

METODOS DE ACOPLAMIENTO PARA EL ANALISIS DE VOLTAJES INDUCIDOS EN REDES ELECTRICAS DE BAJO VOLTAJE DEBIDO A DESCARGAS ELECTRICAS ATMOSFERICAS

Dr. Arturo Galván Diego
Instituto de Investigaciones Eléctricas
Av. Reforma 113, Col. Palmira, 62490 Temixco Morelos

RESUMEN

El material contenido en este documento constituye una completa revisión teórica sobre algunos modelos de acoplamiento electromagnético existentes en la literatura, normalmente aplicados en la evaluación de los voltajes y corrientes inducidas en los elementos de una red de bajo voltaje debido a la incidencia de una descarga eléctrica atmosférica cercana. Siendo el objetivo de este documento la correcta aplicación de dichos modelos, el material está enfocado a conocer las particularidades de cada modelo y el adecuado manejo de sus parámetros de entrada.

INTRODUCCIÓN

Las descargas eléctricas atmosféricas producen campos electromagnéticos que se propagan sobre la tierra con la velocidad de la luz. Estos campos electromagnéticos pueden inducir corrientes y voltajes transitorios en estructuras metálicas, tales como sistemas de distribución de energía eléctrica, instalaciones o redes de bajo voltaje, subsistemas conteniendo equipo electrónico sensible o cualquier conductor aéreo o subterráneo. Existen estudios realizados por diversos investigadores quienes han propuesto mecanismos de acoplamiento con el objeto de evaluar y caracterizar los voltajes y corrientes inducidas debido a los campos electromagnéticos generados por rayo.

Artículo recomendado y aprobado por el Comité Nacional de CIGRE-México para presentarse en el Segundo Congreso Bienal, del 13 al 15 de junio del 2001, en Irapuato, Gto.

Estos modelos de acoplamiento, que representan una poderosa herramienta de análisis, utilizan diferentes parámetros de entrada. Sin embargo, los métodos son equivalentes entre ellos, produciendo los mismos resultados. Cada método debe ser aplicado cuidadosamente con un conocimiento pleno en el manejo de sus parámetros, ya que fácilmente pueden cometerse errores tanto de aplicación como de interpretación.

ANTECEDENTES.

Actualmente, existe un elevado número de equipo electrónico sensible dañado debido principalmente a los efectos de inducción que las tormentas eléctricas producen sobre los conductores eléctricos de alimentación. El mayor daño producido en estos equipos se debe a rayos que inciden directamente sobre las instalaciones que los albergan. Sin embargo, una instalación se ve sometida a una mayor cantidad de efectos de inducción debido a la incidencia de rayos cercanos que a los efectos destructivos debido a rayo directo. La manera en que estos campos electromagnéticos pueden afectar el equipo electrónico sensible conectado a la red de bajo voltaje depende de las propiedades de (a) la fuente de interferencia, (b) la interacción o acoplamiento electromagnético y (c) la robustez del equipo. El conocimiento de la forma en que estos campos electromagnéticos se acoplan a los conductores de la red eléctrica de bajo voltaje es fundamental para la aplicación de las medidas correctivas en la protección de los equipos electrónicos sensibles.

Este documento analiza la parte correspondiente al acoplamiento entre los campos electromagnéticos y los conductores de una red de bajo voltaje utilizados para alimentar eléctricamente los equipos electrónicos sensibles.

OBJETIVO

Mostrar, a partir de las ecuaciones de Maxwell, la equivalencia entre los diversos modelos de acoplamiento publicados en la literatura especializada entre los campos electromagnéticos generados por las descargas eléctricas atmosféricas y los elementos de una red eléctrica de bajo voltaje que alimentan los equipos electrónicos sensibles, así como todas aquellas precauciones que deben ser consideradas durante la aplicación de los mismos.

DEFINICIÓN DEL PROBLEMA A NIVEL TEORICO

El comportamiento de las señales inducidas pueden ser evaluadas utilizando la teoría de antenas o la teoría de la línea de transmisión [1],[2],[3]. La primera es una aproximación rigurosa basada en las ecuaciones de Maxwell, que describe el comportamiento de los campos electromagnéticos ya sea a baja o alta frecuencia. Por otro lado, la teoría de la línea de transmisión es válida siempre y cuando las dimensiones físicas de las instalaciones sean más pequeñas que la longitud de onda del campo electromagnético utilizado como excitación.

Considérese un sistema formado por dos conductores conectado a cargas arbitrarias en ambos extremos, como se indica en la Figura 1. Una formulación exacta del problema establece que el campo externo que ilumina el sistema induce corrientes en cada conductor y en las cargas al final de la línea. Las corrientes totales I_1 e I_2 en la línea están formadas por dos componentes: una corriente de modo antena (corriente de modo común) y una corriente de modo línea de transmisión (corriente de modo diferencial).

En la corriente de modo común, las corrientes circulan en la misma dirección y se neutralizan en la carga y están basadas en la aproximación rigurosa involucrando dos conductores excitados por dos ondas incidentes simétricas (fuentes de voltaje de modo común), el cual requiere que no exista circulación de corriente en las impedancias conectadas en los extremos de la línea. En este caso, las corrientes irradiarán una gran cantidad de energía debido a que las corrientes circulan en la misma dirección.

La corriente de modo línea de transmisión satisface la condición de las conocidas corrientes de modo diferencial o "Transverse ElectroMagnetic mode" (TEM). En este caso, las corrientes son iguales y opuestas en cada sección de la línea. A pesar de que también irradian energía, ésta es mucho menor comparada con la de modo común.

Desde el punto de vista de las corrientes en las impedancias, estas corrientes llegan a ser importantes en la evaluación de redes eléctricas en forma práctica. Es importante tener en mente que la teoría de la línea de transmisión no tiene la capacidad de predecir la corriente total del sistema, ya que dichas corrientes corresponden a una parte de la corriente total inducida. Sin embargo, su uso se justifica cuando la parte de radiación de la línea y la generación de otros modos de propagación que no sea de modo TEM son mínimas.

Para el caso que nos ocupa, aún cuando la componente horizontal del campo eléctrico del rayo se propaga en modo TM (Transverse Magnetic mode), el uso de la teoría de la línea de transmisión es aún válida. Por lo tanto, en este documento el análisis se lleva a cabo considerando la teoría de la línea de transmisión [3].

ECUACIONES BASICAS

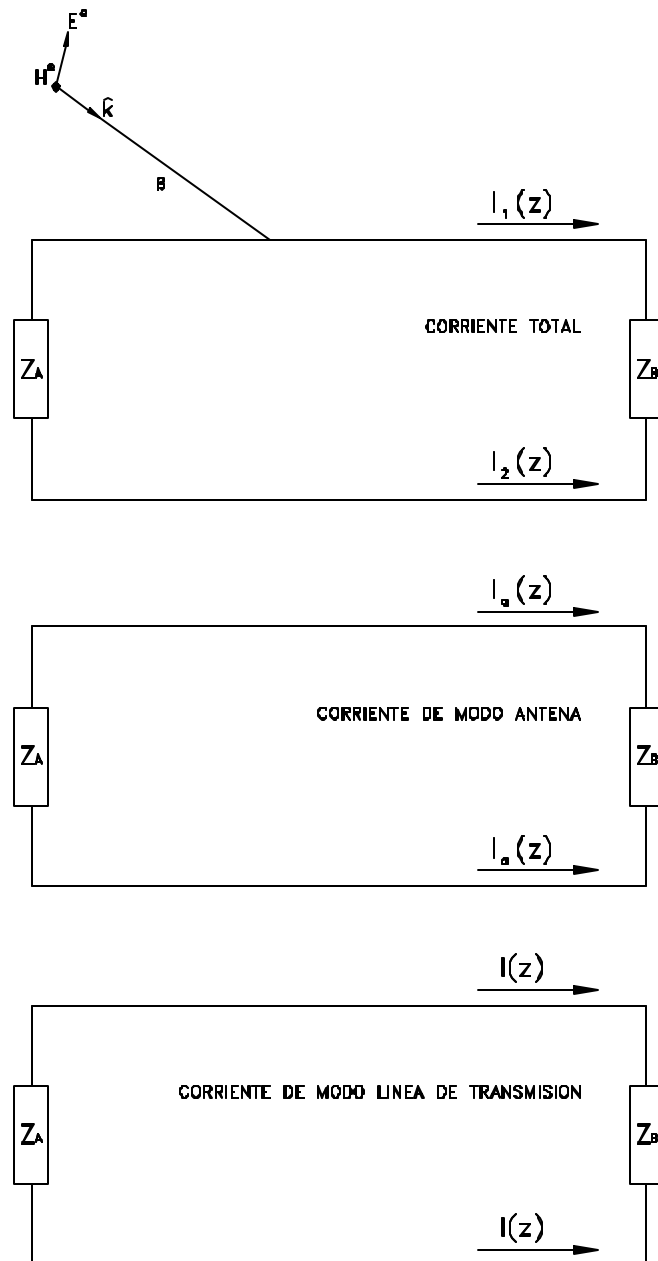
Considérese el sistema de dos conductores indicado en la Figura 2. El sistema se considera uniforme a lo largo de su longitud (dirección-z). El medio alrededor de los conductores tiene una conductividad ρ , permitividad ϵ y permeabilidad μ . El análisis se lleva cabo con el propósito de obtener los voltajes y las corrientes en las terminales del sistema.

