

UNIVERSIDAD POLITÉCNICA DE CARTAGENA

TRABAJO FIN DE MÁSTER

Análisis y diseño eficiente de antenas Fabry-Perot con escaneo cónico rápido

Director:

José Luis Gómez Tornero

Autor:

Joaquín García Fernández

10 de septiembre de 2021



Agradecimientos

Este trabajo pone fin a mi periodo de estudios en la Universidad Politécnica de Cartagena. Vivir esta última etapa bajo la supervisión de José Luis Gómez Tornero, David Cañete y Miguel Poveda ha sido muy enriquecedor a nivel académico y personal, y por ello les dedico mis agradecimientos.

También me gustaría darle las gracias a María García Viguera, por compartir conmigo parte del trabajo de su tesis doctoral, lo que ha supuesto una gran ayuda en este proyecto.

Índice general

Agradecimientos	I
Contents	II
Abreviaturas	IV
1. Introducción	1
2. La guía de onda	3
2.1. Modo Transversal Eléctrico	6
2.2. Dispersión del modo TE fundamental en una guía de onda	11
2.3. Modo Transversal Magnético	12
3. Introducción a las ondas de fuga o 'Leaky-Waves'	15
3.1. Ejemplo de escaneo en frecuencia de un modo 'leaky'	20
4. Modelos analíticos para Superficies Selectivas en Frecuencia	26
4.1. Impedancia superficial de una agrupación periódica de líneas de corriente	27
4.1.1. Condición de contorno promedio para circuitos equivalentes	30
4.2. Impedancia superficial de agrupación capacitiva	32
4.3. Extensión a agrupaciones bidimensionales	33
4.3.1. Impedancias superficiales TE y TM	34
4.4. Superficie Parcialmente Reflectante	35
4.4.1. Análisis espectral de 'grid' capacitivo	37
4.5. Superficie de Alta Impedancia	41
4.5.1. Análisis de incidencia de onda plana en Superficie de Alta Impe-	
dancia	43
4.5.2. Análisis espectral de la Superficie de Alta Impedancia	46
4.5.2.1. Incidencia TE y ancho de banda de resonancia	46
4.5.2.2. Incidencia TM y ancho de banda de resonancia	48
4.5.2.3. Rango de validez del circuito equivalente	50
5. Análisis de dispersión 2D de antenas Fabry-Perot cargadas con Super-	55
 ficies Selectivas en Frecuencia	
5.1. Análisis de antenas Fabry-Perot con 'grid' capacitivo como Superficie Par-	
cialmente Reflectante	57

5.2. Estudio de mejora en el escaneo en frecuencia de antena Fabry-Perot 2D cargada con Superficie de Alta Impedancia	67
6. Conclusiones y líneas futuras	88
6.1. Conclusiones	88
6.2. Investigación futura	90
 Bibliografía	 91

Abreviaturas

- AMC: Artificial Magnetic Conductor
- BLE: Bluetooth Low Energy
- FoV: Field of View
- FPA: Fabry-Perot Antenna
- FSS: Frequency Selective Surface
- HIS: High-Impedance Surface
- LWA: Leaky-Wave Antenna
- RFID: Radio-Frequency Identification
- TE: Transversal Eléctrico
- TEN: Transverse Equivalent Network
- TM: Transversal Magnético
- TRE: Transverse Resonance Equation
- PEC: Perfect Electric Conductor
- PRS: Partially Reflectant Surface

Capítulo 1

Introducción

Este Trabajo Fin de Máster versa sobre antenas 'Leaky-Wave', conocidas por su mecanismo de radiación basado en ondas de fuga. Que esta ocurra debido a la propagación de una onda guiada, permite que estos dispositivos, a partir de una alimentación sencilla y de bajo coste, sean capaces de escanear mucho rango angular con haces muy directivos. Estas propiedades permiten integrar las LWAs en una gran variedad de sistemas de comunicaciones. Diversos ejemplos de síntesis de estas antenas para aplicaciones de localización pueden ser encontrados en los siguientes trabajos [Martínez-Ros, 2011] [Gil-Martínez, 2020] [Poveda-García, 2021] [Poveda-García, 2018] [Poveda-García, 2021].

Todos ellos se desarrollan en el marco del Grupo de Electromagnetismo Aplicado a las Telecomunicaciones (GEAT), en la Universidad Politécnica de Cartagena. En específico, [Poveda-García, 2019] desarrolla la idea de estimar el ángulo de llegada de blancos de interés a través de funciones monopulso y tomando el RSSI recibido como información. Con el debido procesamiento, dichas funciones se encuentran escaneadas en frecuencia gracias al principio de operación de las LWA, lo que deriva en la capacidad de detectar blancos sin ambigüedad en un gran dominio espacial. Esta línea de investigación fue previamente introducida en el propio grupo empleando antenas de panel para redes Wi-Fi [Guzmán-Quirós, 2015] [Gómez-Tornero, 2018] [López-Pastor, 2021] [López-Pastor, 2021]. Por tanto, el estudio realizado en [Poveda-García, 2019] dió lugar a una serie de trabajos que demuestran los beneficios que supone integrar antenas 'Leaky-Wave' en redes Wi-Fi [Gil-Martínez, 2019] [Gil-Martínez, 2021], BLE ('Bluetooth Low Energy') [Poveda-García, 2020] [Poveda-García, 2020], Zigbee [Poveda-García, 2019] o RFID ('Radio-Frequency Identification') [Gil-Martínez, 2021] [Gil-Martínez, 2021].

Bajo el paraguas de estas líneas se desarrolla el Trabajo Fin de Máster, en el que se propone una técnica para mejorar la capacidad de escaneo de estas antenas, permitiendo así incrementar la calidad de entornos tecnológicos como los citados.

Un tipo de topología muy empleado que actúa como antena 'Leaky-Wave' es la 'Fabry-Perot Antenna'. En esencia, esta estructura es una guía de onda con uno de sus contornos parcialmente reflectante. Alimentar debidamente este tipo de dispositivo provoca que las múltiples reflexiones en la cavidad resulten en una onda guiada que ilumina la apertura, consiguiendo así un haz en campo lejano dependiente del conjunto de amplitudes y fases producido por las ondas de fuga. Como se describe en el Capítulo 3, el ángulo de apuntamiento de una LWA viene determinado por dicha distribución de fases, que a su vez depende de la frecuencia de excitación. Este TFM se centra en explotar la relación entre ambas magnitudes, estableciendo una dependencia fuerte de la constante de fase guiada con la frecuencia, la cual hace posible ampliar el campo de visión de la LWA en una banda definida.

Una solución interesante para este problema consiste en el empleo de una FSS como contorno de la antena. Esto se debe a que este tipo de circuito presenta una respuesta selectiva en módulo y fase, de forma similar a un filtro eléctrico [García-Vigueras, 2011] [García-Vigueras, 2011] [García-Vigueras, 2012]. Con el objetivo de proponer unas dimensiones que permitan acelerar el escaneo en frecuencia, en esta memoria se expone una rutina de análisis eficiente de antenas Fabry-Perot basada en una Red Transversal Equivalente (TEN).

El desarrollo de circuitos equivalentes para el estudio de este tipo de estructuras basadas en ondas de fuga se encuentra influenciado por una serie de trabajos del grupo de investigación. [Gómez-Tornero, 2004] [Gómez-Tornero, 2004][Gómez-Tornero, 2004] [Poveda-García, 2021]. De esta forma, es posible estudiar la dispersión de los modos 'Leaky' en función de la frecuencia y las propiedades de las Superficies empleadas, lo que lleva a explicar al mecanismo físico a través del que se consigue ampliar el FoV en este tipo de estructuras.

Capítulo 2

La guía de onda

Las antenas 'Leaky-Wave' se caracterizan por un mecanismo de radiación basado en una onda electromagnética propagándose a lo largo una guía que permite la fuga de energía. Esto hace necesario introducir ciertos conceptos relacionados con la guía de onda, tales como el de constante de fase, frecuencia de corte o condición de contorno. En este capítulo, además de abordar la razón por la cual las ondas electromagnéticas puede ser confinadas en estructuras metálicas, se presentan las soluciones para los modos TE y TM de una guía rectangular. Esto debe ser considerado de cara a secciones futuras en este trabajo, ya que definir la forma de los campos en ambos contextos permite dar explicación a ciertas propiedades de las Superficies Selectivas en Frecuencia utilizadas, y como consecuencia, ayuda a comprender el análisis de dispersión en los planos principales de la LWA propuesta como diseño final.

Los primeros análisis de ondas electromagnéticas guiadas a través de tubos metálicos se llevaron a cabo a finales del siglo XIX, con los físicos J.J. Thompson y Lord Rayleigh [[Rayleigh, 1897](#)] como protagonistas. Estos ocurren bajo el paraguas del reciente desarrollo de una teoría completa de la electricidad y el magnetismo [[Maxwell, 1873](#)], gracias a la que pudieron predecir dicho fenómeno en base a un conjunto de ecuaciones en derivadas parciales. En cuanto a las correspondientes mediciones experimentales, corrieron a cargo de uno de los pioneros en la transmisión inalámbrica de energía, O.J. Lodge.

A continuación, se muestra el análisis en su caso más simple, correspondiente al de una guía rectangular de dimensiones a y b para los ejes \hat{x} y \hat{z} , respectivamente.

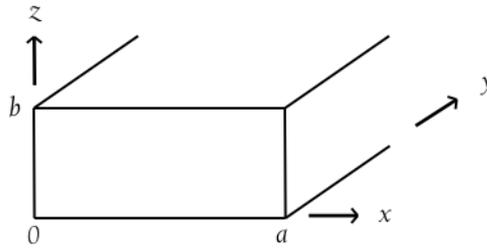


FIGURA 2.1: Esquema de una guía de onda rectangular típica, formada por conductores perfectos.

Dado que en el medio guiado no hay fuentes de campo, las soluciones generales de la guía de onda para los modos TE y TM se pueden derivar a partir de las leyes de Faraday y Ampère-Maxwell en el dominio de la frecuencia:

$$\nabla \times \vec{E} = -j\omega\mu\vec{H} \quad (2.1)$$

$$\nabla \times \vec{H} = j\omega\epsilon\vec{E} \quad (2.2)$$

En una guía se busca propagar los campos en la dirección longitudinal. Para analizar las condiciones que han de darse para dicha finalidad, las ecuaciones han de plantearse según la oscilación armónica $e^{\omega t - j\beta y}$, siendo \hat{y} la dirección del espacio donde los campos no encuentran ningún tipo de contorno. Extendiendo las ecuaciones 2.1 y 2.2, se obtiene la siguiente igualdad vectorial:

$$\left(\frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z}\right)\hat{x} + \left(\frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x}\right)\hat{y} + \left(\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y}\right)\hat{z} = -j\omega\mu(H_x\hat{x} + H_y\hat{y} + H_z\hat{z}) \quad (2.3)$$

$$\left(\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z}\right)\hat{x} + \left(\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x}\right)\hat{y} + \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y}\right)\hat{z} = j\omega\epsilon(E_x\hat{x} + E_y\hat{y} + E_z\hat{z}) \quad (2.4)$$

En cuanto a las componentes de los campos, pueden escribirse de la siguiente forma:

$$E_x(x, y, z) = E_x(x, z)e^{j(\omega t - \beta y)} \quad (2.5)$$

$$E_y(x, y, z) = E_y(x, z)e^{j(\omega t - \beta y)} \quad (2.6)$$

$$E_z(x, y, z) = E_z(x, z)e^{j(\omega t - \beta y)} \quad (2.7)$$

$$H_x(x, y, z) = H_x(x, z)e^{j(\omega t - \beta y)} \quad (2.8)$$

$$H_y(x, y, z) = H_y(x, z)e^{j(\omega t - \beta y)} \quad (2.9)$$

$$H_z(x, y, z) = H_z(x, z)e^{j(\omega t - \beta y)} \quad (2.10)$$

De tal forma que, de 2.3 y 2.4, podemos obtener las siguientes ecuaciones acopladas, a partir de las que se obtienen las soluciones generales para las cuatro componentes transversales, aplicables de forma genérica a distintas estructuras de guía de onda.

$$-j\beta E_z - \frac{\partial E_y}{\partial z} = -j\omega\mu H_x \quad (2.11)$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} = -j\omega\mu H_y \quad (2.12)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} + j\beta E_x = -j\omega\mu H_z \quad (2.13)$$

$$-j\beta H_z - \frac{\partial H_y}{\partial z} = j\omega\epsilon E_x \quad (2.14)$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} = j\omega\epsilon E_y \quad (2.15)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial x} + j\beta H_x = j\omega\epsilon E_z \quad (2.16)$$

Resolviendo las ecuaciones para el campo guiado en términos de las componentes longitudinales:

$$E_z = \frac{-j}{\omega^2\mu\epsilon - \beta^2} \left(\beta \frac{\partial E_y}{\partial z} + \omega\mu \frac{\partial H_y}{\partial x} \right) \quad (2.17)$$

$$H_z = \frac{j}{\omega^2\mu\epsilon - \beta^2} \left(\omega\epsilon \frac{\partial E_y}{\partial x} - \beta \frac{\partial H_y}{\partial z} \right) \quad (2.18)$$

$$E_x = \frac{j}{\omega^2\mu\epsilon - \beta^2} \left(-\beta \frac{\partial E_y}{\partial x} + \omega\mu \frac{\partial H_y}{\partial z} \right) \quad (2.19)$$

$$H_x = \frac{-j}{\omega^2\mu\epsilon - \beta^2} \left(\beta \frac{\partial H_y}{\partial x} + \omega\epsilon \frac{\partial E_y}{\partial z} \right) \quad (2.20)$$

Una vez planteada la propagación de forma genérica, la resolución de estas cuatro ecuaciones para una guía rectangular de cierto tamaño muestra las condiciones que han de darse para propagar ondas electromagnéticas confinadas en una guía metálica.

2.1. Modo Transversal Eléctrico

Cuando el campo electromagnético viaja con un campo eléctrico que varía de forma armónica longitudinal, pero dicha variación es perpendicular a la dirección de propagación, se dice que este conforma un modo TE. Tal y como se aprecia en la Figura 2.2, el campo oscila a lo largo de \hat{y} , pero dicha oscilación se produce en el plano perpendicular (como muestran las flechas del vector \vec{E}).

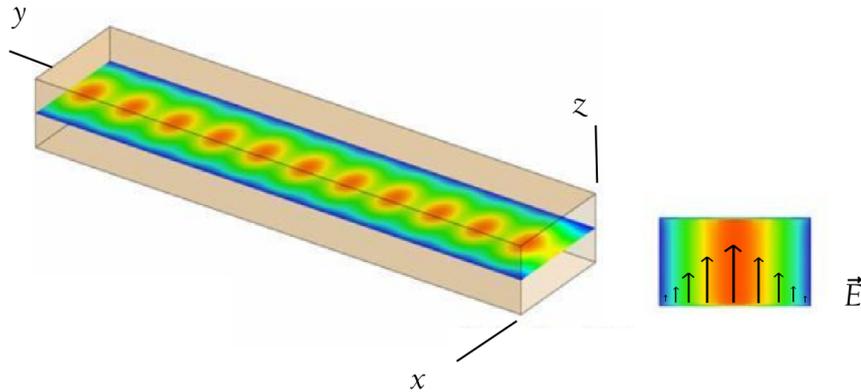


FIGURA 2.2: Distribución de campo eléctrico del modo TE fundamental.

Esto es lo mismo que decir que $E_y = 0$. Por tanto, se pueden reescribir las soluciones generales para el campo guiado.

$$E_z = \frac{-j\omega\mu}{\omega^2\mu\epsilon - \beta^2} \frac{\partial H_y}{\partial x} \quad (2.21)$$

$$H_z = \frac{-j\beta}{\omega^2\mu\epsilon - \beta^2} \frac{\partial H_y}{\partial z} \quad (2.22)$$

$$E_x = \frac{j\omega\mu}{\omega^2\mu\epsilon - \beta^2} \frac{\partial H_y}{\partial z} \quad (2.23)$$

$$H_x = \frac{-j\beta}{\omega^2\mu\epsilon - \beta^2} \frac{\partial H_y}{\partial x} \quad (2.24)$$

Se necesita una ecuación más para poder determinar este sistema. En este caso, para encontrar H_y , este debe cumplir las ecuaciones de Maxwell en la estructura, lo que es equivalente a resolver la ecuación de onda, planteando así un problema con las condiciones de contorno para la guía rectangular.

$$\nabla^2 H_y = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 H_y}{\partial t^2} \quad (2.25)$$

Donde el campo magnético longitudinal tiene la siguiente forma:

$$H_y(x, y, z, t) = h_y(x, z)e^{j(\omega t - \beta y)} \quad (2.26)$$

Desarrollando 2.25 para la expresión de H_y de 2.26, se plantea la siguiente ecuación diferencial:

$$\frac{\partial^2 H_y(x, z)}{\partial^2 x} + \frac{\partial^2 H_y(x, z)}{\partial^2 z} + H_y(x, z)(k^2 - \beta^2) = 0 \quad (2.27)$$

Siendo $k = \frac{\omega}{c}$ el número de onda, y β la constante de propagación longitudinal.

La forma de 2.27 plantea un problema de variables separadas, tomando $H_y(x, z) = f(x)g(z)$, la expresión queda de la siguiente forma:

$$\frac{1}{f(x)} \frac{\partial^2 f(x)}{\partial^2 x} + \frac{1}{g(z)} \frac{\partial^2 g(z)}{\partial^2 z} + k^2 - \beta^2 = 0 \quad (2.28)$$

La expresión 2.28 resulta en un valor constante. Que sus términos sean independientes, implique que han de ser constantes para una cierta frecuencia, lo que lleva a definir los números de onda del problema.

$$\frac{\partial^2 f(x)}{\partial^2 x} = (-jk_x^2)f(x) = -k_x^2 f(x) \quad (2.29)$$

$$\frac{\partial^2 g(z)}{\partial^2 z} = (-jk_z^2)g(z) = -k_z^2 g(z) \quad (2.30)$$

$$k^2 = k_x^2 + k_z^2 + \beta^2 \quad (2.31)$$

Donde β es la constante de propagación en la dirección guiada (k_y).

Resolviendo 2.28, se llega a la solución general del problema de variables separadas para $h_y(x, z)$.

$$h_y(x, z) = (A \cos k_x x + B \sin k_x x)(C \cos k_z z + D \sin k_z z) \quad (2.32)$$

En cuanto a las soluciones generales de las componentes transversales, se obtienen a partir de las expresiones que describen un modo Transversal Eléctrico propagándose. 2.21, 2.22, 2.23 y 2.24.

$$e_x(x, z) = \frac{j\omega\mu}{\omega^2\mu\epsilon - \beta^2}(A \cos k_x x + B \sin k_x x)(-Ck_z \sin k_z z + Dk_z \cos k_z z) \quad (2.33)$$

$$e_z(x, z) = \frac{-j\omega\mu}{\omega^2\mu\epsilon - \beta^2}(-Ak_x \sin k_x x + Bk_x \cos k_x x)(C \cos k_z z + D \sin k_z z) \quad (2.34)$$

$$h_x(x, z) = \frac{-j\beta}{\omega^2\mu\epsilon - \beta^2}(-Ak_x \sin k_x x + Bk_x \cos k_x x)(C \cos k_z z + D \sin k_z z) \quad (2.35)$$

$$h_z(x, z) = \frac{-j\beta}{\omega^2\mu\epsilon - \beta^2}(A \cos k_x x + B \sin k_x x)(-Ck_z \sin k_z z + Dk_z \cos k_z z) \quad (2.36)$$

Las ecuaciones anteriores describen las componentes de un campo propagándose en la dirección y de un medio sin carga. Para obtener cómo son los campos confinados en la guía rectangular dada una frecuencia, se ha de tener en cuenta que la estructura ideal para la que resolvemos este sistema está compuesta por paredes metálicas (PEC).

Condiciones de contorno de pared eléctrica

Un conductor perfecto es un material que no presenta resistividad, por lo que en él, el campo eléctrico tangencial es cero. Este hecho se debe a que las cargas del conductor arrastradas por la onda incidente son culpables de un campo eléctrico opuesto en fase, consiguiendo un voltaje neto nulo en su superficie. Esto limita las frecuencias en las que el campo puede viajar por la guía, ya que no excitarla apropiadamente conlleva que se desperdicie energía en los contornos, y por ende, que la amplitud sea evanescente a lo largo de \hat{y} (ecuación 2.49). Por tanto, a una cierta frecuencia, debido a este confinamiento de las ondas electromagnéticas, solo es posible que el campo transversal varíe de formas muy concretas, pudiendo definir la onda guiada resultante en base a una serie de vibraciones más simples, conocidas como modos de propagación (Figura 2.3).

En concreto, en esta guía de paredes eléctricas, si la frecuencia transversal del campo eléctrico es tal que este presenta nulos en los contornos, lo que es equivalente a decir que $a = n\frac{\lambda}{2}$ y $b = m\frac{\lambda}{2}$, se consigue la resonancia transversal necesaria para que las ondas electromagnéticas viajen de forma autosostenida en la dirección \hat{y} .

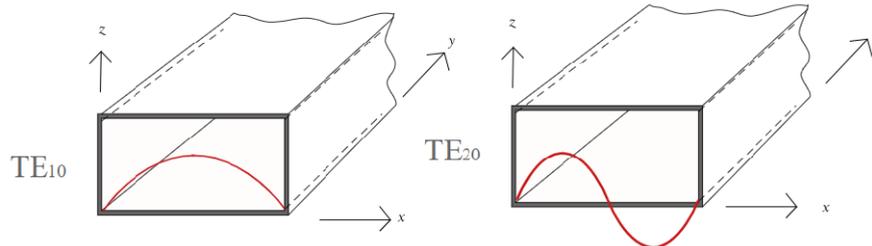


FIGURA 2.3: Modos de TE de primer y segundo orden en una guía rectangular.

Esto lleva a obtener los campos en la guía aplicando condiciones de contorno de pared eléctrica, gracias a las que se presentarán los modos de propagación.

$$e_x(x, z = 0) = 0 \implies D = 0 \quad (2.37)$$

$$e_x(x, z = b) = 0 \implies \sin k_z b = 0 \implies k_z = \frac{m\pi}{b}; m = 0, 1, 2, \dots \quad (2.38)$$

$$e_z(x = 0, z) = 0 \implies B = 0 \quad (2.39)$$

$$e_z(x = a, z) = 0 \implies \sin k_x a = 0 \implies k_x = \frac{n\pi}{a}; n = 0, 1, 2, \dots \quad (2.40)$$

Tras aplicar las condiciones de contorno, se pueden obtener las componentes de los campos de un modo en concreto, caracterizado por su orden de vibración según los índices (n, m) :

$$E_x(x, z) = A_{mn} \frac{j\omega\mu m\pi}{b(\omega^2\mu\epsilon - \beta^2)} \cos\left(\frac{n\pi}{a}x\right) \sin\left(\frac{m\pi}{b}z\right) e^{j(\omega t - \beta y)} \quad (2.41)$$

$$E_z(x, z) = A_{mn} \frac{j\omega\mu n\pi}{a(\omega^2\mu\epsilon - \beta^2)} \sin\left(\frac{n\pi}{a}x\right) \cos\left(\frac{m\pi}{b}z\right) e^{j(\omega t - \beta y)} \quad (2.42)$$

$$H_x(x, z) = A_{mn} \frac{j\beta n\pi}{a(\omega^2\mu\epsilon - \beta^2)} \sin\left(\frac{n\pi}{a}x\right) \cos\left(\frac{m\pi}{b}z\right) e^{j(\omega t - \beta y)} \quad (2.43)$$

$$H_z(x, z) = A_{mn} \frac{j\beta m\pi}{b(\omega^2\mu\epsilon - \beta^2)} \cos\left(\frac{n\pi}{a}x\right) \sin\left(\frac{m\pi}{b}z\right) e^{j(\omega t - \beta y)} \quad (2.44)$$

Las variables k_x y k_z dictan entonces cómo varían los modos de la guía, y por tanto, nos permiten calcular la frecuencia a la que tenemos que excitarla para conseguir la propagación de un cierto modo.

$$\beta_{n.m} \left(\frac{rad}{m}\right) = \pm \sqrt{\left(\frac{2\pi f}{c}\right)^2 - \left[\left(\frac{n\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{m\pi}{b}\right)^2\right]} \quad (2.45)$$

Así, para que un modo viaje por la guía, la frecuencia de excitación ha de ser mayor que un cierto valor (dado por las condiciones de resonancia transversal de la guía de paredes eléctricas).

$$\left(\frac{2\pi f}{c}\right)^2 > \left(\frac{n\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{m\pi}{b}\right)^2 \quad (2.46)$$

$$f c_{n.m} = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\left(\frac{n\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{m\pi}{b}\right)^2} \quad (2.47)$$

Si se alimenta la guía por debajo de su frecuencia de corte, la constante de propagación en $\left(\frac{rad}{m}\right)$, según 2.45, presenta un valor imaginario.

$$\beta = -j\beta' \quad (2.48)$$

En este caso, no se consigue la resonancia transversal, y el desperdicio de energía provocado por las paredes eléctricas debido al tamaño de las vibraciones es coherente con la siguiente solución, la cual presenta una caída exponencial rápida en y de la señal que viaja en la guía.

$$E_x(x, z) = A_{mn} e^{-\beta' y} \frac{j\omega\mu m\pi}{b(\omega^2\mu\epsilon - \beta^2)} \cos\left(\frac{n\pi}{a}x\right) \sin\left(\frac{m\pi}{b}z\right) e^{j\omega t} \quad (2.49)$$

2.2. Dispersión del modo TE fundamental en una guía de onda

La Figura 2.4, representa cómo a partir de la frecuencia de corte del modo ejemplo (en este caso el fundamental), la constante de propagación pasa de tener un valor imaginario puro, a tener una propagación guiada con sentido físico, traducida en un número real en $(\frac{rad}{m})$.

En este caso, se simula una guía rectangular de dimensiones a y b ($a > b$) y $a = 0,03$ metros ($\frac{\lambda}{2}$ a $f = 5$ GHz), encontrando así el corte del modo $n = 1$, $m = 0$ a dicha frecuencia. Resolviendo la Ecuación de Resonancia Transversal (TRE), y modelando los PEC con un coeficiente de reflexión de módulo uno y fase $-\pi$, se obtienen las soluciones del modo fundamental de una guía rectangular típica para el rango de 4.5 GHz a 6 GHz.

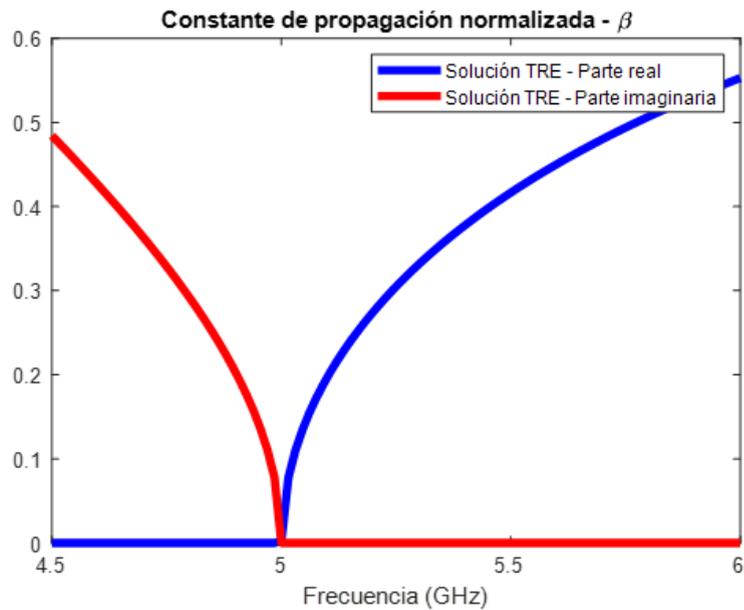


FIGURA 2.4: Valores permitidos de la constante de propagación del modo TE fundamental de una guía rectangular.

La forma de los campos del Modo TE_{10} se muestra en la Figura 2.5, donde se aprecia la forma de \vec{E} y \vec{H} a lo largo de la guía, sobre la que es importante tener una idea de cara a los resultados finales de este trabajo.

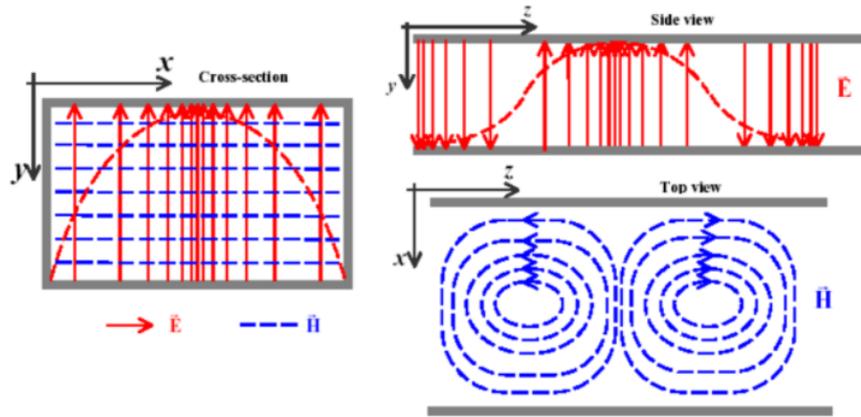


FIGURA 2.5: Campos eléctrico y magnético del modo TE fundamental una guía de onda típica.

2.3. Modo Transversal Magnético

Cuando el Campo Magnético es transversal a la dirección de propagación ($H_y = 0$), se dice que se propaga un modo TM. Tal y como se aprecia en la Figura 2.6, las líneas cerradas de flujo magnético están contenidas en en plano XZ .

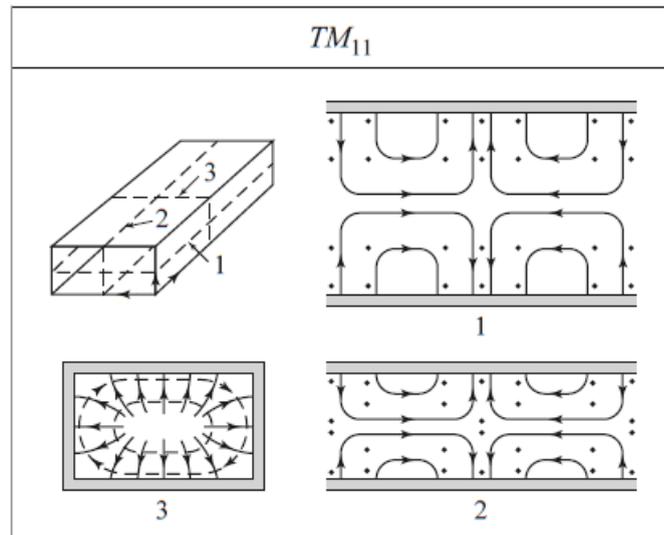


FIGURA 2.6: Forma de los campos del modo TM fundamental en una guía de paredes eléctricas. [Pozar, 1990]

$$E_z = \frac{-j\beta}{\omega^2\mu\epsilon - \beta^2} \frac{\partial E_y}{\partial z} \quad (2.50)$$

$$H_z = \frac{j\omega\epsilon}{\omega^2\mu\epsilon - \beta^2} \frac{\partial E_y}{\partial x} \quad (2.51)$$

$$E_x = \frac{-j\beta}{\omega^2\mu\epsilon - \beta^2} \frac{\partial E_y}{\partial x} \quad (2.52)$$

$$H_x = \frac{-j\omega\epsilon}{\omega^2\mu\epsilon - \beta^2} \frac{\partial E_y}{\partial z} \quad (2.53)$$

Para volver a determinar este sistema de ecuaciones, debe resolverse de nuevo la ecuación de onda para, en este caso, E_y .

$$\nabla^2 E_y = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E_y}{\partial t^2} \quad (2.54)$$

Donde el Campo Eléctrico longitudinal tiene la siguiente forma:

$$E_y(x, y, z, t) = e_y(x, z)e^{j(\omega t - \beta y)} \quad (2.55)$$

La solución de la ecuación de onda, vuelve a presentar la siguiente forma:

$$e_y(x, z) = (A \cos k_x x + B \sin k_x x)(C \cos k_z z + D \sin k_z z) \quad (2.56)$$

$$k^2 = k_x^2 + k_z^2 + \beta^2 \quad (2.57)$$

Sobre esta solución, se imponen las condiciones de contorno de la guía de paredes eléctricas, obteniendo cómo han de variar los modos de propagación en la estructura. De dichas condiciones, además, se deduce que $A = 0$ y $C = 0$.

$$k_x = \frac{n\pi}{a}; n = 0, 1, 2, \dots \quad (2.58)$$

$$k_z = \frac{m\pi}{b}; m = 0, 1, 2, \dots \quad (2.59)$$

Finalmente, se definen los campos del modo TM:

$$E_x(x, z) = A_{mn} \frac{-j\beta n\pi}{a(\omega^2\mu\epsilon - \beta^2)} \cos\left(\frac{n\pi}{a}x\right) \sin\left(\frac{m\pi}{b}z\right) e^{j(\omega t - \beta y)} \quad (2.60)$$

$$E_z(x, z) = A_{mn} \frac{-j\beta m\pi}{b(\omega^2\mu\epsilon - \beta^2)} \sin\left(\frac{n\pi}{a}x\right) \cos\left(\frac{m\pi}{b}z\right) e^{j(\omega t - \beta y)} \quad (2.61)$$

$$H_x(x, z) = A_{mn} \frac{j\omega\epsilon m\pi}{b(\omega^2\mu\epsilon - \beta^2)} \sin\left(\frac{n\pi}{a}x\right) \cos\left(\frac{m\pi}{b}z\right) e^{j(\omega t - \beta y)} \quad (2.62)$$

$$H_z(x, z) = A_{mn} \frac{-j\omega\epsilon n\pi}{a(\omega^2\mu\epsilon - \beta^2)} \cos\left(\frac{n\pi}{a}x\right) \sin\left(\frac{m\pi}{b}z\right) e^{j(\omega t - \beta y)} \quad (2.63)$$

Este desarrollo de las soluciones modales de un ejemplo sencillo, lleva a definir la forma de los campos de los modos TE y TM. Exponer esta teoría básica sirve de apoyo a la hora de explicar ciertos fenómenos físicos asociados a la dispersión de los modos 'leaky', los cuales tendrán una fuerte influencia en la radiación de la antena analizada.

