

Líneas de transmisión

FACULTAD DE INGENIERIA

Escuela de Electrónica y Telecomunicaciones
Quinto Semestre

Unidad IV: Líneas de transmisión y guías de onda
PhD. Daniel Antonio Santillán Haro



Unach
UNIVERSIDAD NACIONAL DE CHIMBORAZO
Libres por la Ciencia y el Saber

- 1 Línea de dos conductores
- 2 Cable coaxial y stripline
- 3 Trabajos propuestos

1 Línea de dos conductores

2 Cable coaxial y stripline

3 Trabajos propuestos

Consideraciones generales

- En las líneas formadas por dos conductores, el modo fundamental de propagación es una solución Transversal ElectroMagnética (TEM) cuya frecuencia de corte es 0 Hz.
- Dentro del grupo de líneas formadas por dos conductores, se distinguirá entre aquéllas constituidas por un dieléctrico homogéneo (línea de placas paralelas, línea bifilar, cable coaxial y línea stripline), y aquéllas otras cuyo dieléctrico no es homogéneo (línea microstrip, línea slotline y línea coplanar).
- En esta parte se estudiarán las líneas de transmisión constituidas por dos conductores y un solo dieléctrico con propiedades uniformes (homogéneo).

Fuente: POZAR, David M. Microwave engineering. John wiley and sons, 2009.

Todos los dieléctricos de estas líneas tienen una permeabilidad magnética $\mu = \mu_0$, por tanto el parámetro L (inductancia por unidad de longitud) de la línea será el mismo que en ausencia del dieléctrico (es decir, $L = L_0$).

En estas líneas, se cumple también que:

$$LC = \mu \varepsilon = \mu_0 \varepsilon_r \varepsilon_0$$

con lo que el coeficiente de fase β de estas líneas de transmisión será igual a:

$$\beta = \omega \sqrt{LC} = \omega \sqrt{\mu_0 \varepsilon_r \varepsilon_0} = \frac{\omega}{c_0} \sqrt{\varepsilon_r} = 2\pi \frac{f}{c_0} \sqrt{\varepsilon_r} = \frac{2\pi}{\lambda_0} \sqrt{\varepsilon_r}$$

y por tanto la velocidad de fase v_ϕ presentará el siguiente aspecto:

$$v_\phi = \frac{\omega}{\beta} = \frac{1}{\sqrt{LC}} = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \varepsilon_r \varepsilon_0}} = \frac{c_0}{\sqrt{\varepsilon_r}}$$

mientras que la longitud de onda se expresa como sigue:

Fuente: VELA, Rodolfo Neri. Líneas de transmisión. McGraw-Hill, 1999.

Por su parte, la impedancia característica de estas líneas de transmisión, asumiendo pérdidas bajas, se define del siguiente modo:

$$Z_c = \sqrt{\frac{L}{C}} = \frac{\sqrt{LC}}{C} = \frac{1}{v_\phi C} = v_\phi L$$

A una frecuencia determinada, las pérdidas en el dieléctrico suponen la aparición de una parte imaginaria en la permitividad ε del material dieléctrico:

$$\varepsilon = \varepsilon' - j\varepsilon'' = \varepsilon' \left(1 - j \frac{\varepsilon''}{\varepsilon'} \right) = \varepsilon' (1 - j \operatorname{tg} \delta)$$

Fuente: VELA, Rodolfo Neri. Líneas de transmisión. McGraw-Hill, 1999.

donde el término $\operatorname{tg} \delta$ representa a la tangente (o factor) de pérdidas del dieléctrico, que se define como:

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{\varepsilon''}{\varepsilon'}$$

Teniendo en cuenta que $\varepsilon' = \varepsilon_r \varepsilon_0$, la permitividad del dieléctrico también se puede escribir del siguiente modo:

$$\varepsilon = \varepsilon_r \varepsilon_0 (1 - j \operatorname{tg} \delta)$$

Las pérdidas en un dieléctrico surgen por muy diversas causas. Para simplificar, se pueden atribuir a una única conductividad equivalente (σ_*), que para tener en cuenta las citadas pérdidas se define como:

$$\sigma_* = \omega \varepsilon'' = \omega \varepsilon' \operatorname{tg} \delta$$

Fuente: POZAR, David M. Microwave engineering. John wiley and sons, 2009.

Cuando el dieléctrico tiene pérdidas, los parámetros primarios G (conductancia por unidad de longitud) y C (capacidad por unidad de longitud) de la línea quedan relacionados del siguiente modo:

$$\frac{G}{C} = \frac{\sigma_e}{\epsilon'} = \frac{\omega \epsilon' \operatorname{tg} \delta}{\epsilon'} = \omega \operatorname{tg} \delta$$

Tal y como se vio en el capítulo anterior, el coeficiente de atenuación de una línea de transmisión con bajas pérdidas se expresa como sigue:

$$\alpha \approx \frac{R}{2Z_c} + \frac{GZ_c}{2} = \alpha_c + \alpha_d$$

Para el coeficiente de atenuación α_d se tiene la siguiente expresión:

$$\alpha_d = \frac{1}{2} G Z_c = \frac{1}{2} \frac{\sigma_e}{\epsilon'} C \sqrt{\frac{L}{C}} = \frac{1}{2} \frac{\sigma_e}{\epsilon'} \frac{1}{v_p} = \frac{1}{2} \beta \operatorname{tg} \delta$$

Fuente: POZAR, David M. Microwave engineering. John wiley and sons, 2009.

$$\alpha_d = \frac{\pi}{\lambda} \operatorname{tg} \delta \Rightarrow \alpha_d \lambda = \pi \operatorname{tg} \delta$$

A frecuencias de microondas, el término $\operatorname{tg} \delta$ se puede asumir constante (no varía con la frecuencia), y por tanto la atenuación causada por el dieléctrico multiplicada por la longitud de onda en la línea es, aproximadamente, constante.

Para buenos dieléctricos se tiene que $\operatorname{tg} \delta \approx 10^{-4}$, y por tanto sustituyendo dicho valor se tiene que:

$$\alpha_d \lambda = \pi 10^{-4} \text{ Np} = \pi 10^{-4} \text{ Np} \frac{8,68 \text{ dB}}{1 \text{ Np}} = 2,7 \cdot 10^{-3} \text{ dB}$$

En cuanto al cálculo del coeficiente de atenuación α_c (pérdidas debidas a los conductores), según la expresión se requiere conocer el parámetro primario R (resistencia por unidad de longitud), cuya deducción resulta bastante compleja cuando la distribución de corrientes inducidas en la superficie de los conductores no es uniforme.

Fuente: POZAR, David M. Microwave engineering. John wiley and sons, 2009.