Considérese que el área S encierra a los conductores 0 y 1 entre los puntos z y $z + \Delta z$ en el plano x - z , tal y como se muestra en la Figura 2a. La distancia entre los conductores es b . En este análisis se considera un campo polarizado verticalmente, pero el análisis es válido también para campos polarizados horizontalmente. El medio alrededor de los conductores es no-magnético. Integrando la primera ecuación de Maxwell en forma diferencial sobre el área S y aplicando el teorema de Stokes al límite delimitado por el contorno C se tiene,

Ec. (1)

$$\int_S \nabla \times \vec{E} \cdot d\vec{S} = \int_C \vec{E} \cdot d\vec{l} = -\frac{\partial}{\partial t} \int_C \vec{B} \cdot d\vec{S}$$

La ecuación (1) es la Ley de Faraday, la cual indica que un campo magnético variante en el tiempo genera un campo eléctrico. Es importante mencionar que los campos eléctrico y magnético totales en la ecuación (1) están conformados por los campos externos (E^e y B^e) más los campos generados por el sistema de conductores (E^s y B^s). Los primeros son los campos que existen cuando el sistema de conductores se encuentra ausente, formados por los campos incidentes más los campos reflejados por la presencia de tierra. Los segundos son los campos generados por el sistema de conductores debido a las corrientes y cargas que circulan en los



$$I_1(z) = I_a(z) + I(z)$$

$$I_2(z) = I_a(z) - I(z)$$

Figura 1. Componentes de las corrientes totales: corriente de modo antena (modo común) y corriente de la línea de transmisión (modo diferencial).

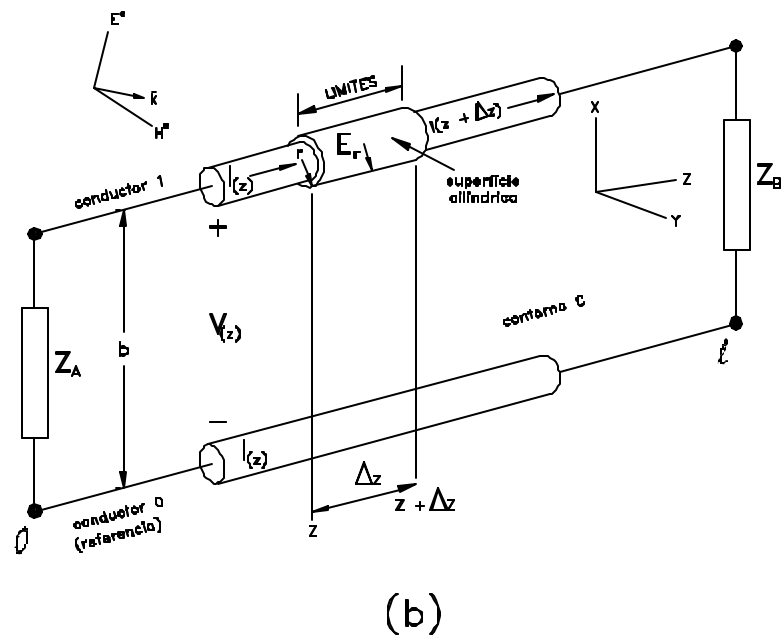
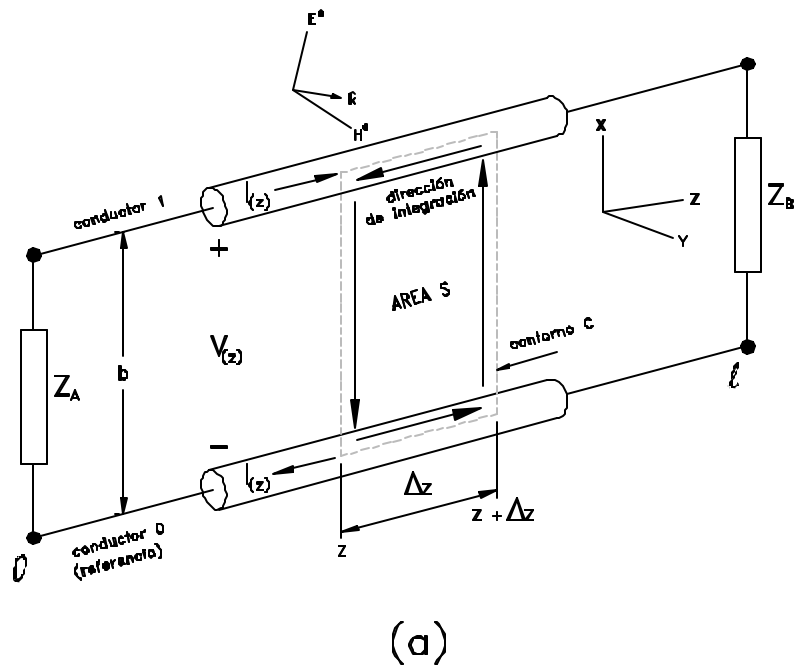


Figura 2. Parámetros geométricos del sistema de dos conductores mostrando una sección diferencial de: a) el área encerrada entre los conductores y b) la superficie alrededor del conductor.

conductores. Integrando la ecuación (1) en el área S, se tiene,

Ec. (2)

$$\int_0^b [E_x(x, z + \Delta z) - E_x(x, z)] dx - \int_z^{z+\Delta z} [E_z(b, z) - E_z(0, z)] dz$$

$$= -\frac{\partial}{\partial t} \int_z^{z+\Delta z} \int_0^b B_y(x, z) dx dz$$

La dependencia del tiempo se ha omitido en las ecuaciones por motivos prácticos. En la ecuación (2), $E_x = E_x^e + E_x^s$ es la componente-x del campo eléctrico total, E_z es la componente-z del campo eléctrico total, $B_y = B_y^e + B_y^s$ es la componente-y de la densidad de campo magnético total perpendicular al plano formado por la superficie S.

Si se incluyen los campos externos y los generados por el sistema en la ecuación (2), ésta puede escribirse como,

Ec. (3)

$$\int_0^b [E_x^e(x, z + \Delta z) - E_x^e(x, z)] dx + \int_0^b [E_x^s(x, z + \Delta z) - E_x^s(x, z)] dx$$

$$- \int_z^{z+\Delta z} [E_z(b, z) - E_z(0, z)] dz = -\frac{\partial}{\partial t} \left[\int_S B_y^e(x, z) dS + \int_S B_y^s(x, z) dS \right]$$

donde $dS = dx dz$ y $\int = \int_S \int_z^{z+\Delta z} \int_0^b$

Note que el campo eléctrico horizontal E_z en la ecuación (3) en ambos conductores es aún la componente del campo total. Reagrupando la ecuación (3), dividiéndola por Δz y tomando el límite cuando $\Delta z \rightarrow 0$, se obtiene la siguiente ecuación,

Ec. (4)

$$\frac{\partial}{\partial z} \int_0^b E_x^e(x, z) dx + \frac{\partial}{\partial z} \int_0^b E_x^s(x, z) dx - [E_z(b, z) - E_z(0, z)]$$

$$= -\frac{\partial}{\partial t} \int_0^b B_y^e(x, z) dx - \frac{\partial}{\partial t} \int_0^b B_y^s(x, z) dx$$

la cual será designada como la **PRIMERA ECUACIÓN BÁSICA**.