Capítulo 3

Introducción a las ondas de fuga o 'Leaky-Waves'

En la década de los 40, el análisis modal desarrollado a principios de siglo ya permitía el control sobre el diseño de guías de onda. En concreto, es durante el proceso de diseño de una guía rectangular, en 1940, donde se conoce por primera vez la existencia de las 'Leaky-Waves' u ondas de fuga. Dicha estructura fue propuesta por William Webster Hansen, quien trabajó en una guía de onda de abierta con el fin de diseñar un sistema de aterrizaje.

June 25, 1946. W. W. HANSEN 2,402,622
RADIATING ELECTROMAGNETIC WAVE GUIDE
Filed Nov. 26, 1940 4 Sheets-Sheet 1

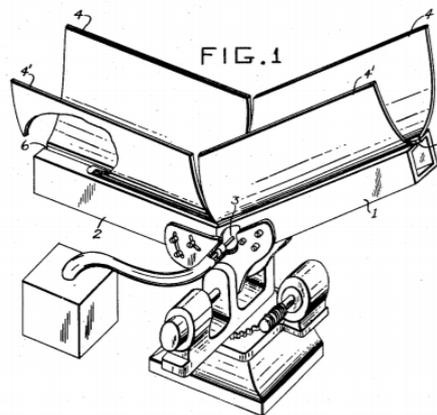


FIGURA 3.1: La primera 'Leaky-Wave Antenna' vino en forma de patente. [\[Hansen, 1940\]](#)

Gracias a este trabajo, Hansen sacó a la luz el hecho de que una guía con una apertura longitudinal uniforme puede dar lugar a un haz de radiación coherente hacia un cierto ángulo, ya que él mismo pudo reconocer que las ondas guiadas en su estructura eran 'fast-waves'. La guía de la Figura 3.1 es la primera antena 'Leaky-Wave' de la historia, sin embargo, no fue hasta la década siguiente cuando se entendió la naturaleza de los modos de fuga, y por tanto se completó la teoría que, a día de hoy, permite diseñar 'Leaky-Wave Antennas'.

En los años 50, comenzó a extenderse la investigación sobre distintos medios de transmisión más allá de la guía de onda, tales como el coaxial o la 'stripline'. Derivada de esta surge la tecnología 'microstrip', la cual no cobró protagonismo hasta los 60, debido a la preferencia sobre la 'stripline'. Este interés radicaba en la homogeneidad y simetría de la misma, ya que esto implica que el campo eléctrico quede completamente contenido en el dieléctrico, evitando la radiación en discontinuidades y la influencia del campo externo en la transmisión.

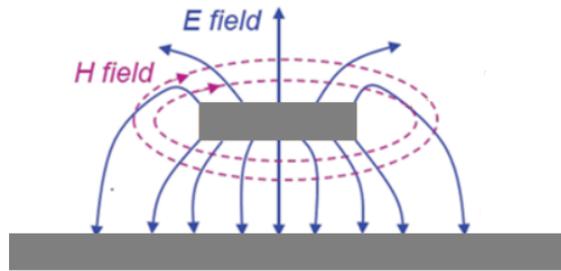


FIGURA 3.2: Modo fundamental de transmisión de una línea Microstrip.

La naturaleza abierta de la línea Microstrip, considerada a priori una desventaja, comenzó a ser explotada en la década de los 60, lo que acarreó consigo una mejora en el desarrollo teórico de los modos de superficie y las ondas de fuga. Estos avances tuvieron lugar en el Instituto Politécnico de Brooklyn, con Nathan Marcuvitz como protagonista. Los trabajos de Marcuvitz permitieron el cálculo de los valores permitidos de la constante de propagación en dichas estructuras, así como la obtención de las distribuciones de campos correspondientes [Marcuvitz and Schwinger, 1951] [Marcuvitz, 1956]. El hecho de que estas estructuras sean abiertas, provoca que las 'Leaky-Waves' vayan perdiendo amplitud a lo largo de la guía, lo que conlleva que la búsqueda de las soluciones modales del problema se de en el dominio complejo.

$$k_x = \beta_x - j\alpha_x \quad (3.1)$$

Esta solución lleva a una constante de propagación transversal con la siguiente forma:

$$k_z = \beta_z + j\alpha_z \quad (3.2)$$

Esta constante, incluida en las expresiones de los campos guiados, muestra cómo estos crecen en \hat{z} sin límite, con tendencia a infinito (La amplitud del campo guiado va ponderada por $e^{\alpha_z z}$). Este comportamiento impropio fue descrito por Marcuvitz, quien explicó que esta solución no muestra caída en la dirección perpendicular debido a que las soluciones parten de que no hay fuentes de campo en la guía.

Para obtener una descripción real de las ondas de fuga, debe considerarse que la excitación está a una distancia finita de la apertura. Así, se obtiene que estas soluciones solo están definidas en la zona cercana a la antena (debido a la asunción anterior, la zona cercana se extendía en todo el espacio). Esto permite explicar de forma cualitativa el crecimiento impropio de los modos 'leaky', ya que las contribuciones fugadas al principio de la guía, de mayor amplitud, provocan que se observe un crecimiento parcial en \hat{z} , definiendo lo que se conoce como el cono de luz (Figura 3.4). Este suceso también viene descrito en la Figura 3.3.

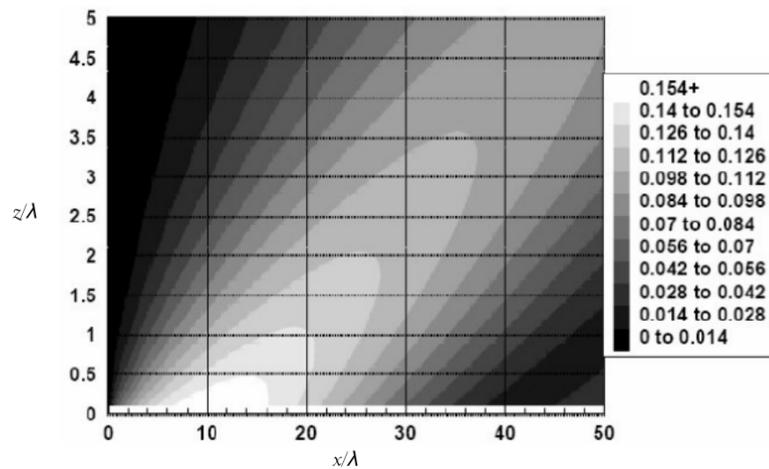


FIGURA 3.3: Iluminación en la apertura de una antena 'Leaky-Wave'. [Langston, 2002]

Que las ondas de fuga solo están definidas en el campo cercano a la antena, implica que su dispersión determine la radiación en campo lejano. El número de onda complejo de la expresión 3.1, propio de una frecuencia de excitación, define hacia qué dirección

las contribuciones fugadas viajan en fase, así como la intensidad de estas a lo largo de la guía.

En concreto, la parte imaginaria muestra cómo de rápido decae la amplitud de la onda guiada. Ahora, debido a las condiciones de contorno de este problema, la amplitud del campo viene ponderada por $e^{-\alpha_x x}$, y como consecuencia, α_x describe la iluminación en la apertura de la antena (su tasa de radiación).

Una antena 'Leaky-Wave' con alta tasa de radiación presenta una iluminación que decae muy rápido en \hat{x} . Esas pocas contribuciones de la superficie de la antena se combinan a una distancia lejana formando un patrón con un haz principal ancho. A mayor número de contribuciones en la apertura (menor α_x), más rápida será la variación angular del haz en campo lejano, obteniéndose una radiación más directiva.

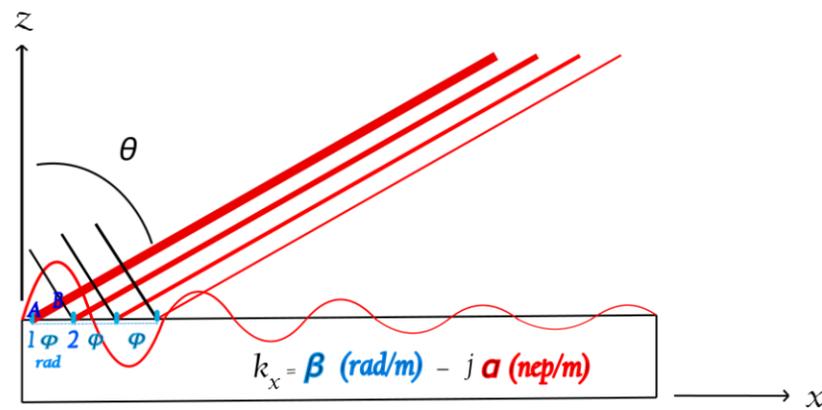


FIGURA 3.4: Ejemplo conceptual de una onda de fuga.

La parte real de 3.1 se corresponde con la constante de fase del modo 'leaky'. Cuando este se encuentra al corte $\beta_x = 0(\frac{rad}{m})$, todas las ondas fugadas oscilarían con la misma fase (comportamiento no causal), lo que se corresponde con una velocidad de fase infinita del modo. Por este motivo, radiar en torno al corte de una guía no es viable en la práctica.

Suponiendo que esto ocurriera, la suma coherente de la radiación de la antena se daría en la dirección perpendicular ('Broadside'). A mayor frecuencia, las ondas empiezan a guiarse con ángulos de incidencia mayores sobre los contornos, por lo que β_x crece, y con ella, el desfase entre contribuciones consecutivas en la apertura. Como consecuencia, las ondas de fuga viajan en fase para ángulos mayores. En el límite, a frecuencias muy altas, los campos quedan muy confinados en la guía y la dirección de máxima radiación tiende

a acercarse a $\theta = 90^\circ$ ('Endfire'). Esto se representa de forma conceptual en la Figura 3.4, donde se aprecia cómo la oscilación 1 ha de recorrer una cierta distancia extra con respecto a la 2 para viajar en fase (segmento AB). Así, dependiendo del valor de la constante de propagación, se obtendrá un haz de radiación directivo hacia un cierto ángulo. Esto es lo que se conoce como escaneo en frecuencia, y dota a las antenas 'Leaky-Wave' de la capacidad de obtener haces muy directivos en un rango angular amplio a partir de estructuras de alimentación muy sencillas.

Dado que los modos de fuga son soluciones de la guía, estos se puede descomponer de la misma forma que en la Ecuación 2.31. Por tanto, la relación entre la dirección de máxima radiación y la constante de fase es las siguiente:

$$\sin \theta = \frac{\beta_x}{k_0} \tag{3.3}$$

La propagación cada vez más confinada de estas ondas, lleva a demostrar que los modos de fuga solo aparecen cuando las ondas guiadas son 'fast-wave', con velocidad de fase mayor que la de la luz. Según la ecuación 3.3, el ángulo de radiación no está definido para $\beta_x > k_0$. En el caso límite ($\beta_x = k_0$), este es, en teoría, $\theta = 90^\circ$, lo que conlleva que ($\beta_z = 0 \frac{rad}{m}$), cumpliéndose que:

$$\lambda_g = \lambda_0 \tag{3.4}$$

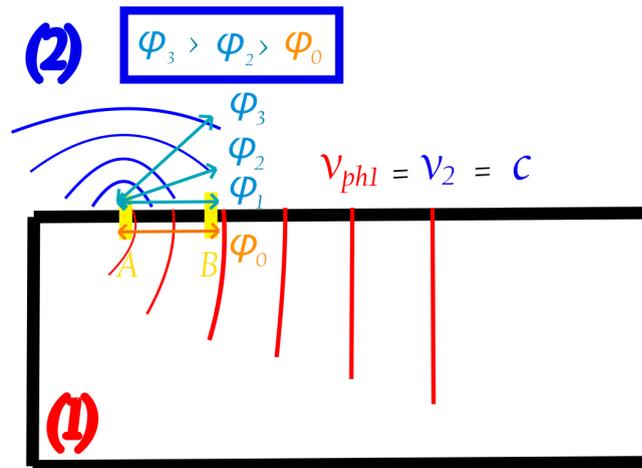


FIGURA 3.5: Ejemplo de ondas guiadas cuando $\beta_x = k_0$.

De la ecuación 3.4, se deduce que la velocidad de fase de la onda guiada es igual a la de la luz. Esto conlleva que el frente de onda rojo llegue al mismo tiempo de A a B que la contribución azul. Debido a la misma razón, y dado que las flechas correspondientes

cubren la misma distancia, se cumple que $\phi_0 = \phi_1$.

Si se observa la interferencia de las contribuciones roja y azul, se aprecia que, conforme avanzamos en \hat{z} , la superposición cada vez es menos coherente, obteniendo una amplitud evanescente para $z > 0$. Esto también ocurre para $\beta_x > k_0$, donde ahora, para la onda con un cierto periodo:

$$\lambda_g < \lambda_o \quad (3.5)$$

Y por tanto, la velocidad de fase de la onda guiada (1) es menor que en (2), lo que hace que el frente azul llegue antes a B, no dando lugar para los modos de fuga, ya que implica la caída exponencial del campo en \hat{z} . Por este motivo, las ondas guiadas con conocidas como 'slow-waves' ($v_{ph} < c$) bajo esta condición. También son llamadas ondas de superficie, ya que la propagación solo se da en la interfaz entre los medios, obteniendo campos reactivos fuera de ella. Por último, la amplitud evanescente en \hat{z} puede mostrarse a partir de la constante de propagación en la dirección transversal, como $\beta_x > k_0$:

$$\beta_z = \pm \sqrt{k_o^2 - \beta_x^2} = \pm j\beta' \quad (3.6)$$

En el caso de las 'fast-waves', el frente de onda rojo llega antes de A a B que la contribución exterior ($v_{ph} > c$), evitándose la interferencia mostrada, y dando, de esta forma, tiempo a que se forme el haz (se cumple la condición de radiación).

3.1. Ejemplo de escaneo en frecuencia de un modo 'leaky'

Las soluciones modales de una antena 'Leaky-Wave' pueden ser estudiadas mediante circuitos equivalentes [Poveda-García, 2018] [Poveda-García, 2021] [García-Vigueras, 2011]. Modelando la sección transversal de la guía, pueden estudiarse las condiciones de contorno necesarias para conseguir que el campo viaje en la dirección longitudinal, caracterizando así la dispersión de los modos de fuga.

la PRS (de espesor $d=1.5$ mm y $\epsilon_r = 4.48$), la altura de la guía de placas paralelas ha de ser ajustada a $H = 0.0317$ metros. Ahora la estructura no tiene un PEC, si no un circuito periódico de parches de un cierto tamaño con un coeficiente de reflexión variable con la frecuencia, lo que cambia la condición de contorno para obtener propagación guiada.

Por último, tomando una periodicidad de 5.75 mm y parches cuadrados de 5.5 mm, se obtiene el análisis de dispersión del modo de primer orden.

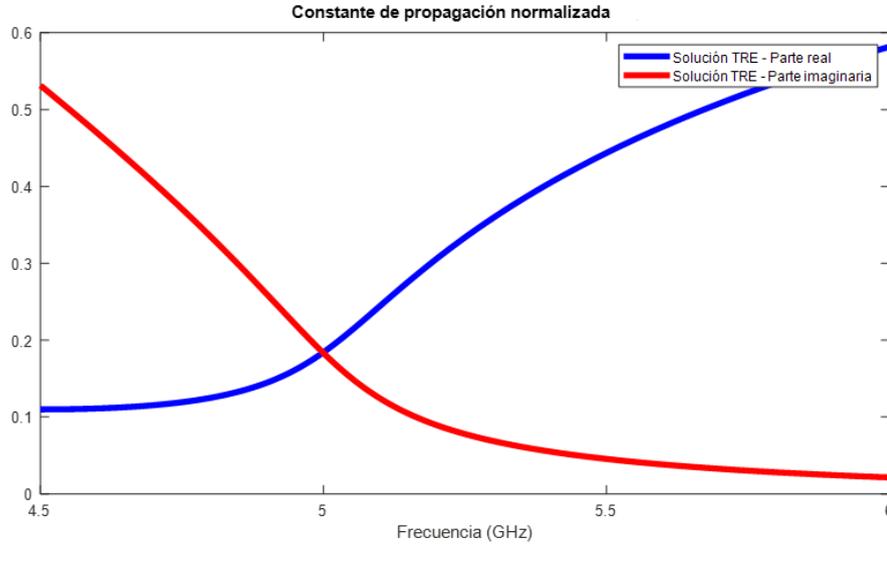


FIGURA 3.7: Análisis de dispersión del modo TE_{10} en la Guía de Placas Paralelas simulada.

En la Figura 2.4 se aprecia cómo a frecuencias por debajo del corte se obtienen campos evanescentes guiados, y a partir de ella, debido a los contornos PEC, el modo solución es puramente real (idealmente, no hay atenuación). Ahora, en la Figura 3.7, las soluciones de la TRE muestran cómo la amplitud de la onda guiada decae a un cierto ritmo a medida que esta se propaga (α_x).

También, a medida que aumenta la frecuencia, la solución de la TRE se da para una diferencia de fase progresiva mayor, lo que deriva en una dirección de máxima radiación con un θ cada vez más lejano a la perpendicular, y en una menor tasa de radiación (en el límite, $\beta_x = k_o$ y $\alpha_x = 0$). Por tanto, a partir del modo solución, se puede obtener la característica de escaneo en frecuencia de la LWA (ecuación 3.3).

Para una excitación de 5.2 GHz se obtendrá un diagrama con la mayoría de su energía radiada hacia $\theta = 18^\circ$, y para 6 GHz, el ángulo de apuntamiento será de 35.5° . Dado que los modos de fuga definen el campo lejano radiado de la antena, haciendo la transformada de Fourier a rango angular de la iluminación en la apertura, puede obtenerse el diagrama

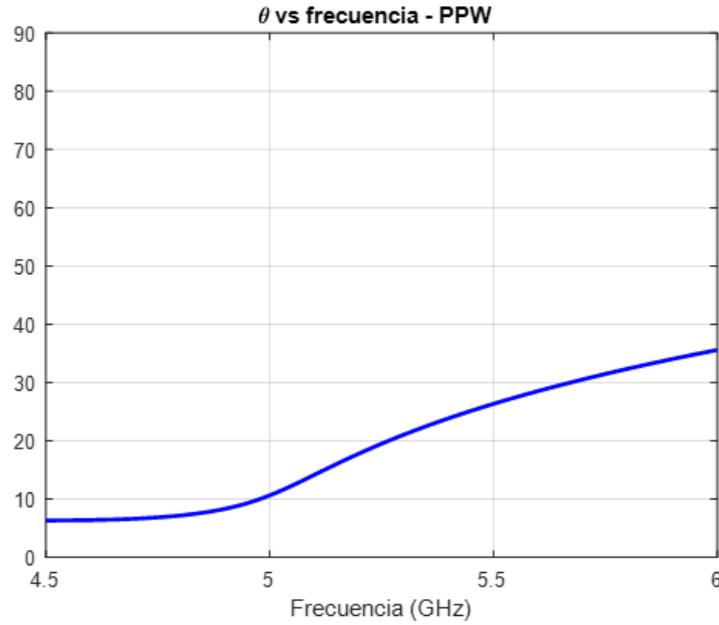


FIGURA 3.8: Dispersión de ángulo típica de una LWA.

de radiación teórico (para apertura de longitud infinita) debido a la dispersión del modo para las respectivas frecuencias.

- $f = 5.2 \text{ GHz} : k_x = 0.3066 - j0.08915$
- $f = 6 \text{ GHz} : k_x = 0.5819 - j0.0214$

Comparando las Figuras 3.9 y 3.10, se observa la propiedad de escaneo en frecuencia de las LWA, y cómo gracias a su naturaleza de guía de onda, estas permiten iluminar en grandes rangos angulares sin necesidad de redes de alimentación complejas. También muestran el hecho de que tener más contribuciones en la apertura (baja tasa de radiación), resulta en una variación más rápida del campo lejano en rango angular, y por tanto, en un menor ancho de haz.

- $f = 5.2 \text{ GHz} : \alpha_{xnorm} = 0.08915 - \Delta\theta_{-3dB} = 15.23^\circ$
- $f = 6 \text{ GHz} : \alpha_{xnorm} = 0.0214 - \Delta\theta_{-3dB} = 12.7^\circ$

Por último, se puede comprobar que las soluciones de la TEN para el rango mostrado son 'fast-waves'. Para ello, por simplicidad se asume que la fase del coeficiente de reflexión de las superficies no cambia con la frecuencia, despreciando α_x frente a β_x .

$$\angle \rho_{PRS} \simeq -\pi \quad (3.12)$$

$$\angle \rho_{short} = -\pi \quad (3.13)$$

Debido a la anterior asunción, los valores permitidos de β_z son:

$$\beta_z = \frac{n\pi}{H}; n = 0, 1, 2, \dots \quad (3.14)$$

Estudiando el límite de la velocidad de fase, se puede comprobar como estas soluciones permiten formar un haz de radiación a partir del corte, ya que solo a partir del caso límite ($\lambda_g = \lambda_0$), donde la velocidad de fase en la guía es menor, dejaría de haber ondas de fuga.

$$\lim_{f \rightarrow \infty} \frac{2\pi f}{\sqrt{\left(\frac{2\pi f}{c}\right)^2 - \left(\frac{n\pi}{H}\right)^2}} = c \quad (3.15)$$

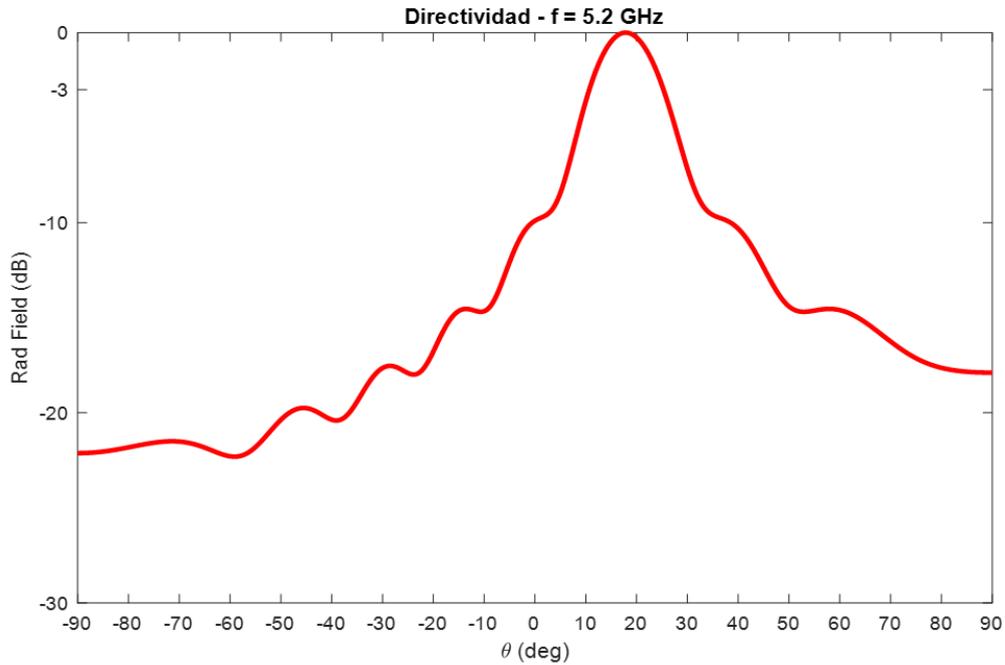


FIGURA 3.9: Diagrama de radiación del modo fundamental a 5.2 GHz.

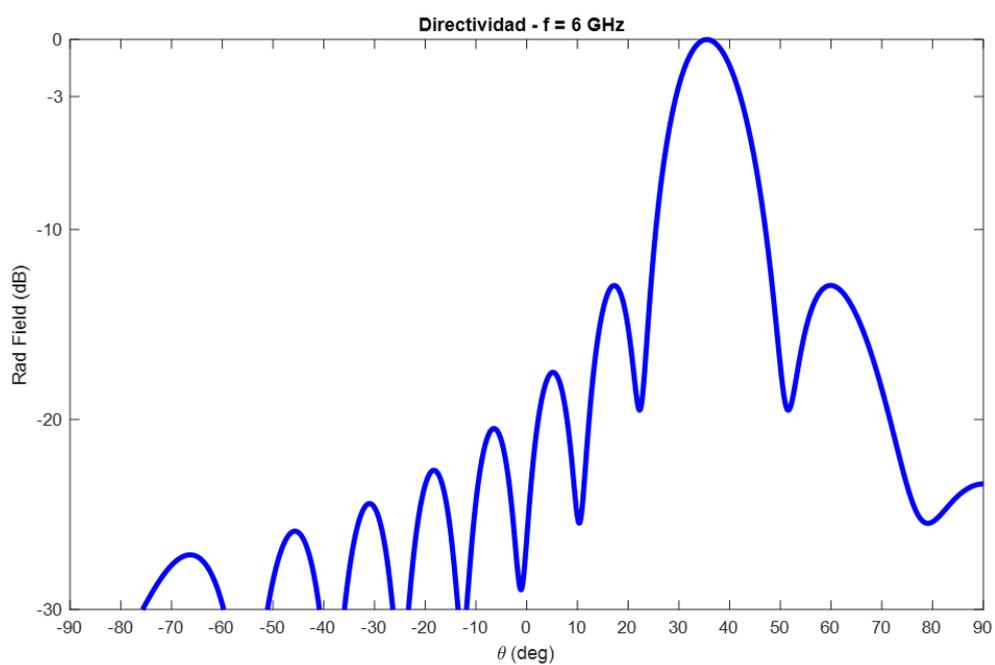


FIGURA 3.10: Diagrama de radiación del modo fundamental a 6 GHz.

Capítulo 4

Modelos analíticos para Superficies Selectivas en Frecuencia

Una Superficie Selectiva en Frecuencia es un conjunto de elementos conductores, de un cierto tamaño y distribución periódica sobre un material. Esto consigue que la propia superficie, en función del tamaño de las ondas que la iluminan, pueda actuar como un espejo o ser completamente transparente. De esta forma, la geometría de una FSS provoca una respuesta sensible a la longitud de onda y otros factores como la polarización. Bajo ciertas asunciones, dicho comportamiento puede ser modelado a través de circuitos equivalentes, lo que es aplicable al análisis de dispersión de antenas 'Leaky-Wave' como las estudiadas en este trabajo.

Este capítulo se centra en el análisis de la impedancia superficial de agrupaciones periódicas inductivas y capacitivas [Luukkonen, 2008], para lo cual se derivan expresiones que modelan la geometría de la FSS a través de elementos concentrados. Esto tiene como ventaja la eficiencia computacional del análisis, pero una serie de limitaciones que serán descritas a continuación. Las expresiones utilizadas fueron desarrolladas por M.I. Kontorovich y S.Tretyakov, quienes obtuvieron la impedancia equivalente de una agrupación de líneas infinitas de corriente iluminada por una onda plana [Tretyakov, 2003]. Estudiar la condición de contorno que presenta esta superficie a través de sus cálculos, permite comprender las limitaciones de la rutina de análisis propuesta en el Capítulo 5, así como dar explicación a los efectos que tienen estos circuitos periódicos en la dispersión de los modos de una guía.

4.1. Impedancia superficial de una agrupación periódica de líneas de corriente

Para derivar la impedancia superficial de una estructura como la mostrada en la Figura 4.1 se asume incidencia de onda plana sobre la misma, lo que permite obtener una solución analítica sencilla para las corrientes de los elementos.

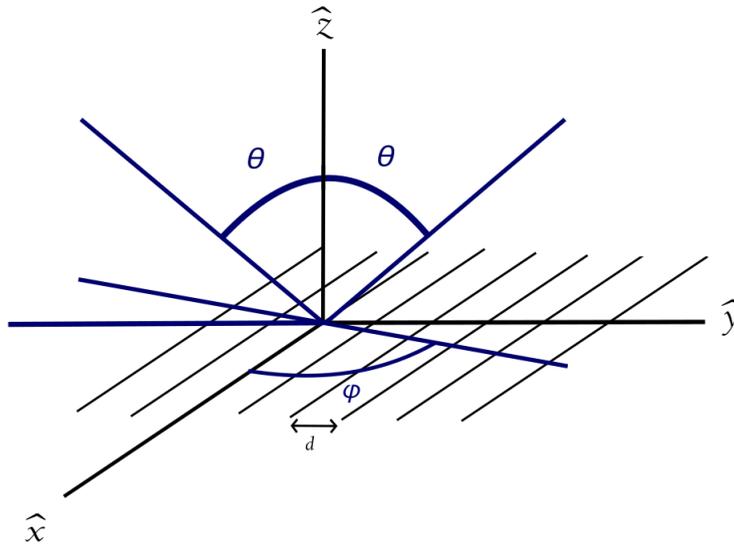


FIGURA 4.1: Agrupación infinita de líneas de corriente

En primer lugar, para trabajar con líneas ideales de corriente y no atender a la distribución interna del cable, se asume que el radio es muy pequeño en comparación con el periodo de la estructura. Así, un elemento se caracteriza por una corriente que depende de \hat{x} e \hat{y} .

$$I_n = I e^{k_x x} e^{k_y n d} \quad (4.1)$$

En la ecuación 4.1, la variable 'n' indica el elemento correspondiente de la agrupación.

Dicha expresión genérica de la corriente se debe a que la superficie está iluminada por una onda plana.

$$E_x = E_0 e^{k_x x} e^{k_y n d} \quad (4.2)$$

Según las coordenadas descritas en la Figura 4.1, las componentes del número de onda se definen como:

$$k_x = k \sin \theta \cos \phi \quad (4.3)$$

$$k_y = k \sin \theta \sin \phi \quad (4.4)$$

$$k_z = -k \cos \theta \quad (4.5)$$

El objetivo es resolver la corriente de los elementos, esto permite definir la intensidad promedio en la unidad periódica, la cual es función de las condiciones iniciales de incidencia (números de onda del problema). Dicho resultado permitirá relacionar los campos tangenciales en el plano del 'array', y por tanto, obtener la respuesta en frecuencia de la impedancia superficial, lo que llevará en las secciones 4.4 y 4.5 a caracterizar este tipo de Superficies Selectivas en Frecuencia.

