

Processamento de sinais I

Primeira versão 2005.2

Favor me comunicar os erros que encontrar!

Prof. Antônio Carlos

Os detectores de radiação fornecem uma variedade de informação sobre as partículas detectadas na forma de sinais elétricos. De modo a extrair esta informação, os sinais devem ser processados por um sistema eletrônico.

Terminologia

A codificação da informação em eletrônica nuclear é geralmente realizada na forma de sinais. A informação pode estar contida em uma ou mais de suas características, por exemplo, polaridade, amplitude, forma, etc.... Vamos primeiramente identificar algumas das características básicas dos pulsos de sinais. A figura 1 mostra um pulso retangular ideal, seja em voltagem ou em corrente, em função do tempo. A escala de tempo pode variar de μs à frações de ns. Além das características indicadas na figura, temos ainda:

- 1) *Leading edge* – é a parte do sinal que vem primeiro no tempo
- 2) *Falling edge* – é a parte do sinal que vem por último
- 3) *Unipolar* ou *Bipolar* – Um pulso unipolar é aquele que tem está quase que inteiramente em um lado da linha de base (*baseline*). Por outro lado, um pulso será bipolar se cruza a linha de base e forma um segundo lóbulo de polaridade oposta (figura 2).

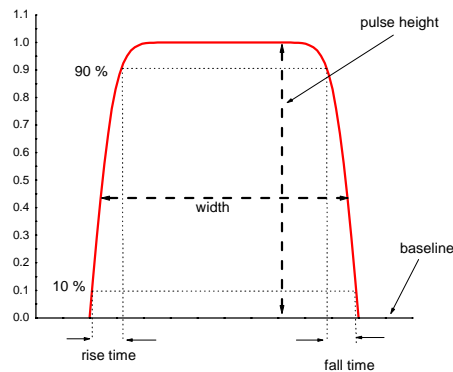


Fig. 1

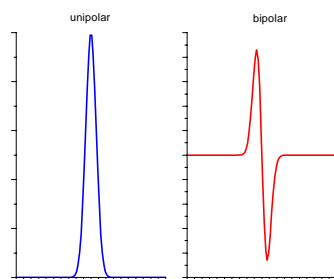


Fig. 2 – Esquerda: um pulso unipolar positivo. Direita: um pulso bipolar.

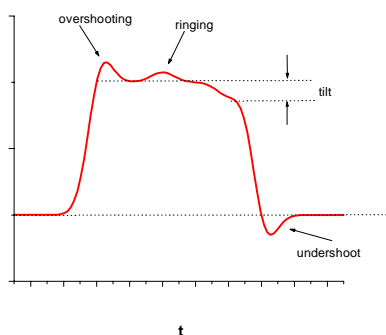


Figura 3 – um típico sinal real

Sinais analógicos e digitais

Os sinais em geral carregam informação de duas maneiras: analógica ou digital. Um sinal analógico codifica continuamente a informação variando uma ou mais de suas características (por exemplo, a amplitude) em função do valor da informação. Alguns detectores geram pulsos cuja amplitude são proporcionais à energia ali depositada. Se um feixe de partículas, com um espectro contínuo de energias, incide sobre o detector, resultando então num sinal contínuo analógico de alturas de pulso. Mais geralmente, se considerarmos cada amplitude do pulso com um estado, então o sinal analógico pode ser dito ter um número infinito de estados. Como a altura de pulso é geralmente linear com a energia depositada, estes pulsos são também chamados de *pulsos lineares*.

Em oposição ao contínuo de amplitudes que são possíveis ao pulso analógico, o pulso digital ou lógico pode somente ter um número discreto de estados; a informação representada é assim de natureza quantizada. Por exemplo, o sinal de um contador Geiger-Müller tem essencialmente dois estados: presente ou ausente. Ou a radiação foi detectada ou não foi detectada.

Em eletrônica nuclear, os dois estados de um sinal lógico são padronizados pela convenção NIM. Um sinal lógico é usualmente tido como 0V, ou seja, nenhum pulso presente, e o outro a um nível fixo de

voltagem. Devido à dificuldade óbvia de se gerar um pulso com um certo nível de voltagem exato, uma banda de voltagens é definida como a presença de um sinal. Estes limites serão vistos mais a frente quando estudarmos o padrão NIM.