Ahora, considérese una superficie cilíndrica cerrada, Figura 2b, justo afuera del conductor con una longitud Δz entre z y $z + \Delta z$. Integrando la segunda ecuación de Maxwell sobre dicha superficie, se tiene,

Ec. (5)

$$\oint_S \nabla \times \vec{H} \cdot d\vec{S} = \oint_S \vec{J} \cdot d\vec{S} + \frac{\partial}{\partial t} \oint_S \vec{D} \cdot d\vec{S} = 0$$

la cual es idénticamente cero debido a que la integración se lleva a cabo en los límites y sobre las paredes de la geometría cilíndrica cerrada. A partir de los límites del conductor a z y $z + \Delta z$ se tiene,

Ec. (6)

$$\int_{\text{terminal}} \vec{J} \cdot d\vec{S} = I(z + \Delta z) - I(z)$$

A partir de la porción cilíndrica de la superficie se tiene que,

Ec. (7)

$$\int_{\text{cilindro}} \vec{J} \cdot d\vec{S} = \Delta z \int_0^{2p} \epsilon E_r r \cdot d\vec{q}$$

La ecuación (6) se refiere a la corriente de conducción a través del conductor metálico y la ecuación (7) se refiere a la corriente de conducción justo afuera de la superficie del conductor. En la ecuación (7), ρ es la conductividad del medio justo afuera del conductor, E_r es la componente radial del campo eléctrico total en la superficie del conductor y r es el radio del conductor.

En forma general, la conductividad es una función del tiempo y la posición (radio y ángulo), y es no homogéneo. Sin embargo, cuando el medio alrededor del conductor es homogéneo, la conductividad puede considerarse constante alrededor del conductor. Por otro lado, cuando el medio alrededor del conductor es aire (ρ es aproximadamente igual a cero) y/o el campo eléctrico radial es más bajo que el valor necesario para iniciar corona, puede ignorarse la contribución de la ecuación (7) a la corriente de conducción.

La contribución de la corriente de desplazamiento puede evaluarse a partir del segundo término de la ecuación (5), con lo que se tiene,

Ec. (8)

$$\frac{\partial}{\partial t} \oint_S \vec{D} \cdot d\vec{S} = \epsilon \frac{\partial}{\partial t} \int_z^{z+\Delta z} \int_0^{2p} E_r r \cdot d\vec{q} dz$$

Esta corriente de desplazamiento es importante únicamente cuando el fenómeno es un fenómeno que varía en el tiempo, o en otras palabras, cuando los campos externos cambian con el tiempo. Sustituyendo las ecuaciones (6), (7) y (8) en la ecuación (5) se tiene,

Ec. (9)

$$[I(z + \Delta z) - I(z)] + \Delta z \cdot \int_0^{2p} \epsilon E_r r \cdot d\vec{q} + \epsilon \frac{\partial}{\partial t} \int_z^{z+\Delta z} \int_0^{2p} E_r r \cdot d\vec{q} dz = 0$$

Dividiendo la ecuación (9) por Δz y tomando el límite cuando $\Delta z \rightarrow 0$ se tiene

Ec. (10)

$$\frac{\partial I(z)}{\partial z} + \int_0^{2p} \mathbf{s} E_r \cdot d\mathbf{q} + \mathbf{e} \frac{\partial}{\partial t} \int_0^{2p} E_r \cdot d\mathbf{q} = 0$$

Introduciendo las componentes externas y generadas por el sistema del campo eléctrico total en la ecuación (10) se tiene

Ec. (11)

$$\frac{\partial I(z)}{\partial z} + \int_0^{2p} \mathbf{s} E_r^e \cdot d\mathbf{q} + \int_0^{2p} \mathbf{s} E_r^s \cdot d\mathbf{q} + \mathbf{e} \frac{\partial}{\partial t} \int_0^{2p} E_r^e \cdot d\mathbf{q} + \mathbf{e} \frac{d}{dt} \int_0^{2p} E_r^s \cdot d\mathbf{q} = 0$$

la cual será designada como la **SEGUNDA ECUACIÓN BÁSICA**.

Propagación en modo TM

Considere que el modo TEM (en el cual los campos eléctrico y magnético son transversales a la dirección de propagación de tal manera que no existe componente en la dirección axial) es el único modo de propagación de los campos en el medio en el cual están inmersos los conductores. El voltaje distribuido en cualquier punto del conductor respecto al conductor de referencia está definido por la integral del campo eléctrico transversal perpendicular al eje axial del conductor. Esta integral puede evaluarse siguiendo una trayectoria arbitraria entre los conductores en todo el volumen xyz.

Cuando el campo eléctrico externo que ilumina el sistema de conductores tiene una componente axial, el modo de propagación se llama modo magnético transversal (TM) porque el campo magnético es todavía totalmente transversal pero el campo eléctrico tiene una componente en la dirección de propagación. En este caso, la evaluación del voltaje definido en una trayectoria arbitraria en el volumen xyz no es estrictamente apropiada.

Para el modo TM de propagación en el plano xy ($z=constante$), el campo eléctrico es irrotacional. Por lo tanto, en este plano transversal, la integral de línea del campo eléctrico entre dos puntos cualesquiera 0 y b sigue siendo independiente de la trayectoria de unión entre ellos. Por lo tanto, el campo eléctrico transversal puede expresarse como el gradiente de un potencial escalar [5]. La diferencia entre este concepto y el definido para un modo de propagación TEM es que, en este último caso, la trayectoria utilizada para evaluar el voltaje no tiene restricciones en el volumen total xyz. La

consecuencia de esto, aún cuando el modo de propagación del campo es en modo TM, es que el voltaje puede aún ser evaluado a partir de,

Ec. (12)

$$V(z) = - \int_0^b E_x(x, z) dx$$

La única restricción en el uso de la ecuación (12) es que el voltaje debe evaluarse en el plano xy ($z=constante$).

MODELO DE TAYLOR-SATTERWITE-HARRISON

Este modelo [6] ha sido obtenido en términos de la corriente y voltaje distribuido *totales*. El voltaje total está definido tanto por el campo eléctrico externo como por el campo generado por el sistema de tal manera que,

Ec. (13)

$$V'(z) = - \left[\int_0^b E_x^e(x, z) dx + \int_0^b E_x^s(x, z) dx \right] = V^e(z) + V^s(z)$$

Por otro lado, cuando la corriente inducida en el conductor es uniformemente distribuida alrededor de la circunferencia del conductor ($b \gg r$) y la separación entre los conductores es eléctricamente pequeña ($b \ll \lambda$), donde λ es la longitud de onda de los campos generados por el sistema, entonces el flujo total puede evaluarse como,

Ec. (14)

$$\Lambda(z) = - \int_0^b B_y^s(x, z) \cdot dx = -L' \cdot I(z)$$

El significado de la ecuación (14) es que el campo magnético por unidad de longitud generado por el sistema que existe entre los dos conductores puede relacionarse con la inductancia por unidad de longitud L' y la corriente en el conductor para dicha longitud. Introduciendo las ecuaciones (13) y (14) en la ecuación básica (4) se tiene,

Ec. (15)

$$-\frac{\partial V'(z)}{\partial z} - L' \cdot \frac{\partial I(z)}{\partial t} - [E_z(b, z) - E_z(0, z)] = -\frac{\partial}{\partial t} \int_0^b B_y^s(x, z) \cdot dx$$

Cuando los dos conductores mostrados en la Figura 2 son perfectos (conductividad infinita), el campo eléctrico total tangencial (en este caso horizontal) $E_z(b, z)$ y $E_z(0, z)$ son idénticamente cero. Esto se debe a que el campo eléctrico horizontal induce una corriente que circula en forma paralela al conductor y esta corriente sostiene, simultáneamente, un campo horizontal generado por el sistema de tal manera que ellos se cancelan entre sí, es decir,

Ec. (16)

$$E_z = E_z^e + E_z^s = 0$$

Si este fuera el caso, la ecuación de la línea de transmisión sería,

Ec. (17)

$$\frac{\partial V'(z)}{\partial z} + L' \cdot \frac{\partial I(z)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} \int_0^b B_y^e(x, z) \cdot dx$$