Para plantear la solución, es necesaria una descripción del campo generado por los elementos. Para un hilo infinito aparece un problema con simetría cilíndrica, la cual lleva asociada un campo radiado descrito por funciones de Bessel.

$$E_{xn} = -\frac{\eta}{4k} (k^2 - k_x^2) I_n H_0^{(2)}(\sqrt{k^2 - k_x^2} \sqrt{z^2 + (nd - y)^2}) \quad (4.6)$$

Donde η es la impedancia de la onda en el vacío, $k = \omega \sqrt{\mu_0 \epsilon_0}$, y $H_0^{(2)}$ es la función de Hankel de segunda especie (orden 0).

$$H_0^{(2)}(x) = J_0(x) - jY_0(x) \quad (4.7)$$

Así, la onda cilíndrica radiada para un hilo infinito excitado por una onda plana de $f = 5$ GHz, presenta la siguiente forma en módulo y fase.

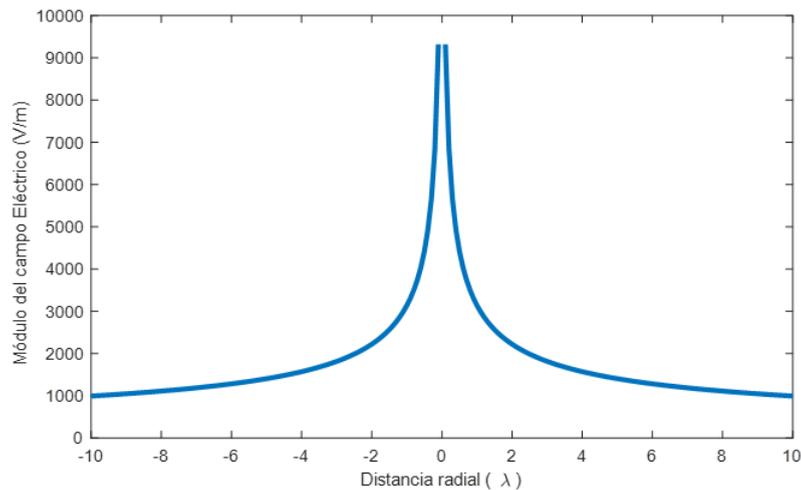
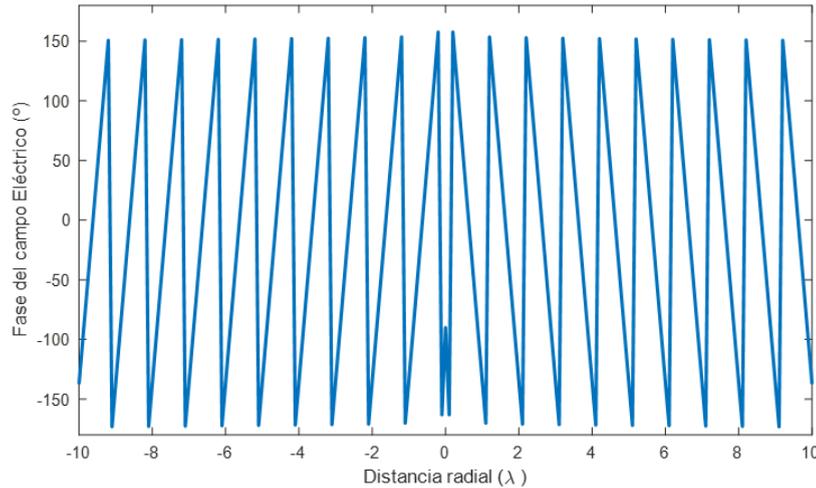


FIGURA 4.2: $|E_x(r)|$ para un hilo infinito excitado por una onda plana.


 FIGURA 4.3: $\angle E_x(r)$ para un hilo infinito excitado por una onda plana.

Debido a la periodicidad de la estructura, la solución del problema se obtiene en torno a la corriente de un elemento de referencia, $n = 0$ en este caso. Dicha corriente puede ser calculada aplicando la condición de contorno 4.8 para el campo eléctrico tangencial, que se compone de la onda plana incidente en el mismo, su onda dispersada, y las ondas cilíndricas generadas por el resto de los elementos en $(y = 0, z = 0)$.

$$E_x - \frac{\eta}{4k}(k^2 - k_x^2)I_n H_0^{(2)}(\sqrt{k^2 - k_x^2}r_0) - \frac{\eta}{2k}I \sum_{n=1}^{\infty} \cos(k_y n d) H_0^{(2)}(\sqrt{k^2 - k_x^2} n d) = ZI \quad (4.8)$$

La función de Hankel se evalúa en r_0 (radio del conductor) con el fin de obtener la impedancia superficial de la agrupación. Z es la impedancia de la línea en $\frac{\Omega}{m}$, si esta fuera igual a cero, se aprecia cómo el campo tangencial debe ser nulo en la superficie del cable.

Como se ha comentado, la corriente en el dominio transformado del espacio (en función de k_x , k_y y k_z), se obtiene a partir de la condición de contorno 4.8, para lo que debe calcularse la serie de funciones de Hankel. [Gradshteyn, 2000].

$$\frac{1}{|k_z|d} - \frac{1}{2} + \frac{j}{\pi} \left(\log \frac{d\sqrt{k^2 - k_x^2}}{4\pi} + \gamma + \frac{1}{2} \sum_{\forall n \neq 0} \frac{2\pi}{\sqrt{(2\pi n + k_y d)^2 - (k^2 - k_x^2)d^2}} - \frac{1}{|n|} \right) \quad (4.9)$$

Donde $\gamma \approx 0,5772$ es la constante de Euler.

La descomposición de las funciones de Hankel permite observar que la parte real del campo generado por el resto de elementos sobre $n = 0$ se compone de dos términos. El primero tiene que ver con la onda plana reflejada (k_z), y el segundo con la radiación de los elementos individuales. En 4.8, el segundo término de 4.9 cancela la parte real del campo radiado por el elemento de referencia 4.10, mostrándose que la potencia del campo reflejado solo se debe a la onda plana incidente si el periodo es menor que $\frac{\lambda}{2}$. Conforme d crece (para una frecuencia fija), la raíz de 4.9 va dando soluciones complejas para valores cada vez mayores de n , traduciéndose estos en términos reales del campo radiado. Dichos términos se corresponden con modos de Floquet excitados, contribuyentes al campo lejano en forma de lóbulos de difracción.

Para el segundo término de 4.8, dado que $r_0 d \ll 1$, puede emplearse una aproximación asintótica [Tretyakov, 2003].

$$H_0^{(2)}(\sqrt{k^2 - k_x^2} r_0) = 1 - j \frac{2}{\pi} (\log \frac{r_0 \sqrt{k^2 - k_x^2}}{2} + \gamma) \quad (4.10)$$

Esto permite calcular el campo total en la vecindad de la línea de referencia, llegando así a una solución analítica de I . Sustituyendo 4.9 y 4.10 en 4.8, se obtiene la corriente del elemento de referencia ($n = 0$).

$$I = \frac{2d}{\eta} \frac{\frac{|k_z|}{k}}{(1 - \frac{k_x^2}{k^2})(1 + j\alpha \frac{|k_z|}{k}) + \frac{2}{\eta} \frac{|k_z|}{k} Z d} (A) \quad (4.11)$$

La ecuación 4.11 está simplificada gracias al parámetro α ('grid parameter'), cuyo valor dicta las condiciones de dispersión del 'array', ya que viene determinado por su geometría y dimensiones físicas.

$$\alpha = \frac{kd}{\pi} (\log \frac{d}{2\pi r_0} + \frac{1}{2} \sum_{\forall n \neq 0} \frac{2\pi}{\sqrt{(2\pi n + k_y d)^2 - (k^2 - k_x^2) d^2}} - \frac{1}{|n|}) \quad (4.12)$$

4.1.1. Condición de contorno promedio para circuitos equivalentes

El problema expuesto en el Capítulo 5 requiere de una impedancia equivalente que prediga cómo se vería afectada, en módulo y fase, una onda plana incidente a la FSS en función de la frecuencia y el ángulo de incidencia. Para ello, interesa que los modos de orden superior de la agrupación estén al corte, esto permite simplificar 4.12 (el sumatorio converge muy rápido con n), ya que la influencia de estos es mínima en el campo reflejado a distancias superiores a λ .

$$\alpha = \frac{kd}{\pi} \log \frac{d}{2\pi r_0} \quad (4.13)$$

A partir del parámetro de 'grid' y la corriente del elemento de referencia, puede definirse la corriente promedio en la celda unidad periódica de la FSS.

$$J = \frac{2}{\eta} \frac{\frac{|k_z|}{k}}{\left(1 - \frac{k_x^2}{k^2}\right) \left(1 + j \left(\frac{kd}{\pi} \log \frac{d}{2\pi r_0}\right) \frac{|k_z|}{k}\right) + \frac{2}{\eta} \frac{|k_z|}{k} Z d} \left(\frac{A}{m}\right) \quad (4.14)$$

Esta solución evita atender a la distribución de corrientes total, consiguiendo relacionar los campos tangenciales en una expresión que proporciona resultados precisos a una distancia suficientemente lejana.

Para el cálculo de la impedancia equivalente, es necesario definir el campo eléctrico generado por la corriente J . Partiendo de:

$$\frac{J}{2} \hat{x} = \hat{z} \times H_y \quad (4.15)$$

Se obtiene el campo debido a la corriente promedio (en el plano de la agrupación).

$$E_x = -J \frac{\eta}{2} \frac{1 - \frac{k_x^2}{k^2}}{\cos \theta} \quad (4.16)$$

Por último, teniendo en cuenta la onda plana incidente puede definirse la impedancia superficial de la agrupación de líneas de corriente, consiguiendo un modelo sencillo que permite obtener una expresión del coeficiente de reflexión en el dominio de la frecuencia, necesaria en en análisis de dispersión.

$$E_x^{tot} = E_0 e^{k_x x} e^{k_y y} - J \frac{\eta}{2} \frac{1 - \frac{k_x^2}{k^2}}{\cos \theta} \quad (4.17)$$

$$Z_s = \frac{E_x^{tot}}{J} = Z d + j \frac{\eta}{2} \frac{kd}{\pi} \log \frac{d}{2\pi r_0} \left(1 - \frac{k_x^2}{k^2}\right) \quad (4.18)$$

Es importante destacar que para $Z = 0$ (impedancia de la línea), la ecuación es imaginaria pura. Esto es debido a que se está trabajando con $d < \frac{\lambda}{2}$, evitando lóbulos de difracción, haciendo así que toda la potencia incidente sea transportada por la onda reflejada.

$$Z_s = j \frac{\eta}{2} \frac{kd}{\pi} \log \frac{d}{2\pi r_0} \left(1 - \frac{k_x^2}{k^2}\right) \quad (4.19)$$

4.2. Impedancia superficial de agrupación capacitiva

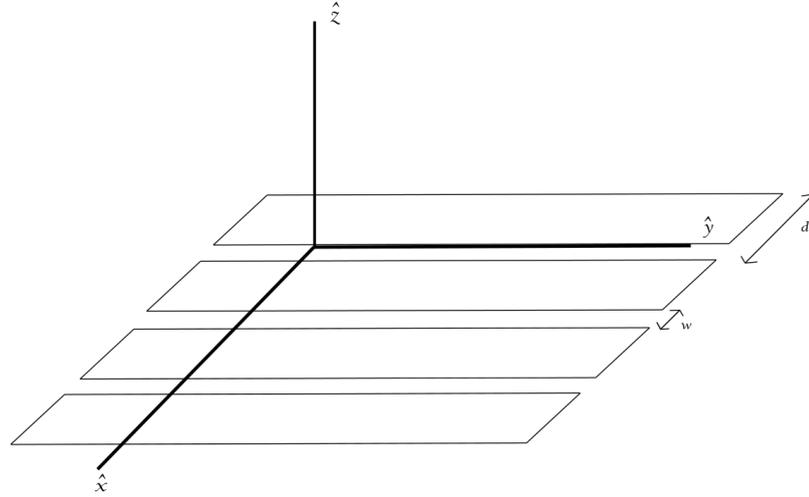


FIGURA 4.4: Agrupación de 'slots' capacitivos.

Una de las ventajas de esta formulación desarrollada en [Luukkonen, 2008] tiene que ver con la caracterización del parámetro α ('grid parameter'), que consigue que la solución 4.19 sea genérica y válida para diferentes tipos de geometría sencillos. Por ello, si el 'array' de la Figura 4.1 estuviera formado por tiras metálicas, la impedancia superficial tendría la misma forma, pero con diferente parámetro de 'grid':

$$\alpha_{strip} = \frac{kd}{\pi} \log \frac{1}{\sin \frac{w\pi}{2d}} \quad (4.20)$$

$$Z_{s(strip)} = j \frac{\eta}{2} \frac{kd}{\pi} \log \frac{1}{\sin \frac{w\pi}{2d}} \left(1 - \frac{k_x^2}{k^2}\right) \quad (4.21)$$

Donde w , es la anchura de la tira.

A partir de este resultado es posible obtener la expresión de la impedancia equivalente del circuito periódico complementario al de la Figura 4.1. Mediante el principio de Babinet:

$$Z_s^{TM} Z_{s'}^{TE} = \frac{\eta^2}{4} \quad (4.22)$$

La incidencia TM se da para $\phi = 0$ en el caso inductivo (Figura 4.1). Mediante 4.3 y 4.21, la impedancia del 'grid' capacitivo queda como:

$$Z_{s(patch)} = -j \frac{\eta}{2 \frac{kd}{\pi} \log \frac{1}{\sin \frac{w\pi}{2d}}} \frac{1}{1 - \sin^2 \theta} \quad (4.23)$$

4.3. Extensión a agrupaciones bidimensionales

La ecuación 4.24 es la expresión genérica de la impedancia superficial. Para llegar a esta, es necesario expresar los campos en el dominio del espacio ($k_x^2 \rightarrow -\frac{\partial^2}{\partial x^2}$) en 4.19. Definir de esta forma la impedancia es muy útil, ya que permite establecer condiciones de incidencia TE o TM simplemente ajustando $\nabla \cdot \vec{J}$.

$$E_x = j \frac{\eta}{2} \alpha (J_x - \frac{1}{k^2} \frac{\partial}{\partial x} (\nabla \cdot \vec{J})) \quad (4.24)$$

Donde J es la densidad de corriente en la celda unidad.

Para modelar la FPA es necesario extender esta expresión a superficies situadas sobre un medio dieléctrico. Las ecuaciones 4.27 y 4.29 son una aproximación para la condición de contorno promedio, con las tiras situadas sobre el sustrato como un circuito de dieléctrico inhomogéneo. Además, la densidad de corriente ahora está ponderada por las dimensiones de la celda ($a \times b$).

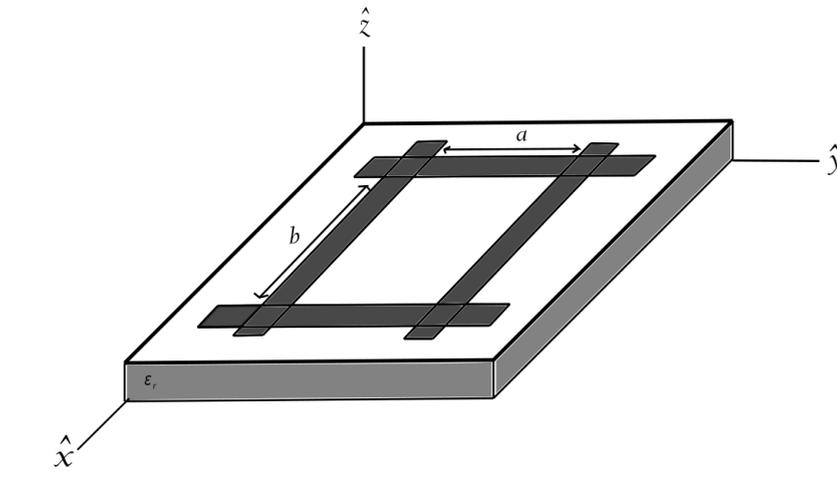


FIGURA 4.5: 'Grid' inductivo periódico 2D.

$$\epsilon_{eff} = \frac{1 + \epsilon_r}{2} \quad (4.25)$$

$$E_x = j \frac{\eta_{eff}}{2} \alpha_x (J_x - \frac{\frac{b}{a}}{k_{eff}^2 (1 + \frac{b}{a})} \frac{\partial}{\partial x} (\nabla \cdot \vec{J})) \quad (4.26)$$

$$\alpha_x = \frac{k_{eff}a}{\pi} \log \frac{1}{\sin \frac{w\pi}{2a}} \quad (4.27)$$

$$E_y = j \frac{\eta_{eff}}{2} \alpha_y \left(J_y - \frac{\frac{a}{b}}{k_{eff}^2 \left(1 + \frac{a}{b}\right)} \frac{\partial}{\partial y} (\nabla \cdot \vec{J}) \right) \quad (4.28)$$

$$\alpha_y = \frac{k_{eff}b}{\pi} \log \frac{1}{\sin \frac{w\pi}{2b}} \quad (4.29)$$

4.3.1. Impedancias superficiales TE y TM

La antena Fabry-Perot de este trabajo se compone de 'grids' de parches cuadrados en sus contornos. Esto tiene como ventaja el control sencillo sobre la constante de atenuación de los modos de fuga [Martínez-Ros, 2011], pero también algunos inconvenientes en términos de directividad con respecto a los inductivos [Blanco, 2015]. En el capítulo 5, se descompondrá el análisis de dispersión de la FPA en dos guías de placas paralelas unidireccionales (orientadas según \hat{x} e \hat{y}). Dado que en este problema la alimentación se corresponde con un campo eléctrico polarizado según \hat{y} , las ondas guiadas en las secciones principales de la antena presentarán incidencia TE y TM, por lo que, a partir de la formulación desarrollada por [Tretyakov, 2003] es sencillo modelar las Redes Transversales Equivalentes para los planos principales.

En primer lugar, asumiendo que el plano de incidencia de la onda es el YZ , la condición de contorno para el modo TE queda como:

$$E_x = j \frac{\eta_{eff}}{2} \alpha_x J_x \quad (4.30)$$

En este caso ($\phi = 90$), la densidad de corriente no varía en \hat{x} , y la impedancia no depende de θ debido a la polarización del campo y la simetría del cable.

Para el modo TM incidiendo en YZ :

$$E_y = j \frac{\eta_{eff}}{2} \alpha_y \left(J_y - \frac{1}{k_{eff}^2} \frac{\frac{a}{b}}{1 + \frac{a}{b}} \frac{\partial^2}{\partial y^2} J_y \right) \quad (4.31)$$

Ahora, debido a la polarización, $J_x = 0$ y J_y sí varía con \hat{y} , lo que conlleva que la impedancia superficial dependa del ángulo de incidencia.

$$E_y = j \frac{\eta_{eff}}{2} \alpha_y \left(J_y + \frac{k_y^2}{k_{eff}^2} \frac{\frac{a}{b}}{1 + \frac{a}{b}} J_y \right) \quad (4.32)$$

Finalmente, se definen las impedancias TE y TM del 'grid' inductivo.

$$Z_{s(TE)}^i = \frac{E_x}{J_x} = j \frac{\eta_{eff}}{2} \alpha_x \quad (4.33)$$

$$Z_{s(TM)}^i = \frac{E_y}{J_y} = j \frac{\eta_{eff}}{2} \alpha_y \left(1 + \frac{k_0^2 \sin^2 \theta}{k_{eff}^2} \frac{\frac{a}{b}}{1 + \frac{a}{b}} \right) \quad (4.34)$$

Para obtener las impedancias equivalentes del 'array' de parches, se aplica el principio de Babinet (4.22), donde ahora el plano de incidencia para estas expresiones es XZ .

$$Z_{s(TE)}^c = -j \frac{\eta_{eff}}{2\alpha_y} \frac{1}{1 + \frac{k_0^2 \sin^2 \theta}{k_{eff}^2} \frac{\frac{a}{b}}{1 + \frac{a}{b}}} \quad (4.35)$$

$$Z_{s(TM)}^c = -j \frac{\eta_{eff}}{2\alpha_x} \quad (4.36)$$

4.4. Superficie Parcialmente Reflectante

En función de la longitud de onda incidente las Superficies Selectivas en Frecuencia pueden actuar como conductores perfectos o ser parcialmente reflectantes, generando zonas de sombra tras ellas. Las expresiones desarrolladas permiten definir un circuito equivalente para una FSS formada por parches rectangulares. Gracias a esto es posible realizar un estudio del coeficiente de reflexión, donde los números de onda del problema son conocidos, viendo así a qué frecuencias este tipo de superficies actúan como PRS.

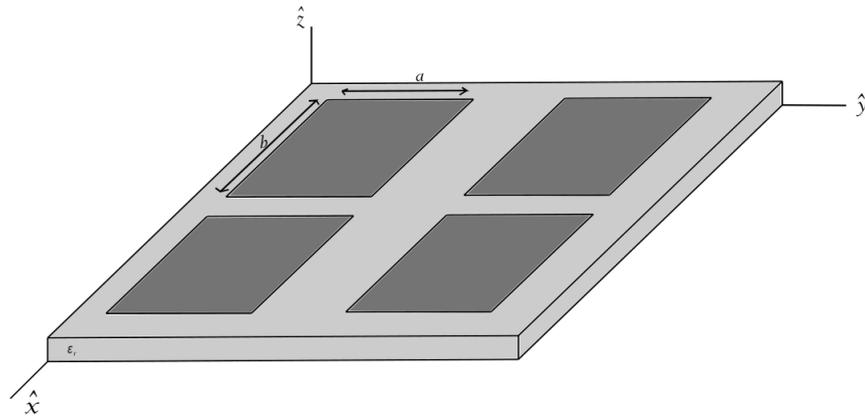


FIGURA 4.6: Superficie Parcialmente Reflectante basada en 'grid' capacitivo.

Como ejemplo, se validan estas expresiones con la Figura 4 de [Luukkonen, 2008], donde se analiza el módulo del coeficiente de reflexión para una PRS de parches cuadrados con las siguientes dimensiones:

$$a = b = \frac{\lambda}{10} \quad (4.37)$$

$$w = \frac{a}{10} \quad (4.38)$$

La geometría descrita por estas dimensiones consigue que se trabaje dentro de la validez del modelo, ya que los modos de Floquet de orden superior de la FSS están al corte. En cuanto a la PRS ejemplo, esta no está situada sobre ningún material ($\epsilon_r = 1$), y la frecuencia del análisis es fija, centrándose este en la reflexión en función del ángulo de incidencia de la onda plana.

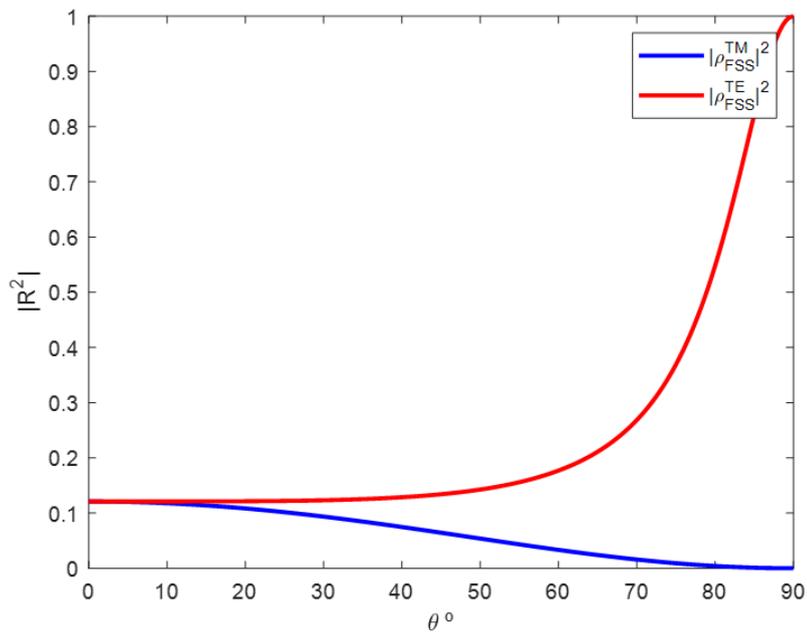


FIGURA 4.7: Estudio de la transparencia de una PRS capacitiva en función del ángulo de incidencia.

Si se observa la Figura 4.7, se aprecia que para polarización TE la superficie pierde transparencia conforme la incidencia es más oblicua, ya que la zona de sombra provocada por el 'grid' crece. En cuanto a la incidencia TM, la figura refleja la transparencia de los parches debido a la orientación del campo eléctrico. Esto es muy influyente en el análisis de dispersión 2D, ya que el modo de fuga cilíndrico se ve afectado de diferente manera en los planos principales de la antena, con la consecuente repercusión en la radiación de la misma.

4.4.1. Análisis espectral de 'grid' capacitivo

Fijando el ángulo de incidencia es posible estudiar el comportamiento en frecuencia de la FSS, caracterizando la transparencia de la superficie en un rango de 0 a 20 GHz. Esta representación del coeficiente de reflexión sirve para validar el rango de utilidad de las ecuaciones, mostrando que su región de validez obedece las suposiciones tomadas en el epígrafe 4.1.

En primer lugar, se simula el caso de incidencia normal, en el que la FSS responde igual para ambas polarizaciones.

- $a = b = 18$ mm
- Periodo = 20 mm
- $w = 2$ mm
- $\epsilon_r = 1$

La simulación 'Full-Wave' muestra cómo la FSS es totalmente reflectante a una frecuencia, actuando como conductor perfecto (PEC). Esto ocurre cuando los elementos de la agrupación entran en resonancia, provocando que la interferencia entre la iluminación y el modo excitado sea destructiva al otro lado del plano. Dicho comportamiento no está considerado en el modelo de elementos concentrados equivalentes, válido a bajas frecuencias (sección 4.1), donde además, los elementos son conductores ideales.

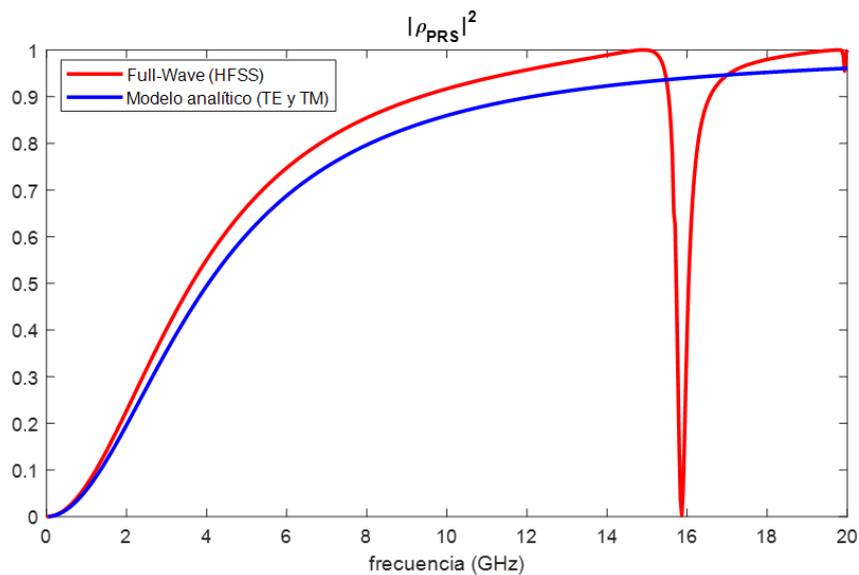
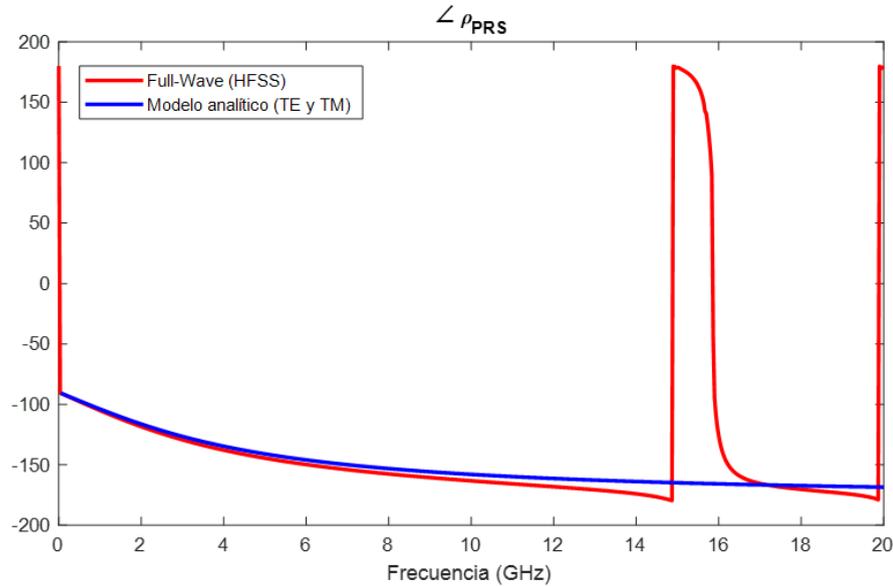


FIGURA 4.8: Comportamiento en frecuencia de $|\rho_{PRS}|^2$ para $\theta = 0^\circ$


 FIGURA 4.9: Comportamiento en frecuencia de $\angle \rho_{PRS}$ para $\theta = 0^\circ$

A continuación, se representan las incidencias de $\theta = 45^\circ$, y $\theta = 80^\circ$. En ellas se aprecia cómo la resonancia de los parches se da para una frecuencia menor que en el caso de incidencia normal. Incidir con un cierto ángulo conlleva que crezca el número de onda en la dirección de propagación (\hat{x}), la consecuencia de esto es que la resonancia del circuito periódico (que se extiende en esta dimensión), se da para una frecuencia menor, lo que se corresponde con los resultados obtenidos en las Figuras 4.10-4.13.

Tomando el caso límite, $\theta = 90^\circ$ y $k_x = k$. Teniendo esto en cuenta, en las Figuras 4.12 y 4.13 puede comprobarse que para $\theta = 80^\circ$ la PRS se comporta como un PEC en torno a 7.7 GHz. Como $L_{PRS} = 18$ mm y los frentes de onda varían según la dirección en la que se extienden los parches, el comportamiento de PEC ocurre para $L_{PRS} \approx \frac{\lambda}{2}$. Visto desde el punto de vista inverso, cuanto menor es la variación en esta coordenada (menor ángulo de incidencia), más frecuencia se necesita para conseguir el comportamiento resonante del circuito periódico, tal y como contrasta el caso de incidencia normal (Figuras 4.8 y 4.9).

