

UNIVERSIDAD DE SEVILLA
FACULTAD DE FÍSICA
DEPARTAMENTO DE ELECTRÓNICA Y ELECTROMAGNETISMO

CIRCUITOS Y ANTENAS
EN TECNOLOGÍA PLANA SOBRE
SUSTRATOS FERRIMAGNÉTICOS

Memoria presentada por
GERMÁN LEÓN FERNÁNDEZ

para optar al grado de
Doctor en Ciencias Físicas

Sevilla, Octubre 2004

R. 10613675

T. S. - 230

**CIRCUITOS Y ANTENAS
EN TECNOLOGÍA PLANA SOBRE
SUSTRATOS FERRIMAGNÉTICOS**

Memoria presentada por GERMÁN LEÓN FERNÁNDEZ
para optar al Grado de Doctor en Ciencias Físicas

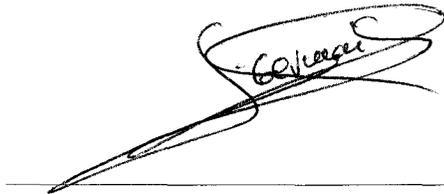
El Director



Rafael Rodríguez Boix

Profesor Titular de Electrónica y Electromagnetismo

El doctorando



Germán León Fernández



12564764

DEPARTAMENTO DE ELECTRÓNICA Y ELECTROMAGNETISMO

Facultad de Física

Universidad de Sevilla

098

276

4-11-04



Este trabajo ha contado con la financiación de una Beca de Formación de Personal Investigador del Ministerio de Educación y Ciencia vinculada al proyecto C.I.C.Y.T. TIC98-0630 y, además, ha contado con la financiación del proyecto TIC2001-3163 y de la Junta de Andalucía (Bolsa de Viaje y Ayuda Consolidación de Grupos).

Agradecimientos

Unas pocas líneas no son suficientes para agradecer el apoyo y esfuerzo de tantas personas a lo largo de los seis años que ha durado esta tesis. Sin lugar a dudas, en primer lugar debo dar las gracias y manifestar mi más profundo agradecimiento al profesor *Rafael Rodríguez Boix*, director de esta tesis, por su ayuda, dedicación y labor investigadora.

En segundo lugar, plasmar mi agradecimiento al profesor *Francisco Medina Mena*, por su generosa aportación de ideas y su apoyo en todos estos años.

También mi agradecimiento especial al profesor *Manuel Freire Rosales* por su colaboración en esta tesis, ya que él ha sido quien ha realizado las medidas que aparecen en los capítulos 4 y 5 de la misma.

Al resto del Grupo de Microondas, *Ricardo, Paco Mesa, Pepe, Vicente, Jesús, Joaquín, Gonzalo, Enrique, Rachid, Gabriel, Raúl y Juan*, ya que todos han aportado su granito de arena (y más de una línea de Fortran) a esta tesis.

También deseo expresar mi agradecimiento a *M^a Jesús, Ana y Esperanza*, por cuidarme durante estos años en el departamento de Electrónica y Electromagnetismo.

A los niños de *Comuna, Teatrofias (en especial a Matando el Tiempo, Caro Brujo) y El Gusanillo* que han llenado mi corazón de energía. A *Jorge y a Monte* que han estado en todo momento a mi lado.

Y no, claro que no se me olvida. Deseo expresar mi agradecimiento y cariño a *mi padre, mi madre y mi hermana*, que no han dejado de apoyarme desde que me vine a Sevilla, soplara por donde soplara el viento. También, al resto de mi familia, que siempre están cuando se les necesita. Y finalmente a *Isa*, por aparecer y no dejar de estar a mi lado.

Prólogo

Este trabajo aborda el estudio de circuitos y antenas en tecnología microtira con sustrato de ferrita magnetizada en dirección arbitraria. Para ello, en un primer momento se estudian las características de transmisión de líneas microtira y las características de resonancia de parches microtira, ambos sobre sustrato de ferrita. Además se describen las bandas de frecuencia donde no es posible ni la propagación ni la resonancia, debido a la excitación de “modos magnetostáticos”. En segundo lugar, se estudian diferentes tipos de circuitos microtira con sustrato de ferrita, haciéndose especial hincapié en las características de sintonía que presentan estas estructuras. Finalmente, se analizan diferentes antenas sobre ferrita alimentadas por una abertura, estudiándose la adaptación, sintonía y polarización de estas antenas. Todos estos análisis están basados en unos algoritmos rápidos y precisos que calculan los parámetros característicos de la estructura en estudio. Se han realizado diferentes medidas para validar dichos algoritmos encontrándose buena concordancia entre los resultados numéricos y los resultados experimentales.

Preface

This work studies microstrip circuits and antennas on magnetized ferrite substrates. To reach this goal, firstly, both the propagation characteristics of microstrip lines on ferrites and the resonance characteristics of resonators on ferrites are studied in detail. Because of the excitation of “magnetostatic waves”, frequency ranges appear where propagation and resonances are not possible. Then, different kinds of microstrip circuits on ferrite substrates are studied. Special emphasis is made on studying the tuning characteristics of these structures. Finally, different aperture coupled microstrip antennas on magnetized ferrites are analyzed, and matching, tuning and polarization properties are studied. All these analyses are based on quick and accurate algorithms which compute the characteristic parameters of each structure. Measurements have been made in order to validate the proposed numerical technique. Good agreement has been found between numerical and experimental results.

A la memoria de Villevalda Vaquero Prisuelos.

A mi padre, mi madre y mi hermana.

Índice general

Agradecimientos	IV
Prólogo	V
Preface	VI
. Introducción	1
1. Propagación en medios ferrimagnéticos: aspectos preliminares	9
1.1. Introducción	9
1.2. Propiedades básicas de las ferritas	10
1.3. Respuesta de la ferrita a un campo magnético externo: el tensor de Polder. Factores desmagnetizantes.	12
1.4. Propagación de una onda plana en una ferrita infinita	16
1.4.1. Propagación en la dirección del campo magnético. Rotación de Faraday	16
1.4.2. Propagación en dirección perpendicular al campo. Birrefringencia	18
1.5. Propagación de ondas magnetostáticas en una lámina de ferrita	19
1.6. Sobre la bidireccionalidad de las líneas de transmisión sobre ferrita . .	23
2. Caracterización de líneas microtira sobre sustrato de ferrita	27
2.1. Introducción	27
2.2. Formulación del problema y análisis numérico	28
2.3. Resultados numéricos	35

2.3.1.	Comprobación del método numérico	35
2.3.2.	Estudio de la constante de fase y de la impedancia	40
2.4.	Conclusiones	50
3.	Análisis de resonadores microtira sobre sustrato de ferrita	51
3.1.	Introducción	51
3.2.	Formulación del problema y análisis numérico	52
3.3.	Resultados numéricos	59
3.3.1.	Comprobación del método numérico	59
3.3.2.	Sintonía de las frecuencias de resonancia en un parche rectangular	63
3.3.3.	Frecuencias de resonancia y factores de calidad de parches de diferentes geometrías	69
3.4.	Conclusiones	73
4.	Estudio de circuitos microtira sobre sustratos de ferrita	75
4.1.	Introducción	75
4.2.	Descripción del problema y análisis numérico	77
4.3.	Resultados numéricos y experimentales	83
4.3.1.	Comprobación del método numérico	83
4.3.2.	Estudio de un resonador alimentado por condensadores inter- digitados	85
4.3.3.	Estudio de un filtro de líneas acopladas	93
4.3.4.	Análisis de un filtro de anillos abiertos acoplados	101
4.3.5.	Comparación con resultados experimentales	103
4.4.	Conclusiones	111
5.	Caracterización de antenas microtira alimentadas por abertura sobre sustratos de ferrita	113
5.1.	Introducción	113
5.2.	Geometría del problema y descripción del algoritmo	117
5.3.	Resultados numéricos y experimentales	123
5.3.1.	Comprobación del método numérico	123

5.3.2. Antenas sobre ferritas magnetizadas normalmente al plano de masa	125
5.3.3. Antenas de parches apilados sobre ferritas normalmente magnetizadas. Incremento del ancho de banda.	131
5.3.4. Antenas sobre ferritas magnetizadas paralelamente al plano de masa	135
5.3.5. Sintonía en la polarización de antenas sobre ferrita	140
5.3.6. Comparación con resultados experimentales	143
5.4. Conclusiones	146
. Líneas de trabajo futuro	149
. Conclusiones generales	151
A. Funciones diádicas de Green espectrales para medios multicapa con capas de ferrita	153
A.1. Breve descripción del método de los contornos equivalentes	154
A.2. Cálculo de las TFBG de los campos eléctrico y magnético transversales dentro de una capa de ferrita	156
A.3. Particularización del MCE para el análisis de una antena alimentada por abertura	161
B. Interpolación de la Función diádica de Green espectral	165
C. Cálculo de las integrales con límites infinitos	169
C.1. Cálculo mediante la técnica I.A	170
C.2. Casos particulares. Técnica I.B	172
Bibliografía	175
Publicaciones relacionadas con la Memoria	189

Introducción

Los dispositivos de ferrita permiten el control de la propagación de microondas utilizando un campo magnético estático exterior, cuya magnitud y orientación podemos variar. Estos dispositivos pueden ser recíprocos o no-recíprocos, lineales o no-lineales, y su diseño requiere un amplio conocimiento de materiales magnéticos, teoría electromagnética y teoría de circuitos de microondas [1]. Las ferritas o materiales ferrimagnéticos son materiales que presentan anisotropía inducida por dos campos magnéticos, uno de DC y otro de AC. El campo magnético de DC tiende a hacer precesar los dipolos magnéticos de spin de los electrones de la ferrita alrededor de dicho campo con una frecuencia proporcional al módulo del campo, conocida como frecuencia de Larmor. Por su parte, cuando al campo magnético de DC se le superpone un pequeño campo magnético de AC que está polarizado circularmente, el campo magnético de AC tiende a producir una precesión forzada en los dipolos de la ferrita con una frecuencia igual a la del campo de AC. Si la frecuencia de esta precesión forzada está próxima a la frecuencia de Larmor, y el sentido de la precesión forzada coincide con el de la precesión de Larmor, la interacción del campo de AC con la ferrita será muy fuerte. En cambio, si el sentido de la precesión forzada es opuesto al de la precesión de Larmor, la interacción del campo de AC con la ferrita será débil. Este diferente comportamiento de las ferritas ante la polarización de un campo externo de AC es la causa de que la propagación de una onda en una ferrita sometida a un campo de DC dependa fuertemente de la dirección y sentido de propagación de la onda, lo cual tiene numerosas aplicaciones en la fabricación de dispositivos de microondas [2].

Las aplicaciones tecnológicas de los materiales ferrimagnéticos se conocen desde hace mucho tiempo. Peter Peregrinus dio en 1269 una descripción detallada de una brújula construida con un aguja de magnetita (ferrita ya conocida en la antigua Grecia). La alta resistividad eléctrica de los materiales ferrimagnéticos despertó el interés de la comunidad científica de principios del siglo pasado, por la posible aplicación de estos materiales en inductores y transformadores. Pero no fue hasta 1952 [3, 4] cuando aparece el primer dispositivo de microondas con ferrita, un "girador". La historia de

estos primeros años de dispositivos de ferrita ha sido resumida en textos clásicos [5, 6]. En las siguientes líneas, haremos una breve descripción de algunos de los dispositivos de ferrita más conocidos.

Los circuladores son los componentes de ferrita más utilizados, dado que su comportamiento no-recíproco no puede ser duplicado por otra tecnología competitiva. Un circulador es un dispositivo de, al menos, tres puertas, en el que una onda incidente en la puerta 1 solamente se acopla a la puerta 2, una onda incidente en la puerta 2 sólo se acopla a la puerta 3, y así sucesivamente, por lo que son muy comunes en sistemas que utilizan una única antena para emitir y recibir señales (por ejemplo, en un radar de efecto Doppler [2]). Se han desarrollado técnicas de diseño por ordenador de circuladores para guías de ondas, líneas triplaca y microtiras. Podemos encontrar el análisis de los campos de este dispositivo en los buenos manuales sobre ingeniería de microondas [2, 7]. En 1964 Bosma [8] estableció, por primera vez, cómo una función de Green basada en un modelo de pared magnética puede ser usada para predecir el funcionamiento del circulador. Wu y Rosebaum [9] extendieron este trabajo mostrando cómo puede modificarse el ancho de banda de funcionamiento variando los parámetros de diseño. Schloemann y Blight [10] desarrollaron un circulador de bajas pérdidas que podía funcionar a frecuencias menores de las predichas por los anteriores autores. Sin embargo, estas frecuencias tenían un límite inferior en el que las pérdidas de inserción aumentaban. Este fenómeno era atribuido a la excitación de ondas magnetostáticas de superficie en las interfases dieléctrico-ferrita. En los últimos años se han seguido desarrollando nuevos y mejores circuladores [11, 12, 13].