Sinais rápidos e lentos

É necessário distinguirmos sinais rápidos e lentos em um sistema eletrônico. Sinais rápidos são aqueles que têm tempos de subida (*rise times*) da ordem de alguns ns ou menores, enquanto que sinais lentos possuem *rise times* da ordem de centenas de ns ou maiores.

Sinais rápidos são importantes para medidas de tempo (coincidência). Por outro lado, sinais lentos são geralmente menos susceptíveis a ruídos e oferecem uma melhor informação sobre as alturas de pulsos, fator importante em espectroscopia.

O domínio em frequência. Largura de Banda

Uma compreensão completa da eletrônica de pulsos, especialmente possíveis distorções, requer um estudo do pulso em termos da frequência de seus componentes. Sabemos da análise de Fourier que um pulso pode ser decomposto em uma superposição de várias componentes senoidais. De fato, se tivermos um pulso cuja forma em tempo é representada pela função $f(t)$, onde t é o tempo, então ele pode ser decomposto como

$$f(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} g(\omega) e^{i\omega t} d\omega \quad (1)$$

onde $g(\omega)$ é a transformada de Fourier ou espectro de frequências do pulso. Invertendo a equação anterior temos:

$$g(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) e^{-i\omega t} dt \quad (2)$$

Como um exemplo ilustrativo, considere um pulso retangular de largura T conforme mostrado na figura abaixo.

$$f(t) = A \text{ se } |t| < T/2 \text{ e } f(t) = 0 \text{ se } |t| > T/2 \quad (3)$$

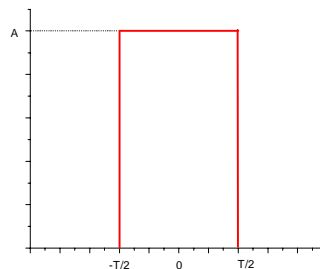


Fig. 4 – representação de um pulso ideal

Sua transformada de Fourier é dada por

$$g(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-T/2}^{T/2} A e^{-i\omega t} dt = \frac{AT}{\sqrt{2\pi}} \frac{\text{sen}(\omega T / 2)}{\omega T / 2} \quad (4)$$

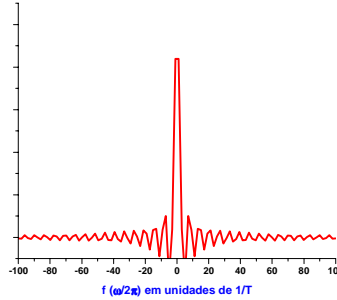


Fig. 5 – Transformada de Fourier de um pulso retangular

Obs. As frequências negativas são puramente imaginárias.

Uma maneira conveniente para estimar a frequência da componente de frequência mais elevada, f_{\max} , é dividir 0,3 pelo *risetime* do pulso. Ou seja,

$$f_{\max} = 0,3/\text{risetime}$$

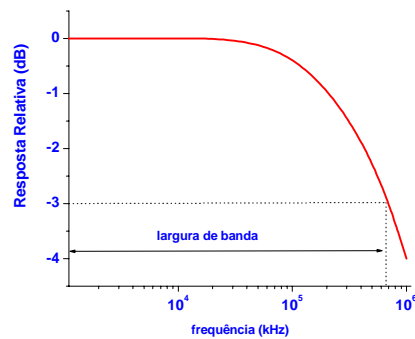


Fig. 6 – Uma típica curva de resposta em frequência.

Todas as frequências desempenham contribuem com a forma da função $f(t)$. Assim, de modo a um aparelho eletrônico tratar fielmente a informação contida neste sinal, o aparelho deve ser capaz de responder uniformemente a uma faixa infinita de frequências. Em qualquer circuito real, no entanto, isto é impossível. Sempre haverá componentes resistivos e reativos presentes, que filtrarão algumas das frequências mais do que outras, de modo que a resposta é limitada a uma faixa finita de frequências. A faixa de frequências delimitada pelos pontos nos quais a resposta cai de 3 dB é definida com a *largura de banda* e representa a faixa de frequências aceitas, conforme mostrado na figura 6.