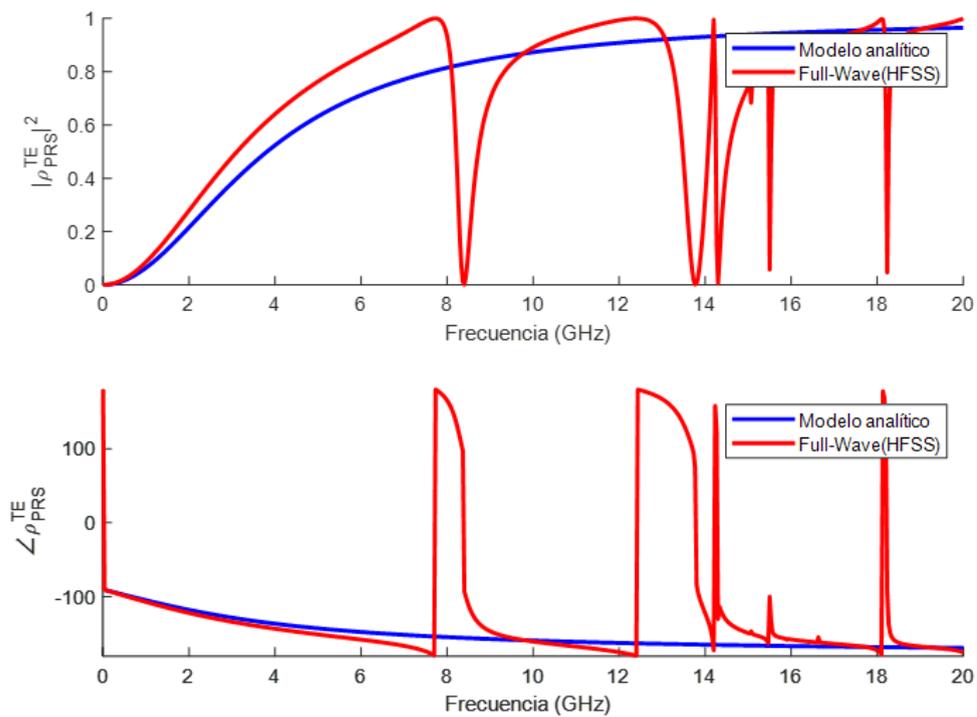


FIGURA 4.10: Módulo y fase de ρ_{PRS}^{TE} para $\theta = 45^\circ$

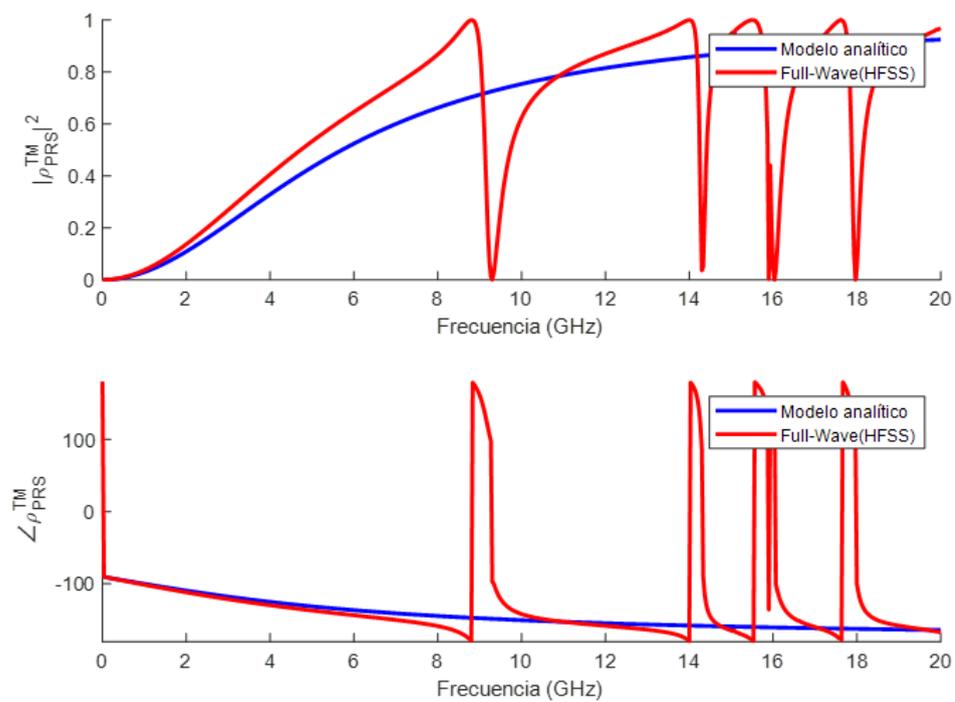


FIGURA 4.11: Módulo y fase de ρ_{PRS}^{TM} para $\theta = 45^\circ$

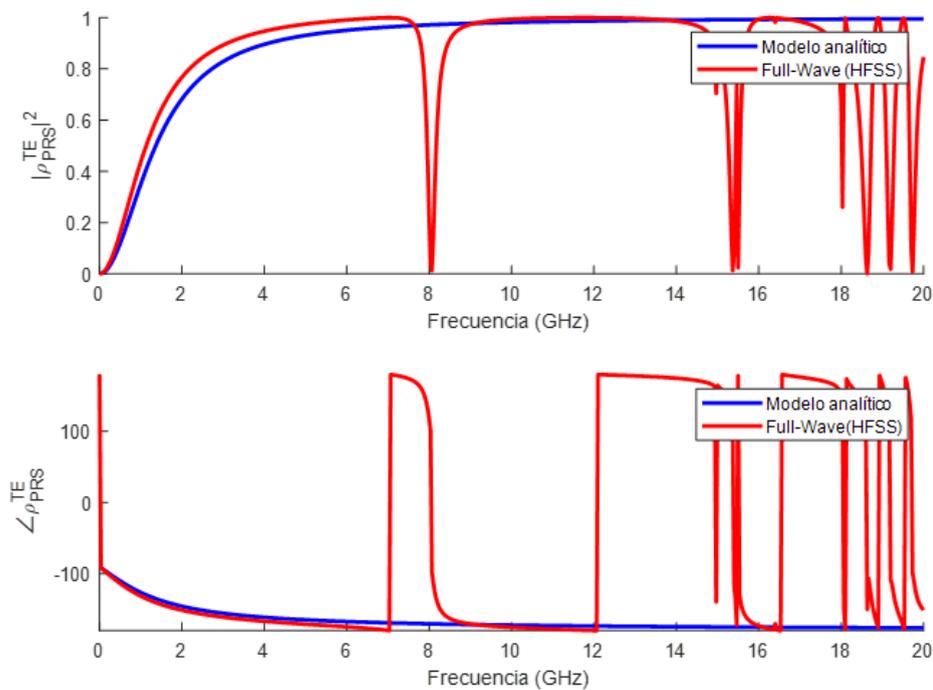


FIGURA 4.12: Módulo y fase de ρ_{PRS}^{TE} para $\theta = 80^\circ$

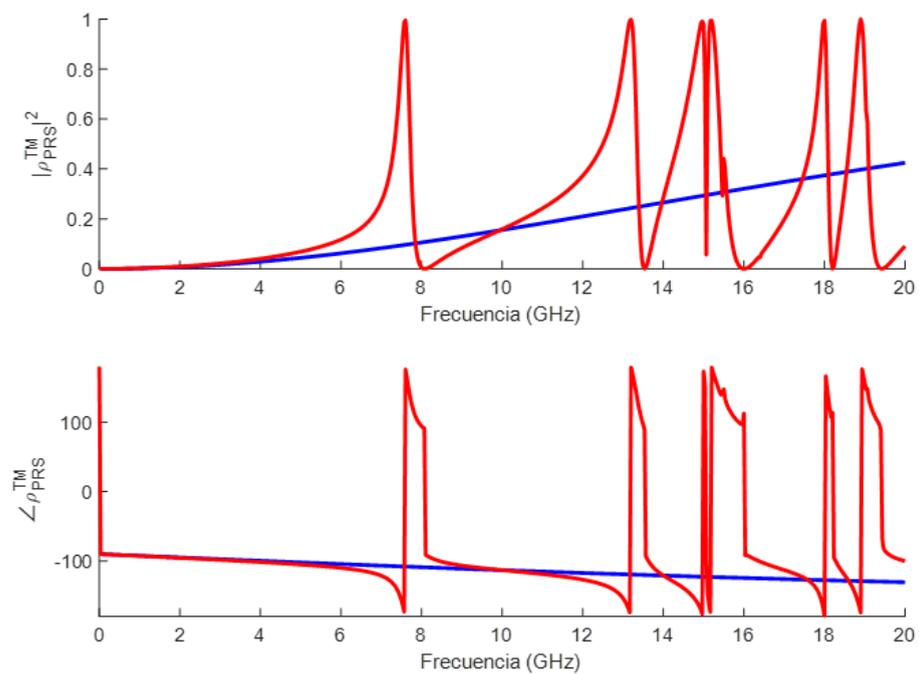


FIGURA 4.13: Módulo y fase de ρ_{PRS}^{TM} para $\theta = 80^\circ$

Dado que se ha despreciado la influencia del resto de elementos en la condición de contorno promedio, las resonancias del circuito periódico (comportamiento PEC) no pueden ser predichas, haciendo que la expresión simulada sea válida para las frecuencias en las que el 'grid' es eléctricamente denso y la onda plana incidente no se ve dispersada. Identificar esta región para unas ciertas dimensiones es muy importante en este trabajo, ya que como se representa en el siguiente epígrafe, permite conocer la validez del circuito equivalente utilizado para la Superficie de Alta Impedancia. Además, definir este comportamiento parcialmente reflectante en función de los principales parámetros del problema es útil de cara a estudiar el efecto de la PRS en la radiación de la antena Fabry-Perot.

4.5. Superficie de Alta Impedancia

Las Superficies Selectivas en Frecuencia pueden emplearse en diversos rangos del espectro radioeléctrico, desde las microondas hasta la óptica. Un tipo de FSS son las estructuras conocidas como cristales fotónicos, que debido a la distribución energética de sus elementos característicos, tratan de diferente manera a los fotones incidentes, con su correspondiente energía. Así, de la misma forma que se ha mostrado en la sección 4.4.1, en función del tamaño de las ondas que iluminan los cristales fotónicos, estos presentan una determinada característica de reflexión y absorción. Un ejemplo se encuentra en el ópalo, cuya estructura a nivel microscópico consigue diferentes longitudes de onda ópticas dispersadas a lo largo de su superficie, siendo apreciado por la vista humana como un cambio de color gradual.



FIGURA 4.14: Este mineraloide es un ejemplo de Superficie Selectiva en Frecuencia presente en la naturaleza.

Debido a su fuerte selectividad espectral, los cristales fotónicos son utilizados en múltiples aplicaciones, desde amplificadores ópticos, con el fin de bombear a una cierta longitud de onda deseada, hasta sistemas de interferometría. Otra línea interesante tiene que ver con la aparición de ondas de superficie a frecuencias donde la propagación en este tipo de materiales no está permitida. Esta investigación fue realizada por Dan Sievenpiper en la Escuela de Ingeniería Eléctrica de la Universidad de California (Los Ángeles), quien trabajó en el control de la propagación de ondas de superficie en cristales fotónicos, explicando que de forma independiente a la composición interior del material y sus bandas permitidas, la aparición venía principalmente determinada por las capas exteriores del bloque dieléctrico y su geometría corrugada.

Con motivo de corroborar su hipótesis, tomó la capa superior de uno de sus materiales de forma aislada, colocándola sobre un plano metálico. Para su sorpresa, mediante este experimento encontró que había frecuencias en las que la radiación incidente era reflejada en fase (y en su totalidad), consiguiendo un campo eléctrico tangencial muy alto, y prácticamente ausencia de corriente en la superficie. Por este motivo bautizó dicha estructura como Superficie de Alta Impedancia (HIS), y se propuso su aplicación para antenas de alta directividad y bajo perfil, donde la excitación puede ser colocada extremadamente cerca de la HIS, ya que esto resulta en interferencia constructiva en campo lejano (esta puede ser reemplazada por corrientes imagen que oscilan en fase). [Sievenpiper, 1999].

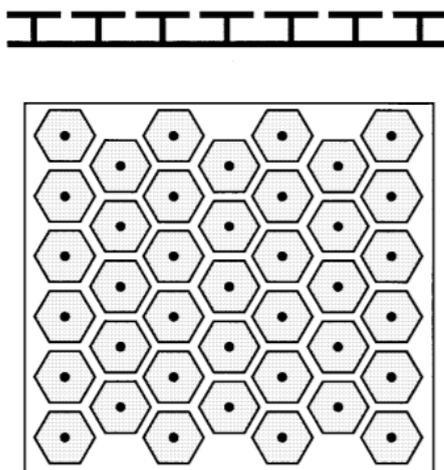


FIGURA 4.15: Topología de la primera Superficie de Alta Impedancia. [Sievenpiper, 1999]

El desarrollo de la sección 4.1 facilita el análisis de la HIS mediante un circuito equivalente formado por elementos concentrados (capacitancias e inductancias), correspondientes al acoplo entre elementos y la línea acabada en cortocircuito asociada al plano de masa.

Por tanto, gracias a las ecuaciones derivadas, puede estudiarse la relación de los campos tangenciales en la superficie, explicándose cómo a ciertas frecuencias el campo eléctrico es reflejado en fase, bloqueando así el movimiento de cargas en el circuito periódico. Por este motivo se dice que este tipo de FSS actúa como un Conductor Artificial Magnético bajo estas condiciones [Sievenpiper, 1999][García-Vigueras, 2011]. Los resultados obtenidos se corresponden con el modelo de líneas de transmisión de la Figura 4.16, compuesto por las expresiones estudiadas en este capítulo [Tretyakov, 2003].

4.5.1. Análisis de incidencia de onda plana en Superficie de Alta Impedancia

Para mostrar las condiciones en las que esta topología presenta una alta impedancia, se asume que la onda incidente es TE en este ejemplo.

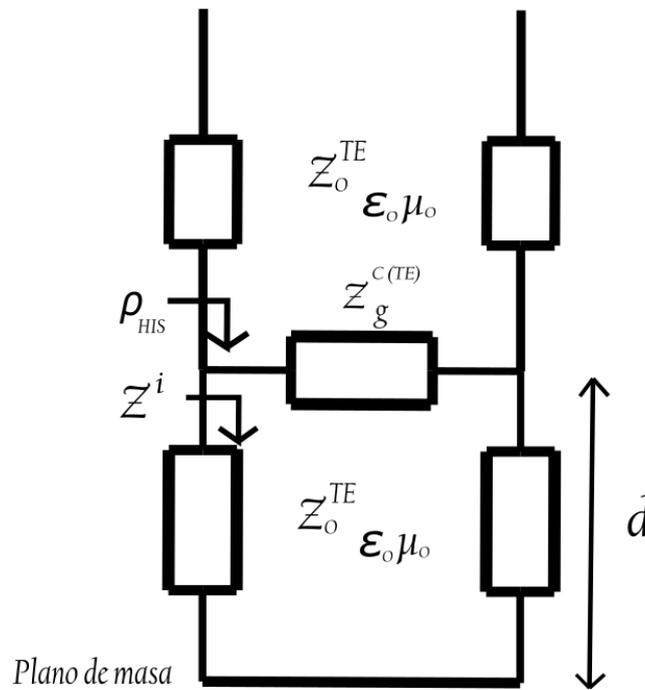


FIGURA 4.16: Circuito equivalente de una Superficie de Alta Impedancia.

El comportamiento de AMC vendrá descrito por un coeficiente de reflexión de fase 0 en la superficie. Por tanto, atendiendo a su definición:

$$\rho_{HIS} = \frac{Z_{HIS} - Z_0^{TE}}{Z_{HIS} + Z_0^{TE}} \quad (4.39)$$

$$Z_0^{TE} = \frac{\eta_0}{\cos \theta} \quad (4.40)$$

Donde η_0 es la impedancia característica del vacío. Por simplicidad, se asume incidencia normal y un periodo de la agrupación de parches cuadrados $D = \frac{\lambda}{4}$.

Para obtener 4.39 es necesario calcular la impedancia de la HIS. En concreto, su admittancia es resultante de la asociación en paralelo del 'grid' capacitivo y la línea acabada en cortocircuito.

$$Y_{HIS} = \frac{1}{Z_{HIS}} = Y_g^{c(TE)} + Y^i \quad (4.41)$$

Calculando los números de onda del problema para $\theta = 0^\circ$, se obtienen las impedancias de modelo equivalente:

$$Z_g^{c(TE)} = -j \frac{\eta_0}{2\alpha} \frac{1}{1 + \frac{\sin^2 \theta^2}{2}} \quad (4.42)$$

$$Z^i = j Z_0^{TE} \tan \beta_z d \quad (4.43)$$

$$Y_g^{c(TE)} = j \frac{2\alpha}{\eta_0} \left(1 + \frac{\sin^2 \theta^2}{2}\right) \quad (4.44)$$

$$Y^i = -j \frac{1}{Z_0^{TE}} \frac{1}{\tan \beta_z d} \quad (4.45)$$

$$\beta_z = \frac{2\pi}{\lambda} \cos \theta \quad (4.46)$$

Donde α es el parámetro de la agrupación, el cual se simplifica debido a la periodicidad elegida.

$$\alpha = \frac{1}{2} \log \frac{1}{\sin \frac{w\pi}{2D}} \quad (4.47)$$

De esta forma, la impedancia superficial de la HIS queda como:

$$Y_{HIS} = j \left(\frac{2\alpha}{\eta_0} \left(1 + \frac{\sin^2 \theta^2}{2}\right) - \frac{1}{Z_0^{TE}} \frac{1}{\tan \beta_z d} \right) \quad (4.48)$$

$$Z_{HIS} = -j \left(\frac{1}{\frac{2\alpha}{\eta_0} \left(1 + \frac{\sin^2 \theta^2}{2}\right) - \frac{1}{Z_0^{TE}} \frac{1}{\tan \beta_z d}} \right) \quad (4.49)$$

Para que la superficie presente una alta impedancia, debe cumplirse que:

$$|Z_{HIS}| \implies \infty \quad (4.50)$$

La expresión 4.48 tiene la forma típica de circuito LC, donde la resonancia paralelo ocurre cuando las susceptancias de la bobina y el condensador son iguales.

$$\frac{2\alpha}{\eta_0} \left(1 + \frac{\sin^2 \theta^2}{2}\right) = \frac{1}{Z_0^{TE}} \frac{1}{\tan \beta_z d} \quad (4.51)$$

$$Z_0^{TE} \tan \beta_z d = \frac{\eta_0}{2\alpha} \frac{1}{1 + \frac{\sin^2 \theta^2}{2}} \quad (4.52)$$

Lo que se corresponde con la reflexión en fase de la onda de tensión incidente en el modelo de líneas de transmisión. Fijando ahora la frecuencia a $f = 5$ (GHz), para la periodicidad comentada de $D = \frac{\lambda}{4}$ y un espacio entre parches $w \ll \lambda$ se pueden obtener los valores de d (altura de la cavidad) que cumplen esta condición.

$$d = \frac{\lambda}{2\pi} \left(\arctan \frac{1}{\alpha} + n\pi\right); n = 0, 1, 2... \quad (4.53)$$

La expresión 4.53 revela que para la frecuencia fijada existe un conjunto discreto de longitudes que consiguen bloquear la corriente superficial. Tomando la primera solución ($d = 4,72$ mm), el comportamiento de AMC puede ser explicado de forma sencilla.

$$\Phi_{incidente} - \Phi_{reflejada} = 0 \quad (4.54)$$

$\Phi_{reflejada}$ se define en función de Φ_τ , la fase del coeficiente de transmisión del 'array', y $\Phi_{GND} = \pi$.

Para la frecuencia y las dimensiones propuestas:

$$2\Phi_\tau = -4,1304 \quad (4.55)$$

$$2\beta_z d = 0,9888 \quad (4.56)$$

$$2\Phi_\tau + 2\beta_z d + \Phi_{GND} = 0 \quad (4.57)$$

4.5.2. Análisis espectral de la Superficie de Alta Impedancia

En este epígrafe se valida el modelo de líneas de transmisión para Superficies de Alta Impedancia basadas en 'grids' capacitivos (Figura 4.16). El estudio realizado permite contrastar el coeficiente de reflexión obtenido de forma analítica con la simulación la estructura periódica en HFSS mediante puertos de Floquet, con la que es posible simular la incidencia oblicua a través del desfase entre elementos.

En primer lugar, es conveniente analizar el cómo afecta el ángulo de incidencia al comportamiento de la HIS como pared magnética [Luukkonen, 2008]. Para ello, se va a realizar un estudio de incidencia oblicua para polarización TE y TM con las dimensiones de la estructura propuesta en mencionado trabajo.

- $a = b = 1.8 \text{ mm}$
- Periodo = 2 mm
- $w = 0.2 \text{ mm}$
- $d = 1 \text{ mm}$
- $\epsilon_r = 10.2$

4.5.2.1. Incidencia TE y ancho de banda de resonancia

En la Figura 4.17 se representa la fase del coeficiente de reflexión de la HIS para diferentes ángulos de incidencia. El modelo circuital predice que a mayor ángulo de incidencia, la FSS se comporta como un AMC a una frecuencia mayor. Esto se debe a que las ondas transmitidas varían de forma más lenta en el espacio formado entre el 'grid' y el plano de masa (dirección \hat{z}) para ángulos elevados, necesitándose así una frecuencia mayor para conseguir que el campo sea reflejado en fase. Este comportamiento viene modelado por expresión de la constante de fase del circuito equivalente.

$$\beta_z = k_0 \cos \theta \quad (4.58)$$

Además, el comportamiento del AMC es más selectivo conforme θ aumenta. En concreto, al rango en el que la HIS es muy sensible a las variaciones frecuenciales se le denomina ancho de banda de resonancia. En la Figura 4.17 puede comprobarse que este es muy pequeño para incidencias oblicuas.

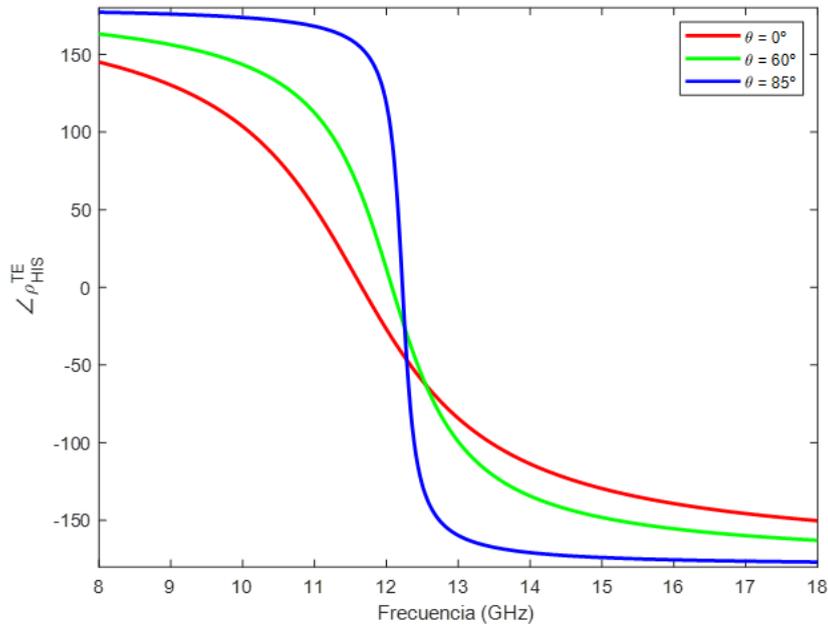


FIGURA 4.17: Efecto del ángulo de incidencia en la HIS para incidencia TE.

Para explicar esto es necesario recurrir al análisis espectral de la PRS sola y el efecto del ángulo de incidencia en este (Sección 4.4.1). Conforme θ crece, la PRS es cada vez menos transparente, el comportamiento resonante del circuito periódico se acerca a bajas frecuencias (el tamaño efectivo de los parches en la dirección longitudinal aumenta), la zona de sombra es cada vez mayor y la FSS tiene un comportamiento muy próximo en módulo y fase a un PEC, tal y como se contrasta en la Figura 4.18.

Esta baja transparencia, que se debe a tener un campo incidente tangencial a la superficie, es culpable de que el ancho de banda de resonancia disminuya con θ :

$$\rho_{HIS} = \frac{O.Reflejada(HIS)}{O.Incidente(HIS)} = \frac{V^- e^{+j\beta_z z_{HIS}}}{V^+ e^{+j\beta_z z_{HIS}}} = \frac{Z_{HIS} - \frac{\eta_0}{\cos \theta}}{Z_{HIS} + \frac{\eta_0}{\cos \theta}} \quad (4.59)$$

Este es la relación entre las ondas de tensión reflejada e incidente. Debido al comportamiento poco transparente de la PRS, la onda reflejada en la interfaz (O.Reflejada (HIS)) está fuertemente influida por la agrupación de parches, que contribuye de una forma mucho mayor en módulo que la línea acabada en cortocircuito. Esta contribución fuerte es culpable de que las variaciones de β_z en la cavidad sean poco relevantes en la onda reflejada, y por tanto, de que la HIS se comporte como un PEC de forma estable durante mucho rango de frecuencias, consiguiéndose que la superficie presente una alta impedancia solo cuando se da la resonancia transversal en la cavidad.

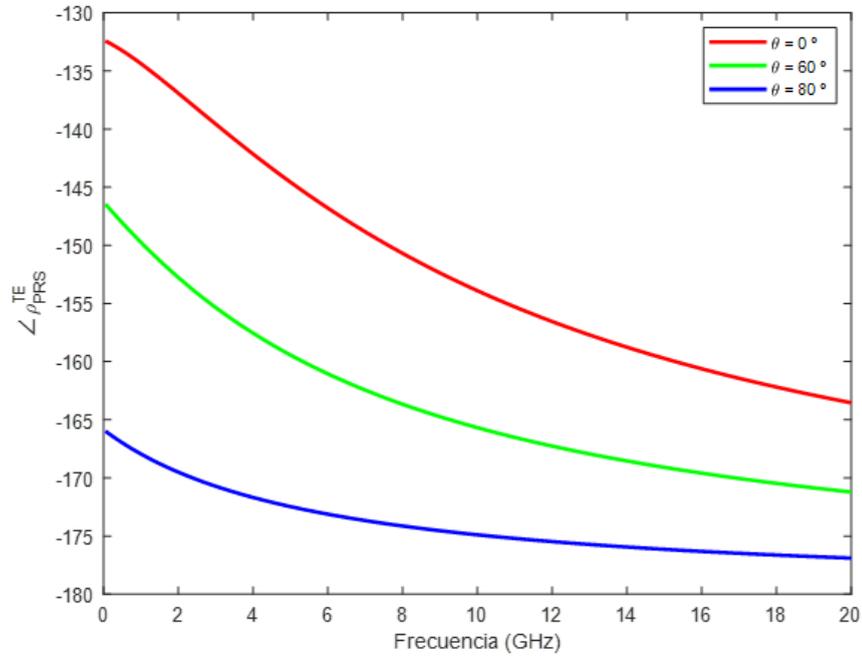


FIGURA 4.18: Fase del coeficiente de reflexión del 'grid' capacitivo de forma aislada (incidencia TE).

Esta gran contribución en módulo del 'grid' se asocia a la impedancia característica del vacío (muy grande para incidencia oblicua TE) y su influencia en ρ_{HIS} (4.60) para que este tenga a sus ondas reflejada e incidente en fase:

$$Z_{HIS} \gg Z_{OTE} \quad (4.60)$$

A partir de la Figura 4.17 puede explicarse cómo el comportamiento en módulo de la FSS, para incidencia TE, tiene una influencia fuerte en la fase de la onda reflejada, y por tanto en su comportamiento como pared magnética. En cuanto al caso TM, este presenta una respuesta dual que será descrita a continuación.

4.5.2.2. Incidencia TM y ancho de banda de resonancia

En la figura se representa la influencia del ángulo de incidencia en el ancho de banda de resonancia cuando el modo incidente es Transversal Magnético, el cual implica que la PRS sea muy transparente. Para describir este comportamiento, conviene recurrir al módulo del coeficiente de reflexión del 'grid' de parches en función del ángulo de incidencia (Figura 4.7). En base a este, y volviendo a atender a la definición del coeficiente de reflexión (ρ_{HIS}):

$$\rho_{HIS} = \frac{O.Reflejada(HIS)}{O.Incidente(HIS)} = \frac{V^- e^{+j\beta_z z_{HIS}}}{V^+ e^{+j\beta_z z_{HIS}}} = \frac{Z_{HIS} - \eta_0 \cos \theta}{Z_{HIS} + \eta_0 \cos \theta} \quad (4.61)$$

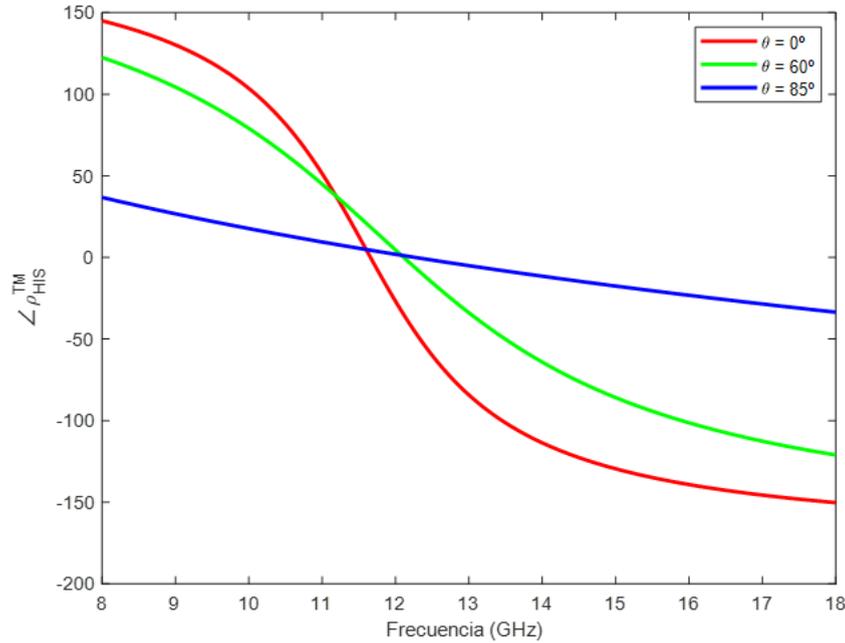


FIGURA 4.19: Efecto del ángulo de incidencia en la HIS para incidencia TM.

Para incidencia TM la PRS tiene poca influencia en la onda reflejada en la superficie. Esto implica que la mayor cantidad de potencia es reflejada por el plano de masa, y por tanto, que un cambio en la frecuencia, y en el desfase de la onda que se propaga por la cavidad, sea muy relevante en la onda reflejada (ρ_{HIS}).

Este es el motivo por el que, en la Figura 4.19, el ancho de banda de resonancia crece con θ . Siendo el caso $\theta = 85^\circ$ el más afectado por las variaciones en el espacio entre el 'grid' y el cortocircuito. Esta sensibilidad que muestra el campo reflejado por la HIS a los cambios de β_z viene determinada por la impedancia característica del modo TM en el medio.

Los resultados obtenidos en 4.5.2.1 y 4.5.2.1 son muy importantes, ya que muestran que este tipo de superficies no solo son sensibles a la longitud de onda incidente, si no también a la polarización del campo, lo que será importante de cara al análisis de los resultados obtenidos en el diseño de la FPA. Una vez definido el comportamiento de alta impedancia, junto a su dependencia de las dimensiones físicas de la estructura y la polarización del campo, es momento de validar los modelos analíticos, siendo este el paso previo al desarrollo del análisis de dispersión de antenas Fabry-Perot.

4.5.2.3. Rango de validez del circuito equivalente

Las Figuras 4.20-4.25 muestran las frecuencias en las que el modelo analítico es válido. Estas se asocian a las Figuras 4.8-4.13, donde se analizó el comportamiento de la misma FSS actuando como Superficie Parcialmente Reflectante. Esta caracterización previa es importante, ya que permite explicar por qué la red equivalente solo predice bien, en general, la primera resonancia de la HIS.

Dado que se está utilizando la misma PRS que en el apartado 4.4.1, las dimensiones físicas simuladas son:

- $a = b = 18 \text{ mm}$
- Periodo = 20 mm
- $w = 2 \text{ mm}$
- $\epsilon_r = 1$
- $d = 18 \text{ mm}$

Siendo d la distancia entre el 'grid' y el plano de masa.

Los resultados son coherentes con el cálculo de la impedancia equivalente de los parches, esto es fácilmente contrastable observando los casos más extremos (incidencias de 0 y 80 grados). Como se describió en el epígrafe anterior, el número de onda correspondiente a la dirección de propagación de la onda plana incidente crece para una frecuencia fija conforme lo hace θ . Esto provoca que el comportamiento resonante del circuito periódico ocurra a frecuencias menores conforme θ aumenta, y por tanto, que el rango en el que la periodicidad es pequeña en comparación con λ se reduzca.

De ahí que en el caso de incidencia normal el modelo analítico solo ajuste bien las dos primeras resonancias de la cavidad, ya que estas quedan dentro de su rango de utilidad. Esto deja de ocurrir para $\theta = 80^\circ$, donde como se ha comentado, la expresión de la impedancia equivalente es más limitada, sumándose esto a que la resonancia de la cavidad que forma la HIS ocurre para una frecuencia superior (sección 4.5.2.1).

En cuanto al caso de polarización TM, para $\theta = 80^\circ$, que la TEN no prediga bien el primer modo transversal de la cavidad, vuelve a ser justificable observando la Figura 4.13, donde se estudia la misma FSS, pero sin plano de masa.

