



PONTIFICIA **UNIVERSIDAD CATÓLICA** DEL PERÚ

Esta obra ha sido publicada bajo la licencia Creative Commons
Reconocimiento-No comercial-Compartir bajo la misma licencia 2.5 Perú.

Para ver una copia de dicha licencia, visite
<http://creativecommons.org/licenses/by-nc-sa/2.5/pe/>



PONTIFICIA UNIVERSIDAD CATÓLICA DEL PERÚ
FACULTAD DE CIENCIAS E INGENIERÍA



PONTIFICIA
UNIVERSIDAD
CATÓLICA
DEL PERÚ

Apantallamiento multi-selectivo utilizando Metamateriales

Tesis para optar el Título de Ingeniero de las Telecomunicaciones, que
presenta el bachiller:

José Fabricio Zelada Rivas

ASESOR: Dr. Manuel Yarleque

Lima, agosto de 2010

Resumen

La presente tesis expone una investigación desarrollada con el objetivo de determinar la posibilidad de crear pantallas electromagnéticas con capacidades de selectividad espacial y de frecuencias en función del tiempo; es decir, estas filtran los campos electromagnéticos incidentes dependiendo de su dirección de arribo y de la frecuencia a la que se propagan; éstas condiciones se pueden cambiar de acuerdo a las necesidades a lo largo del tiempo de manera casi instantánea. A partir de ahí, establece los parámetros generales para el diseño de dichas pantallas.

En los dos primeros capítulos se describen las tecnologías necesarias para lograr los efectos de apantallamiento deseados; siendo las más importantes: la nueva tecnología de los metamateriales y la técnica de cloaking por capas. Se exponen luego, las condiciones que llevaron al desarrollo de las mismas, se explica su evolución teórica e histórica y se justifica su plausibilidad física a partir de los modelos teóricos ideales llegando después a modelos de implementación práctica. Los conceptos físicos se desarrollan lo más completamente posible, es decir, estos se desarrollan a partir de soluciones locales hasta llegar a los principios físicos más generales y conocidos.

Posteriormente, se realiza un estudio de la integración de dichas tecnologías y mecanismos, y de igual modo la integración con otros conceptos que permiten lograr capacidades arriba descritas.

Los modelos generales son comprobados utilizando métodos de simulación numérica computarizada. Luego se desarrollan modelos de aplicación para ejemplificar la utilización de las capacidades del dispositivo propuesto. De igual manera, se muestra el desarrollo de un sistema integrado con diferentes capacidades de selectividad y se desarrolla las ventajas aplicativas del mismo.

Esta investigación hace hincapié en la correcta fundamentación de los conceptos a través de una amplia bibliografía, que dada la naturaleza de joven tecnología, está compuesta en su mayoría por publicaciones y tesis desarrolladas en los últimos años.

Acrónimos

BW	Backward-wave o onda en retroceso.
CRLH	Composite Right/Left handed o compuesto diestro-zurdo.
DNG	Double-negative o doblemente negativos.
DOA	Direction of arrival o dirección de arribo.
EMI	Electromagnetic interference o interferencia electromagnética.
FDTD	Finite-difference time-domain o diferencias finitas en el dominio del tiempo.
FEM	Finite element method o método de elementos finitos.
LH	Left-handed o zurdos, referente a la característica de propagación.
LW	Leaky Wave o ondas por goteo.
MIMO	Multiple input multiple output o múltiple entrada múltiple salida.
NRI	Negative-refractive-index o índice de refracción negativo.
NVP	Negative velocity phase o Velocidad de fase negativa
PMC	Perfect magnetic conductor o conductor magnético perfecto.
PML	Perfect matching layer o capa de ajuste perfecto
RCS	Radar Cross Section.
RH	Right-handed o diestros, referente a la característica de propagación.
SNG	Single-negative o unitariamente negativos.
SRR	Split-ring resonator o resonador de anillo abierto.
TE	Transversal Electric o transversal eléctrico.
TEM	Transversal electromagnetic mode o modo transversal electromagnético.
TL	Trasmision line o línea de transmisión.
TMA	Transference matrix algorithm o Algoritmo de transferencia de matriz.
TW	Thin-wire o cables delgados.
TWT	Traveling wave tubes o tubos de onda viajera.

Tabla de Contenido

Tabla de Contenido	i
Lista de Figuras	iii
Lista de Tablas	v
Capítulo 1 Conceptos Generales	1
1.1 Introducción	1
1.2 Metamateriales	1
1.2.1 Desarrollo histórico	3
1.2.2 Definición de metamaterial	5
1.3 Cloaking	7
1.3.1 Desarrollo histórico	8
1.4 Características de los Sistemas Resonantes	9
Capítulo 2 Fundamentos Teóricos	11
2.1 Metamateriales: Evolución teórica	11
2.1.1 Metamateriales LH a partir de las Ecuaciones de Maxwell	14
2.1.2 Condición de entropía en medios dispersivos	18
2.1.3 Teoría de Líneas de Transmisión para los metamateriales	23
2.1.4 Diseño de resonadores para el control de los parámetros constitutivos del medio	32
2.1.5 Metamateriales sintonizables	36
2.2 Cloaking	38
2.2.1 Principio de Fermat	38
2.2.2 Transformación conforme	39
2.2.3 Control de campos electromagnéticos	41
2.2.4 Cascaron cilíndrico	43
Capítulo 3 Análisis de las características del apantallamiento Metamaterial	46
3.1 Simulación de diferenciación finita en el dominio del tiempo o FDTD	46
3.1.1 Software comercial	47
3.2 Análisis numérico del Cloaking	48
3.2.1 Configuración de la simulación	48
3.2.2 Resultados de la simulación	49
3.2.3 Cloak no cilíndrico	53
3.3 Superficie Selectiva de Frecuencias	62
3.3.1 Retribución de parámetros	63
3.3.2 Simulación de SSR cargado con Varactor	66
Capítulo 4 Análisis de un Sistema Implementado	68
4.1 Diseño de una Pantalla Metamaterial de realización práctica	68

4.2	Propuesta de Implementación	69
4.2.1	Pantalla Metamaterial: Modelo de construcción práctico	69
4.2.2	Disposición de pantallas y selectividad	74
	Conclusiones	82
	Recomendaciones y trabajos futuros	84
	Bibliografía.....	A
	Referencias	G



Lista de Figuras

Figura 1.1: Diagrama del índice de refracción (n) y sus características.....	3
Figura 1.2: Relación entre los vectores E, H y k para: (a) un medio convencional y (b) un medio de velocidad de fase negativa (NVP).....	4
Figura 1.3: Ley de Snell inversa, efecto predicho en la interacción de medios RH- LH .	5
Figura 1.4: Backscattering producido por un medio dieléctrico (en forma de cruz) al ser atravesado de izquierda a derecha por una onda TEM.....	8
Figura 1.5: Cloaking aplicado a un objeto esférico. Líneas negras describen el camino de la luz.	8
Figura 1.6: Dos Cartas que describen coordenadas utilizando el conformal mapping...	9
Figura 2.1: Meta-materiales Single Negative (SNG)	12
Figura 2.2: Primer Metamaterial diseñado por el equipo del Dr. Smith en UCSD.....	13
Figura 2.3: Triadas de vectores de ondas en propagación.....	17
Figura 2.4: Onda en propagación, velocidad de fase y velocidad de grupo.....	18
Figura 2.5: Volumen V formado por una superficie cerrada S y conteniendo las intensidades de campo y fuentes.....	20
Figura 2.6: Representación de una TL ideal homogénea.....	23
Figura 2.7: Circuito de una TL CRLH ideal.....	24
Figura 2.8: Diagramas de Dispersión/Atenuación	27
Figura 2.9: Guía de ondas de placas paralelas rellena de un Metamaterial	29
Figura 2.10: Celda Unitaria Metamaterial desde la perspectiva de red	30
Figura 2.11: Implementación de red en escalera de un Metamaterial	30
Figura 2.12: Equivalencia de la red en escalera con una TL ideal	31
Figura 2.13: Split-Ring Resonator y su circuito eléctrico equivalente	33
Figura 2.14: Estructura de alambres de Pendry	36
Figura 2.15: Símbolo de un Varicap.....	37
Figura 2.16: Tres posibles rutas diferentes para un rayo de luz y el principio de Fermat	38
Figura 2.17: (A) Línea de un campo en el espacio libre; (B) Campo distorsionado con nuevas variables.....	41
Figura 2.18: Variables del modelo de Invisibilidad	43
Figura 2.19: Desplazamiento del campo de los vectores de Poynting.....	44
Figura 2.20: Deformación del espacio de propagación	45
Figura 3.1: Configuración general de las simulaciones	49
Figura 3.2: Onda completa compleja TEM de 2GHz en una cámara vacía	50
Figura 3.3: Distribución de campos de alrededor de un espacio confinado.....	50
Figura 3.4: Componente z del campo eléctrico para $y=0$ a lo largo de la cámara	51
Figura 3.5: Relación de caída del campo eléctrico.....	52
Figura 3.6: Promedio en el tiempo de la densidad de energía	52

Figura 3.7: Promedio en el tiempo de la densidad de energía a lo largo de la cámara para $y=0$	53
Figura 3.8: Campo eléctrico y Cloak no cilíndrico	54
Figura 3.9: Promedio de la densidad de energía.....	54
Figura 3.10: Flujo de la potencia	55
Figura 3.11: Efecto de amplificación en un cloak cóncavo a 1GHz	56
Figura 3.12: Cross-section de un cloak arbitrariamente cilíndrico-elíptico	56
Figura 3.13: Cloak arbitrariamente cilíndrico-elíptico.....	57
Figura 3.14: Cloak hiperbólico	58
Figura 3.15: (a) Sistema coordenado original; (b) Sistema transformado.....	58
Figura 3.16: Cloak con forma arbitraria.....	60
Figura 3.17: (a) Sistema coordenado original; (b) Sistema transformado.....	61
Figura 3.18: Cloak de forma poligonal	62
Figura 3.19: Modelo de simulación para retribución de parámetros	64
Figura 3.20: Arreglo para la retribución de parámetros constitutivos.....	64
Figura 3.21: Configuración para el análisis de una simulación de un SSR sintonizable	66
Figura 3.22: Parámetro S_{21} del SRR de la Figura 3.21.....	67
Figura 4.1: Pantalla Metamaterial de realización práctica de 8 capas	69
Figura 4.2: Variación de los parámetros constitutivos	71
Figura 4.3: Dimensiones de una celda SRR para apantallamiento.....	72
Figura 4.4: Variación de la geometría del resonador.....	73
Figura 4.5: Campo eléctrico de simulación de un modelo realizable	73
Figura 4.6: Arreglo de Simulación de pantallas de 2 y 3 GHz.	75
Figura 4.7: Onda de 2GHz incidente sobre pantalla semicircular sintonizada a 2GHz. 76	
Figura 4.8: Onda de 2GHz incidente sobre pantalla semicircular sintonizada a 1GHz. 76	
Figura 4.9: Pantalla temporalmente selectiva con varactor a una tensión de 10V.....	78
Figura 4.10: Pantalla temporalmente selectiva con varactor a una tensión de 0V.....	78
Figura 4.11: Selectividad de frecuencia. Izquierda: Pantalla metamaterial dejando señal, Derecha: bloqueando señal.....	79
Figura 4.12: Esquema de distribución de capas.....	80
Figura 4.13: Sistema multicapa con una onda incidente a 2GHz	80
Figura 4.14: Sistema multicapa con una onda incidente a 3GHz	81
Figura 4.15: Sistema multicapa con una onda incidente a 1GHz	81

Lista de Tablas

Tabla 2.1: Verificación de las propiedades de los Metamateriales por diferentes grupos	13
Tabla 2.2: Simbología de la Figura 2.7	24
Tabla 3.1: Lista de software comercial	47
Tabla 4.1: Distribución de los valores de μ_r dentro de la pantalla	72
Tabla 4.2: Condiciones de Simulación	74
Tabla 4.3: Condiciones de Simulación	77



Capítulo 1

Conceptos Generales

1.1 Introducción

La creación de un dispositivo capaz de generar un apantallamiento cuyas propiedades de bloqueo sean dependientes del tiempo, la frecuencia de onda incidente y la dirección de incidencia, que por ende nos otorgan selectividad, obedecen en esta propuesta, a tres conceptos. El primero y más importante es el pilar del sistema, ésta es, la tecnología de los metamateriales. Los otros dos, dependientes del primero, son:

- Cloaking, novel concepto cuyo principal objetivo es lograr la invisibilidad de los objetos mediante la utilización de mantos o capas.
- Características de frecuencia de los sistemas resonantes.

1.2 Metamateriales

El concepto que de los “metamateriales” nace a partir de la idea de que si la función del coeficiente de refracción de un material dieléctrico esta dado por:

$$n = \pm\sqrt{\epsilon_r\mu_r}$$

Donde ε_r es la permitividad relativa al valor de la permitividad del espacio libre (ε_0); μ_r es la permeabilidad relacionada al valor de la permeabilidad del espacio libre (μ_0). Y además, el signo \pm está colocado a priori para mantener la generalidad de la función de raíz cuadrada.

Observaremos entonces las cuatro posibles combinaciones para el par (ε, μ) de acuerdo al signo de las variables: $(+, +)$, $(+, -)$, $(-, +)$, $(-, -)$. Donde las tres primeras combinaciones son conocidas en los materiales convencionales, la última combinación donde las variables son *simultáneamente negativas*, abrieron el camino a los metamateriales. Como se analizara más adelante, este hecho es caracterizado por el antiparalelismo de las velocidades de fase y grupo. Y de igual modo el método de realización práctica de estos materiales permitió determinar una forma versátil de desarrollar medios con los parámetros electromagnéticos personalizados de acuerdo a las necesidades de diseño.

Las características más importantes de las ondas electromagnéticas desplazándose por estos medios se describen en la Figura 1.1. Ahí podemos observar que los medios con símbolos iguales se comportan como medios transparentes, es decir, que las ondas se propagan hacia el infinito y que solo pierden energía por reflexión, refracciones y dispersiones. En otros casos, donde ambos signos son diferentes, el dieléctrico se comporta como un medio opaco y las ondas aquí son del tipo evanescente, es decir, éstas tienen una caída exponencial a medida que se alejan de la fuente. Del mismo modo, como veremos después, la única diferencia entre los dos medios transparentes es el signo de la velocidad de fase, que es función de los parámetros eléctricos constitutivos.

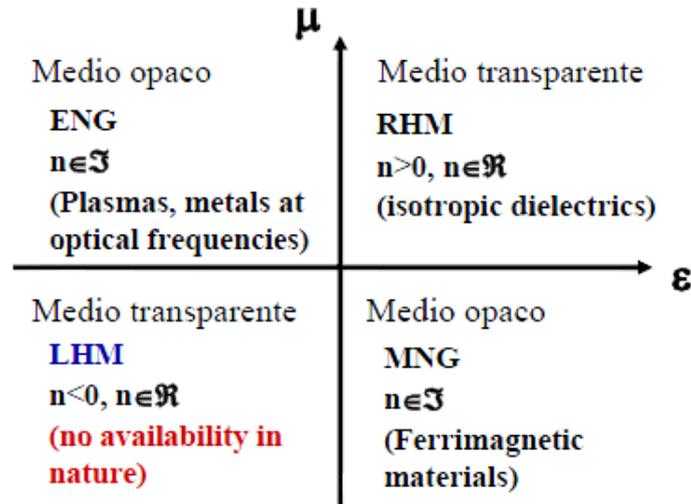


Figura 1.1: Diagrama del índice de refracción (n) y sus características

Fuente: "Filtros de microondas basados en Metamateriales y en resonadores concentrados" [BON2006]

1.2.1 Desarrollo histórico

La idea de la existencia de materiales que presentan este par doblemente negativo entre sus características fue por primera vez nombrada por Madelshtam en 1944 [MAD1944] basándose en los trabajos de velocidad de fase negativa de Lamb (1904). Continuado por Sivukhin en 1957 [SIV1957]. En los 40's Brillouin [BRI1946] y Pierce [PIE1950] hablaron sobre las propiedades que podrían haber en las estructuras periódicas (redes en escalera) que permitían ondas en retroceso. Sin embargo, no fue hasta que en 1967 que Victor Veselago [VES1968] abordó este problema de manera sistemática, llamando a estos materiales hipotéticos "Left-handed" (LH) o "zurdos" debido a que éstos permitirían propagar ondas con los vectores de campo eléctrico, campo magnético y de propagación formando una tríada que se puede construir con la mano izquierda; a diferencia de los materiales convencionales que propagan con una traída "Right-handed" (RH) o "diestra".

Es decir, la velocidad de fase es negativa; la fase avanza en sentido opuesto a la velocidad de grupo y es perpendicular al campo magnético y eléctrico, que a la vez son mutuamente perpendiculares. Como podemos verificar en la Figura 1.2; donde se observan los vectores de campo eléctrico \vec{E} , de campo magnético \vec{H} y de propagación \vec{k} .

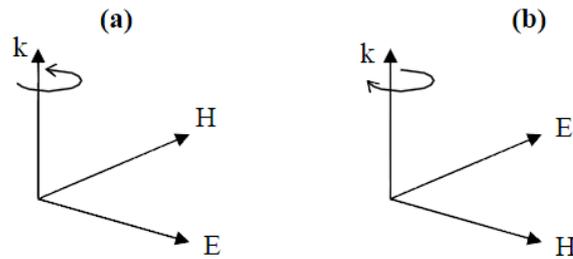


Figura 1.2: Relación entre los vectores \vec{E} , \vec{H} y \vec{k} para: (a) un medio convencional y (b) un medio de velocidad de fase negativa (NVP)

Veselago predijo fenómenos inherentes a esta nueva clase de componentes y características de propagación:

- Necesaria dispersión de frecuencia de los parámetros constitutivos.
- Efecto Doppler inverso.
- Radiación de Vavilov-Čerenkov inversa [CER1934].
- Efecto Goos-Hänchen [GOO1947] inverso [YLI2003].
- Inversión de las condiciones de frontera relacionadas a los componentes normales de los campos eléctricos y magnéticos en la interfase entre medios RH y medios LH.
- Ley de Snell inversa (Figura 1.3).
- Refracción negativa en la interfase RH/LH.
- Transformación de un punto de fuente en un punto de imagen dentro del medio LH.
- Intercambio de los efectos de divergencia entre los lentes convexos y cóncavos hechos de medios LH.
- Expresión plasmónica de los parámetros constitutivos en medios LH resonantes.

Veselago terminó su exposición discutiendo el potencial de “sustancias reales” (naturales) que sean LH. Sugirió “Sustancias girotrópicas que posean propiedades de plasma y propiedades magnéticas” (“metales o semiconductores puramente ferro-

magnéticos”). Y aunque aún no se han descubierto tal clase de sustancias, se trataron de proponer modelos funcionales de sustancias LH; por ejemplo, en 1994 Ramo mostró modelos hipotéticos de líneas de transmisión efectivamente homogéneas usando materiales “zurdos puros” o “pure Left-handed” (PLH).

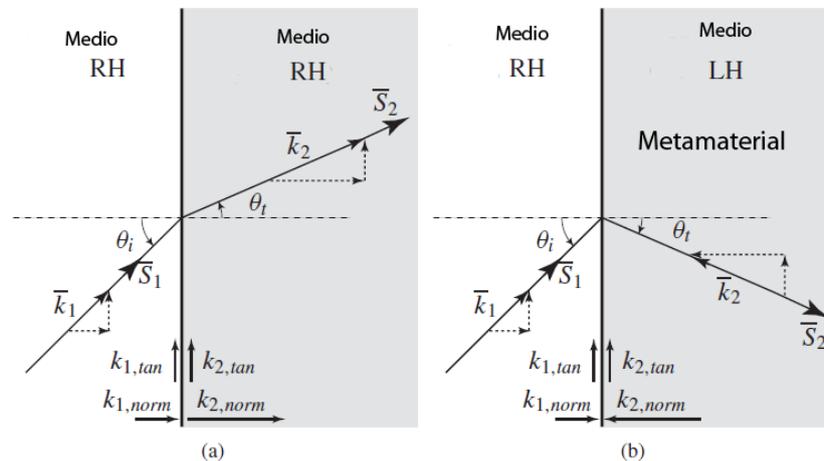


Figura 1.3: Ley de Snell inversa, efecto predicho en la interacción de medios RH- LH

Fuente: “*Electromagnetic Metamaterials*” [CAL2006]

Sin embargo, después de Veselago no hubo un intento real de diseñar un metamaterial LH, hasta que en el año 2000 Smith logra por primera vez producir un experimento con un metamaterial LH [SMI2000][SHE2001], todo esto basado en el trabajo de que inició Pendry en 1996 [PEN1996], que es considerado junto con Veselago como los pioneros en esta ciencia.

1.2.2 Definición de metamaterial

En la actualidad no existe un consenso universal sobre la definición de esta palabra, muchos de los científicos que actualmente trabajan en el tema lo conceptualizan de manera general como un material que tiene propiedades electromagnéticas inusuales. Estas propiedades provienen de la estructura diseñada y no de su composición, es decir, son distintas a las de los materiales constituyentes.

El término metamaterial se acuñó en 1999 por el profesor Rodger M. Walser de la Universidad de Texas en Austin, USA quien lo definió así:

“Compuestos macroscópicos que tienen una arquitectura sintética, tridimensional y de células periódicas diseñadas para producir una óptima combinación que no existe en la naturaleza a partir de dos o más respuestas a una excitación específica”.

(Walser, Weiglhofer, & Lakhtakia, 1999)

Existe una amplia gama de terminología relacionada con esta tecnología la cual, sin embargo, hace énfasis en el desarrollo de los medios zurdos; la misma que será importante para comprender la evolución de esta tecnología. Por ejemplo:

- Left-handed (LH) o zurdo [VES1968][SMI2000][MAR2002a][MAR2002b][CAL2004]: Esta es la terminología recomendada por Veselago. Tiene la ventaja de describir la más fundamental propiedad de estas estructuras. Muchos autores sin embargo, critican la posible confusión que puede haber con los materiales zurdos quirales, cabe remarcar no obstante que es una de la acepciones más usadas.
- Composite Right/Left handed (CRLH) [CAL2006]: Propuesta por Caloz para nombrar la naturaleza general de los medios metamateriales resonantes de poseer comportamiento RH y LH en distintas bandas.
- Double-negative (DNG) o doblemente negativos [ZIO2003][ALU2004]: Aquí la confusión del primer caso está disuelta; pero no se indica qué es lo negativo, restándole así la consistencia debida.
- Negative-refractive-index (NRI) o índice de refracción negativo [ELE2002][OLI2002]: Los metamateriales al ser estructuras periódicas espaciales que funcionan mediante un proceso resonante presentan refracción solamente en dimensiones mayores a uno. Así la expresión NRI tiene mucho sentido para estructuras 2D y 3D, además hace énfasis en el hecho de la naturaleza homogénea de la estructura. Sin embargo, pierde valor para estructuras 1D donde los ángulos de propagación no están envueltos.
- Backward-wave (BW) o onda en retroceso [LIN2001][TRE2003]: Describe el antiparalelismo de las velocidades de fase y grupo, pero falla en indicar la característica de homogeneidad del material.
- Veselago médium o medio Veselago [BEL2003][FEL2003]: Se opta por rendir tributo al visionario de la idea, pero no provee información del medio.

- Negative phase velocity médium (NPV) o medio de velocidad de fase negativa [LAK2004]: Es el semánticamente más correcto, sin embargo, es el término menos usado y difundido.

Para entender el funcionamiento y la metodología de diseño de los metamateriales será necesario seguir un esquema teórico paralelo a línea de evolución de conceptos que fundamentan esta tecnología. En el siguiente capítulo se detallará cómo variadas disciplinas suman sus conceptos para diseñar estos sistemas.

1.3 Cloaking

La tecnología de Cloaking o, en español, manto de invisibilidad es una suma de conceptos y técnicas que tienen por objetivo lograr la invisibilidad de los objetos al ser recubiertos por ciertos materiales o sustancias. Hasta antes de la invención de los metamateriales, las técnicas existentes para la lograr este objetivo eran bastantes exiguas. Por ejemplo, algunas lograban eliminar las reflexiones reduciendo el Radar Cross Section (RCS) y absorbiendo en el mayor grado posible las ondas incidentes aprovechando la adaptación de impedancias y reduciendo las reflexiones con cuerpos opacos; como las tecnologías usadas en los aviones stealth (Por ejemplo los aviones militares americanos: F-117, F-22, F-35 y B-2). Sin embargo, estos métodos no logran la eliminación del backscattering o dispersión trasera dejada por un objeto al ser cruzada por una onda electromagnética como la luz. Un ejemplo del backscattering es mostrado en la Figura 1.4; donde una onda plana en modo transversal electromagnético (TEM) incide de derecha a izquierda. El decaimiento de dicha señal se expresa en V/m , como se observa de la imagen.

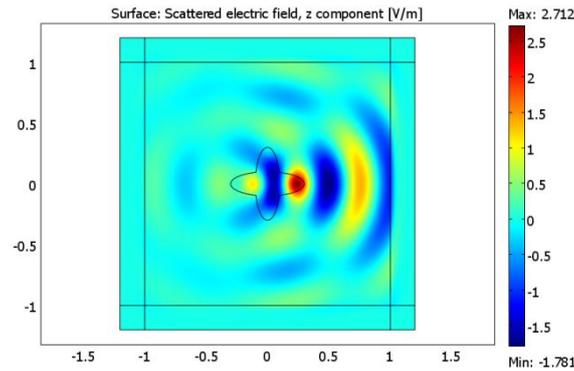


Figura 1.4: Backscattering producido por un medio dieléctrico (en forma de cruz) al ser atravesado de izquierda a derecha por una onda TEM.

Fuente: Simulación Comsol Multiphysics

El actual desarrollo de los metamateriales ha abierto el camino para alcanzar uno de los grandes objetivos de la ciencia moderna: La invisibilidad perfecta. El concepto básico de esta idea se puede mostrar en la Figura 1.5, donde las líneas negras muestran la trayectoria de la luz. Como se observa ésta no entra en contacto con el objeto esférico a ocultar, sino que es desviada alrededor de este; de modo de que la luz prosigue su trayecto original, es decir, no es reflejada, ni refractada ni desviada, lográndose así el efecto de invisibilidad:

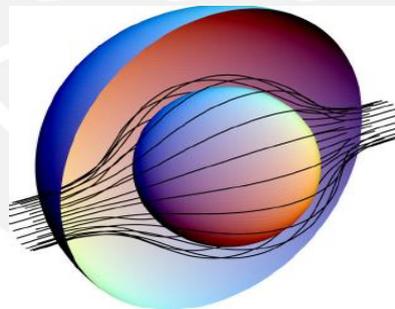


Figura 1.5: Cloaking aplicado a un objeto esférico. Líneas negras describen el camino de la luz.

Fuente: Dominio Público.

1.3.1 Desarrollo histórico

A mediados del año 2006 Ulf Leonhardt [LEO2006] utilizó el principio de Fermat [BOR1999] que describe el comportamiento de la luz en medios dieléctricos y demostró como un medio de índice de refracción variable puede cambiar la trayectoria de la luz y como esta nueva trayectoria puede ser determinada utilizando el concepto

de conformal mapping o, en español, transformación conforme. Al final de este trabajo propuso la utilización de dicho concepto en el desarrollo de dispositivos de invisibilidad.

De manera casi simultánea a esta publicación J. B. Pendry, D. Schurig y D. R. Smith [PEN2006][SCH2006] utilizaron la invariabilidad de las ecuaciones de Maxwell con respecto al sistemas de coordenadas. De este modo, utilizando una transformación se reduce un espacio de propagación dentro de una sección del manto de invisibilidad. El 2007 se realizó un ensayo práctico de un modelo anisotrópico simplificado. Entre los años 2008 y 2009 se realizaron investigaciones [LI2008][YU2008][LI2009] sobre mantos de geometrías arbitrarias.

La Figura 1.6 nos muestra cómo un espacio cartesiano (abajo), es mapeado es un espacio equivalente pero con una geometría diferente debido tan sólo a estiramientos y rotaciones básicas, los que mantienen la topología básica del espacio.

