia circular. Modo TE. Corte longitudinal.

Na **figura 6.29** estão representadas as distribuições dos campos elétrico e magnético, num corte longitudinal. A cruz (x) indica o campo **H** penetrando no plano de corte e o ponto (.) o campo emergindo deste plano. Ao longo do guia de onda, as propriedades periódicas como inversão de sentido dos campos e distância entre pontos de intensidade máxima estão relacionadas a um parâmetro (λ_g) chamado de comprimento de onda no guia, cujo valor é diferente do comprimento de onda no espaço livre (λ). Para o guia de onda circular, com a distribuição de campos apresentada nas figuras acima, o valor de λ_g é função do raio interno do guia (a), e do comprimento de onda no espaço livre, podendo ser expresso por:

$$\lambda_g = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2,6a}\right)^2}}$$

Como pode se observar na **figura 6.29** o sentido bem como a intensidade do campo elétrico (e também magnético) se repetem a cada λ_g .

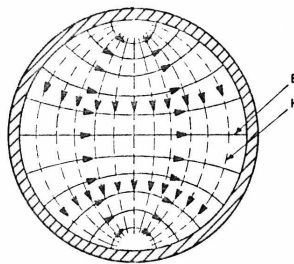


Figura 6. 30 – Representação dos campos no guia de onda circular – Corte transversal.

Existe ainda uma outra configuração possível dos campos no guia circular, de particular interesse, a qual é apresentado na **figura 6.30**.

Conforme pode se observar as condições básicas de campo magnético tangencial e campo elétrico normal nulos também são respeitadas aqui.

Esta configuração é bastante importante, porque, como será visto adiante, se assemelha muito à distribuição dos campos no guia de onda retangular, no seu modo principal de programação.

Para esse tipo de configuração o comprimento de onda no guia (λ_g) é expresso por:

$$\lambda_g = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{3,4a}\right)^2}},$$

sendo a o raio interno do guia.

A esse modo de propagação se dá o nome de TE_{11} , já que o campo elétrico apresenta apenas componente transversal, variando segundo a posição angular θ e o raio ρ , desde um valor máximo no eixo vertical da seção reta ($\theta = 90^\circ$) até se anular para $\theta = 0^\circ$ e $\rho = a$, como é mostrado na **figura 6.32**.

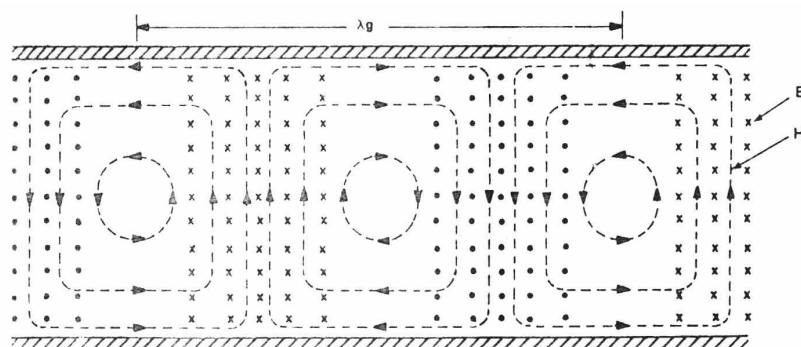


Figura 6. 31 – Representação dos campos no guia de onda circular – Modo TM, Corte longitudinal.

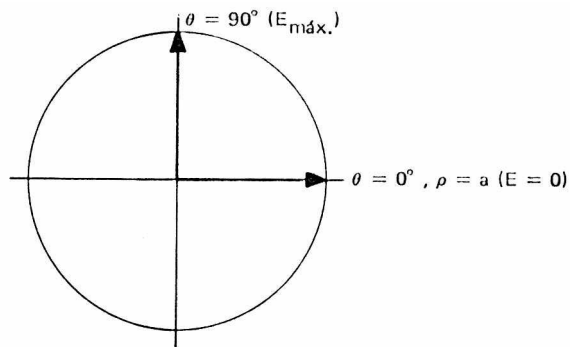


Figura 6. 32 – Designação do modo *TE*.

Pode-se constatar que nos dois modos de propagação apresentados para o guia circular não existe um plano de polarização preferencial para a onda. Este fato permite a utilização dos guias de onda circulares em sistemas com dupla polarização vertical e horizontal, os quais serão estudados adiante.

6.7.2 – O GUIA DE ONDA ELÍPTICO.

A **figura 6.33** apresenta o aspecto do guia de onda elíptico, bem como a distribuição dos campos no mesmo, dentro do modo usual como é empregado.

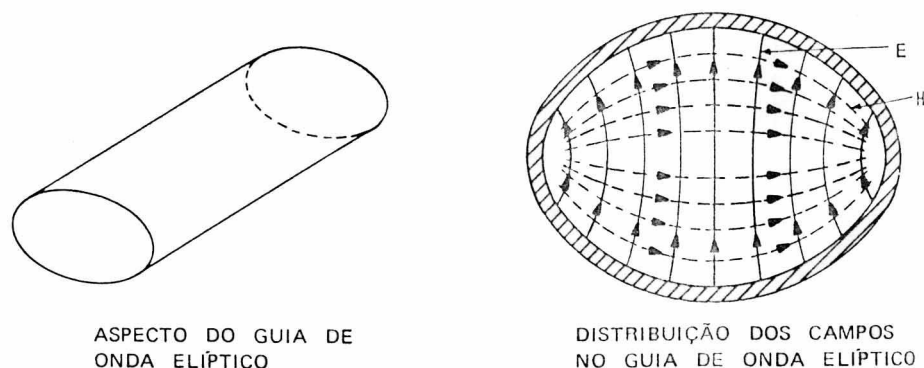


Figura 6. 33 – Guia de onda elíptico.