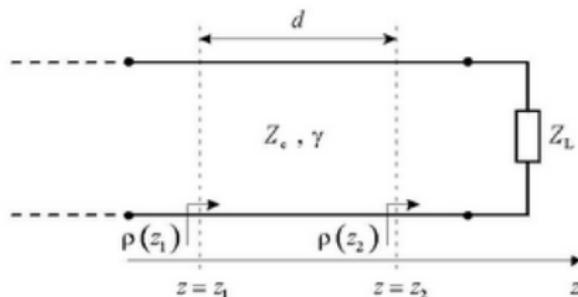


Figura Factor de reflexión en una línea de transmisión con pérdidas

Una vez se han determinado las expresiones que nos permiten calcular los parámetros secundarios de una línea de transmisión, se procede a estudiar el comportamiento del factor de reflexión y la impedancia característica en una línea de transmisión con pérdidas. En concreto, el factor de reflexión en un punto de la línea se puede calcular, atendiendo a su definición, como el cociente entre la tensión de la onda reflejada y de la onda incidente en dicho punto:

$$\rho(z) = \frac{U^- e^{\gamma z}}{U^+ e^{-\gamma z}} = \frac{U^-}{U^+} e^{2\gamma z} = \rho(z=0) e^{2\alpha z} e^{2j\beta z}$$

Fuente: Rodrigo Peñarrocha, Vicent Miquel, Vicente Enrique Boria Esbert, and Pablo Soto Pacheco. "Fundamentos de líneas de transmisión. Colección Académica UPV (2019).

de modo que la relación existente entre los factores de reflexión que se tienen en un punto z_1 de la línea de transmisión, y en un punto z_2 desplazado una distancia d en dirección hacia carga (ver Figura), será:

$$\rho(z_1) = \frac{U^- e^{\gamma z_1}}{U^+ e^{-\gamma z_1}} = \frac{U^- e^{\gamma z_2}}{U^+ e^{-\gamma z_2}} e^{2\gamma(z_1 - z_2)} = \rho(z_2) e^{2\gamma(z_1 - z_2)}$$

y tomando módulos:

$$|\rho(z_1)| = |\rho(z_2)| e^{2\alpha(z_1 - z_2)} = |\rho(z_2)| e^{-2\alpha d}$$

Esta última expresión nos indica que el módulo del factor de reflexión a lo largo de una línea de transmisión con pérdidas deja de ser constante. De hecho, si nos movemos a lo largo de la línea en dirección hacia generador, el factor de reflexión se representa en el plano complejo mediante espirales que se van acercando al origen de coordenadas (ver Figura). Como resultado, va a ser muy difícil representar en la carta de Smith desplazamientos a lo largo de una línea de transmisión con pérdidas, y por lo tanto la carta de Smith deja de ser una herramienta útil cuando se trabaja con dichas líneas.

Fuente: Rodrigo Peñarrocha, Vicent Miquel, Vicente Enrique Boria Esbert, and Pablo Soto Pacheco. "Fundamentos de líneas de transmisión. Colección Académica UPV (2019).

A partir del valor del factor de reflexión $\rho(z)$ en un punto de la línea, se deduce que los valores de la impedancia y la admitancia que se observan en dicho punto son:

$$Z(z) = Z_c \frac{1 + \rho(z)}{1 - \rho(z)}$$

$$Y(z) = \frac{1}{Z(z)} = Y_c \frac{1 - \rho(z)}{1 + \rho(z)}$$

Fuente: Rodrigo Peñarrocha, Vicent Miquel, Vicente Enrique Boria Esbert, and Pablo Soto Pacheco. "Fundamentos de líneas de transmisión. Colección Académica UPV (2019).

de donde se pueden despejar las expresiones que proporcionan el factor de reflexión a partir de la impedancia o la admitancia observada en dicho punto de la línea:

$$\rho(z) = \frac{Z(z) - Z_c}{Z(z) + Z_c} = \frac{Y_c - Y(z)}{Y_c + Y(z)}$$

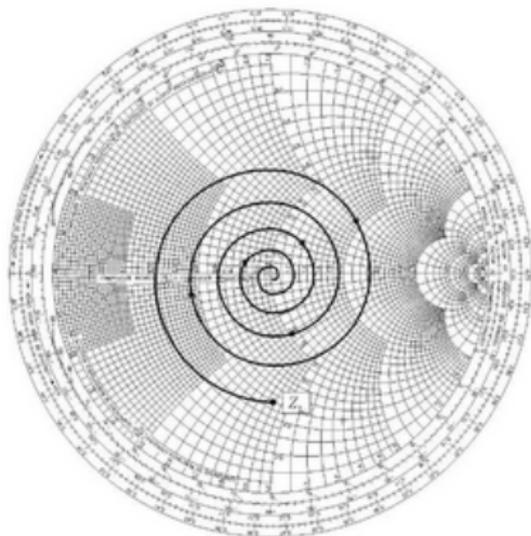


Figura Representación en la carta de Smith de un desplazamiento a lo largo de una línea de transmisión con pérdidas en dirección hacia generador

Como puede observarse, las relaciones $Z_{in} = Z_c \frac{U^+ e^{\gamma z} + U^- e^{-\gamma z}}{U^+ e^{\gamma z} - U^- e^{-\gamma z}} \Big|_{z=l}$ que permiten pasar del factor de reflexión a la impedancia o la admitancia y viceversa son las mismas que se dedujeron en el Capítulo 3 para el caso de una línea de transmisión ideal, ya que las condiciones de contorno de la tensión e intensidad no se ven afectadas por el hecho de que la línea de transmisión tenga pérdidas.

Sin embargo, y debido a que ha cambiado la forma en la que varía el factor de reflexión cuando nos movemos a lo largo de la línea, la relación que nos permite calcular la impedancia de entrada que se observa a una distancia l del plano de carga de la línea (ver Figura 2) también habrá cambiado, y por lo tanto es necesario volver a deducirla. Inicialmente, se expresará dicha impedancia de entrada en función del factor de reflexión ρ_L que se tiene en el plano de carga de la línea:

$$Z_{in} = Z(-l) = Z_c \frac{U^+ e^{\gamma z} + U^- e^{-\gamma z}}{U^+ e^{\gamma z} - U^- e^{-\gamma z}} \Big|_{z=-l} = Z_c \frac{e^{\gamma l} + \rho_L e^{-\gamma l}}{e^{\gamma l} - \rho_L e^{-\gamma l}}$$

Utilizando ahora la expresión del factor de reflexión $\rho_L = \frac{Z_L - Z_c}{Z_L + Z_c}$, y tras arreglar términos se obtiene:

$$Z_{in} = Z_c \frac{(Z_L + Z_c) e^{\gamma l} + (Z_L - Z_c) e^{-\gamma l}}{(Z_L + Z_c) e^{\gamma l} - (Z_L - Z_c) e^{-\gamma l}} = Z_c \frac{2Z_L \cosh(\gamma l) + 2Z_c \sinh(\gamma l)}{2Z_c \cosh(\gamma l) + 2Z_L \sinh(\gamma l)}$$

Fuente: Rodrigo Peñarrocha, Vicent Miquel, Vicente Enrique Boria Esbert, and Pablo Soto Pacheco. "Fundamentos de líneas de transmisión. Colección Académica UPV (2019).

con lo que finalmente se llega a:

$$Z_{in} = Z_c \frac{Z_L + Z_c \tanh(\gamma l)}{Z_c + Z_L \tanh(\gamma l)}$$

que es una expresión más general que la deducida en el Capítulo 4 (sección 4.3) para el caso particular de una línea de transmisión ideal sin pérdidas.