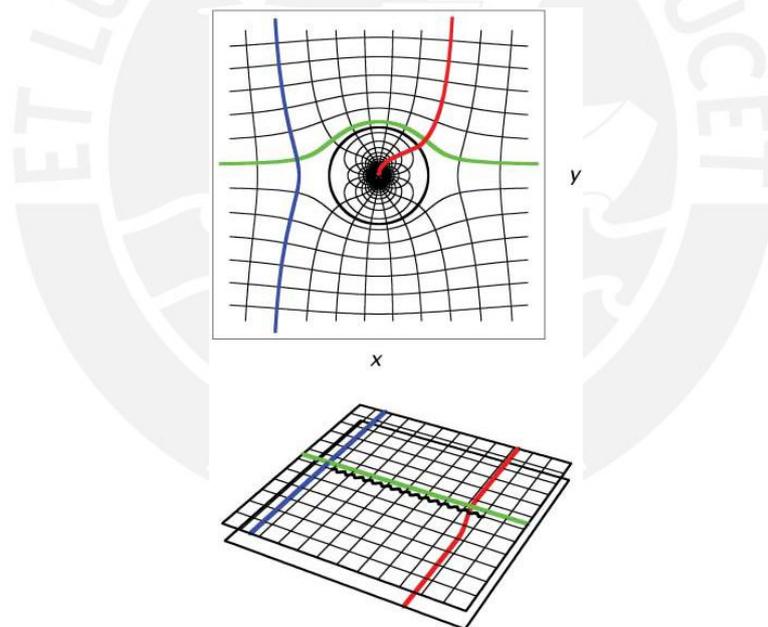


Figura 1.6: Dos Cartas que describen coordenadas utilizando el conformal mapping

Fuente: "Optical Conformal Mapping" [LEO2006]

1.4 Características de los Sistemas Resonantes

Tal como se indicó y se verá más adelante, los metamateriales deben su funcionamiento a las resonancias electromagnéticas que permiten sus particulares características.

Existen muchas características relacionadas con este tipo de sistemas y que han sido estudiadas extensamente a los largo de la historia. Sin embargo, uno de los conceptos inherentes, será básico para determinar la utilidad de nuestro modelo propuesto. Este es el hecho de que los sistemas resonantes tienen una frecuencia de resonancia y una banda en la que la potencia se disipa. Este par de valores, que además determinan el factor de calidad Q , establecen un comportamiento de metamaterial en una banda limitada del espectro electromagnético. Esto nos permitirá obtener una selectividad de frecuencias.

Del mismo modo usaremos un circuito LC para modelar el comportamiento resonante; a partir de esto podremos determinar los valores de los parámetros del metamaterial. De igual modo los valores de capacitancia podrán ser controlados mediante la inclusión de elementos activos, este cambio en la estructura resonante nos permitirá seleccionar cuando deseamos tener el efecto de apantallamiento; otorgándonos una selectividad en el tiempo.



Capítulo 2

Fundamentos Teóricos

2.1 Metamateriales: Evolución teórica

Casi cuarenta años después de la publicación de “*A Dynamical Theory of the Electromagnetic Field*”, la obra cumbre de James Clerk Maxwell [MAX1865], donde se funda la teoría electromagnética moderna; aparece una publicación hecha por la Lamb donde describe ecuaciones de onda con velocidades de grupo y fase antiparalelas. Luego, cuarenta años más tarde, Brillouin [BRI1946] describió ondas EM con estas características; se refirió a la velocidad de fase negativa como armónicos de espacios negativos contribuyendo en la expansión de la serie de Fourier en el campo de las estructuras periódicas. Pierce y sus colegas [PIE1950] por su lado dijeron que las ondas BW estaban relacionadas al fenómeno de amplificación en retroceso en tubos de onda viajera o “traveling wave tubes” (TWT). Es decir se asociaba este fenómeno a espacios armónicos o modos de orden superior de la estructura. Sin embargo, estas estructuras tienen típicamente una longitud de la mitad de la onda guiada ($p \approx \lambda_g/2$) o de un múltiplo de ésta. Consecuentemente la propagación a lo largo de éstas, está dominado por fenómenos de difracción y dispersión, así que éstos no pueden ser caracterizados por los parámetros constitutivos ϵ y μ .

En contraste, los metamateriales están operando en su *modo fundamental* (*efectivamente homogéneo*¹); es decir² $p \ll \lambda_g$ así que a nivel macroscópico ϵ y μ

¹ Este término será definido en su magnitud completa más adelante.

pueden estar rigurosamente definidos. Entonces podemos decir que se están comportando efectivamente como materiales “reales”.

Luego de más de 80 años de la publicación de Maxwell vino el importante trabajo de Veselago hablando de la plausibilidad de estos medios. Treinta años después, los metamateriales fueron concebidos realmente y demostrados experimentalmente por Smith y otros [SMI2000] en la Universidad de California en San Diego (UCSD). Ellos se basaron en trabajo de Pendry [PEN1996] desarrollado en el Imperial College de Londres, que introdujo estructuras plasmónicas del tipo “Single Negative”: ϵ -negativo/ μ -positivo (a) y ϵ -positivo/ μ -negativo (b); como las que muestra la Figura 2.1.

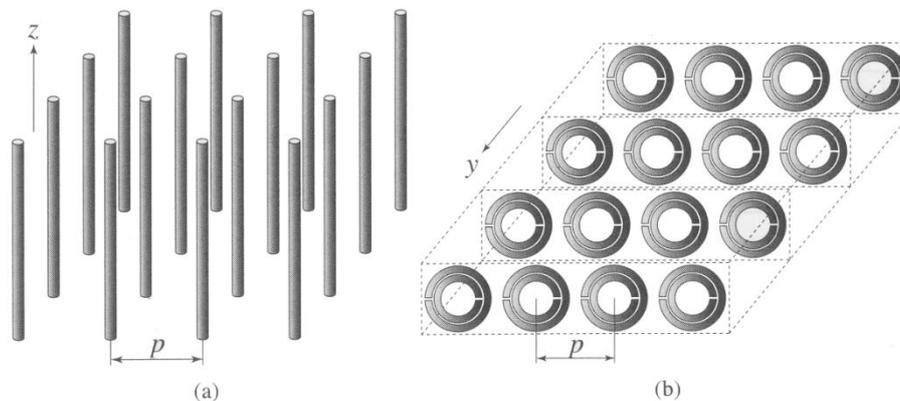


Figura 2.1: Meta-materiales Single Negative (SNG)

Fuente: “*Electromagnetic Metamaterials*” [CAL2006]

Estas estructuras pueden ser diseñadas para tener su frecuencia plasmónica en el rango de microondas. Ambas tienen un tamaño aproximado de celda p , mucho más pequeña que la longitud onda que es guiada $\lambda_g \gg p$.

La estructura ϵ -negativo/ μ -positivo (a) es un arreglo conocido como metal thin-wire, o arreglo de cables delgados de metal. Por otro lado ϵ -positivo/ μ -negativo (b) es conocida como metal Split-ring resonator o resonador de anillo abierto (SRR). De este modo, de la combinación de ambas se consiguió una estructura bidimensionalmente LH. El resultado de este trabajo es mostrado en la Figura 2.2.

² Esta desigualdad es conocida por los ingenieros de microondas como la condición de la efectividad de la regla del pulgar. Donde p es el tamaño del componente que para elementos discretos es aproximadamente $p < \lambda/4$



Figura 2.2: Primer Metamaterial diseñado por el equipo del Dr. Smith en UCSD

Fuente: Dominio Público

Posteriormente se realizaron otros ensayos experimentales y numéricos que confirmaron las propiedades LH previstas por Veselago:

Tabla 2.1: Verificación de las propiedades de los Metamateriales por diferentes grupos

Fuente: “Electromagnetic Metamaterials” [CAL2006]

Tipo de investigación	Referencias
Numérico: Diferencias finitas en el dominio del tiempo (FDTD)	Ziolkowski y otros [ZIO2001][ZIO2003a]
Numérico: Método de elementos finitos (FEM)	Caloz y otros [CAL2001]
Numérico: Algoritmo de transferencia de matriz (TMA)	Markös y otros [MAR2002b][MAR2002c]
Numérico: Método de línea de transmisión (TLM)	So y Hofer [SO2004][SO2005]
Teórico: Teoría electromagnética	Lindell y otros [LIN2001], Kong, Pacheco y otros [KON2002][PAC2002], Smith y otros [SMI2002], McCall y otros [MCC2002]
Experimental: TW-SRR	Shelby y otros [SHE2001], Gregor y otros [GRE2003], Ziolkowsky [ZIO2003b], Marques y otros [MAR2003]
Teórico: Líneas de transmisión (TL)	Eleftheriades y otros [IYE2002][ELE2002], Caloz y otros [CAL2002][CAL2004], Oliner [OLI2002][OLI2003]
Experimental: Líneas de transmisión (TL)	Iyer y otros [IYE2003], Caloz y otros [CAL2004], Sanada y otros [SAN2004]

Como vemos, hasta ahora la evolución de estos medios nace de la necesidad de demostrar la existencia de medios donde se dan ondas en retroceso con sus consecuentes características. Las leyes que gobiernan este comportamiento permiten entender el posterior modelamiento.

2.1.1 Metamateriales LH a partir de las Ecuaciones de Maxwell

Dada la naturaleza de este fenómeno es necesario remitirnos a la teoría electromagnética propuesta por Maxwell

Demostraremos que el valor negativo de los parámetros constitutivos ϵ y μ , dan como resultado la propagación de ondas electromagnéticas con velocidad de fase y grupo antiparalelas.

Usaremos las ecuaciones de Maxwell³ [HEA1893] en forma simétrica (forma utilizada en el estudio de las partículas subatómicas), es decir que admitiremos una corriente magnética, densidad de carga magnética y una conductividad magnética ficticias; todo esto es válido, dado que no tenemos fuentes puntuales en el modelo; además, la simetría nos permitirá tratar los campos eléctricos y magnéticos de manera muy similar cuando se propagan por medios dieléctricos. Si ponemos a éstas en sus formas diferenciales obtenemos:

$$\nabla \times \bar{\mathbb{E}} = -\frac{\partial \bar{\mathcal{B}}}{\partial t} - \bar{\mathcal{M}}_s \text{ (Ley de Faraday)}$$

$$\nabla \times \bar{\mathcal{H}} = \frac{\partial \bar{\mathcal{D}}}{\partial t} - \bar{\mathcal{J}}_s \text{ (Ley de Ampere-Maxwell)}$$

$$\nabla \cdot \bar{\mathcal{D}} = \rho_e \text{ (Ley eléctrica de Gauss)}$$

$$\nabla \cdot \bar{\mathcal{B}} = \rho_m \text{ (Ley magnética de Gauss)}$$

Donde $\bar{\mathbb{E}}$ (V/m) es la intensidad del campo eléctrico, $\bar{\mathcal{H}}$ (A/m) es la intensidad del campo magnético, $\bar{\mathcal{D}}$ (C/m²) es la densidad del flujo eléctrico, $\bar{\mathcal{B}}$ (W/m²) es la densidad del flujo magnético, $\bar{\mathcal{M}}_s$ (V/m²) es la densidad corriente magnética ficticia, $\bar{\mathcal{J}}_s$ (A/m²) es la densidad de corriente eléctrica, ρ_e (C/m³) es la densidad de carga eléctrica y ρ_m (Wb/m³) es la densidad de carga magnética ficticia.

Además, por ahora, consideraremos el medio como lineal (ϵ y μ no dependen de los campos vectoriales eléctricos ($\bar{\mathbb{E}}$) y magnéticos ($\bar{\mathcal{H}}$)) y no dispersivo (ϵ y μ no dependen de ω).

³ En este caso utilizaremos las Ecuaciones de Maxwell modificadas por Oliver Heaviside. En las que se usa una notación vectorial y las derivadas respecto al tiempo son parciales y no totales.

Se sabe que la relación constitutiva entre la ley de cargas (Gauss) y las leyes de flujo (Ampere-Maxwell y Faraday); tenemos:

$$\bar{\mathcal{D}} = \varepsilon_0 \bar{\mathcal{E}} + \bar{\mathcal{P}} = \varepsilon_0(1 + \chi_e) \bar{\mathcal{E}} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \bar{\mathcal{E}} = \varepsilon \bar{\mathcal{E}}$$

$$\bar{\mathcal{B}} = \mu_0 \bar{\mathcal{H}} + \bar{\mathcal{M}} = \mu_0(1 + \chi_m) \bar{\mathcal{H}} = \mu_0 \mu_r \bar{\mathcal{H}} = \mu \bar{\mathcal{H}}$$

Donde $\bar{\mathcal{P}} = \varepsilon_0 \chi_e$ y $\bar{\mathcal{M}} = \mu_0 \chi_m$ son los vectores de polarización eléctrica y magnética respectivamente; χ_e y χ_m son la susceptibilidad eléctrica y magnética. Además las constantes universales de permitividad y permeabilidad del espacio libre tienen los siguientes valores $\varepsilon_0 = 8.854 \times 10^{-12} (F/m)$ y $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} (H/m)$ respectivamente. También $\varepsilon_r = 1 + \chi_e$ y $\mu_r = 1 + \chi_m$.

Luego:

$$\varepsilon_r = \varepsilon' - j\varepsilon''(1 - \tan\delta_e)$$

$$\tan\delta_e = \frac{\omega\varepsilon'' + \sigma_e}{\omega\varepsilon'}$$

$$\mu_r = \mu' - j\mu'' = \mu'(1 - j\tan\delta_m)$$

$$\tan\delta_m = \frac{\omega\mu'' + \sigma_m}{\omega\mu'}$$

De éstas, las partes imaginarias de ε y μ son las pérdidas, que son vitales para describir las ondas de goteo o leaky-waves (LW). Además $\omega\varepsilon''$ representa las pérdidas debido al amortiguamiento dieléctrico, σ_e es la pérdida debido a la conductividad eléctrica finita (recordemos que el modelo general de Maxwell utiliza líneas conductivas infinitas). $\omega\mu''$ es la pérdida debido al amortiguamiento magnético y σ_m es la pérdida debido a la conductividad (ficticia) magnética finita. Si asumimos campos armónicos con dependencia del tiempo obtendremos que las cantidades de los vectores están dados de manera general por un fasor de la forma:

$$\bar{\mathcal{F}}(\vec{r}, t) = \text{Re}[\bar{\mathcal{F}}(\vec{r})e^{-j\omega t}]$$

Si además si hacemos que $i \rightarrow -j$ obtendremos las siguientes formas de las ecuaciones de Maxwell:

$$\nabla \times \bar{E} = -j\omega\mu\bar{H} - \bar{M}_s$$

$$\nabla \times \bar{H} = j\omega\varepsilon\bar{E} + \bar{J}_s$$

$$\nabla \cdot \bar{D} = \rho_e$$

$$\nabla \cdot \bar{B} = \rho_m$$

$$\bar{D} = \varepsilon\bar{E}$$

$$\bar{B} = \mu\bar{H}$$

Además para efectos prácticos, ya que en el desarrollo del sistema utilizaremos sistemas en el campo lejano, consideraremos ondas planas; es decir:

$$\bar{E} = \bar{E}_0 e^{-j\bar{\beta} \cdot \bar{r}}$$

$$\bar{H} = \frac{\bar{E}_0}{\eta} e^{-j\bar{\beta} \cdot \bar{r}}$$

Donde $\eta = |\bar{E}|/|\bar{H}|$ denota la impedancia de la onda y $\bar{\beta}$ es el número de onda en forma vectorial. A pesar de que usamos medios lineares no dispersivos, es necesario el uso de esta forma para conservar la dirección de dicha variable. Este valor está en función a ω y n .

Reemplazando las ondas en las ecuaciones de Maxwell y considerando además un medio sin pérdidas que no afecta la fase ($\varepsilon'' = \mu'' = 0$) y en regiones sin fuentes puntuales ($\bar{M}_s = \bar{J}_s = 0$); si n esta en un medio RH, es decir $\varepsilon, \mu > 0$, se tiene:

$$\bar{\beta} \times \bar{E} = +\omega\mu\bar{H}$$

$$\bar{\beta} \times \bar{H} = -\omega\varepsilon\bar{E}$$

Que construye la triada diestra (Figura 2.3 (a)); sin embargo si consideramos el caso de medios LH, es decir, $\varepsilon, \mu < 0$ se tiene:

$$\bar{\beta} \times \bar{E} = -\omega\mu\bar{H}$$

$$\bar{\beta} \times \bar{H} = +\omega\varepsilon\bar{E}$$

Que constituye la triada zurda (Figura 2.3 (b)). Así como se observa a continuación:

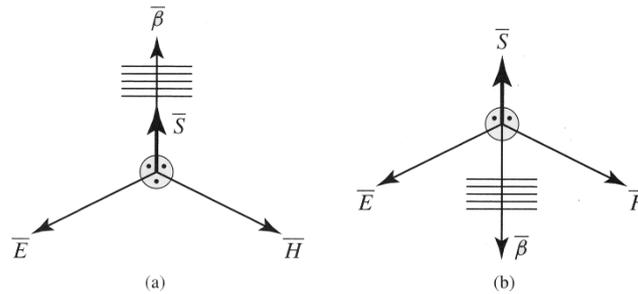


Figura 2.3: Triadas de vectores de ondas en propagación

Fuente: *Electromagnetic Metamaterials* [CAL2006]

Se puede observar el vector de Poynting (\vec{S}) el cual mantiene su dirección y esta dado por:

$$\vec{S} = \vec{E} \times \vec{H}^*$$

Dado que la frecuencia es siempre positiva y sabiendo que la velocidad de fase está dada por:

$$\vec{v}_p = \frac{\omega}{\beta} \hat{\beta}$$

De ahí concluimos que si el medio es LH, entonces $\beta < 0$ y $v_p < 0$.

Cabe recordar que la velocidad de fase sólo indica la velocidad de propagación de la perturbación y no indica la velocidad a la que se mueve la energía, que está definida por la velocidad de grupo. Esta velocidad no puede ser negativa ya que violaría el principio de causalidad, lo cual significaría que se traslada energía a la fuente.

La velocidad de grupo es la velocidad de desplazamiento de la “envolvente”, dado por:

$$\vec{v}_g = \text{grad}_{\vec{\beta}} \omega$$

De este modo, si pudiéramos animar la imagen de la Figura 2.4, veríamos que a lo largo del tiempo las ondas se desplazan de derecha a izquierda (velocidad de fase negativa), es decir en sentido opuesto a la onda que es la envolvente de éstas (velocidad de grupo).

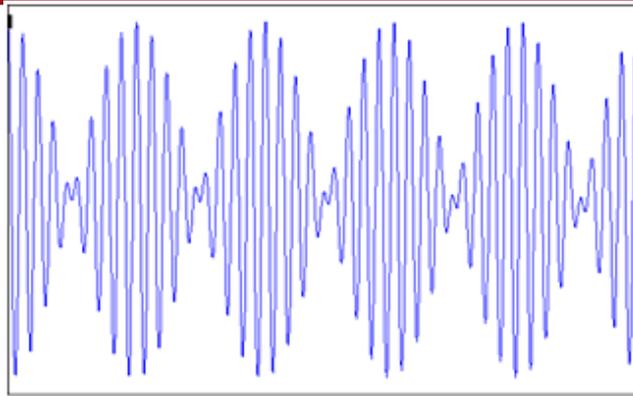


Figura 2.4: Onda en propagación, velocidad de fase y velocidad de grupo

Fuente: Simulación MatLab

Ahora será necesario utilizar un modelo que permita describir y calcular las propiedades de los metamateriales. Desde la invención de éstos, algunos modelos han sido adaptados para determinar sus propiedades [LIN2001][MCC2002] [PAC2002]; sin embargo, el modelo que ha demostrado ser el más útil es el propuesto por Caloz e Itoh [CAL2006], el cual modela el medio material dieléctrico como una línea de transmisión.

La primera condición impuesta a este modelo supone la no existencia de metamateriales LH puros. Es decir que tengan un comportamiento LH realmente homogéneo. Este principio es demostrable a partir de la condición de entropía de un sistema semejante.

2.1.2 Condición de entropía en medios dispersivos

Primero demostraremos que un metamaterial LH es dispersivo a diferencia de un medio RH, de esto obtendremos la correspondiente condición de dispersión en el dominio de la frecuencia conocida como condición de entropía que debe ser satisfecha para los parámetros constitutivos ϵ y μ [YAN2008].

Un elemento dispersivo en la frecuencia es un medio en el cual la constante de propagación (β) es una función no lineal de esta variable; es decir, la velocidad de grupo es dependiente de la frecuencia; lo cual significa a su vez que en las funciones del índice de refracción n , de la constante de propagación β y los valores ϵ_r y μ_r (uno o los dos al mismo tiempo) son dependientes de la frecuencia [CAL2006].

Una definición equivalente sería que en las relaciones entre $\bar{\mathcal{D}}$ respecto de $\bar{\mathcal{B}}$ (representado por $\bar{\mathcal{D}}/\bar{\mathcal{B}}$) y de $\bar{\mathcal{E}}$ respecto de $\bar{\mathcal{H}}$ ($\bar{\mathcal{E}}/\bar{\mathcal{H}}$) hay un dinamismo con “memoria” y no solamente una relación instantánea. Las intensidades de los campos $\bar{\mathcal{E}}/\bar{\mathcal{H}}$ inducen las densidades de flujo $\bar{\mathcal{D}}/\bar{\mathcal{B}}$ mediante la oscilación de los electrones de enlace entre los átomos en el medio. Estos electrones responden a la excitación de $\bar{\mathcal{E}}/\bar{\mathcal{H}}$ con diferentes retrasos para producir la respuesta $\bar{\mathcal{D}}/\bar{\mathcal{B}}$ del sistema; como consecuencia del retraso entre la causa y el efecto tendremos una respuesta que es la superposición de varias respuestas a diferentes tiempos. Así, si asumimos un tiempo t y un tiempo t' tal que $t' \leq t$. Esto se representaría mediante las convoluciones:

$$\bar{\mathcal{D}}(\bar{r}, t) = \varepsilon(t) * \bar{\mathcal{E}}(\bar{r}, t) = \int_{-\infty}^t \varepsilon(t - t') \bar{\mathcal{E}}(\bar{r}, t') dt'$$

$$\bar{\mathcal{B}}(\bar{r}, t) = \mu(t) * \bar{\mathcal{H}}(\bar{r}, t) = \int_{-\infty}^t \mu(t - t') \bar{\mathcal{H}}(\bar{r}, t') dt'$$

Podemos observar que un medio dispersivo, incluso para excitaciones armónicas de $\bar{\mathcal{E}}$ y $\bar{\mathcal{H}}$; $\frac{\partial}{\partial t} \neq j\omega$ indica una dependencia total del tiempo.

Si usamos la expresión de la potencia activa del vector de Poynting, es decir de los campos de valores reales de $\bar{\mathcal{E}}/\bar{\mathcal{H}}$ obtenemos:

$$\bar{\mathcal{S}}(\bar{r}, t) = \bar{\mathcal{E}}(\bar{r}, t) \times \bar{\mathcal{H}}(\bar{r}, t)$$

Observemos que esta expresión es similar a la expresión compleja del vector de Poynting, solo que ahora ya no se tiene la conjugada compleja de $\bar{\mathcal{H}}$, ya que los valores son solo reales. El hecho de que esta expresión se mantenga en un medio dispersivo puede ser demostrado de la siguiente manera [CAL2006]:

La continuidad de los componentes tangenciales de $\bar{\mathcal{E}}/\bar{\mathcal{H}}$ en las interfaces de los medios induce la continuidad de la componente normal de $\bar{\mathcal{S}}$; esto porque uno de los dos medios puede ser considerado no dispersivo y el otro es asumido como dispersivo. La componente normal de $\bar{\mathcal{S}}$, por continuidad, no es afectada por la dispersión en el medio dispersivo. Sin embargo, a pesar de que la componente tangencial de $\bar{\mathcal{S}}$ no es continua tampoco es afectada por la dispersión. De ahí que la expresión compleja del vector de Poynting establecida para medios no dispersivos se mantiene para el caso más general de un medio dispersivo e incluso, para mayor generalidad también para campos no armónicos usando la expresión del vector con valores reales.

Modelaremos el caso general de un cuerpo de volumen V , como el que se muestra en la Figura 2.5, suponiendo que no hay fuentes presentes ($\bar{\mathcal{M}}_s = \bar{\mathcal{J}}_s = 0$).