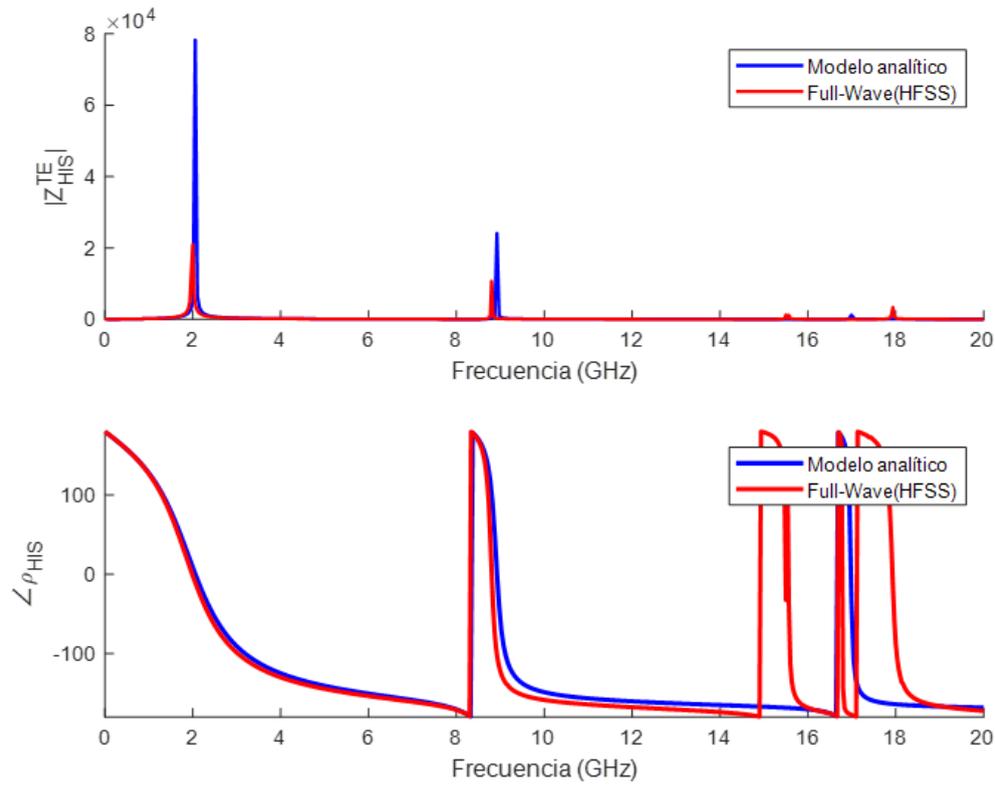


FIGURA 4.20: Respuesta en frecuencia de la HIS propuesta - $\theta = 0^\circ$ - TE

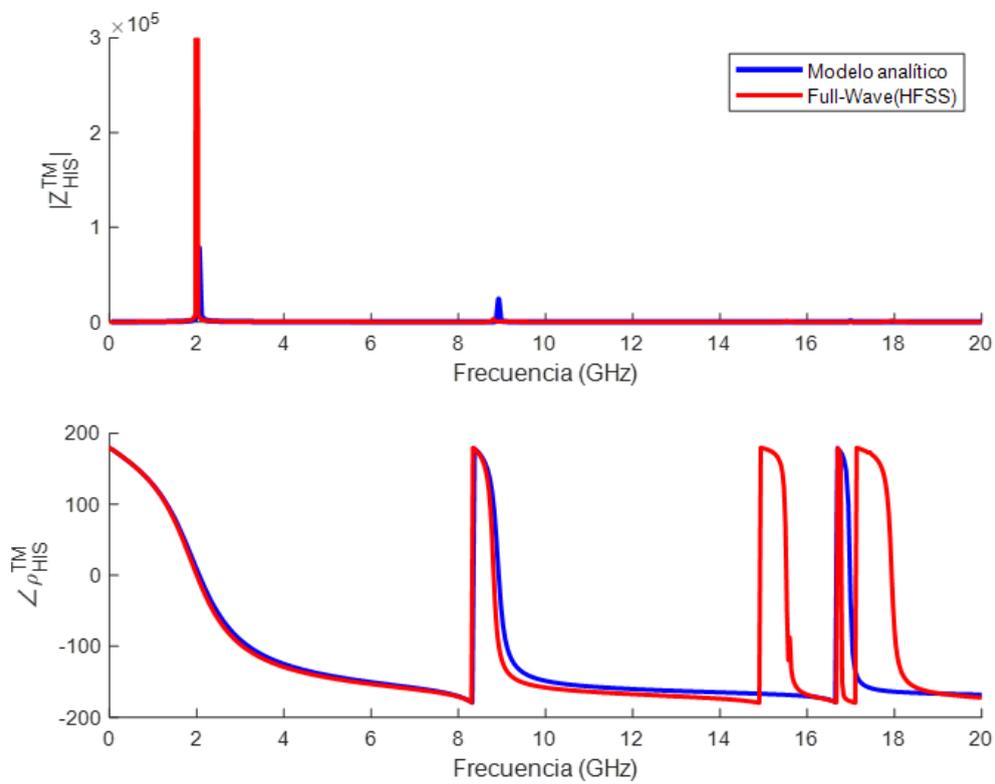


FIGURA 4.21: Respuesta en frecuencia de la HIS propuesta - $\theta = 0^\circ$ - TM

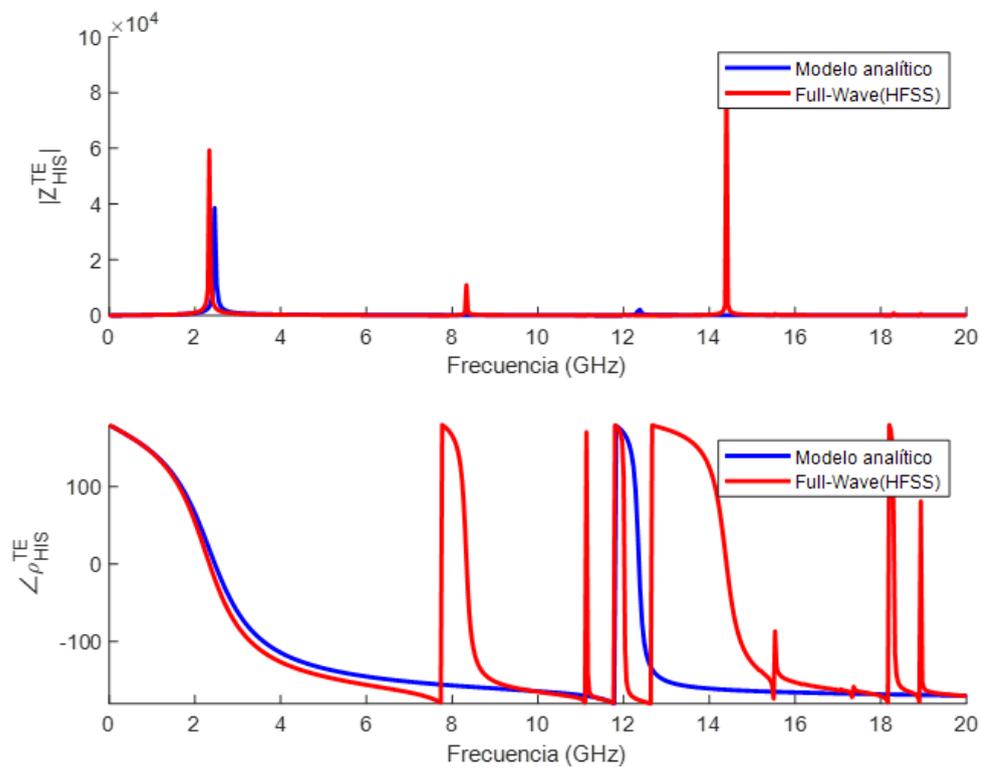


FIGURA 4.22: Respuesta en frecuencia de la HIS propuesta - $\theta = 60^\circ$ - TE

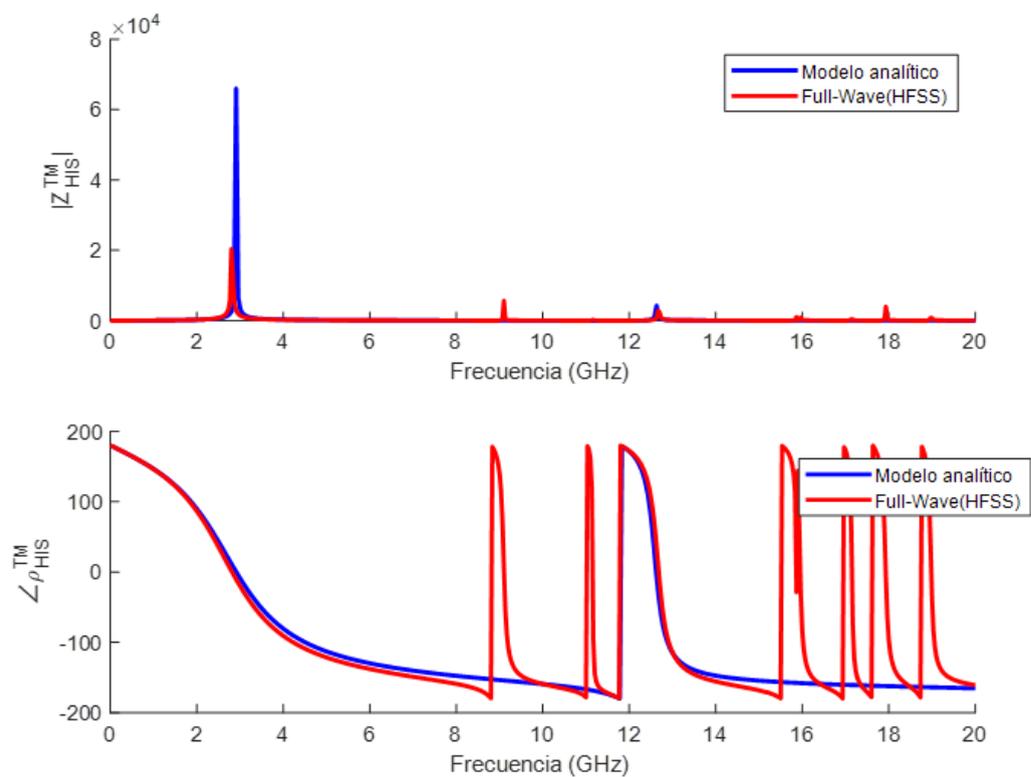


FIGURA 4.23: Respuesta en frecuencia de la HIS propuesta - $\theta = 60^\circ$ - TM

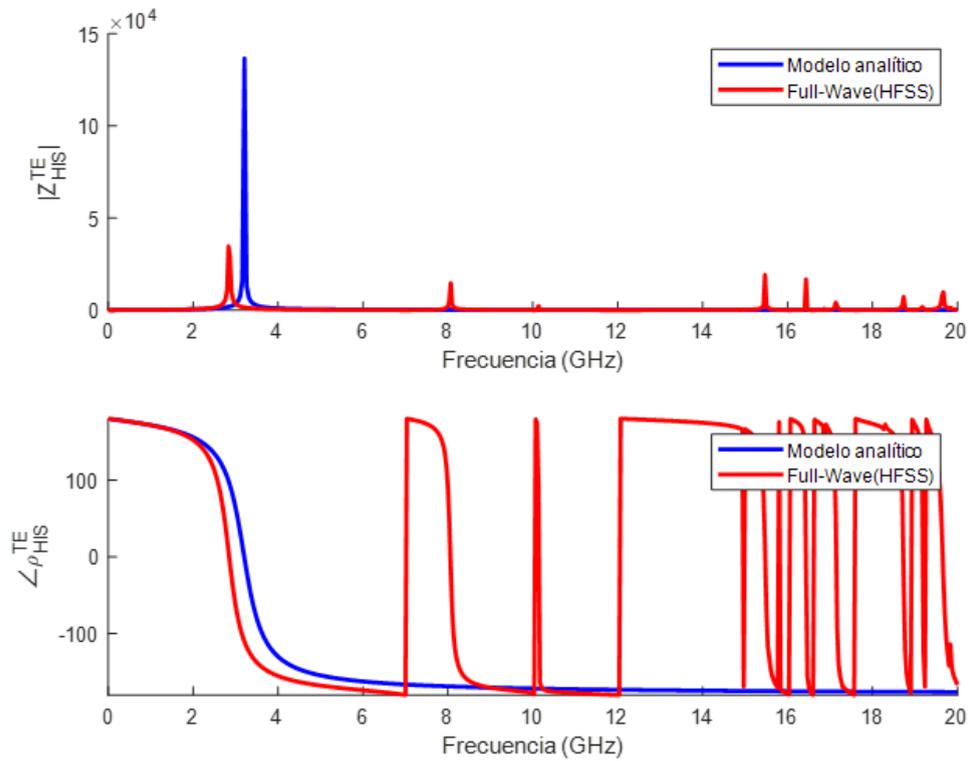


FIGURA 4.24: Respuesta en frecuencia de la HIS propuesta - $\theta = 80^\circ$ - TE

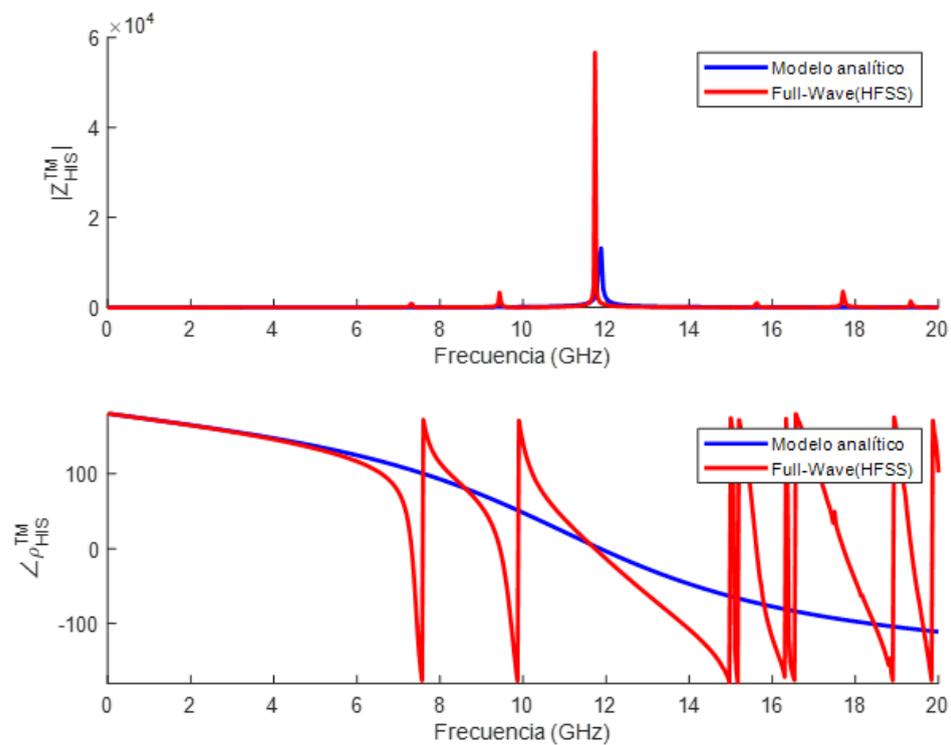


FIGURA 4.25: Respuesta en frecuencia de la HIS propuesta - $\theta = 80^\circ$ - TM

Conviene comentar que el espesor tomado (d) es del orden del periodo de la estructura, esto se debe a que la influencia de modos evanescentes no está considerada en la impedancia superficial, por lo que el plano de masa debe situarse a una distancia en la que su amplitud sea despreciable en la condición de contorno promedio.

En estas figuras también se representa la impedancia superficial, mostrando que cuando las ondas incidente y reflejada están en fase en la interfaz, la corriente es prácticamente nula y el voltaje muy elevado. Esta característica lleva a guías de onda resonantes en $\frac{\lambda}{4}$, y es la culpable de la mejora en el escaneo en frecuencia de las LWA estudiadas en este TFM.

A modo de conclusión, gracias a este análisis espectral de la HIS, el comportamiento de alta impedancia puede ser demostrado a partir de una red equivalente sencilla, válida a longitudes de onda grandes en comparación al periodo de la FSS. Esto permite definir su ancho de banda de resonancia, así como su dependencia con la polarización y el ángulo de incidencia. Los resultados obtenidos proporcionan una base fundamental, tanto para el diseño adecuado de la antena Fabry-Perot, como para la extracción de conclusiones en el análisis de dispersión.

Capítulo 5

Análisis de dispersión 2D de antenas Fabry-Perot cargadas con Superficies Selectivas en Frecuencia

La obtención de circuitos equivalentes del Capítulo 4 permite realizar el análisis modal de guías de onda mediante su Red Transversal Equivalente (TEN). Estructuras como las presentadas se caracterizan por un comportamiento parcialmente reflectante para grandes bandas espectrales, lo que hace posible estudiar para qué frecuencias una guía basada en este tipo de FSS soporta ondas de fuga. Además, definir la respuesta en frecuencia de estos ejemplos (Sección 4.4.1 y 4.5.2), permite realizar hipótesis a cerca de cómo la dimensión y forma puede afectar a la propagación de estas, lo que juega un papel fundamental en la adaptación de las Antenas 'Leaky-Wave' a diferentes sistemas de comunicaciones, para los que ciertos parámetros de diseño como el ancho de haz, el campo de visión, o el ancho de banda de radiación en un ángulo, son requeridos [Guzmán-Quirós, 2015] [Poveda-García, 2019] [Poveda-García, 2020] .

En concreto, este capítulo se centra en cómo estos circuitos periódicos afectan a la dispersión de los modos 'leaky'. Dicho análisis se apoya en ideas desarrolladas en trabajos como [Martínez-Ros, 2011], donde la estructura propuesta permite controlar la tasa de radiación de una LWA en tecnología 'microstrip', y por tanto, su ancho de haz en campo lejano. En [García-Vigueras, 2011], esta idea fue extendida, ya que la topología diseñada, además del control sobre la transparencia y el ángulo de radiación, consigue alterar la velocidad de fase del modo 'leaky' para una cierta frecuencia.

En este capítulo se propone analizar la estructura en base a su TEN, con la finalidad de estudiar la influencia de las Superficies Selectivas en frecuencia en la propagación de ondas de fuga. Dicho análisis permite estudiar los valores permitidos de la constante de propagación cuando la respuesta de los contornos de la guía es sensible a la frecuencia. Esto da sentido al desarrollo teórico del Capítulo 4, ahora las impedancias equivalentes obtenidas para la incidencia oblicua de onda plana pueden ser empleadas, ya que permiten un análisis frecuencial completo de los modos 'leaky' guiados en la estructura Fabry-Perot.

Los resultados obtenidos en el Capítulo 4 [Luukkonen, 2008] [Tretyakov, 2003], muestran que existe solución analítica para las corrientes de los elementos de una agrupación periódica sencilla cuando la onda incidente es plana, y por tanto, que es posible obtener la impedancia superficial TE y TM en función de los números de onda conocidos. Esto permite a la rutina de análisis obtener la dispersión de antenas Fabry-Perot 2D, donde el problema se resuelve estudiando la constante de propagación del modo cilíndrico en base a sus componentes ortogonales (k_x, k_y) . A partir de estos números de onda, es posible caracterizar la radiación cónica de las ondas de fuga que se propagan en la FPA bidimensional, alimentada en el centro del plano XY .

El foco de interés en este diseño se corresponde con maximizar el campo de visión (FoV) para el empleo de este tipo de topología en sistemas de detección de llegada 2D. En cuanto a los campos lejanos producidos por ondas de cilíndricas, este tipo de guías consiguen radiar en 'Broadside' bajo su 'Splitting Condition', produciendo un haz de tipo pincel. Cuando la constante de fase de la onda cilíndrica aumenta, la simetría 2D de la misma resulta en un haz cónico, tal y como muestra la Figura 5.1.

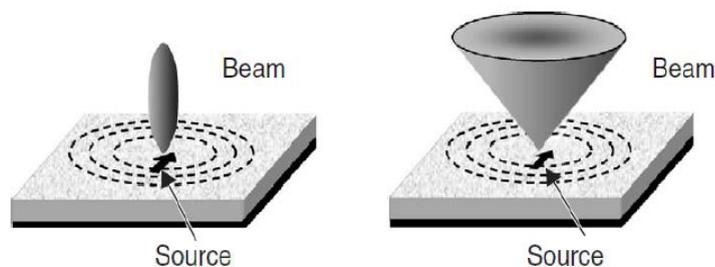


FIGURA 5.1: Haces de radiación producidos por una onda de fuga cilíndrica [Jackson, 2008].

5.1. Análisis de antenas Fabry-Perot con 'grid' capacitivo como Superficie Parcialmente Reflectante

En esta sección se analiza la consecuencia de excitar con una frecuencia apropiada la estructura de placas paralelas bidimensional con un campo polarizado según \hat{y} (\vec{E}_y). En la cual, las ondas reflejadas en las interfaces ($z = 0$, $z = H$) se interfieran de forma constructiva en la dirección transversal, consiguiendo un modo de fuga que se propaga de forma radial.

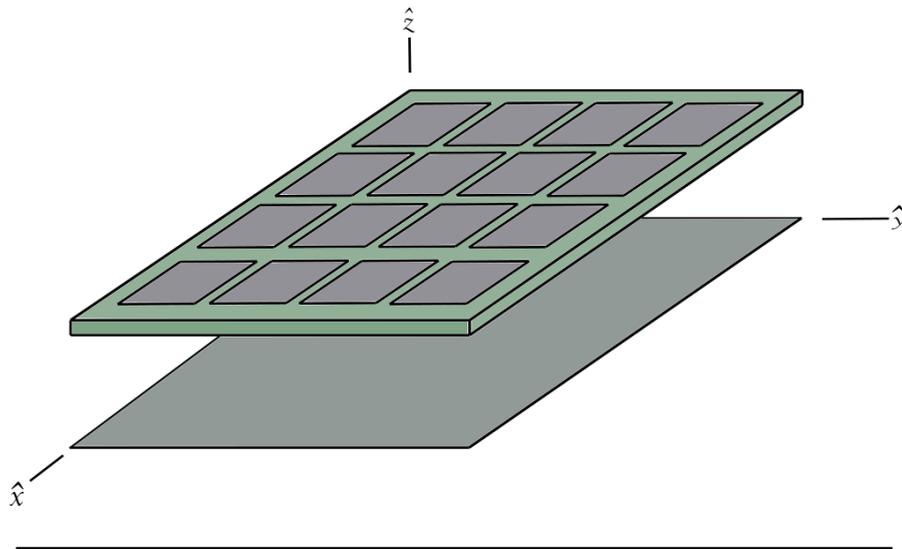


FIGURA 5.2: Antena Fabry-Perot con escaneo cónico en frecuencia.

El estudio 2D es llevado a cabo mediante dos análisis simplificados de los números de onda correspondientes a los planos principales del problema, ortogonales entre sí. Esto se debe a que, en la estructura completa, la radiación en el plano H viene principalmente determinada por la componente \hat{x} de la constante de propagación, ocurriendo lo mismo con k_y y el plano E. De esta forma, un análisis de dispersión complejo, donde la incidencia del campo en las interfaces es diferente para cada ϕ , puede llevarse a cabo mediante dos problemas sencillos de polarización TE y TM, en los que los valores permitidos de la constante de propagación se resuelven de forma numérica en una dimensión.

En la red equivalente de la Figura 5.2, las impedancias Z_g hacen referencia a las ecuaciones para una FSS formada por parches cuadrados. En este análisis el ángulo de incidencia de la onda guiada en la FSS no es conocido, si no que viene determinado por la frecuencia y los propios contornos.

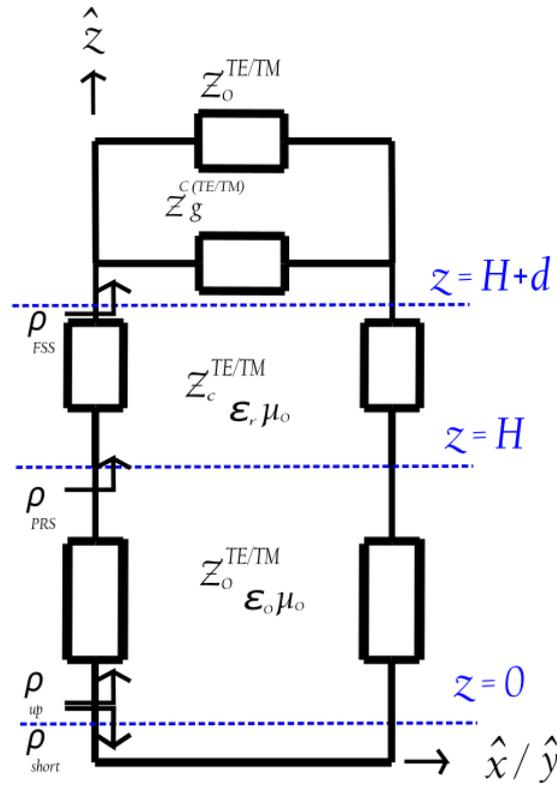


FIGURA 5.3: Red Equivalente para FPA 1D formada por una PRS y un plano de masa.

Como se ha comentado, este problema se corresponde con el análisis modal de una guía de placas paralelas periódica en infinita en \hat{x} e \hat{y} , donde la propagación del modo se da en una dimensión para toda la estructura, lo que en el caso de incidencia TE, es equivalente a una guía 1D con paredes eléctricas separadas un periodo de distancia ($H > P$, $k_y = 0$ y $E_{fuente} = \vec{E}_y$).

Para la TEN de la Figura 5.3, la Ecuación de Resonancia Transversal en el plano de referencia es la siguiente:

$$\rho_{short} \rho_{FSS}(D, f, k_x) e^{-j2k_z^{\epsilon_r} d} e^{-j2k_z H} = 1 \quad (5.1)$$

$$k_0^2 = k_x^2 + k_z^2 \quad (5.2)$$

$$k_0^2 \epsilon_r = k_x^2 + k_z^{\epsilon_r 2} \quad (5.3)$$

D hace referencia al conjunto de dimensiones físicas de la FSS.

$$Z_{s(TRE)}^c = -j \frac{\eta_{eff}}{2\alpha} \frac{1}{1 + \frac{k_0^2}{k_{eff}^2} \frac{\Re(k_x)^2}{k_0^2} \frac{\frac{a}{b}}{1 + \frac{a}{b}}} \quad (5.4)$$

Donde $a = b = P$, siendo este el periodo de la FSS, ya que se emplean parches cuadrados.

Es importante destacar que la expresión 5.1 es dependiente de la frecuencia, al igual que las impedancias equivalentes empleadas, lo que permite estudiar las condiciones en las que los modos de fuga se guían para una cierta excitación. En cuanto a la solución de la TRE, esta ha de ser buscada en el dominio complejo correspondiente a:

$$k_z = \beta_z + j\alpha_z \quad (5.5)$$

Para este tipo de solución, los modos 'leaky' se corresponden con ondas guiadas atenuándose a lo largo de \hat{x} , debido a la fuga de energía en forma de radiación (Figura 3.4). 5.1 ha de resolverse numéricamente para conocer los valores permitidos de β_z y α_z , lo que es equivalente a buscar los ceros de la siguiente función de variable compleja.

$$F = \rho_{short} \rho_{FSS}(D, f, k_x) e^{-j2k_z^e d} e^{-j2k_z H} - 1 \quad (5.6)$$

Esta solución puede ser enfrentada evaluando la función en un dominio amplio de la constante de propagación, pero esto es ineficiente a nivel computacional. El método para la resolución numérica de la TRE se ejemplifica en la Figura 5.5, en el cual, para una cierta frecuencia, es conveniente comenzar la búsqueda del cero de la función partiendo de un valor de β_{z0} que cumpla la condición de radiación, de tal forma que la solución encontrada se corresponda con un modo guiado (si la frecuencia es suficiente).

A partir del punto inicial se busca el valor de β_z que minimiza F en base a una serie de variables fijas, que son condiciones del problema (como las dimensiones de la estructura y la permitividad del substrato). Este proceso planteado es un problema de programación no lineal, para el que se emplea la función de MATLAB 'fminsearch':

$$F_{objetivo} = \frac{-1}{|F|} \quad (5.7)$$

Siendo F la función definida en 5.6.

Una vez encontrado el β_z que minimiza $F_{objetivo}$ para el punto inicial (β_{z1}) , se establece la solución encontrada como restricción del problema, buscando el mínimo de la función en α_z y partiendo del punto $(\beta_{z1}, \alpha_{z0})$. Dicho mínimo será $(\beta_{z1}, \alpha_{z1})$. De nuevo, a partir de este punto, α_{z1} es restricción, y se busca el β_z que minimiza la función en ese perfil. Este proceso es iterativo hasta llegar al mínimo global, en el cual los valores de las variables dejan de cambiar con el paso de las iteraciones, este punto se corresponde con un modo de fuga guiado si la frecuencia es apropiada.

A continuación se muestra un ejemplo de función objetivo para una frecuencia de 5.5 GHz ($k_0 \approx 115 \frac{rad}{m}$), y sujeta a unas ciertas dimensiones de la guía que permiten la propagación de un modo 'leaky'.

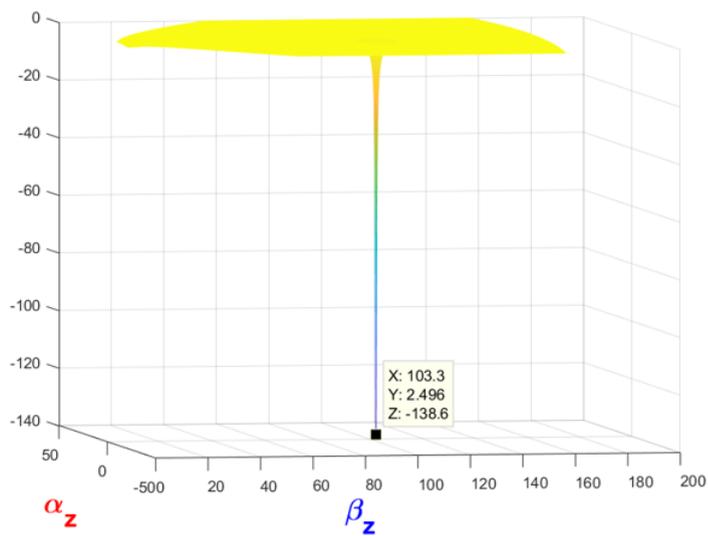


FIGURA 5.4: Función objetivo y solución de la TRE para una FPA 1D.

La guía complementaria de este análisis simplificado se extiende a lo largo de \hat{y} . Debido a la excitación, los modos guiados son Transversales Magnéticos, y k_y es la principal contribuyente en el diagrama de radiación del plano E.

De nuevo, el análisis de la guía 1D permite obtener la constante de propagación, que junto a la correspondiente al plano H, determina cómo será el escaneo cónico de la LWA diseñada. En este caso, la guía unidimensional está compuesta por paredes magnéticas separadas P , (con $P < H$), las cuales actúan como espejos de cara a la estructura, igualándola a una guía de placas paralelas formada por una PRS bidimensional y un plano de masa en el caso de incidencia TM.

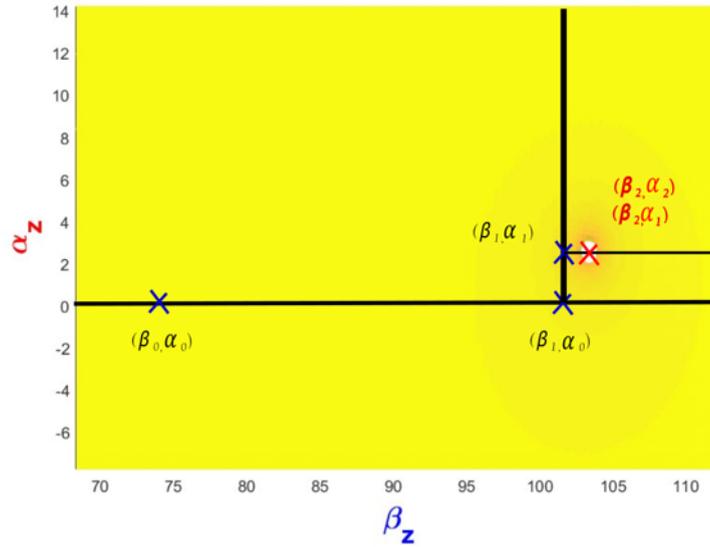


FIGURA 5.5: Ejemplo de resolución numérica de la TRE correspondiente a la Figura 5.3.

Según lo estudiado en el Capítulo 4, debido a la incidencia del campo, la FSS se muestra más transparente (Figura 4.7), lo que se refleja en las ecuaciones de la siguiente forma.

$$\rho_{short}\rho_{FSS}(D, f)e^{-j2k_z^{\epsilon_r}d}e^{-j2k_zH} = 1 \quad (5.8)$$

$$k_0^2 = k_y^2 + k_z^2 \quad (5.9)$$

$$k_0^2\epsilon_r = k_y^2 + k_z^{\epsilon_r 2} \quad (5.10)$$

$$Z_{s(TM)}^c = -j\frac{\eta_{eff}}{2\alpha} \quad (5.11)$$

Donde D hace referencia al conjunto de dimensiones físicas de la FSS.