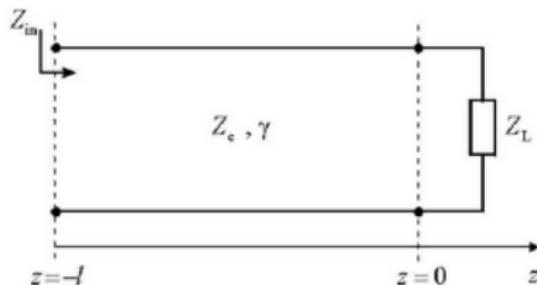


Figura 2 Impedancia vista a la entrada de una línea de transmisión de longitud l

Finalmente, la admitancia que se observa a la entrada de la línea se puede obtener como la inversa de la impedancia de entrada calculada

$$Y_{in} = \frac{1}{Z_{in}} = Y_c \frac{Y_L + Y_c \tanh(\gamma l)}{Y_c + Y_L \tanh(\gamma l)}$$

Por último, las expresiones $Z_{in} = Z_c \frac{Z_L + jZ_c \tan(\beta l)}{Z_c + jZ_L \tan(\beta l)}$ nos indican la existencia de dos alternativas distintas para conseguir adaptación a la entrada de una línea de transmisión real de longitud l , impedancia característica Z_c y exponente lineal de propagación γ a la que conectamos una carga de valor Z_L :

- Adaptación tradicional con $Z_L = Z_c$, ya que en ese caso $Z_{in} = Z_c$ y por lo tanto el factor de reflexión calculado mediante (5.21) será cero. Obsérvese como para una línea de transmisión con pérdidas la carga adaptada podrá tener, además de parte resistiva, una componente reactiva ($Z_L = Z_c = R_c + jX_c$).
- Utilizando una línea con $\alpha l \gg 1$, ya que en ese caso $\tanh(\gamma l) = 1$ y $Z_{in} = Z_c$ la impedancia que se observa a la entrada es $Z_{in} = Z_c$, dando nuevamente lugar a una adaptación a la entrada de la línea.

Sin embargo, la segunda opción no es en absoluto conveniente en la práctica, ya que lo que está ocurriendo es que el factor de reflexión, independientemente del valor de la carga, será prácticamente cero:

$$|\rho_{in}| = |\rho_L| e^{-2\alpha l} \Big|_{\alpha l \gg 1} = 0$$

Fuente: Rodrigo Peñarrocha, Vicent Miquel, Vicente Enrique Boria Esbert, and Pablo Soto Pacheco. "Fundamentos de líneas de transmisión. Colección Académica UPV (2019).

EL EFECTO DE LA DISPERSIÓN

Se dice que una línea de transmisión es dispersiva cuando su coeficiente de fase β no presenta una variación lineal con la frecuencia. Como veremos a lo largo de este apartado, este hecho va a implicar que la velocidad de propagación de la fase, de la energía y de la información a lo largo de una línea de transmisión con carácter dispersivo dependa de la frecuencia. Por lo tanto, si introducimos a la entrada de una línea dispersiva una señal de un cierto ancho de banda, cada una de sus componentes espectrales viajará a velocidades distintas, y alcanzará el extremo de la línea en distintos instantes de tiempo, generándose pues una distorsión en la señal que finalmente se recibe a la salida de la línea. De este modo, la dispersión se convierte en un efecto claramente indeseado, ya que nos limita el valor del ancho de banda máximo de las señales que podemos transmitir por una línea de transmisión dispersiva.

Este efecto de la dispersión se presenta fundamentalmente en dos tipos de líneas:

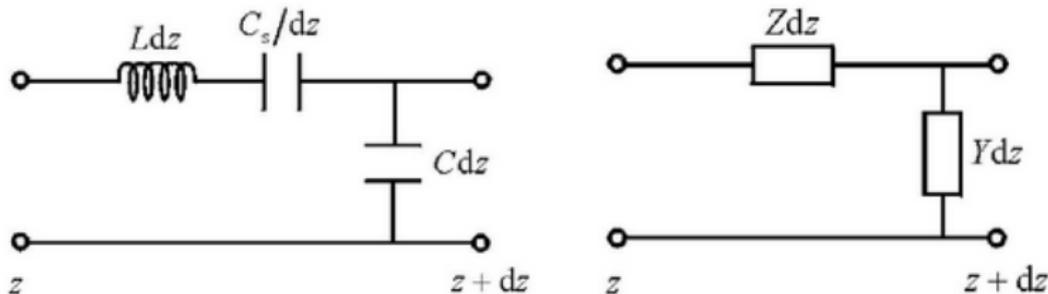
- a) Líneas de transmisión con pérdidas altas, en las que no se puedan hacer las aproximaciones comentadas en la sección 5.2, y por lo tanto el coeficiente de fase β de la línea deja de tener una dependencia lineal con respecto a la frecuencia.

Fuente: Rodrigo Peñarrocha, Vicent Miquel, Vicente Enrique Boria Esbert, and Pablo Soto Pacheco. "Fundamentos de líneas de transmisión. Colección Académica UPV (2019).

- b) Líneas de transmisión sin pérdidas o con pérdidas bajas que representan a guías de onda donde el modo utilizado para realizar la propagación no es un modo TEM, como es el caso de una guía rectangular o circular. Por su naturaleza, en estas guías el coeficiente de fase β siempre presentará un carácter dispersivo.

MODELO CIRCUITAL DE UNA LÍNEA DE TRANSMISIÓN DISPERSIVA IDEAL

El modelo circuital elegido para representar una línea de transmisión dispersiva se ha de ajustar lógicamente al tipo de dispersión que presenta dicha línea. Afortunadamente, la mayor parte de las líneas de transmisión dispersivas utilizadas en la práctica presentan el mismo tipo de dispersión, que se puede modelar, en ausencia de pérdidas, por el circuito equivalente mostrado en la Figura 3. Dicho modelo es adecuado para representar líneas de transmisión sin pérdidas donde el modo que se utiliza para propagar la energía es un modo TE o TM, como sucede en las guías rectangulares y circulares, y en general en cualquier guía de ondas que tenga la propiedad de que su dieléctrico sea homogéneo.



Para determinar el exponente lineal de propagación γ , se calculará primero el valor de la impedancia serie Z y la admitancia paralelo Y por unidad de longitud de la línea:

$$Z = j\omega L + \frac{1}{j\omega C_s}$$

$$Y = j\omega C$$

de donde se puede deducir fácilmente la expresión del exponente lineal de propagación:

$$\gamma = \alpha + j\beta = \sqrt{ZY} = \sqrt{\left(j\omega L + \frac{1}{j\omega C_s}\right)j\omega C} = j\omega\sqrt{LC} \sqrt{1 - \frac{\omega_c^2}{\omega^2}}$$

siendo ω_c la pulsación de corte de la línea definida como:

$$\omega_c = 2\pi f_c = \frac{1}{\sqrt{LC_s}}$$

Fuente: Rodrigo Peñarrocha, Vicent Miquel, Vicente Enrique Boria Esbert, and Pablo Soto Pacheco. "Fundamentos de líneas de transmisión. Colección Académica UPV (2019).

Si la frecuencia de trabajo f es inferior a la frecuencia de corte f_c de la línea, se tiene que el exponente lineal de propagación γ será real, y por tanto no existirá propagación:

$$\gamma = \alpha = \omega \sqrt{LC} \sqrt{\frac{\omega_c^2}{\omega^2} - 1}$$

De este modo, en una línea de transmisión dispersiva sólo se podrá trabajar por encima de su frecuencia de corte, donde además se cumplirá, si la línea no presenta pérdidas, que el exponente lineal de propagación es imaginario puro. Para nuestro modelo circuital equivalente, el exponente lineal de propagación de la línea tomará el valor:

$$\gamma = j\beta = j\omega \sqrt{LC} \sqrt{1 - \frac{\omega_c^2}{\omega^2}}$$

Este resultado está en consonancia con lo que sucede con los modos TE y TM de una guía de ondas, que sólo entran en propagación cuando la frecuencia de trabajo supera la frecuencia de corte del modo.