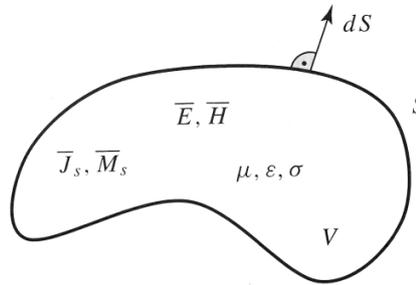


Figura 2.5: Volumen V formado por una superficie cerrada S y conteniendo las intensidades de campo y fuentes

Fuente: "Electromagnetic Field Theory" [THI2000]

A partir de la expresión del vector de Poynting y de la identidad $\nabla \cdot (\bar{A} \times \bar{B}) = (\nabla \times \bar{A}) \cdot \bar{B} - (\nabla \times \bar{B}) \cdot \bar{A}$ obtenemos la tasa de intercambio de energía del volumen V :

$$\nabla \cdot \bar{\mathcal{S}} = - \left[\bar{\mathcal{E}} \cdot \frac{\partial \bar{\mathcal{D}}}{\partial t} + \bar{\mathcal{H}} \cdot \frac{\partial \bar{\mathcal{B}}}{\partial t} \right]$$

En este punto tenemos que hacer algún tipo de suposición sobre la naturaleza de la intensidad de los campos, para poder lograr una expresión útil en el dominio de la frecuencia [CAL2006]. Consideremos campos cuasi-armónicos con la frecuencia centrada en ω_0 . Ahora redefinimos la forma fasorial para los campos, de la expresión:

$$\bar{\mathcal{F}} = \text{Re}[\bar{F}(t)e^{+j\omega_0 t}] = \text{Re}[\bar{F}] = \frac{\bar{F} + \bar{F}^*}{2}$$

Donde:

$$\bar{F} = \bar{F}(t)e^{+j\omega_0 t}$$

Entonces se tiene que $\bar{F}(t)$ es una función que varía lentamente con el tiempo en comparación con $e^{+j\omega_0 t}$, así el campo $\bar{\mathcal{F}}$ tiene un espectro angosto centrado alrededor de ω_0 y donde además \bar{F} es el producto de el fásor \bar{F} por la función armónica $e^{+j\omega_0 t}$. Insertando los valores redefinidos para los campos en la ecuación de la tasa de cambio de energía y notando además que los productos $\bar{\mathcal{E}} \cdot \partial \bar{\mathcal{D}} / \partial t$, $\bar{\mathcal{E}}^* \cdot \partial \bar{\mathcal{D}}^* / \partial t$, $\bar{\mathcal{H}} \cdot \partial \bar{\mathcal{B}} / \partial t$ y $\bar{\mathcal{H}}^* \cdot \partial \bar{\mathcal{B}}^* / \partial t$ se desvanecen a lo largo del tiempo, obtenemos:

$$\nabla \cdot \bar{s} = -\frac{1}{4} \left[\bar{E} \cdot \frac{\partial \bar{D}^*}{\partial t} + \bar{E}^* \cdot \frac{\partial \bar{D}}{\partial t} + \bar{H} \cdot \frac{\partial \bar{B}^*}{\partial t} + \bar{H}^* \cdot \frac{\partial \bar{B}}{\partial t} \right]$$

Para desarrollar las derivadas parciales con respecto al tiempo, primero expandiremos en su serie de Fourier a \bar{D} :

$$\begin{aligned} \bar{D} &= \bar{D}(t)e^{+j\omega_0 t} = \left[\sum_{\omega'} \bar{D}_{\omega'} e^{+j\omega' t} \right] e^{+j\omega_0 t} = \sum_{\omega'} \bar{D}_{\omega'} e^{+j(\omega_0 + \omega') t} \\ &= \sum_{\omega'} \varepsilon(\omega_0 + \omega') \bar{E}_{\omega'} e^{+j(\omega_0 + \omega') t} \end{aligned}$$

Donde en términos similares a los de la convolución tenemos un término ω' en el mismo modo que t' . Debemos recordar que solo los términos en los que $\omega' \ll \omega$ se mantendrán debido a la suposición de la lenta variación del fasor \bar{D} . La expresión obtenida será:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{D}}{\partial t} &= \sum_{\omega'} f(\omega_0 + \omega') \bar{E}_{\omega'} e^{+j(\omega_0 + \omega') t} \\ &\Leftrightarrow f(\omega) = j\omega \varepsilon(\omega) \end{aligned}$$

Si usamos la aproximación de Taylor en $f(\omega)$ alrededor $\omega = \omega_0$, ya que $\omega' \ll \omega_0$: $f(\omega) = f(\omega_0) + [df(\omega)/d\omega]_{\omega=\omega_0}(\omega - \omega_0)$ o lo que es lo mismo $f(\omega_0 + \omega') = f(\omega_0) + \dot{f}(\omega_0)\omega'$, de ahí obtenemos:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{D}}{\partial t} &= \sum_{\omega'} f(\omega_0) \bar{E}_{\omega'} e^{+j(\omega_0 + \omega') t} + \dot{f}(\omega_0) \omega' \bar{E}_{\omega'} e^{+j(\omega_0 + \omega') t} \\ &= f(\omega_0) \left[\sum_{\omega'} \bar{E}_{\omega'} e^{+j\omega' t} \right] e^{+j\omega_0 t} + \dot{f}(\omega_0) \left[\sum_{\omega'} \omega' \bar{E}_{\omega'} e^{+j\omega' t} \right] e^{+j\omega_0 t} \\ &= f(\omega_0) \bar{E} e^{+j\omega_0 t} - j\dot{f}(\omega_0) \frac{\partial \bar{E}}{\partial t} e^{+j\omega_0 t} = f(\omega_0) \bar{E} - j\dot{f}(\omega_0) \frac{\partial \bar{E}}{\partial t} e^{+j\omega_0 t} \\ &= j\omega_0 \varepsilon(\omega_0) \bar{E} + \left[\frac{d(\omega \varepsilon)}{d\omega} \right]_{\omega=\omega_0} \frac{\partial \bar{E}}{\partial t} e^{+j\omega_0 t} \end{aligned}$$

Ahora para generalizar omitimos el subíndice 0, y se obtiene:

$$\frac{\partial \bar{D}}{\partial t} = j\omega \varepsilon(\omega) \bar{E} + \frac{d(\omega \varepsilon)}{d\omega} \frac{\partial \bar{E}}{\partial t} e^{+j\omega t}$$

Y de manera similar para:

$$\frac{\partial \bar{B}}{\partial t} = j\omega\mu(\omega)\bar{H} + \frac{d(\omega\mu)}{d\omega} \frac{\partial \bar{H}}{\partial t} e^{+j\omega t}$$

Remplazando en la ecuación de la tasa de variación de energía:

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \bar{S} &= -\frac{1}{4} \left\{ \frac{d(\omega\varepsilon)}{d\omega} \left[\bar{E}^* \cdot \frac{\partial \bar{E}}{\partial t} + \bar{E} \cdot \frac{\partial \bar{E}^*}{\partial t} \right] + \frac{d(\omega\mu)}{d\omega} \left[\bar{H}^* \cdot \frac{\partial \bar{H}}{\partial t} + \bar{H} \cdot \frac{\partial \bar{H}^*}{\partial t} \right] \right\} \\ &= -\frac{1}{4} \left\{ \frac{d(\omega\varepsilon)}{d\omega} \frac{\partial}{\partial t} [\bar{E} \cdot \bar{E}^*] + \frac{d(\omega\mu)}{d\omega} \frac{\partial}{\partial t} [\bar{H} \cdot \bar{H}^*] \right\} \end{aligned}$$

Ya que $\bar{E} \cdot \bar{E}^* = \bar{E} \cdot \bar{E}^*$ y $\bar{H} \cdot \bar{H}^* = \bar{H} \cdot \bar{H}^*$ reescribimos la expresión en términos de los campos reales \bar{E}/\bar{H} , obtendremos el valor medio de la parte electromagnética de la energía interna por unidad de volumen en el medio, definida de manera general por $\bar{W} = -\int \nabla \cdot \bar{S} dt$, lográndose:

$$\bar{W} = \frac{1}{4} \left[\frac{d(\omega\varepsilon)}{d\omega} \bar{E}^2 + \frac{d(\omega\mu)}{d\omega} \bar{H}^2 \right]$$

Si no existe dispersión entonces ε y μ son constantes, la ecuación se reduce a:

$$\bar{W} = \frac{\varepsilon \bar{E}^2 + \mu \bar{H}^2}{4}$$

Entonces, si suponemos un corte de la fuente externa de energía electromagnética, la absorción convierte al final la energía \bar{W} enteramente en calor. Por la *Ley de Entropía* sabemos que la entropía de un sistema nunca puede crecer en cantidad; debe existir entonces una evolución y no absorción de calor [LIF1984]. Entonces tenemos que:

$$\bar{W} > 0$$

Que en el caso más general de un medio dispersivo da las inecuaciones:

$$\frac{d(\omega\varepsilon)}{d\omega} > 0$$

$$\frac{d(\omega\mu)}{d\omega} > 0$$

Esta es la *Condición de Entropía* que en el caso específico de un medio no dispersivo simplemente se tiene que $\varepsilon > 0$ y $\mu > 0$. Todo esto son *las condiciones generales de entropía para los medios constitutivos*. Estas condiciones muestran que en un medio no dispersivo ε y μ simultáneamente negativas son físicamente imposibles, ya que violarían la ley de entropía. Estas condiciones también muestran

que en contraste los medios dispersivos permiten que ϵ y μ sean simultáneamente negativos, en tanto estos parámetros sean dependientes de la frecuencia y se satisfagan las inecuaciones. Para que esto se logre ϵ y μ deben ser positivos en ciertas partes del espectro electromagnético para compensar las partes negativas, lo cual demuestra primero que los metamateriales LH son necesariamente dispersivos y segundo, que no existe un metamaterial LH puro sino que estos tienen un comportamiento LH/RH dependiendo de la frecuencia de operación. Estos son los que Caloz [CAL2003] define como Composite Right/Left-Handed (CRLH).

2.1.3 Teoría de Líneas de Transmisión para los metamateriales

Como se indicó, se puede considerar que los metamateriales tienen un comportamiento efectivamente homogéneo; por eso, pueden ser esencialmente modelados como una línea de transmisión (TL) unidimensional (1D), cuya dirección de propagación representa cualquier dirección en el material. Luego, a partir de esto extenderemos el concepto a modelos 2D y meta-superficies.

Por lo indicado en el acápite anterior, el modelo debe además considerar la naturaleza CRLH de los metamateriales.

2.1.3.1 Líneas de transmisión CRLH ideales homogéneas

Primero, desarrollaremos las implicancias semánticas de los términos escogidos. Aquí, homogéneo es el opuesto de “efectivamente homogéneo, pero estructuralmente inhomogéneo”; además, supone que es perfectamente uniforme. Ideal conlleva la capacidad de poder transmitir señales en todas las frecuencias, de cero al infinito. Este se modelo se grafica en la Figura 2.6.

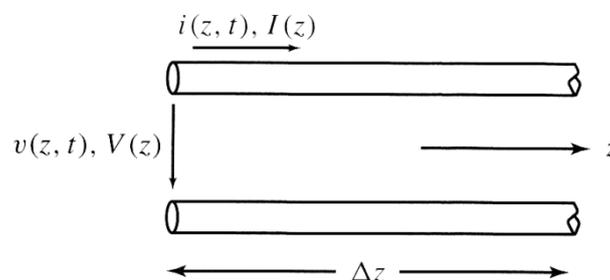


Figura 2.6: Representación de una TL ideal homogénea

Fuente: “*Electromagnetic Metamaterials*” [CAL2006]

Cabe remarcar que este modelo tiene que ser incremental, es decir, $\Delta z \rightarrow 0$. Donde Δz es el equivalente del promedio de una celda de lado p , como se indica al inicio del Capítulo 2. Además observamos los valores de voltajes y corrientes en el dominio del tiempo $v(z, t)$, $i(z, t)$; y en estado estacionario $V(z)$, $I(z)$.

El circuito eléctrico equivalente es mostrado en la Figura 2.7; donde consideramos un modelo sin pérdidas, las cuales serán consideradas después.

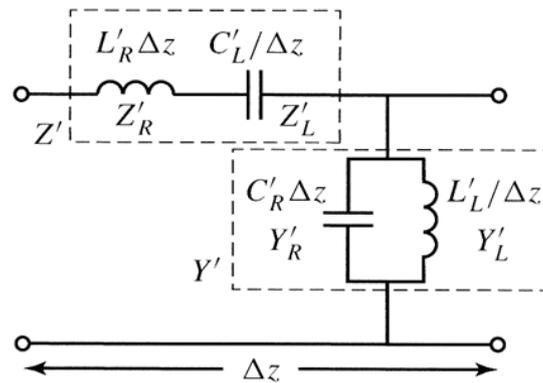


Figura 2.7: Circuito de una TL CRLH ideal

Fuente: "Electromagnetic Metamaterials" [CAL2006]

En donde los componentes son los mostrados en la Tabla 2.2:

Tabla 2.2: Simbología de la Figura 2.7

Símbolo	Nombre	Unidad
Z'	Impedancia por unidad de distancia	Ω/m
Constituida por (en serie):		
L'_R	Inductancia RH por unidad de distancia	(H/m)
C'_L	Capacitancia LH entre unidad de distancia	(F.m)
Y'	Admitancia por unidad de distancia	(S/m)
Constituida por (en paralelo):		
C'_R	Capacitancia RH por unidad de distancia	(F/m)
L'_L	Inductancia entre unidad de distancia	(H.m)

Donde la relación de constitución está dada por:

$$Z' = j \left(\omega L'_R - \frac{1}{\omega C'_L} \right)$$

$$Y' = j \left(\omega C'_R - \frac{1}{\omega L'_L} \right)$$

Cabe notar que si eliminamos las inmitancias LH entonces solo las inmitancias RH permanecen; lo cual reduce el circuito al modelo TL RH convencional. El cual será usado para el desarrollo del cloaking. Sin embargo, es importante ver lo que sucede en el caso contrario donde la inmitancias RH toman el valor de cero. Obtendríamos el modelo de un TL LH puro, el cual como se indicó no existe físicamente. No obstante las características de un circuito así decaerían a lo largo de la frecuencia, debido a las inductancias en serie parásitas y por los efectos de capacitancia paralela; manteniéndose así en cumplimiento el principio de entropía. Lo que significa que este modelo que representa la concepción más general de un metamaterial [CAL2006]. Razón por la cual lo mantendremos como modelo, aún cuando para el sistema utilicemos un sistema RH.

De la distribución del circuito podemos anticipar los siguientes comportamientos asintóticos:

Si a bajas frecuencias ($\omega \rightarrow 0$), entonces $Z'_R \rightarrow 0$, $Y'_R \rightarrow 0$ así el comportamiento es equivalente a un TL LH puro. A altas frecuencias ($\omega \rightarrow \infty$), $Z'_L \rightarrow 0$, $Y'_L \rightarrow 0$, el comportamiento es TL RH puro.

Para poder hacer un estudio riguroso de los TL CRLH utilizaremos las ecuaciones del telegrafista para estados estacionarios de ondas sinusoidales basadas en fasores cosenoidales

$$\frac{dV}{dz} = -Z'I = -j\omega \left(L'_R - \frac{1}{\omega^2 C'_L} \right)$$

$$\frac{dI}{dz} = -Y'V = -j\omega \left(C'_R - \frac{1}{\omega^2 L'_L} \right)$$

Donde V e I son dependientes de la posición, luego resolviéndolas simultáneamente obtenemos las ecuaciones de onda para V e I

$$\frac{d^2V}{dz^2} - \gamma^2 = 0$$

$$\frac{d^2I}{dz^2} - \gamma^2 = 0$$

Donde γ ($1/m$) es la constante compleja de propagación que esta expresada en términos de las inmitancias por unidad de longitud, Z' y Y' , como en:

$$\gamma = \alpha + j\beta = \sqrt{Z'Y'}$$

Que está asociada con la propagación $+z/-z$ de la solución de la onda viajera ($e^{-\gamma z}/e^{+\gamma z}$)

$$V(z) = V_0^+ e^{-\gamma z} + V_0^- e^{+\gamma z}$$

$$I(z) = I_0^+ e^{-\gamma z} + I_0^- e^{+\gamma z} = \frac{Y}{Z'} (V_0^+ e^{-\gamma z} - V_0^- e^{+\gamma z})$$

De ahí la impedancia característica Z_c (Ω) es:

$$Z_c = \frac{V_0^+}{I_0^+} = -\frac{V_0^-}{I_0^-}$$

$$Z_c = R_c + jX_c = \frac{Z'}{\gamma} = \sqrt{\frac{Z'}{Y'}} = Z_c(\omega)$$

Este valor es importante pues de esto dependerá la adaptación de los medios por los que se desplazará las ondas. Ahora por conveniencia utilizaremos las siguientes variables:

$$\omega'_R = \frac{1}{\sqrt{L'_R C'_R}} \text{ (rad.m)/s}$$

$$\omega'_L = \frac{1}{\sqrt{L'_L C'_L}} \text{ (rad.m)/s}$$

$$\kappa = L'_R C'_L + L'_L C'_R \text{ (s/rad)}^2$$

Y las frecuencias de resonancia de las series (se) y los paralelos (pr):

$$\omega_{se} = \frac{1}{\sqrt{L'_R C'_L}} \text{ rad/s}$$

$$\omega_{pr} = \frac{1}{\sqrt{L'_L C'_R}} \text{ rad/s}$$

Luego de esto obtenemos:

$$\gamma = \alpha + j\beta = js(\omega) \sqrt{\left(\frac{\omega}{\omega'_R}\right)^2 + \left(\frac{\omega'_L}{\omega}\right)^2 - \kappa\omega'^2_L}$$

Donde $s(\omega)$ es la función signo definida por

$$s(\omega) = \begin{cases} -1 & \text{si } \omega < \max(\omega_{se}, \omega_{pr}) \text{ rango LH} \\ +1 & \text{si } \omega > \min(\omega_{se}, \omega_{pr}) \text{ rango RH} \end{cases}$$

Notemos que debido a la presencia del radical la constante de propagación γ no es necesariamente puramente imaginaria $\gamma = j\beta$ (pasa banda); ésta puede ser puramente real $\gamma = \alpha$ (elimina banda) en algunos rangos de frecuencia a pesar del hecho de que la línea es sin pérdidas. Nótese además que el caso de la función signo con valor negativo determina una velocidad de fase negativa.

La relación dispersión/atenuación para la energía propagándose en ambas direcciones de z es graficada en la Figura 2.8 (a). A comparación la Figura 2.8 (b) muestra las curvas de dispersión para las correspondientes TL RH puras y LH puras. Lo más notable de este grafico es la brecha debido a las diferencias entre las resonancias en serie y en paralelo $(\omega_{se}, \omega_{pr})$. Esto se conoce como TL desbalanceada. En cambio, si ambas frecuencias se vuelven iguales estaremos ante un caso balanceado.

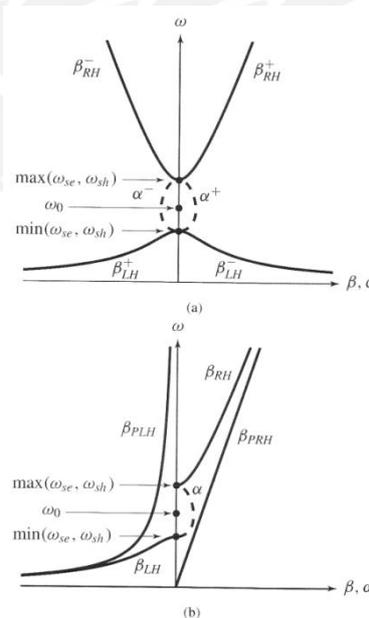


Figura 2.8: Diagramas de Dispersión/Atenuación

Fuente: "Electromagnetic Metamaterials" [CAL2006]

La frecuencia de máxima atenuación ω_0 puede ser obtenida derivando la constante de propagación y hallando su máximo:

$$\frac{d\gamma}{d\omega} = js(\omega) \frac{\frac{\omega}{\omega'_R} - \frac{\omega'^2_L}{\omega^3}}{\sqrt{\left(\frac{\omega}{\omega'_R}\right)^2 + \left(\frac{\omega'_L}{\omega}\right)^2 - \kappa\omega'_L}} = 0$$

Obteniéndose:

$$\omega_0 = \sqrt{\omega'_R \omega'_L} = \frac{1}{\sqrt[4]{L'_R C'_R L'_L C'_L}}$$

Podemos ahora redefinir la impedancia característica:

$$Z_c = Z_L \frac{\sqrt{(\omega/\omega_{se})^2 - 1}}{\sqrt{(\omega/\omega_{pr})^2 - 1}}$$

Donde Z_L es la impedancia LH y Z_R es la impedancia RH, que están dadas por:

$$Z_L = \sqrt{\frac{L'_L}{C'_L}}$$

$$Z_R = \sqrt{\frac{L'_R}{C'_R}}$$

Estos son parámetros importantes en el diseño, pues la adaptación de impedancias puede ser un requerimiento del sistema.

2.1.3.2 Parámetros constitutivos equivalentes en los Metamateriales

El objetivo del diseño es poder seleccionar los parámetros constitutivos que muestran efectivamente los metamateriales. Éstos toman sus valores a partir de los parámetros (L_R , L_L , C_R , C_L) de la TL.

Para poder lograr esto será necesario transformar los valores obtenidos del análisis de comportamiento de la ecuación del telegrafista en los parámetros de las ecuaciones de Maxwell. Tal transformación es solamente posible si se tiene en consideración que la única equivalencia de la ecuación del telegrafista en las ecuaciones de Maxwell corresponde a una onda en modo transversal electromagnético (TEM). Para derivar explícitamente los parámetros constitutivos de

un metamaterial consideremos la Figura 2.9 donde tenemos una guía de ondas de planos paralelos rellena hipotéticamente con un metamaterial CRHL.

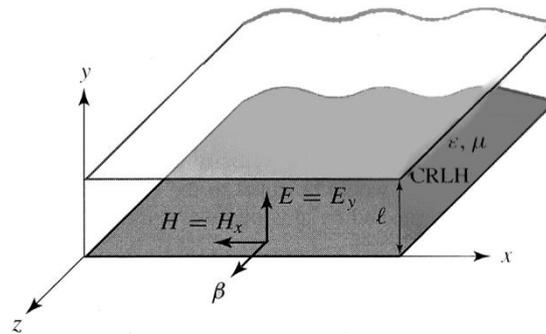


Figura 2.9: Guía de ondas de placas paralelas rellena de un Metamaterial

Adaptado de: "Electromagnetic Metamaterials" [CAL2006]

Con estas condiciones las ecuaciones de Maxwell simplemente toman la siguiente forma:

$$\frac{dE_y}{dz} = -Z' H_x = -j\omega\mu H_x$$

$$\frac{dH_x}{dz} = -Y' E_y = -j\omega\varepsilon E_y$$

Estas ecuaciones serán idénticas a las de telegrafista si:

$$E_y \rightarrow V$$

$$H_x \rightarrow I$$

De ahí se sigue que:

$$\mu = \mu(\omega) = L'_R - \frac{1}{\omega^2 C'_L}$$

$$\varepsilon = \varepsilon(\omega) = C'_R - \frac{1}{\omega^2 L'_L}$$

Donde $\mu = \mu_r \mu_0 (H/m)$ y $\varepsilon = \varepsilon_r \varepsilon_0 (F/m)$ representan los parámetros constitutivos del metamaterial.

Ahora podemos determinar el índice de refractivo equivalente del metamaterial CRHL:

$$n = n(\omega) = \sqrt{\epsilon_r \mu_r} = c \sqrt{\mu \epsilon} = c \frac{s(\omega)}{\omega} \sqrt{\left(\frac{\omega}{\omega'_R}\right)^2 + \left(\frac{\omega'_L}{\omega}\right)^2 - \kappa \omega'_L{}^2}$$

Este índice refractivo está relacionado con la constante de propagación TEM por:

$$\beta = nk_0$$

Donde $k_0 = \omega/c$.

Así, el índice refractivo puede ser calculado a partir de los parámetros (L_R , L_L , C_R , C_L) o extraída de la relación de dispersión ($\beta(\omega)$).

2.1.3.3 Implementación en una red LC

Como se vio una TL CHRL ideal no existe de manera natural; sin embargo, una TL CRHL efectivamente homogénea operando en una rango restringido de frecuencia puede ser creado a partir de un circuito en escalera.

Obtendremos esta red poniendo en cascada la celda unitaria mostrada en la Figura 2.10, para obtener la escalera de la Figura 2.11.

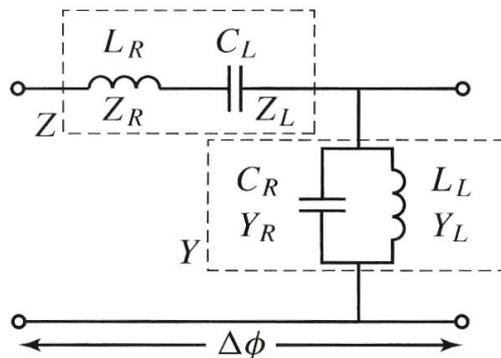


Figura 2.10: Celda Unitaria Metamaterial desde la perspectiva de red

Fuente: "Electromagnetic Metamaterials" [CAL2006]

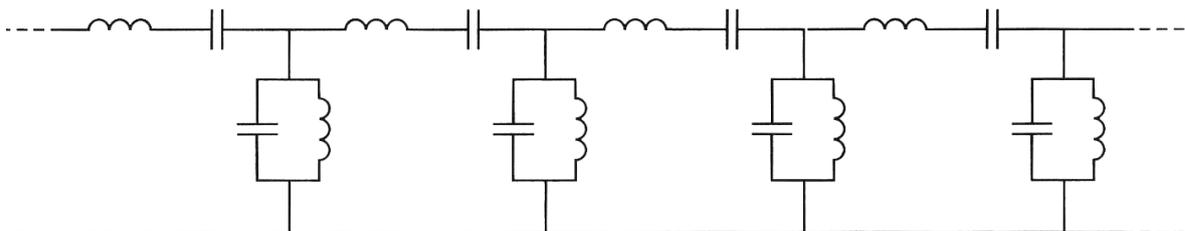


Figura 2.11: Implementación de red en escalera de un Metamaterial

Fuente: "Electromagnetic Metamaterials" [CAL2006]

Nótese que el desplazamiento de fase inducido en la celda unitaria es $\Delta\phi$, esto es debido a que los modelos de la Figura 2.7 está asociado con una longitud física Δz (m); en cambio, los modelos de las Figura 2.10 son adimensionales y su tamaño solo puede ser descrito en términos de su dimensión eléctrica $\theta = |\Delta\phi|$ (rad). Si la base de la celda unidad en la Figura 2.11 es p , entonces podemos escribir las inmitancias a lo largo de Δz como:

$$\frac{Z}{p} = j \left[\omega \left(\frac{L_R}{p} \right) - \frac{1}{\omega(C_L p)} \right]$$

$$\frac{Y}{p} = j \left[\omega \left(\frac{C_R}{p} \right) - \frac{1}{\omega(L_L p)} \right]$$

Esto nos muestra que si $p = \Delta z \rightarrow 0$, las inmitancias por unidad de distancia p se convierten en $Z/p \rightarrow Z'$, $Y/p \rightarrow Y'$; lo cual significa que la implementación del circuito LC es equivalente al modelo incremental de la Figura 2.7. Esta figura sólo muestra un trozo Δz de la TL, la cual tiene una longitud de ℓ . Ésta es obtenida poniendo N trozos, de manera que tenemos $\ell = N\Delta z$. entonces celdas de la red de la Figura 2.11 se comportan como una TL CRLH de longitud ℓ , siempre que $p \rightarrow 0$, como se muestra en Figura 2.12. Esta es la llamada *condición de homogeneidad*, porque esta asegura que la TL artificial se comporte como una TL homogénea ideal. En un sentido práctico esta condición puede ser traducida a la condición de la regla del pulgar efectivamente homogéneo, $p \ll \lambda_g$, la que fue introducida al inicio del capítulo. Esta condición asegura la ausencia de interferencias tipo Bragg en las discontinuidades de la línea.

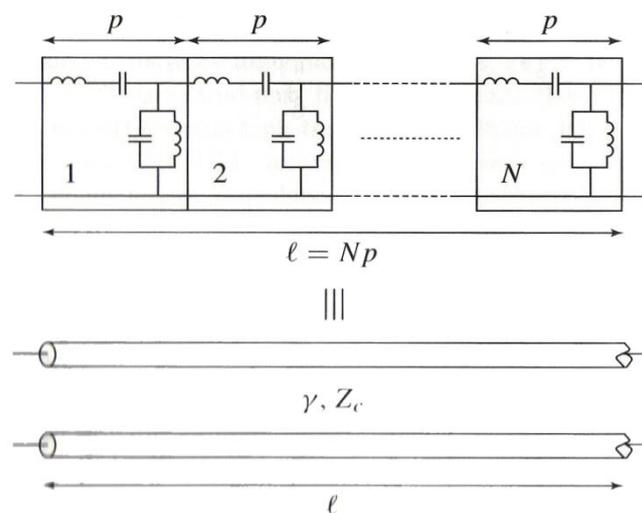


Figura 2.12: Equivalencia de la red en escalera con una TL ideal

Fuente: "Electromagnetic Metamaterials" [CAL2006]

2.1.3.4 Diferencia con los Metamateriales con los filtros convencionales

Considerando todo el espectro de frecuencias, las redes CRLH, se comportan como filtros pasa-banda. Esto es beneficioso para nuestro diseño pues nos otorga la selectividad de frecuencias. Sin embargo por esta misma razón es necesario conocer las diferencias con los filtros convencionales.

- Una estructura metamaterial está constituida de celdas que satisfacen la condición de homogeneidad $|\Delta\phi| < \pi/2$. Los filtros convencionales por lo general no satisfacen esta condición. Estos pueden tener desfases mayores de $\pi/2$. Por ello, el comportamiento efectivamente homogéneo que solo presentan los metamateriales.
- Un metamaterial puede ser 2D y 3D y comportarse como un medio sólido, a diferencia de los filtros que solo son 1D y se comportan como circuitos eléctricos
- Un metamaterial puede estar compuesto de celdas idénticas, mientras que en los filtros convencionales cada “celda” tiene por lo general diferentes valores LC para encajar en las especificaciones de un prototipo dado.
- Un metamaterial LH presenta una respuesta de fase específica, la respuesta LH a bajas frecuencias, la respuesta RH a altas frecuencias. Los filtros convencionales normalmente están diseñados para responder a ciertas especificaciones de magnitud.

2.1.4 Diseño de resonadores para el control de los parámetros constitutivos del medio

Estudiaremos en los próximos puntos los diseños de circuitos resonantes que se utilizan para construir metamateriales. Como veremos los resonadores son en general diseñados a partir de circuitos con elementos distribuidos, las razones esto es el hecho de que los elementos distribuidos las dimensiones eléctricas son equivalentes a las dimensiones físicas de dicho elemento. En cambio, los elementos discretos tienen dimensiones eléctricas y físicas muy variables debido a la suma de geometrías y de materiales que componen a estas.

Veremos cómo primero el concepto de resonadores por campo magnético acoplado permiten la creación de la celda básica de los metamateriales y el diseño del

circuito orientado a controlar la permeabilidad magnética y posteriormente, se analizará el diseño del circuito orientado a controlar la permitividad eléctrica.

2.1.4.1 Resonadores de campo magnético acoplado

Analizaremos la física del Split-Ring Resonators (SRR) que es la partícula básica de los metamateriales que permiten una permeabilidad negativa. Este concepto de diseño que se introdujo por Pendry [PEN1996] ha sido gran objeto de estudio para el desarrollo de los metamateriales. Éstos han cambiado mucho de forma con respecto a la original [CHE2006] [CHA2008], sin embargo sigue manteniendo los preceptos básicos de funcionamiento.