Cuando los conductores no son perfectos (conductividad finita), el campo eléctrico horizontal total en la superficie de los conductores no es cero, por lo que la ecuación debe tomar en cuenta la presencia de una conductividad eléctrica finita en el conductor. Esto se realiza introduciendo una impedancia, la cual relaciona el campo eléctrico total tangencial (horizontal) en la superficie del conductor al flujo de corriente del conductor al mismo punto. Esta relación puede expresarse de la siguiente manera,

Ec. (18)

$$[E_z(b, z) - E_z(0, z)] = Z_i \cdot [I_2(z) - I_1(z)]$$

En la ecuación (18), Z_i corresponde a la impedancia por unidad de longitud de cada conductor, siempre y cuando ambos conductores sean iguales, y las corrientes I_1 e I_2 son las corrientes axiales en los conductores, nominalmente las corrientes de modo antena y modo línea de transmisión, ver Figura 1,

Ec. (19)

$$I_1(z) = I_a(z) + I(z)$$

$$I_2(z) = I_a(z) - I(z)$$

Combinando las ecuaciones (18) y (19), se tiene,

Ec. (20)

$$[E_z(b, z) - E_z(0, z)] = Z \cdot I(z)$$

La ecuación (22) indica que para los dos conductores idénticos del sistema, Z es el doble de la impedancia por unidad de longitud de cada conductor individual ($2Z_i$), la cual es equivalente a la impedancia por unidad de longitud para un conductor sobre un plano de tierra perfectamente conductor. Para un sistema de dos conductores o para un sistema de un conductor sobre un plano de tierra perfectamente conductor, la ecuación (17) toma la siguiente forma, para un análisis en el dominio de la frecuencia,

Ec. (21)

$$\frac{\partial V'(z)}{\partial z} + Z' \cdot I(z) = j\omega \int_0^b B_y^e(x, z) \cdot dx$$

En la ecuación (21), $Z' = Z + j\omega L'$ y L' es la inductancia por unidad de longitud. Para un conductor sobre un plano de tierra con conductividad finita, tiene que incluirse el campo

eléctrico horizontal que aparece a nivel de tierra. Por lo tanto, la ecuación (21) toma la siguiente forma,

Ec. (22)

$$\frac{\partial V'(z)}{\partial z} + Z' \cdot I(z) = j\omega \int_0^b B_y^e(x, z) \cdot dx + E_z^e(0, z)$$

donde $Z' = Z + Z_g + j\omega L'$ es la impedancia serie de la línea de transmisión formada por los conductores y Z_g es la impedancia del plano de tierra. La ecuación (22) es la primera ecuación de la línea de transmisión obtenida por Taylor et al [6].

Para obtener la segunda ecuación de la línea de transmisión, considérese que la conductividad del medio circundante al conductor es homogéneo y, para el caso del aire, prácticamente cero. Entonces, la primera y segunda integrales de la ecuación (11), que corresponde a la segunda ecuación básica obtenida en este análisis, son idénticamente cero,

Ec. (23)

$$\int_0^{2p} \mathbf{s} E_r^e \cdot d\mathbf{q} = \int_0^{2p} \mathbf{s} E_r^s \cdot d\mathbf{q} = 0$$

por lo que la segunda ecuación básica puede escribirse como,

Ec. (24)

$$\frac{\partial I(z)}{\partial z} + \mathbf{e} \frac{\partial}{\partial t} \int_0^{2p} E_r^e \cdot d\mathbf{q} + \mathbf{e} \frac{\partial}{\partial t} \int_0^{2p} E_r^s \cdot d\mathbf{q} = 0$$

Ahora, considérese que el conductor es removido y se quiere evaluar la primera integral de la ecuación (24) en exactamente el mismo punto correspondiente al conductor antes de ser removido. Como no existe carga en la cercanía del conductor debido al campo eléctrico externo, la primera integral de la ecuación (24) es igual a cero. Por lo tanto, la ecuación (24) queda de la siguiente manera,

Ec. (25)

$$\frac{\partial I(z)}{\partial z} + \mathbf{e} \frac{\partial}{\partial t} \int_0^{2p} E_r^s \cdot d\mathbf{q} = 0$$

La integral en la ecuación (25) debe estar relacionada con la carga producida en el conductor debido al campo eléctrico generado por el sistema. Es decir,

$$\int_0^{2p} D^s \cdot d\mathbf{q} = q$$

donde q es la densidad de carga lineal a lo largo del conductor. Debido a que una de las condiciones para aplicar la teoría de la línea de transmisión es que el radio de los conductores debe ser mucho más pequeño que la separación entre ellos, el campo

eléctrico en la cercanía del conductor puede considerarse independiente del ángulo θ alrededor del conductor. Por lo que la integral puede evaluarse de la siguiente forma,

Ec. (26)

$$e \frac{\partial}{\partial t} \int_0^{2\pi} E_r^s r \cdot d\mathbf{q} = \frac{\partial q}{\partial t}$$

Introduciendo la ecuación (26) en la ecuación (25), se tiene,

Ec. (27)

$$\frac{\partial I(z)}{\partial z} + \frac{\partial q}{\partial t} = 0$$

Expresando la ecuación anterior en términos del voltaje y la capacitancia por unidad de longitud C' se tiene que,

Ec. (28)

$$q = C' \cdot V^s(z)$$

donde $V^s(z)$ es el voltaje producido en el sistema debido a la carga en el conductor y C' es la capacitancia por unidad de longitud entre los conductores o entre el conductor y el plano de tierra, el cual depende de las características geométricas. Introduciendo la ecuación (28) en la ecuación (27) se obtiene la segunda ecuación de la línea de transmisión para un medio sin pérdidas.

Ec. (29)

$$\frac{\partial I(z)}{\partial z} + C' \frac{\partial V^s(z)}{\partial t} = 0$$

Para obtener la ecuación descrita por Taylor et al., se hace uso del concepto indicado en la ecuación (13),

Ec. (30)

$$V^t(z) = V^e(z) + V^s(z) = - \int_0^b E_x^e(x, z) dx + V^s(z)$$

Introduciendo la ecuación (30) en la ecuación (29) se obtiene la segunda ecuación de la línea de transmisión sugerida por Taylor et al. para un medio sin pérdidas [6],

Ec. (31)

$$\frac{\partial I(z)}{\partial z} + C' \frac{\partial V^t(z)}{\partial t} = -C' \frac{\partial}{\partial t} \int_0^b E_x^e(x, z) dx$$

Cuando el medio alrededor del conductor tiene conductividad finita σ y una constante dieléctrica ϵ , la contribución de la corriente de conducción entre los conductores o entre el conductor y el plano de

tierra para la corriente total llega a ser relevante. En la igualdad de la ecuación (23), sin embargo, la primera ecuación sigue siendo cero debido a que el campo eléctrico radial es producido únicamente por el campo generado por el sistema. Por lo tanto, la ecuación puede escribirse de la siguiente manera,

Ec. (32)

$$\int_0^{2\pi} \sigma E_r^s r \cdot d\mathbf{q} = \sigma \int_0^{2\pi} E_r^s r \cdot d\mathbf{q} = \frac{\sigma}{e} \int_0^{2\pi} D^s r \cdot d\mathbf{q}$$

Note que el parámetro σ se encuentra fuera de la integral. Esto es válido únicamente cuando la conductividad del medio circundante es uniforme, el cual es independiente del ángulo θ . Utilizando la relación aplicada en la ecuación (26) respecto a la carga en el conductor y a la corriente de desplazamiento, la ecuación (32) puede relacionarse al voltaje producido por el sistema en el conductor como,

Ec. (33)

$$\frac{\sigma}{e} \int_0^{2\pi} D^s r \cdot d\mathbf{q} = \frac{\sigma}{e} q = \frac{\sigma}{e} C' V^s(z)$$

Definiendo la conductancia por unidad de longitud como,

Ec. (34)

$$G' = \frac{\sigma}{e} C'$$

La ecuación (33) puede escribirse como,

Ec. (35)

$$\frac{\sigma}{e} \int_0^{2\pi} D^s r \cdot d\mathbf{q} = \frac{\sigma}{e} q = \frac{\sigma}{e} C' V^s = G' V^s(z)$$