Una de las primeras aplicaciones de las ferritas fueron los desfasadores, que son dispositivos de dos puertas que proporcionan un cambio variable en la fase de la señal de AC cuando cambia la magnitud del campo magnético de DC. La aplicación más significativa de estos dispositivos está en las agrupaciones de antenas, dado que el haz principal del diagrama de radiación de estas agrupaciones puede ser reorientado gracias al control de la fase de cada elemento radiante. A causa de la gran demanda, se han diseñado un gran número de desfasadores diferentes [1, 2, 3, 14, 15, 16]. Las características de frecuencia, la precisión de la fase, tiempo de cambio y potencia que requiera el diseño son las encargadas de dictar la elección del tipo de desfasador. El

diseño de estos dispositivos ha avanzado a grandes pasos gracias a uso de métodos de diseño por ordenador y mejoras en los modelos de los componentes de estado sólido [3].

Las ferritas también han jugado un papel decisivo en el desarrollo de los aisladores, dispositivos de dos puertas que permiten la transmisión de la puerta 1 a la 2, pero que proporcionan una gran atenuación a una onda que se transmite de la puerta 2 a la 1. Estos dispositivos se utilizan entre los generadores de microondas y los circuitos para evitar que las reflexiones dañen a los generadores. Existen distintos tipos, dependiendo de la propiedad de la ferrita que utilicen: rotación de Faraday, resonancia o desplazamiento de campo [2, 7, 14]. En tecnología triplaca y microtira, los aisladores más usados son los de modo de borde, que utilizan el desplazamiento de campo [17, 18, 19, 20], ya que presentan un ancho de banda mucho mayor que otros tipos de aisladores.

Si bien existen varios tipos de materiales ferrimagnéticos (granates, espinelas y magnetoplumbitas hexagonales), debido a sus bajas pérdidas, los granates son los materiales ferrimagnéticos de mayor utilidad a frecuencia de microondas. De todos los granates ferrimagnéticos, los más conocidos son los de itrio e hierro (conocidos como YIG en la bibliografía en inglés) [21]. Utilizando la técnica de crecimiento epitaxial, se pueden fabricar monocristales de YIG de muy bajas pérdidas (con anchuras de línea inferiores a 0.0001 T). Por ello, estos materiales han tenido una gran aplicación, no sólo en dispositivos de microondas como los que hemos descrito anteriormente sino también en otros tales como filtros, osciladores, limitadores y líneas de retardo. Utilizando granates, se han fabricado filtros y osciladores sintonizables con un alto factor de calidad. Una descripción detallada de filtros de microondas sintonizables paso de banda y rechazo de banda se ha dado en [22] y [23] respectivamente. En los últimos años se han propuesto filtros con ferritas en tecnología de guía de ondas [24] y en tecnología microtira [25, 26] que utilizan la dependencia del tensor de permeabilidad magnética con el campo magnético de DC para sintonizar. También se están estudiando filtros basados en la excitación de Modos Magnetostáticos (MM, en la literatura en inglés se conocen como *Magnetostatic Waves*) [27, 28]. La propagación de MM es bien conocida [21, 29, 30] y ha dado lugar a una tecnología en auge (véase [27] y las

referencias que se citan en ella) que ha producido gran variedad de dispositivos: líneas de retardo [31], transductores [32], filtros y resonadores [33], acopladores direccionales [34], ...

En los últimos años existe un aumento del interés en el estudio de antenas parche en microtira fabricadas con sustratos de ferrita, dado el gran número de propiedades útiles que estas antenas presentan: sintonía de la banda de frecuencia [35, 36], polarización circular con una sola alimentación [36, 37], disminución de la sección radar [38, 39], y adaptación en un amplio intervalo angular en agrupaciones de antenas con control de la dirección del haz principal del diagrama de radiación (*phased arrays* en la literatura en inglés) [36, 40].

A través de esta pequeña revisión de las aplicaciones más destacadas de las ferritas dentro de las microondas, podemos comprobar que estamos tratando con una tecnología madura que cada año produce mejoras y nuevos diseños. La solidez y el futuro de esta tecnología están fundamentados en el uso de herramientas numéricas cada vez más potentes y sofisticadas. Las técnicas de función de Green [8], diferencias finitas en el dominio del tiempo [41], adaptación modal [42], el método de elementos finitos [43] y el método de momentos en el dominio espectral [44, 45], entre otros, se han utilizado para simular dispositivos ya existentes y para explorar nuevas posibilidades. Sin embargo, en el caso concreto de la tecnología de circuitos y antenas planas hace falta desarrollar paquetes de *software* comerciales para sustratos de ferrita, del mismo tipo que los que existen para sustratos dieléctricos (*Ensemble, Momentum, Zealand-IE3D, ...*), que puedan usar los diseñadores de circuitos y antenas de microondas en la citada tecnología.

En el Grupo de Microondas de la Universidad de Sevilla, donde se inscribe esta tesis, se han elaborado técnicas de análisis numérico para el estudio de estructuras planas basadas en el cálculo de la función de Green en el dominio espectral [44, 46, 47], que han producido diversas aportaciones dentro del análisis del espectro modal del campo electromagnético de líneas microtira [48, 49], de circuitos, resonadores y *scatterers* con sustratos isótropos y anisótropos [50, 51, 39], de superficies selectivas en frecuencia [52] y de dispositivos de MM sobre ferrita [30, 53], entre otras. Estas

aportaciones son la base de la presente tesis. Aunque existen bastantes resultados experimentales sobre circuitos y antenas microtira con sustrato de ferrita, se ha prestado poca atención al modelado numérico. Por ello, en esta tesis nos proponemos elaborar un *software* eficiente, riguroso y flexible para estructuras planas con sustratos de ferrita, con el que podamos abordar el estudio de una amplia gama de problemas (en concreto, de líneas de transmisión, resonadores, filtros y antenas de diversa geometría fabricados sobre sustratos de ferrita) y proponer nuevos diseños de circuitos y antenas.

En el Capítulo 1 daremos un breve repaso a la fenomenología que presentan las ferritas a frecuencia de microondas. En primer lugar estudiaremos las características principales de los materiales ferrimagnéticos. Las características electromagnéticas vendrán descritas a través del tensor de Polder y la transmisión de una onda plana en una ferrita infinita. En segundo lugar, estudiaremos la propagación de modos magnetostáticos en la interfases metal–ferrita y dieléctrico–ferrita para una orientación arbitraria de la magnetización. También estudiaremos la bidireccionalidad (o no) que tienen las líneas microtira sobre sustrato de ferrita, dependiendo de la orientación del campo magnético. Este capítulo nos dará la base para entender el comportamiento de las diferentes estructuras microtira con un sustrato de ferrita que queremos estudiar.

El resto de los capítulos de la tesis (capítulos 2 a 5) seguirá un mismo esquema: introducción al problema que queremos estudiar, descripción del método numérico que vamos a utilizar, comprobación de dicho método, resultados obtenidos y conclusiones. En estos capítulos, así como en el primero, se usarán unidades del Sistema Internacional, aunque en gran parte de la literatura moderna sobre ferritas se utiliza el sistema cgs. Se puede encontrar una discusión rigurosa sobre las relaciones entre ambos sistemas en [54]. El método numérico utilizado en los capítulos 2 a 5 es el Método de Momentos en el Dominio Espectral (MMDE), método en el que la densidad de corriente se aproxima mediante una combinación lineal de funciones base conocidas, que en nuestro caso serán funciones subseccionales. Hemos elegido este método porque el cálculo de la Función Diádica de Green Espectral (FDGE) es relativamente sencillo [44, 47]. Se ha probado que el MMDE es un buen método para el cálculo de los parámetros de transmisión de una línea microtira sobre ferrita para cualquier orientación de la magnetización [55], de las frecuencias de resonancia

de parches circulares en microtira sobre sustratos anisótropos y bi-isótropos [51], de los parámetros de *scattering* de circuitos microtira con dieléctricos anisótropos [50], y de los parámetros de radiación de antenas parche sobre ferritas alimentadas mediante sonda coaxial [36]. Los contenidos de los capítulos del 2 al 5 se describen a continuación:

- En el Capítulo 2 se estudiará el comportamiento de la constante de fase y la impedancia de una línea microtira con sustrato o superestrato de ferrita. Se hará especial hincapié en establecer cuáles son las bandas de frecuencia donde no es posible la transmisión del modo fundamental.
- En el Capítulo 3 se abordará el estudio de resonadores microtira sobre sustratos de ferrita magnetizada arbitrariamente. Haremos un análisis sistemático de la sintonía de estos resonadores y de las bandas dónde no es posible la resonancia. Ampliaremos este estudio a resonadores de distinta geometría.
- En el Capítulo 4 se desarrollará una herramienta de análisis de circuitos microtira de dos puertas con sustrato de ferrita. Haremos un estudio sistemático de la sintonía de un resonador alimentado por condensadores interdigitados, atendiendo a la magnitud y orientación del campo magnético. Estudiaremos un filtro de tiras acopladas y contrastaremos los resultados de las simulaciones con resultados experimentales. Finalmente presentaremos diseños novedosos de filtros.
- En el Capítulo 5 se estudiarán las características (adaptación, sintonía, polarización, diagrama de radiación,...) de una antena microtira sobre sustrato de ferrita alimentada por una abertura. Al igual que en el capítulo anterior, se hará un estudio detallado de la antena en función de la magnitud y la orientación del campo magnético externo. Se presentarán resultados experimentales para validar los resultados numéricos. Asimismo, a lo largo del capítulo se mostrarán nuevas posibilidades de diseño para este tipo de antenas.

Al final de la tesis se recogerán una serie de conclusiones generales derivadas de los resultados obtenidos.

Algunos de los cálculos matemáticos que son comunes a los capítulos principales de esta tesis se describen en los apéndices. Así, en el Apéndice A se explicará el método utilizado para calcular la función diádica de Green en el dominio espectral. La interpolación de la Función de Green se describirá en el Apéndice B. En el Apéndice C se expondrá el cálculo preciso de las integrales de cola que se obtienen al utilizar el método de extracción asintótica para calcular las integrales con límites infinitos resultantes de aplicar el MMDE.

Capítulo 1

Propagación en medios ferrimagnéticos: aspectos preliminares

1.1. Introducción

El comportamiento de todos los dispositivos de ferrita a frecuencias de microondas puede ser explicado en términos de uno o más de los siguientes efectos [1, 2, 21]:

- “Rotación de Faraday”: rotación del plano de polarización de una onda TEM polarizada linealmente cuando se propaga por una ferrita en la dirección del campo magnético de DC.
- “Birrefringencia”: la constante de propagación de una onda que se propaga por una ferrita en dirección perpendicular al campo magnético de DC depende de que el campo magnético de AC sea paralelo al campo magnético de DC (onda ordinaria) o sea perpendicular (onda extraordinaria).
- “Resonancia ferrimagnética”: frecuencia a la cual se produce en la ferrita una fuerte absorción de aquel campo magnético de AC polarizado circularmente que obliga a una precesión forzada de los dipolos magnéticos en el mismo sentido que la precesión de Larmor.

- “Desplazamiento de campo”: desplazamiento de la distribución de campo transversal en sentidos diferentes para las ondas de ida y de vuelta de un sistema de transmisión parcialmente lleno de ferrita.
- “Efectos no-lineales”: a altos niveles de potencia, es posible la amplificación y la generación de armónicos superiores.
- “Ondas magnetostáticas”: ondas de longitud de onda muy pequeña que pueden propagarse en el volumen de una lámina de ferrita de espesor finito, o en la superficie de separación de la lámina con el aire o de la lámina con un metal.

En este capítulo se estudiarán algunos de estos efectos, ya que su comprensión ayudará considerablemente al entendimiento del comportamiento de los parámetros que caracterizan las distintas estructuras que nos proponemos estudiar.