Fuente: Rodrigo Peñarrocha, Vicent Miquel, Vicente Enrique Boria Esbert, and Pablo Soto Pacheco. "Fundamentos de líneas de transmisión. Colección Académica UPV (2019).

Este resultado está en consonancia con lo que sucede con los modos TE y TM de una guía de ondas, que sólo entran en propagación cuando la frecuencia de trabajo supera la frecuencia de corte del modo.

Por último, comentar que la longitud de onda en una línea de transmisión dispersiva, que indica la periodicidad espacial de las ondas en la línea, deja de coincidir con la longitud de onda λ en el medio, siendo su expresión general:

$$\lambda_z = \frac{2\pi}{\beta}$$

y que para nuestro modelo particular de línea dispersiva queda:

$$\lambda_z = \frac{2\pi}{\beta} = \frac{1}{f \sqrt{LC} \sqrt{1 - \frac{\omega_c^2}{\omega^2}}} \Bigg|_{c = \frac{1}{\sqrt{LC}}} = \frac{c/f}{\sqrt{1 - \frac{\omega_c^2}{\omega^2}}} = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - \frac{\omega_c^2}{\omega^2}}}$$

Fuente: Rodrigo Peñarrocha, Vicent Miquel, Vicente Enrique Boria Esbert, and Pablo Soto Pacheco. "Fundamentos de líneas de transmisión. Colección Académica UPV (2019).

VELOCIDAD DE FASE

Se define como velocidad de fase v_φ de una línea de transmisión la velocidad a la que debería desplazarse un observador a lo largo de la línea para estar sincronizado con la fase de la señal que se propaga por ella. Para calcular su valor consideraremos una línea de transmisión con exponente lineal de propagación $\gamma = \alpha + j\beta$ terminada en una carga adaptada, de modo que no exista onda reflejada. Por lo tanto, la tensión en la línea se debe exclusivamente a la presencia de la onda incidente:

$$U(z) = U^+ e^{-\gamma z} = U^+ e^{-(\alpha + j\beta)z} = |U^+| e^{j\varphi_+} e^{-(\alpha + j\beta)z}$$

Expresando el valor de esta tensión en el dominio del tiempo se obtiene:

$$u(z, t) = \text{Re}\{U(z) e^{j\omega t}\} = \text{Re}\{|U^+| e^{j\varphi_+} e^{-(\alpha + j\beta)z} e^{j\omega t}\} = |U^+| e^{-\alpha z} \cos(\omega t - \beta z + \varphi_+)$$

Fuente: Rodrigo Peñarrocha, Vicent Miquel, Vicente Enrique Boria Esbert, and Pablo Soto Pacheco. "Fundamentos de líneas de transmisión." Colección Académica UPV (2019).

Para estar sincronizados con la fase de la onda incidente, se debe verificar que:

$$\omega t - \beta z + \varphi_+ = \text{cte}$$

... se deduce pues que la velocidad de fase será igual a:

$$v_\phi = \frac{dz}{dt} = \frac{\omega}{\beta}$$

Si en lugar de mantener la sincronía de fase con la onda progresiva se hubiese mantenido con la onda regresiva, se habría obtenido la misma expresión para la velocidad de fase, con la diferencia de que en dicho caso el desplazamiento debiera ser en el sentido decreciente de la variable z .

Obsérvese que para una línea de transmisión no dispersiva, donde el coeficiente de fase β es lineal con respecto a ω , la velocidad de fase definida es independiente de la frecuencia. Sin embargo, para nuestro modelo de línea dispersiva, tras sustituir se obtiene:

$$v_\phi = \frac{\omega}{\beta} = \frac{1}{\sqrt{LC}} \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{\omega_c^2}{\omega^2}}}$$

Un aspecto curioso de la velocidad de fase de una línea de transmisión dispersiva es que puede llegar a ser mayor que la velocidad de la luz. De hecho, si tenemos en cuenta que para una línea de transmisión la relación $1/\sqrt{LC}$ representa la velocidad de la luz en el medio (c), la velocidad de fase se puede expresar también de la forma:

$$v_{\varphi} = \frac{c}{\sqrt{1 - \frac{\omega_c^2}{\omega^2}}}$$

y como la raíz proporciona un número menor que la unidad, la velocidad de fase en nuestro modelo de línea dispersiva será siempre mayor que la velocidad de la luz en el medio, tendiendo incluso hacia infinito cuando $f \rightarrow f_c$. No obstante, este hecho no infringe ninguna ley física, ya que la fase es simplemente un concepto matemático, y por lo tanto la velocidad de fase no tiene el mismo significado que la velocidad de propagación de la información o la energía a lo largo de la línea de transmisión.

Para reflejar la dispersión de una línea de transmisión se utiliza una representación $\beta - \omega$ que se denomina diagrama de dispersión. El diagrama de dispersión para nuestro modelo particular de línea dispersiva se muestra en la Figura 5.

Fuente: Rodrigo Peñarrocha, Vicent Miquel, Vicente Enrique Boria Esbert, and Pablo Soto Pacheco. "Fundamentos de líneas de transmisión. Colección Académica UPV (2019).

$$v_{\phi} = \frac{\omega}{\beta} = \tan \theta$$

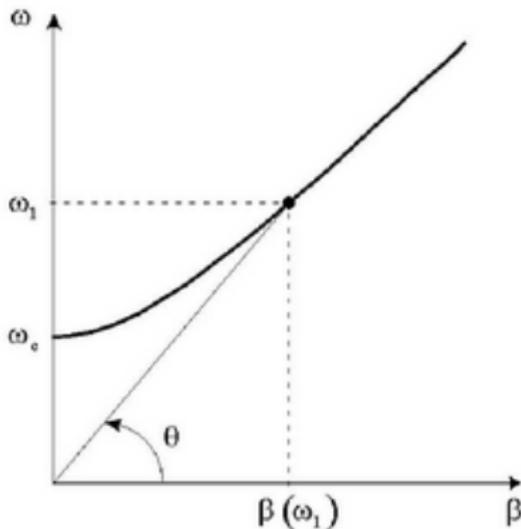


Figura 5. *Diagrama de dispersión para el modelo de línea dispersiva propuesto*

VELOCIDAD DE GRUPO

Ya se ha comentado que cuando una línea de transmisión presenta dispersión, las diferentes componentes frecuenciales que componen una señal viajan a través de la línea con velocidades distintas. Sin embargo, cuando la señal a la entrada de la línea tiene un ancho de banda reducido, es posible definir una única velocidad a la que se desplaza toda la señal (información) por la línea de transmisión. A esta velocidad se la conoce con el nombre de velocidad de grupo (v_g), y su expresión general es:

$$v_g = \frac{1}{d\beta/d\omega}$$

Para ilustrar el concepto de la velocidad de grupo, se va a considerar una línea de transmisión dispersiva sin pérdidas y adaptada en su plano de carga, por la que queremos transmitir una señal de información en banda base $p(t)$ con un ancho de banda $2\Delta f$. Dicha información se transmitirá modulada en amplitud con una portadora de frecuencia f_0 , de modo que la señal que se introduce a la entrada de la línea es:

$$s_g(t) = A p(t) \cos(\omega_0 t)$$

y cuyo espectro tomará la siguiente forma

$$S_g(f) = P(f) * A \left(\frac{\delta(f - f_0) + \delta(f + f_0)}{2} \right) = \frac{A}{2} P(f - f_0) + \frac{A}{2} P(f + f_0)$$