Enquanto que uma reprodução fiel do sinal é altamente desejável, não é absolutamente necessário que esta reprodução seja ideal. De fato, o que importa é que aquelas partes do sinal que levam a informação sejam reproduzidas com boa fidelidade. Para pulsos em eletrônica nuclear, estas partes são a amplitude e, mais particularmente, o *rise time*. Para uma boa aproximação do pulso, uma largura de banda mínima de $\Delta f \geq 1/T$, é necessária. Este fato não é surpreendente, uma vez que a maioria das frequências estão contidas nesta região (veja fig. 4). Para um pulso típico de 5 ns de duração $\Delta f \geq 200$ MHz. Temos também que:

Altas frequências \Rightarrow permitem que o sinal tenha um *risetime* pequeno
 Baixas frequências \Rightarrow são responsáveis pelas partes suaves do pulso

A eletrônica rápida deve ser capaz de aceitar frequências até 500 MHz. Podemos definir também um limite inferior. Uma vez que estamos interessados mais no tempo de subida do que nas partes planas, eliminar algumas das frequências mais baixas não deve afetar a informação no nosso sinal. Para pulsos de ns, pode-se mostrar que frequências até 100 kHz podem ser removidas sem grandes prejuízos.

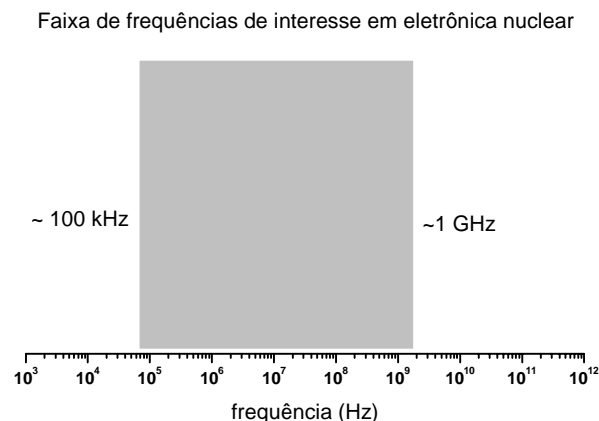


Fig. 7

Cabos coaxiais

Voltaremos nossa atenção para o problema de transmissão dos pulsos de uma parte da eletrônica para a outra, ou seja, os cabos conectores. Pode parecer um tanto quanto trivial a princípio, mas de fato não o é.

Levando o fato que o pulso geralmente consiste de um spectrum contínuo de frequências desde 0 até infinito, significa que o cabo deveria ser capaz de transmitir uma faixa infinita de frequências uniformemente e coerentemente através da requerida distância – geralmente da ordem de alguns metros. Tal cabo ideal, não existe é claro. Capacitâncias, indutâncias e resistências intrínsecas, inerentes a qualquer configuração de condutor, irão invariavelmente atenuar algumas frequências mais do que outras, causando distorção do pulso. Realmente, enviar um pulso através de um fio simples, por exemplo, resulta numa distorção intolerável em apenas alguns centímetros.

Na prática, como vimos anteriormente, não é necessário transmitir uma faixa infinita de frequências. A transformada de Fourier de um pulso de largura T esta quase totalmente contida numa região $\Delta f \approx 1/T$, e, como vimos, a maior parte da informação será reproduzida se esta faixa é mantida.

Em eletrônica nuclear, a linha de transmissão padrão é o cabo coaxial (Fig. 8). Uma vez que é o físico quem faz estas conexões (o engenheiro projeta!), é muito importante que compreendamos como estes sinais são transmitidos.

A geometria básica de um cabo coaxial é a de dois condutores cilíndricos separados por um material dielétrico. O cilindro externo, que transmite a corrente elétrica de retorno, é geralmente feito de uma malha de fios e serve também para blindar o condutor interno de campos eletromagnéticos externos. O material dielétrico é usualmente o polietileno ou teflon. O cabo é protegido externamente por uma capa plástica. Há uma variedade enorme de cabos de diversos tamanhos e configurações disponíveis no mercado. Os mais comumente usados são o RG-58C/U (50Ω) para sinais rápidos, RG-58/U (93Ω) para espectroscopia, RG59/U (75Ω) para transmissão de alta tensão e o RG-174/U.