Introduciendo la ecuación (35) en la ecuación (32) e introduciendo el resultado en la ecuación (31), y aplicando la formulación en el dominio de la frecuencia, se obtiene la segunda ecuación de la línea de transmisión para un medio con pérdidas,

Ec. (36)

$$\frac{\partial I(z)}{\partial z} + Y V^t(z) = -Y \int_0^b E_x^e(x, z) dx$$

donde

$$Y = \frac{(G' + j\omega C') Y_g}{G' + j\omega C' + Y_g}$$

representa la admitancia paralelo de los conductores y Y_g es la admitancia de tierra. Las condiciones frontera se expresan por medio de las siguientes relaciones,

$$V'(0) = -Z_A I(0)$$

$$V'(\ell) = Z_B I(\ell)$$

donde Z_A y Z_B son las impedancias al final de la línea y ℓ es la longitud del sistema. En esta formulación, las fuentes por unidad de longitud del sistema son las siguientes,

Fuente distribuida de voltaje – ecuación (17),

Ec. (37)

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_0^b B_y^e(x, z) \cdot dx$$

Fuente distribuida de corriente – ecuación (31),

Ec. (38)

$$-C \cdot \frac{\partial}{\partial t} \int_0^b E_x^e(x, z) \cdot dx$$

La Figura 3 muestra el circuito equivalente para el modelo Taylor-Satterwhite-Harrison, en el cual las ecuaciones (37) y (38) definen las fuentes de voltaje en el sistema, respectivamente.

MODELO DE AGRAWAL-PRICE-GURBAXANI

Este modelo [7] realiza la formulación de tal manera que el voltaje y corriente generados por el sistema son las variables desconocidas. Debido a que la integral de línea del campo eléctrico entre los dos conductores puede expresarse como el gradiente de un potencial escalar, aún para un modo de propagación TM [5], el voltaje generado por el sistema, de acuerdo a la ecuación (12), está definido por,

Ec. (39)

$$V^s(z) = -\int_0^b E_x^s(x, z) dx$$

Integrando la primera ecuación de Maxwell sobre el área mostrada en la Figura 2a únicamente para el campo eléctrico externo, se tiene,

Ec. (40)

$$\frac{\partial}{\partial z} \int_0^b E_x^e(x, z) dx + \frac{\partial}{\partial t} \int_0^b B_y^e(x, z) dx = E_z^e(b, z) - E_z^e(0, z)$$

Sustituyendo la ecuación (40) en la ecuación (17) se tiene la siguiente expresión,

Ec. (41)

$$\frac{\partial V^s(z)}{\partial z} + L' \cdot \frac{\partial I(z)}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial z} \int_0^b E_x^e(x, z) dx + [E_z^e(b, z) - E_z^e(0, z)]$$

Entonces, sustituyendo la ecuación (13) en la ecuación (41), se obtiene la siguiente expresión para la primera ecuación de la línea de transmisión obtenida por Agrawal et al. [7], para una línea sin pérdidas sobre un plano de tierra,

Ec. (42)

$$\frac{\partial V^s(z)}{\partial z} + L' \cdot \frac{\partial I(z)}{\partial t} = E_z^e(b, z) - E_z^e(0, z)$$

Por supuesto, para un conductor sobre un plano de tierra con conductividad infinita, el campo eléctrico definido por $E_z^e(0, z)$ desaparece y la ecuación (42) se transforma en,

Ec. (43)

$$\frac{\partial V^s(z)}{\partial z} + L' \cdot \frac{\partial I(z)}{\partial t} = E_z^e(b, z)$$

donde $E_z^e(b, z)$ es la componente tangencial del campo eléctrico a la altura del conductor. La segunda ecuación de la línea de transmisión obtenida por Agrawal et al. está definida por la ecuación (31) para un medio sin pérdidas o, para un medio con pérdidas, por medio de la siguiente expresión,

Ec. (44)

$$\frac{\partial I(z)}{\partial z} + G' \cdot V^s(z) + C' \cdot \frac{\partial V^s(z)}{\partial t} = 0$$

Las condiciones frontera a $z=0$ y $z=\ell$ para una solución única, en términos de los voltajes generados por el sistema, son las siguientes,

$$V^s(0) = -Z_A I(0) + \int_0^b E_x^e(x, 0) dx$$

$$V^s(\ell) = Z_B I(\ell) + \int_0^b E_x^e(x, \ell) dx$$

En esta formulación, la fuente unitaria en el sistema para el caso sin pérdidas es la fuente distribuida de voltaje indicada por la ecuación (43),

Ec. (45)

$$E_z^e(b, z)$$

La Figura 4 muestra el circuito equivalente para el modelo de Agrawal-Price-Gurbaxani, en el cual la ecuación (45) define la fuente de voltaje en el sistema en términos de los campos eléctricos tangenciales (horizontales) externos.

MODELO DE RACHIDI

En este modelo, las fuentes están expresadas en términos de campos magnéticos de excitación. Utilizando la segunda ecuación de Maxwell en el

dominio de la frecuencia y la ecuación de la densidad de flujo eléctrico se tiene que,

Ec. (46)

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{J} + j\omega \epsilon \vec{E} = (\sigma + j\omega \epsilon) \vec{E}$$

donde nuevamente, σ y ϵ son la conductividad y la permitividad del medio en la cercanía del conductor. Se sabe que el rotacional de la intensidad del campo magnético externo está definido por,

Ec. (47)

$$\nabla \times \vec{H}^e = \hat{x} \left[\frac{\partial H_z^e}{\partial y} - \frac{\partial H_y^e}{\partial z} \right] + \hat{y} \left[\frac{\partial H_x^e}{\partial z} - \frac{\partial H_z^e}{\partial x} \right] + \hat{z} \left[\frac{\partial H_y^e}{\partial x} - \frac{\partial H_x^e}{\partial y} \right]$$

Escribiendo la ecuación (47) en términos de la componente-z a nivel de tierra, se tiene,

Ec. (48)

$$\nabla \times \vec{H}_z^e(0, z) = \hat{z} \left[\frac{\partial H_y^e(0, z)}{\partial x} - \frac{\partial H_x^e(0, z)}{\partial y} \right]$$

Expresando la ecuación (46) para los campos externos y a nivel de tierra se tiene,

Ec. (49)

$$\nabla \times \vec{H}_z^e(0, z) = (\sigma + j\omega \epsilon) \vec{E}_z^e(0, z)$$

Introduciendo la ecuación (49) en la ecuación (48) y expresando la ecuación en términos de la densidad de flujo magnético, se tiene,

Ec. (50)

$$E_z^e(0, z) = \frac{1}{\sigma + j\omega \epsilon} \left[\frac{\partial B_y^e(0, z)}{\partial x} - \frac{\partial B_x^e(0, z)}{\partial y} \right]$$

Finalmente, introduciendo la ecuación (50) en la primera ecuación de la línea de transmisión obtenida por Taylor et al., ecuación (22), se obtiene la primera ecuación de la línea de transmisión de la formulación de Rachidi [8],

Ec. (51)

$$\frac{\partial V'(z)}{\partial z} + Z' I(z) = j\omega \int_0^b B_y^e(x, z) \cdot dx + \frac{1}{\sigma + j\omega \epsilon} \left[\frac{\partial B_y^e(0, z)}{\partial x} - \frac{\partial B_x^e(0, z)}{\partial y} \right]$$

Nuevamente, se hace uso de la ecuación (46) pero para la componente-x, para obtener la segunda ecuación de la línea de transmisión,

Ec. (52)

$$E_x^e(x, z) = \frac{1}{\sigma + j\omega \epsilon} \left[\frac{\partial B_z^e(x, z)}{\partial y} - \frac{\partial B_y^e(x, z)}{\partial z} \right]$$

Introduciendo la ecuación (52) en la ecuación (36) se obtiene la segunda ecuación de la línea de transmisión de la formulación de Rachidi,

Ec. (53)

$$\frac{\partial I(z)}{\partial z} + YV'(z) = -\frac{Y}{\sigma + j\omega \epsilon} \int_0^b \left[\frac{\partial B_z^e(x, z)}{\partial y} - \frac{\partial B_y^e(x, z)}{\partial z} \right] \cdot dx$$

Para un sistema sin pérdidas, las ecuaciones (51) y (53) puede escribirse como,

Ec. (54)

$$\frac{\partial V'(z)}{\partial z} + j\omega L' I(z) = j\omega \int_0^b B_y^e(x, z) \cdot dx$$

y

Ec. (55)

$$\frac{\partial I(z)}{\partial z} + j\omega C' V'(z) = -\frac{1}{L'} \int_0^b \left[\frac{\partial B_z^e(x, z)}{\partial y} - \frac{\partial B_y^e(x, z)}{\partial z} \right] \cdot dx$$

Las condiciones frontera para esta formulación son las mismas que para la formulación de Taylor et al. Para el caso de una línea sin pérdidas, las fuentes unitarias del sistema son,

Fuente distribuida de voltaje – ecuación (54)

Ec. (56)

$$j\omega \int_0^b B_y^e(x, z) \cdot dx$$

Fuente distribuida de corriente – ecuación (55)

Ec. (57)

$$-\frac{1}{L'} \int_0^b \left[\frac{\partial B_z^e(x, z)}{\partial y} - \frac{\partial B_y^e(x, z)}{\partial z} \right] \cdot dx$$

La Figura 5 muestra el circuito equivalente para el modelo de Rachidi, en el cual las ecuaciones (56) y (57) definen las fuentes de voltaje y corriente en términos del flujo magnético externo.