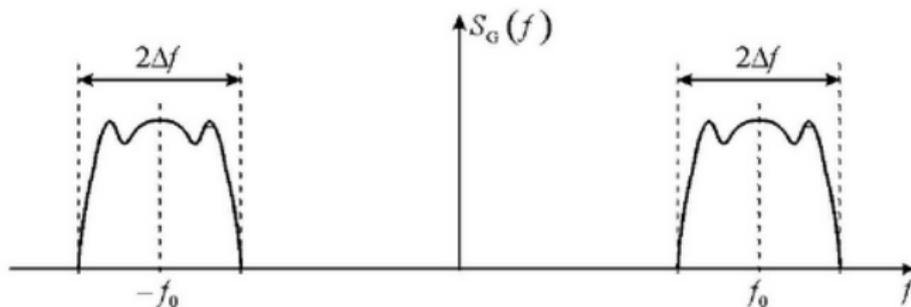


Figura Espectro de la señal considerada a la entrada de la línea de transmisión

Al estar la línea de transmisión adaptada, su función de transferencia a una distancia z del generador se podrá expresar como:

$$H(f) = e^{-j\beta(f)z}$$

con lo que el valor de la señal que se mide en el punto z de la línea de transmisión en cualquier instante de tiempo será:

$$s(z, t) = \text{TF}^{-1}\{S(z, f)\} = \int_{-\infty}^{+\infty} S(z, f) e^{j2\pi ft} df = \int_{-\infty}^{+\infty} S_G(f) e^{-j\beta(f)z} e^{j2\pi ft} df$$

y tras sustituir se obtiene:

$$s(z, t) = \frac{A}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} P(f - f_0) e^{j[2\pi ft - \beta(f)z]} df + \frac{A}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} P(f + f_0) e^{j[2\pi ft - \beta(f)z]} df$$

Si se tiene en cuenta que el espectro $P(f - f_0)$ presenta un ancho de banda de valor $2\Delta f$ centrado a la frecuencia f_0 , para resolver la primera integral se puede desarrollar el coeficiente de fase β en una serie de Taylor entorno a f_0 , y suponer a su vez que el ancho de banda $2\Delta f$ es lo bastante pequeño (aproximación de banda estrecha) como para despreciar todos los términos de orden superior a 1 en dicho desarrollo:

$$\beta(f) = \beta(f_0) + \beta'(f_0)(f - f_0), \quad f_0 - \Delta f < f < f_0 + \Delta f$$

donde $\beta'(f_0)$ puede relacionarse con la velocidad de grupo $v_g(f_0)$ como sigue:

$$\beta'(f_0) = \left. \frac{d\beta}{df} \right|_{f=f_0} = 2\pi \left. \frac{d\beta}{d\omega} \right|_{f=f_0} = \frac{2\pi}{v_g(f_0)}$$

Aplicando pues en la primera integral se tiene que:

$$\begin{aligned} \frac{A}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} P(f - f_0) e^{j(2\pi ft - \beta(f)z)} df &= \frac{A}{2} e^{-j\beta(f_0)z} \int_{f_0 - \Delta f}^{f_0 + \Delta f} P(f - f_0) e^{j(2\pi ft - \beta'(f_0)(f - f_0)z)} df = \\ &= \frac{A}{2} e^{-j\beta(f_0)z} e^{j2\pi f_0 z} \int_{f_0 - \Delta f}^{f_0 + \Delta f} P(f - f_0) e^{j2\pi(f - f_0) \left(t - \frac{z}{v_g(f_0)} \right)} df \end{aligned}$$

Fuente: Rodrigo Peñarrocha, Vicent Miquel, Vicente Enrique Boria Esbert, and Pablo Soto Pacheco. "Fundamentos de líneas de transmisión." Colección Académica UPV (2019).

Tras realizar el cambio de variable $\tilde{f} = f - f_0$ y agrupar términos, se concluye que la solución de dicha integral puede expresarse como:

$$\frac{A}{2} e^{-j\beta(f_0)z} e^{j2\pi f_0 t} \int_{-y}^y P(\tilde{f}) e^{j2\pi \tilde{f} \left(t - \frac{z}{v_g(f_0)} \right)} d\tilde{f} = \frac{A}{2} e^{-j\beta(f_0)z} e^{j2\pi f_0 t} P \left(t - \frac{z}{v_g(f_0)} \right)$$

A continuación se seguirá el mismo procedimiento para resolver la segunda de las integrales. Para ello, se tendrá en cuenta que el coeficiente de fase es una función impar con la frecuencia, y por lo tanto:

$$\beta(f) = \beta(-f_0) + \beta'(-f_0)(f + f_0) = -\beta(f_0) + \beta'(f_0)(f + f_0)$$

$$-f_0 - \Delta f < f < -f_0 + \Delta f$$

Llegándose en este caso al siguiente resultado:

$$\frac{A}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} P(f + f_0) e^{j(2\pi f_0 t - \beta(f)z)} df = \frac{A}{2} e^{j\beta(f_0)z} e^{-j2\pi f_0 t} P \left(t - \frac{z}{v_g(f_0)} \right)$$

Fuente: Rodrigo Peñarrocha, Vicent Miquel, Vicente Enrique Boria Esbert, and Pablo Soto Pacheco. "Fundamentos de líneas de transmisión. Colección Académica UPV (2019).

Agrupando por último los resultados obtenidos para ambas integrales, se concluye que la expresión de la señal en la línea queda como se muestra a continuación:

$$\begin{aligned}
 s(z, t) &= \frac{A}{2} \left(e^{j\beta(f_0)z} e^{-j2\pi f_0 t} + e^{-j\beta(f_0)z} e^{j2\pi f_0 t} \right) p \left(t - \frac{z}{v_g(f_0)} \right) = \\
 &= A p \left(t - \frac{z}{v_g(f_0)} \right) \cos(2\pi f_0 t - \beta(f_0)z)
 \end{aligned}$$

Estudiando esta última expresión se puede observar que está formada por dos términos que viajan a velocidades distintas:

- El término $\cos(2\pi f_0 t - \beta(f_0)z)$, que representa a la portadora, y que se desplaza a la velocidad de fase de la línea evaluada a la frecuencia f_0 .
- El término $p \left(t - \frac{z}{v_g(f_0)} \right)$, que representa la señal de información, y que por el hecho de haber tomado un ancho de banda pequeño para la señal $p(t)$ no presenta distorsión, viajando todas sus componentes a la velocidad de grupo de la línea evaluada a la frecuencia f_0 .

Por lo tanto, se puede definir la velocidad de grupo como aquella velocidad a la que debe

Existen otras dos alternativas para calcular la velocidad de grupo de la línea. La primera de ellas se basa en deducirla a partir de la velocidad de fase calculada anteriormente. Para obtener dicha relación, basta con derivar la velocidad de fase con respecto a la pulsación ω :

$$\frac{dv_{\phi}}{d\omega} = \frac{d(\omega/\beta)}{d\omega} = \frac{1}{\beta} - \frac{\omega}{\beta^2} \frac{d\beta}{d\omega} = \frac{1}{\beta} \left(1 - \frac{(\omega/\beta)}{v_g} \right) = \frac{1}{\beta} \left(1 - \frac{v_{\phi}}{v_g} \right)$$

y despejando la velocidad de grupo de la expresión anterior se obtiene:

$$v_g = \frac{v_{\phi}}{1 - \beta \frac{dv_{\phi}}{d\omega}} = \frac{v_{\phi}}{1 - \frac{\omega}{v_{\phi}} \frac{dv_{\phi}}{d\omega}}$$

lo que revela además que para una línea de transmisión donde la velocidad de fase es constante (por ejemplo en una línea de transmisión ideal), las velocidades de fase y de grupo deben coincidir.