1.2. Propiedades básicas de las ferritas

En primer lugar, debemos conocer las propiedades físicas de estos materiales magnéticos cristalinos. Aunque la estructura interna de las ferritas es complicada, el modelo más sencillo para explicar el ferrimagnetismo consiste en considerar dos subredes atómicas con momentos dipolares magnéticos de distinto módulo y sentido contrario, lo cual da lugar a que el momento dipolar magnético molecular neto sea no nulo. Estos momentos se ordenan aleatoriamente en dominios que presentan una magnetización no nula. La presencia de dominios da lugar a que las muestras macroscópicas de materiales ferrimagnéticos posean ciclos de histéresis y magnetización de saturación, tal y como ocurre con los materiales ferromagnéticos. Al igual que ocurre con estos últimos materiales, la magnetización espontánea de los dominios desaparece en el material ferrimagnético a una temperatura crítica, llamada temperatura de Curie, por encima de la cual el material pasa a ser paramagnético [21, 56].

De acuerdo con [21], los materiales ferrimagnéticos se pueden clasificar en tres grandes grupos: las magnetoplumbitas hexagonales, las espinelas y los granates. Las magnetoplumbitas poseen un campo de anisotropía magnetocristalina muy elevado, con lo cual, su frecuencia de resonancia (frecuencia en torno a la cual es más intensa

la interacción con un campo externo de AC) suele estar en las bandas milimétricas, lo cual las hace especialmente útiles a dichas frecuencias. Las espinelas tienen su frecuencia de resonancia a frecuencias de microondas (campo de anisotropía magnetocrystalina muy pequeño) pero poseen muchas pérdidas (anchura de línea muy elevada). Finalmente, los granates tienen su frecuencia de resonancia a frecuencias de microondas y además poseen bajas pérdidas, lo cual da lugar a que sean los materiales ferrimagnéticos más utilizados en los dispositivos actuales de microondas. Hoy en día, el material ferrimagnético más importante en microondas es el granate de itrio-hierro (conocido como YIG, del inglés *Yttrium-Iron-Garnet*). En algunas aplicaciones, se utilizan YIG dopados con impurezas para reducir las pérdidas. En todos los resultados que se presentan en esta tesis, supondremos que estamos tratando con YIG. Los YIG cristalizan en el sistema cúbico y poseen un campo de anisotropía magnetocrystalina muy pequeño. Debido a este hecho, en nuestros cálculos supondremos que este campo de anisotropía magnetocrystalina es despreciable, siendo el campo magnético externo de DC la única fuente de anisotropía. Como ya se ha comentado, los YIG son materiales de bajas pérdidas y las muestras policristalinas presentan un ancho de línea comprendido entre 0.0005 T y 0.005 T, dependiendo de las impurezas y de lo pulida que esté la superficie de las muestras. Las muestras bien preparadas de monocristales de YIG puede llegar a tener un ancho de línea inferior a 10^{-4} T [21]. La magnetización de saturación de los YIG suele tener un rango comprendido entre 0.02 T y 0.2 T (véase la página *web* del fabricante de ferritas norteamericano *Transtech* "<http://www.trans-techinc.com/catalog/pdfs/pg1-4&5.pdf>"). Cuando la magnetización de una ferrita es inferior a la magnetización de saturación, la ferrita puede tener muchas pérdidas a frecuencias de microondas y se reduce la interacción con el campo magnético de AC [2]. Por este motivo, en lo que resta de la tesis supondremos siempre que las ferritas utilizadas están magnetizadas hasta la saturación. Esta restricción no es muy fuerte desde el punto de vista práctico ya que los YIG son ferritas blandas con coercitividads muy pequeñas (inferiores a 0.0002 T de acuerdo con la página *web* "<http://www.trans-techinc.com/catalog/pdfs/pg1-4&5.pdf>"), con lo cual, alcanzan la saturación para campos magnéticos internos inferiores a 0.01 T.

Podemos encontrar una breve historia del desarrollo de los materiales ferrimagnéticos en [1] y en las referencias que cita este artículo de revisión.

1.3. Respuesta de la ferrita a un campo magnético externo: el tensor de Polder. Factores desmagnetizantes.

Consideremos una muestra macroscópica de material ferrimagnético. La muestra va a estar dividida en dominios, en cada uno de los cuales el momento dipolar de spin de los electrones es en promedio distinto de cero. Supongamos que aplicamos a la muestra un campo magnético de DC dirigido en la dirección z , $\mathbf{H}_0 = H_0 \hat{\mathbf{z}}$. Como consecuencia de este hecho, aparece en la muestra una magnetización. Si aumentamos de forma constante el valor de H_0 , en primer lugar crece el tamaño de los dominios cuyo momento dipolar promedio apunta en las direcciones próximas a \mathbf{H}_0 , y a continuación se produce una rotación del momento dipolar promedio de cada dominio hasta que dicho momento dipolar se alinea con \mathbf{H}_0 [56]. Al final del proceso, en la muestra existe un único dominio cuyo momento dipolar promedio apunta en la dirección de \mathbf{H}_0 . Cuando esto ocurre, se dice que se ha alcanzado la saturación y la magnetización vale $\mathbf{M}_s = M_s \hat{\mathbf{z}}$.

Una vez alcanzada la saturación, supongamos que al campo magnético de DC \mathbf{H}_0 se le superpone un campo magnético de AC \mathbf{H} , siendo $|\mathbf{H}| \ll H_0$. En ese caso, el campo magnético total que actúa sobre la muestra de material ferrimagnético vale $\mathbf{H}_t = H_0 \hat{\mathbf{z}} + \mathbf{H}$. Asimismo, la magnetización total del material ferrimagnético valdrá $\mathbf{M}_t = M_s \hat{\mathbf{z}} + \mathbf{M}$, siendo \mathbf{M} una magnetización de AC tal que $|\mathbf{M}| \ll M_s$. Debido a la presencia del campo magnético de AC, a los dipolos magnéticos de spin del material ferrimagnético se les obliga a precesar alrededor del campo magnético aplicado. Teniendo en cuenta que el material ha sido llevado hasta el estado de saturación, a partir de las ecuaciones de precesión de los dipolos de spin, es posible demostrar que se cumple que [2]:

$$\frac{d\mathbf{M}_t}{dt} = -\mu_0 \gamma_g \mathbf{M}_t \times \mathbf{H}_t \quad (1.1)$$

donde $\gamma_g = 1,759 \times 10^{11}$ C/Kg es la razón giromagnética. Si llamamos $\mathbf{H}_f = H_x \hat{x} + H_y \hat{y} + H_z \hat{z}$ y $\mathbf{M}_f = M_x \hat{x} + M_y \hat{y} + M_z \hat{z}$ a los fasores asociados a \mathbf{H} y \mathbf{M} (esto es, $\mathbf{H} = \text{Re}\{\mathbf{H}_f e^{j\omega t}\}$ y $\mathbf{M} = \text{Re}\{\mathbf{M}_f e^{j\omega t}\}$, siendo ω la frecuencia angular del campo magnético de AC), a partir de la ecuación (1.1) y de las condiciones $|\mathbf{H}| \ll H_0$ y $|\mathbf{M}| \ll M_s$, es posible demostrar que [2]:

$$(\omega_0^2 - \omega^2)M_x = \omega_0 \omega_m H_x + j\omega \omega_m H_y \quad (1.2)$$

$$(\omega_0^2 - \omega^2)M_y = -j\omega \omega_m H_x + \omega_0 \omega_m H_y \quad (1.3)$$

$$M_z \approx 0 \quad (1.4)$$

donde $\omega_0 = \mu_0 \gamma_g H_0$ y $\omega_m = \mu_0 \gamma_g M_s$. Pues bien, si definimos ahora el tensor permeabilidad magnética del material ferrimagnético $\bar{\mu}$ como el tensor que relaciona los fasores de las componentes de AC del vector inducción magnética $\mathbf{B}_t = \mu_0(\mathbf{M}_t + \mathbf{H}_t)$ y del campo magnético, se debe cumplir que:

$$\mu_0(\mathbf{M}_f + \mathbf{H}_f) = \bar{\mu} \mathbf{H}_f \quad (1.5)$$

con lo cual, teniendo en cuenta las ecuaciones (1.2), (1.3), (1.4) y (1.5), el tensor permeabilidad magnética o tensor de Polder del material ferrimagnético vendrá dado por:

$$\bar{\mu} = \mu_0 \begin{pmatrix} \mu & j\kappa & 0 \\ -j\kappa & \mu & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.6)$$

donde

$$\mu = 1 + \frac{\omega_0 \omega_m}{\omega_0^2 - \omega^2} \quad (1.7)$$

$$\kappa = \frac{\omega \omega_m}{\omega_0^2 - \omega^2} \quad (1.8)$$

La ecuación (1.6) es válida para ferritas magnetizadas hasta la saturación cuando el campo de anisotropía magnetocristalina es despreciable. En [21] se pueden encontrar las expresiones del tensor permeabilidad magnética en los casos en que la ferrita está

parcialmente magnetizada y en que el campo de anisotropía magnetocristalina no es despreciable.

De acuerdo con los resultados obtenidos para (1.7) y (1.8), si la frecuencia angular del campo magnético de AC es igual a la frecuencia natural ω_0 aparece una resonancia. En los YIGs esta resonancia suele producirse a frecuencias de microondas, y va acompañada de una fuerte absorción de la señal de microondas por parte de la ferrita, mecanismo de pérdidas que se conoce como “resonancia ferrimagnética”. Para tener en cuenta el efecto de las pérdidas en el tensor de Polder, la frecuencia de Larmor ω_0 se sustituye por un valor complejo dado por [2]:

$$\omega_0 \rightarrow \omega_0 + j\mu_0\gamma_g\Delta H/2 \quad (1.9)$$

donde ΔH es el ancho de línea de la ferrita [2]. Cuanto menor es el valor de ΔH , menor es el efecto de las pérdidas en la ferrita.

El tensor de Polder que aparece en la ecuación (1.6) sólo es válido para el caso en que el campo magnético que actúa sobre la ferrita está orientado en la dirección z . A lo largo de este trabajo, se va a trabajar con ferritas en las cuales el campo magnético interno \mathbf{H}_0 está orientado arbitrariamente con respecto a los ejes coordenados, tal y como se muestra en la fig. 1.1. En ese caso, el tensor permeabilidad se puede escribir en términos de μ y κ y de los ángulos θ_0 y ϕ_0 de la fig. 1.1 como se indica:

$$\begin{aligned} \overline{\boldsymbol{\mu}}_g(\theta_0, \phi_0) = \mu_0 \begin{pmatrix} \mu_{xx} & \mu_{xy} & \mu_{xz} \\ \mu_{yx} & \mu_{yy} & \mu_{yz} \\ \mu_{zx} & \mu_{zy} & \mu_{zz} \end{pmatrix} = \\ \begin{pmatrix} \mu + (\mu_0 - \mu) \sin^2 \theta_0 \cos^2 \phi_0 & \frac{\mu_0 - \mu}{2} \sin 2\phi_0 \sin^2 \theta_0 + j\kappa \cos \theta_0 \\ \frac{\mu_0 - \mu}{2} \sin 2\phi_0 \sin^2 \theta_0 - j\kappa \cos \theta_0 & \mu + (\mu_0 - \mu) \sin^2 \theta_0 \sin^2 \phi_0 \\ \frac{\mu_0 - \mu}{2} \sin 2\theta_0 \cos \phi_0 + j\kappa \sin \theta_0 \sin \phi_0 & \frac{\mu_0 - \mu}{2} \sin 2\theta_0 \sin \phi_0 - j\kappa \sin \theta_0 \cos \phi_0 \\ \frac{\mu_0 - \mu}{2} \sin 2\theta_0 \cos \phi_0 - j\kappa \sin \theta_0 \sin \phi_0 & \\ \frac{\mu_0 - \mu}{2} \sin 2\theta_0 \sin \phi_0 + j\kappa \sin \theta_0 \cos \phi_0 & \\ \mu \sin^2 \theta_0 + \mu_0 \cos^2 \theta_0 & \end{pmatrix} \quad (1.10) \end{aligned}$$

donde los elementos de $\overline{\boldsymbol{\mu}}_g(\theta_0, \phi_0)$ se calculan aplicando una rotación al tensor $\overline{\boldsymbol{\mu}}$ de la ecuación (1.6), tal y como se muestra en las ecuaciones (1) a (4) de [29].

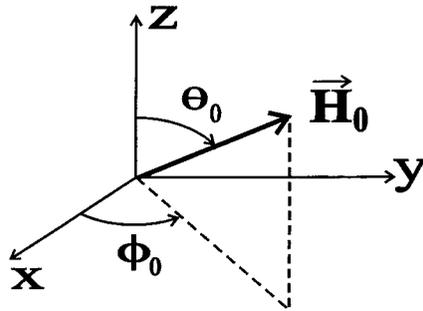


Figura 1.1: Orientación del campo magnético de DC dentro de una ferrita.