Conforme se pode observar, a distribuição do campo elétrico no guia elíptico já apresenta um plano preferencial de polarização (no caso, segundo o eixo menor).

Os guias elípticos são muito usados em curvas do sistema de guia de onda, por se constituírem estruturas mais flexíveis que as demais.

Um tipo de onda elíptico muito usado é o mostrado na **figura 6.34**. As paredes do guia são construídas de cobre. Envolvendo-o temos uma camada de polietileno, que tem as funções de proteção e isolamento.

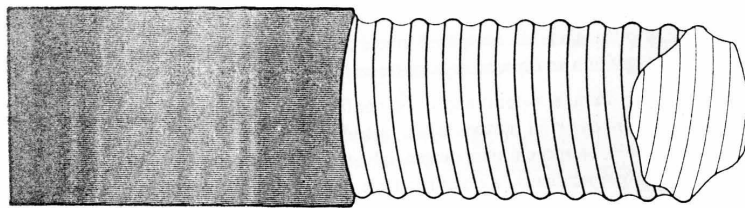


Figura 6.34 – Guia de onda flexível.

Devido ao aspecto helicoidal da superfície condutora ele é também chamado de guia de onda corrugado. É comumente utilizado na parte externa do circuito de guia de onda, ou seja, com este tipo de guia se faz normalmente o percurso de subida na torre até o alimentador da antena, como será visto adiante.

6.7.3 – GUIA DE ONDA RETANGULAR.

6.7.3.1 – DISTRIBUIÇÃO DOS CAMPOS.

Como já mencionado anteriormente, as características do guia de onda retangular são determinadas por suas dimensões internas. Conforme mostra a **figura 6.35**, as paredes maiores são denominadas superfícies superiores e inferiores, as menores são chamadas de lados. Da mesma forma que no guia circular, são várias as configurações possíveis para os campos no guia de onda retangular, existindo, entretanto uma mais importante e mais utilizada, que é apresentada na **figura 6.36**, e corresponde ao modo TE_{10} , (campo elétrico transversal, apresentando apenas um ciclo de variação, segundo a largura a).

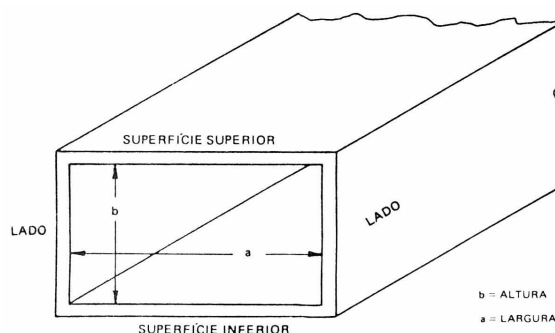


Figura 6.35 – Características do guia de onda retangular.

Na **figura 6.36** a linha cheia representa o campo elétrico e a tracejada o campo magnético. A intensidade do campo elétrico é proporcional à densidade das retas, e a do campo magnético ao espaçamento entre as linhas tracejadas. Para a determinação da configuração anterior são também consideradas as propriedades já apresentadas, quando do

estudo do guia circular que afirmam ser nulo o campo elétrico tangencial à superfície condutora e também o campo magnético perpendicular a essa superfície.

Aqui também existe um comprimento de onda no guia (λ_g) diferente do comprimento de onda no espaço livre (λ), expresso por:

$$\lambda_g = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}},$$

sendo a largura do guia.