La segunda forma de calcular la velocidad de grupo de una línea dispersiva consiste en utilizar el diagrama de dispersión para determinar el valor de dicha velocidad de forma gráfica. Esta velocidad es la pendiente de la recta tangente a la curva de dispersión en la pulsación de trabajo En términos matemáticos:

$$v_g = \frac{1}{\frac{d\beta}{d\omega}} = \tan \phi$$

VELOCIDAD DE PROPAGACIÓN DE LA ENERGÍA

Para determinar la velocidad de propagación de la energía se considerará nuevamente una línea de transmisión adaptada donde sólo exista onda incidente. Sea dE el valor de la energía almacenada en el instante t en un tramo de la línea de longitud infinitesimal ubicado en el plano $z = z_0$, y supongamos que en un instante dt dicha energía se ha desplazado una distancia dz en la línea, tal y como se muestra en la Figura 5.1 La velocidad de propagación de la energía v_E será por definición:

$$v_E = \frac{dz}{dt}$$

Aplicando la regla de la cadena se puede concluir que:

$$v_E = \frac{dz}{dt} = \frac{dz}{dE} \frac{dE}{dt} = \frac{dE/dt}{dE/dz} = \frac{P_T(z)}{W(z)}$$

donde $P_T(z)$ y $W(z)$ representan respectivamente la potencia transmitida y la densidad de energía almacenada por unidad de longitud² en el plano z de la línea de transmisión.



A continuación se calculará la velocidad de propagación de la energía para nuestro modelo de línea dispersiva. Considerando que sólo existe onda incidente, la potencia transmitida en un punto de la línea será:

$$P_T(z) = \frac{1}{2} Z_c |I(z)|^2$$

y como la impedancia característica de nuestra línea dispersiva es:

$$Z_c = \sqrt{\frac{Z}{Y}} = \sqrt{\frac{j\omega L + \frac{1}{j\omega C_s}}{j\omega C}} = \sqrt{\frac{L}{C}} \sqrt{1 - \frac{\omega_c^2}{\omega^2}}$$

Se puede expresar la potencia transmitida como sigue:

$$P_T(z) = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{L}{C}} \sqrt{1 - \frac{\omega_c^2}{\omega^2}} |I(z)|^2$$

Fuente: Rodrigo Peñarrocha, Vicent Miquel, Vicente Enrique Boria Esbert, and Pablo Soto Pacheco. "Fundamentos de líneas de transmisión. Colección Académica UPV (2019).

Por otro lado, la energía almacenada en un tramo de línea de longitud dz se obtendrá como la suma de la energía almacenada en cada uno de los tres elementos que forman el modelo circuital equivalente de la línea dispersiva

$$dE = dE_C + dE_L + dE_{C_s} = \frac{1}{4} C dz |U(z)|^2 + \frac{1}{4} L dz |I(z)|^2 + \frac{1}{4} C_s dz \frac{|I(z)|^2}{\omega^2}$$

lo que proporciona una densidad de energía almacenada por unidad de longitud:

$$W(z) = \frac{dE}{dz} = \frac{1}{4} C |U(z)|^2 + \frac{1}{4} L |I(z)|^2 + \frac{1}{4} \frac{|I(z)|^2}{C_s \omega^2}$$

que puede expresarse de una forma más compacta si se tiene en cuenta que al existir sólo onda incidente se verifica que $U(z) = Z_c I(z)$:

$$W(z) = \frac{1}{4} L |I(z)|^2 \left[\frac{C}{L} Z_c^2 + 1 + \frac{1}{LC_s \omega^2} \right]$$

y sustituyendo las expresiones de ω_c y Z_c recogidas

concluimos:

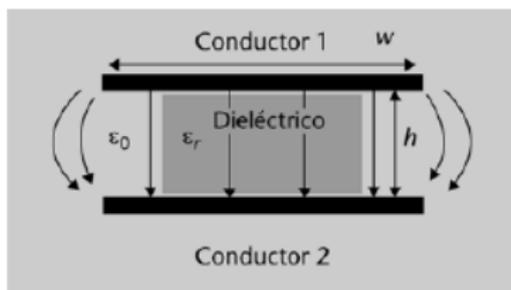
$$W(z) = \frac{1}{4} L |I(z)|^2 \left[\frac{C}{L} \left(\frac{L}{C} \left(1 - \frac{\omega_c^2}{\omega^2} \right) \right) + 1 + \frac{\omega_c^2}{\omega^2} \right] = \frac{1}{2} L |I(z)|^2$$

$$v_E = \frac{P_T(z)}{W(z)} = \frac{\frac{1}{2} \sqrt{\frac{L}{C}} \sqrt{1 - \frac{\omega_c^2}{\omega^2}} |I(z)|^2}{\frac{1}{2} L |I(z)|^2} = \frac{1}{\sqrt{LC}} \sqrt{1 - \frac{\omega_c^2}{\omega^2}}$$

que como puede observarse coincide con la expresión de la velocidad de grupo de la línea de transmisión recogida **Se puede demostrar que para cualquier línea de transmisión sin pérdidas la velocidad de la energía y la velocidad de grupo coinciden, tal y como se comenta**

Obsérvese también que en una línea de transmisión ideal sin dispersión ($\omega_c = 0$), las velocidades de fase, de grupo y de propagación de la energía son iguales.

Fuente: Rodrigo Peñarrocha, Vicent Miquel, Vicente Enrique Boria Esbert, and Pablo Soto Pacheco. "Fundamentos de líneas de transmisión. Colección Académica UPV (2019).



En vista de los comentarios generales que se termina de realizar, para caracterizar completamente una línea de transmisión con dos conductores y un dieléctrico homogéneo basta con conocer la permitividad del dieléctrico ($\epsilon = \epsilon' - j\epsilon''$), y los parámetros primarios capacidad (C) y resistencia (R) por unidad de longitud.

Fuente: POZAR, David M. Microwave engineering. John wiley and sons, 2009.

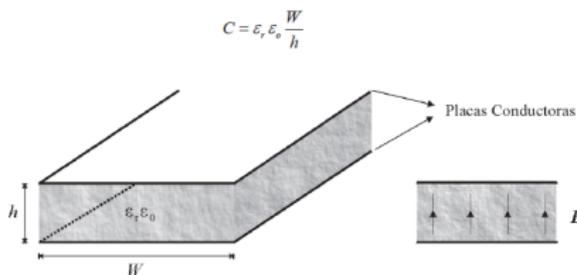


Figura Geometría de una línea de placas paralelas.

$$L = \frac{\mu_0 \varepsilon_r \varepsilon_0}{C} = \frac{\mu_0 h}{W}$$

$$G = \frac{\omega \varepsilon''}{\varepsilon_r \varepsilon_0} C = \frac{\omega \varepsilon'' W}{h}$$

$$Z_c = \frac{\sqrt{\mu_0 \varepsilon_r \varepsilon_0}}{C} = \eta \frac{h}{W}$$

donde en la última expresión η representa la impedancia característica de una onda en el material dieléctrico de permitividad ε_r , que se define como:

$$\eta = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon'}} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_r \varepsilon_0}} = \frac{120 \pi}{\sqrt{\varepsilon_r}}$$

$$R = 2 \frac{R_s}{W}$$

R_s representa la resistencia superficial del conductor, a expresar en Ω , y que se calcula empleando la siguiente ecuación:

$$R_s = \frac{1}{\sigma \delta} = \sqrt{\frac{\omega \mu}{2\sigma}}$$

donde σ es la conductividad de los conductores (se expresa en S/m), y δ designa la profundidad de penetración de los conductores (se expresa en m), y se calcula haciendo uso de esta expresión:

$$\delta = \frac{1}{\sqrt{\pi f \mu \sigma}}$$

Fuente: POZAR, David M. Microwave engineering. John wiley and sons, 2009.