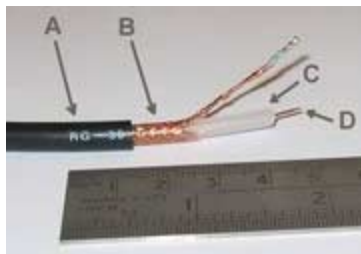


Fig. 8 – um cabo coaxial. A – cobertura plástica externa; B- blindagem de cobre; C- dielétrico interno; D – núcleo de cobre.

Os sinais são transmitidos pelo cabo coaxial como uma onda. Neste sentido, o cabo coaxial nada mais é do que um guia de ondas, os sinais são transmitidos no modo TEM (Fig. 9). O próximo modo começa a frequências muito acima daquelas de interesse. É comum representar um cabo coaxial como um elemento de circuito e considerar a tensão e a corrente no cabo em vez dos campos elétricos e magnéticos.

Devido a sua configuração geométrica (dois condutores separados por um dielétrico), os cabos coaxiais necessariamente contém uma auto-capacitância e auto-indutância. Para cabos suficientemente longos

$$L = \frac{\mu}{2\pi} \ln\left(\frac{b}{a}\right) [\text{H/m}] \quad (5)$$

$$C = \frac{2\pi\epsilon}{\ln\left(\frac{b}{a}\right)} \text{ [F/m]} \quad (6)$$

onde a e b são os raios do cilindros interno e externo, respectivamente, μ e ϵ são a permeabilidade magnética e permissividade elétrica, respectivamente.

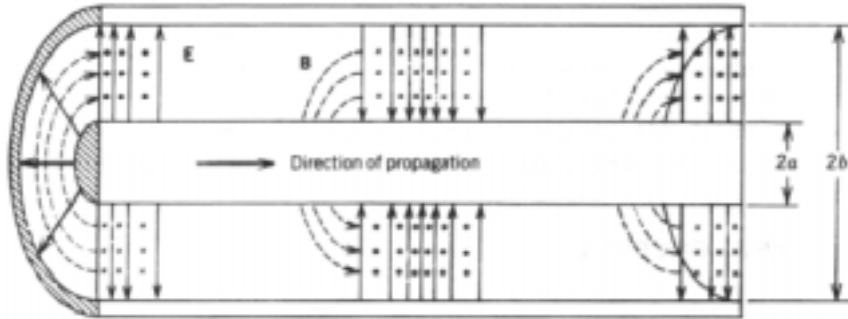


Fig. 9 – Secção de um cabo coaxial com os campos elétrico e magnético instantâneos presentes quando um sinal senoidal se propaga no cabo.

Num cabo real, ainda existem uma certa resistividade, devido ao fato do condutor não ser perfeito e uma certa condutividade através do dielétrico devido a sua imperfeição como isolante. Estes componentes estão distribuídos uniformemente ao longo do comprimento do cabo. Para a maioria das aplicações, no entanto, podemos representar um cabo de comprimento unitário como um circuito aglomerado (*lumped*) conforme mostrado na Fig. 10.

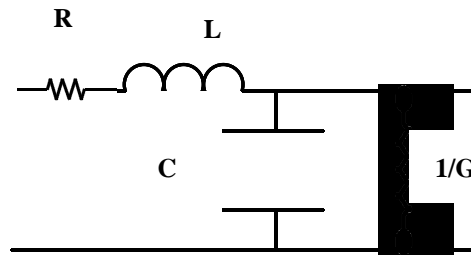


Fig. 10- Circuito equivalente de uma unidade de linha de transmissão

Pela Fig. 10 podemos escrever uma equação para a tensão, V e a corrente I , no cabo. Considere uma pequena unidade de comprimento infinitesimal do cabo, ΔZ . Vamos então calcular as diferenças ΔV e ΔI através desta pequena distância:

$$\begin{aligned}\Delta V(z,t) &= -R\Delta z I(z,t) - L\Delta z \frac{\partial I(z,t)}{\partial t} \\ \Delta I(z,t) &= -G\Delta z V(z,t) - C\Delta z \frac{\partial V(z,t)}{\partial t}\end{aligned}\tag{7}$$