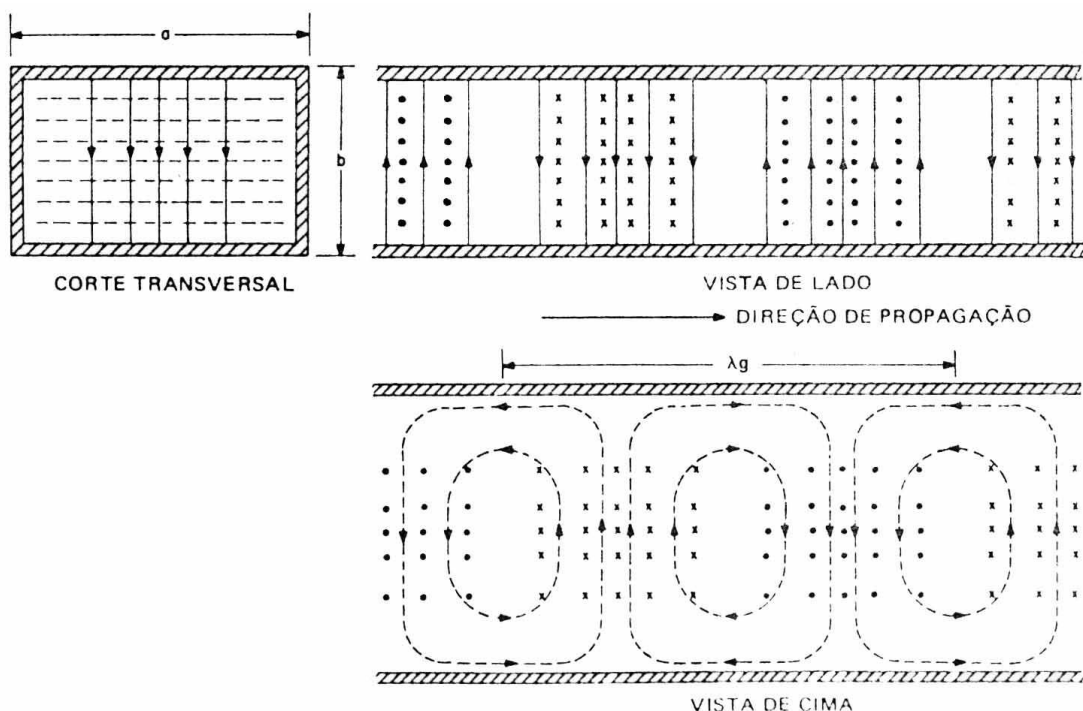


Figura 6. 36 – Configuração dos campos no guia de onda retangular. Modo TE.

É interessante observar que no centro do guia a onda resultante tem os campos elétrico e magnético transversais à direção de propagação, como uma onda no espaço. Próximo das paredes estes campos diminuem de intensidade até se anularem nelas. Aparece, no entanto uma região, um campo magnético na mesma direção de propagação, o qual se anula no centro do guia. Este último campo não existe quando a onda se propaga no espaço e é consequência do seu confinamento no interior do guia.

6.7.3.2 – ANÁLISE DO MECANISMO DE PROPAGAÇÃO.

A propagação no guia retangular se processa na realidade através de reflexões, nas paredes laterais, de uma onda plana, polarizada verticalmente, conforme ilustra a **figura 6.37**.

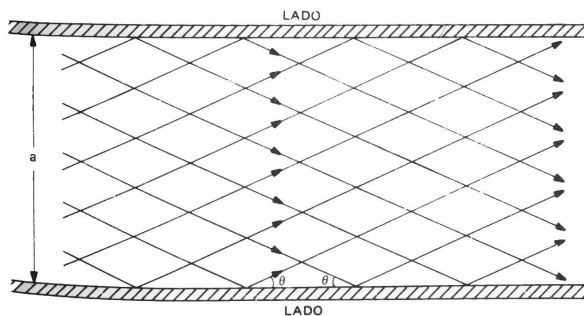


Figura 6. 37 – Mecanismo de propagação no guia retangular.

A onda plana sofre reflexões apenas nas superfícies laterais, tendo seu trajeto paralelo às superfícies inferior e superior do guia, sendo que o comprimento desta onda plana é o mesmo do espaço livre, $\lambda = V_{\text{luz}} / f$, onde V_{luz} é a velocidade da luz (3×10^8 m/s). O ângulo θ , formado pela direção de propagação com as paredes laterais, não é um ângulo arbitrário. Para chegarmos à sua expressão, consideremos o esquema simplificado da **figura 6.38**.

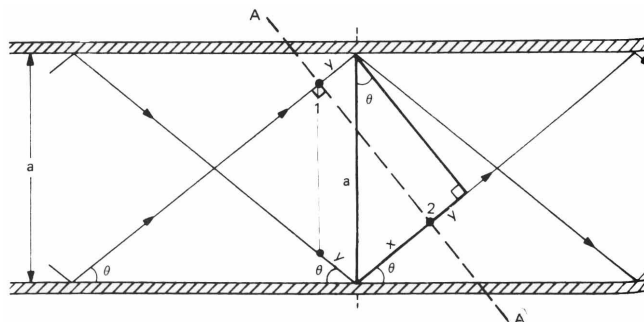


Figura 6. 38 – Determinação do ângulo (teta).

Desde que AA' corresponde a uma frente de onda (perpendicular à direção de propagação), nos pontos 1 e 2 devemos ter a mesma fase da onda que se propaga através de sucessivas reflexões. Assim sendo, a diferença de percurso, responsável pela defasagem entre os pontos 1 e 2, deverá ser um múltiplo de $\lambda/2$.

Essa diferença de percurso vem a ser a soma das distâncias x e y . Essa soma $(x+y)$ constitui, no triângulo retângulo desenhado com traço forte, o cateto oposto ao ângulo θ . Logo a condição de fases idênticas será expresso por:

$$x + y = m \cdot \lambda / 2$$

(com m inteiro positivo, para termos a diferença de percurso múltipla de $\lambda/2$).

Como $x + y = a \cdot \sin(\theta)$, resulta:

$$a \cdot \sin(\theta) = m \cdot \lambda / 2 \text{ ou } \sin(\theta) = m \frac{\lambda}{2} \cdot \frac{1}{a}.$$

Na realidade, quando $m = 1$, e $\sin(\theta) = \lambda / 2a$, temos o modo de propagação mais simples e usual (TE), que corresponde à distribuição dos campos anteriormente estudados. Quando $m > 1$ obtemos outros modos de propagação, com distribuições de campos mais complexas.

6.7.3.3 – FREQUÊNCIA DE CORTE (F_c).