En cuanto a las pérdidas causadas por el dieléctrico, de acuerdo con la expresión general se tiene que:

$$\alpha_d = \frac{1}{2} \beta \operatorname{tg} \delta = \frac{1}{2} \omega \sqrt{\mu_0 \epsilon_r \epsilon_0} \operatorname{tg} \delta$$

Asumiendo que la tangente de pérdidas ($\operatorname{tg} \delta$) es constante con la frecuencia (en un buen dieléctrico se suele cumplir esta propiedad), se concluye que los coeficientes de atenuación α_c y α_d son proporcionales a \sqrt{f} y f , respectivamente (se debe recordar que R_s es proporcional a la raíz cuadrada de la frecuencia de trabajo). Por tanto, a partir de estas conclusiones se puede afirmar que a frecuencias bajas suele predominar el término α_c , mientras que a frecuencias muy altas puede llegar a predominar el término α_d .

Para determinar a partir de qué frecuencia comienza a predominar el término α_d sobre el término α_c , se debe buscar la frecuencia umbral a la cual se cumpla $\alpha_d = \alpha_c$.

Fuente: POZAR, David M. Microwave engineering. John wiley and sons, 2009.

$$\frac{\alpha_d}{\alpha_c} = \frac{h}{\delta} \operatorname{tg} \delta = 1$$

La frecuencia buscada (que llamaremos f_0) aparece en el término asociado a la profundidad de penetración δ . Si se considera por ejemplo una línea de placas paralelas cuyo dieléctrico tiene una tangente de pérdidas $\operatorname{tg} \delta = 2 \cdot 10^{-4}$, y las placas conductoras son de cobre ($\delta(\text{mm}) = 66/\sqrt{f}$), se tiene para la frecuencia umbral f_0 la siguiente expresión:

$$f_0(\text{Hz}) = \frac{10^{11}}{h^2}$$

donde h debe expresarse en mm.

Si se sustituyen valores para el caso en que las placas paralelas estén separadas una distancia $h = 10$ mm, se obtiene que la frecuencia umbral a partir de la cual predomina α_d sobre α_c es $f_0 = 1$ GHz, mientras que si las placas se separan $h = 1$ mm, se obtiene que $f_0 = 10$ GHz. De estos resultados se concluye que cuanto más próximos estén los dos conductores de una línea de placas paralelas ($h \downarrow \downarrow$), a frecuencias típicas de microondas (1-40 GHz), suelen predominar las pérdidas causadas por los conductores (pues $f_0 \uparrow \uparrow$), y por tanto se deberá prestar más atención a la elección de un buen material conductor (aquél que introduzca menores pérdidas).

1 Línea de dos conductores

2 Cable coaxial y stripline

3 Trabajos propuestos

Los cables coaxiales se utilizan con gran frecuencia en aplicaciones de radiofrecuencia y de microondas, por lo que su nomenclatura se encuentra normalizada. Algunos de los cables coaxiales que se utilizan con más frecuencia se enumeran a continuación:

- Cable M17/28-RG58: Se trata de un cable coaxial de $Z_c = 50 \Omega$, cuyo material dieléctrico es polietileno (PE), y opera hasta una frecuencia máxima de 1 GHz.
- Cable M17/84-RG223: Se trata de un cable coaxial de $Z_c = 50 \Omega$, cuyo material dieléctrico es polietileno (PE), y opera hasta una frecuencia máxima de 10 GHz.
- Cable M17/75-RG214: Se trata de un cable coaxial de $Z_c = 50 \Omega$, cuyo material dieléctrico es polietileno (PE), que puede operar incluso a frecuencias por encima de los 10 GHz. Este cable coaxial presenta menores pérdidas que el anterior cable M17/84-RG223.
- Cable M17/20-RG59: Se trata de un cable coaxial de $Z_c = 75 \Omega$, cuyo material dieléctrico es polietileno (PE), y opera hasta una frecuencia máxima de 1 GHz.

Se pretende verificar las características de un receptor de TDT con una impedancia de entrada de 75Ω . Para realizar las medidas se va a utilizar un generador de señales digitales de grandes prestaciones que se encuentra en el laboratorio y que presenta una impedancia de salida de 50Ω . Para conectar ambos equipos se ha empleado un cable coaxial de 10 metros de longitud e impedancia característica de 50Ω que sale del entrenador digital y que se une a un segundo cable coaxial de 75Ω de impedancia característica y 50 cm de longitud fijado al receptor de TDT (ver Figura 4.2). Las características de los dos cables coaxiales se resumen en la Tabla 4.1:

Tabla 4.1. Características de los cables coaxiales

Modelo	Impedancia Característica	Diámetro Conductor externo (mm)	Material Dieléctrico	Material Conductor
M17/28-RG58	50Ω	2,946	Espuma de polietileno	Cobre
M17/29-RG59	75Ω	3,708	Espuma de polietileno	Cobre

Tal y como se observa en la tabla anterior, el material utilizado para los conductores de los cables es cobre ($\sigma_{Cu} = 5,81 \cdot 10^7 \text{ S/m}$), mientras que el medio dieléctrico utilizado es espuma de polietileno ($\epsilon_r = 1,29$ y $\tan \delta = 0,0001$).

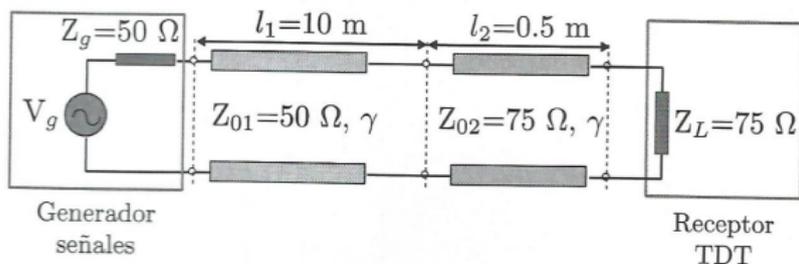


Figura 4.2. Montaje utilizado para comprobar el funcionamiento del receptor de TDT

Si la tensión de salida del generador de señales es de $V_g = 3 \text{ mV}$, se pide:

- Calcular el coeficiente de atenuación de cada uno de los coaxiales $\alpha(\text{dB} / \text{m})$ a la frecuencia de trabajo ($f = 862 \text{ MHz}$).
- Determinar la potencia P_L que se le entrega al receptor de TDT.