Dividindo por Δz e levando no limite $\Delta z \rightarrow 0$, encontramos as equações diferenciais

$$\begin{aligned}\frac{\partial V}{\partial z} &= -RI - L \frac{\partial I}{\partial t} \\ \frac{\partial I}{\partial z} &= -GV - C \frac{\partial V}{\partial t}\end{aligned}\tag{8}$$

Diferenciando com respeito a z e t , e substituindo, as equações podem ser desacopladas e resulta em

$$\frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = LC \frac{\partial^2 V}{\partial t^2} + (LG + RC) \frac{\partial V}{\partial t} + RGV\tag{9}$$

fica como exercício encontrar a equação correspondente para I . Estas são as equações de onda para o cabo coaxial.

O cabo ideal sem perdas

Vamos considerar o caso mais simples de um cabo ideal sem perdas onde R e G são zero. Para comprimentos relativamente curtos (alguns poucos metros), os dois últimos termos do lado direito da Eq. 9 se anulam, deixando

$$\frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = LC \frac{\partial^2 V}{\partial t^2}\tag{10}$$

Que é nossa velha conhecida, a equação de ondas.

Suponha que um sinal senoidal no tempo (ou seja, uma componente Fourier) $V=V(z) \exp(i\omega t)$ é aplicado no cabo e substituindo em (10), temos:

$$\frac{d^2 V}{dz^2} = -\omega^2 LC V = -k^2 V\tag{11}$$

onde $k^2 = \omega^2 LC$. A solução espacial é então da forma

$$V(z) = V_1 e^{-ikz} + V_2 e^{+ikz}\tag{12}$$

que resulta em

$$V(z) = V_1 e^{i(\omega t - kz)} + V_2 e^{i(\omega t + kz)} \quad (13)$$

que representa duas ondas, uma viajando no sentido $+z$, e a outra na direção oposta $-z$. Esta segunda onda corresponde a uma reflexão e sua presença ou ausência depende das condições de contorno para o cabo em questão. Como veremos mais tarde, reflexões desempenham um papel importante na transmissão do sinal, uma vez que podem distorcer a forma do sinal original.

Da Eq. 13 temos que a velocidade de propagação é

$$v = \frac{\omega}{k} = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad (14)$$

Se a geometria do cabo não mudar ao longo de seu comprimento, o produto LC é independente do comprimento e $LC = \mu\epsilon$. Isto é idêntico ao caso ótico.

A velocidade de propagação do sinal é freqüentemente expressa em termos de seu inverso, o tempo de propagação por unidade de comprimento $T = v^{-1} = (LC)^{1/2}$. Esta quantidade é conhecida como o atrazo (*delay*) do cabo e é tipicamente da ordem de 5 ns/m para um cabo padrão de 50 Ω .

Impedância Característica

Uma propriedade importante do cabo coaxial é a *impedância característica*. Ela é definida como a razão da voltagem pela corrente no cabo, ou seja

$$Z_o = \frac{V}{I} \quad (15)$$

fica como exercício demonstrar que para um cabo ideal vale

$$Z_o = \sqrt{\frac{L}{C}} \quad (16)$$

Pode-se também mostrar que para um cabo coaxial ideal, Z_o assume uma forma ainda mais explícita: $Z_o = 60(K_m/K_e)^{1/2} \ln(b/a)$. Onde a e b são os diâmetros internos e externos do cabo coaxial, respectivamente, e K_m e K_e são a permeabilidade magnética relativa e a permissividade elétrica relativa do dielétrico.

Z_o tem caráter puramente resistivo, sendo totalmente independente do comprimento do cabo, dependendo somente da geometria e dos materiais que constituem o cabo. Como exemplo, um cabo padrão, utilizado em eletrônica rápida têm uma impedância característica de 50 Ω , enquanto que cabos de 93 Ω são geralmente utilizados para sinais lentos para fins espectroscópicos.