A continuación, con el fin de validar el método y la utilidad de los modelos analíticos, se lleva a cabo este análisis para la FPA 2D diseñada en [Martínez-Guillén, 2020], cuyo escaneo cónico en la banda de 5GHz fue propuesto para realizar estimación 2D del ángulo de llegada de un cierto objetivo. La estructura presentaba las siguientes dimensiones.

- $H = 28$ mm
- Periodo = 20.2 mm
- $L_{PRS} = 16$ mm

- $d = 3.2 \text{ mm}$
- $\epsilon_r = 4.48$

Los resultados del análisis de dispersión empleando circuitos equivalentes aparecen en las Figuras 5.6 y 5.7. En la presentación de las ecuaciones, se ha comparado la transparencia de la FSS para las dos incidencias (Figura 4.7), es necesario comentar que esta es mínima en este resultado, ya que las direcciones de incidencia son muy cercanas a la perpendicular.

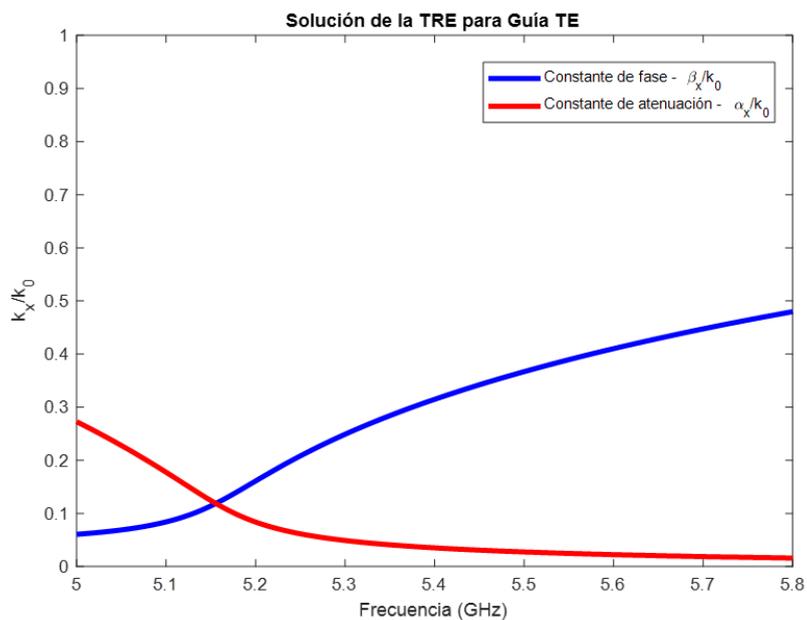


FIGURA 5.6: Análisis de dispersión para la TEN del plano YZ (TE).

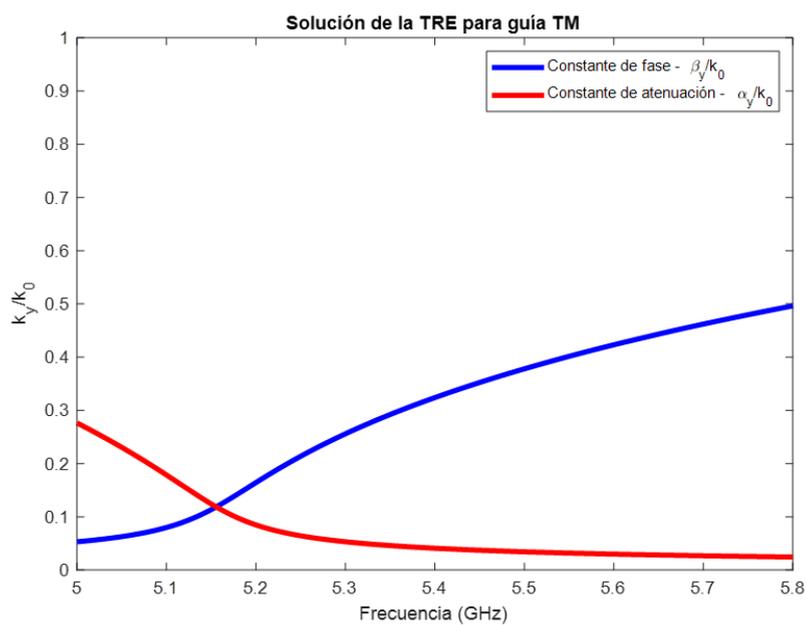


FIGURA 5.7: Análisis de dispersión para la TEN del plano XZ (TM).

Tal y como se introdujo en el capítulo 3, el ángulo de máxima radiación puede ser obtenido a partir de la constante de fase guiada (k_x y k_y , respectivamente). Por tanto, es posible comparar los resultados de este problema simplificado con la dirección de máxima radiación de los diferentes haces producidos por la FPA 2D en [Martínez-Guillén, 2020], mostrando la validez de este análisis.

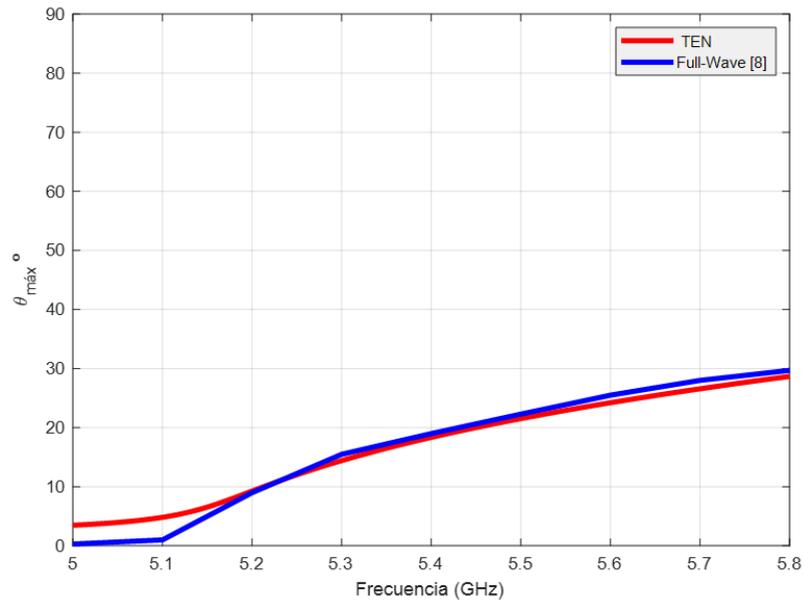


FIGURA 5.8: Escaneo en frecuencia (plano H) de la FPA propuesta en [Martínez-Guillén, 2020].

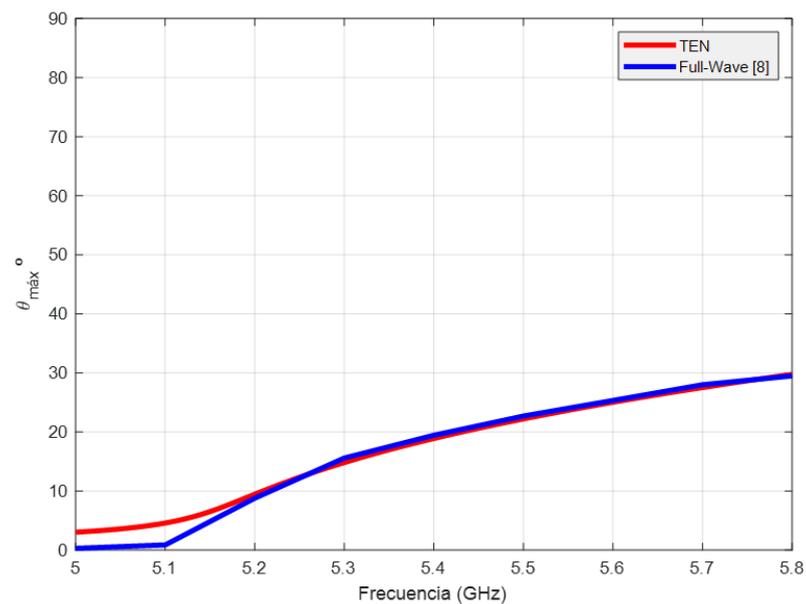


FIGURA 5.9: Escaneo en frecuencia (plano E) de la FPA propuesta en [Martínez-Guillén, 2020].

En base a este diseño es posible estudiar cómo este tipo de FSS permite control sobre la iluminación en la apertura provocada por el modo 'leaky'. Los resultados del epígrafe 4.4.1 justifican que la transparencia de la PRS a penas tiene influencia a nivel de fases para una cierta frecuencia (en el ángulo de radiación). Sin embargo, su ajuste tiene gran repercusión a nivel de módulo, pudiendo controlar la fuga de energía de manera prácticamente independiente a θ_{RAD} para una frecuencia. Esto se traduce en que, con un sencillo ajuste de la dimensión principal de la guía, es posible realizar diseños con diferentes tasas de radiación para esta banda de 5 GHz (Figuras 5.11, 5.12).

La Figura 5.10, así como la 4.18, permiten explicar el ajuste de H en la familia de curvas, ya que el tamaño de los parches aleja o acerca la PRS al comportamiento de un PEC. También revelan el motivo por el que los cambios en el tamaño de los parches no afectan a la velocidad de escaneo en frecuencia. Debido a la topología, no hay contribuciones reflejadas más allá del plano de los parches que puedan ser responsables de una variación brusca de en la fase de la onda reflejada con la frecuencia, lo que se aprecia $\angle\rho_{PRS}^{TE}$, de pendiente prácticamente constante de en el rango de frecuencias de trabajo.

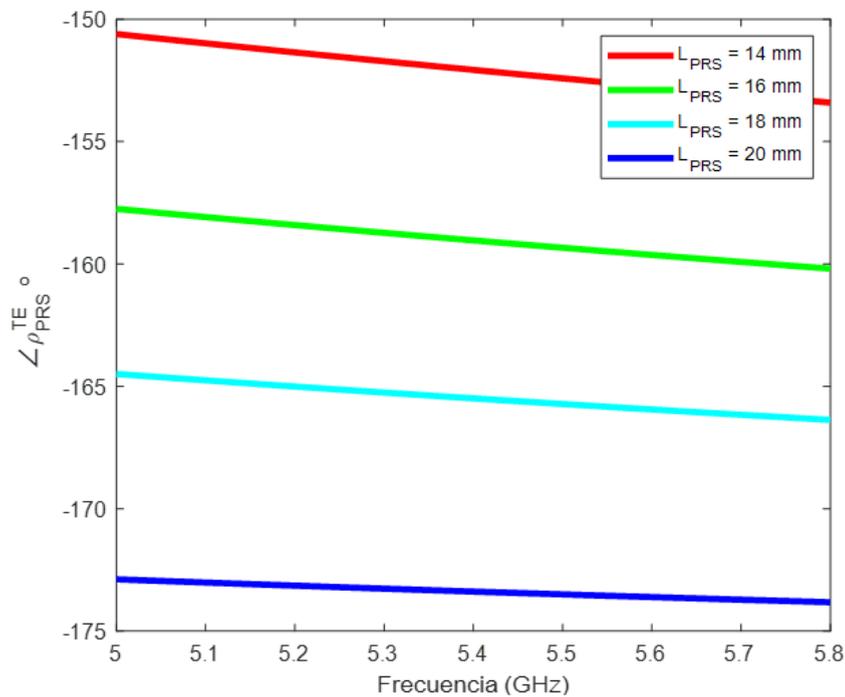


FIGURA 5.10: Efecto de L_{PRS} en $\angle\rho_{PRS}^{TE}$.

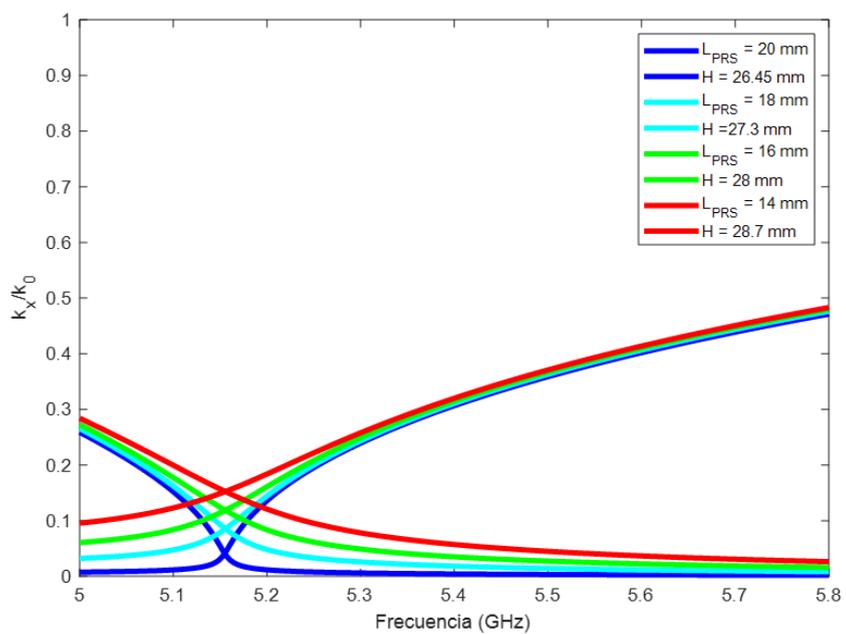


FIGURA 5.11: Ejemplo del control sobre la tasa de radiación en el plano H.

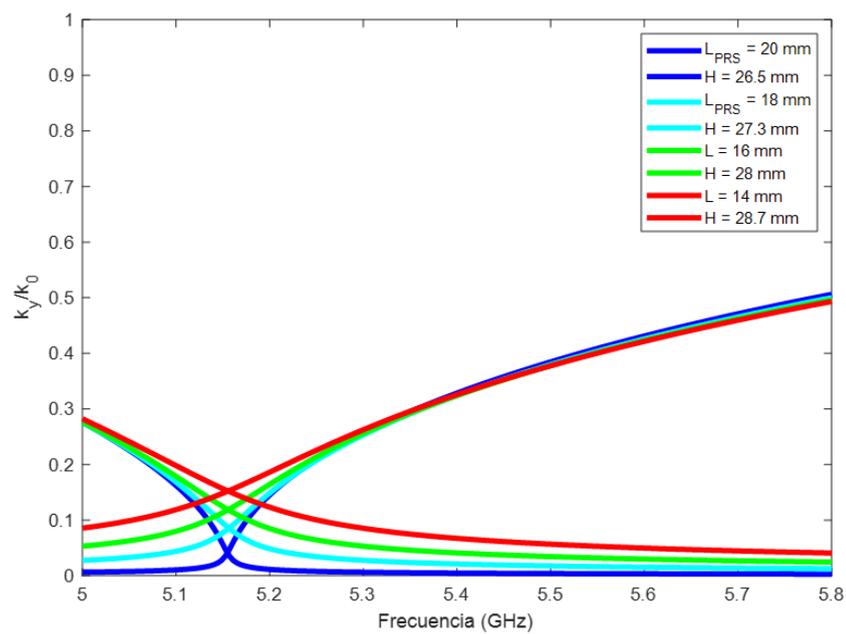


FIGURA 5.12: Ejemplo del control sobre la tasa de radiación en el plano E.

Las Figuras 4.8-4.13, así como 5.11 y 5.12, exponen que este tipo de FSS es adecuada para controlar la iluminación de un modo de fuga, de la misma forma que muestran su nula influencia en la velocidad de escaneo, ni si quiera a frecuencias superiores, donde las variaciones de fase puede ser mayores, se encontraría una solución práctica. Esto se debe a la excitación de modos de orden superior en la agrupación, que darían lugar a lóbulos de difracción.

Dado que el análisis del Capítulo 4 (epígrafe 4.5) revela que las Superficies de Alta Impedancia presentan una respuesta en fase muy sensible a la longitud de onda incidente, conviene estudiar su efecto en el escaneo en frecuencia con el fin de diseñar antenas 'Leaky-Wave' con escaneo cónico rápido.

5.2. Estudio de mejora en el escaneo en frecuencia de antena Fabry-Perot 2D cargada con Superficie de Alta Impedancia

Una vía inmediata de mejora en el escaneo en frecuencia de una LWA consiste en la implementación de substratos con alta constante dieléctrica. Sin embargo, esto incrementa el coste del diseño, además de limitar el ajuste experimental de la frecuencia de corte en el caso de antenas Fabry-Perot-2D, lo que puede ser de interés de cara a obtener mediciones precisas. Por ello conviene recurrir a técnicas que permitan tener control sobre la constante de fase del modo guiado. En [García-Vigueras, 2011], se demostró por primera vez que una Superficie de Alta Impedancia compuesta por dipolos impresos sobre un substrato puede acelerar el escaneo en frecuencia del modo TE_{01} de una LWA 1D vacía ($\epsilon_r = 1$). En [Guzmán-Quirós, 2016] se hizo lo propio, extendiendo el estudio a FPA bidimensionales trabajando a una frecuencia fija, consiguiendo así escaneo electrónico a través este tipo de superficies y elementos activos, ya que estos permiten cambiar la capacitancia de la impedancia equivalente de una HIS como la que se presenta en este trabajo.

Este epígrafe se desarrolla en base a los trabajos citados, donde ahora se pretende mejorar el escaneo en frecuencia de una FPA bidimensional alimentada por su centro (E_y), para lo que se emplea una Superficie de Alta Impedancia debidamente sintonizada. Dicha técnica puede ser aplicada al diseño estudiado en la sección 5.1, para ello el plano de masa de la HIS debe estar alejado de los parches en torno a un centímetro (medio periodo de la FSS), ya que el modelo de impedancia superficial empleado no tiene en cuenta la influencia de modos evanescentes (Capítulo 4.1).

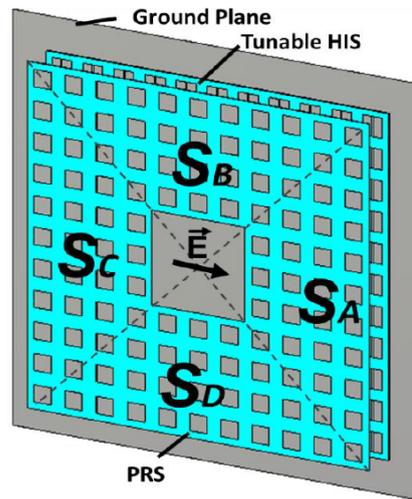


FIGURA 5.13: FPA bidimensional reconfigurable electrónicamente propuesta por [Guzmán-Quirós, 2016].

Debido a que se busca proponer unas dimensiones de diseño adecuadas para la fabricación, se parte de que el el substrato de la HIS tiene un espesor de 3.2 milímetros. Esto condiciona a trabajar con periodicidades del orden de 6 milímetros para que la TEN proporcione resultados precisos. Por tanto, la mejora de la velocidad de escaneo, se va a estudiar tomando como referencia una FPA con las siguientes dimensiones.

- $H = 31.7 \text{ mm}$
- Periodo = 5.75 mm
- $L_{PRS} = 5.3 \text{ mm}$
- $d_{PRS} = 1.5 \text{ mm}$
- $\epsilon_r = 4.48$

La red equivalente a resolver se corresponde con la presentada en la Figura 5.3, sobre la que es necesario destacar que debido a la reducción de tamaños, la PRS presenta un rango de validez muy amplio a bajas frecuencias. Esto hace más efectivos los modelos equivalentes empleados, sobre todo si se desea trabajar con modos 'leaky' de orden superior.

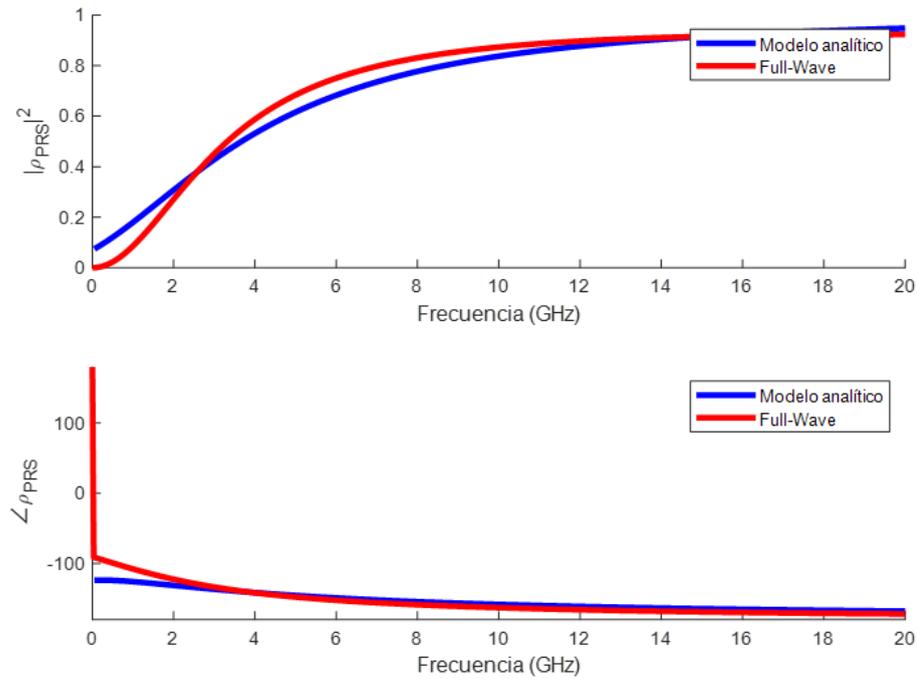


FIGURA 5.14: Respuesta en frecuencia de la PRS propuesta para $\theta = 0^\circ$.

Las rutinas programadas se validan con los resultados proporcionados por el método de análisis expuesto en [García-Vigueras, 2012], donde la impedancia equivalente de la FSS se obtiene mediante la técnica propuesta por [Maci, 2005], basada en el cálculo de una expresión analítica para la admitancia equivalente de la FSS a través de sus polos y ceros, identificados con análisis 'Full-Wave'. En las Figuras 5.15 y 5.16 se verifica que el análisis de dispersión basado en este método presenta un buen ajuste al desarrollado en esta sección, en el que se trabaja con las impedancias equivalentes explicadas en el capítulo 4. Conviene volver a destacar que este cambio en el tamaño de los parches no ha influido en la velocidad de escaneo en frecuencia (Figuras 5.17,5.18). Para ello, se discute a continuación el diseño de una Superficie de Alta Impedancia apropiada para la banda de interés.

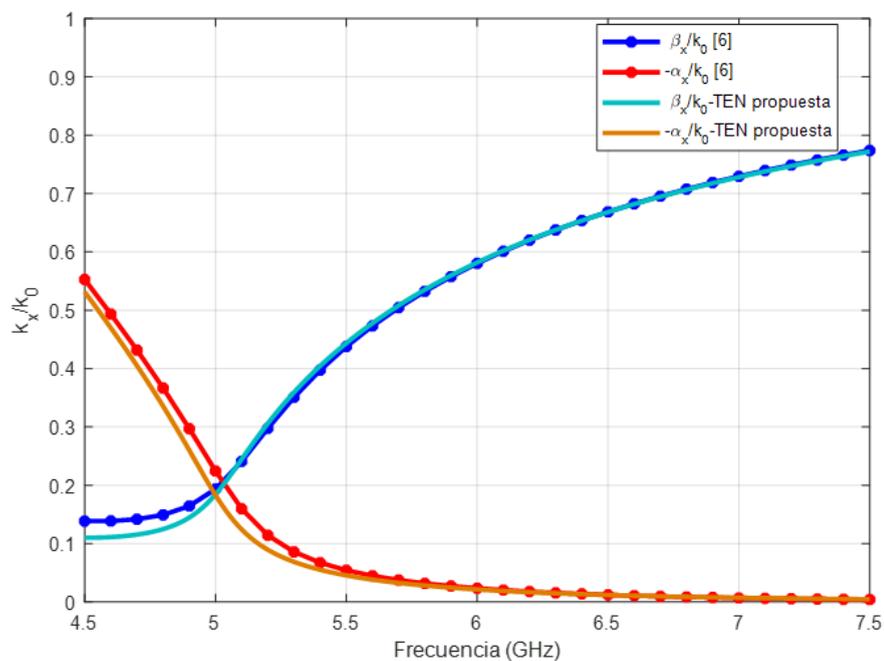


FIGURA 5.15: Análisis de dispersión de la componente \hat{x} del modo 'leaky' fundamental de la FPA-2D.

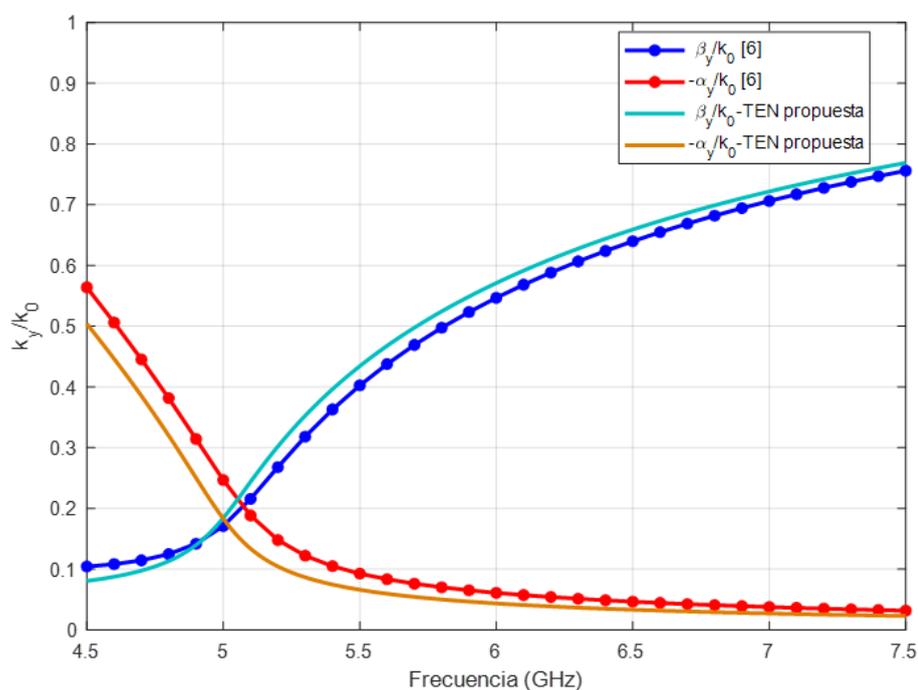


FIGURA 5.16: Análisis de dispersión de la componente \hat{y} del modo 'leaky' fundamental de la FPA-2D.

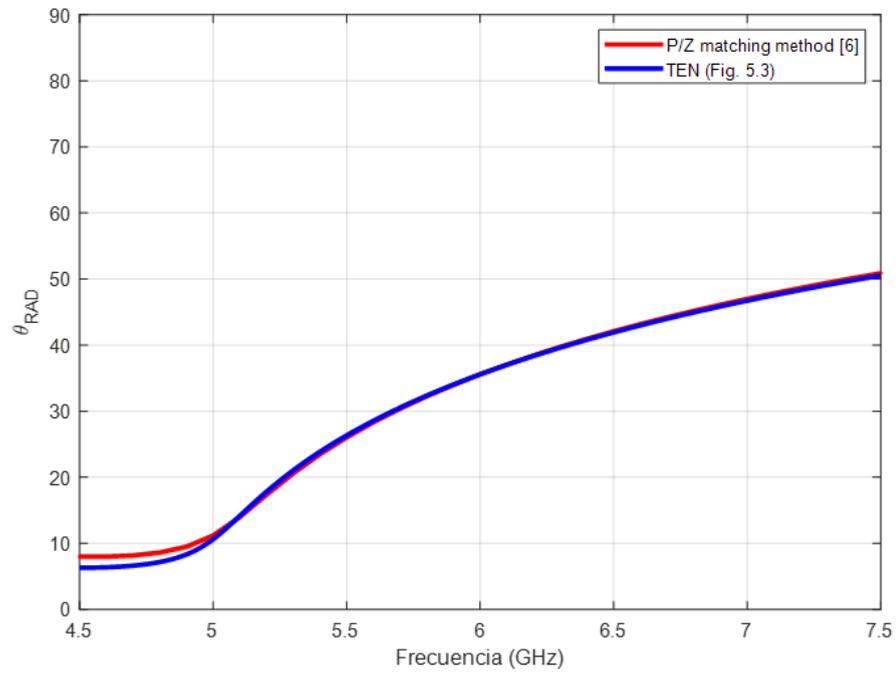


FIGURA 5.17: Escaneo en frecuencia de la FPA-2D propuesta en el plano H.

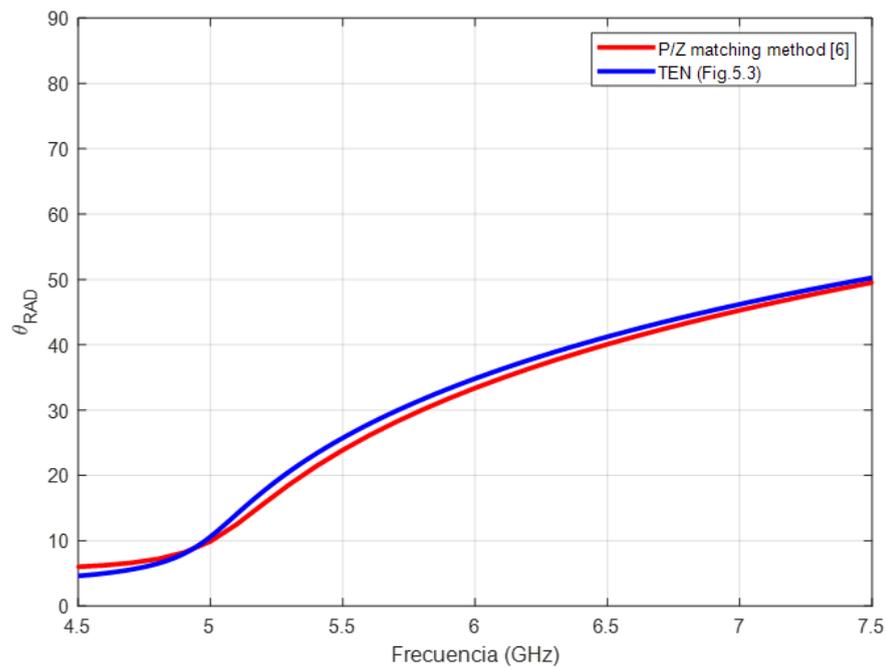


FIGURA 5.18: Escaneo en frecuencia de la FPA-2D propuesta en el plano E.

Diseñar una LWA de amplio rango de visión es siempre beneficioso cuando la finalidad tiene que ver con aplicaciones de localización. En el caso estudiado hasta el momento, la FPA-2D presenta un FoV de 30 grados entre 5 y 5.8 GHz, dejando buena parte del rango angular sin escanear. Con el fin de ampliar el campo de visión para localización en la banda de 5 GHz, se propone un diseño con las siguientes características.

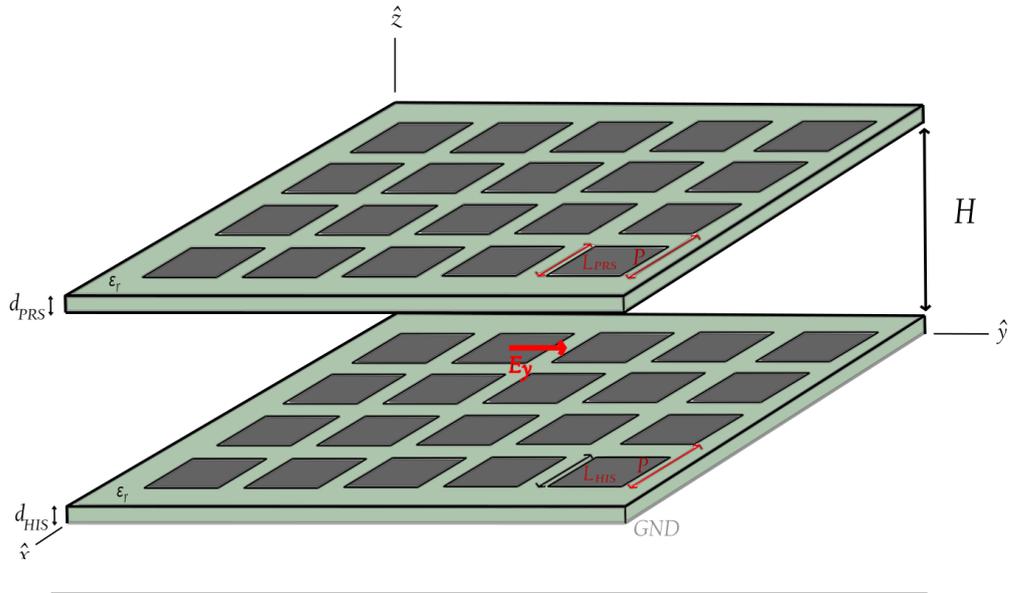


FIGURA 5.19: Topología propuesta para la mejora del FoV en la banda de 5 GHz.