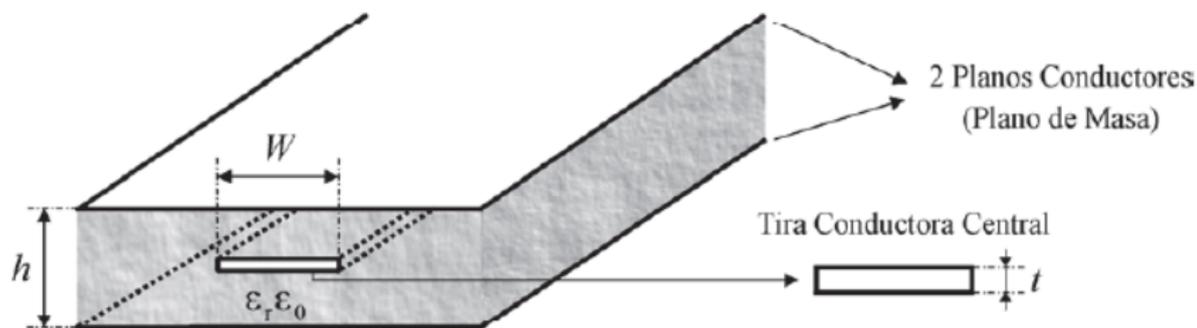
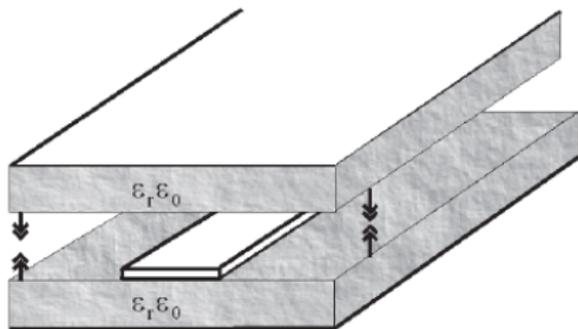


Figura Geometría de una línea triplaca o stripline.

Esta línea de transmisión se emplea con gran frecuencia en circuitería de microondas, pues se puede fabricar con gran sencillez mediante técnicas fotolitográficas. En la práctica, esta línea está formada por dos láminas (sustratos) dieléctricos con una cara metalizada (planos conductores exteriores o planos de masa). De estas dos láminas, una de ellas tiene en la otra cara la tira conductora central. La estructura se obtiene finalmente poniendo en contacto las citadas dos láminas dieléctricas y apretándolas fuertemente, tal y como se indica de forma gráfica en la figura.



Como la línea stripline consta de dos conductores y un dieléctrico homogéneo, su modo fundamental de propagación será nuevamente una solución del tipo TEM. Ahora bien, este tipo de línea no permite un análisis tan sencillo como en el caso de la línea de placas paralelas o la línea coaxial estudiadas anteriormente.

Así pues, la impedancia característica (Z_c) de este tipo de línea se expresa de forma exacta en términos de funciones elípticas, pero en la práctica se pueden usar las siguientes expresiones aproximadas (que proporcionan resultados con errores relativos respecto de los valores exactos de 10 ppm, es decir 10^{-5}):

$$Z_c \approx \frac{30\pi}{\sqrt{\epsilon_r}} \begin{cases} \frac{1}{\pi} \ln \left(2 \frac{1+\sqrt{x'}}{1-\sqrt{x'}} \right) = F(x') & 0 \leq x^2 \leq 0.5 \\ \frac{1}{F(x)} & 0.5 \leq x^2 \leq 1 \end{cases}$$

donde las variables x y x' se definen como sigue:

$$x = \operatorname{th} \left(\frac{\pi W}{2h} \right)$$

$$x' = \sqrt{1-x^2}$$

Desde un punto de vista práctico de diseño, normalmente se necesita determinar la anchura de la tira conductora (W) que se requiere para conseguir una cierta Z_c conociéndose los valores de ϵ_r y h . Esto requiere expresiones inversas a la mostrada anteriormente, como por ejemplo:

$$\frac{W}{h} = \begin{cases} y & \text{si } \sqrt{\epsilon_r} Z_c \leq 120 \\ 0,85 - \sqrt{0,6 - y} & \text{si } \sqrt{\epsilon_r} Z_c \geq 120 \end{cases}$$

donde la variable y se define del siguiente modo:

$$y = \frac{30\pi}{\sqrt{\epsilon_r} Z_c} - 0,441$$

$$\alpha_c \begin{cases} \frac{2,7 \cdot 10^{-3} R_s \varepsilon_r Z_c}{30 \pi (h-t)} A & \text{si } \sqrt{\varepsilon_r} Z_c \leq 120 \\ \frac{0,16 R_s}{Z_c h} B & \text{si } \sqrt{\varepsilon_r} Z_c \geq 120 \end{cases}$$

donde h y t representan, respectivamente, la distancia entre los planos conductores conectados a masa y el grosor de la tira conductora, mientras que los parámetros A y B se expresan de la siguiente manera:

$$A = 1 + \frac{2W}{h-t} + \frac{1}{\pi} \frac{h+t}{h-t} \ln \left(\frac{2h-t}{t} \right)$$

$$B = 1 + \frac{h}{(0,5W + 0,7t)} \left[0,5 + \frac{0,414t}{W} + \frac{1}{2\pi} \ln \left(\frac{4\pi W}{t} \right) \right]$$

En cuanto a las pérdidas causadas por el material dieléctrico (α_d), al tratarse nuevamente de una línea de transmisión de dos conductores con dieléctrico homogéneo, se tiene la siguiente expresión ya conocida:

$$\alpha_d = \frac{1}{2} \beta \operatorname{tg} \delta = \frac{1}{2} \omega \sqrt{\mu_0 \varepsilon_r \varepsilon_0} \operatorname{tg} \delta$$

Problema Se pide encontrar la anchura (W) de la tira conductora de Cobre (Cu) de una línea triplaca o stripline para que tenga una impedancia característica $Z_c = 50 \Omega$, sabiéndose que la separación entre los planos conductores de la línea es $h = 0,32 \text{ cm}$, y que el material dieléctrico a emplear tiene una permitividad relativa $\epsilon_r = 2,20$. Si se conoce además que dicho dieléctrico tiene una tangente de pérdidas $\text{tg}\delta = 0,001$, se pide también calcular la atenuación total que introduce esta línea (en dB/λ) a la frecuencia de trabajo $f = 10 \text{ GHz}$. Para este último cálculo asumir que la tira conductora tiene un grosor $t = 0,01 \text{ mm}$ y que el Cobre tiene una conductividad de valor $\sigma_{\text{Cu}} = 5,813 \cdot 10^7 \text{ S/m}$.

1 Línea de dos conductores

2 Cable coaxial y stripline

3 Trabajos propuestos

Problema 1

Se pretende utilizar una antena con una impedancia $Z_L = 300 \Omega$ junto con un transmisor que presenta una impedancia de generador $Z_g = 50 \Omega$ para dar servicio de difusión de televisión digital terrestre. Para conectar ambos dispositivos se ha empleado un cable coaxial de 10 metros de longitud e impedancia característica de 75Ω que sale del transmisor y que se une a un segundo cable coaxial de 150Ω de impedancia característica y $\lambda/4$ de longitud fijado a la antena. El esquema de conexión se muestra en la Figura 4.5, mientras que las características de los dos cables coaxiales se resumen en la Tabla 4.4.

Tabla 4.4. Características de los cables coaxiales

Impedancia Característica	Diámetro Conductor externo (mm)	Material Dieléctrico	Material Conductor
75 Ω	3,708	Espuma de polietileno	Cobre
150 Ω	7,239	Espuma de polietileno	Cobre

Líneas de transmisión

FACULTAD DE INGENIERIA

Escuela de Electrónica y Telecomunicaciones
Quinto Semestre

Unidad IV: Líneas de transmisión y guías de onda
PhD. Daniel Antonio Santillán Haro



Unach
UNIVERSIDAD NACIONAL DE CHIMBORAZO
Libres por la Ciencia y el Saber