Voltando ao estudo da determinação do ângulo θ , podemos verificar que no caso de $\theta = 90^\circ$, a onda incide perpendicularmente às superfícies laterais, sendo refletida também na direção perpendicular. Nesse caso a energia da onda se perde nas reflexões, não havendo propagação segundo o eixo do guia. Desde que $\theta = \lambda/2a$, temos, para $\theta = 90^\circ$, $\lambda=2a$. Do exposto, pode-se concluir que para possibilitar a propagação ao longo do guia devemos ter $\theta < 90^\circ$, resultando na condição $\lambda < 2a$. Baseado nessa condição define-se o parâmetro $\lambda_c = 2a$, chamado de comprimento de onda de corte, sendo que os sinais de comprimento de onda $\lambda < \lambda_c$ podem se propagar no guia retangular de largura a .

Ao comprimento de onda de corte λ_c está associado a frequência de corte

$$f_c = \frac{V_{luz}}{\lambda_c}$$

sendo esta a menor frequência para a qual a energia é transportada pelo guia, ou seja, a propagação só ocorre se $f > f_c$, onde f é a frequência do sinal entregue ao guia de onda. Conclui-se então que um guia de onda retangular é um filtro passa-altas.

Vale aqui ressaltar que para o guia de onda circular anteriormente estudado também é válido o conceito de comprimento de onda de corte (λ_c), sendo que para o modo de propagação TM $\lambda_c=2,6a$ e para o modo TE $\lambda_c=3,4a$, sendo a o raio interno do guia circular.

6.7.3.4 – COMPRIMENTO DE ONDA NO GUIA (λ_g).

Conforme citado anteriormente, os valores dos campos elétrico e magnético se repetiam ao longo do guia, segundo um comprimento de onda,

$$\lambda_g = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}}$$

À luz do mecanismo de propagação apresentado, podemos interpretar melhor o significado do parâmetro λ_g . Consideremos a figura 2.39 e AA' e BB' como sendo duas frentes de onda distanciadas de λ de espaço livre (perpendiculares à direção de propagação da onda que se reflete nas paredes laterais). Dessa forma nos pontos A₁ e B₁ temos valores iguais dos campos *E* e *H*. Desde que B₂ se encontre sobre a mesma frente de onda que B₁, esses mesmos valores estão presentes em B₂. Isto significa que na direção do guia de onda (horizontal), os valores dos campos se repetem de acordo com a distancia A₁B₂, ou seja, de acordo com uma distância,

$$\lambda_g = \frac{\lambda}{\cos(\theta)}$$

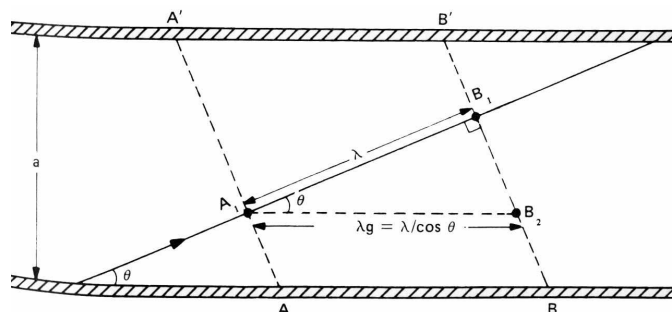


Figura 6.39 – Comprimento de onda no guia.

Para mostrarmos agora que essa expressão de λ_g corresponde àquela já apresentada anteriormente, basta lembrarmos que $\sin(\theta) = \lambda / 2a$, e assim:

$$\lambda_g = \frac{\lambda}{\cos(\theta)} = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - \sin^2(\theta)}} = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}}$$

A expressão do comprimento de onda no guia (λ_g) pode ainda ser expressa em função do comprimento de onda de corte λ_c , desde que $\lambda_c = 2a$, e, portanto

$$\lambda_g = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_c}\right)^2}}$$

λ - comprimento de onda no espaço livre

λ_g - comprimento de onda no guia

λ_c - comprimento de onda de corte

Essa relação é válida também para o guia de onda circular, conforme se pode verificar pelo anteriormente exposto.

Dos conceitos apresentados podemos concluir então que um sinal de comprimento de onda λ ao penetrar num guia de onda sofre reflexões nas paredes laterais, se propagando no interior do guia, desde que λ seja menor que λ_c (comprimento de onda de corte). Como resultado surge uma nova onda, denominada *onda guiada*, que se desloca ao longo do guia, e com comprimento de onda $\lambda_g > \lambda$.

6.7.3.5 – VELOCIDADE DE FASE (V_F).

Conforme se pode observar na figura 2.40, a qual é bastante semelhante à já estudada anteriormente, enquanto a onda plana se desloca com velocidade V na direção A_1B_1 , tudo se passa como se a onda guiada se deslocasse ao longo do guia (direção A_1B_2) com velocidade $V/\cos(\theta)$. Na verdade esta velocidade corresponde àquela com a qual um observador teria que se deslocar ao longo do guia de modo a estar sempre vendo a mesma fase dos campos (permanecendo sobre a mesma frente de onda), sendo chamada de velocidade de fase (V_f).

Desde que $V_f = V/\cos(\theta)$, a velocidade de fase será sempre maior ou igual à velocidade da onda plana (V). No caso normal, em que não existe um dielétrico diferente do ar no interior do guia, a velocidade da onda plana (V) é igual à velocidade da luz, resultando então em $V_f >$ velocidade da luz.