MODELO DE RUSCK

Este modelo fue publicado en 1957 [9] con el objetivo principal de mejorar los esquemas de protección contra rayo en redes de bajo voltaje. A diferencia de los modelos descritos anteriormente, este modelo utiliza el concepto del potencial escalar y vectorial para definir las ecuaciones para los voltajes y corrientes en el sistema. Se hará uso de las siguientes relaciones para iniciar el análisis del modelo de Rusck,

Ec. (58)

$$\vec{B} = \nabla \times \vec{A}$$

Ec. (59)

$$\vec{E} = -\nabla V_{\Phi} - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t}$$

La ecuación (58) indica que la densidad de flujo total puede definirse en términos de otro vector llamado potencial vectorial, el cual a su vez está definido en términos de la densidad de corriente. La ecuación (59) indica que el campo eléctrico depende de la carga y la densidad de corriente.

El voltaje total en cualquier punto del conductor puede definirse a partir de la Figura 2. Con la ayuda de la ecuación (59), los campos eléctricos en la dirección-x están definidos por,

Ec. (60)

$$E_x^e(x, z) = -\frac{\partial V_{\Phi}^e(z)}{\partial x} - \frac{\partial A_x^e(x, z)}{\partial t}$$

$$E_x^s(x, z) = -\frac{\partial V_{\Phi}^s(z)}{\partial x} - \frac{\partial A_x^s(x, z)}{\partial t}$$

En la ecuación (60), $V_f^e(z)$ y $A_x^e(x, z)$ son el potencial escalar a la altura del conductor y el potencial vectorial debido al campo eléctrico externo en la dirección-x, respectivamente. $V_f^s(z)$ y $A_x^s(x, z)$ son el potencial escalar a la altura del conductor y el potencial vectorial debido al campo eléctrico generado por el sistema en la dirección-x, respectivamente. Integrando la ecuación (60) de 0 a b, se tiene,

Ec. (61)

$$\int_0^b E_x^e(x, z) dx = -\int_0^b \frac{\partial V_{\Phi}^e(z)}{\partial x} dx - \int_0^b \frac{\partial A_x^e(x, z)}{\partial t} dx$$

$$\int_0^b E_x^s(x, z) dx = -\int_0^b \frac{\partial V_{\Phi}^s(z)}{\partial x} dx - \int_0^b \frac{\partial A_x^s(x, z)}{\partial t} dx$$

Se definen los siguientes voltajes,

Ec. (62)

$$-V^e(z) = \int_0^b E_x^e(x, z) dx$$

$$-V^s(z) = \int_0^b E_x^s(x, z) dx$$

$$-V_A^e(z) = \int_0^b \frac{\partial A_x^e(x, z)}{\partial t} dx$$

$$-V_A^s(z) = \int_0^b \frac{\partial A_x^s(x, z)}{\partial t} dx$$

Sustituyendo la ecuación (62) en la ecuación (61) y agregando las expresiones definidas en la ecuación (61) se tiene,

Ec. (63)

$$V^i(z) = V^e(z) + V^s(z) = V_f^e(z) + V_f^s(z) + V_A^e(z) + V_A^s(z)$$

El potencial vectorial generado por el sistema $A_x^s(x, z)$ debido a la corriente en el conductor es cero, ya que $V_A^s(z) = 0$. Agrupando los voltajes generados por el potencial escalar externo y generado por el sistema como $V^f(z) = V_f^e(z) + V_f^s(z)$, la ecuación (63) puede escribirse como,

Ec. (64)

$$V^i(z) = V^f(z) + V_A^e(z)$$

La ecuación (64) representa el voltaje total del sistema. Para obtener las ecuaciones de la línea de transmisión, considere que las ecuaciones para el campo eléctrico a lo largo del conductor a la altura b y en la superficie del conductor están dadas por,

Ec. (65)

$$E_z^e(b, z) = -\frac{\partial V_f^e(z)}{\partial z} - \frac{\partial A_z^e(b, z)}{\partial t}$$

$$E_z^s(b, z) = -\frac{\partial V_f^s(z)}{\partial z} - \frac{\partial A_z^s(b, z)}{\partial t}$$

Agregando las ecuaciones definidas en la ecuación (65), se tiene,

Ec. (66)

$$E_z^e(b, z) + E_z^s(b, z) = -\frac{\partial V_f^e(z)}{\partial z} - \frac{\partial A_z^e(b, z)}{\partial t} - \frac{\partial V_f^s(z)}{\partial z} - \frac{\partial A_z^s(b, z)}{\partial t}$$

El término $E_z^e(b, z) + E_z^s(b, z)$ define el campo eléctrico total $\vec{E}_z(b, z)$ a lo largo del conductor y el término $-\frac{\partial V_f^e(z)}{\partial z} - \frac{\partial A_z^e(b, z)}{\partial t}$ representa el campo eléctrico externo $E_z^e(b, z)$ a lo largo del conductor. Utilizando estas dos definiciones en la ecuación (66), se tiene,

Ec. (67)

$$E_z(b, z) = -\frac{\partial V_f^e(z)}{\partial z} - \frac{\partial A_z^e(b, z)}{\partial t} + E_z^e(b, z)$$

Despreciando la resistividad del conductor, el campo eléctrico total a lo largo del conductor desaparece y la ecuación (67) puede definirse como,

Ec. (68)

$$\frac{\partial V_f^e(z)}{\partial z} + \frac{\partial A_z^e(x, z)}{\partial t} = E_z^e(b, z)$$

En la ecuación (68), el potencial vectorial generado por el sistema en la dirección-x es cero. Por lo que el voltaje debido al campo eléctrico total generado por el sistema se define como,

Ec. (69)

$$V^s(z) = V_f^s(z) + V_A^s(z) = V_f^s(z)$$

El potencial vectorial generado por el sistema en la dirección-z mostrado en la ecuación (68) puede relacionarse a la inductancia del sistema de la siguiente manera. A partir de la ecuación (58), el rotacional del potencial vectorial puede definir el flujo magnético. Integrando la ecuación (58) sobre la superficie S mostrado en la Figura 2a, se tiene,

Ec. (70)

$$\int_S \nabla \times \vec{A} \cdot d\vec{S} = \int_S \vec{B} \cdot d\vec{S}$$

Tomando únicamente el campo producido por el sistema y repitiendo el procedimiento llevado a cabo en las ecuaciones (1) a (4) se tiene,

Ec. (71)

$$\frac{\partial}{\partial z} \int_0^b A_x^s(x, z) \cdot dx - \frac{\partial}{\partial z} \int_z^{z+\Delta z} A_z^s(x, z) \cdot dz = \frac{\partial}{\partial z} \int_z^{z+\Delta z} \int_0^b B_y^s(x, z) \cdot dx dz$$

La primera integral de la ecuación (71) es idénticamente cero, debido a que no existe potencial vectorial producido por el sistema en la dirección-x. Por lo tanto, la ecuación (71) puede escribirse como,