Todos os cabos coaxiais são necessariamente têm suas impedâncias características limitadas a uma faixa de 50-200 Ω . Isto se deve ao fato de Z_o depender do logaritmo de b/a . Para construir um cabo de 1000 Ω de impedância, por exemplo, seria necessário uma razão entre os diâmetros da ordem de 10^{11} !!!!!. Além do mais, há um valor em torno de $b/a \approx 3,6$ que minimiza as perdas, como veremos mais a frente. Para $b/a \approx 3,6$ e $K_e \approx 2.3$ (polyetileno), então $Z_o \approx 50 \Omega$.

Reflexões

Como vimos anteriormente, o sinal em um cabo coaxial é, em geral, a soma de um sinal original e um refletido viajando em sentido oposto. Para um sinal arbitrário f , pode-se escrever $V = f(x-vt) + g(x+vt)$, onde g é a onda refletida. A presença de reflexões pode ter consequências desastrosas, como interferência,

distorção e ecos. Reflexões ocorrem sempre que uma onda propagante encontra um novo meio no qual a velocidade é diferente. Em meios óticos, isto corresponde a uma mudança do índice de refração. Por analogia, em linhas de transmissão, reflexões ocorrem quando a impedância característica de uma linha muda abruptamente.

Estas reflexões podem ser calculadas considerando as condições de contorno nas interfaces. Considere um cabo com impedância característica Z , terminado por uma impedância R , a impedância de entrada de algum aparelho eletrônico, por exemplo, conforme ilustrado na Fig. 11.

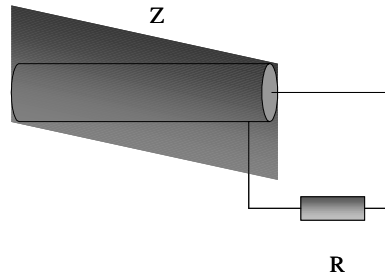


Fig. 11 - Um cabo com impedância característica Z , terminado por uma resistência R .

Conforme o sinal atravessa o cabo, a razão V/I deve ser sempre igual a Z por definição. Quando chega à interface, reflexões são formadas de modo a ajustar V/I para a nova impedância característica.

$$Z = \frac{V_o}{I_o}$$

$$R = \frac{V_o + V_r}{I_o + I_r} \quad (11)$$

$$Z = -\frac{V_r}{I_r}$$

onde V_o e I_o são a voltagem e a corrente do sinal original e V_r e I_r são as correspondentes do sinal refletido.

A partir destas equações encontramos

$$\rho = \frac{V_r}{V_o} = -\frac{I_r}{I_o} = \frac{R - Z}{R + Z} \quad (12)$$

onde ρ é conhecido como o *coeficiente de reflexão*. A polaridade da amplitude do sinal refletido depende do valor relativo das duas impedâncias. Se R é maior do que Z , então a reflexão será sempre da mesma polaridade, mas com uma amplitude entre 0 e V_o . No caso limite de carga infinita (um circuito aberto, por exemplo), o sinal refletido é igual em amplitude ao sinal incidente. Por outro lado, se R é menor do que Z , a reflexão tem polaridade oposta e valor entre 0 e V_o . No limite de carga zero (curto circuito), a reflexão é igual e oposta ao pulso incidente. No caso especial onde $R = Z$, ρ anula-se e não temos nenhuma reflexão.

É fácil perceber o acontecerá se a extremidade de entrada do sinal também terminar por uma impedância diferente de Z . Quando o sinal refletido alcançar a extremidade de entrada de novo por algum coeficiente ρ' .