Na realidade isto pode ser facilmente entendido, se lembrarmos que a velocidade de fase é apenas uma velocidade aparente, sendo a energia transportada pela onda plana que se

reflete, com velocidade V . Conforme já visto anteriormente, o ângulo θ da normal à frente de onda plana com as paredes laterais do guia é definido por: $\sin(\theta) = \frac{\lambda}{2a}$, resultando em :

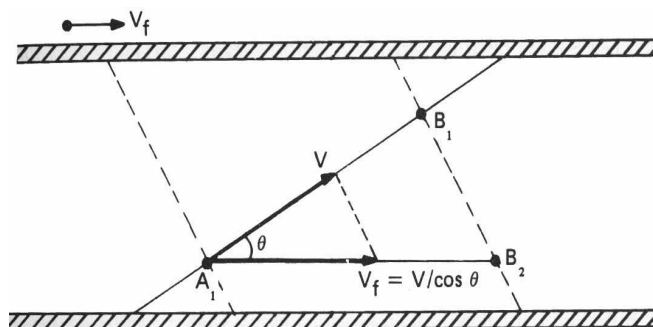


Figura 6.40 – Conceito de velocidade de fase

$$\cos(\theta) = \sqrt{1 - \sin^2(\theta)} = \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}$$

Dessa forma temos:

$$V_f = \frac{V}{\cos(\theta)} = \frac{V}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}} = \frac{V}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_c}\right)^2}}$$

Pode-se observar desta expressão que para $\lambda = \lambda_c$ (comprimento de onda de corte) V_f se torna infinita ($\theta = 90^\circ$) indicando que a onda plana se reflete perpendicularmente às paredes laterais do guia, conforme já citado.

6.7.3.6 – DIMENSÕES DOS GUIA DE ONDA RETANGULAR.

A fim de fornecer uma idéia das dimensões dos guias de onda retangulares utilizados na prática, a tabela a seguir fornece os valores de largura (a) e altura (b) (dimensões internas) de guias, para várias faixas de frequência de microondas.

Pode-se observar, da análise da tabela, que a altura b vem a ser, em geral, da ordem da metade do valor da largura a , sendo essa relação ($b = a/2$) exata em alguns casos, como por exemplo para a faixa de 4,90 a 7,05 GHz. Em qualquer caso deve-se ter o comprimento de onda λ associado à frequência inferior da faixa obedecendo à relação $\lambda < 2a$, para permitir a propagação do sinal.

6.7.4 – EXCITAÇÃO DE GUIAS DE ONDA.

Para que seja possível a propagação de uma onda dentro de uma das possíveis configurações de campos permitidas pela geometria do guia, torna-se necessário que se lance mão de dispositivos que excitem nesse guia o modo desejado, a partir da energia de microondas produzida por um gerador. Através da análise da distribuição dos campos no guia é que se chega às formas de excitação de um determinado modo. Basicamente existem duas formas de se realizar a excitação.

Faixa de Frequência (GHz)	Dimensões internas (mm) ($a \times b$)
18,00 – 26,50	10,668 x 4,318
12,40 – 18,00	15,799 x 7,899
10,00 – 15,00	19,050 x 9,525
8,20 – 12,40	22,860 x 10,160
7,05 – 10,00	28,449 x 12,624
5,85 – 8,20	34,849 x 15,799
4,90 – 7,05	40,386 x 20,193
3,95 – 5,85	47,549 x 22,149
3,30 – 4,90	58,166 x 29,083
2,60 – 3,95	72,136 x 34,036
2,20 – 3,30	86,360 x 43,180
1,70 – 2,60	190,220 x 54,610

6.7.5 – ACOPLAMENTO ELÉTRICO.

Nesse caso introduz-se uma sonda (antena excitadora) no interior do guia, na direção do campo elétrico, em um ponto onde esse campo seja máximo. A **figura 6.41** apresenta a forma de excitação do modo TE no guia retangular, através de acoplamento elétrico.

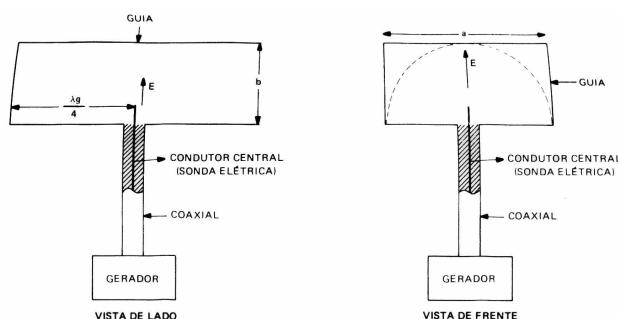


Figura 6.41 – Excitação por acoplamento elétrico.

6.7.6 – ACOPLAMENTO MAGNÉTICO.

O acoplamento magnético é realizado introduzindo-se no guia o condutor com extremidade em arco, num plano perpendicular ao campo magnético, num ponto onde este seja máximo. A **figura 6.42** apresenta a forma de excitação do modo TE , no guia retangular, através de acoplamento magnético.

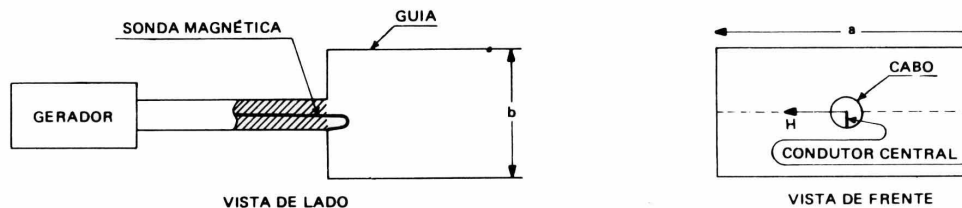


Figura 6.42 – Excitação por acoplamento magnético.