Ec. (72)

$$-A_z^s(x, z) = \int_0^b B_y^s(x, z) \cdot dx$$

De la teoría de la línea de transmisión, puede introducirse la ecuación (14) en la ecuación (72). Esto permite que el potencial vectorial generado por el sistema en la dirección-z pueda relacionarse con la inductancia por unidad de longitud y la corriente en el conductor al punto considerado. Esto significa que,

Ec. (73)

$$A_z^s(x, z) = L \cdot I(z)$$

Ahora, introduciendo la ecuación (73) en la ecuación (68) puede obtenerse la primera ecuación de la línea de transmisión en términos del voltaje generado por el sistema,

Ec. (74)

$$\frac{\partial V^s(z)}{\partial z} + L' \frac{\partial I(z)}{\partial t} = E_z^s(b, z) = -\frac{\partial V_f^s(z)}{\partial z} - \frac{\partial A_z^s(b, z)}{\partial t}$$

Para la segunda ecuación de la línea de transmisión, puede considerarse que las corrientes y las cargas inducidas en los conductores no tienen ninguna influencia en la fuente de campo electromagnético, en este caso la descarga eléctrica atmosférica. El potencial escalar total en la superficie de los conductores a partir de los campos externos y el producido por el sistema pueden escribirse de la siguiente manera,

Ec. (75)

$$V^f(z) = V_f^e(z) + V_f^s(z) = V_f^e(z) + \frac{q(z)}{C'}$$

Por otro lado, la ecuación (27), que relaciona la corriente y la carga en el conductor, proporciona la segunda ecuación de la línea de transmisión cuando la ecuación (75) se sustituye dentro de la ecuación (27),

Ec. (76)

$$\frac{\partial I(z)}{\partial z} + C' \frac{\partial V^f(z)}{\partial t} = C' \frac{\partial V_f^e(z)}{\partial t}$$

Introduciendo las ecuaciones (75) y (69) en la ecuación (76), se obtiene la segunda ecuación de la línea de transmisión en términos del voltaje generado por el sistema,

Ec. (77)

$$\frac{\partial I(z)}{\partial z} + C' \frac{\partial V^s(z)}{\partial t} = 0$$

Ahora bien, las ecuaciones de la línea de transmisión dadas por Rusck, en términos del potencial escalar y el potencial vectorial, están definidas por las siguientes relaciones,

Ec. (78)

$$\frac{\partial V^s(z)}{\partial z} + L' \frac{\partial I(z)}{\partial t} = -\frac{\partial V_f^e(z)}{\partial z}$$

Ec. (79)

$$\frac{\partial I(z)}{\partial z} + C' \frac{\partial V^s(z)}{\partial t} = 0$$

Comparando las ecuaciones (74) y (78) puede observarse que el potencial vectorial del campo externo en la dirección-z definida por,

$$-\frac{\partial A_z^e(b, z)}{\partial t}$$

no aparece en la ecuación, lo cual significa que el modelo toma en cuenta la porción del campo eléctrico en la dirección-z generado por el gradiente del potencial escalar $V_f^e(z)$ pero ignora la contribución generada por el potencial vectorial. Esto hace al

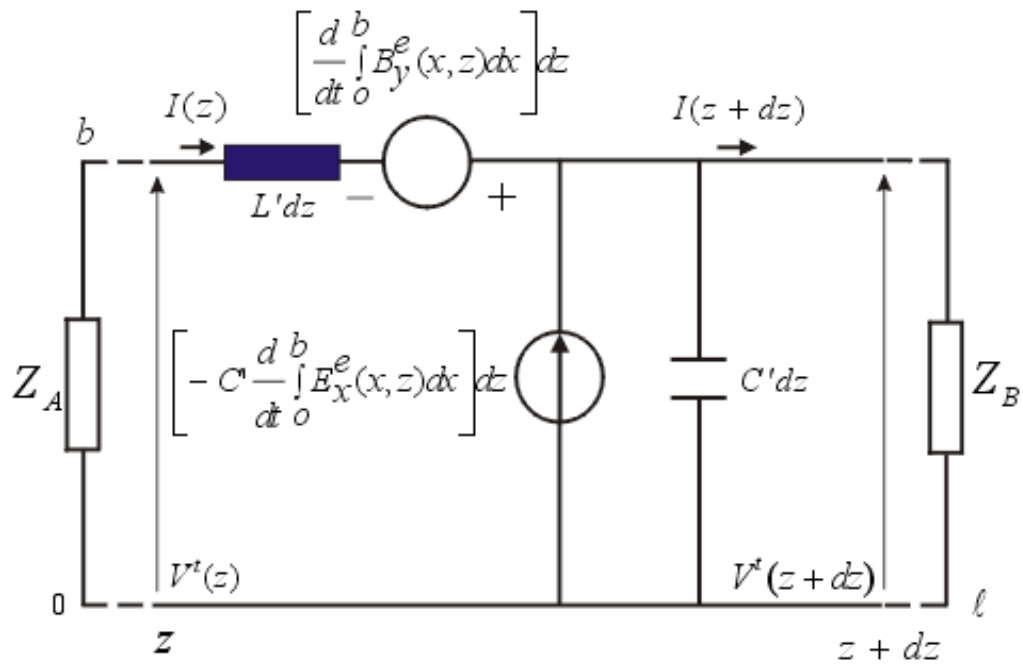


Figura 3. Circuito equivalente para un sistema sin pérdidas iluminado por un campo electromagnético en el modelo de Taylor-Satterwhite-Harrison

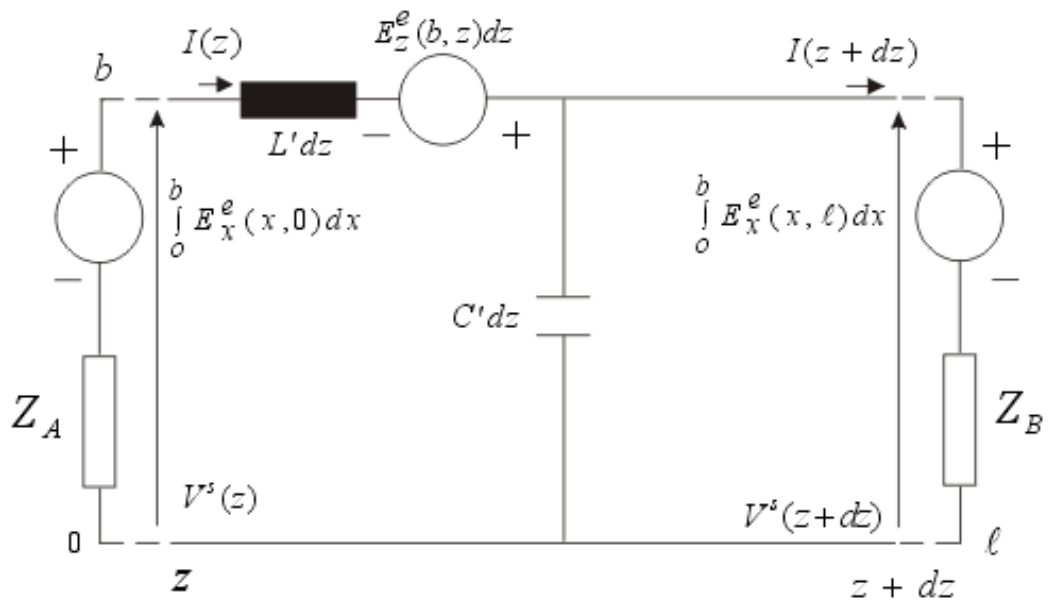


Figura 4. Circuito equivalente para un sistema sin pérdidas iluminado por un campo electromagnético en el modelo de Agrawal-Price-Gurbaxani