Casamento de impedâncias

O padrão NIM (veremos mais adiante) requer que todas as impedâncias de entrada e saída de todos os aparelhos seja $50\ \Omega$. No entanto, freqüentemente nos deparamos com situações nas quais os módulos possuem impedâncias diferentes. Um exemplo comum é quando precisamos observar um sinal rápido no osciloscópio. Uma vez que osciloscópios têm uma alta impedância de entrada (assim como um voltímetro!) – da ordem de $1\ \text{M}\Omega$ – uma entrada direta de um pulso rápido irá resultar num não casamento de impedâncias e uma leitura falsa. Neste caso, o cabo pode ser *terminado* com uma impedância adicional de modo a ajustar a impedância vista pelo cabo. Para aparelhos com impedância alta, osciloscópio por exemplo, podemos casar as impedâncias colocando uma resistência em paralelo com o aparelho. Como necessitamos casar impedâncias freqüentemente, terminadores especiais de $50\ \Omega$ feitos para se conectar facilmente aos cabos são manufaturados comercialmente (vide figura 12).



Fig .12 – terminador de $50\ \Omega$ BNC

Mais geralmente, terminação pode ser feita de dois modos: ou adicionando uma impedância em série com a carga ou em paralelo (shunt termination).

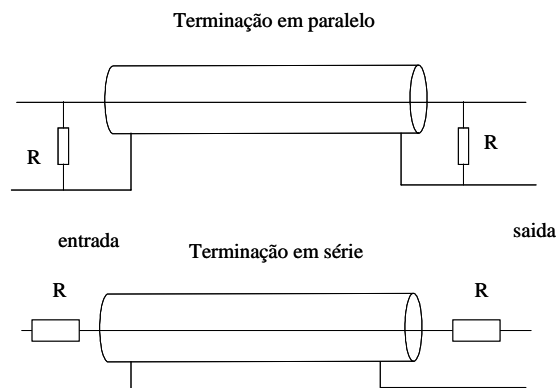


Fig 13 – terminação em série e paralelo

Exemplo: um sinal é enviado de um cabo coaxial de impedância Z_1 para outro cabo de impedância Z_2 . Que tipo de terminação deve ser usado de modo a evitar reflexões?

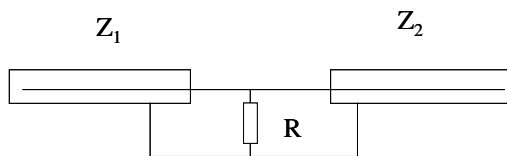
Se $Z_1 < Z_2$

Aqui a impedância que o cabo 1 vê deve ser reduzida. Isto implica que devemos adicionar uma resistência R em paralelo ao cabo

A combinação deve ser igual à Z_1

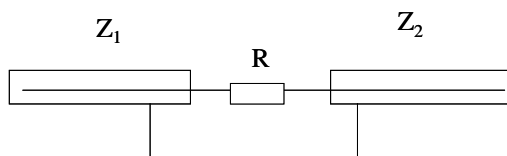
$$Z_1 = RZ_2/(R+Z_2)$$

$$R = (Z_1 Z_2)/(Z_2 - Z_1)$$



Se $Z_1 > Z_2$

A impedância vista pelo cabo 1 deve aumentar. Então somamos uma resistência R em série.



$$\text{Então } Z_2 + R = Z_1$$

$$R = Z_1 - Z_2$$

Perdas em cabos coaxiais

Perdas de sinal são devidas à resistência (R) no fio condutor e perda através do dielétrico (G). Um terceiro fator, embora desprezível, é devido a perda por radiação eletromagnética. A blindagem dos cabos coaxiais minimiza bastante este efeito.

O efeito de R e G sobre a propagação do sinal pode ser visto retornando à Eq. 9 e aplicando o sinal senoidal $V=V(z) \exp(i\omega t)$ ao cabo, o que leva a

$$\frac{d^2 V}{dz^2} = (R + i\omega L)(G + i\omega C)V = \gamma^2 V \quad (13)$$

onde o número complexo, γ ,

$$\gamma = \alpha + i\kappa = \sqrt{(R + i\omega L)(G + i\omega C)} \quad (14)$$

é conhecido como a *constante de propagação*. A solução geral é então

$$V(z, t) = V_1 e^{-\alpha z} e^{[i(\omega t - \kappa z)]} + V_2 e^{\alpha z} e^{[i(\omega t + \kappa z)]} \quad (15)$$

que também representam ondas que se propagam ao longo do cabo. A introdução de R e G, entretanto, leva a uma atenuação exponencial do sinal com a distância à uma taxa dada por α . Mas α é geralmente pequeno, de modo que a perda começa a ser um problema para cabos com algumas dezenas de metros.