6.7.8 – TERMINAÇÃO E ONDA ESTACIONÁRIA NO GUIA.

Nos guias de onda, da mesma forma que nas linhas paralelas, são formadas ondas estacionárias quando esses são ligados a uma carga qualquer, por exemplo, um receptor ou um sistema de antena. Para se entender melhor a formação da onda estacionária no guia é interessante analisarmos inicialmente os conceitos ligados a impedância característica e terminação para os guias de onda.

6.7.9 – IMPEDÂNCIA CARACTERÍSTICA NO GUIA DE ONDA.

A impedância numa linha de transmissão era definida, para qualquer ponto como a relação da tensão entre os condutores e a corrente em um deles, neste ponto. Quando do estudo do cabo coaxial foi ressaltado que existe um relacionamento entre intensidade do campo elétrico e tensão, bem como entre intensidade do campo magnético e corrente, em qualquer ponto do cabo. Assim sendo, o campo elétrico é proporcional à tensão e o campo magnético é proporcional à corrente, de forma que, para qualquer ponto, a relação V/I corresponde à relação E/H . Dessa forma a impedância característica em um ponto qualquer do cabo coaxial pode ser também definida com o a relação entre os valores de E e H nesse ponto.

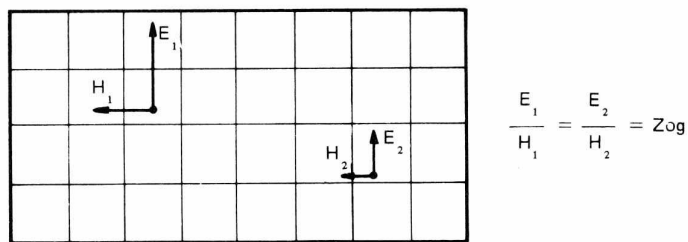


Figura 6.43 – Conceito de impedância característica no guia de onda.

A impedância característica no guia de onda vem a ser a relação entre as componentes transversais dos campos elétrico e magnético, quando da ausência de reflexões nos terminais do guia. Tomando-se uma seção transversal qualquer do guia de onda, como na **figura 6.43**, a relação E/H é constante para todos os pontos da seção e igual à impedância característica Z_{og} , embora os valores de E e H variem de ponto a ponto.

Ainda, para qualquer seção do guia sem reflexões nos terminais temos o mesmo valor de Z_{og} . É importante observar, entretanto, que cada modo de propagação no guia apresenta sua própria impedância característica, já que as configurações dos campos diferem de um modo para outro. Conforme já citado, os campos longitudinais não influenciam na determinação da impedância característica, somente os transversais, os quais são os responsáveis pelo transporte da energia ao longo do guia.

6.7.10 – TERMINAÇÃO DO GUIA DE ONDA.

Nos guias de onda, além dos possíveis descasamentos com a antena e o receptor, caso estes apresentem impedâncias diferentes de Z_{og} , ocorre também a formação de ondas estacionárias por outros motivos, como por exemplo variações nas dimensões do guia ou falta de acoplamento perfeito entre duas seções de guia de onda.

Em muitas aplicações práticas, torna-se necessário terminar o guia de forma adequada, através do que se chama uma carga casada, do mesmo modo que se coloca ao final de uma linha uma impedância igual a sua impedância característica.

A **figura 6.44** apresenta os tipos mais comuns de cargas casadas utilizadas em terminações.

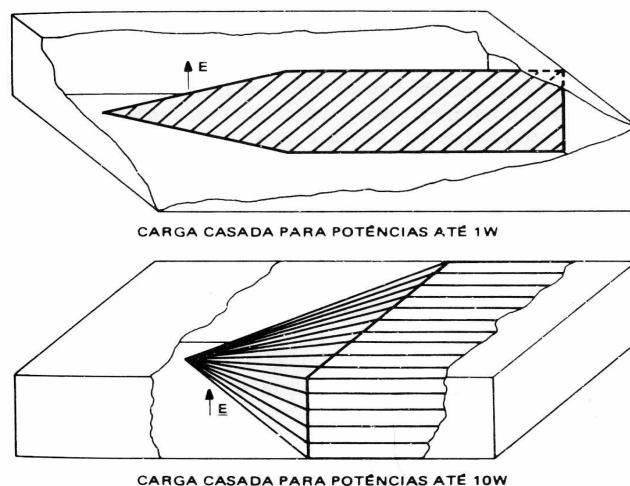


Figura 6.44 – Cargas casadas para guias de onda.

Para pequenas potências coloca-se uma placa de dielétrico, recoberta de grafita, segundo o eixo longitudinal do guia. O campo elétrico é paralelo à placa e induz na sua superfície de grafita correntes que provocam a dissipação da energia incidente. Para maiores potências utiliza-se uma espécie de cunha, constituída também por um dielétrico recoberto de grafita. Nesse caso, devido à maior potência, necessita-se de uma maior superfície de dissipação. A fim de que haja um bom casamento com a utilização dessas cargas, é necessária que se minimize ao máximo a reflexão da energia na terminação. Por essa razão as cargas casadas apresentam o formato de cunha anteriormente citado, o qual não introduz variações bruscas na geometria do guia minimizando o problema de reflexão.