En la Figura 5.20 se representa la red transversal equivalente de la estructura, basada en la ya expuesta ecuación de resonancia transversal (TRE). De esta forma, el comportamiento físico responsable del escaneo rápido en frecuencia puede ser explicado a través de las siguientes ecuaciones.

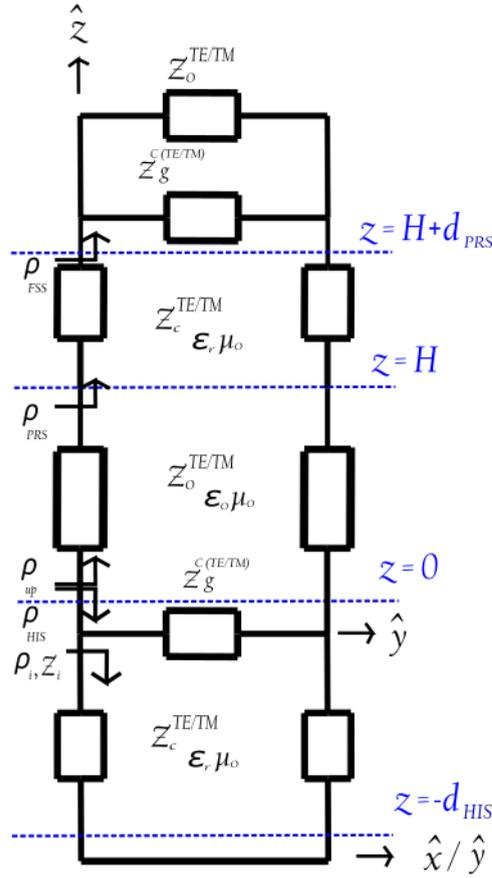


FIGURA 5.20: TEN de la FPA-2D con escaneo rápido en frecuencia.

$$\rho_{HIS}(D^{HIS}, f, \theta(k_x))\rho_{FSS}(D^{FSS}, f, \theta(k_x))e^{-j2k_z^{\epsilon_r} d_{PRS}}e^{-j2k_z H} = 1 \quad (5.12)$$

$$k_0^2 = k_x^2 + k_z^2 \quad (5.13)$$

$$k_0^2 \epsilon_r = k_x^2 + k_z^{\epsilon_r 2} \quad (5.14)$$

$$Z_{s(TE)}^c = -j \frac{\eta_{eff}}{2\alpha} \frac{1}{1 + \frac{k_0^2}{k_{eff}^2} \frac{\Re(k_x)^2}{k_0^2} \frac{\frac{a}{b}}{1 + \frac{a}{b}}} \quad (5.15)$$

$$\alpha = \frac{k_{eff} P}{\pi} \log \frac{1}{\sin \frac{w\pi}{2P}} \quad (5.16)$$

$$Z_{FSS} = Z_{s(TE)}^c // Z_0^{TM} \quad (5.17)$$

$$Z_{HIS} = Z_{s(TE)}^c // Z_i \quad (5.18)$$

$$Z_i = jZ_0^{TE} \tan(k_z^{\epsilon_r} d_{HIS}) \quad (5.19)$$

Donde D^{FSS} y D^{HIS} , hacen referencia al conjunto de dimensiones físicas de la FSS y la HIS, respectivamente.

Las expresiones se corresponden con el estudio de la dispersión del modo 'leaky' cilíndrico para la dirección \hat{x} (incidencia TE). Igualando módulo y fase en la TRE, puede mostrarse el papel que juegan los contornos en las ondas guiadas para una cierta frecuencia.

$$|\rho_{FSS}| e^{2\alpha_z H} e^{2\alpha_z^{\epsilon_r} d_{PRS}} = 1 \quad (5.20)$$

$$\angle \rho_{HIS} + \angle \rho_{FSS} - 2\beta_z(H + d_{PRS}) = 0 + 2n\pi; n = 0, 1, 2... \quad (5.21)$$

$$\angle \rho_{HIS}(D^{HIS}, f, \theta(k_x)) \quad (5.22)$$

$$\angle \rho_{FSS}(D^{FSS}, f, \theta(k_x)) \quad (5.23)$$

La Figura 5.14 representa $\angle \rho_{FSS}$ en el rango de frecuencias de diseño. Debido a su respuesta plana, la PRS a penas influye en las condiciones de contorno del campo transversal. Esto explica lo ocurrido cuando la guía estaba cortocircuitada en el plano inferior. En dicho caso, la resonancia transversal del modo era similar en toda la banda, y por tanto solo el incremento de la frecuencia causaba efecto en la dirección de máxima radiación.

En este caso, el coeficiente de reflexión en el plano inferior tiene mucha influencia en la frecuencia de corte del modo fundamental, esto lo justifica la cavidad que forma la HIS, responsable de que la fase de la onda reflejada dependa fuertemente de la longitud de onda con la que se ilumina la superficie.

La Figura 5.21 reproduce la respuesta de la Superficie de Alta Impedancia diseñada para la FPA de este apartado, cuyas dimensiones son:

- Periodicidad = 5.75 mm
- $L_{HIS} = 5$ mm
- $d_{HIS} = 3.2$ mm
- $\epsilon_r = 4.48$

En base a la respuesta representada y tomando la ecuación de fases como apoyo (5.21), es posible explicar el motivo de la mejora en la velocidad de escaneo en frecuencia. Como representa la Figura 5.21, el comportamiento en fase de la Superficie de Alta

Impedancia es muy sensible en torno a la resonancia paralelo del circuito periódico, asociada al cambio en la impedancia de entrada. En ese momento se dice que la HIS se comporta como un Conductor Magnético Artificial (AMC), ya que las ondas incidente y reflejada pasan a estar en fase, provocando la ausencia de corriente en la superficie (Capítulo 4).

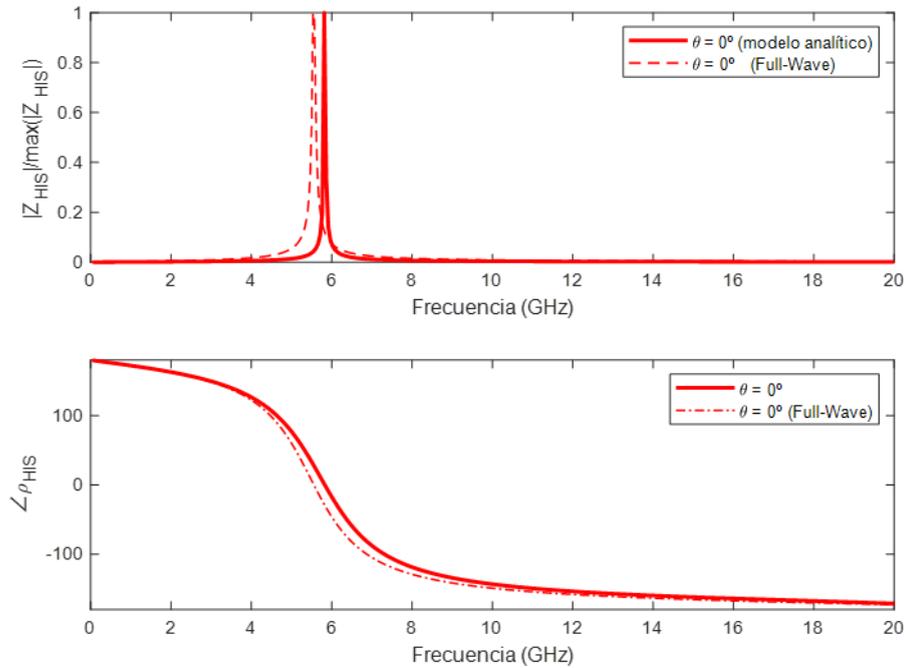


FIGURA 5.21: $|Z_{HIS}(f)|$ y $\angle\rho_{HIS}(f)$ de la Superficie de Alta Impedancia propuesta.

Si el diseño de la antena es enfocado en este rango, con la 'Splitting Condition' cerca del ancho de banda de resonancia, se consigue que la frecuencia no sea la única responsable del crecimiento de la constante de fase guiada. Ahora la HIS afecta bruscamente a la condición de contorno de la guía de placas paralelas, ya que conforme esta se acerca a un AMC, el modo fundamental comienza a propagarse cada vez a una frecuencia menor (la longitud efectiva entre planos va aumentando conforme $\angle\rho_{HIS}$ decrece). Esto reduce mucho la velocidad de fase de las ondas guiadas entre dos frecuencias consecutivas (mucho más que el diseño sin HIS), provocando que β_y crezca muy rápido, con la consecuente ampliación del FoV.

Este crecimiento de la longitud efectiva de la cavidad puede ser expuesto de forma visual con el campo eléctrico en la sección YZ . Según este diseño, en torno a la 'Splitting Condition' la resonancia transversal se da para $\lambda = 2H$. A mayores frecuencias, la incidencia del campo en las paredes es más oblicua, lo que provoca que el comportamiento de AMC no se de a 5.9 GHz ($\theta = 60^\circ$, Figura 5.21), si no a $f = 6.3$ GHz ($\beta_y = 0.85 - \theta = 60^\circ$). Dicha respuesta de la HIS se expone en el epígrafe 4.5.2.1 (Figura 4.17).

Por tanto, a 6.3 GHz el campo reflejado está en fase con el incidente, imponiendo que el valor permitido de β_z tenga que ver con una longitud de onda de corte $\frac{\lambda}{2} = 2H$. Esto explica por qué la guía con HIS consigue que la propagación del modo sea más confinada con respecto al diseño con plano de masa (Figuras 5.24 y 5.25), lo que se traduce en que las ondas fugadas en la antena viajen en fase hacia una dirección más lejana a la perpendicular.

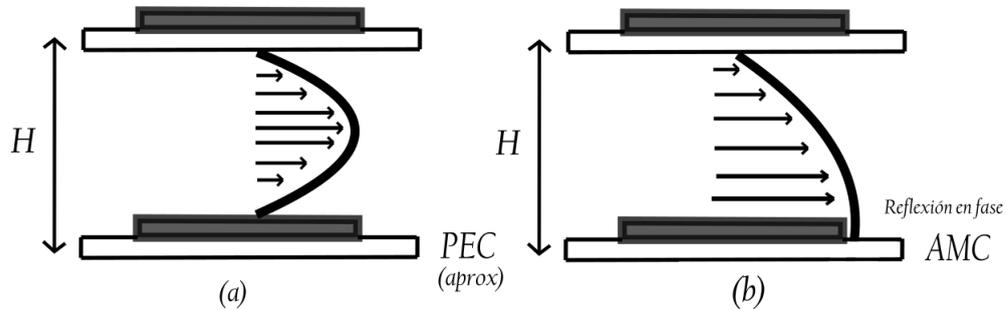


FIGURA 5.22: (a) β_z a la frecuencia de corte (en torno a 5 GHz). (b) β_z cuando $\angle\rho_{HIS} = 0^\circ$ (en torno a 6.3 GHz).

La dispersión del modo TE_{01} se representa en la Figura 5.22, en la que se valida el análisis con la TEN desarrollada en [García-Vigueras, 2012].

- $H = 23.15$ mm
- Periodo = 5.75 mm
- $L_{PRS} = 5.3$ mm
- $d_{PRS} = 1.5$ mm
- $L_{HIS} = 5$ mm
- $d_{HIS} = 3.2$ mm
- $\epsilon_r = 4.48$

Donde H , en la guía sin HIS, era aproximadamente $\frac{\lambda}{2}$ a 5 GHz, en este caso, debido a ρ_{HIS} (Figura 5.21), esta está más cerca de $\frac{\lambda}{4}$ a la frecuencia de corte.

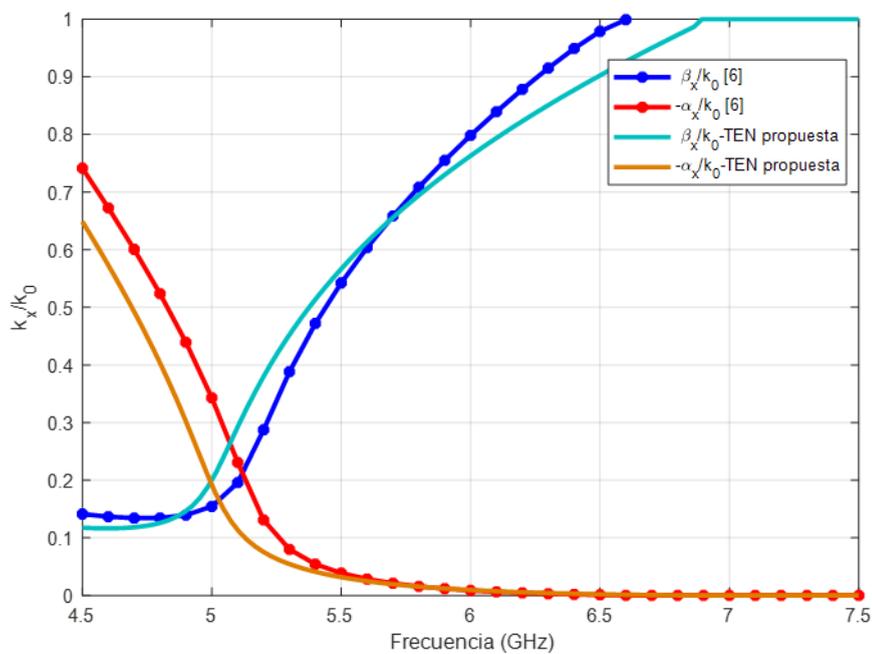


FIGURA 5.23: Análisis de dispersión de la componente \hat{x} del modo 'leaky' fundamental de la FPA-2D.

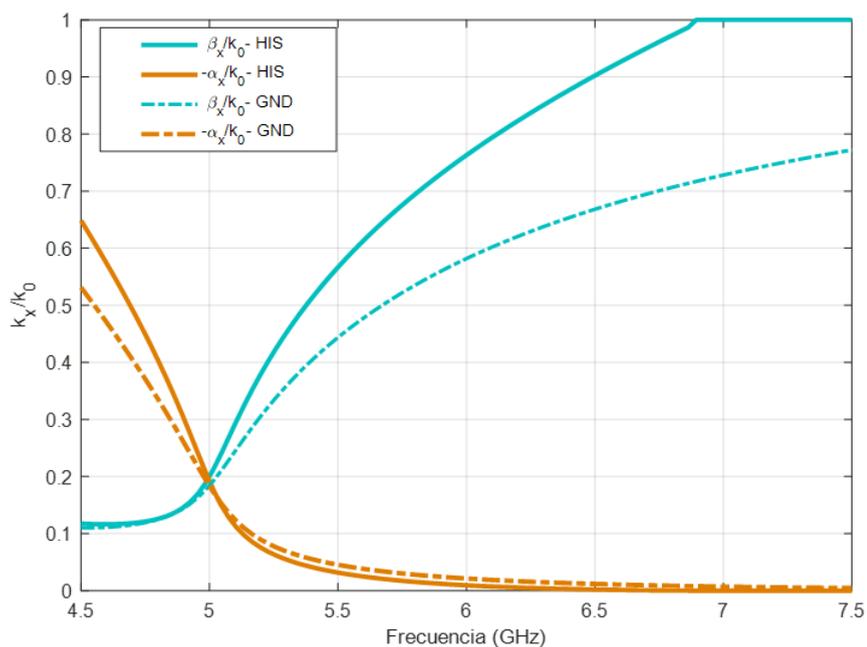


FIGURA 5.24: Comparativa con respecto a FPA sin HIS.

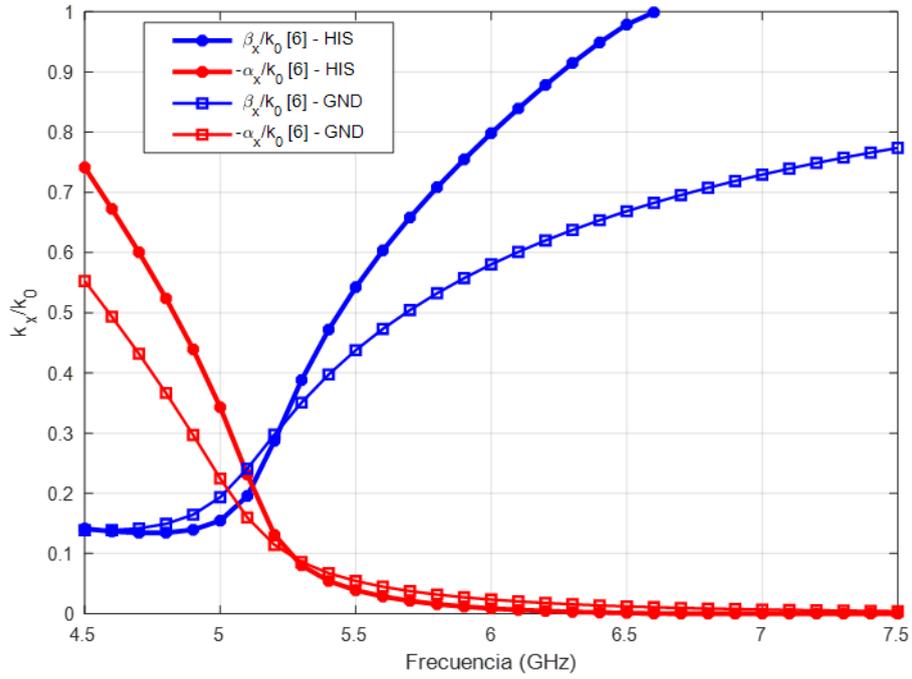


FIGURA 5.25: Comparativa con respecto a FPA sin HIS ([García-Vigueras, 2012]).

Las diferencias entre ambos análisis son debidas a que en el cálculo de la impedancia superficial no se tienen en cuenta modos de Floquet de orden superior. A pesar de presentar amplitud evanescente a las frecuencias de trabajo, son ciertamente relevantes en la superficie debido al plano de masa.

Un hecho destacado es que ambas rutinas predicen que deja de haber ondas de fuga a partir de una cierta frecuencia. Debido a la respuesta de la HIS, llega un punto en el que la longitud efectiva de la cavidad es muy grande, consiguiendo un modo 'leaky' muy confinado ($v_{ph} \approx c, \theta_{RAD} \approx 90^\circ$). A partir de esa situación de radiación, en la que se incide de forma muy oblicua, subir en frecuencia, y por tanto, reducir el tamaño de las ondas es crítico, ya que provoca que los frentes de onda reflejados por la cavidad periódica (caracterizada por los parches y d_{HIS}) tarden en formarse cada vez más.

Llega un punto en el que, para una cierta λ , este tiempo es mayor que $T > \frac{\lambda}{c}$, y por tanto, una componente de la onda reflejada no llega a recorrer una longitud de onda en el tiempo de un periodo. Esto conduce a un salto discontinuo para la constante de fase guiada (β_y), que deriva en que el campo en la apertura pase a ser evanescente. A este rango de frecuencias, en el que no hay lugar para las ondas de fuga, se le conoce como región de onda de superficie.

El razonamiento lleva a concluir que el culpable de la desaparición de las ondas de fuga es el desfase en el circuito equivalente que modela la HIS. Por tanto, en la TRE, la entrada

a esta región se asocia numéricamente a $\angle\rho_{HIS}$. Esto puede comprobarse atendiendo a la ecuación 5.21 para el modo en cuestión ($n = -1$).

$$\angle\rho_{HIS} + \angle\rho_{PRS} - 2\beta_z(H + d_{PRS}) = -2\pi \quad (5.24)$$

En primer lugar, $\angle\rho_{PRS}$ es casi constante con la frecuencia. En cuanto a la HIS, llegando al AMC ($\angle\rho_{HIS} = 0^\circ$), la altura efectiva de la guía es mayor (la solución en 5.24 resulta en un β_z más pequeño). Si se sigue subiendo en frecuencia, llega un punto en el que debido a $\angle\rho_{HIS}$ la ecuación da soluciones negativas, y por tanto, las ondas en la guía se caracterizan por $\beta_y > k_0$, siendo conocidas como 'slow-waves'. Este es el motivo por el que estos circuitos son típicamente nombrados como estructuras EBG ('Electromagnetic Band-Gap'), ya que una Superficie Selectiva en Frecuencia como la HIS es responsable de que haya una banda de frecuencias prohibida para los modos de fuga, cuya aparición, además, está fuertemente ligada al crecimiento rápido de la constante de fase guiada con la frecuencia (y a la velocidad de escaneo).

Por último, se escriben las ecuaciones para la guía longitudinal en \hat{y} para terminar de caracterizar la dispersión del modo 'leaky' cilíndrico, cuya TEN se define en el plano XZ (Figura 5.20).

$$\rho_{HIS}(D^{HIS}, f, \theta(k_y))\rho_{FSS}(D^{FSS}, f, \theta(k_y))e^{-j2k_z^{\epsilon_r} d_{PRS}} e^{-j2k_z H} = 1 \quad (5.25)$$

$$k_0^2 = k_y^2 + k_z^2 \quad (5.26)$$

$$k_0^2 \epsilon_r = k_y^2 + k_z^{\epsilon_r 2} \quad (5.27)$$

$$Z_{s(TM)}^c = -j \frac{\eta_{eff}}{2\alpha} \quad (5.28)$$

$$\alpha = \frac{k_{eff} P}{\pi} \log \frac{1}{\sin \frac{w\pi}{2P}} \quad (5.29)$$

$$Z_{FSS} = Z_{s(TM)}^c // Z_0^{TM} \quad (5.30)$$

$$Z_{HIS} = Z_{s(TM)}^c // Z_i \quad (5.31)$$

$$Z_i = jZ_0^{TM} \tan(k_z^{\epsilon_r} d_{HIS}) \quad (5.32)$$

De nuevo, el diseño apropiado de la Superficie de Alta Impedancia caracterizada en la Figura 5.21 consigue la mejora del escaneo en frecuencia para la banda de 5 GHz.

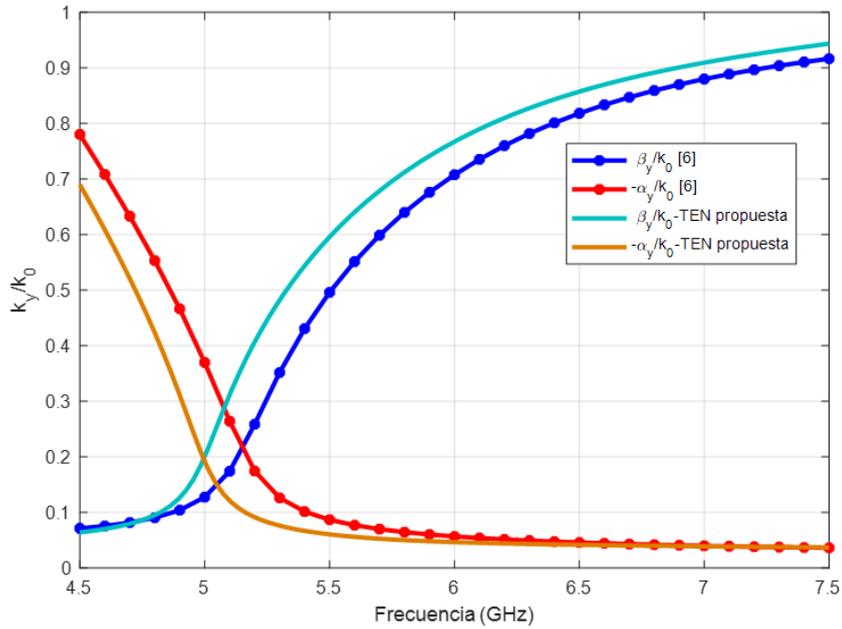


FIGURA 5.26: Análisis de dispersión de la componente \hat{y} del modo 'leaky' fundamental de la FPA-2D.

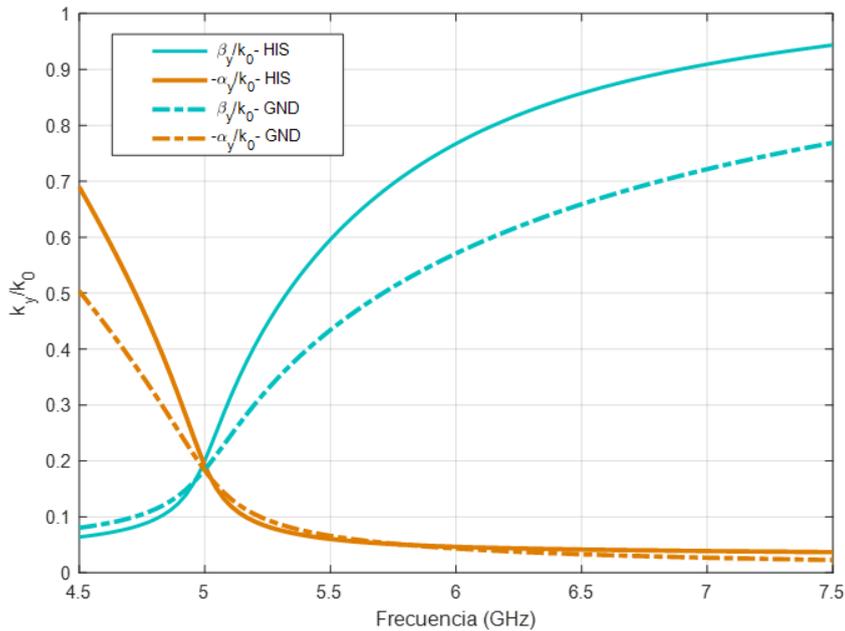


FIGURA 5.27: Comparativa con respecto a FPA sin HIS.

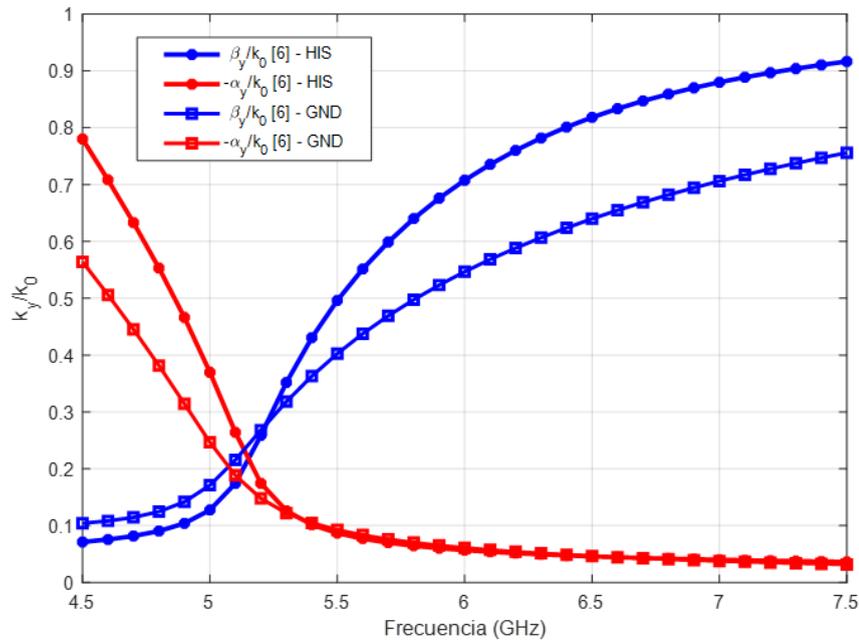


FIGURA 5.28: Comparativa con respecto a FPA sin HIS ([García-Vigueras, 2012]).

El motivo por el que no se entra en la región de onda de superficie puede explicarse a partir del epígrafe: Incidencia TM y ancho de banda de resonancia (4.5.2.2). Ahora, la cavidad que forman la PRS y el plano de masa a penas tiene efecto en la onda reflejada. Esto se debe a la transparencia de los parches, la cual está asociada al decrecimiento suave de la fase del coeficiente de reflexión. De esta forma, la ecuación de fases de la TRE describe una menor velocidad de escaneo, con la consecuente aparición del 'Band-Gap' a frecuencias mayores con respecto al caso TE.

Esto debe tenerse en cuenta en el diseño de la antena, ya que repercute en la simetría de los haces cónicos. Por ello, a continuación se muestra el efecto de tres diseños diferentes de la HIS en la dispersión del modo 'leaky'. Estos resultados permiten discutir hasta qué punto es positivo acercar la condición de AMC en la búsqueda de una antena de gran FoV. Para ello, se simula la estructura ya presentada, sobre la cual se varía el parámetro L_{HIS} , con su correspondiente ajuste de H .

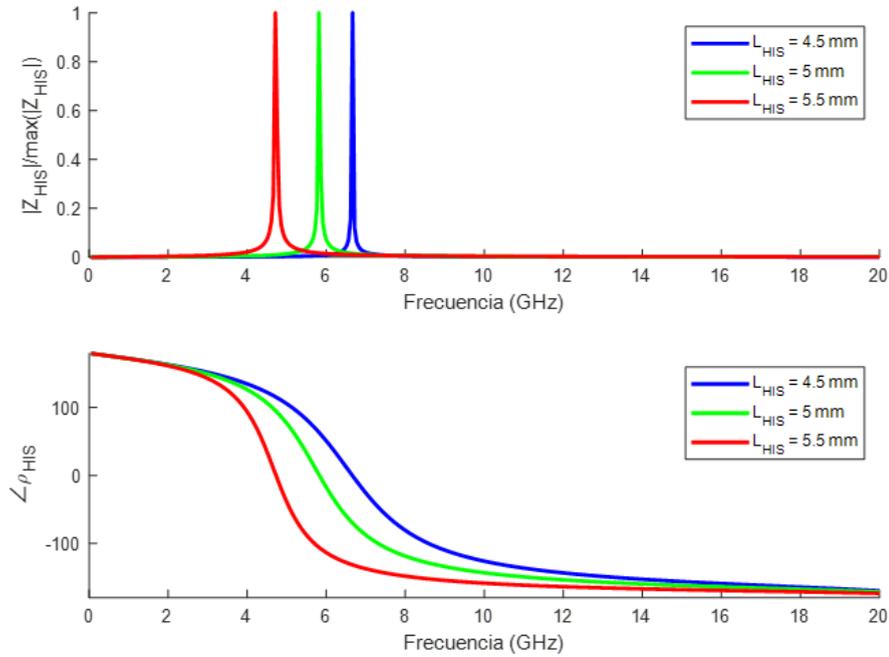


FIGURA 5.29: Efecto del tamaño de los parches en la resonancia de la HIS.

Los resultados describen que disminuir el tamaño de los parches, además de subir en frecuencia la resonancia de la HIS, la hace menos selectiva. En primer lugar, la subida en frecuencia de la condición AMC puede ser explicada a partir de la Figura 5.10, que representa la evolución de $\angle\rho_{FSS}$ con L_{PRS} . En cuanto a la selectividad, esta tiene que ver con la transparencia de los parches, como se explicó en el apartado 4.5.2.1. Al reducir L_{HIS} , las variaciones de fase en la línea acabada en cortocircuito que modela la cavidad tienen influencia en la onda reflejada en la interfaz, lo que provoca que la llegada al comportamiento de alta impedancia sea progresiva con la frecuencia, suavizando la respuesta (curva azul).

En base a este razonamiento, la Figura 5.29 permite sacar conclusiones sobre el efecto de las diferentes Superficies de Alta Impedancia en la dispersión del modo fundamental de la FPA estudiada. Puede deducirse entonces que el caso $L_{HIS} = 4.5$ mm presentará el escaneo en frecuencia más lento. Esto se debe, en primer lugar, a que la zona de resonancia de la HIS está algo más alejada del corte. Además, las variaciones en la fase del coeficiente de reflexión son más suaves debido a la transparencia de los parches.

En el extremo opuesto se encuentra $L_{HIS} = 5.5$ mm, cuya transición a alta impedancia se da de forma muy abrupta (los parches contribuyen mucho a las ondas reflejadas), lo que implica un $\angle\rho_{HIS}$ muy sensible a la frecuencia en torno al AMC. También, la resonancia de la HIS se encuentra muy cerca del corte ($H = 17$ mm $\approx \frac{\lambda}{4}$). Esto lleva

a concluir que el escaneo más rápido en frecuencia debe dar cuando $L_{HIS} = 5,5$ mm, siendo el efecto del 'Band-Gap' menos influyente conforme los parches se hacen más pequeños.