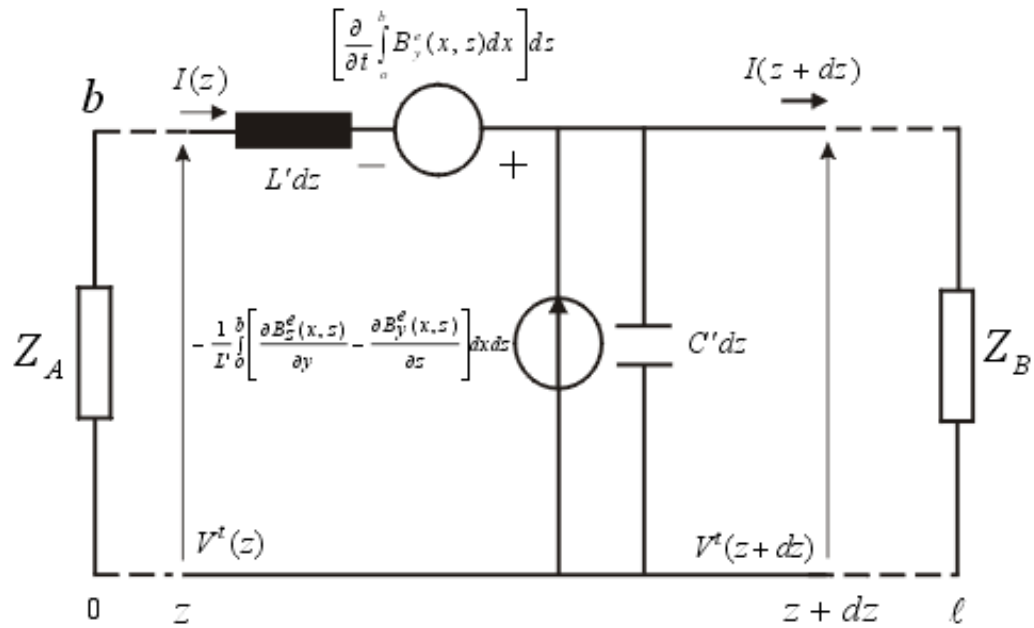


Figura 5. Circuito equivalente para un sistema sin pérdidas iluminado por un campo electromagnético en el modelo de Rachidi

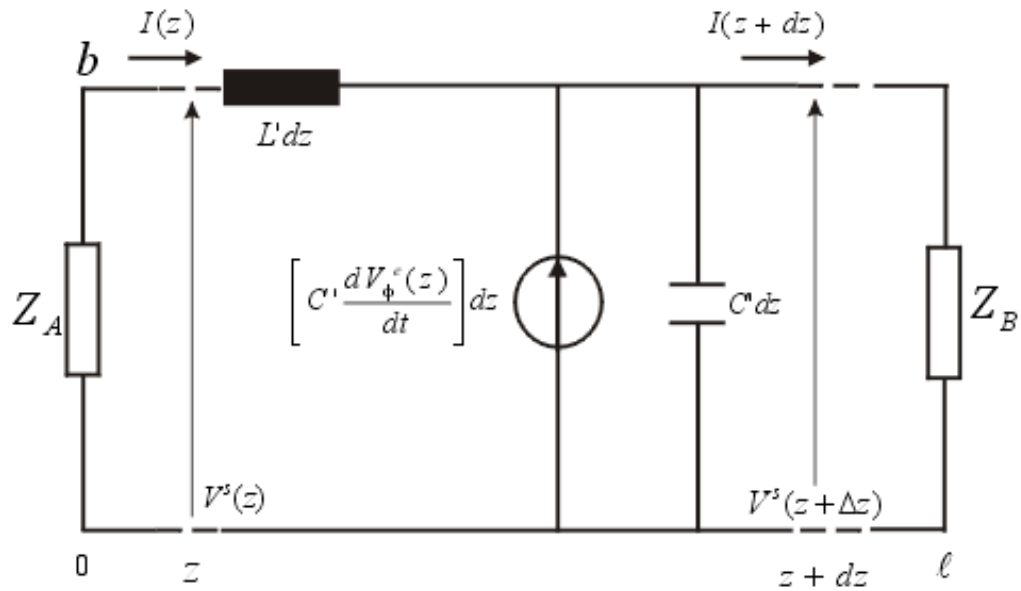


Figura 6. Circuito equivalente para un sistema sin pérdidas iluminado por un campo electromagnético en el modelo de Rachidi

modelo dependiente de la fuente de excitación. Este hecho fue observado en primera instancia por Cooray [10], quien mostró que el modelo de Rusck es idéntico al modelo de Agrawal et al. sólo si la fuente de excitación (en este caso la descarga eléctrica atmosférica) es únicamente vertical. Las condiciones frontera de este modelo están definidas por las ecuaciones (78) y (79), al igual que para el modelo de Agrawal et al. La Figura 6 muestra el circuito equivalente para un sistema sin pérdidas.

CONCLUSIONES

Los modelos de acoplamiento están expresados mediante diferentes parámetros. El modelo de Taylor et al. está escrito en términos del voltaje total y de los campos eléctrico y magnético externos como fuentes de excitación. Las ecuaciones de Agrawal et al. son derivadas en términos del voltaje generado en el sistema, y el campo eléctrico horizontal se toma como la fuente de excitación. Las ecuaciones de Rachidi están derivadas en términos del voltaje total y se considera como fuente de excitación la variación espacial del campo magnético. Las ecuaciones de Rusck están escritas en términos del potencial escalar y el potencial vectorial.

Ha sido demostrado que los métodos son equivalentes entre ellos. Las principales diferencias entre los modelos son: a) los términos que expresan las fuentes de excitación en las ecuaciones de la línea de transmisión y b) la forma en que los voltajes y las corrientes están determinadas en las mismas ecuaciones. A diferencia de otros estudios, en este documento se analizan cuatro métodos de acoplamiento a partir de dos ecuaciones básicas, obtenidas de las ecuaciones de Maxwell.

REFERENCIAS

- [1] Teshe F.M. "Comparison of the Transmission Line and Scattering Models for Computing the HEMP Response of Overhead Cables", IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, Vol.34, No.2, pp. 93-99, May 1992,.
- [2] Nucci C.A. "Lightning-Induced Voltages On Overhead Power Lines, Part II: Coupling Models for the Evaluation of the Induced Voltages", ELECTRA, No.162, pp. 121-145, October 1995.
- [3] Teshe F.M., Ianoz M.V. and Karlsson T., *EMC Analysis Methods and Computational Models*, John Wiley & Sons, Inc., 1997.
- [4] Kraus J.D and Carver K.R., *Electromagnetics*, McGraw-Hill, second edition, 1973.
- [5] Stratton J.A., *Electromagnetic Theory*, McGraw-Hill, 1941.
- [6] Taylor C.D., Satterwhite R.S: and Harrison W. Jr., "The Response of Terminated Two-Wire Transmission Line Excited by a Nonuniform Electromagnetic Field", IEEE Transactions on Antennas Propagation, Vol.Ap-13, , pp. 987-989, 1965.
- [7] Agrawal A.K., Price H.J. and Gurbaxani S.H., "Transient Response of Multiconductor Transmission

Lines Excited by a Nonuniform Electromagnetic Field", IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, Vol.EMC-22, No.2, pp. 119-129, May 1980.

[8] Rachidi F., "Formulation of the Field-to-Transmission Line Coupling Equations in Terms of Magnetic Excitation Fields", IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, Vol.35, No.3, pp. 404-407, August 1993.

[9] Rusck S., "*Induced Lightning Over-Voltages on Power-Transmission Lines with Special Reference to the Over-Voltage Protection of Low-Voltage Networks*", Ph.D. dissertation, presented at the Kungl. Tekniska Högskolan, Stockholm, Sweden, 1957.

[10] Cooray V., "Calculating Lightning-Induced Overvoltages in Power Lines: A Comparison of Two Coupling Models", IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, Vol.36, No.3, pp. 179-182, August 1994.

[11] Nucci C.A., Rachidi F., Ianoz M., Cooray V. and Mazzetti C., "Coupling Models for Lightning-Induced Overvoltage Calculations: A Comparison and Consolidation", 22nd International Conference on Lightning Protection, September 1994, Budapest Hungary.

Arturo Galván Diego

Ingeniero Electricista de la Escuela Superior de Ingeniería Mecánica y Eléctrica (ESIME) del Instituto Politécnico Nacional (IPN), Maestría en Sistemas de Potencia en la ESIME y Doctorado en Filosofía especialidad Compatibilidad Electromagnética en la Universidad de Uppsala, Suecia. Investigador de tiempo completo en el Instituto de Investigaciones Eléctricas (IIE) desde 1986. Como investigador, ha desarrollado trabajos relacionados con los Sistemas de Conexión a Tierra, la Protección contra Descargas Eléctricas Atmosféricas de estructuras comunes e instalaciones especiales y la Compatibilidad Electromagnética de equipo electrónico sensible debido a Descargas Eléctricas Atmosféricas.