Es preciso conocer el módulo de \mathbf{H}_0 para poder obtener los valores de μ y κ (ecuaciones (1.7) y (1.8)) que se necesitan para calcular los tensores permeabilidad $\overline{\mu}$ y $\overline{\mu}_g$ (θ_0, ϕ_0) a través de las ecuaciones (1.6) y (1.10). No obstante, cuando se tiene una muestra de ferrita de tamaño finito situada en el aire, el campo magnético interno de la ferrita \mathbf{H}_0 en general no es igual al campo magnético externo \mathbf{H}_e , que es el que se puede medir. Afortunadamente, el campo interno y el campo externo se pueden relacionar a través de la magnetización de saturación mediante los llamados factores desmagnetizantes aplicando las condiciones de contorno para \mathbf{H} y \mathbf{B} en las superficies de separación entre la muestra de ferrita y el aire [2].

A lo largo de este trabajo, se va a hacer uso de láminas de ferrita cuyo espesor es mucho menor que las dimensiones de su superficie. Para este caso concreto, si la lámina está magnetizada hasta la saturación y sobre ella actúa un campo magnético externo normal a su superficie (véase la fig. 1.2 en el caso en que $\theta_0 = \theta_e = 0^\circ$), aplicando la continuidad de la componente normal del vector inducción magnética, se debe cumplir que:

$$|\mathbf{H}_0| = |\mathbf{H}_e| - |\mathbf{M}_s| \quad (1.11)$$

Sin embargo, si el campo magnético externo es paralelo a la lámina ($\theta_0 = \theta_e = 90^\circ$ en la fig. 1.2), se debe cumplir que:

$$|\mathbf{H}_0| = |\mathbf{H}_e| \quad (1.12)$$

cuando se aplica la continuidad de las componente tangencial del campo magnético.

Cuando el campo magnético externo forma un ángulo arbitrario θ_e con la normal a la lámina de ferrita y el campo magnético interno forma un ángulo θ_0 con la normal

(véase la fig. 1.2), al aplicar las condiciones de contorno, se obtienen las siguientes relaciones entre el campo interno y el campo externo:

$$|\mathbf{H}_e| \cos \theta_e = (|\mathbf{H}_0| + |\mathbf{M}_s|) \cos \theta_0 \quad (1.13)$$

$$|\mathbf{H}_e| \sin \theta_e = |\mathbf{H}_0| \sin \theta_0 \quad (1.14)$$

De estas dos ecuaciones, se pueden despejar θ_0 y $|\mathbf{H}_0|$ en función de $|\mathbf{M}_s|$, $|\mathbf{H}_e|$ y θ_e . Esto es, podemos calcular el módulo y la orientación del campo magnético interno en términos de la magnetización de saturación (que es una magnitud característica de cada ferrita), y en términos del módulo y la orientación del campo magnético externo (que son magnitudes que se pueden medir).

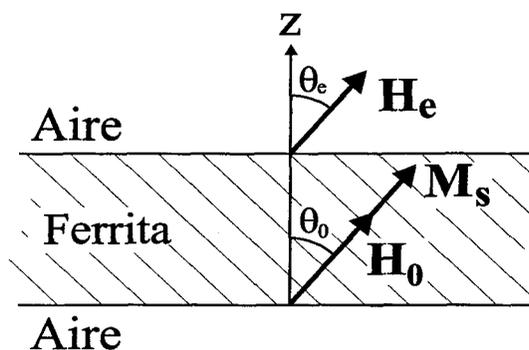


Figura 1.2: Relación entre el campo magnético externo, el campo magnético interno y la magnetización de saturación para una lámina de ferrita magnetizada hasta la saturación .

1.4. Propagación de una onda plana en una ferrita infinita

1.4.1. Propagación en la dirección del campo magnético. Rotación de Faraday

Consideremos una región infinita de ferrita en la que existe un campo magnético de DC $\mathbf{H}_0 = H_0 \hat{z}$. Las ecuaciones de Maxwell en forma fasorial dentro la ferrita

pueden escribirse como:

$$\nabla \times \mathbf{E} = -j\omega[\overline{\boldsymbol{\mu}}_g(\theta_0 = 0^\circ, \phi_0)]\mathbf{H} \quad (1.15)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + j\omega\varepsilon\mathbf{E} \quad (1.16)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 0 \quad (1.17)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0. \quad (1.18)$$

Supongamos que por este medio se transmite una onda plana en dirección z cuyos campos no dependen de las coordenadas x e y (esto es, $\partial/\partial x = \partial/\partial y = 0$). En ese caso, los fasores del campo eléctrico y magnético tienen la forma:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_p e^{-j\beta z} \quad (1.19)$$

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_p e^{-j\beta z} \quad (1.20)$$

Existen dos soluciones linealmente independientes para el campo eléctrico de la onda que se propaga por la ferrita [2]. Una de estas soluciones es:

$$\mathbf{E}_r = \frac{E_p}{\sqrt{2}}(\hat{\mathbf{x}} - \hat{\mathbf{y}})e^{-j\beta_r z} \quad (1.21)$$

$$\beta_r = \omega\sqrt{\varepsilon(\mu + \kappa)} \quad (1.22)$$

que corresponde a una onda plana polarizada circularmente a derechas. La otra solución también corresponde a una onda plana circularmente polarizada, pero a izquierdas [2]:

$$\mathbf{E}_l = \frac{E_p}{\sqrt{2}}(\hat{\mathbf{x}} + \hat{\mathbf{y}})e^{-j\beta_l z} \quad (1.23)$$

$$\beta_l = \omega\sqrt{\varepsilon(\mu - \kappa)} \quad (1.24)$$

Consideremos una onda linealmente polarizada que se propaga por la ferrita a lo largo del eje z . Esta onda puede descomponerse como la suma de dos ondas, una polarizada circularmente a derechas y otra a izquierdas. Dado que estas dos ondas se propagan por la ferrita con distinta constante de fase (β_r y β_l), el campo eléctrico de la onda polarizada linealmente que se propaga por la ferrita tiene una expresión del tipo:

$$\mathbf{E} = \frac{E_p}{\sqrt{2}}[\hat{\mathbf{x}} \cos(\frac{\beta_r - \beta_l}{2} z) - \hat{\mathbf{y}} \sin(\frac{\beta_r - \beta_l}{2} z)]e^{-j(\beta_r + \beta_l)z/2} \quad (1.25)$$

que es una onda polarizada linealmente cuyo plano de polarización rota a la vez que la onda se propaga en dirección z . Este efecto no recíproco es conocido como “rotación de Faraday”. Obsérvese que β_r y β_l dependen de μ y κ y, por tanto, del campo magnético \mathbf{H}_0 que polariza la ferrita.

1.4.2. Propagación en dirección perpendicular al campo. Birrefringencia

Estudiemos ahora el caso en el que el campo \mathbf{H}_0 se encuentra orientado en la dirección x ($\theta_0 = 90^\circ, \phi_0 = 0^\circ$) y una onda plana se propaga en la dirección z . Para este caso, el tensor permeabilidad tiene la forma:

$$\overline{\boldsymbol{\mu}}_g(90^\circ, 0^\circ) = \mu_0 \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \mu & j\kappa \\ 0 & -j\kappa & \mu \end{pmatrix} \quad (1.26)$$

Se encuentran dos posibles soluciones para los campos de la onda de este problema. Una corresponde a una onda polarizada linealmente, llamada onda “ordinaria”, para la cual:

$$\mathbf{E}_o = \hat{\mathbf{y}} E_p e^{-j\beta_0 z} \quad (1.27)$$

$$\mathbf{H}_o = -\hat{\mathbf{x}} E_p \sqrt{\varepsilon/\mu_0} e^{-j\beta_0 z} \quad (1.28)$$

$$\beta_0 = \omega \sqrt{\mu_0 \varepsilon} \quad (1.29)$$

Nótese que esta onda tiene el campo magnético de AC paralelo al campo magnético de DC \mathbf{H}_0 . Teniendo en cuenta la expresión de la constante de fase β_0 , se observa que la onda no se ve afectada por la presencia de la ferrita y se propaga por la ferrita como lo haría por un medio isótropo no magnético.

Sin embargo, la otra solución, llamada onda “extraordinaria”, sí se ve afectada por la presencia de la ferrita. De hecho, el campo magnético de esta onda está polarizado elípticamente, y para esta onda se cumple que:

$$\mathbf{E}_e = \hat{\mathbf{x}}E_p e^{-j\beta_e z} \quad (1.30)$$

$$\mathbf{H}_e = E_p \sqrt{\varepsilon/\mu_e} (\hat{\mathbf{y}} + \hat{\mathbf{z}} \frac{j\kappa}{\mu}) e^{-j\beta_e z} \quad (1.31)$$

$$\beta_e = \omega \sqrt{\mu_e \varepsilon} \quad (1.32)$$

$$\mu_e = \mu_0 \frac{\mu^2 - \kappa^2}{\mu} \quad (1.33)$$

Se observa que el campo magnético de AC tiene una componente en la dirección de propagación y otra componente perpendicular al campo magnético de DC \mathbf{H}_0 . Además, como ya se ha comentado, en este caso la constante de propagación sí depende fuertemente del módulo del campo magnético de DC.

La existencia de dos ondas distintas cuyas constantes de propagación dependen de la orientación del campo magnético de AC relativa al campo magnético de DC da lugar al fenómeno conocido como “birrefringencia”.

1.5. Propagación de ondas magnetostáticas en una lámina de ferrita

Cuando se estudia la propagación de ondas guiadas por una lámina de ferrita, para algunos valores de la frecuencia que dependen de la orientación del campo \mathbf{H}_0 , se puede utilizar la aproximación magnetostática donde $\mathbf{H} = -\nabla\psi$. Los modos de propagación que se obtienen al aplicar las correspondientes condiciones de contorno se llaman Modos Magnetostáticos (MM). La principal aplicación de los MM surge de su longitud de onda pequeña, que permite utilizarlos en dispositivos miniaturizados tales como líneas de retardo, filtros y resonadores [27]. Los MM han sido estudiados en detalle en [21] y las referencias que en ellos se citan.

En el estudio que nos proponemos hacer en la presente tesis, nos interesa conocer cuáles son las bandas en las que los MM se pueden propagar. Se debe evitar trabajar en estas bandas ya que la energía, en lugar de ser guiada por una línea microtira o almacenada en un resonador, se pierde por culpa de la excitación de estas ondas [57].

Una lámina de ferrita magnetizada en dirección normal a su superficie ($\theta_0 = 0^\circ$ en la fig. 1.2) puede excitar un número infinito de Modos Magnetostáticos Directos de Volumen (MMDV, conocidos como *Forward Magnetostatic Volume Waves* en la literatura en inglés) que se propagan en todas direcciones por el interior de la lámina. Estos MMDVs sólo aparecen en el rango de frecuencias[21]:

$$f_0 = \omega_0/2\pi < f < f_1 = \sqrt{\omega_0(\omega_0 + \omega_m)}/2\pi \quad (1.34)$$

En la fig. 1.3 se muestra el comportamiento de los tres primeros MMDV para una lámina de ferrita situada sobre una lámina de dieléctrico. La superficie de la lámina de dieléctrico que no está en contacto con la ferrita está metalizada.

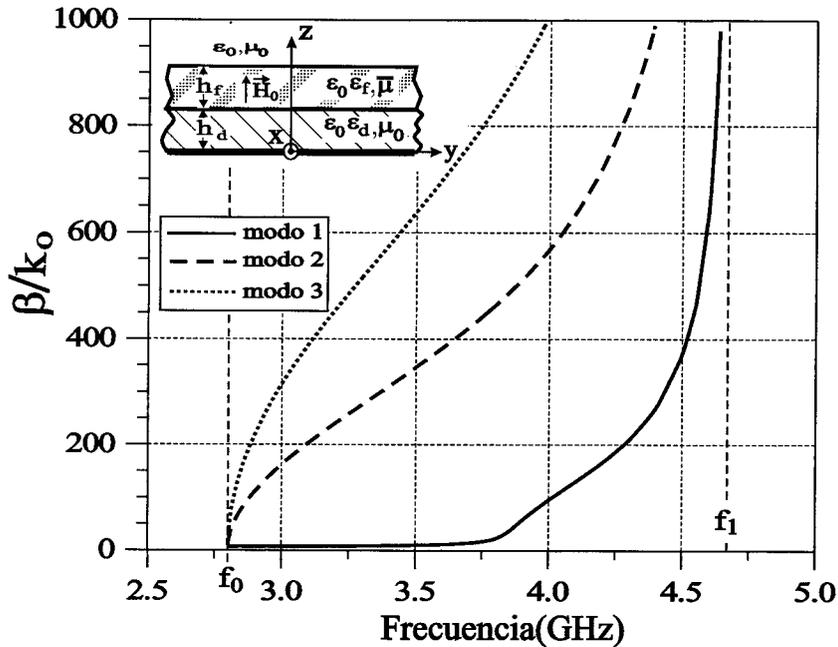


Figura 1.3: Constante de fase normalizada de los tres primeros MMDV frente a la frecuencia para una lámina de ferrita sobre una lámina de dieléctrico metalizada. Los MMDV se propagan en los sentidos $+x$ y $-x$. $h_d = h_f = 0,1\text{mm}$, $\epsilon_d = \epsilon_f = 15$, $\mu_0 H_0 = 0,1\text{ T}$, $\mu_0 M_s = 0,178\text{ T}$, $\mu_0 \Delta H = 0\text{ T}$.