Esta predicción puede corroborarse resolviendo la TEN. Las Figuras 5.30-5.33 justifican que acercarse mucho a la resonancia de la HIS proporciona los mejores resultados en términos de FoV. Sin embargo, que el modo pase rápido a tener una velocidad de fase cercana a c lleva a una radiación poco eficiente. Este hecho es notable a partir de 5.5 GHz en la curva roja de la Figura 5.31. El diseño con escaneo más rápido para la FPA-2D también repercute en las diferencias entre los planos principales de radiación, llevando a haces cónicos muy asimétricos, tanto en términos de ángulo de apuntamiento, como de ancho de haz.

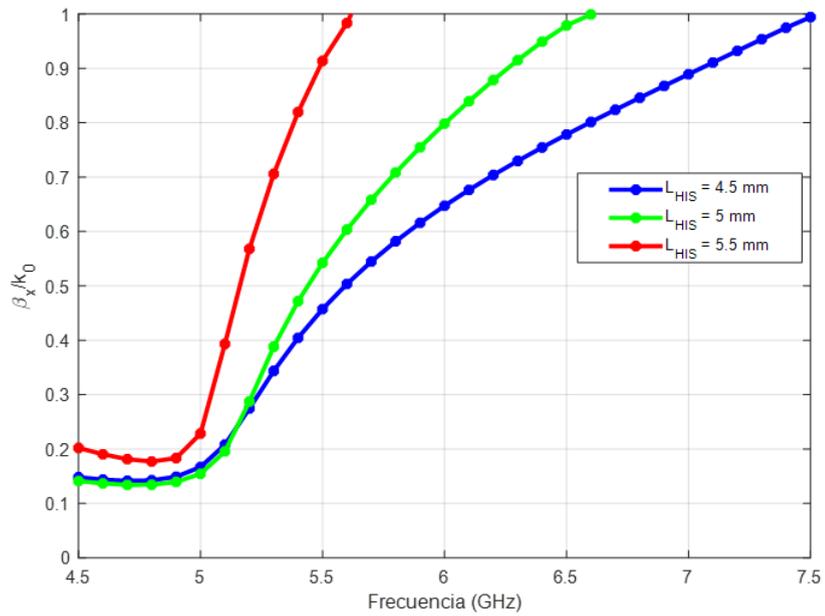


FIGURA 5.30: Efecto de L_{HIS} en la dispersión del modo fundamental (componente \hat{x}).

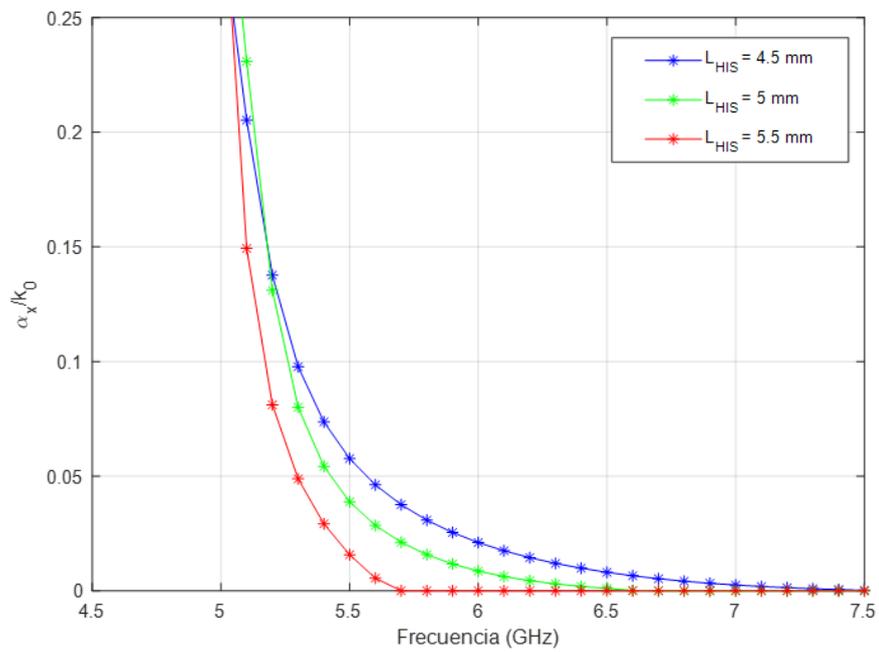


FIGURA 5.31: Efecto de L_{HIS} en la tasa de radiación del modo fundamental (componente \hat{x}).

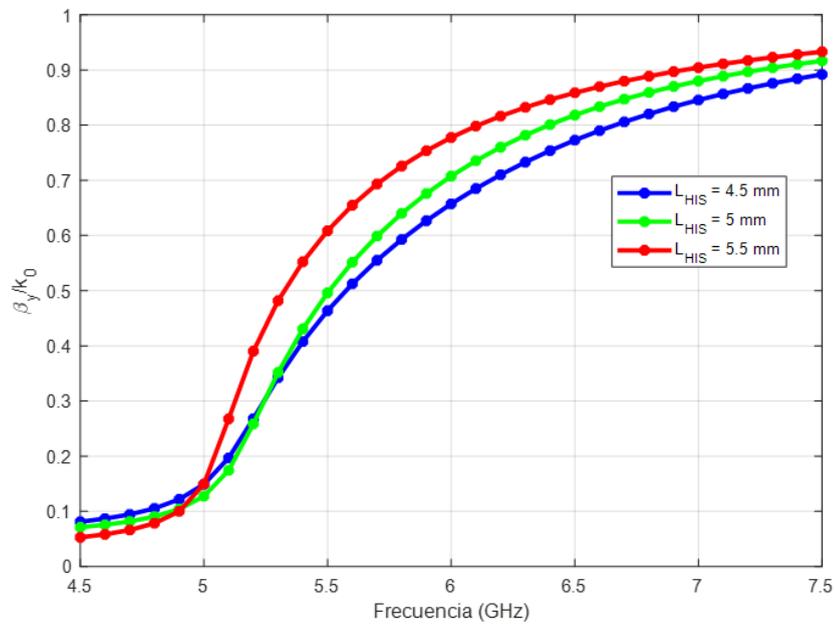


FIGURA 5.32: Tefecto de L_{HIS} en la dispersión del modo fundamental (componente \hat{y}).

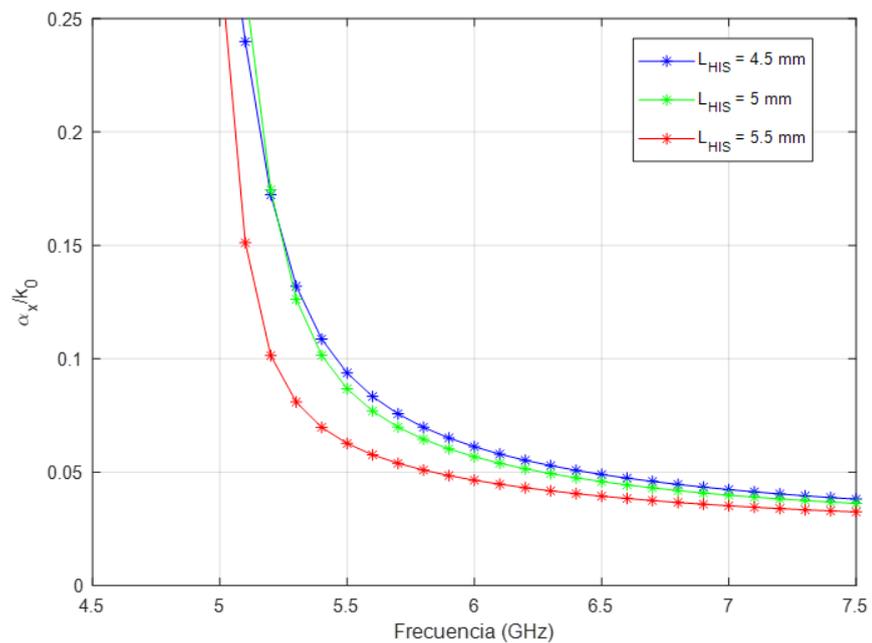


FIGURA 5.33: Efecto de L_{HIS} en la tasa de radiación del modo fundamental (componente \hat{y}).

Los resultados llevan a concluir que la solución de $L_{HIS} = 5.5$ mm, a pesar de conseguir el mayor campo de visión, no es útil en la práctica. Que la velocidad de fase del modo fundamental se reduzca tanto en frecuencias cercanas al corte, hace que la tasa de radiación se vea muy afectada, lo que dificulta conseguir una buena eficiencia de radiación para gran parte de los haces de interés. Este caso también acentúa mucho las diferencias entre los planos principales del diagrama de radiación, ya que el 'Bandgap' es muy influyente en el caso TE, lo que deriva en asimetrías en cuanto a la de máxima radiación y al ancho de haz.

El caso con menor tamaño de parches ($L_{HIS} = 4.5$ mm) solventa estos inconvenientes gracias al sacrificio en la velocidad de escaneo. Sin embargo, si se atiende al rango de trabajo, optimizar este diseño en cuanto a FoV no conlleva grandes diferencias en los planos E y H. Por este motivo se proponen las dimensiones $L_{HIS} = 5$ mm y $H = 23.15$ mm como las más adecuadas para el empleo de diferentes técnicas de estimación del ángulo de llegada en esta banda de frecuencias. A partir del estudio de dispersión del modo fundamental, discutido en las Figuras 5.23-5.28, es posible obtener el ángulo de máxima radiación de las componentes principales del modo 'leaky'. Los resultados obtenidos confirman que estructuras EBG como la presentada consiguen perturbar la propagación de los modos guiados, proporcionando resultados interesantes en distintos campos aplicados. También verifican la utilidad de esta técnica como paso previo a la optimización de una antena FPA-2D con escaneo rápido en frecuencia.

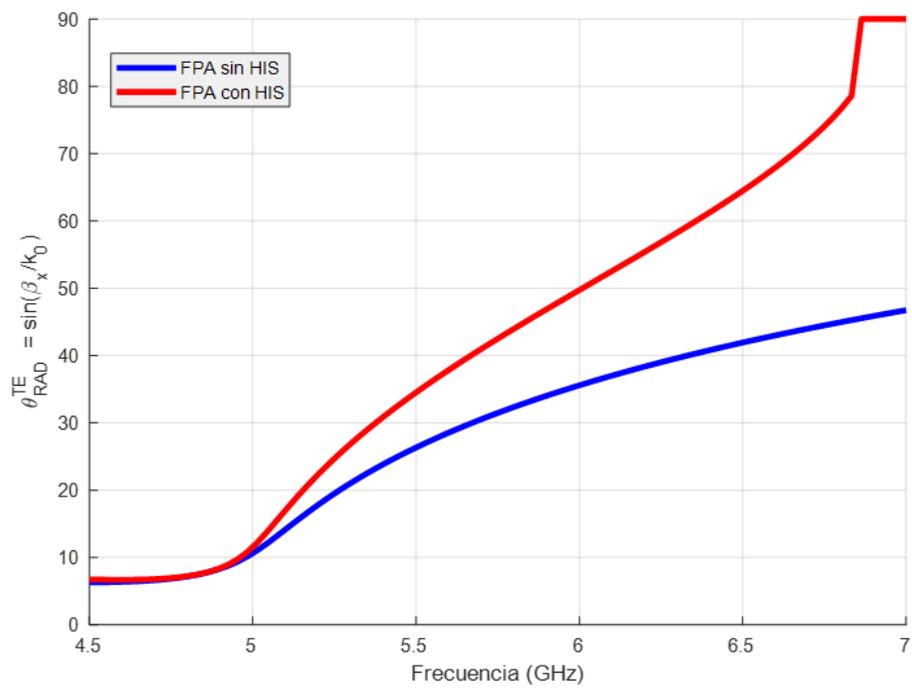


FIGURA 5.34: Comparativa del escaneo en frecuencia entre la FPA típica propuesta, y el diseño final con Superficie de Alta Impedancia (plano H).

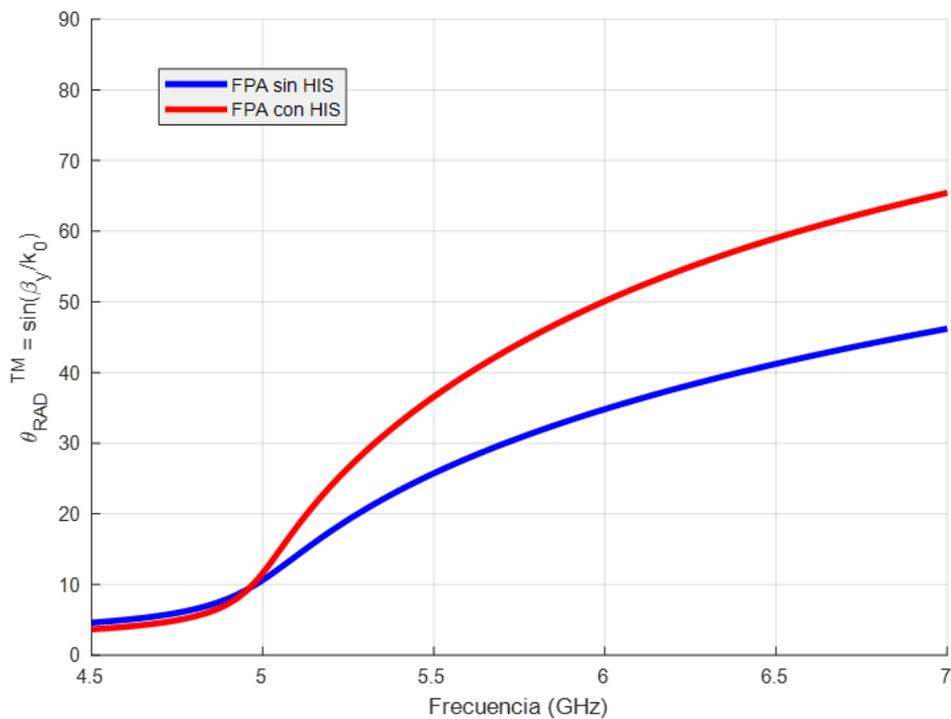


FIGURA 5.35: Comparativa del escaneo en frecuencia entre la FPA típica propuesta, y el diseño final con Superficie de Alta Impedancia (plano E).

Capítulo 6

Conclusiones y líneas futuras

6.1. Conclusiones

Esta técnica de análisis permite conocer de forma eficiente la dispersión un modo de fuga cilíndrico bajo unas ciertas condiciones de contorno, determinadas por las Superficies Selectivas en Frecuencia estudiadas. Gracias a su desarrollo, se ha podido describir el mecanismo a través del cual se consigue diseñar una antena Fabry-Perot bidimensional con escaneo cónico rápido.

A continuación se comparan los diseños propuestos, a partir de los que se demuestra que el empleo de una Superficie de Alta Impedancia permite ampliar el campo de visión de una FPA-2D, ya que el método de análisis propuesto revela que el modo 'leaky' cilíndrico se ve perturbado por la HIS en los planos E y H de la antena.

FPA sin HIS	FPA con HIS
H = 31.7 mm	H = 23.15 mm
Periodo = 5.75 mm	Periodo = 5.75
$L_{PRS} = 5.3$ mm	$L_{PRS} = 5.3$ mm
$d_{PRS} = 1.5$ mm	$d_{PRS} = 1.5$ mm
$L_{HIS} = -$	$L_{HIS} = 5$ mm
$d_{HIS} = -$	$d_{HIS} = 3.2$ mm
$\epsilon_r = 4.48$	$\epsilon_r = 4.48$
5-6.5 GHz	5-6.5 GHz
FoV (Plano H) = 41 °	FoV (Plano H) = 65 °
FoV (Plano E) = 41 °	FoV (Plano E) = 59 °

De esta forma, el trabajo realizado en [García-Vigueras, 2011] [García-Vigueras, 2012], en el que se demostró por primera vez que una HIS permite ampliar el FoV de una FPA-1D, queda extendido. En dicha investigación, el análisis de las estructuras propuestas se lleva a cabo en base a una TEN, en la que las impedancias equivalentes se obtienen a partir de las resonancias de los circuitos periódicos, para lo que se requiere de una simulación 'Full-Wave' previa. Con el fin de exponer la eficiencia computacional del método implementado en este TFM, en la siguiente tabla se compara el tiempo requerido por ambas rutinas para completar el análisis de dispersión de la FPA-2D propuesta como diseño final.

HFSS (Análisis 'Wave-Port')	TEN - [García-Vigueras, 2012]	TEN propuesta
Tiempo de cálculo: 660 s	Tiempo de cálculo: 120 s	Tiempo de cálculo: 8 s

Ambas técnicas son muy eficientes a nivel computacional, permitiendo resultados precisos en tiempos notablemente inferiores en comparación con simuladores 'Full-Wave' comerciales. La eficiencia del cálculo propuesto en este trabajo se debe a la simplicidad de las expresiones para la impedancia superficial, las cuales están basadas en elementos concentrados equivalentes, presentando un rango frecuencial de validez limitado. Esto no ocurre en el análisis de [García-Vigueras, 2012], donde las admitancias incluidas en su Red Equivalente se derivan a partir de resultados 'Full-Wave', prediciendo de forma muy precisa el comportamiento de los circuitos periódicos cuando se excitan modos de orden superior. Además, como se explica en los capítulos 4 y 5, el espesor de la Superficie de Alta Impedancia ha de ser del orden de medio periodo de la FSS, debido a que las expresiones no tienen en cuenta la influencia de modos evanescentes en los campos tangenciales a la superficie. De esta forma, la ganancia en tiempo sacrifica flexibilidad de cara a la sintonización de la HIS en comparación con la técnica propuesta por [García-Vigueras, 2012].

Teniendo en cuenta que la rutina de análisis es un punto de partida para el diseño completo de una FPA-2D con escaneo cónico rápido, los modelos analíticos hacen de esta un paso previo idóneo para la optimización de la antena, ya que permiten estudiar de forma muy dinámica el efecto de los diferentes parámetros en la dispersión de los modos de fuga. Además, estos proporcionan mucha facilidad a la hora de desglosar la física detrás de este tipo de antenas, permitiendo proponer diversas soluciones y alternativas para un mismo problema. Por lo tanto, gracias a la implementación de una rutina de análisis eficiente en la que se resuelve un problema de dispersión bidimensional de forma simplificada, es posible demostrar que una Superficie de Alta Impedancia permite el diseño de antenas 'Fabry-Perot' 2D de campo de visión extendido. Estos resultados

contribuyen a las investigaciones citadas en la introducción de la memoria, demostrando que las antenas 'Leaky-Wave' tienen un gran recorrido en la implementación de múltiples protocolos de comunicación enfocados hacia sistemas de localización.

6.2. Investigación futura

La línea de progresión que marca este TFM comienza por el diseño completo de la antena propuesta para su aplicación en la banda de 5 GHz (Wi-Fi). Esto conlleva la fabricación y mediciones del prototipo correspondiente, para lo que es necesario diseñar la excitación real de la antena.

Debido a la capacidad de ampliación del FoV que muestran los resultados, una vez caracterizada la estructura final es posible sintetizar los haces de este diseño formando funciones monopulso escaneadas en frecuencia. El principal inconveniente que presenta esta técnica tiene que ver con la amplitud de la señal proveniente de un blanco, la cual puede estar asociada a distintos ángulos de llegada, esto puede ser explicado pensando la forma del patrón de radiación fuera del lóbulo principal (Figuras 3.9 y 3.10). Para solventar estos problemas de detección, el procesado monopulso requiere de la síntesis de haces conformados [Gómez-Tornero, 2011] [Poveda-García, 2021], hecho que implicaría una extensión de la rutina propuesta que para estudiar el efecto de la modulación de la dimensión principal de la FPA en el análisis de dispersión.

Por último, la técnica de análisis propuesta puede ser extendida al diseño eficiente de antenas Fabry-Perot conformadas a superficies curvas. En este caso, con el fin de sintetizar correctamente los haces de los potenciales diseños, ha de conseguirse un control local a nivel de módulo y fase sobre el modo de fuga con el que se trabaja, para lo que se requiere adaptar las rutinas programadas a la modulación espacial de las Superficies Selectivas en Frecuencia que conforman la antena [Gómez-Tornero, 2005] [Gómez-Tornero, 2011] [Martínez-Ros, 2013].

Bibliografía

- [Blanco, 2015] Blanco D., Rajo-Iglesias E., Maci S., Llombart N., Directivity Enhancement and Spurious Radiation Suppression in Leaky-Wave Antennas Using Inductive Grid Metasurfaces, *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 63(3): pp. 891-900, March 2015.
- [García-Vigueras, 2011] García-Vigueras M., Gómez-Tornero J.L, Goussetis G., A.R. Wiley, Y. Jay Guo, Enhancing Frequency-Scanning Response of Leaky-Wave Antennas Using High Impedance Surfaces, *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*, 10: pp. 7-10, March 2011.
- [García-Vigueras, 2011] García-Vigueras M., Gómez-Tornero J.L, Goussetis G., A.R. Wiley, Y. Jay Guo, 1 D-Leaky Wave Antenna Employing Parallel-Plate Waveguide Loaded with PRS and HIS, *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 59(10): pp. 3687-3694, October 2011.
- [García-Vigueras, 2012] PhD thesis. García-Vigueras M., Supervisor: Gómez-Tornero J.L., Analysis and Design of Hybrid Leaky-Wave Antennas Loaded with Frequency Selective Surfaces, *Technical University of Cartagena*, July 2012.
- [García-Vigueras, 2012] García-Vigueras M., Gómez-Tornero J.L, Goussetis G., A.R. Wiley, Y. Jay Guo, Efficient Synthesis of 1D Fabry-Perot Antennas with Low Sidelobe Levels, *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*, 11: pp. 869-872, August 2012.
- [Gil-Martínez, 2019] Gil-Martínez A., El Gholb Y., Poveda-García M., Gómez-Tornero J.L., El Amrani El Idrissi, An array of Leaky-Wave Antennas for indoor smart wireless access point applications, *Proc. 7th International Conference on Wireless Networks and Mobile Communications (WINCOM'19)*, November 2019.
- [Gil-Martínez, 2020] Gil-Martínez A., Poveda-García M., Gómez-Tornero J.L., Direct synthesis of frequency-scanned monopulse half-width microstrip leaky-wave antennas, *Proc. Eur. Conf. Antennas Propagation*, March 2020.

- [Gil-Martínez, 2021] Gil-Martínez A., Poveda-García M., Cañete-Rebenaque D., Gómez-Tornero J.L., Frequency-scanned monopulse antenna for RSSI-based direction finding of UHF RFID tags, *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*, in press., July 2021.
- [Gil-Martínez, 2021] Gil-Martínez A., Poveda-García M., García-Fernández J., Cañete-Rebenaque D., Gómez-Tornero J.L., Design of passive beam-scanning monopulse leaky-wave antennas for direction finding in UHF RFID, *Proc. IEEE Int. Conf. RFID-Technol. Appl. (RFID-TA)*, October 2021.
- [Gil-Martínez, 2021] Gil-Martínez A., Poveda-García M., Gómez-Tornero J.L., Wi-Fi Direction Finding with Frequency-Scanned Antenna and Channel-Hopping Scheme, *IEEE Sensor Journal*, in press, 2021.
- [Gómez-Tornero, 2004] Gómez-Tornero J.L., Melcón A.A., Non-Orthogonality Relations between Complex-Hybrid-Modes: an Application for the Leaky-Wave Analysis of Laterally-Shielded Top-Open Planar Transmission Lines, *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 52(3): pp. 760-767, March 2004.
- [Gómez-Tornero, 2004] Gómez-Tornero J.L., Melcón A.A., Radiation Analysis in the Space Domain of Laterally-Shielded Planar Transmission Lines. Part I: Theory, *Radio Science*, 34: RS3005 pp.1-11, June 2004.
- [Gómez-Tornero, 2004] Gómez-Tornero J.L., Melcón A.A., Radiation Analysis in the Space Domain of Laterally-Shielded Planar Transmission Lines. Part II: Applications, *Radio Science*, 39: RS3006 pp.1-10, June 2004.
- [Gómez-Tornero, 2005] Gómez-Tornero J.L., Cañete-Rebenaque D., Melcón A.A., Printed-Circuit Leaky-Wave Antenna with Pointing and Illumination Flexibility, *IEEE Microwave and Wireless Components Lett.*, 15(8): pp. 536-538, August 2005.
- [Gómez-Tornero, 2011] Gómez-Tornero J.L., A.R. Weily, Y. Jay Guo, Rectilinear Leaky-Wave Antennas with Broad Beam Patterns Using Hybrid Printed-Circuit Waveguide Designs, *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 59(11): pp. 3099-4007, November 2011.
- [Gómez-Tornero, 2018] Gómez-Tornero J.L., Cañete-Rebenaque D., López-Pastor J.A., Martínez-Salas A., Hybrid Analog-Digital Processing System for Amplitude-Monopulse RSSI-based MiMo WiFi Direction-of-Arrival Estimation, *IEEE Journal of Selected Topics in Signal Processing. Special Issue on Hybrid Analog - Digital Signal Processing for Hardware-Efficient Large Scale Antenna Arrays*, 12(3): pp. 529-540, June 2018.

- [Gradshteyn, 2000] Gradshteyn I.S., I.M. Ryzhik, Table of Integrals, Series and Products, 6th edition, San Diego, CA: Academic Press, 2000.
- [Guzmán-Quirós, 2015] Guzmán-Quirós R., Martínez-Salas A.J., Gómez-Tornero J. L., García-Haro J., Integration of Directional Antennas in an RSS Fingerprinting-Based Indoor Localization System, *Sensors, Special Issue Sensors for Indoor Mapping and Navigation*,16(4): pp. 1-23, December 2015.
- [Guzmán-Quirós, 2016] Guzmán-Quirós R., A.R. Weily, Gómez-Tornero J.L., Y.J. Guo, A Fabry-Pérot antenna with two-dimensional electronic beam scanning, *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*,64(4): pp. 1536-1541, February 2016.
- [Hansen, 1940] Hansen W.W. , Radiating electromagnetic waveguide, 1940.
- [Jackson, 2008] Jackson D.R., Oliner A.A., Leaky-wave antennas, *odern Antenna Handbook*, Wiley., 2008.
- [Langston, 2002] William L. Langston , Frequency Dependent Characteristics of Radiation from a Voltage Source on a Covered Microstrip Line, *IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest*, June 2002.
- [Luukkonen, 2008] Luukkonen O., Simovski C., Granet G., Goussetis G., Lioubtchenko D., Antti V. Räsänen, Tretyakov S., Simple and Accurate Analytical Model of Planar Grids and High-Impedance Surfaces Comprising Metal Strips or Patches, *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*,56(6): pp. 1624-1632, October 2008.
- [Maci, 2005] Maci S., Caiazzo M., Cucini A., Casaletti M., A pole-zero matching method for EBG surfaces composed of a dipole FSS printed on a grounded dielectric slab, *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*,53(1): pp. 70-81, January 2005.
- [Marcuvitz and Schwinger, 1951] Marcuvitz N., Schwinger J., On the Representation of the Electric and Magnetic Fields Produced by Currents and Discontinuities in Wave Guides, *IEEE Journal of Applied Physics* 22, pp. 806-829, June 1951.
- [Marcuvitz, 1956] Marcuvitz N., On field representations in terms of leaky modes or Eigenmodes, *IRE Transactions on Antennas and Propagation* 4, pp. 192-194, july 1956.
- [Martínez-Guillén, 2020] Final Bsc Project. Martínez-Guillén J.D., Supervisor: Cañete-Rebenaque, D., Gómez-Tornero J.L., Diseño de antena Fabry-Pérot para estimación cónica del ángulo de llegada en la banda de 5 GHz de Wi-Fi, *Technical University of Cartagena*, May 2020.

- [Martínez-Ros, 2011] Martínez-Ros A., Gómez-Tornero J.L., Goussetis G., Frequency scanning leaky wave antenna for positioning and identification of RFID tags, *Proc. IEEE Int. Conf. RFID-Technol. Appl. (RFID-TA)*, pp. 451-456, September 2011.
- [Martínez-Ros, 2011] Martínez-Ros A., Gómez-Tornero J.L., Goussetis G., Planar leaky-wave antenna with flexible control of the complex propagation constant, *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 60(3): pp. 1625-1630, December 2011.
- [Martínez-Ros, 2013] Martínez-Ros A., Gómez-Tornero J.L., Goussetis G., Holographic Pattern Synthesis With Modulated Substrate Integrated Waveguide Line-Source Leaky-Wave Antennas, *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 61(7): pp. 3466-3474, July 2013.
- [Maxwell, 1873] Maxwell J.C., A Treatise on Electricity and Magnetism, 1873.
- [López-Pastor, 2021] López-Pastor J.A., Gómez-Alcaraz A., Cañete-Rebenaque D., Martínez-Sala A., Gómez-Tornero J.L., Near-Field Monopulse DoA Estimation for Angle-Sensitive Proximity WiFi Readers, *IEEE Access Journal Special Section on Emerging Trends, Issues and Challenges for Array Signal Processing and Its Applications in Smart City*, 7(1): pp. 88450- 88460, June 2019.
- [López-Pastor, 2021] López-Pastor J.A., Marqués-Lara P., Franco-Peñaranda J.J, García-Sánchez A.J., Gómez-Tornero J.L., Wi-Fi RTT-based active monopulse RADAR for single access point localization, *IEEE Access*, 9: pp. 34755-34766, February 2021.
- [Poveda-García, 2018] Poveda-García M., Cañete-Rebenaque D., Goussetis G., Gómez-Tornero J.L., Coupling Substrate-Integrated Waveguides to Increase the Gain Bandwidth of Leaky-Wave Antennas, *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 66(6): pp. 3099-30109, June 2018.
- [Poveda-García, 2019] Poveda-García M., Oliva-Sánchez J., Sanchez-Iborra R., Cañete-Rebenaque D., Gómez-Tornero J.L., Dynamic Wireless Power Transfer for Cost-Effective Wireless Sensor Networks using Frequency-Scanned Beaming, *IEEE Access Journal Special Section on Wirelessly Powered Networks*, 7: pp. 8081-8094, January 2019.
- [Poveda-García, 2019] Poveda-García M., Cañete-Rebenaque D., Gómez-Tornero J.L., Frequency-Scanned Monopulse Pattern Synthesis Using Leaky-Wave Antennas for Enhanced Power-Based Direction-of-Arrival Estimation, *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 67(11): pp. 7071-7086, November 2019.

- [Poveda-García, 2020] Poveda-García M., Gómez-Alcaraz A., Cañete-Rebenaque D, Martínez-Sala A., Gómez-Tornero J.L., RSSI-Based Direction-of-Departure Estimation in Bluetooth Low Energy Using an Array of Frequency-Steered Leaky-Wave Antennas, *IEEE Access Journal Special Section on Emerging Trends, Issues and Challenges for Array Signal Processing and Its Applications in Smart City*, 8: pp. 9380-9394, January 2020.
- [Poveda-García, 2020] Poveda-García M., Gil-Martínez A., Gómez-Tornero J.L. , Frequency-scanned focused leaky-wave antennas for direction-of-arrival detection in proximity BLE sensing applications, *14th Eur. Conf. Antennas Propag.*, March 2020.
- [Poveda-García, 2021] Poveda-García M. , Andreu-García E., García-Fernández J., Cañete-Rebenaque D., Gómez-Tornero J.L., Frequency-scanned leaky-wave antenna topologies for two-dimensional direction of arrival estimation in IoT wireless networks, *15th Eur. Conf. Antennas Propag.*, March 2021.
- [Poveda-García, 2021] Poveda-García M., Gómez-Tornero J.L., Spectral analysis of broadband Fabry-Pérot antennas with multiple coupled cavities. In press., *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, July 2021.
- [Poveda-García, 2021] Poveda-García M., Gómez-Tornero J.L., Ambiguity Resolution in Amplitude-Monopulse Systems using Broad-Beam Patterns, *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*, 20(4): pp. 503-507, November 2021.
- [Pozar, 1990] Pozar D.M. , Microwave Engineering, *John Wiley and Sons Inc.*, 1990.
- [Rayleigh, 1897] Rayleigh L., On the passage of Electric Waves Trough Tubes, or the vibration of Dielectric Cylinders, *Phil.Mag.*, 43: pp. 125-132, February 1897.
- [Sievenpiper, 1999] Sievenpiper D., Zhang L., Jimenez Broas R.F., Alexopolous N.G., Yablouovitch E., High-Impedance Electromagnetic Surfaces with a Forbidden Frequency Band, *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 47(11): pp. 2059-2074, November 1999.
- [Tretyakov, 2003] Tretyakov S., Analytical Modeling in Applied Electromagnetics, *Norwood,MA: Artech House*, 2003.