Un SRR es un lazo conductor diseñado para tener una frecuencia natural de resonancia, en la cual el campo eléctrico aumenta debido a que la energía en el lazo está resonando y la onda incidente provee mayor cantidad de energía, por ello una gran corriente y por ende un gran campo magnético son generados. Un gran momento dipolar magnético es generado como resultado de esta corriente, y por ello un medio compuesto de estos SRR tendrá una permeabilidad magnética efectiva diferente a la del espacio vacío. Lo más interesante de los SRR es que pueden alcanzar valores positivos y negativos de μ .

Cuando los SRR son irradiados con una longitud de onda mayor a sus dimensiones ($\approx \lambda/10$), podemos ver a éste como un circuito LC. El diagrama de un SRR junto con su equivalente circuito es mostrado en la Figura 2.13.

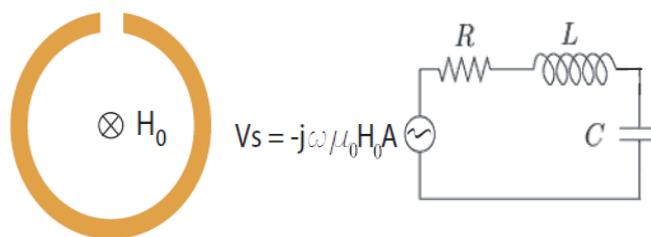


Figura 2.13: Split-Ring Resonator y su circuito eléctrico equivalente

Fuente: "Design of Metamaterials" [HAN2010]

Un campo magnético variante externo H_{inc} que incide en el SRR induce un voltaje en el lazo dado por:

$$V_{ind} = -j\omega \int_{A_{Loop}} B_{inc} \cdot dA$$

Donde A_{loop} es el área que en cierra el lazo. Cuando el SRR es eléctricamente pequeño, el campo magnético H_{inc} se uniformiza, y sin considerar pérdidas la integral se simplifica a:

$$\int_S B_{inc} \cdot dS \approx B_{inc} A_{loop} = \mu_0 H_{inc} A_{loop}$$

La impedancia es:

$$Z_{ring} = j\omega L + \frac{1}{j\omega C} = j\omega L \left(1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2}\right)$$

Donde L es la auto inductancia del lazo metálico, y C es la capacitancia que se presenta en la brecha del lazo. Y $\omega_0 = (LC)^{-\frac{1}{2}}$ es la frecuencia natural de resonancia. De ahí obtenemos la corriente inducida en el lazo:

$$I_{ind} = \frac{-\mu_0 H_{inc} A_{loop} / L}{1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2}}$$

Debido a la Ley de Lenz la corriente inducida fluye de tal manera que se opone al flujo magnético por A_{loop} . La última ecuación nos muestra que mientras ω se aproxima a ω_0 la corriente inducida en el anillo se vuelve tan grande que la corriente tiende al infinito, pero en la práctica esto no ocurre pues las pérdidas dieléctricas y ohmicas previenen este efecto.

El dipolo magnético en el SRR es proporcional a la corriente inducida por $m = IA_{loop}\hat{s}$, donde \hat{s} es vector unitario normal al área del lazo. Ya que la permeabilidad magnética es una medida de momento dipolar magnético neto por unidad de volumen, una gran corriente inducida entregara un alto valor de μ . Para $\omega < \omega_0$, la corriente inducida aumenta el campo magnético. Si $\omega > \omega_0$, la corriente se opondrá al flujo del campo. Esto conlleva una respuesta paramagnética para un ω ligeramente menor de ω_0 y una respuesta diamagnética para un ω ligeramente mayor que ω_0 . Si ω se aleja mucho de ω_0 no se logran las condiciones necesarias para lograr el dipolo. Esta es la característica de sistema resonante que se introdujo en el título 1.4

Podemos obtener la permeabilidad magnética de un medio de SRRs usando la relación constitutiva:

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H}_{inc} + \mathbf{M}$$

Donde M es el vector de magnetización, definido como la cantidad de momento de dipolo magnético por unidad de volumen v :

$$\mathbf{M} = \frac{\mathbf{m}}{v} = (IA_{loop}/v)\hat{s}$$

Que sustituida en la ecuación de corriente no da:

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H}_{inc} + \left(\frac{\omega^2 \mu_0 A_{loop}^2 / Lv}{\omega_0^2 - \omega^2} \right) \mathbf{H}_{inc} = \mu_0 \mu_r \mathbf{H}_{inc}$$

Donde:

$$\mu_r = 1 + \frac{F \omega^2}{\omega_0^2 - \omega^2}$$

que es la permeabilidad magnética relativa del medio, con los parámetros:

$$F = \mu_0 A_{loop}^2 / Lv$$

que a su vez es la “Fuerza de oscilación” del medio [YUA2008].

2.1.4.2 Respuesta eléctrica negativa

Para materiales dieléctricos convencionales la permitividad asume un valor positivo. Para plasmones con pérdida la función de la permitividad del dieléctrico es:

$$\epsilon_r = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - j\omega\Gamma}$$

$$\omega_p^2 = \frac{ne^2}{m_e \epsilon_0}$$

Donde n es la densidad del electrón, m_e es la masa del electrón (9.11×10^{-31} kg) y e es la carga elemental del electrón (1.6×10^{-19} C). Se puede apreciar claramente que ω_p determina el comportamiento de ϵ_r . Para la mayoría de los metales ω_p está en la banda de la luz visible y ultravioleta. Pero en frecuencias de microondas la pérdida es apreciable y la parte imaginaria de ϵ_r evita la propagación. Incluso si se asume $\Gamma=0$, para la mayoría de los metales en el régimen de microondas ω_p sería mucho mayor que ω , y $\epsilon_r \ll -1$, lo cual implica que la longitud de onda efectiva es muy grande y negativa. Esto no es útil ya que los metamateriales operan bajo el precepto de medio efectivo, donde todos los elementos dispersivos deben ser significativamente menores de λ_0 .

En 1996 Pendry [PEN1996] propuso que si frecuencia plasmónica en un metal puede ser bajada significativamente, entonces la estructura puede ser diseñada con un ϵ_r pequeño y negativo. Esto significa que podemos diseñar una estructura con ϵ_r efectivo aproximado de -1 sin reducir la longitud de onda efectiva. En la publicación de Pendry se introducen alambres rectos igualmente espaciados en una estructura ordenada y periódica (Figura 2.1 (b)), donde se demostró que la frecuencia plasmónica puede ser expresada como:

$$\omega_p^2 = \frac{2\pi c_0^2}{a^2 \ln \frac{a}{r}}$$

Donde c_0 es la velocidad de la luz en el vacío, a es el espacio entre los alambres (constante de ordenamiento) y r es el radio de cada uno de los alambres. Las dos últimas ecuaciones son esenciales para determinar el radio y la constante de ordenamiento para alcanzar la respuesta eléctrica deseada. La Figura 2.14 nos muestra este concepto.

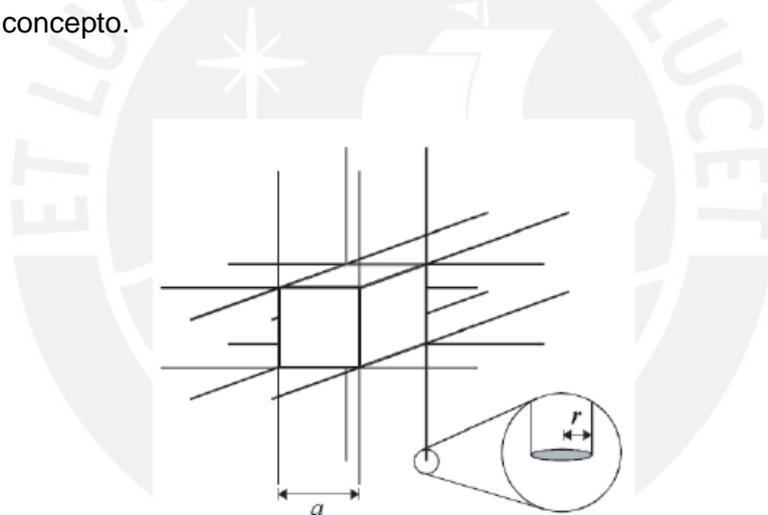


Figura 2.14: Estructura de alambres de Pendry

Fuente: Dominio Público

En el año 2006 Schurig y otros [SCH2006] propusieron un método para la construcción de resonador de permeabilidad eléctrica usando una partícula que se acopla fuertemente a un campo eléctrico incidente.

2.1.5 Metamateriales sintonizables

Este concepto se refiere a la capacidad de variar el rango de operación de los medios metamateriales. Ya que esta capacidad se puede controlar de manera

independiente utilizaremos esta característica para otorgar la selectividad temporal a nuestro sistema.

A partir del año 2004 se realizaron estudios de cómo se podían sintonizar medios metamateriales. Las primeras investigaciones se orientaron a la variación de las características físicas de las estructuras. Por ejemplo: Variando las características físicas y mecánicas del sustrato [ZHO2007]. Otras investigaciones se orientaron a la determinación de los cambios debido a las variaciones en los elementos resonantes [CHE2004] [YI2004]. Sin embargo el desarrollo de metamateriales sintonizables mediante el uso de elementos activos como diodos PIN [XU2007], varactores [OUR2007], interruptores RF MEMS [HAN2007] y capacitores de película delgada [HAN2010] son de los estudios más interesantes debido a sus capacidades de aplicación. De igual modo este concepto sigue una evolución natural a la sintonización de celda por dirección [HAN2008] [HAN2009], es decir, donde cada celda tiene una dirección para determinar si se aplica el cambio de voltaje.

La técnica más usada para la sintonización es la variación de los valores de los elementos componentes del los circuitos resonantes mediante dispositivos no lineales; es decir se utiliza los elementos activos directamente para controlar las capacitancias e inductancias en la representación LC.

Debido a la capacidad de variar la capacitancia de acuerdo al voltaje aplicado, utilizaremos en nuestro diseño en diodos varicaps o capacitores de capacidad variable. Este es un tipo de diodo que basa su funcionamiento en el fenómeno que hace que la anchura de la barrera de potencial en una unión PN varíe en función de la tensión inversa aplicada entre sus extremos. Al aumentar dicha tensión, aumenta la anchura de esa barrera, disminuyendo así la capacidad del diodo. De este modo se obtiene un condensador variable controlado por tensión. En el diseño eléctrico usa la notación mostrada en la Figura 2.15.



Figura 2.15: Símbolo de un Varicap

Como se advirtió el parámetro variable será la capacitancia y no la inductancia debido a que es más sencillo, económico y efectivo controlar este parámetro. Esta característica se analizará más adelante al estudiar los parámetros de transmisión de

un metamaterial con varicaps en él. Esto debido a que esta característica es la que determina la selectividad temporal.

2.2 Cloaking

Es importante para este concepto la comprensión de las implicancias del Principio de Fermat, al igual que la comprensión de la transformación de coordenadas para lograr el efecto deseado.

2.2.1 Principio de Fermat

El principio de Fermat es ampliamente conocido en la óptica geométrica y es útil en nuestro caso ya que al que considerar que nuestros medios cumplen con la regla del pulgar efectivamente homogéneo, se espera que la respuesta de éstos sea de plasmón y respondan así los principios de la óptica geométrica.

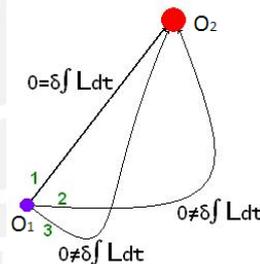


Figura 2.16: Tres posibles rutas diferentes para un rayo de luz y el principio de Fermat

Este principio fue enunciado en el siglo XVII por el matemático francés Pierre de Fermat, conocido también como principio del menor tiempo, establece el comportamiento de la luz al desplazarse por un medio. Fermat lo explicó así: “El trayecto seguido por la luz al propagarse de un punto a otro es tal que el tiempo empleado en recorrerlo es un mínimo”. Sin embargo una concepción más completa y moderna es: “El trayecto seguido por la luz al propagarse de un punto a otro es tal que el tiempo empleado en recorrerlo es estacionario respecto a posibles variaciones de la trayectoria”. Esto quiere decir que si se expresa el trayecto recorrido por la luz entre dos puntos O_1 y O_2 por medio de una función generalizada llamada camino óptico definida como $\mathcal{L}_{O_1 O_2}[n(\vec{r})]$ la trayectoria real de la luz seguirá un camino extremal respecto de esta función:

$$\delta \mathcal{L}_{O_1 O_2}[n(\vec{r})] = \delta \int_{O_1}^{O_2} n(\vec{r}) ds = 0$$

Como vemos en relación a la Figura 2.16, la trayectoria de la luz es el camino 1.

La característica importante, como dice el enunciado, es que los trayectos próximos al verdadero requieren tiempos aproximadamente iguales. En esta forma, el principio de Fermat recuerda al principio de Hamilton o a las ecuaciones de Euler-Lagrange.

2.2.1.1 Ecuación de la trayectoria de un rayo

La ecuación de la trayectoria un rayo luminoso real de un sistema óptico es:

$$\begin{aligned} \delta \mathcal{L}_{O_1 O_2}[n(\vec{r})] &= \delta \int_{O_1}^{O_2} n(\vec{r}) ds = \int_{O_1}^{O_2} \delta(n(\vec{r})) ds + \int_{O_1}^{O_2} n(\vec{r}) \delta(ds) \\ &= \int_{O_1}^{O_2} \vec{\nabla} n(\vec{r}) \cdot \delta \vec{r} ds + \int_{O_1}^{O_2} n(\vec{r}) \frac{d\vec{r}}{ds} \cdot \frac{d(\delta \vec{r})}{ds} ds \\ &= \int_{O_1}^{O_2} \vec{\nabla} n(\vec{r}) \cdot \delta \vec{r} ds + \left[n(\vec{r}) \frac{d\vec{r}}{ds} \cdot \delta \vec{r} \right]_{O_1}^{O_2} - \int_{O_1}^{O_2} \frac{d}{ds} \left[n(\vec{r}) \frac{d\vec{r}}{ds} \right] \cdot \delta \vec{r} ds = 0 \end{aligned}$$

Ahora, cuando la variación sobre los extremos no existe el integrando debe anularse y queda la ecuación de la trayectoria:

$$\int_{O_1}^{O_2} \left[\vec{\nabla} n(\vec{r}) - \frac{d}{ds} \left(n(\vec{r}) \frac{d\vec{r}}{ds} \right) \right] \cdot \delta \vec{r} ds = 0, \forall \delta \vec{r}$$

La interpretación de la ecuación es importante. La trayectoria permanece en el plano en el que varía el índice de refracción $n(\vec{r})$. Eso puede observarse escribiendo la ecuación en término de los vectores unitarios \hat{u}_t y \hat{u}_n :

$$\vec{\nabla} n(\vec{r}) = \frac{d}{ds} \left[n(\vec{r}) \frac{d\vec{r}}{ds} \right] = \frac{dn(\vec{r})}{ds} \frac{d\vec{r}}{ds} + n(\vec{r}) \frac{d^2 \vec{r}}{ds^2} = \frac{dn(\vec{r})}{ds} \hat{u}_t + \frac{n(\vec{r})}{\rho(\vec{r})} \hat{u}_n$$

Siendo el radio de la circunferencia oscultriz en el punto \vec{r} a la trayectoria.

2.2.2 Transformación conforme

La transformación conforme o conformal mapping [NEH1952] es, como lo define Leonhardt, una técnica elegante que se aplica en muchas áreas del

conocimiento como electrostática [JAK1998], mecánica de fluidos [ABL1997], mecánica clásica [NEE2002], caos cuántico [ROB1986], etc.

Supóngase un medio dieléctrico cuyo perfil de índice de refracción esta dado por posición, $n(x, y)$. Debemos validar también la condición de la óptica geométrica que indica que $n(x, y)$ no debe variar mucho sobre la escala de comportamiento óptico geométrico $2\pi/\kappa$. Para describir las coordenadas espaciales en el plano de propagación los números complejos $z = x + iy$ son usados junto a las derivadas parciales $\partial_x = \partial_z + \partial_z^*$ y $\partial_y = i\partial_z - i\partial_z^*$, donde el asterisco simboliza la conjugación compleja. En el caso de una variación gradual del perfil de índice de refracción, ambas amplitudes Ψ de la polarización del rayo cumplen con la ecuación de Helmholtz:

$$(4\partial_z^*\partial_z + n^2\kappa^2)\Psi = 0$$

Escrito en notación compleja, con el operador Laplaciano:

$$\partial_x^2 + \partial_y^2 = 4\partial_z^*\partial_z$$

Suponemos ahora la introducción de nuevas coordenadas w descritas por la función analítica $w(z)$, que no depende en z^* . Tal función describe la transformación conforme que preserva los ángulos entre líneas coordenadas; es decir nuestro nuevo sistema tiene el mismo tipo de geometría que el original. Como:

$$\partial_z^*\partial_z = \left|\frac{dw}{dz}\right|^2 \partial_w^*\partial_w$$

Obtenemos en el espacio descrito por w la ecuación de Helmholtz con el perfil de índice n' que está relacionado con el original por:

$$n = n' \left|\frac{dw}{dz}\right|$$

Por ejemplo, si el medio está diseñado de modo que $n(z)$ es el modulo de la función analítica $g(z)$; la integral de $g(z)$ define un mapa $w(z)$ hacia nuevas coordenadas, donde de acuerdo con la ecuación anterior n' se transforma en la unidad. Consecuentemente, en coordenadas w , la propagación de la onda no se distingue de la propagación en el espacio libre. Es decir el medio realiza una transformación conforme del espacio vacío.

2.2.3 Control de campos electromagnéticos

Como se puede determinar por lo analizado en el título anterior, se puede determinar que estamos frente a un espacio holomorfo, es decir que los sistemas pueden variar siempre y cuando la topología del espacio sea constante y que éstos compartan espacios coordinados comunes (mapas intersectos).

De este modo, al ser determinado el holomorfismo podemos señalar que las ecuaciones de Maxwell se mantendrán inalteradas si cambiamos el sistema de coordenadas.

Esta aproximación fue descrita por Pendry y otros [PEN2006] y por Schurig y otros [SCH2006] a partir de la idea de lentes exóticas que han sido propuestos después de la concepción de los metamateriales. La aproximación consiste en desplazar de manera consistente todos los campos: Desplazamiento eléctrico \mathbf{D} , inducción magnética \mathbf{B} y el vector de Pointing \mathbf{S} conservando sus características. De este modo y con el concepto de transformación conforme se puede lograr manipular los campos a voluntad; así doblaremos los campos de modo que fluyan fuera del área que deseamos apantallar.

Supongamos primero que tenemos una configuración arbitraria de fuentes incrustadas en un medio dieléctrico y magnético arbitrario. La configuración inicial es tal que la topología se mantiene incluso al final, cuando se tiene el nuevo sistema de coordenadas. Y supongamos que a su vez el sistema se encuentra inmerso en medio elástico que puede ser estirado y comprimido como se desee, como se muestra en la Figura 2.17.

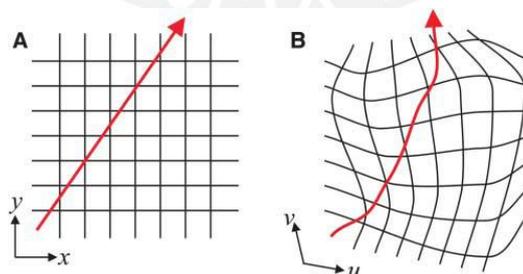


Figura 2.17: (A) Línea de un campo en el espacio libre; (B) Campo distorsionado con nuevas variables

Fuente: "Controlling Electromagnetic Fields" [PEN2006]

Si estructura original estuviese determinada por un plano cartesiano de coordenadas (x, y, z) que contiene a los campos y luego se distorsiona; obtendremos el nuevo sistema de coordenadas:

$$u(x, y, z), v(x, y, z), w(x, y, z)$$

Donde (u, v, w) determina la locación de los nuevos puntos con respecto a los ejes x, y, z .

Ya que el espacio determinado es holomorfo y las ecuaciones de Maxwell son independientes del sistema de coordenadas [PEN2006] podemos sustituir los valores en estas. De ahí obtenemos que los valores de la permitividad ϵ y permeabilidad μ son re-escalados por un factor común. Entonces las ecuaciones constitutivas de las ecuaciones de Maxwell tenemos que:

$$\mathbf{B}' = \mu_0 \boldsymbol{\mu}' \mathbf{H}'$$

$$\mathbf{D}' = \epsilon_0 \boldsymbol{\epsilon}' \mathbf{E}'$$

Consideremos un sistema ortogonal, entonces los valores normalizados serán:

$$\epsilon'_u = \epsilon_u \frac{Q_u Q_v Q_w}{Q_u^2}$$

$$\mu'_u = \mu_u \frac{Q_u Q_v Q_w}{Q_u^2}$$

$$\epsilon'_v = \epsilon_v \frac{Q_u Q_v Q_w}{Q_v^2}$$

$$\mu'_v = \mu_v \frac{Q_u Q_v Q_w}{Q_v^2}$$

$$\epsilon'_w = \epsilon_w \frac{Q_u Q_v Q_w}{Q_w^2}$$

$$\mu'_w = \mu_w \frac{Q_u Q_v Q_w}{Q_w^2}$$

De igual modo:

$$E'_u = Q_u E_u,$$

$$H'_u = Q_u H_u, \text{ etc.}$$

Donde:

$$Q_u^2 = \left(\frac{\partial x}{\partial u}\right)^2 + \left(\frac{\partial y}{\partial u}\right)^2 + \left(\frac{\partial z}{\partial u}\right)^2$$

$$Q_v^2 = \left(\frac{\partial x}{\partial v}\right)^2 + \left(\frac{\partial y}{\partial v}\right)^2 + \left(\frac{\partial z}{\partial v}\right)^2$$

$$Q_u^2 = \left(\frac{\partial x}{\partial w}\right)^2 + \left(\frac{\partial y}{\partial w}\right)^2 + \left(\frac{\partial z}{\partial w}\right)^2$$

Como se puede observar si bien las ecuaciones de Maxwell mantienen su forma original, la permitividad ϵ y permeabilidad μ toman formas de tensores al re-escalarsse, lo cual indica que el medio tiene que ser anisotrópico.

Hasta este punto hemos determinado las características necesarias para controlar los campos electromagnéticos, ahora con esto buscaremos confinar un espacio para evitar la propagación de éstos.

2.2.4 Cascaron cilíndrico

Consideremos la Figura 2.18 donde tenemos un cilindro de radio R_1 como espacio a ser aislado de campos electromagnéticos externos a él.

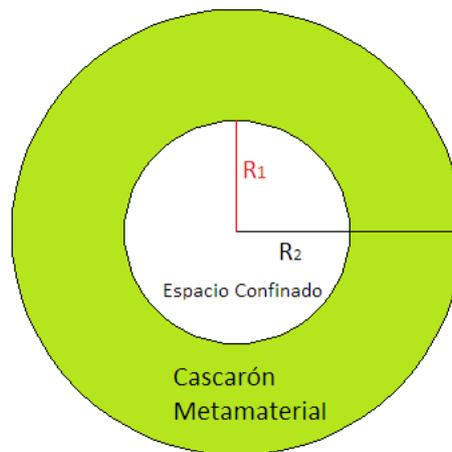


Figura 2.18: Variables del modelo de Invisibilidad

Para lograr tal objetivo doblaremos los campos indecentes y los estiraremos de modo que se compriman dentro del cilindro concéntrico de radio R_2 . Dada la gran cantidad de grados de libertad, fijaremos la variable del campo electromagnético que estará en modo TEM. Y sea r la distancia de los ejes a cualquier punto y θ el ángulo que forma con la dirección de propagación de la onda. Usando la transformación de coordenadas comprimiremos la región $r < R_1$ a la región $R_1 < r < R_2$. Entonces obtenemos nuestro nuevo sistema:

$$r' = R_1 + \frac{r(R_2 - R_1)}{R_2}$$

$$\theta' = \theta$$

$$z' = z$$

De las reglas de transformación antes dadas, tenemos para $R_1 < r < R_2$:

$$\varepsilon_r = \mu_r = \frac{r - R_1}{r}$$

$$\varepsilon_\theta = \mu_\theta = \frac{r}{r - R_1}$$

$$\varepsilon_z = \mu_z = \frac{\left(\frac{R_2}{R_2 - R_1}\right)(r - R_1)}{r}$$

Para $r < R_1$ se puede tomar cualquier valor considerando que no habrá campo que cruce esta sección.

De este modo obtenemos los valores de la permitividad y permeabilidad de forma de tensores ($\vec{\varepsilon}$ y $\vec{\mu}$) en coordenadas cilíndricas y que generan el efecto mostrado en la Figura 2.19, el efecto sobre el espacio es mostrado en Figura 2.20.

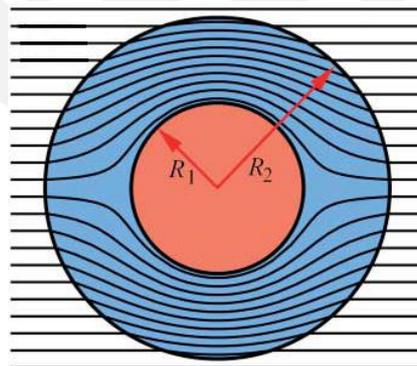


Figura 2.19: Desplazamiento del campo de los vectores de Poynting

Fuente: "Controlling Electromagnetic Fields" [PEN2006]

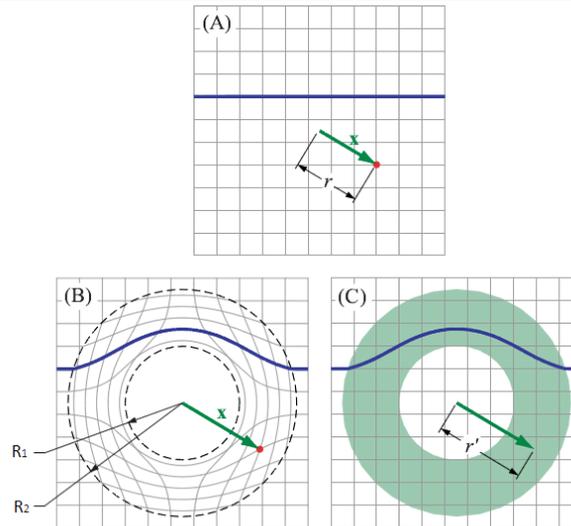


Figura 2.20: Deformación del espacio de propagación

Adaptado de: "Calculation of material properties and ray tracing in transformation media" [SCH2006]



Capítulo 3

Análisis de las características del apantallamiento Metamaterial

3.1 Simulación de diferenciación finita en el dominio del tiempo o FDTD

Para poder estudiar las características de este tipo de cascarones y pantallas es necesario poder realizar un análisis previo al diseño, pues el ensamblaje de un sistema físicamente realizable de este tipo presenta muchas dificultades debido a limitación de tecnologías relacionadas con los medios (isotropía de los medios de soporte), con las metodologías de construcción (debido a las bajas tolerancias de diseño) y con la viabilidad de los materiales (valores específicos para los parámetros de los medios de soporte); esto hace que fabricar algo semejante sea aún extremadamente costoso y complicado de lograr. Por ello la simulación computarizada se ha vuelto la herramienta más valiosa para la investigación en este campo.

De manera similar al análisis que desarrollamos para estudiar las propiedades particulares de una celda dentro de un metamaterial el modelo de línea de transmisión es el más adecuado, sin embargo para el caso del estudio de las propiedades geométricas de un medio anisotrópico las simulaciones con el método FDTD (Finite-difference time-domain) tiende a obtener mejores resultados. Esto debido a la capacidad de ser de simple procesamiento en una gran amplitud de frecuencias y del mismo modo de tratar de manera independiente los diferentes elementos en las fronteras entre dominios.