Cuando una lámina de ferrita está magnetizada en el plano de la lámina ($\theta_0 = 90^\circ$ en la fig. 1.2) se pueden excitar dos familias de modos magnetostáticos, dependiendo de la dirección de propagación de dichos modos relativa al campo magnético de DC.

Por un lado, se pueden excitar en general dos modos magnetostáticos de superficie

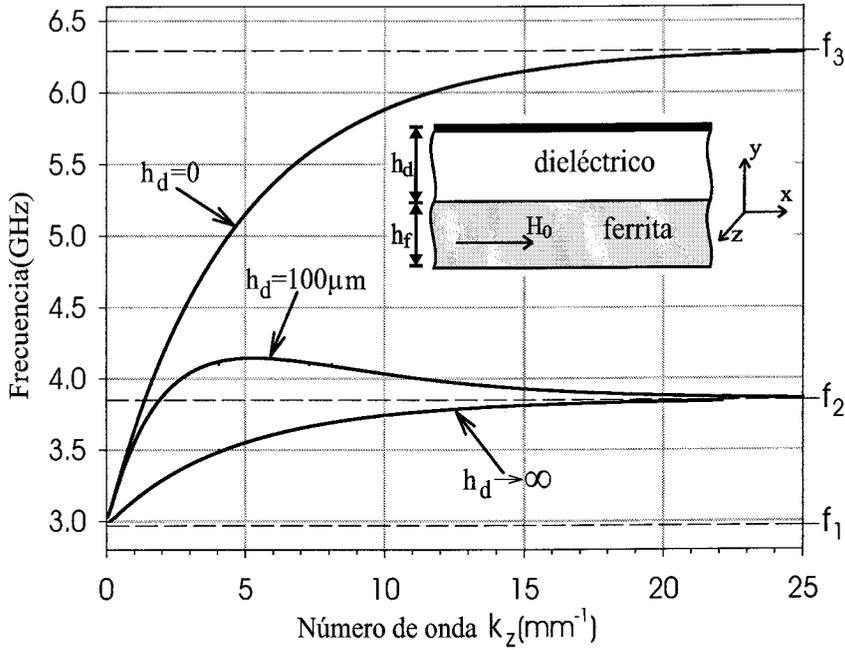


Figura 1.4: Figura extraída de [30] donde se representan las características de propagación de los MMS de una lámina de ferrita sobre una lámina de dieléctrico metalizada. Los MMS se propagan en sentido $+z$. $h_f = 0.1\text{mm}$, $\epsilon_d = \epsilon_f = 15$, $\mu_0 H_0 = 0.05\text{ T}$, $\mu_0 M_s = 0.175\text{ T}$, $\mu_0 \Delta H = 0\text{ T}$.

unidireccionales (MMS, conocidos como *Magnetostatic Surface Waves*), que se propagan en dirección perpendicular a \mathbf{H}_0 y sentidos contrarios. Si las dos superficies de la lámina de ferrita no están metalizadas ni existe un plano metálico en las proximidades de dichas superficies, estos MMS aparecerán en el rango de frecuencias:

$$f_1 < f < f_2 = f_0 + f_m/2 \quad (1.35)$$

siendo $f_m = \omega_m/2\pi$. Si alguna de las dos superficies de la lámina de ferrita está metalizada, el rango de frecuencias de los MMS aumenta, y pasa a ser:

$$f_1 < f < f_3 = f_0 + f_m \quad (1.36)$$

Finalmente, si nos encontramos en una situación intermedia, en la que las superficies de la lámina de ferrita no están metalizadas pero existe un plano metálico cercano a alguna de esas superficies, el rango de frecuencias de los MMS pasa a ser:

$$f_1 < f < f_d \quad (1.37)$$

donde f_d es una frecuencia comprendida en el intervalo:

$$f_2 < f_d < f_3 \quad (1.38)$$

En la figura 1.4, extraída de [30], podemos observar el comportamiento de la constante de propagación de uno de los MMS en cada uno de los tres casos representativos que hemos descrito: lámina de ferrita no metalizada ($h_d \rightarrow \infty$), lámina de ferrita metalizada ($h_d = 0$) y la situación intermedia ($h_d = 100 \mu\text{m}$). Se observa que la banda de frecuencia ocupada por el MMS varía en cada caso.

Cuando la lámina de ferrita está magnetizada en el plano de la lámina, además de excitarse los MMS, también se puede excitar un número infinito de Modos Magnetostáticos de Retroceso de Volumen (MMRV, conocidos como *Backward Volume Magnetostatic Waves* en la literatura en inglés), que se propagan en la dirección del campo magnético de DC. Al igual que ocurre con los MMDV, los MMRV sólo aparecen en el rango de frecuencias $f_0 < f < f_1$. En la fig. 1.5 se representan los tres primeros modos de volumen de una estructura similar a la de la fig. 1.3, magnetizada en este caso paralelamente a la lámina de ferrita.

Cuando la magnetización de la lámina de ferrita no es ni normal a la lámina ni paralela (esto es, $\theta_0 \neq 0^\circ$ y $\theta_0 \neq 90^\circ$ en la fig. 1.2), en la lámina de ferrita se pueden excitar simultáneamente MMDV y MMRV. En ese caso los MMRV se excitan en la banda de frecuencias $f_0 < f < f_\theta$ y los MMDV se excitan en la banda de frecuencias $f_\theta < f < f_1$, siendo $f_\theta = \sqrt{\omega_0(\omega_0 + \omega_m \sin^2 \theta_0)}$ y θ_0 el ángulo que forma la magnetización con la normal a las superficies de la lámina. Esta cohabitación de los MMRV y de los MMDV ha sido puesta de manifiesto en la fig. 1.6.

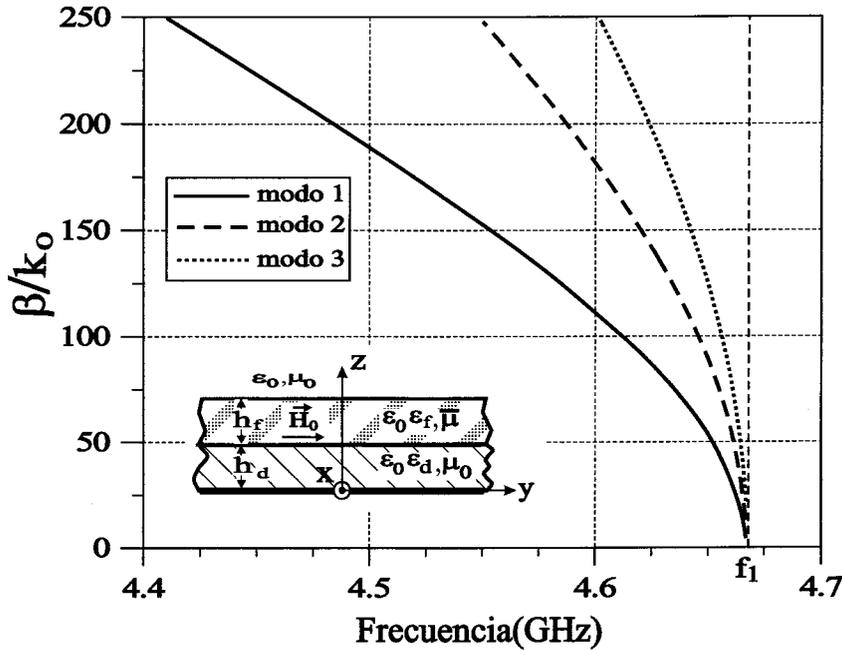


Figura 1.5: Constante de fase normalizada de los tres primeros MMRV frente a la frecuencia para una lámina de ferrita sobre una lámina de dieléctrico metalizada. Los MMRV se propagan en los sentidos $+y$ y $-y$. $h_d = h_f = 0.1\text{mm}$, $\epsilon_d = \epsilon_f = 15$, $\mu_0 H_0 = 0.1\text{ T}$, $\mu_0 M_s = 0.178\text{ T}$, $\mu_0 \Delta H = 0\text{ T}$, $\theta_0 = 0^\circ$.

1.6. Sobre la bidireccionalidad de las líneas de transmisión sobre ferrita

Se define una línea de transmisión (o una guía de ondas) bidireccional como aquella en la que para cada modo de propagación en un sentido, existe otro modo de propagación en sentido opuesto con la misma constante de propagación [58]. En general, las líneas de transmisión que contienen materiales no recíprocos (al utilizar sustratos de ferrita, estamos dentro de este caso) no son bidireccionales. No obstante, estas líneas sí son bidireccionales cuando poseen ciertos elementos de simetría. En concreto, si consideramos una línea de transmisión sobre ferrita en la que los modos se propagan en la dirección del eje x (por ejemplo, véanse las figs. 1.7 a 1.9), la línea será bidireccional si posee alguno de estos elementos de simetría [59, 60]:

- Reflexión especular con respecto a un plano perpendicular al eje x .

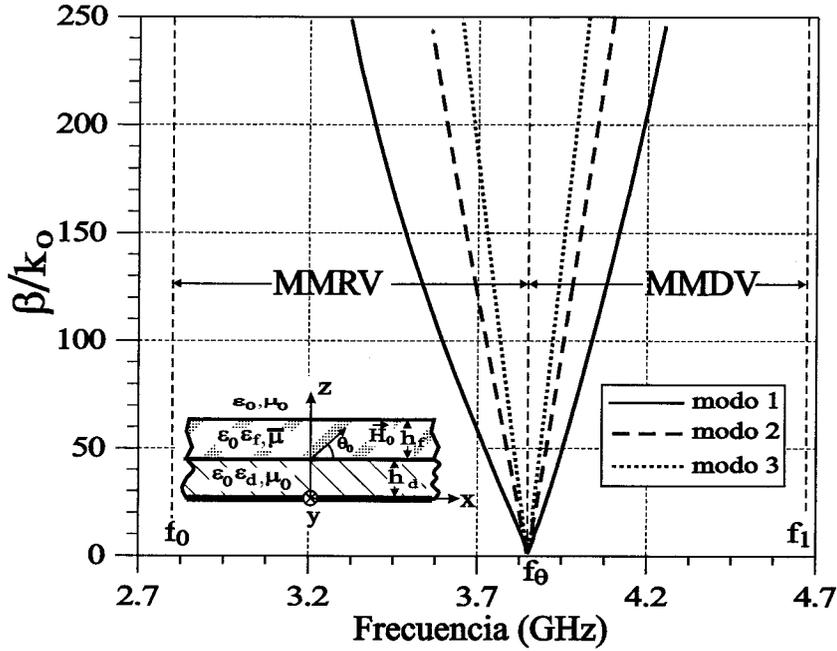


Figura 1.6: Constante de fase normalizada de los tres primeros MMRV y los tres primeros MMDV frente a la frecuencia para una lámina de ferrita sobre una lámina de dieléctrico metalizada. Los MMDV y los MMRV se propagan en los sentidos $+x$ y $-x$. $h_d = h_f = 0.1\text{mm}$, $\epsilon_d = \epsilon_f = 15$, $\mu_0 H_0 = 0.1\text{ T}$, $\mu_0 M_s = 0.178\text{ T}$, $\mu_0 \Delta H = 0\text{ T}$, $\theta_0 = 45^\circ$.

- Rotación de 180° con respecto a un eje perpendicular al eje x .
- Inversión con respecto a un punto del eje x .
- Reflexión especular con respecto a un plano que contiene al eje x seguida de inversión temporal.

A continuación, vamos a ver cómo estos elementos de simetría ayudan a demostrar la bidireccionalidad de algunas de las líneas microtira sobre ferrita que vamos a estudiar a lo largo de esta Memoria.