Isto pode ser mais bem compreendido através de uma analogia: caso se faça uma barragem vertical numa praia, as ondas se quebram com violência, retornando com intensidade ao mar. Se a praia apresenta uma forma suave, com ligeira inclinação na linha de arrebentação, quase não se percebe o fenômeno de refluxo das águas. No primeiro caso a barragem produz forte reflexão nas ondas do mar. No segundo caso, sendo suave o obstáculo, a energia das ondas é absorvida sem reflexão.

O conceito de transferência de impedância ao longo do guia é semelhante ao estudado na linha de transmissão desde que raciocinemos com os campos E e H ao invés de tensões e correntes. Assim, caso se faça uma experiência de colocar uma tampa metálica condutora na extremidade de um guia, pode-se constatar que toda a onda será refletida, a semelhança da linha em curto. Na tampa metálica o campo elétrico tangencial é nulo, e o campo magnético é máximo, do mesmo modo que na extremidade da linha em curto a

tensão é nula e a corrente é máxima. A uma distância λ_g da tampa metálica vão se repetir os mesmos valores de E e H da extremidade *curto circuitada* do guia. Pode-se usar o mesmo raciocínio para o guia aberto; trocando-se, neste ponto, os valores para E e H ($E_{máx.}$ e $H = 0$).

Se agora o guia for terminado numa carga diferente de sua impedância característica Z_{og} , as mesmas propriedades verificadas no estudo de transferência de impedância na linha são constatadas, considerando-se o comprimento de onda no guia λ_g , isto é, esta impedância da carga se reflete ao longo do guia a cada comprimento igual a λ_g .

Existe também aqui a possibilidade de se realizar o casamento, através de estruturas de sintonia com função semelhante ao toco da linha, algumas das quais serão estudadas mais adiante.

6.8 – MEDIDA DA RELAÇÃO DE ONDA ESTACIONÁRIA (ROE).

Uma maneira usual de se medir o valor da ROE é através da utilização de um conjunto chamado de *detetor de onda estacionária*, cujo aspecto é mostrado na figura 2.45.

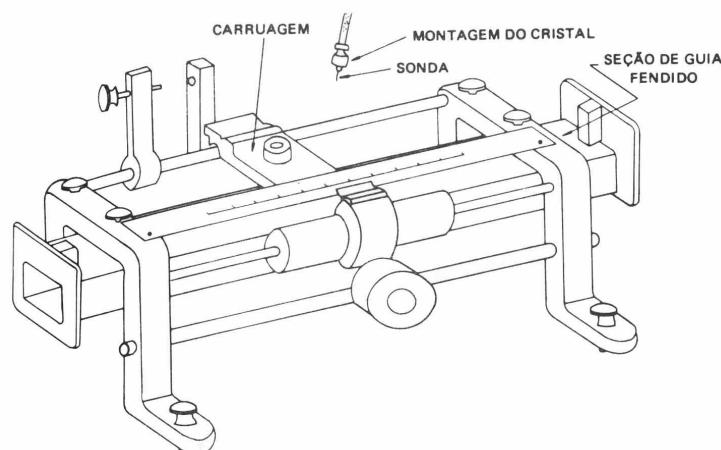


Figura 6.45 – Detetores de onda estacionária.

Este é um sistema que, pela detecção do campo elétrico, permite o levantamento do diagrama de onda estacionária segundo o eixo principal do guia. Ele se compõe essencialmente das seguintes partes:

- Seção de guia fendido
- Carruagem.
- Sonda elétrica.
- Detetores a cristal.

A seção fendida é um guia de onda que possui como característica básica uma fenda longitudinal frezada em sua superfície, e localizada de modo a não perturbar a distribuição desse campo, como mostra a **figura 6.46**.

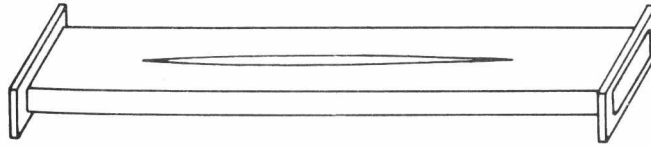


Figura 6.46 – Seção do guia fendido.

Além disso, a fenda é afilada em suas extremidades, conforme mostra a **figura 6.46**, a fim de evitar a introdução de descontinuidade bruscas. A sonda elétrica, que consiste de um pequeno bastão metálico, operando como uma antena, se encontra ligada diretamente a um detetor a cristal. Este detetor, por sua vez, é colocado numa montagem especial. O conjunto assim formado pode ser deslocado longitudinalmente por meio da carruagem. Para se conseguir uma melhor indicação na detecção, deve-se inserir a sonda com uma profundidade conveniente na fenda. Entretanto, uma penetração poderá ocasionar perturbação na distribuição dos campos da onda estacionária, mascarando o valor da medida. Existe, portanto um compromisso entre a profundidade de penetração da sonda e sensibilidade do sistema de detecção. A **figura 6.48** mostra a ação da sonda que é introduzida na fenda.

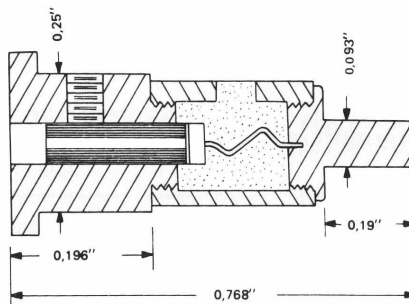


Figura 6.47 – Estrutura do cristal detetor.