El método FDTD pertenece a la clase general de los métodos de modelación numérica de tiempo basado en rejillas (grids) diferenciales de dominio y de elementos finitos (FEM, finite element method). Las ecuaciones de Maxwell en función del tiempo (en forma diferencial parcial) se discretizan mediante aproximaciones de diferencias centrales con el espacio y el tiempo de derivadas parciales. Las ecuaciones de diferencias finitas resultantes se resuelven en cualquier software o hardware con la técnica de Leapfrog: los componentes del campo de vectores eléctrico en un volumen de espacio se resuelven en un instante dado en el tiempo, entonces los componentes del campo de vectores magnético en el mismo volumen espacial se resuelven en el instante próximo de tiempo, y el proceso se repite una y otra vez hasta que el comportamiento de estado transitorio o estado estacionario de los campos electromagnéticos está completamente alcanzado.

3.1.1 Software comercial

Las investigaciones sobre este tema que se llevan a cabo hoy en día en Europa y Estados Unidos tienden a usar software comercial bastante accesible; a diferencia del caso de las investigaciones que se realizan en China donde por lo general se usa software que es desarrollado de manera interna en las instituciones.

La Tabla 3.1 resume el software comercial más comúnmente usada para el estudio de esta tecnología.

Tabla 3.1: Lista de software comercial

Nombre	Desarrollador	Método de solución	Procedencia
Comsol Multiphysics	Comsol	FDTD	Suecia
CST 3D EM Field Simulator	Computer Simulation Technology	FDTD	USA
HFSS	Ansoft – Ansys	FDTD	USA – Alemania
MEFiSto	Faustus Scientific Corporation	TL	Alemania
EMPro	Agilent Technologies	FDTD	USA

El uso de cada software depende de sus características principales. EMPro es tal vez el menos usado, pero tiene la ventaja de integrar la toma de datos directamente de equipos Agilent. MEFiSto tiene la ventaja de ser el mejor software que se soluciona con análisis TL siendo ideal para toma de parámetros de transmisión, además esta característica le permite analizar y modelar elementos activos con facilidad. HFSS es tal vez el software con las capacidades de procesamiento mejor diseñadas siendo ideal para la simulación a grandes escalas. CST 3D EM Field Simulator es un software especializado para modelamiento de campos electromagnéticos, especialmente en espacios 3D. Comsol Multiphysics es tal vez la herramienta de simulación para investigación más usada, su capacidad de solucionar diversos tipos de problemas a través de planteamientos generalizados, resolviendo con gran eficiencia los grados de libertad que tienen los modelos le ha permitido volverse parte integral de los laboratorios de simulación numérica; este software cuenta además con una vasta librería de modelos y datos sobre materiales; del mismo modo su alta capacidad de integración con otros programas de simulación, diseño y cálculo hace que Comsol sea la opción ideal para nuestras simulaciones.

3.2 Análisis numérico del Cloaking

El modelo de cascarón cilíndrico propuesto en el título 2.2.4 será analizado como modelo conceptual de un sistema que aísla espacios de los campos electromagnéticos y elimina el front y backscattering; es decir son el modelo ideal de invisibilidad. Esto nos permitirá estudiar el comportamiento de los campos y de la potencia y nos permitirá idealizar el diseño de cloaking perfecto para nuestros objetivos.

3.2.1 Configuración de la simulación

Como se indicó, el objetivo es comprimir el espacio de propagación del área confinada en la región de Cloak. Esta configuración considera una onda TEM que tiene como dirección de propagación el eje x. La cámara de simulación está limitada en los extremos por paredes PML (Perfect Matching Layer) o paredes con adaptación perfecta para evitar reflexiones de las ondas electromagnéticas y con paredes PMC (Perfect Magnetic Conductor) o paredes de conductores magnéticos perfectos a los

costados para absorber el campo magnético en dichas regiones. Todo esto se puede observar en la Figura 3.1. Los parámetros electromagnéticos del metamaterial están seleccionados de acuerdo a lo indicado en el título 2.2.3.

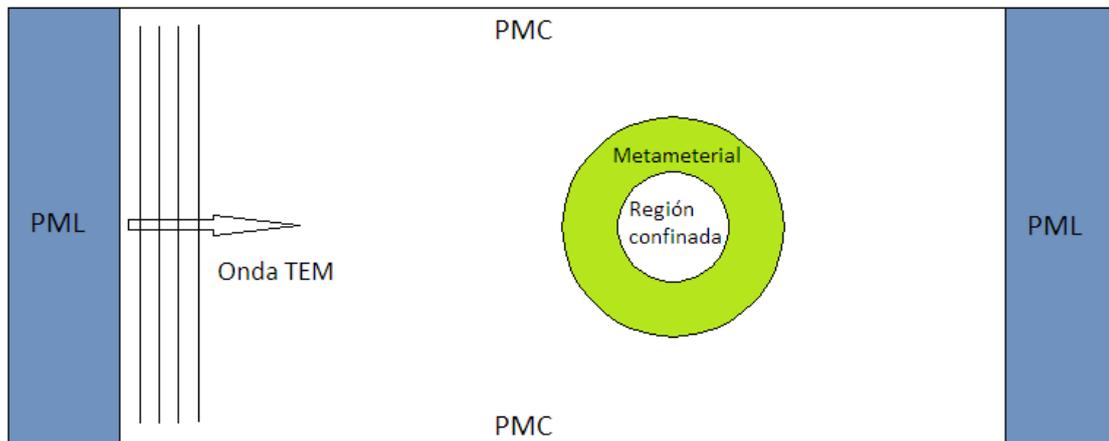


Figura 3.1: Configuración general de las simulaciones

3.2.2 Resultados de la simulación

Primero y para efectos de simulación mostramos en la Figura 3.2 la propagación de la onda en la cámara vacía, es decir podemos observar la componente z de los campos en el espacio libre, o sea sin deformaciones a causa del metamaterial. Para nuestra primera serie de estudios utilizamos una onda plana de magnitud $E_z = 1 \times 10^6$ V/m y longitud $\lambda = 0.3$ m; en una cámara de 3 metros de largo y 2 metros de ancho.

De este modo, podemos comparar ahora el comportamiento de los campos cuando la pantalla es colocada; como se muestra en la Figura 3.3. Dicha pantalla tiene un radio interior de 0.15 metros y un radio exterior de 0.3 metros; es decir el área confinada es de aproximadamente 0.071 metros cuadrados. En este caso la solución

se alcanzó utilizando 18506 elementos Lagrange cúbicos triangulares⁴; se resolvió además 83782 grados de libertad⁵ determinados por la simulación.

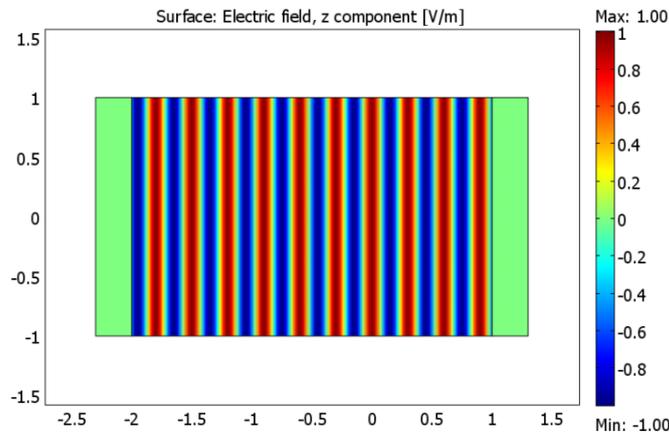


Figura 3.2: Onda completa compleja TEM de 2GHz en una cámara vacía

Simulación Comsol Multiphysics

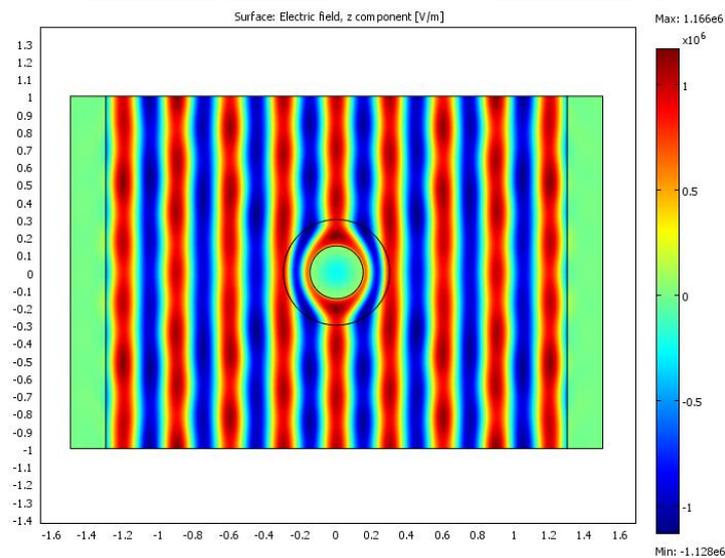


Figura 3.3: Distribución de campos de alrededor de un espacio confinado

Simulación Comsol Multiphysics

⁴ Elemento unitario básico utilizado en las técnicas de simulación FEM – FDTD, caracterizado en esta oportunidad por utilizar funciones cubicas para determinar su valor y por tener forma triangular.

⁵ se refiere al número mínimo de números reales que es necesario especificar para determinar completamente el estado físico; en este caso, determinar los campos en un instante dado.

Entre ambas figuras podemos ver claramente como el área contenida dentro del manto presenta un valor casi nulo de campo eléctrico. La grafica del valor del campo con respecto a su posición en el eje x y eligiendo el valor fijo de $y=0$ para cruzar por en medio dispositivo, es mostrada en la Figura 3.4. Se puede concluir entonces que la potencia de la onda en ese punto es nula, por ello se dice que el espacio donde esto sucede se encuentra confinado de la onda, es decir, podría estar aislado de una señal electromagnética.

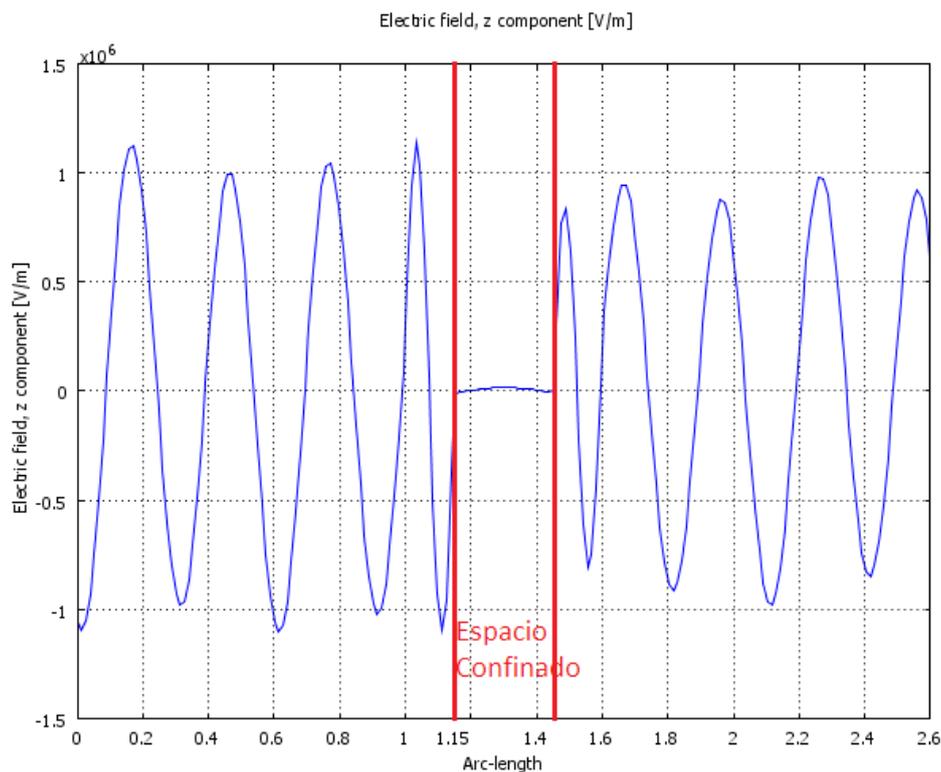


Figura 3.4: Componente z del campo eléctrico para $y=0$ a lo largo de la cámara

Adaptado de una simulación Comsol Multiphysics

Como se puede apreciar, el valor del campo eléctrico dentro del espacio confinado es prácticamente nulo, alcanzando apenas en su punto más alto, con la fase de la solución puesta a 0° , aproximadamente 112 dB por debajo del valor máximo de la señal en ese punto con respecto a la cámara vacía.

En la Figura 3.5 se puede apreciar los niveles de la caída del campo en toda la cámara. Es notable que en el área de confinamiento los valores serán siempre bajos pues como se puede apreciar numéricamente la relación de caída es bastante alta.

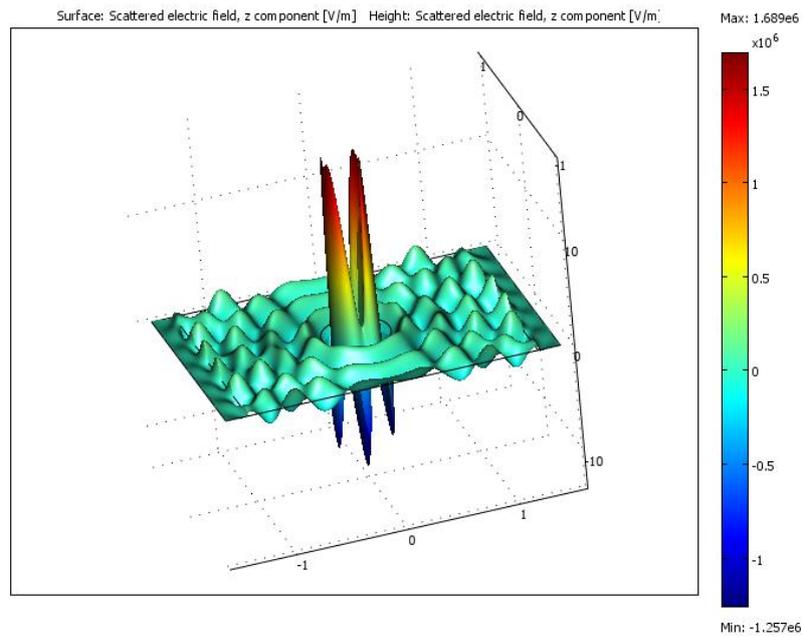


Figura 3.5: Relación de caída del campo eléctrico

Simulación Comsol Multiphysics

Como se puede ver el promedio de densidad energía presente a lo largo de la cámara es constante, en el espacio confinado el valor es prácticamente cero y en el manto es alto pues los campos son desplazados y comprimidos en un espacio menor. Estos resultados son observables en la Figura 3.6 y Figura 3.7, en donde se observan los valores promedios de la densidad de energía presentes en cada punto durante la duración de un periodo de la onda.

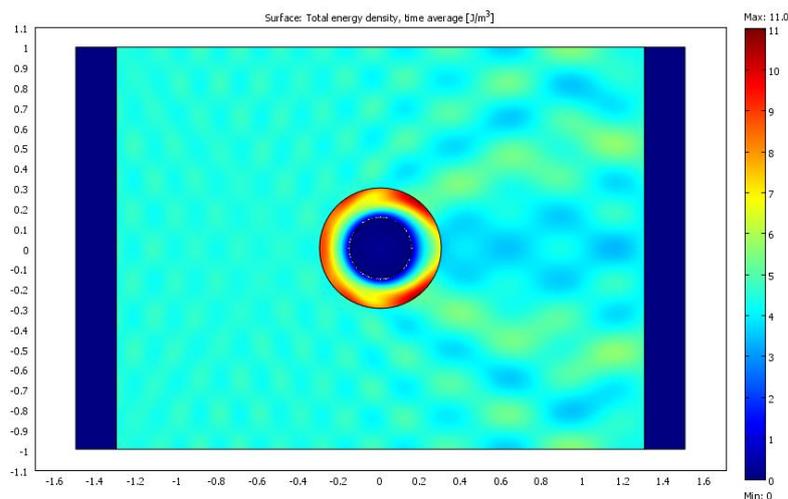


Figura 3.6: Promedio en el tiempo de la densidad de energía

Simulación Comsol Multiphysics

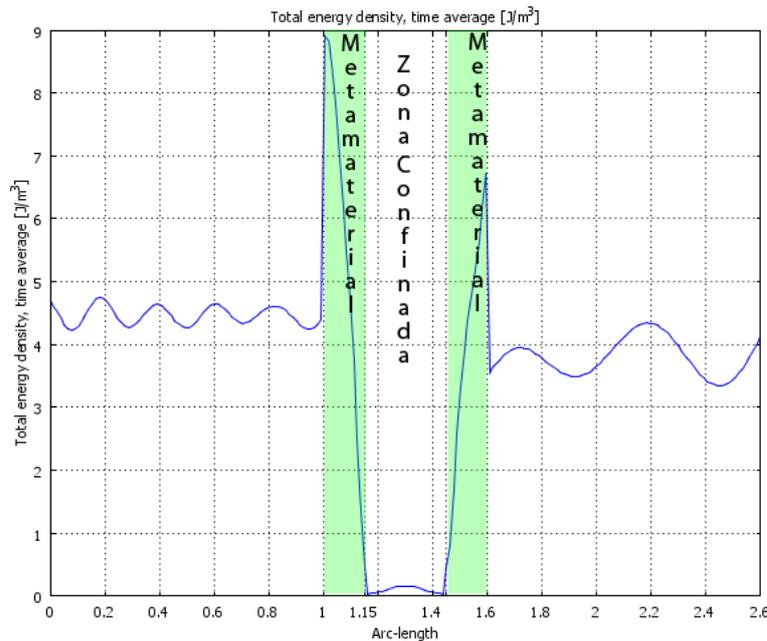


Figura 3.7: Promedio en el tiempo de la densidad de energía a lo largo de la cámara para $y=0$

Adaptado de una simulación Comsol Multiphysics

3.2.3 Cloak no cilíndrico

El Cloak utilizado hasta este punto es el modelo de invisibilidad perfecta empleada para confinar un espacio cilíndrico o en su defecto esférico. Esta aproximación tiene como punto principal doblar los rayos alrededor del espacio confinado y luego recuperar su trayectoria original, de este modo el concepto de invisibilidad perfecta se logra al eliminar el backscattering. Pero la aplicación de nuestro dispositivo solo tiene por objetivo bloquear las ondas incidentes a un espacio, es decir apantallar. Utilizando esta noción podemos variar la forma del Cloak con mayor libertad; ya que solo es necesario doblar los campos más allá del espacio de confinamiento. Esto también nos permitirá tener una selectividad espacial en el principio de que solo se colocará el apantallamiento en la dirección de arriba de la señal que deseamos bloquear.

3.2.3.1 Superficies no cerradas

Reconstruyendo el diseño original, y poniéndolo a prueba en una cámara completamente rodeada de PML para evitar cualquier tipo de reflexión, simulando así un espacio infinitamente vacío y que además es irradiada por una onda TEM de longitud $\lambda=0.15\text{m}$. La simulación tiene 18442 elementos Lagrange Cúbicos triangulares y se resuelven 166994 grados de libertad. Se obtiene el campo mostrado en Figura 3.8.

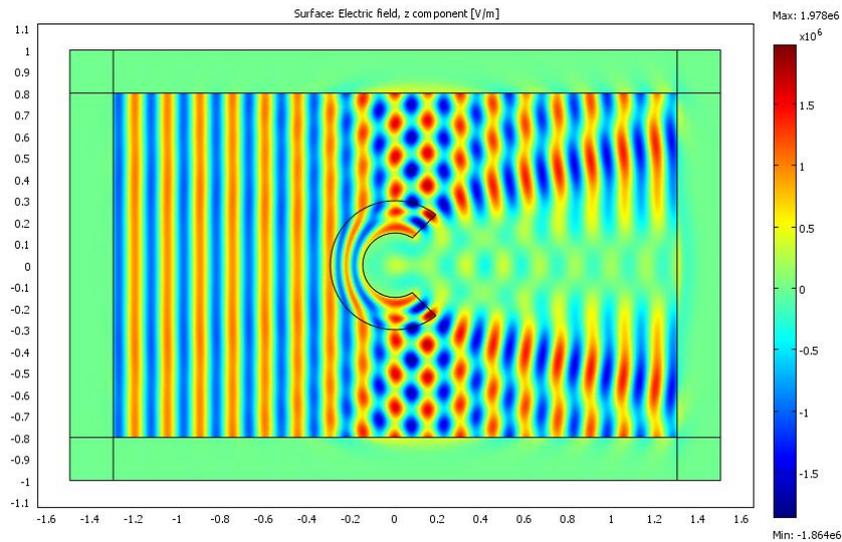


Figura 3.8: Campo eléctrico y Cloak no cilíndrico

Simulación Comsol Multiphysics

De igual modo podemos observar el promedio en el tiempo de la densidad de energía en la Figura 3.9 y el flujo de la potencia en Figura 3.10.

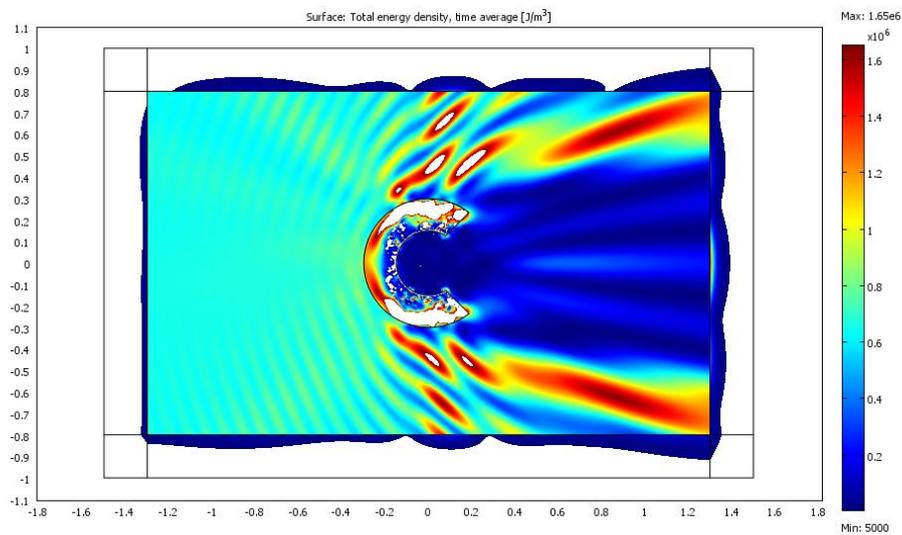


Figura 3.9: Promedio de la densidad de energía

Simulación Comsol Multiphysics

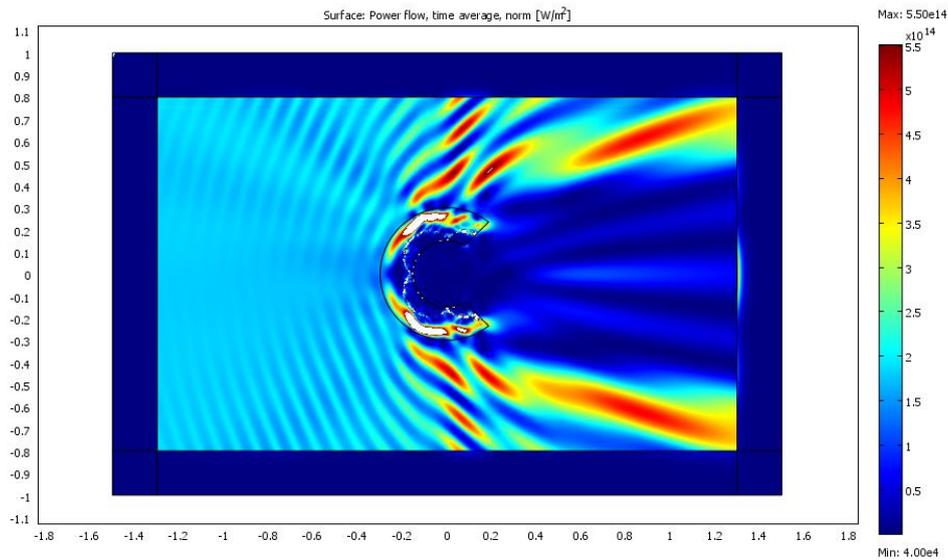


Figura 3.10: Flujo de la potencia

Simulación Comsol Multiphysics

Como podemos observar en las dos últimas figuras la cantidad de energía presente en el área de confinamiento es ínfima en relación con el densidad energética presente en área de propagación libre. También se puede observar que lo mismo ocurre con el flujo de potencia que es comprimida alcanzando altos valores en la pantalla; este comportamiento es esperado pues el campo de vectores de Poyting se encuentra comprimido en este espacio.

Pero quizás una características más impresionantes de estos diseños cóncavos es la capacidad de amplificación que tienen cuando la onda incide por la parte interna; como se muestra en la Figura 3.11. Como se puede apreciar esta característica presenta un gran potencial pues mientras el Cloak ofrece un apantallamiento en una dirección, ofrece amplificación en otra.

Esto es causado por la onda incidente que es reflejada en la estructura. Esta reflexión en el interior del semi-cascarón es debida al bajo índice de refracción en $r=R_1$, donde los parámetros electromagnéticos son:

$$\epsilon_r = \mu_r = \frac{r - R_1}{r} \Big|_{r=R_1} = 0$$

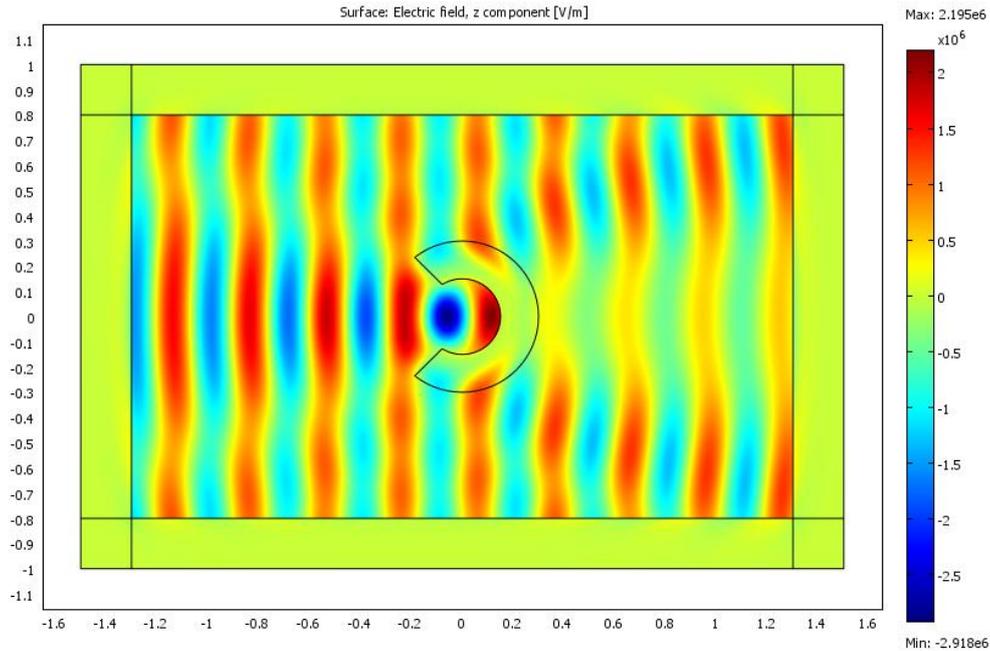


Figura 3.11: Efecto de amplificación en un cloak cóncavo a 1GHz

Simulación Comsol Multiphysics

3.2.3.2 Espacios confinados no cilíndricos y esféricos

El análisis de la invisibilidad realizado desde 2006 se limitó estrictamente al mejoramiento de las características del modelo simplificado del espacio confinado cilíndrico o esférico. En el 2008 cuatro equipos de investigadores chinos proponen modelos de diferentes geometrías. Las cuales mostraremos y analizaremos a continuación

3.2.3.2.1 Cloak arbitrariamente cilíndrico-elíptico

De Wei Xiang Jiang y otros en su publicación “Arbitrarily elliptical–cylindrical invisible cloaking” [WEI2008]. A partir del modelo numérico general mostrado en la Figura 3.12 se realizó un análisis similar al de Pendry para obtener los tensores de los parámetros electromagnéticos:

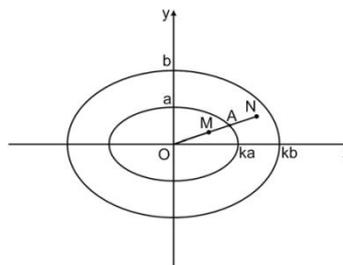


Figura 3.12: Cross-section de un cloak arbitrariamente cilíndrico-elíptico

Fuente: “Arbitrarily elliptical–cylindrical invisible cloaking” [WEI2008]

A partir de esto se obtiene los parámetros:

$$\begin{aligned}\varepsilon_{xx} &= \frac{r_1}{r_1 - ka} + \frac{k^2 a^2 R^2 - 2ka r_1^3}{(r_1 - ka)r_1^5} x^2 \\ \varepsilon_{xy} = \varepsilon_{yx} &= \frac{k^2 a^2 R^2 - ka(1 + k^2)r_1^3}{(r_1 - ka)r_1^5} xy \\ \varepsilon_{yy} &= \frac{r_1}{r_1 - ka} + \frac{k^2 a^2 R^2 - 2k^3 a r_1^3}{(r_1 - ka)r_1^5} y^2 \\ \varepsilon_{zz} &= \left(\frac{b}{b - a}\right) \frac{r_1 - ka}{r_1}\end{aligned}$$

Donde k es la razón de los radios de la elipse y donde:

$$\begin{aligned}r_1 &= \sqrt{x^2 + k^2 y^2} \\ R &= \sqrt{x^2 + k^4 y^2}\end{aligned}$$

También $\bar{\varepsilon} = \bar{\mu}$.