En la figura 1.7 se muestra una línea microtira sobre una ferrita magnetizada en la dirección del eje de la tira. Se observa que al aplicar una reflexión especular con respecto al plano $x = 0$ a una onda que se propaga por la línea en sentido $+x$, se obtiene una onda que se propaga en sentido $-x$ sin que se haya modificado el sustrato soporte de la línea [59] Por tanto, esta línea de transmisión es bidireccional.

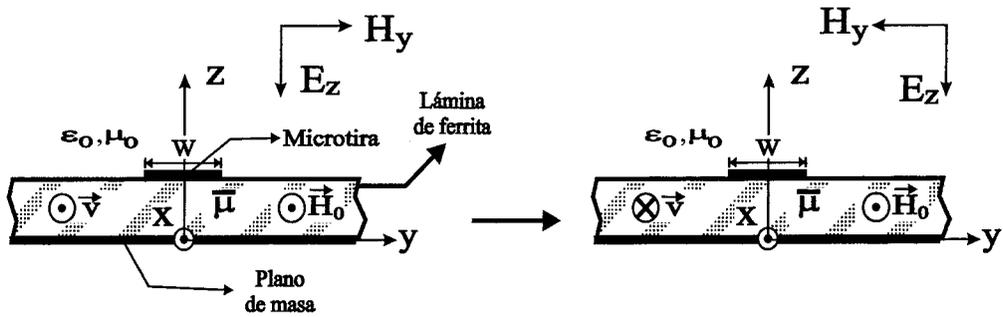


Figura 1.7: Reflexión especular con respecto al plano “ $x = 0$ ” de una onda que se propaga por una línea microtira sobre una lámina de ferrita magnetizada en la dirección del eje de la tira.

Una línea microtira sobre un sustrato de ferrita magnetizado en dirección normal también es una estructura bidireccional. De hecho, si a una onda que se propaga por la línea en sentido $+x$ se le aplica una rotación de 180° con respecto al eje z (figura 1.8), se obtiene una onda que se propaga en sentido $-x$ sin que se modifique el sustrato soporte de la línea [59], lo cual justifica su bidireccionalidad.

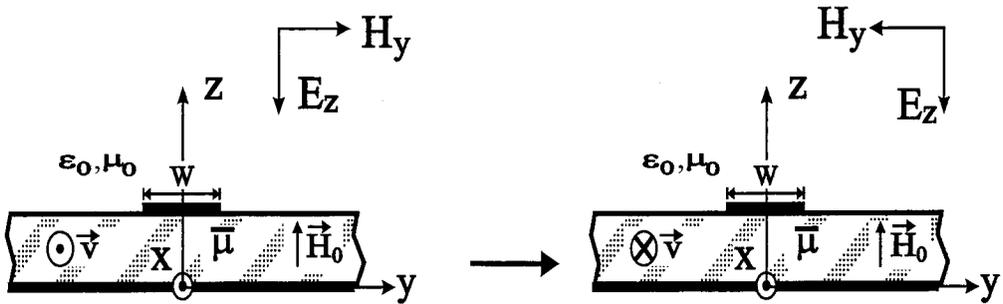


Figura 1.8: Rotación de 180° con respecto al eje “ z ” de una onda que se propaga por una línea microtira sobre una lámina de ferrita magnetizada en dirección normal al plano de masa.

Otro caso de línea bidireccional es el de una línea microtira sobre sustrato de ferrita en el caso en que el campo magnético de DC está contenido en el plano que forman el eje de la tira y la normal al plano de masa. Para demostrar la bidireccionalidad de esta línea de transmisión, debemos aplicarle a una onda que se propaga por la línea en sentido $+x$, primero una reflexión especular con respecto al plano $y = 0$ y después una inversión temporal [60], tal y como se muestra en la figura 1.9. El resultado que se obtiene es una onda que viaja en sentido $-x$ por la misma línea microtira, lo cual justifica la bidireccionalidad de esta línea.

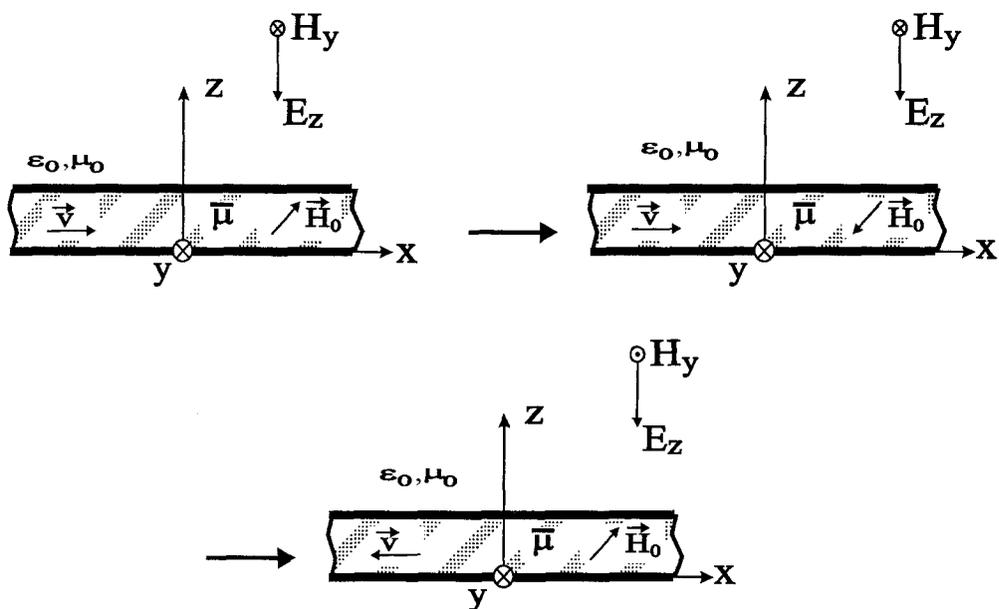


Figura 1.9: Reflexión especular con respecto al plano " $y = 0$ " seguida de inversión temporal para una onda que se propaga por una línea microtira sobre una lámina de ferrita magnetizada en una dirección contenida en plano xz .

Capítulo 2

Caracterización de líneas microtira sobre sustrato de ferrita

2.1. Introducción

En este segundo capítulo comenzamos el estudio de las estructuras microtira sobre sustrato de ferrita magnetizada. La estructura más sencilla que podemos estudiar es una línea microtira infinita sobre sustrato de ferrita. Las líneas microtira fabricadas sobre sustratos de ferrita magnetizada tienen una gran variedad de aplicaciones. Este tipo de líneas de transmisión han sido utilizadas para el diseño de transductores de ondas magnetostáticas [57, 61, 62], desfasadores sintonizables y no bidireccionales [55, 63, 64], aisladores de modo de borde [19], filtros sintonizables [65] y filtros de ondas magnetostáticas sintonizables del tipo rechazo de banda [66] o paso de banda [33].

En este capítulo se pretende construir un algoritmo para el cálculo de la constante de propagación y de la impedancia característica de líneas microtira fabricadas sobre ferritas magnetizadas en una dirección arbitraria. Para ello, se va a utilizar el Método de Momentos en el Dominio Espectral (MMDE). Se ha demostrado que el MMDE es una herramienta muy útil para el cálculo de la constante de propagación de líneas microtira sobre sustratos multicapa que contienen ferritas magnetizadas en dirección normal al plano de masa [19, 66], en dirección paralela a la tira [57], y en dirección

paralela al plano de masa y perpendicular a la tira [63, 65]. Además, el MMDE se ha utilizado también para analizar líneas microtira sobre ferritas magnetizadas en una dirección arbitraria [55, 45]. A pesar de que todas las referencias mencionadas contienen resultados para la constante de propagación de las líneas microtira, sólo existe una referencia [55] en la que se calcula la impedancia de las líneas, estando basado este cálculo en la definición voltaje–intensidad de corriente. De acuerdo con las simulaciones 3-D llevadas a cabo en [67], la definición 2-D más adecuada para la impedancia de una línea no es la de voltaje–intensidad sino la de potencia–intensidad. Por ello, hemos utilizado esta última definición para el cálculo de la impedancia característica de las líneas microtira objeto de estudio en este capítulo.

A partir del algoritmo numérico elaborado, analizaremos en detalle las bandas de frecuencias en las que es posible la transmisión a través de las líneas microtira sobre ferrita, ya que existen bandas en las que se excitan MM en el sustrato soporte de las líneas, y estos MM impiden la propagación de modos ligados.

2.2. Formulación del problema y análisis numérico

Las figuras 2.1.a, 2.1.b y 2.1.c muestran las secciones transversales de los tres tipos de líneas microtira fabricadas sobre sustrato de ferrita que han sido estudiadas en este capítulo. Debido a su interés práctico, estas estructuras han sido las más estudiadas en la literatura (como ejemplos, véanse las referencias [12, 19, 65, 66]).

Supongamos que los campos electromagnéticos que pueden ser guiados por estas estructuras tienen una dependencia temporal del tipo $e^{j\omega t}$. Asimismo, supongamos que las tiras metálicas y el plano de masa son conductores ideales de espesor despreciable, y que tanto el plano de masa como las láminas de ferrita y de dieléctrico se extienden hasta infinito en las direcciones x e y . Las láminas de ferrita están magnetizadas en una dirección arbitraria dada por los ángulos θ_0 y ϕ_0 de la fig. 1.1, por lo que el tensor permeabilidad magnética de dichas láminas tiene la forma general de la ecuación (1.10).

Sea $\gamma = \alpha + j\beta$ la constante de propagación de la onda que se propaga por las líneas microtira de la fig. 2.1. En ese caso, la densidad de corriente superficial sobre

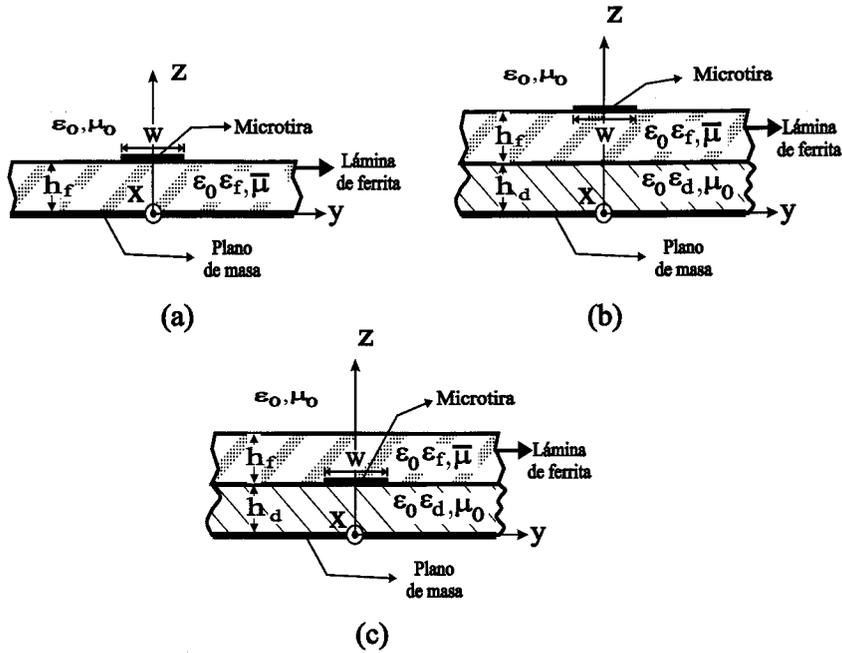


Figura 2.1: Vistas laterales de líneas microtira impresas sobre una lámina simple de ferrita (a), sobre una doble capa de ferrita/dieléctrico (b) y sobre una lámina dieléctrica con superestrato de ferrita (c).

las tiras puede escribirse como:

$$\mathbf{j}(x, y) = \mathbf{j}_s(y)e^{-\gamma x} = (j_{sx}(y)\hat{\mathbf{x}} + j_{sy}(y)\hat{\mathbf{y}})e^{-\gamma x} \quad (2.1)$$

De la misma forma, podemos escribir el campo eléctrico transversal (al eje z) en el plano $z = h_s$ donde se encuentran las tiras (téngase en cuenta que $h_s = h_f$ en la fig. 2.1.a, $h_s = h_f + h_d$ en la fig. 2.1.b y $h_s = h_d$ en la fig. 2.1.c) como:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_t(x, y, z = h_s) &= \mathbf{E}_{t,s}(y, z = h_s)e^{-\gamma x} = \\ & (E_{sx}(y, z = h_s)\hat{\mathbf{x}} + E_{sy}(y, z = h_s)\hat{\mathbf{y}})e^{-\gamma x} \end{aligned} \quad (2.2)$$