O sinal induzido na sonda é detectado por um diodo a cristal. Este dispositivo consta essencialmente de um material semiconductor, usualmente silício ou germânio, contra o qual é pressionado um fio de tungstênio afilado, como ilustrado na **figura 6.47**.

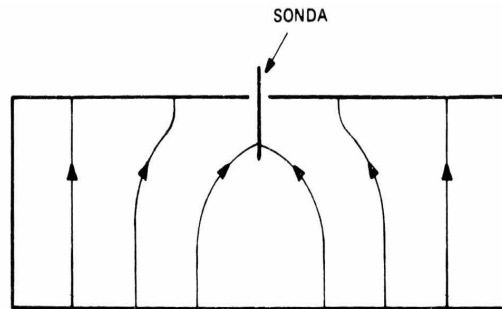


Figura 6.48 – Ação da sonda introduzida na fenda.

A **figura 6.50** indica a característica de corrente em função da tensão de um cristal típico, podendo-se observar que, dentro de certos limites, a resposta da corrente é aproximadamente quadrática em relação à tensão, ou seja, a corrente da saída é proporcional ao quadrado da tensão (e do campo, portanto) ou proporcional à potência no detetor.

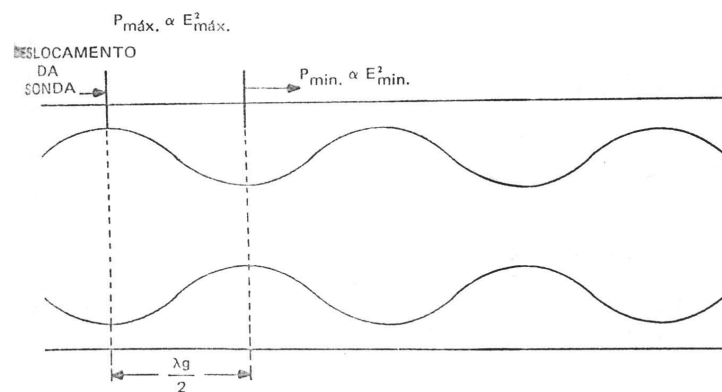


Figura 6.49 – Medida da ROE.

Em princípio, a medida da *ROE* com a seção fendida é bastante simples. Consiste basicamente em introduzir a sonda na fenda, e deslocá-la longitudinalmente, de modo a se registrar os valores máximo e mínimo de potência de onda estacionária, que estarão associados aos pontos de máximo e mínimo do campo elétrico correspondente à onda estacionária (pontos estes distanciados de $\lambda/2$). A **figura 6.49** ilustra o procedimento. Conforme já estudado anteriormente, temos a equação:

$$ROE = \frac{|V_{\max}|}{|V_{\min}|} = \frac{E_{\max}}{E_{\min}} = \frac{\sqrt{P_{\max}}}{\sqrt{P_{\min}}}$$

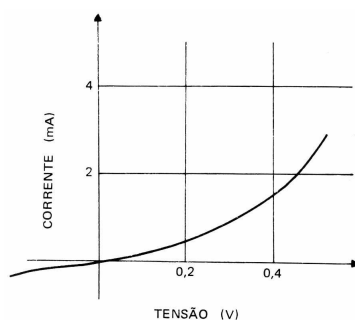


Figura 6.50 – Característica de tensão versus corrente de um cristal.

Desde que a corrente de saída do cristal é proporcional à potência, caso se utilize um medidor que funciona de forma a registrar valores proporcionais à raiz quadrada da corrente (de tensão desenvolvida por essa corrente), pode-se ter diretamente a relação de onda estacionária. Esse processo de medida é utilizado principalmente em testes de laboratório, não sendo empregado em medidas nos sistemas de microondas implantadas, por não existir na estrutura, seções de guia fendido. Entretanto seu estudo facilita a compreensão de vários aspectos relacionados ao problema de onda estacionária no guia de onda.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS:

- 1 – **Ondas Eletromagnéticas**. Diniz, A.B., Freire, G.F.O. Rio de Janeiro. Livros Técnicos e Científicos Editora. 1973.
- 2 – **Sistemas Radiovisibilidade**. Barradas, O.C.M., Silva, G.V.F. Rio de Janeiro. Livros Técnicos e Científicos Editora – Litec. 2º Edição. 1978. 845 pp.
- 3 – **Antenas e Propagação**. Embratel. Rio de Janeiro. 4º Edição. 1974. 167 pp.
- 4 – **Rádio Propagação**. Smit, J. São Paulo. Ed. Érica. 1987. 138 pp.
- 5 – **Ondas e Antenas**. Smit, J. São Paulo. Livros Érica Ltda. 2º Edição. 1988. 302 pp.
- 6 – **Projetos de Sistemas de Rádio**. Miyoshi, E.M., Sanches, C.A. São Paulo. Ed. Érica. 2000. 536 pp.
- 7 – **Sistemas de Rádio Enlaces Digitais**. Siemens. São Paulo. 1989.
- 8 – **Curso Básico Rádio Digital Terrestre**. Coimbra, E.T., Almeida, L.M.L. Rio de Janeiro. 2º Edição. 1999.
- 9 – **Curso sobre Sistemas Irradiantes**. Nóbrega, A.P., Ávila, F., Soares, M.D. São Paulo. 1998.