Además si k=1 se obtienen los parámetros para un cloak cilíndrico circular como el estudiado en secciones previas. En la Figura 3.13 podemos observar una simulación realizada por este equipo con onda TE de frecuencia de 2GHz.

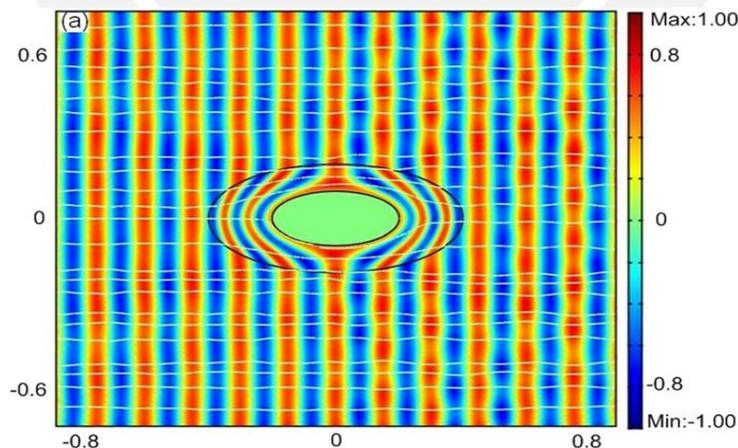


Figura 3.13: Cloak arbitrariamente cilíndrico-elíptico

Fuente: "Arbitrarily elliptical-cylindrical invisible cloaking" [WEI2008]

3.2.3.2.2 Cloak esférico e hiperbólico

Propuesto por Yu Luo y otros en "Full-wave analysis of prolate spheroidal and hyperboloidal cloaks" [YU2008]. Este estudio es muy similar al anterior, pero este

incluye las variaciones geométricas de elipses e hipérbolas en espacios tridimensionales a través del estudio del flujo de los campos.

En la Figura 3.14 podemos observar algunas de las simulaciones realizadas por este grupo.

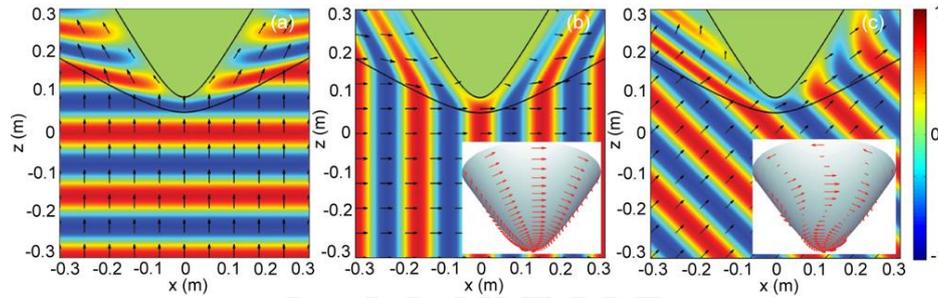


Figura 3.14: Cloak hiperbólico

Fuente: “Full-wave analysis of prolate spheroidal and hyperboloidal cloaks” [YU2008]

3.2.3.2.3 Cloak de geometría arbitraria

De los estudios sobre geometrías de Cloak más interesantes propuesto por Chao Li y Fang Li en su publicación “Two-dimensional electromagnetic cloaks with arbitrary geometries” [LI2008]. En este estudio se determinan los parámetros para el confinamiento de cualquier forma de espacio bidimensional que se realiza a través de una función de transformación de espacio generalizada.

A partir de la Figura 3.15 se obtienen los parámetros de transformación.

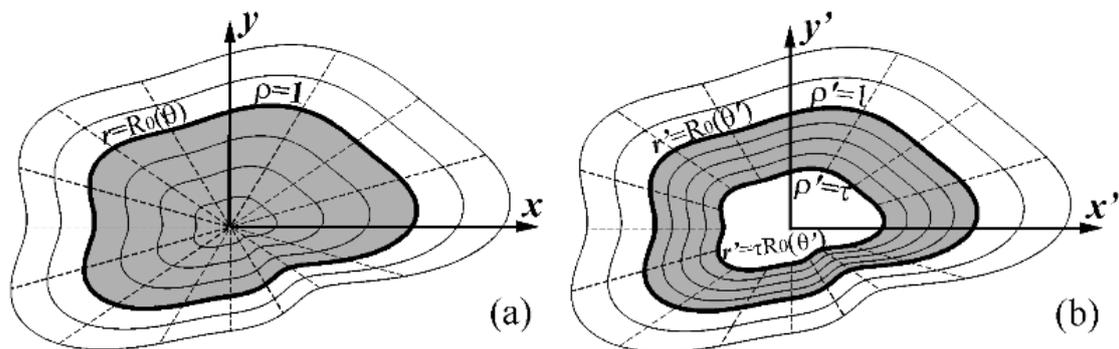


Figura 3.15: (a) Sistema coordenado original; (b) Sistema transformado

Fuente: “Two-dimensional electromagnetic cloaks with arbitrary geometries” [LI2008]

De donde obtenemos las ecuaciones generalizadas para cloak con curvas suaves:

$$\varepsilon_{xx} = \frac{[r - \tau R_0(\theta)]^2 \cos^2 \theta + \tau^2 \left[\frac{dR_0(\theta)}{d\theta} \right]^2 \cos^2 \theta - 2\tau r \frac{dR_0(\theta)}{d\theta} \sin \theta \cos \theta + r^2 \sin^2 \theta}{r[r - \tau R_0(\theta)]}$$

$$\varepsilon_{xy} = \varepsilon_{yx}$$

$$= \frac{-\tau R_0(\theta)[2r - \tau R_0(\theta)] \sin \theta \cos \theta + \tau^2 \sin \theta \cos \theta \left[\frac{dR_0(\theta)}{d\theta} \right]^2 + \tau r \frac{dR_0(\theta)}{d\theta} (\cos^2 \theta - \sin^2 \theta)}{r[r - \tau R_0(\theta)]}$$

$$\varepsilon_{yy} = \frac{[r - \tau R_0(\theta)]^2 \sin^2 \theta + \tau^2 \left[\frac{dR_0(\theta)}{d\theta} \right]^2 \sin^2 \theta - 2\tau r \frac{dR_0(\theta)}{d\theta} \sin \theta \cos \theta + r^2 \cos^2 \theta}{r[r - \tau R_0(\theta)]}$$

$$\varepsilon_{zz} = \left(\frac{1}{1 - \tau} \right)^2 \frac{r - \tau R_0(\theta)}{r}$$

Donde τ representa la razón de compresión. Y también $\bar{\varepsilon} = \bar{\mu}$.

En la Figura 3.16 podemos ver algunas simulaciones realizadas. Como se puede observar la forma del espacio es totalmente arbitraria y sin embargo no existe ningún tipo de scattering.

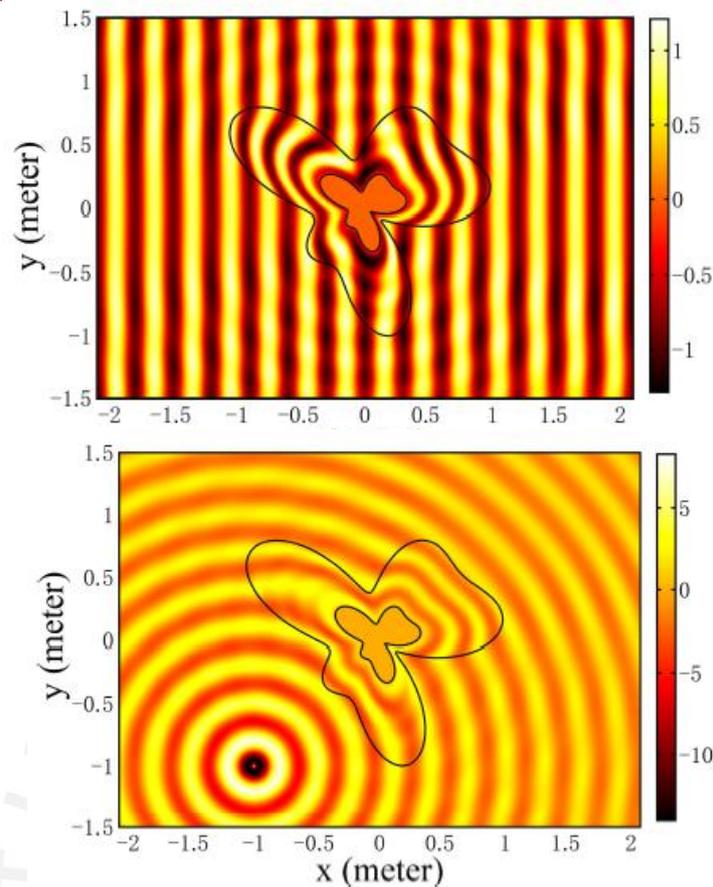


Figura 3.16: Cloak con forma arbitraria

Fuente: "Two-dimensional electromagnetic cloaks with arbitrary geometries" [LI2008]

3.2.3.2.4 Cloak poligonal

Este modelo general contempla líneas no suaves como en el contorno de de la zona confinada. Propuesto por también por Li Chao y otros en la publicación "Two-Dimensional (2D) Polygonal Electromagnetic Cloaks" [LI2009].

A partir de la Figura 3.17 (a) se realiza la transformación. En este modelo se selecciona un punto O de modo que el polígono de n lados del sistema original en plano cartesiano (x,y,z) se puede segmentar en n triángulos. Los n vértices $(P_1(X_1, Y_1), P_2(X_2, Y_2), \dots, P_n(X_n, Y_n),)$ sirven de referencia para la compresión del área como se muestra en la Figura 3.17 (b).

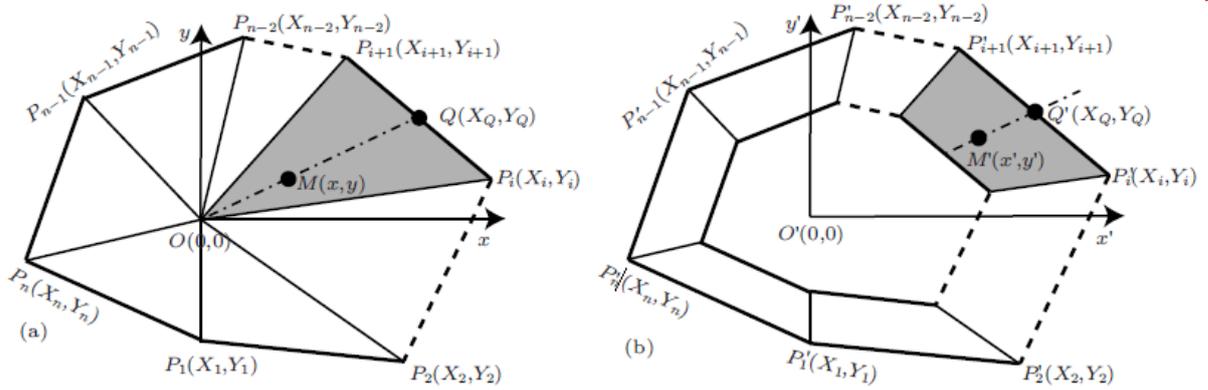


Figura 3.17: (a) Sistema coordenado original; (b) Sistema transformado

Fuente: “Two-Dimensional (2D) Polygonal Electromagnetic Cloaks” [LI2009].

Luego de la relación de transformación se obtiene los parámetros constitutivos:

$$\begin{aligned} \epsilon_{xx} &= \frac{[(1 - \tau U_i)^2 x^2 + \tau^2 U_i^2 V_i^2 x^2 + 2\tau U_i V_i xy + y^2]}{[(x^2 + y^2)(1 - \tau U_i)]} \\ \epsilon_{xy} = \epsilon_{yx} &= \frac{[-\tau U_i(2 - \tau U_i)xy + \tau^2 U_i^2 V_i^2 xy - \tau U_i V_i(x^2 - y^2)]}{[(x^2 + y^2)(1 - \tau U_i)]} \\ \epsilon_{yy} &= \frac{[(1 - \tau U_i)^2 y^2 + \tau^2 U_i^2 V_i^2 y^2 + 2\tau U_i V_i xy + x^2]}{[(x^2 + y^2)(1 - \tau U_i)]} \\ \epsilon_{zz} &= \frac{(1 - \tau U_i)}{(1 - \tau)^2} \end{aligned}$$

Donde:

$$\begin{aligned} U_i &= \frac{Y_i X_{i+1} - X_i Y_{i+1}}{y(X_{i+1} - X_i) - x(Y_{i+1} - Y_i)} \\ V_i &= \frac{x(X_{i+1} - X_i) + y(Y_{i+1} - Y_i)}{y(X_{i+1} - X_i) - x(Y_{i+1} - Y_i)} \end{aligned}$$

Además $\bar{\epsilon} = \bar{\mu}$.

En la Figura 3.18 podemos ver algunas simulaciones de este tipo de cloak.

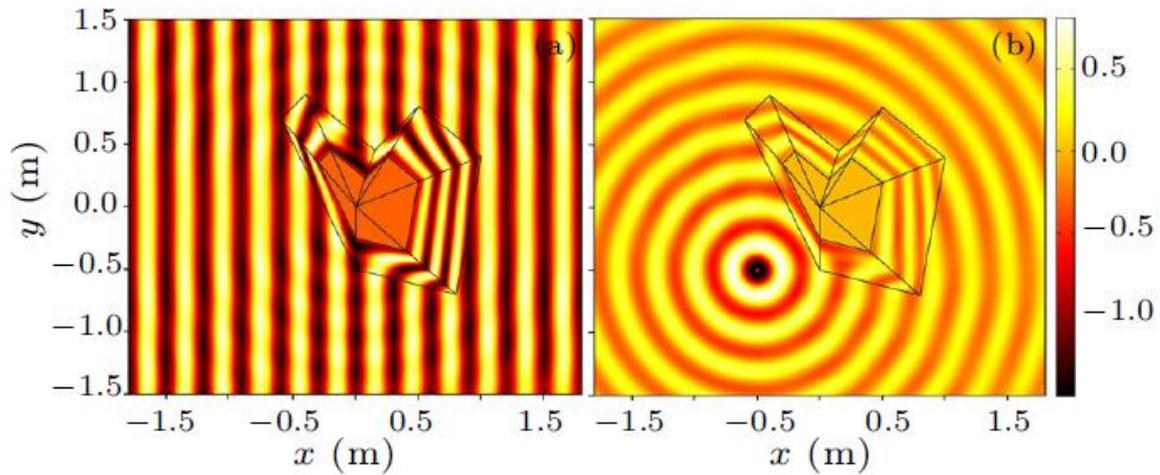


Figura 3.18: Cloak de forma poligonal

Fuente: "Two-Dimensional (2D) Polygonal Electromagnetic Cloaks" [LI2009].

3.3 Superficie Selectiva de Frecuencias

Las superficies selectivas de frecuencia son láminas delgadas o arreglos planos periódicos de elementos que exhiben algunas propiedades de filtrado de frecuencias. Normalmente estas superficies operan alrededor de la media longitud de onda de resonancia de los elementos. Estas son ampliamente usadas en antenas, radomes, reflectores, protectores EMI y en materiales absorbentes de radar.

El conjunto de modelos utilizados en secciones previas hacen uso de metasuperficies compuestas de Metamateriales reduciendo los problemas a perspectivas de dos dimensiones y por ende se comportan como superficies selectivas de frecuencia. Entonces el diseño de pantallas con geometrías y orientaciones adecuadas permite obtener la selectividad espacial, como se aprecia en la Figura 3.8 y Figura 3.11.

Como se indicó en un inicio la característica de los metamateriales de ser sistemas resonantes obligan a estos a estar limitados a una banda de frecuencias de operación; lo cual otorga la selectividad de frecuencias. Pero esta capacidad de selectividad se ve amplificada al aplicarse el concepto de metamaterial sintonizable presentado en el título 2.1.5. Ya que así es posible cambiar la banda de operación y cambiar ciertas características del medio obteniendo así una selectividad de frecuencias (cambio de frecuencia de operación) y temporal de frecuencia (se cambia la frecuencia de operación en el tiempo que se desee). Y además, el concepto de sintonización de

celda por dirección permitirá también tener la selectividad temporal de espacio (se elige que partes cambian sus características en el tiempo que se desee).

3.3.1 Retribución de parámetros

Para poder predecir el comportamiento del diseño de un tipo de resonador que permita obtener los parámetros necesarios para la construcción de los metamateriales es necesario conocer sus la características de transmisión, pues a partir de estas se puede calcular con certeza el valor real de los parámetros constitutivos y comportamiento ante diferentes variables.

En los sub-títulos siguientes se realizará un estudio sobre la metodología de retribución de parámetros y se realizara una simulación para un medio sintonizable cargado con varicaps y obtendremos sus parámetros de transmisión para diferentes voltajes aplicados.

La metodología relacionada con la obtención exacta de los parámetros constitutivos de los medios has sido intensamente estudiada en los últimos tres años ya que los metamateriales y otras tecnologías de medios han superado la capacidad de los métodos clásicos de obtener parámetros. El método más comúnmente usado es obtener los parámetros de dispersión o parámetros S. Esto se logra colocando el medio a medir dentro de una guía de ondas. Este modelo tiene la ventaja que a nivel de simulación se simplifica ya que solo se necesita una cantidad mínima de celdas para modelar un medio completo, únicamente se necesita la ayuda de límites con condición de periodicidad. Este arreglo básico puede ser observado en la Figura 3.20 y el modelo de simulación en Figura 3.19.

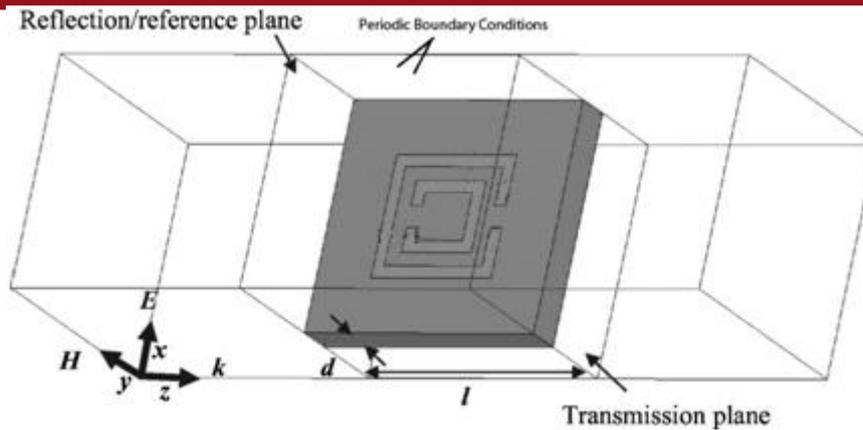


Figura 3.19: Modelo de simulación para retribución de parámetros

Adaptado de: *“Tuning the effective properties of metamaterials by changing the substrate properties”* [ZHO2007]

En un análisis de simulación numérica, una vez determinada la región de simulación y establecidas las condiciones de periodicidad se colocan PML en los extremos y se hace incidir una onda a lo largo del eje z. El campo eléctrico E se polariza a lo largo de x y el campo magnético H a lo largo de y.

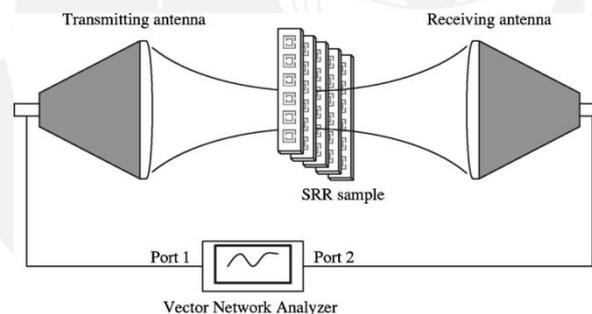


Figura 3.20: Arreglo para la retribución de parámetros constitutivos

Fuente: *“Tuning the effective properties of metamaterials by changing the substrate properties”* [ZHO2007]

De igual modo en un arreglo experimental se coloca una estructura metamaterial que actúe como medio de propagación, luego y como lo recomienda Zhongyan [ZHO2007] la onda incidente tiene que tener un perfil de intensidad Gausiano, mientras la fase se mantiene casi constante en la superficie de incidencia del metamaterial. De este modo podemos obtener de manera precisa la información de fase y magnitud y de manera conjunta los parámetros S.

De esto se obtiene la permitividad y permeabilidad compleja a través de los parámetros S, de acuerdo a:

$$\varepsilon = \frac{\gamma}{\gamma_0} \left(\frac{1 - \Gamma}{1 + \Gamma} \right)$$

$$\mu = \frac{\gamma}{\gamma_0} \left(\frac{1 + \Gamma}{1 - \Gamma} \right)$$

Donde:

$$\gamma_0 = \frac{2i\pi}{\lambda_0}$$

$$\Gamma = \frac{S_{11}^2 - S_{21}^2 + 1}{2S_{11}} \pm \sqrt{\left(\frac{S_{11}^2 - S_{21}^2 + 1}{2S_{11}} \right)^2 - 1}$$

El signo es tal que $|\Gamma| < 1$, además:

$$\gamma = \frac{\log(1/|T|) + i[2m\pi - \arg(T)]}{d}$$

$$T = \frac{S_{11}^2 - S_{21}^2 - \Gamma}{1 - (S_{11}^2 + S_{21}^2)\Gamma}$$

Para $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, d$ y aquí d es el grosor de la muestra. S_{11} y S_{21} son los parámetros de reflexión y transmisión medidos.

El índice de refracción complejo es:

$$\tilde{n} = n + i$$

$$n = \frac{2m\pi - \arg(T)}{dk_0}$$

$$\kappa = \frac{\log(1/|T|)}{dk_0}$$

Donde $k_0 = 2\pi/\lambda_0$, es el número de onda en el vacío. En la mayoría de los casos el entero m puede ser cero ya que asumimos que la longitud de onda dentro del metamaterial es más grande que el grosor de la muestra. Pero en la región de la frecuencia de resonancia a altas frecuencias y/o de índices refractivos altos, el grosor efectivo de la muestra puede exceder la longitud de onda y el valor de m debe ser elegido con cuidado.

Como se analizó anteriormente una de las características de los metamateriales utilizados para el cloak es que son anisotrópicos. De ahí que en las

mediciones realizadas se debe tomar muy en cuenta la polarización de la onda incidente; así por ejemplo en el caso de los SRR, si solo excitamos el campo E a lo largo del eje x y el campo H en el eje y. Eso significa que medimos los parámetros ϵ_{xx} y μ_{xx} de los tensores de permitividad y permeabilidad respectivamente.

3.3.2 Simulación de SSR cargado con Varactor

Veremos a continuación la simulación para el análisis de los parámetros de transmisión de SRR cargado con un varactor marca Skyworks SMV 1405-079 de junta Híper-abrupta. Este varactor es elegido debido a su gran capacidad de sintonización por que su valor de carga máxima excede en casi 4 veces su valor de carga mínima ($C_{max}/C_{min}>4$).

La simulación es realizada en el software comercial HFSS de Ansoft. Donde el anillo conductor es de cobre con un grosor de $17\mu\text{m}$ dispuestos sobre una superficie de dieléctrico para circuitos FR4 de $200\mu\text{m}$ de grosor, colocados en una cámara con las características descritas en el título anterior. La capacitancia de la brecha del anillo es dispuesta en serie con la capacitancia del elemento discreto (varicap o varactor). La disposición de los elementos es mostrada en la Figura 3.21.

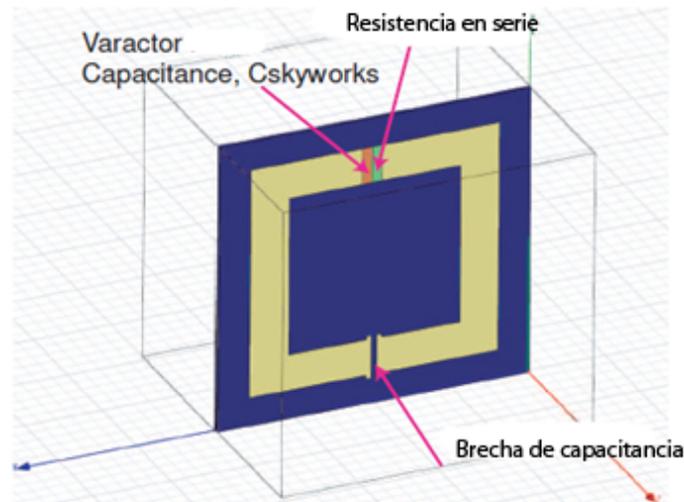


Figura 3.21: Configuración para el análisis de una simulación de un SSR sintonizable

Adaptado de: "Design and Applications of Frequency Tunable and Reconfigurable Metamaterials"
[HAN2008]

Luego en la Figura 3.22 podemos observar el parámetro S_{21} y su variación de respuesta a diferentes cargas aplicadas al Varicap, de este de entiende el

comportamiento con respecto a la frecuencia del SRR cargado con un Varicap. Podemos observar un rango de sintonización mayor a los 300MHz.

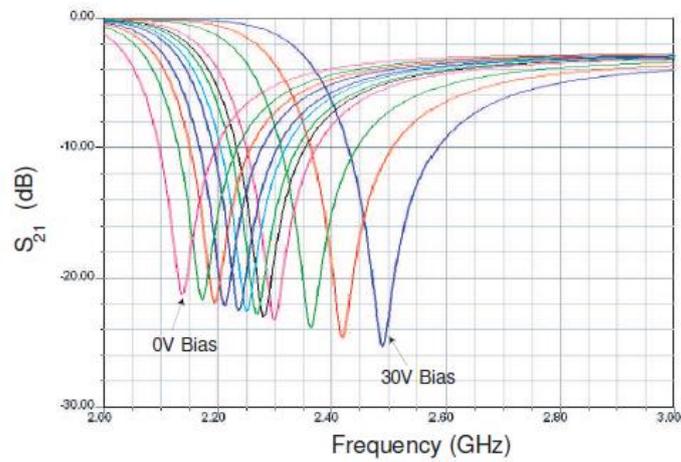
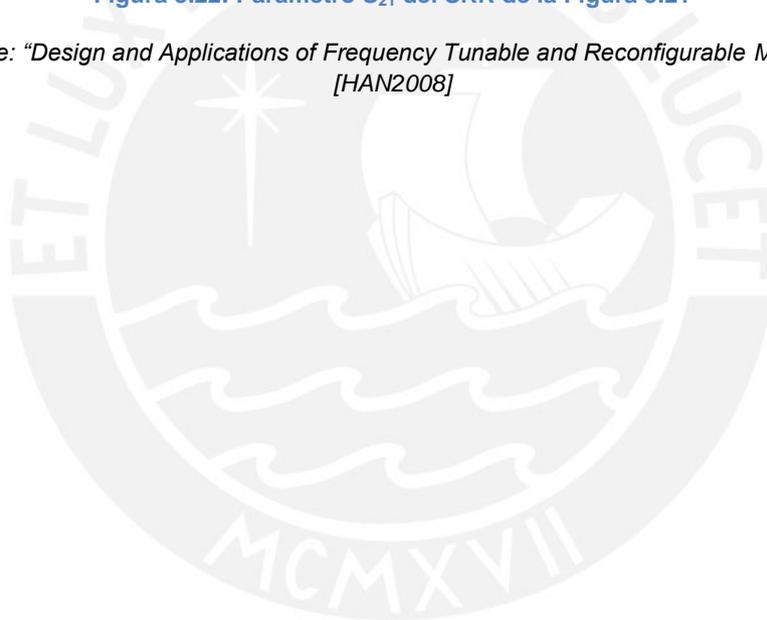


Figura 3.22: Parámetro S_{21} del SRR de la Figura 3.21

Adaptado de: "Design and Applications of Frequency Tunable and Reconfigurable Metamaterials"
[HAN2008]



Capítulo 4

Análisis de un Sistema Implementado

La suma de capacidades y las herramientas de diseño presentadas en los capítulos anteriores nos dan los medios para modelar sistemas con múltiples objetivos de acuerdo al diseño. En este capítulo mostraremos como las propiedades de un sistema que integra estas características. Por ello el diseño se orientará en mostrar éstas en su mayor magnitud.