Sea $\overline{\mathbf{G}}(x - x', y - y', z | z')$ la función de Green diádica que relaciona el campo eléctrico con la densidad superficial de corriente en los sustratos multicapa con lámina de ferrita y plano de masa que aparecen en la fig. 2.1. La matriz 3×3 $\overline{\mathbf{G}}$ puede escribirse

como:

$$\overline{\mathbf{G}} = \begin{pmatrix} \overline{\mathbf{G}}_{tt} & \overline{\mathbf{G}}_{tz} \\ \overline{\mathbf{G}}_{zt} & \overline{\mathbf{G}}_{zz} \end{pmatrix} \quad (2.3)$$

donde $\overline{\mathbf{G}}_{tt}$ es una submatriz 2×2 de $\overline{\mathbf{G}}$ que relaciona las componentes x e y del campo eléctrico con las componentes x e y de la densidad de corriente, y a la que llamaremos función de Green diádica transversal. De acuerdo con la definición de $\overline{\mathbf{G}}_{tt}$, los vectores $\mathbf{E}_t(x, y, z = h_s)$ y $\mathbf{j}(x, y)$ de las ecuaciones (2.1) y (2.2) pueden relacionarse mediante la ecuación:

$$\mathbf{E}_t(x, y, z = z_s) = \mathbf{E}_{t,s}(y, z = h_s) e^{-\gamma x} = \int_{-w/2}^{w/2} \left[\int_{-\infty}^{+\infty} \overline{\mathbf{G}}_{tt}(x - x', y - y', z = h_s | z' = h_s) e^{-\gamma x'} dx' \right] \mathbf{j}_s(y') dy' \quad (2.4)$$

Si calculamos la transformada de Fourier de (2.4) con respecto a la variable y y suprimimos el factor $e^{-\gamma x}$, obtenemos la siguiente identidad:

$$\tilde{\mathbf{E}}_{t,s}(k_y, z = h_s) = \tilde{\overline{\mathbf{G}}}_{tt}(k_x = -j\gamma, k_y, z = h_s | z' = h_s) \cdot \tilde{\mathbf{j}}_s(k_y) \quad (2.5)$$

donde $\tilde{\mathbf{E}}_{t,s}(k_y, z = h_s)$ y $\tilde{\mathbf{j}}_s(k_y)$ son las transformadas de Fourier de $\mathbf{E}_{t,s}(y, z = h_s)$ y $\mathbf{j}_s(y)$ con respecto a la variable y , y $\tilde{\overline{\mathbf{G}}}_{tt}(k_x, k_y, z = h_s | z' = h_s)$ es la transformada de Fourier bidimensional de $\overline{\mathbf{G}}_{tt}(x, y, z = h_s | z' = h_s)$ con respecto a las variables x e y . A la matriz 2×2 $\tilde{\overline{\mathbf{G}}}_{tt}(k_x, k_y, z = h_s | z' = h_s)$ la llamaremos Función Diádica de Green Espectral (FDGE). Dicha matriz se puede calcular para los sustratos que aparecen en la fig. 2.1 mediante el método descrito en el Apéndice A de esta Memoria.

Para calcular la constante de propagación γ de las líneas microtira de la fig. 2.1, se ha aplicado el método de Galerkin en el dominio espectral [45]. De acuerdo con este método, la función $\mathbf{j}_s(y)$ que aparece en la ecuación (2.1) se aproxima mediante una combinación lineal de funciones base conocidas $\mathbf{j}_{sk}(y)$ ($k = 1, \dots, N$) cuya transformada de Fourier sea analítica, esto es:

$$\mathbf{j}_s(y) = \sum_{k=1}^N a_k \mathbf{j}_{sk}(y) \quad (2.6)$$

donde los coeficientes a_k ($k = 1, \dots, N$) son coeficientes escalares desconocidos *a priori*. Si calculamos la transformada de Fourier de la ecuación (2.6), se obtiene:

$$\tilde{\mathbf{j}}_s(k_y) = \sum_{k=1}^N a_k \tilde{\mathbf{j}}_{sk}(k_y) \quad (2.7)$$

Y si sustituimos (2.7) en (2.5), se llega a que:

$$\tilde{\mathbf{E}}_{t,s}(k_y, z = h_s) = \sum_{k=1}^N a_k \tilde{\mathbf{G}}_{tt}(k_x = -j\gamma, k_y, z = h_s | z' = h_s) \tilde{\mathbf{j}}_{sk}(k_y) \quad (2.8)$$

A continuación, multiplicamos esta última ecuación por el complejo conjugado de las N funciones $\tilde{\mathbf{j}}_{sk}(k_y)$, e integramos las N ecuaciones resultantes con respecto a k_y entre $-\infty$ y $+\infty$. Como resultado de esa operación, se obtienen integrales que contienen integrandos del tipo $(\tilde{\mathbf{j}}_{sk}^*(k_y))^T \cdot \tilde{\mathbf{E}}_{t,s}(k_y, z = h_s)$. Todas esas integrales tienen un valor nulo ya que al aplicarles la identidad de Parseval, se convierten en integrales sobre las tiras metálicas de las líneas microtira que involucran al campo eléctrico transversal, y éste es cero sobre las tiras ya que se ha supuesto que éstas son conductores ideales. Por tanto, después de llevar a cabo las operaciones anteriormente mencionadas, se llega al siguiente conjunto de ecuaciones lineales homogéneo:

$$\sum_{k=1}^N \Lambda_{ik}(\gamma) a_k = 0 \quad (i = 1, \dots, N) \quad (2.9)$$

donde los coeficientes $\Lambda_{ik}(\gamma)$ son los elementos de la matriz de Galerkin, y vienen dados por:

$$\Lambda_{ik}(\gamma) = \int_{-\infty}^{+\infty} (\tilde{\mathbf{j}}_{si}^*(k_y))^T \cdot \tilde{\mathbf{G}}_{tt}(k_x = -j\gamma, k_y, z = h_s | z' = h_s) \cdot \tilde{\mathbf{j}}_{sk}(k_y) dk_y \quad (2.10)$$

$(i, k = 1, \dots, N)$

Para que el sistema de ecuaciones (2.9) tenga solución no trivial para un valor dado de la frecuencia, el determinante de la matriz $[\Lambda_{ik}]$ debe ser cero, lo cual nos permite encontrar una ecuación de autovalores para la constante de propagación γ :

$$\text{Det} [\Lambda_{ik}(\gamma)] = 0 \quad (2.11)$$

Las soluciones complejas de (2.11) proporcionan las constantes de propagación complejas de los distintos modos que se propagan por las líneas microtira. En este trabajo, para resolver la ecuación (2.11), se ha hecho uso del método de Muller [68].

Las funciones base que se han elegido para aproximar las dos componentes de la densidad de corriente $\mathbf{j}_s(y)$ son funciones subseccionales, constantes para $j_{sx}(y)$ y lineales para $j_{sy}(y)$. En concreto, estas funciones base se pueden escribir como:

$$\mathbf{j}_{sk}(y) = \begin{cases} \left(\frac{1}{y_k - y_{k-1}} \right) \hat{\mathbf{x}} & y_{k-1} < y < y_k \\ 0 & y < y_{k-1} \quad \text{ó} \quad y > y_k \end{cases} \quad (2.12)$$

$$(k = 1, \dots, M)$$

$$\mathbf{j}_{sk}(y) = \begin{cases} j \left(\frac{2(y - y_{k-M-1})}{(y_{k-M+1} - y_{k-M-1})(y_{k-M} - y_{k-M-1})} \right) \hat{\mathbf{y}} & y_{k-M-1} < y < y_{k-M} \\ j \left(\frac{2(y_{k-M+1} - y)}{(y_{k-M+1} - y_{k-M-1})(y_{k-M+1} - y_{k-M})} \right) \hat{\mathbf{y}} & y_{k-M} < y < y_{k-M+1} \\ 0 & y < y_{k-M-1} \quad \text{ó} \quad y > y_{k-M+1} \end{cases} \quad (2.13)$$

$$(k = M + 1, \dots, 2M - 1 = N)$$

donde $y_0 = -w/2 < y_1 < \dots < y_{M-1} < y_M = +w/2$. En este trabajo las funciones subseccionales de las ecuaciones (2.12) y (2.13) han sido colocadas más densamente en las proximidades de los bordes de las tiras metálicas (esto es, en las proximidades de $y = \pm w/2$ en las figs. 2.1.a a 2.1.c) para conseguir una aproximación más precisa del comportamiento singular de la densidad de corriente en dichos bordes. Concretamente, los puntos y_i ($i = 1, \dots, M$) que definen los límites de los intervalos en que toman valores no nulos las funciones subseccionales se han elegido de acuerdo con la ley [69]:

$$y_i = \frac{w}{2} \operatorname{sen}\left(\pi \frac{2i - M}{2M}\right) \quad (i = 1, \dots, M) \quad (2.14)$$

De acuerdo con la elección de funciones base que se ha realizado en (2.12) y (2.13), para calcular los elementos de la matriz de Galerkin que aparecen en (2.10), es necesario evaluar numéricamente $(2M - 1)^2$ integrales infinitas con respecto a k_y , siendo $N = (2M - 1)$ el número total de funciones base. Para obtener resultados precisos en el cálculo de γ , se ha utilizado en general un valor de M comprendido entre 9 y 15.

Esto quiere decir que el cálculo de la constante de propagación requiere determinar numéricamente un gran número de integrales con límites infinitos cuyos integrandos decaen lentamente a cero cuando $|k_y| \rightarrow \infty$. El cálculo directo de todas estas integrales requiere un elevado tiempo de computación si se desea calcular las integrales con la suficiente precisión. Con el fin de acelerar el cálculo de estas integrales, cada una de las contribuciones de (2.10) se ha expresado como suma de tres integrales, una en el intervalo $-\infty < k_y < -k_y^{th}$, otra en el intervalo $-k_y^{th} < k_y < +k_y^{th}$ y otra en el intervalo $+k_y^{th} < k_y < +\infty$, siendo $k_y^{th} = 7/h_{min}$ y siendo h_{min} el más pequeño de los espesores de las capas de dieléctrico y ferrita que aparecen en la fig. 1.a (esto es, $h_{min} = \min(h_f, h_d)$). A continuación, la FDGE $\widetilde{\mathbf{G}}_{tt}(k_x = -j\gamma, k_y, z = h_s | z' = h_s)$ ha sido sustituida en los intervalos $-\infty < k_y < -k_y^{th}$ y $+k_y^{th} < k_y < +\infty$ por expresiones interpolantes asintóticas analíticas que se obtienen siguiendo el procedimiento descrito en el Apéndice B. Como resultado de estas operaciones, las integrales de (2.10) han adoptado la forma:

$$\begin{aligned} \Lambda_{ik}(\gamma) = & \int_{-\infty}^{-k_y^{th}} \left(\widetilde{\mathbf{j}}_{si}^*(k_y) \right)^T \cdot \widetilde{\mathbf{G}}_{tt,-}^{int}(k_x = -j\gamma, k_y, z = z' = h_s) \cdot \widetilde{\mathbf{j}}_{sk}(k_y) dk_y + \\ & \int_{-k_y^{th}}^{+k_y^{th}} \left(\widetilde{\mathbf{j}}_{si}^*(k_y) \right)^T \cdot \widetilde{\mathbf{G}}_{tt}(k_x = -j\gamma, k_y, z = z' = h_s) \cdot \widetilde{\mathbf{j}}_{sk}(k_y) dk_y + \\ & \int_{+k_y^{th}}^{+\infty} \left(\widetilde{\mathbf{j}}_{si}^*(k_y) \right)^T \cdot \widetilde{\mathbf{G}}_{tt,+}^{int}(k_x = -j\gamma, k_y, z = z' = h_s) \cdot \widetilde{\mathbf{j}}_{sk}(k_y) dk_y \quad (2.15) \end{aligned}$$

$(i, k = 1, \dots, N)$

Gracias a la elección realizada de las funciones base y al uso de las expresiones interpolantes para la FDGE, las integrales con límite infinito que aparecen en (2.15) pueden expresarse como combinaciones lineales de las funciones seno y coseno integral, tal y como se muestra en el Apéndice C. Esto permite obtener dichas integrales en forma cerrada. Por su parte, las integrales de (2.15) extendidas al intervalo $-k_y^{th} < k_y < +k_y^{th}$ han sido obtenidas numéricamente mediante cuadraturas de Gauss–Legendre con poco gasto computacional ya que el intervalo en que se realizan dichas integrales es finito y varios órdenes de magnitud más pequeño que el que es necesario utilizar en el cálculo numérico directo de las integrales de (2.10) para una precisión dada.