Porém, um outro problema surge da Eq. 17 que é a dependência de α e a velocidade de fase $v = d\kappa/d\omega$ com a frequência ω . Isto implica uma atenuação diferencial nos componentes de frequência que leva à dispersão do pacote de pulsos. Além da dependência explícita dada pela Eq. 17, há ainda uma dependência implícita devido ao fato que R e G também dependem de ω : R pelo efeito de superfície (skin effect) e G pela perdas através do dielétrico de componentes de altas frequências (dielectric leakage).

Para sinais com $f = (\omega/2\pi) \geq 100$ kHz, a velocidade é aproximadamente independente da frequência (veja exercício 7 da primeira lista), que por sorte é a região de interesse para pulsos rápidos (Fig. 7).

Por outro lado, na região de altas frequências, R começa a variar com ω através do *skin effect*. De fato, com o aumento de ω , a corrente começa a se localizar cada vez mais numa camada próxima à superfície do condutor. A área efetiva do condutor é então reduzida, aumentando a resistência. Para um cabo coaxial, resulta que a resistência por unidade de comprimento que varia aproximadamente com a raiz quadrada da frequência e inversamente com os raios internos e externos

$$R(\omega) = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\omega\mu}{2\sigma}} \left(\frac{1}{a} + \frac{1}{b} \right) \quad \Omega/\text{comprimento} \quad (16)$$

onde σ é a condutividade, μ a permeabilidade, a e b os raios interno e externo do cabo.

Distorções no pulso

Vamos considerar um caso simples de um pulso com a forma da função degrau (para um caso arbitrário, o problema se torna bem complicado).

$V(t) = 0$ para $t < 0$; $V(t) = 1$ para $t \geq 0$,

Encontramos uma resposta

$$V(t) = 0 \text{ para } t < 0 \text{ e } V(t) = \operatorname{erfc} \left[\frac{1}{2\sqrt{\frac{t}{\tau_o}}} \right] \text{ onde } \tau_o = (x\alpha)^2/\pi f$$

Onde x representa o comprimento do cabo.

A função erro é definida com

$$\operatorname{erfc} = 1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x \exp(-u^2) du$$

ignoramos o *delay* causado pela passagem através do cabo. A Fig. 13 mostra o gráfico da resposta em função de t/τ_o .

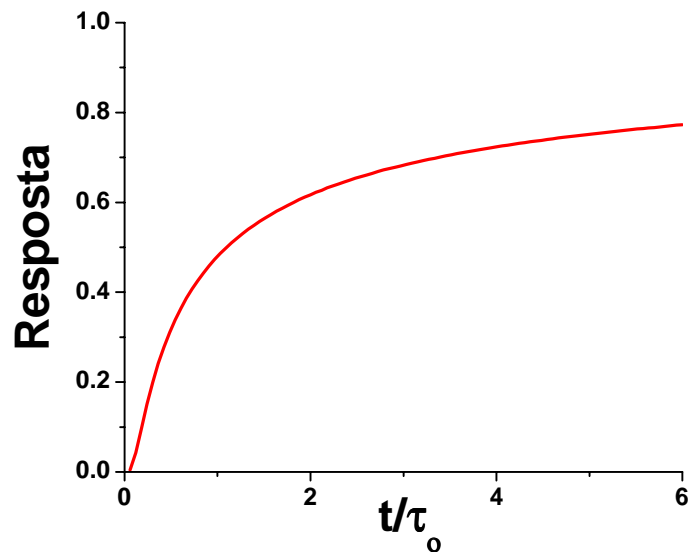


Fig. 14 – Resposta de um cabo com perdas a uma função degrau.

Da Fig. 14 podemos ver que τ_0 é o tempo que a resposta leva para atingir metade de sua altura máxima.

Referências:

Estas notas foram baseadas nas seguintes referências:

W. R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, capítulos 11, 13

G. F. Knoll, *Radiation Detection and Measurement*

J. H. Moore, C. C. Davis, M. A. Coplan, *Building Scientific Apparatus*, parte 6