4.1 Diseño de una Pantalla Metamaterial de realización práctica

Como se vio en el análisis del Cloaking, los parámetros necesarios para la creación de una pantalla, además de ser anisotrópicos son funciones continuas del radio. Sin embargo, como ya se vio los metamateriales están compuestos de partículas cuyo radio de acción está contenida dentro de una celda en la que los parámetros son fijos a lo largo de su extensión. Es decir, sólo podemos obtener valores discretos dentro de la pantalla. Entonces podemos obtener una pantalla con una serie de valores discretos que varíen de acuerdo a los valores esperados para los parámetros constitutivos. Esto es viable siempre que el cambio entre los valores no sea tan alto que cause reflexiones indeseadas. Esto sin embargo significa siempre una pérdida de la resolución en el cloak.

En la Figura 4.1 podemos ver una aproximación del comportamiento de un sistema compuesta de 8 capas con valores fijos y su comportamiento frente al campo eléctrico.

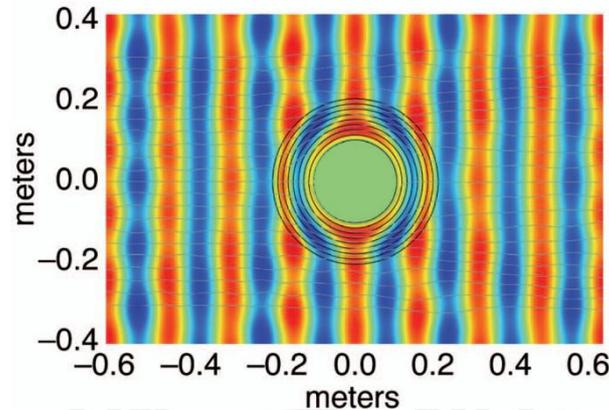


Figura 4.1: Pantalla Metamaterial de realización práctica de 8 capas

Simulación Comsol Multiphysics

Como se observa el comportamiento obtenido es bastante similar al modelo de función continua. Lo cual hace que este tipo de diseño sea práctico para sistema que se propone a continuación.

4.2 Propuesta de Implementación

Como se mencionó previamente, el sistema aquí propuesto tiene como función demostrar la suma de capacidades descrita en los puntos previos. El diseño de un sistema orientado a funcionar en un escenario específico dependerá de las variables y características de dicho escenario. Las herramientas presentadas anteriormente de manera conjunta con las pautas de diseño entregadas a continuación deben ser suficientes para lograr dichos objetivos.

4.2.1 Pantalla Metamaterial: Modelo de construcción práctico

El primer paso será la construcción de nuestra pantalla metamaterial, para ello determinaremos los parámetros constitutivos que necesitamos para obtener el cloak. De las ecuaciones de transformación obtenidas, podemos determinar las funciones continuas para los parámetros. Como lo explica Schuring en [SCH2006] la construcción de SRRs que tengan las características de resonancia necesarias son

extremadamente complejas y aun no se encuentran disponibles. Pero muchos estudios actuales ya comienzan a vislumbrar las técnicas para alcanzar dichas características. Sin embargo diseñaremos utilizando un conjunto de parámetros simplificados dadas la característica de la onda incidente (polarización TE) y las facilidades de diseño; esto hace que las ecuaciones del espacio solo dependan de $(\mu_r \varepsilon_z$ y $\mu_\theta \varepsilon_z)$, en vez de los tres tensores originales. Esto nos da la oportunidad de elegir una de las tres para obtener las condiciones más favorables. Por ello la mejor opción dado los rangos de valores serian:

$$\varepsilon_z = \left(\frac{R_2}{R_2 - R_1} \right)^2$$

$$\mu_r = \left(\frac{r - R_1}{r} \right)^2$$

$$\mu_\theta = 1$$

Así, de esta manera nos beneficiamos de hacer solamente una componente espacialmente inhomogénea (valores discretos de r) y también eliminamos los polos de las ecuaciones.

Ahora, para determinar las dimensiones del cloak consideramos la condición para la efectividad de la regla del pulgar derecho y supondremos por ello que el tamaño de nuestra celda debe ser aproximadamente como mínimo 4 veces mayor a la longitud de onda, que en esta ocasión será de 0.15m (2GHz), lo cual atiende al hecho de ser una banda muy utilizada. Por ello la longitud de nuestra celda será de aproximadamente 0.003m ($\approx 50\lambda_0$, cumpliendo con esto la condición de alta efectividad, $>10 \lambda_0$). El siguiente punto es determinar la cantidad de capas, que serán 10 para lograr una mayor correlación con las funciones continuas de los parámetros, además otorgan una resolución suficiente [PET2008] [BOU2008] para nuestro objetivo.

Las funciones continuas son mostradas en la Figura 4.2, donde además en el valor dependiente del radio se seleccionan 10 valores igualmente distribuidos para él para parámetro μ_r .

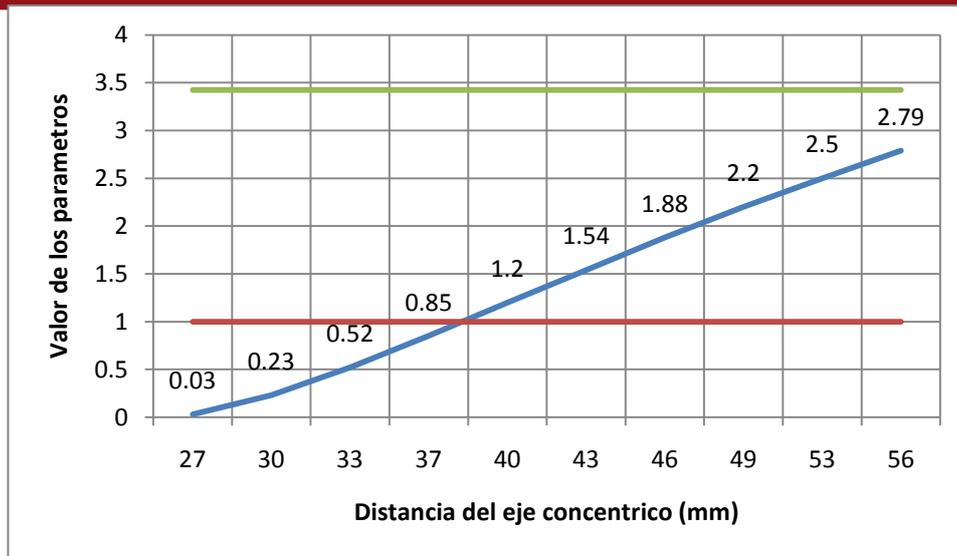


Figura 4.2: Variación de los parámetros constitutivos

En la figura la línea verde representa $\epsilon_z=3.423$, la línea roja $\mu_\theta=1$ y la línea azul μ_r , multiplicado en un factor de 10

Estos valores realizables nos dan un área cilíndrica confinada de radio de 27.1mm y una pantalla cilíndrica concéntrica de radio exterior de 58.9mm, estos valores se calculan de acuerdo al tamaño aproximado de celda a fabricar de manera que como elementos unitarios se puedan ajustar a la curvatura de la pantalla.

Así considerando una vez nuestras variables en el sistema cilíndrico determinamos los valores de la celda rectangular.

$$a_\theta = a_z = \frac{10}{3} mm$$

$$a_r = \frac{10}{\pi} mm$$

El valor de a_z es tal que se trata de mantener la celda lo mas cuadrada posible.

En [SCH2006] se análisis la variación de dimensiones del SRR para obtener los ϵ_z y μ_r deseados. Los valores de la longitud de la brecha (s) y el radio de las curvas (r) en una celda como la mostrada en Figura 4.3.

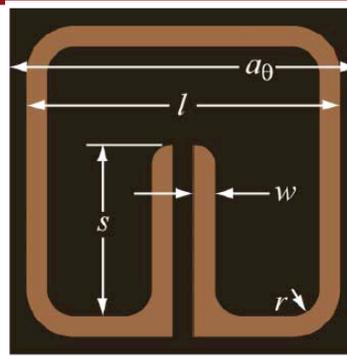


Figura 4.3: Dimensiones de una celda SRR para apantallamiento

Haciendo un sencillo análisis de la retribución de parámetros de con diferentes geometrías nos permite interpolar los valores de las dimensiones geométricas del resonador necesarias. Obteniéndose de adentro hacia fuera:

Tabla 4.1: Distribución de los valores de μ_r dentro de la pantalla

Número de Capa	r	s	μ_r
1	0.260	1.654	0.003
2	0.254	1.677	0.023
3	0.245	1.718	0.052
4	0.230	1.771	0.085
5	0.208	1.825	0.120
6	0.190	1.886	0.154
7	0.173	1.951	0.188
8	0.148	2.027	0.220
9	0.129	2.110	0.250
10	0.116	2.199	0.279

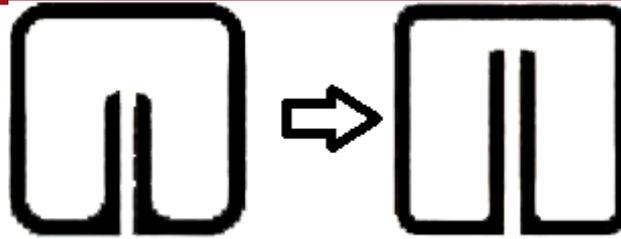


Figura 4.4: Variación de la geometría del resonador

Izquierda: Capa 1; Derecha: Capa 10

El comportamiento de este sistema en su totalidad se muestra en Figura 4.5 donde se observa que la pérdida de resolución ocasiona un alto backscattering; el área confinada se mantiene casi totalmente libre de propagación, lo cual sigue siendo importante para nuestro objetivo.

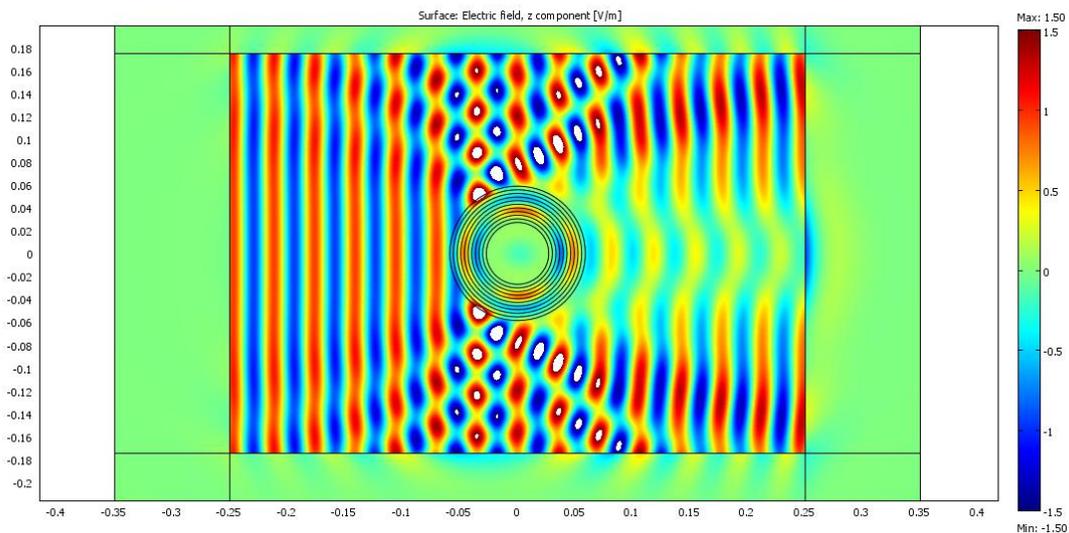


Figura 4.5: Campo eléctrico de simulación de un modelo realizable

Simulación Comsol Multiphysics

Para las condiciones de simulación del sistema de la Figura 4.5 tenemos la Tabla 4.2:

Tabla 4.2: Condiciones de Simulación

VARIABLE	VALOR
Dimensiones de la Cámara:	
Ancho	0.500m
Alto	0.350m
Dimensiones del Cloak Cilíndrico:	
Ancho Total Interdiámetro	0.032m
Cantidad de capas	10
Ancho de capa	0.003m
Condiciones de simulación:	
Frecuencia de Onda Incidente	2.0GHz
Polarización de la Onda Incidente	TE
Tipo de elemento	Lagrange Cubico
Cantidad de elementos	19291
Grados de libertad resueltos	91027

De este modo se observa que para efectos de medir el confinamiento (scattering) dentro del cascaron, ambos modelos, el ideal y el realizable tienen un comportamiento muy similar.

4.2.2 Disposición de pantallas y selectividad

Se analizó el comportamiento de las pantallas y la posibilidad de construir éstas con diferentes características. En este punto se analizará como la disposición de las pantallas pueden otorgar una selectividad espacial. Es decir que la onda es filtrada dependiendo de su dirección de arribo (DOA).

El concepto idealizado de la resonancia metamaterial nos muestra una respuesta de filtro perfecto, donde los parámetros de transmisión son para el comportamiento de metamaterial en un rango limitado de frecuencias. Cuando las

frecuencias se encuentran muy por encima de la frecuencia de resonancia, los parámetros de transmisión tienen valores muy bajos, actuando como filtros; por otro lado, cuando las frecuencias son muy bajas el metamaterial se comporta tan solo como un dieléctrico, aportando pérdidas.

En primera instancia exhibiremos un modelo que mostrara el comportamiento de un sistema compuesto por 2 pantallas semiesféricas cuyo objetivo es bloquear ondas incidentes con 180 grados de separación y con una frecuencia de resonancia de 1 y 2 GHz respectivamente. Veremos en este caso como una onda de 2GHz incide por ambos lados. Se espera que la pantalla cuya resonancia que esta sintonizada a 2 GHz deje propagar la onda como medio dieléctrico con una tangente de perdida [SIS2007] que se obtiene de a partir de una retribución de parámetros. De este modo se mostrará como una pantalla de deja pasar ondas y que esta capacidad puede ser aprovechada en el diseño.

La disposición de las pantallas, así como el arreglo para la simulación se muestran en la Figura 4.6. Se observa la pantalla sintonizada a 2GHz de color amarillo y la pantalla a 1GHz de color celeste. De igual modo, las regiones azules son PML y los límites superior e inferior son PMC.

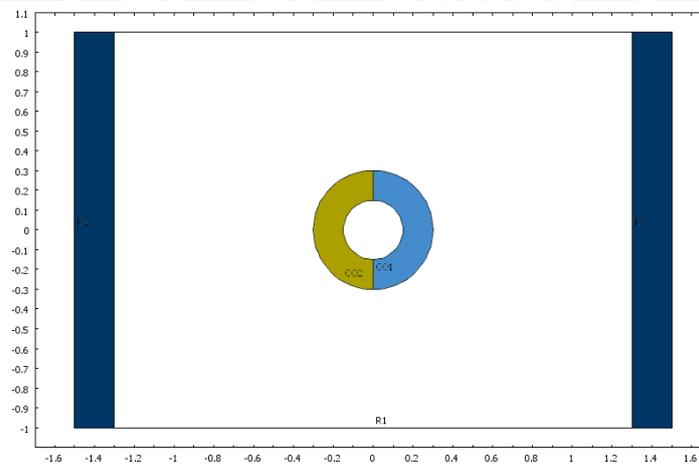


Figura 4.6: Arreglo de Simulación de pantallas de 2 y 3 GHz.

La primera simulación mostrada en Figura 4.7 nos muestra la onda incidente de 2GHz sobre la pantalla sintonizada a la misma frecuencia, como es de esperarse los campos incidentes se doblan fuera del área de confinamiento. Y luego al pasar por la pantalla sintonizada a 1GHz la señal disminuye; pudiendo observarse este efecto en el backscattering producido por el sistema. Cabe destacar que la pantalla sintonizada a

1GHz al ser directamente irradiada por una onda de la misma frecuencia, produce un efecto similar.

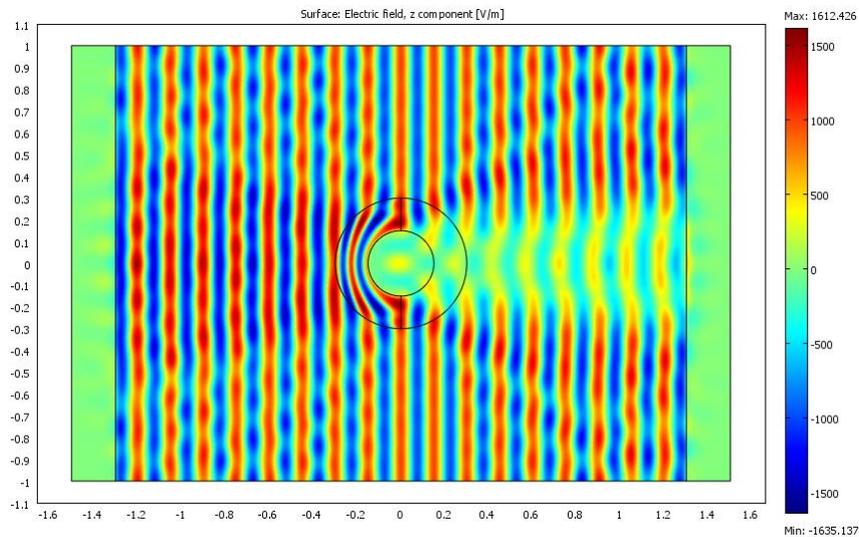


Figura 4.7: Onda de 2GHz incidente sobre pantalla semicircular sintonizada a 2GHz.

Simulación Comsol Multiphysics

Ahora rotaremos el sistema 180 grados como se muestra en la Figura 4.8, lo cual significa que la onda irradia primero la pantalla sintonizada a 1GHz, esta actúa como un dieléctrico con pérdidas, pero la onda al pasar esta pantalla incide sobre la pantalla sintonizada a la misma frecuencia que la onda y esta genera, como se demostró anteriormente, un efecto de amplificación. La onda tiene un pequeño retraso de fase pero mantiene una suficiente correlatividad con la onda original.

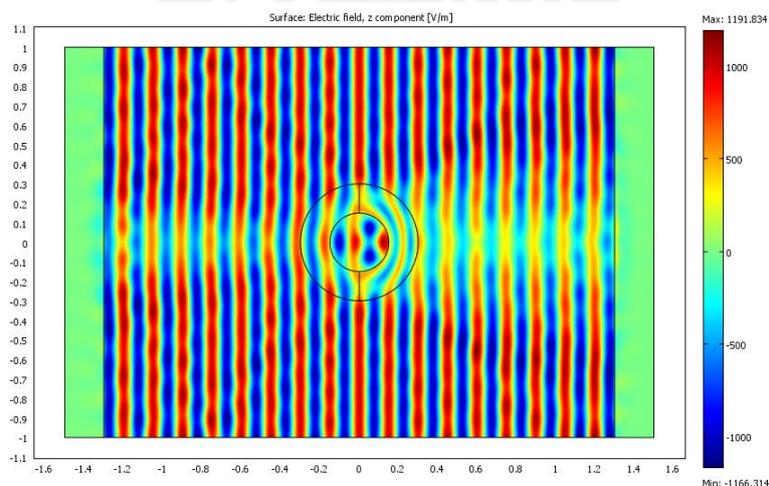


Figura 4.8: Onda de 2GHz incidente sobre pantalla semicircular sintonizada a 1GHz.

Simulación Comsol Multiphysics

En la Tabla 4.3 se resume los parámetros de simulación.

Tabla 4.3: Condiciones de Simulación

VARIABLE	VALOR
Dimensiones de la Cámara:	
Ancho	2.600m
Alto	2.000m
Dimensiones del Cloak Cilíndrico:	
Radio del área confinamiento	0.150m
Radio Exterior	0.300m
Condiciones de simulación:	
Frecuencia de Onda Incidente	2.0GHz
Polarización de la Onda Incidente	TEM
Tipo de elemento	Lagrange Cubico
Cantidad de elementos	18460
Grados de libertad resueltos	167150

De igual modo, que en este caso podemos utilizar superficie que utilice la selectividad de frecuencias para confinar áreas a diferentes frecuencias con una sola pantalla. Por ejemplo una pantalla cargada con los varactores Skyworks SMV 1405-079, estos al estar insertos en un SRR de igual características y a la misma frecuencia de funcionamiento provocaran un efecto similar de rango de sintonización de 300MHz; entonces supongamos la pantalla irradiada por una ondas de 2.5GHz. La pantalla tendrá su respuesta centrada a esta frecuencia con los varactores a una tensión de 10V y luego la misma onda incide cuando los varactores tienen una tensión de 0V. Los resultados se observan en las Figura 4.9 y Figura 4.10.

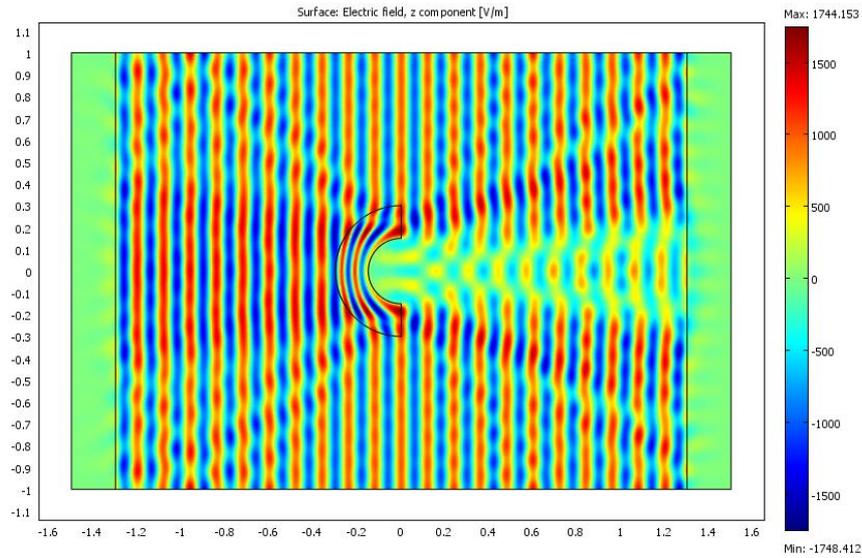


Figura 4.9: Pantalla temporalmente selectiva con varactor a una tensión de 10V

Simulación Comsol Multiphysics

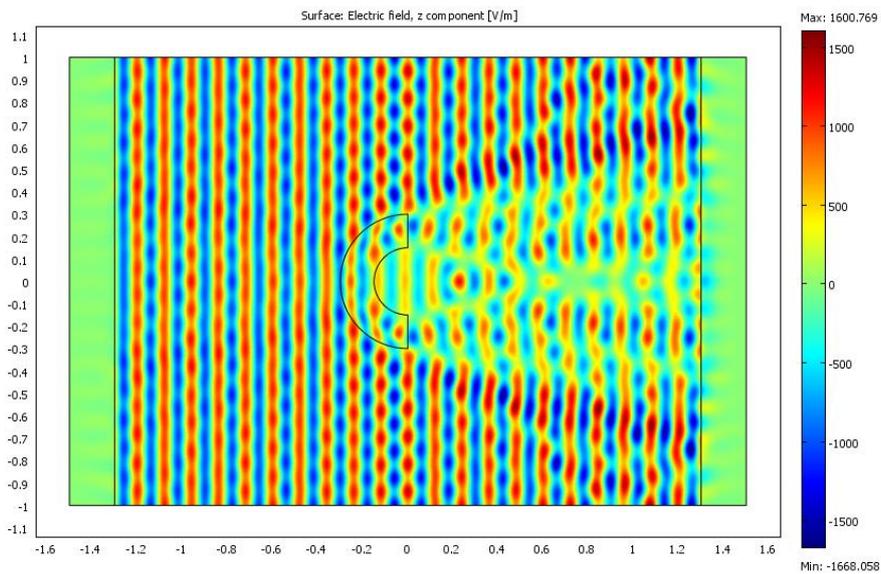


Figura 4.10: Pantalla temporalmente selectiva con varactor a una tensión de 0V

Simulación Comsol Multiphysics

Es decir podemos, resumir estas características en un comportamiento de una pantalla clásica, con la capacidad de solo apantallar en solo determinadas frecuencias, en determinadas direcciones y en determinados tiempos; como lo muestra la Figura 4.11:

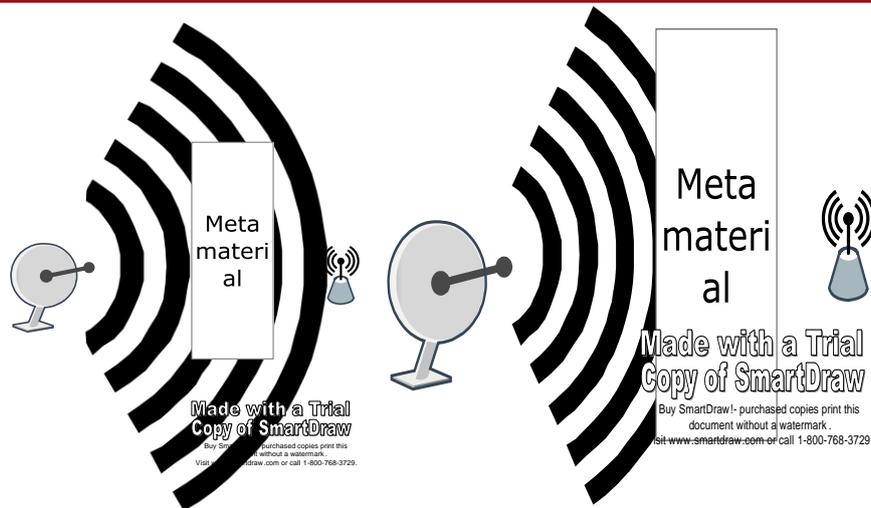


Figura 4.11: Selectividad de frecuencia. Izquierda: Pantalla metamaterial dejando señal, Derecha: bloqueando señal.

Por último, mostraremos el funcionamiento de un conjunto de cloak trabajando de manera conjunta⁶:

Se dispone del arreglo de la Figura 4.12 para proveer un aislamiento de 360°. Cada capa está separada por aproximadamente 120° una de la otra y diseñada para trabajar a una frecuencia diferente de las demás. Entonces se supone que habrá tres direcciones de arriba para tres diferentes ondas con una separación de 120°. La capa número 1 está sintonizada a 2GHz, la capa 2 a 3GHz y la capa 3 a 1GHz; el área número 4 es el área de confinamiento.

⁶ El siguiente ejemplo fue presentado por el tesista al IEEE-Andescon 2010 a realizarse en Bogotá-Colombia, bajo el título “Spatial and Frequency Selective Electromagnetic Shield employing Metamaterials” [ZEL2010]

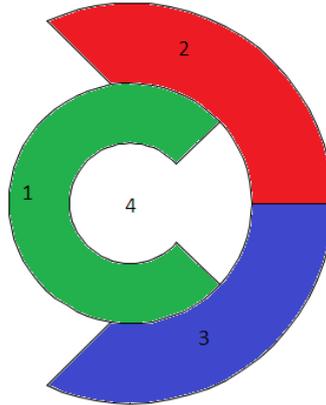


Figura 4.12: Esquema de distribución de capas

En las tres siguientes figuras veremos que cada capa funciona a su frecuencia de resonancia, dejando así que ondas en otras frecuencias se propaguen tan solo exhibiendo una pérdida [SIS2007].

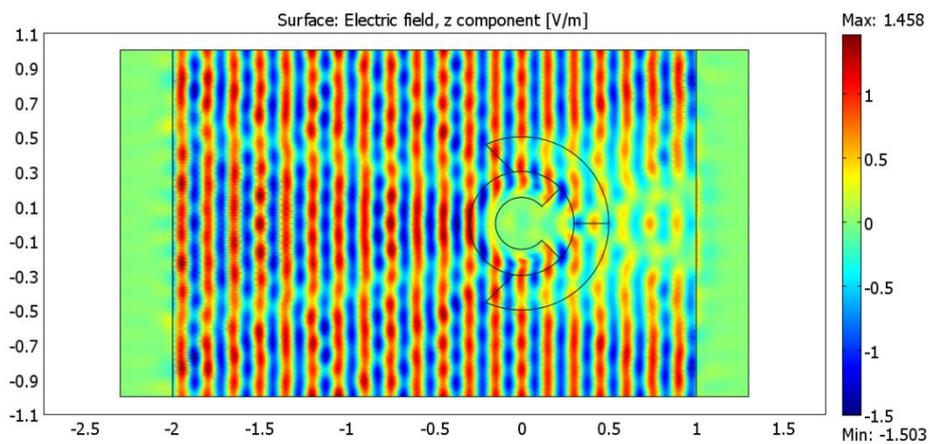


Figura 4.13: Sistema multicapa con una onda incidente a 2GHz

Simulación Comsol Multiphysics

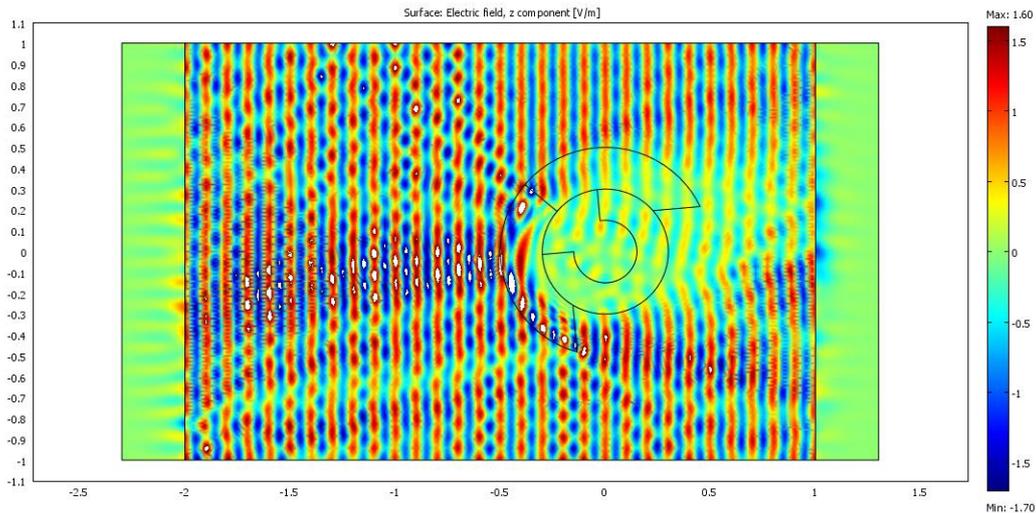


Figura 4.14: Sistema multicapa con una onda incidente a 3GHz

Simulación Comsol Multiphysics

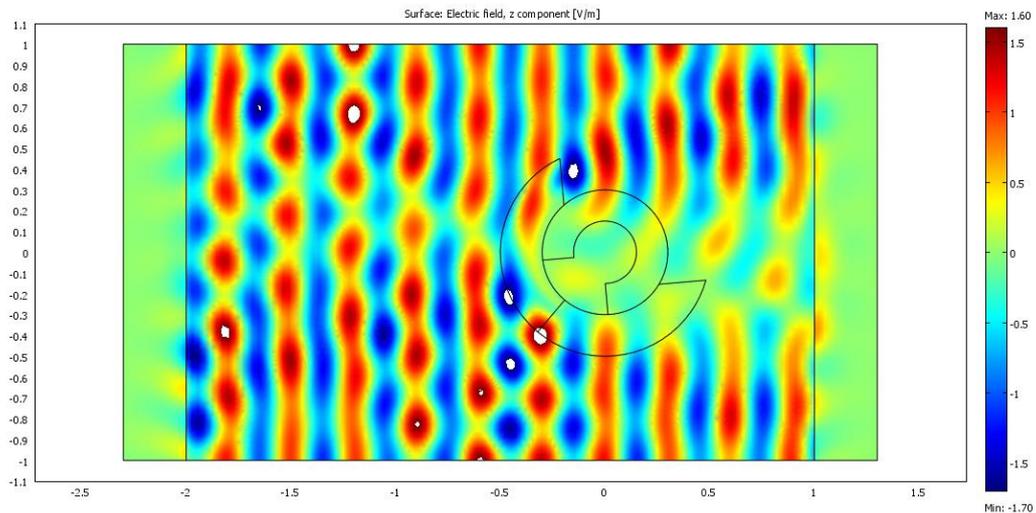


Figura 4.15: Sistema multicapa con una onda incidente a 1GHz

Simulación Comsol Multiphysics

De esto podemos ver como la utilización de distribuciones semejantes pueden ser aplicadas por ejemplo a sistemas de comunicaciones inalámbricas de amplio uso, como es el conjunto de estándares certificados por Wi-Fi. Supongamos el estándar 802.11g que utiliza la banda de 2.4 – 2.5GHz y que en su modelo de enjambre utiliza hasta 14 canales para evitar la interferencia entre diferentes fuentes. Un sencillo análisis mental podemos determinar que un conjunto de pantallas correctamente dispuesto podría reducir la utilización de canales hasta en un 50%; lo cual podría significar una gran optimización del uso del espectro electromagnético, que a su vez conlleva la reducción de la polución electromagnética, así como la reducción de pérdidas por interferencia.

Conclusiones

- En el presente trabajo se pudo determinar la plausibilidad y metodología de diseño de medios con parámetros constitutivos electromagnéticos escogidos a medida, conocidos como metamateriales; los cuales, junto al concepto de transformación conforme son usados para lograr mantos de invisibilidad. Éstos a su vez son utilizados para confinar áreas de los campos electromagnéticos; luego, este concepto se aplica sistemas de transmisión inalámbrica para reducir la interferencia electromagnética (EMI), mejorar el aprovechamiento del espectro electromagnético y evitar la interferencia entre canales de comunicación.
- Se demuestra también, como las geometrías y el control de la resonancia del metamaterial nos permiten diseñar pantallas electromagnéticas que ofrecen una selectividad espacial y de frecuencias en función del tiempo para determinar una señal específica a ser confinada; es decir una señal puede ser apantallada dependiendo de su frecuencia de propagación y de su dirección de arribo, todo esto en un espacio de tiempo determinado por los fines de una comunicación dada.
- Esta investigación presenta lineamientos generales de diseño en la cual se tienen en cuenta las variables más importantes (como son: frecuencia de funcionamiento, geometría del diseño y disposición, factores de sintonización) y como se comprobó, son suficientes para la esquematización de un sistema simple de confinamiento de realización práctica.
- Se analizó como las características de las señales en diferentes escenarios determinan la utilización de ciertas disposiciones geométricas para lograr los confinamientos deseados; así por ejemplo, es fácil determinar como la interferencia electromagnética (EMI), que es un factor de diseño crítico, puede ser reducida por ejemplo: utilizando pantallas sobrepuestas funcionando a diferentes frecuencias.
- Este trabajo es construido en su mayoría en base a investigaciones realizadas recientemente, por lo cual las fuentes son artículos, publicaciones y tesis presentadas por los pioneros en esta rama. Cabe destacar que hasta hoy la mayoría de investigaciones está orientada a

la búsqueda de la invisibilidad perfecta y no se utilizó este concepto para el confinamiento de señales; por esto esta investigación tiene una naturaleza tan esquemática y de este modo busca sentar las bases teóricas y de diseño necesarias para lograr dichos fines.



Recomendaciones y trabajos futuros

- Los sistemas presentados aquí se basan en una suma de tecnologías y conceptos nuevos, los cuales se encuentran aun en desarrollo y evolución; por lo que se puede esperar que con el tiempo los nuevos descubrimientos permitan el desarrollo de estos dispositivos de maneras más sencillas, económicas e eficientes. Por ejemplo, la tecnología de resonadores que está en una rápida evolución permitirá pronto la construcción de elementos con características de acoplamiento isotrópico [XIA2008], o la obtención de sistemas con mejor acoplamiento electromagnético [LUK2009].
- De este modo las posibilidades planteadas por estos dispositivos se vuelven cada vez más amplias. Por ejemplo la idea de control de celda por direccionamiento descrita en el título 3.3.2 junto a la gran capacidad de procesamiento de los sistemas de comunicación actuales que proveen ahora poderosos algoritmos para determinar la DOA, podrán proporcionar pantallas inteligentes que activan las diferentes selectividades de acuerdo a las condiciones y necesidades, y que además varían los parámetros constitutivos para lograr la condiciones optimas de recepción y transmisión de señales.
- Las técnicas MIMO que han significado una gran mejora de las telecomunicaciones inalámbricas, pueden aprovechar de manera muy ventajosa esta tecnología.
- Otra gran posibilidad para el diseño es la utilización de pantallas con valores constitutivos negativos, esto por sus características de relación con las fases y magnitudes pueden ser utilizados por ejemplo para encriptar señales de manera específica hacia el receptor, así como cambiar las características de propagación para lograr una eficiente transmisión.
- El control de los campos electromagnéticos presenta también muchas nuevas oportunidades para la generación de nuevas técnicas de transmisión, que de manera conjunta con el procesamiento de alta

potencia y la inteligencia artificial permitirá controlar la información en tiempo real.

- Las visiones más futuristas sobre esta clase de tecnologías describen la utilización de estas, por ejemplo, en la construcción de edificios; es decir, esta clase de dispositivos podrían estar presentes en prácticamente cualquier lugar.
- Los dispositivos orientados a la reducción de la polución electromagnética deben contemplar la reducción de efectos no deseados como la eliminación de multi-trayectorias y deben tener también un sistema de utilización eficiente de energía.



Bibliografía

- [ALU2004] A. Alù y N. Engheta (2004) "Guided modes in a waveguide filled with pair of single negative (SNG), double-negative (DNG) and/or double-positive (DPS) layers". IEEE trans. Microw. Theory Tech.
- [BEL2003] P.A. Belov (2003). "Backward waves and negative refraction in uniaxial dielectrics with negative dielectric permittivity along the anisotropy axis". Microwave Opt. Technol. Lett.
- [BON2006] Jordi Bonache Albacete (2006). Tesis doctoral: "Filtros de microondas basados en metamateriales y en resonadores concentrados". Universitat Autònoma de Barcelona.
- [BOU2008] Boubacar Kanté, André de Lustrac, Jean-Michel Lourtioz y Shah Nawaz Burokur (2008). "Infrared cloaking based on the electric response of split ring resonators". Optics Express, Vol. 16, Issue 12, pp. 9191-9198.
- [CAL2002] C. Caloz, H. Okabe, T. Iwai & T. Itoh (2002). "Transmission line approach of left-handed materials". USNC/URSI.
- [CAL2003] C. Caloz, A. Sanada & T. Itoh (2003). "Microwave applications of transmission-line bases negative refractive index structures". Proc. Of Asia-Pacific Conf. Seoul 2003.
- [CAL2004] Caloz, C., y Itoh, T. (2004). "Transmission lines approach of left-handed structures and microstrip realization of low broadband LH filter". IEEE trans.
- [CAL2004] C. Caloz and T. Itoh (2004). "TL approach of LH structures and microstrip realization of low-loss broadband LH filter". IEEE Trans. Antennas Propagat.
- [CAL2006] Caloz, C., y Itoh, T. (2006). "Electromagnetic Metamaterials and transmission line theory and microwave applications". Hoboken, New Jersey: John Wiley & Sons Inc.
- [CER1998] A. L. Cervo, P. A. Bervian. (1998). "Metodología Científica". McGraw-Hill.

Mexico.

- [CHA2008] Chao Li, Fang Li (2008). "Two-dimensional electromagnetic cloaks with arbitrary geometries". Institute of Electronics, Chinese Academy of Science, No.17.
- [CHE2004] Hongsheng Chen, Lixin Ran, Jiangtao Huangfu, Xianmin Zhang y Kangsheng Chen (2004). "Left-handed materials composed of only S-shaped resonators". Department of Information and Electronic Engineering, Zhejiang University, Hangzhou 310027, China y Electromagnetics Academy at Zhejiang University, Zhejiang University, Hangzhou 310027, China.
- [COL1992] R.E. Collin (1992). "Foundations for Microwave Engineering". 2da Ed. McGraw-Hill.
- [COL2008] Peter Collins and JeffreyMcGuirk(2008). "A novel methodology for deriving improved material parameter sets for simplified cylindrical cloaks" J. Opt. A: Pure Appl. Opt. 11, 015104.
- [CUM2006] Cummer S A, Popa B I, Schurig D, Smith D R & Pendry J (2006). Publicado en: Phys. Rev. E 74 036621
- [ELE2002] G. V. Eleftheriades, A. K. Iyer y P.C. Kremer. "Planar negative refractive index media using periodically LC loaded transmission lines". IEEE trans. Microw. Theory Tech.
- [FEL2003] D. Felbacq y A. Moreau (2003). "Direct evidence of negative refraction media with negative ϵ and μ ". J. Opt. A.
- [HAN2007] Thomas H. Hand y Steven A. Cummer (2007). "Characterization of Tunable Metamaterial Elements Using MEMS Switches". IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters 6.
- [HAN2008] Thomas H. Hand y Steven A. Cummer (2008). "Controllable magnetic metamaterial using digitally addressable split-ring resonators". In URSI General Assembly, Chicago, IL.
- [HAN2009] Thomas Henry Hand (2009). "Design and Applications of Frequency Tunable and Reconfigurable Metamaterials". Tesis doctoral: Department of

Electrical and Computer Engineering - Duke University.

- [HAN2009] Thomas H. Hand y Steven A. Cummer (2009). "Controllable magnetic metamaterial using digitally addressable split-ring resonators". IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters.
- [HUA2009] Ma Hua, Qu Shao-Bo, Xu Zhuo, Zhang Jie-Qiu & Wang Jia-Fu (2009). "The design of metamaterial cloaks embedded in anisotropic medium". Chinese Phys. B 18 1025
- [IYE2003] A. K. Iyer, P.C. Kremer & G. V. Eleftheriades (2003). "Experimental and theoretical verification of focusing in a large, periodically loaded TL negative index metamaterial". Optics Express.
- [JAK1998] J. D. Jackson (1998). "Classical Electrodynamics". Wiley, New York.
- [LAI2004] A. Lai, C. Caloz & T. Itoh (2004). "Transmission line based metamaterials and their microwave applications". Microwave Mag. Vol.5-3, 34.
- [LEO2006] Leonhardt U (2006). "Conformal mapping" Publicado en: Science 312 1777
- [LEO2006] U. Leonhardt (2003). IEEE J. Selected Topics Quantum Electronics 9, 102.
- [LI2008] Li Chao, Y. Kan y Li Fang (2008) "Two-Dimensional (2D) Polygonal Electromagnetic Cloaks". Institute of Electronics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190
- [LI2009] Li Chao y Li Fang (2009) "Two-dimensional electromagnetic cloaks with arbitrary geometries". Institute of Electronics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080
- [LIF1984] E. M. Lifshitz, L. D. Landau & L. P. Pitaevskii (1984). "Electrodynamics of Continuous Media: Volume 8". Butterworth-Heinemann.
- [LIN2001] I.V. Lindel, S. A. Tretyakov, K.I. Nokoskinen y S. Ilvonen (2001). "BW media – media with negative parameters, capable of supporting backward waves". Micr. Opt. Technol. Lett.

- [LOR1988] P. Lorrain, D. R. Corson & F. Lorrain (1988). "Electromagnetic fields y waves". Freeman and Co. Press. USA
- [MAX1865] Maxwell, James Clerk (1865), "A Dynamical Theory of the Electromagnetic Field", Philosophical Transactions of the Royal Society of London 155.
- [MCC2002] M. W. McCall, A. Lakhtakia & W. S. Weiglhofer (2002). "The negative index meta-materials supporting 2-D waves". IEEE-MTT Int'l Symp.
- [NEF1930] H. P. Neff Jr. (1930). "Introductory Electromagnetics" John Wiley and Sons Press. USA.
- [OUR2007] A. Ourir, S.N. Burokur & A. de Lustrac(2007). "Electronically reconfigurable metamaterialfor compact directive cavity antennas" Elect. Lett. Vol. 43-13.
- [PEN1996] J.B. Pendry, A. J. Holden, W.J. Stewart y I. Youngs (1996). "Extremely low frecuency plasmons in metallic monostructure". Phys. Rev. Lett.
- [PEN2006] Pendry J B, Schurig D y Smith D R (2006). "Controlling EM fields" Publicado en: Science 312, 1780.
- [PET2008] Peter Collins y Jeffrey McGuirk (2008). "A novel methodology for deriving improved material parameter sets for simplified cylindrical cloaks". Department of Electrical Engineering, Air Force Institute of Technology, 2950 HobsonWay, Wright Patterson AFB, OH, USA
- [PIE1950] J.R. Pierce (1950). "Traveling-Wave Tubes". D. Van Nostrand.
- [POZ2004] M.D. Pozar (2004). "Microwave Engieneering". 3ra Ed. John Wiley & Sons.
- [SAE2007] E. Sáenz, R. Gonzalo, I. Edera (2007) Paper: "Dipolos y Metamateriales: Mejoras de las características de radiacion". European Space Research and Tecnology Center. Holanda.
- [SAN2004] A. Sanada, C. Caloz & T. Itoh (2004). "Characteristics of the composite right/left-handed transmtion lines". IEEE Microwave Wireless Comp. Lett. Vol14-2, 68.
- [SCH2003] D. Schurig & D. R. Smith (20032) Paper: "Negative index lens Aberrations". Phys. Rev. E, eprint physics.

- [SCH2006] Schurig D, Mock J J, Justice B J, Cummer S A Pendry J B, Starr A F y Smith D R (2006). Publicado en: Science 314 977
- [SHE2001] R.A. Shelby, D.R. Smith y S. Schultz (2001). "Experimental verification of a negative index of refraction". Science.
- [SMI2000] D.R. Smith, W. J. Padilla, D.C. Vier, S.C. Nemat-Nasser y S. Schultz (2000). "Composite médium with simultaneously negative permeability and permitivity". Phys. Condens. Matter.
- [THI2000] Bo Thidé(1997). "Electromagnetic Field Theory". Upsilon Media. Suecia.
- [THO2009] Thomas Henry Hand (2009). "Design and Applications of Frequency Tunable and Reconfigurable Metamaterials". Department of Electrical and Computer Engineering Duke University.
- [WAL1999] Walser, R. M., Weiglhofer, W. S., & Lakhtakia, A. (1999). Introduction to Complex Mediums for Electromagnetics and Optics. Bellingham, WA, USA. SPIE Press.
- [WAR1996] A. J. Ward & J. B. Pendry(1996). J. Mod. Opt. 43, 773.
- [WEI2008] Wei Xiang Jiang, Tie Jun Cui, Guan Xia Yu, Xian Qi Lin, Qiang Cheng y Jessie Yao Chin (2008). "Arbitrarily elliptical–cylindrical invisible cloaking"
State Key Laboratory of Millimeter Waves, Department of Radio Engineering, Southeast University, Nanjing 210096, People's Republic of China
- [WU2005] Wu, B.-I.; W. Wang, J. Pacheco, X. Chen, T. Grzegorzcyk & J. A. Kong (2005). "A Study of Using Metamaterials as Antenna Substrate to Enhance Gain". Progress In Electromagnetics Research 51, 295.
- [YAN2006] Yan Zhao, Pavel Belov & Yang Hao (2006). "Accurate modelling of left-handed metamaterials using a finite-difference time-domain method with spatial averaging at the boundaries" J. Opt. A: Pure Appl. Opt. 9.
- [YAN2008] R. Yang, Y. J. Xie, X. F. Li, Y. Y. Wang, R. Wang & J. Jiang (2008). Paper: "Causality in the resonance behavior of metamaterials". National Laboratory of Antennas and Microwave Technology, Xidian University –

Xi'an 710071, China

- [YI2004] Yi-Jang Hsu, Yen-Chun Huang, Jiann-Shing Lih y Jyh-Long Chern (2004). "Electromagnetic resonance in deformed split ring resonators of left-handed meta-materials". *Journal of App. Physics*. Vol 96, Num 4.
- [YU2008] Yu Luo, Jingjing Zhang, Hongsheng Chen y Bae-lan Wu. (2008). "Full-wave analysis of prolate spheroidal and hyperboloidal cloaks". *J. Phys. D: Appl. Phys.* 41 235101.
- [YUA2008] Y. Yuan, S. Palit, C. Bingham, T.H. Hand, W.J. Padilla, D.R. Smith, N. Jokerst y S.A. Cummer (2008). "Dual-Band Planar Electric Metamaterial in the Terahertz Regime" *Optics Express* 16, Issue 13.
- [ZEL2010] Zelada Rivas Fabricio (2010). "Spatial and Frequency Selective Electromagnetic Shield employing Metamaterials". *IEEE - Andescon 2010*. (In Press).
- [ZHO2007] Zhongyan Sheng & Vasundara V. Varadan(2006). "Tuning the effective properties of metamaterials by changing the substrate properties". *Journal of Appl. Phys.* Vol.101, 014909.
- [ZIO2003] R.W. Ziolkowski (2003) "Pulsed and CW gaussian beam interactions with double negative metamaterial slabs". *Optics Express*.

Referencias

- [ABL1997] M. J. Ablowitz y A. S. Fokas (2007). "Complex Variables". Cambridge Univ. Press, Cambridge.
- [BRI1946] L. Brillouin (1946). "Wave propagation in Periodic Structures". McGraw-Hill.
- [CAL2001] C. Caloz, C. C. Chang & T. Itoh (2001). "Full-wave verification of the fundamental properties of left-handed materials in waveguide configurations". J. App. Phys.
- [CAL2002] C. Caloz and T. Itoh (2002). "Application of the transmission lines theory of LH materials to the realization of a microstrip LH TL". USNC/URSI.
- [CER1934] P.A. Cerenkov (1934). "Visible Emission of Clean Liquids by Action of γ Radiation", Doklady Akad. Nauk SSSR.
- [CHA2008] YAN Chang-Chun, CUI Yi-Ping, WANG Qiong y ZHUO Shing-Chuang (2008). "Negative Refraction of a Symmetrical π -shaped Metamaterial"
- [CHE2006] H. Chen, L. Ran, B.-I. Wu, J. A. Kong y T. M. Grzegorzczak (2006). "Crankled S-Ring Resonator with Small Electrical Size". Progress In Electromagnetics Research, PIER 66, 179–190.
- [GHO1989] D. K. Ghodgaonkar, V. V. Varadan & V. K. Varadan(1989), IEEE Trans. Instrum. Meas. 38, 789.
- [GOO1947] F. Goos & H. Hänchen (1947). Annals of Physics. Vol.1, 333
- [GRE2003] R. B. Greigor, C. G. Parazzolli, K. Li, B. E. C. Koltenbah & M. Tanielian (2003). "Experimental determination & numerical simulation of the propeties of negative index of refraction materials". Optic Express.
- [IYE2002] A. K. Iyer & G. V. Eleftheriades (2002). "Negative refractive index metamaterials supporting 2-D waves". IEEE-MTT int'l Symp.
- [KON2002] J. A. Kong, B.-I. Wu & Y. Zhang (2002). "A unique lateral displacement of a Gaussian beam transmitted through a slab with negative permittivity and permeability". Micr. Opt. Technol. Lett.
- [LAK2004] A. Lakhtakia (2004). "Positive and negative Goos-Hanchen shifts and

negative phase-velocity médiums” Int. J. Electron. Commun.

- [MAD1944] L.I. MadelShtam (1944). “Lecture on some problema of the theory of oscillations” [en ruso]. Academy of Science. Moscú.
- [MAR2002a] R. Marqués, F. Median y Rafii-El-Idrissi (2002). “Role of bianisotropy in negative permeavility and left-handed metamaterials. Phys. Rev. B.
- [MAR2002b] P. Markös & M. Soukoulis (2002). “Numerical studies of left-handed materials and arrays of Split ring resonators”. Phys. Rev. E.
- [MAR2002c] P. Markös & M. Soukoulis (2002). “Transmission studies of left-handed materials”. Phys. Rev. B.
- [MAR2003] R. Marqués, F. mesa, J. Martel & F. Median (2003). “Comparative analysis of edge- and broadside coupled slit ring resonators for metamaterials”. IEEE trans. Antennas Propagat.
- [NEE2002] T. Needham (2002). “Visual Complex Analysis”. Clarendon, Oxford.
- [NEH1952] Z. Nehari (1952). “Conformal Mapping”. McGraw-Hill, New York.
- [OLI2002] A.A. Oliner. “A periodic-structure negative-refractive-index medium without resonat elements” URSI Digest.
- [OLI2003] A.A. Oliner. “A planar negative-refractive-index medium without resonat elements”. IEEE-MTT Int’l Symp.
- [OUR2007] A. Ourir, S.N. Burokur & A. de Lustrac(2007). “Electronically reconfigurable metamaterialfor compact directive cavity antennas” Elect. Lett. Vol. 43-13.
- [PAC2002] J. Pacheco, T. M. grzegorzcyk, B.-I. Wu, Y. Zhang & J. A. Kong (2002). “Wave propagation in homogeneous isotropic frecuency-dispesive left-handed media”. Phys. Rev. Lett.
- [PIE1950] J.R. Pierce (1950). “Traveling-Wave Tubes”. D. Van Nostrand.
- [ROB1986] M. Robnik y M. V. Berry (1986). J. Phys. A 19, 669.
- [SAN2004] A. Sanada, C. Caloz & T. Itoh (2004). “Planar distributed structures with negative refractive index”. IEEE Trans. Microw. Theory Tech.

- [SIV1957] D.V. Sivukhin (1957). "The energy of electromagnetic waves in dispersive media". Opt. Spektrosk.
- [SMI2002] D. R. Smith. D. Schurig & J.B. Pendry (2002). "Negative refraction of modulated electromagnetic waves". App. Phys. Lett.
- [SO2004] P. P. M. So & W. J. R. Hoefler (2004). "Time domain TLM modeling of metamaterials with negative refractive index". IEEE-MTT Int'l Simp.
- [SO2005] P. P. M. So & W. J. R. Hoefler (2005) "Modeling of metamaterials with negative refractive index using 2D-shunt and 3D-SCN TLM networks" IEEE Trans. Microw. Theory Tech.
- [TRE2003] S. A. Tretyakov, S. I. Maslovski, I. S. Nefedov y M. K. Kärkkäinen. (2003). "Evanescent modes stored in cavity resonators with backward-wave slabs," Microwave Opt. Technol. Lett., vol. 38, no. 2, pp. 153–157.
- [VES1968] V. Veselago (1968). "The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of ϵ and μ ". Soviet Physics Uspekhi.
- [XU2007] Z. X. Xu & W. G. Lin (2007). "Controllable Absorbing Structure of Metamaterial at Microwave". Progress In Electromagnetics Research, PIER 69, 117.
- [YLI2003] Ilya V. Shadrivov, Alexander A. Zharov & Yuri S. Kivsha(2003). Applied Physics Lett. Vol83, 13.
- [ZIO2001] R.W. Ziolkowski & E. Heyman (2001). "Wave propagation in media having negative permittivity and permeability" Phys. Rev. E
- [ZIO2003a] R. W. Ziolkowski (2003). "Pulsed and CW gaussian beam interactions with double negative metamaterial slabs," Optics Express, vol. 11, no. 7, pp. 662–681.
- [ZIO2003b] R. W. Ziolkowski (2003). "Design, fabrication & testing of double negative metamaterials slabs"