Una vez conocido el valor de γ , es posible resolver el sistema de ecuaciones (2.9) para obtener los coeficientes indeterminados a_k ($k = 1, \dots, N$), y a partir de estos coeficientes, es posible obtener expresiones para $\mathbf{j}_s(y)$ y de $\tilde{\mathbf{j}}_s(k_y)$ haciendo uso de (2.6) y de (2.7).

Por otro lado, las transformadas de Fourier con respecto a la coordenada y de los campos eléctrico y magnético que existen en torno a las líneas microtira de la fig. 2.1 pueden ser obtenidas mediante relaciones algebraicas que involucran a funciones de Green diádicas espectrales (similares a la que aparece en la ecuación (2.5)) en términos de la función vectorial $\tilde{\mathbf{j}}_s(k_y)$. Una vez conocidas las transformadas de Fourier de los campos eléctrico y magnético, es posible obtener la potencia que transportan las líneas microtira y, a partir de la potencia, es posible calcular la impedancia de dichas líneas. De hecho, si llamamos $\mathbf{E}(x, y, z) = \mathbf{E}_s(y, z)e^{-\gamma x}$ y $\mathbf{H}(x, y, z) = \mathbf{H}_s(y, z)e^{-\gamma x}$ a los campos eléctrico y magnético que existen alrededor de las líneas de transmisión de la fig. 2.1, y llamamos $\tilde{\mathbf{E}}_s(k_y, z) = \tilde{E}_{sx}(k_y, z)\hat{\mathbf{x}} + \tilde{E}_{sy}(k_y, z)\hat{\mathbf{y}} + \tilde{E}_{sz}(k_y, z)\hat{\mathbf{z}}$ y $\tilde{\mathbf{H}}_s(k_y, z) = \tilde{H}_{sx}(k_y, z)\hat{\mathbf{x}} + \tilde{H}_{sy}(k_y, z)\hat{\mathbf{y}} + \tilde{H}_{sz}(k_y, z)\hat{\mathbf{z}}$ a las transformadas de Fourier de $\mathbf{E}_s(y, z)$ y $\mathbf{H}_s(y, z)$ con respecto a la variable y , a partir de la identidad de Parseval, es posible demostrar que la potencia que transportan las líneas se puede calcular a partir de la integral:

$$P = \frac{1}{4\pi} e^{-2\alpha x} \int_{-\infty}^{+\infty} \left[\int_0^{+\infty} \left(\tilde{E}_{sy}(k_y, z)\tilde{H}_{sz}^*(k_y, z) - \tilde{E}_{sz}(k_y, z)\tilde{H}_{sy}^*(k_y, z) \right) dz \right] dk_y \quad (2.16)$$

En el marco de este trabajo se han podido obtener expresiones de las funciones vectoriales $\tilde{\mathbf{E}}_s(k_y, z)$ y $\tilde{\mathbf{H}}_s(k_y, z)$ que han permitido realizar la integral con respecto a z de la ecuación (2.16) en forma cerrada, lo cual ha supuesto un importante ahorro de tiempo de computación en el cálculo de la potencia. La integral con respecto a k_y de (2.16) ha sido realizada numéricamente.

Una vez calculada la potencia, la impedancia característica de las líneas se obtiene mediante la ecuación:

$$Z = \frac{2P}{|I|^2} \quad (2.17)$$

donde I representa la intensidad de corriente que circula por las líneas, dada por:

$$I = \int_{-w/2}^{w/2} \mathbf{j}(x, y) \cdot \hat{\mathbf{x}} \, dy \quad (2.18)$$

2.3. Resultados numéricos

2.3.1. Comprobación del método numérico

En las tablas 2.1 y 2.2 se comprueba la convergencia del algoritmo descrito en el apartado anterior con respecto al número de funciones base utilizado para aproximar la densidad de corriente. La tabla 2.1 presenta las constantes de fase y las impedancias del modo fundamental de una línea microtira no bidireccional, construida con una lámina de ferrita sin pérdidas magnetizada en sentido $+y$. La tabla 2.2 presenta las constantes de fase y atenuación de una línea microtira bidireccional, construida con una lámina de ferrita con pérdidas magnetizada en sentido $+x$. Para $2M - 1 = 21$ las constantes de propagación han convergido en cuatro cifras significativas, y la impedancia característica en tres cifras significativas. Como se muestra en la tabla 2.2, los resultados que se obtienen con nuestro método tienen buena concordancia con los obtenidos en [57, 45]. Sin embargo, la tabla 2.2 presenta un patrón de convergencia más estable que el que se presenta en [45]. Esto nos indica que las funciones base con las que se aproxima la densidad de corriente en nuestro algoritmo son más apropiadas que las utilizadas en [57, 45], que son polinomios de Chebyshev multiplicados por funciones que dan cuenta de las singularidades de borde.

En las figs. 2.2.a y 2.2.b se comparan nuestros resultados para la constante de fase y la impedancia de una línea microtira no bidireccional con los obtenidos en [55]. Existe muy buena concordancia en las constantes de propagación ya que la diferencia entre ambos conjuntos de resultados nunca excede el 0.5%. Sin embargo, la concordancia no es tan buena en el caso de las impedancias, donde las discrepancias están alrededor de un 6%. Estas diferencias se atribuyen a que en [55] se utiliza la definición voltaje-intensidad para el cálculo de la impedancia, mientras que en nuestro caso se utiliza la definición potencia-intensidad. Nótese que la diferencia entre las impedancias de las

$(2M - 1)$	β^+/k_0	$Z^+(\Omega)$	β^-/k_0	$Z^-(\Omega)$
5	2.705	48.03	2.542	48.17
7	2.709	47.65	2.545	47.79
9	2.711	47.46	2.547	47.61
11	2.712	47.36	2.547	47.50
13	2.712	47.29	2.548	47.44
15	2.713	47.25	2.548	47.39
17	2.713	47.22	2.549	47.36
19	2.713	47.20	2.549	47.34
21	2.714	47.18	2.549	47.32
23	2.714	47.17	2.549	47.31
25	2.714	47.16	2.549	47.30

Tabla 2.1: Patrón de convergencia con el número de funciones base de la constante de fase y la impedancia de las ondas que se propagan a lo largo de “+x” y “-x” en una línea microtira no bidireccional como la de la fig. 2.1.b. ($w = 0.1$ mm, $h_d = h_f = 0.1$ mm, $\epsilon_d = \epsilon_f = 15$, $\mu_0 H_0 = 0.1$ T, $\mu_0 M_s = 0.178$ T, $\mu_0 \Delta H = 0$ T, $f = 5$ GHz, $\theta_0 = 90^\circ$, $\phi_0 = 90^\circ$).

$(2M - 1)$	$\beta(\text{mm}^{-1})$	$\alpha(\text{mm}^{-1})$
5	0.3641	0.1059
7	0.3637	0.1055
9	0.3635	0.1050
11	0.3633	0.1047
13	0.3632	0.1045
15	0.3631	0.1044
17	0.3630	0.1043
19	0.3630	0.1043
21	0.3630	0.1042
23	0.3630	0.1042
25	0.3630	0.1042
[57]	0.36	0.11
[45]	0.3628	0.1041

Tabla 2.2: Patrón de convergencia con el número de funciones base de la constante de fase y la constante de atenuación de una línea microtira como la de la fig. 2.1.c construida con una lámina de ferrita con pérdidas ($w = 0.3$ mm, $h_d = 1.27$ mm, $h_f = 2.03$ mm, $\epsilon_d = 10.2$, $\epsilon_f = 17.5$, $\mu_0 H_0 = 0.0144$ T, $\mu_0 M_s = 0.2267$ T, $\mu_0 \Delta H = 0.03$ T, $f = 3.2$ GHz, $\theta_0 = 90^\circ$, $\phi_0 = 0^\circ$).

ondas de ida y de vuelta nunca excede el 1% según nuestros cálculos. Este hecho puede ser muy útil a la hora de adaptar una línea no recíproca de este tipo con otra línea de transmisión recíproca.

En las figs. 2.3.a y 2.3.b se analiza cómo cambian las constantes de fase y las impedancias de una línea microtira con ferrita al variar la orientación del campo magnético de DC en el interior de la ferrita. Se puede observar que los cambios de ambas magnitudes están en un rango entre un 3% y un 5%, tanto para θ_0 como para ϕ_0 , suponiendo que se mantienen fijos tanto la frecuencia como el módulo del campo magnético interno. En estas mismas figuras se comparan nuestros resultados con los resultados que presenta [70]. Al igual que en el caso de las figs. 2.2.a y 2.2.b, la concordancia es mucho mejor en los valores de la constante de propagación que en los de la impedancia.

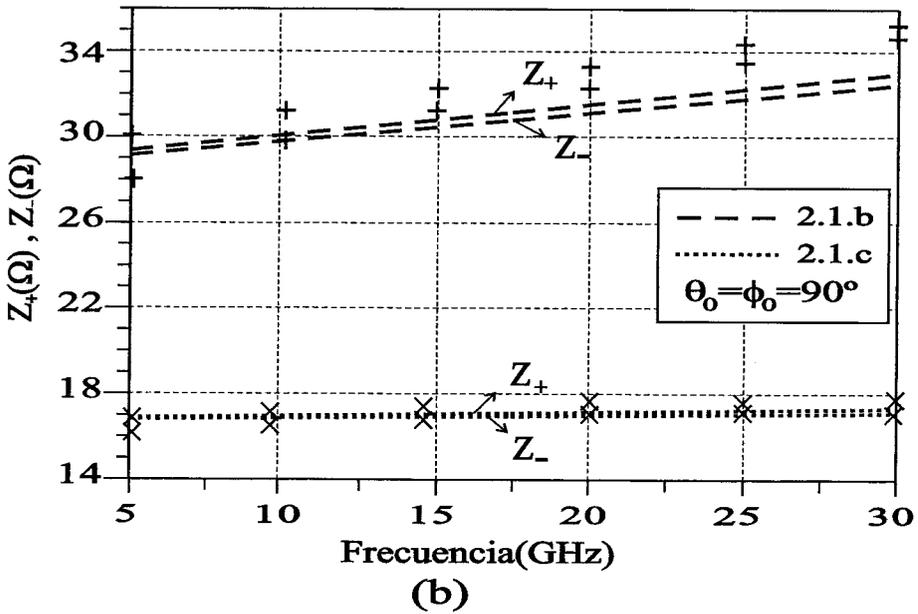
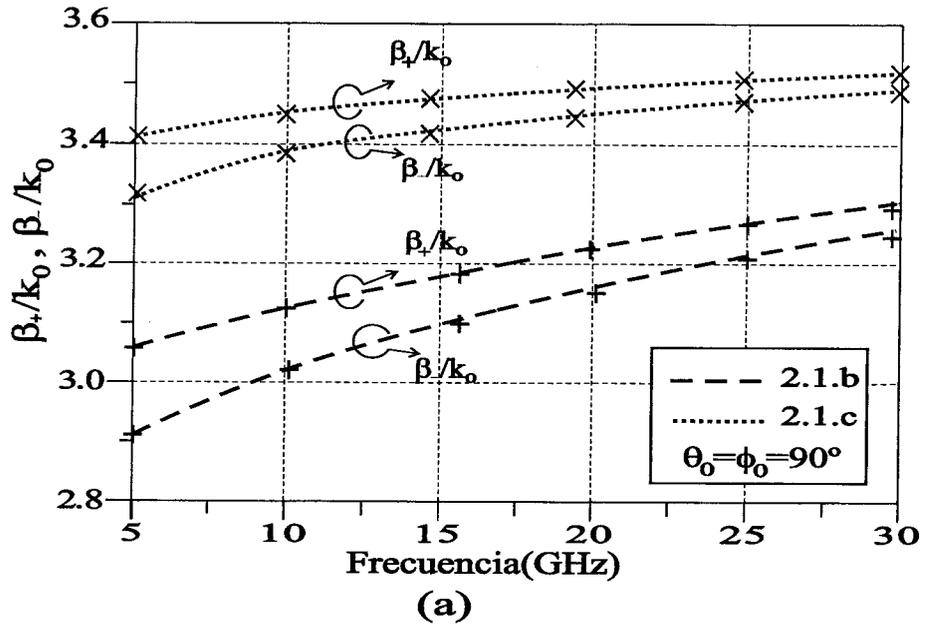


Figura 2.2: Constantes de fase normalizadas (a) e impedancias (b) de las ondas de ida y vuelta de líneas microtira no bidireccionales como las mostradas en las figs. 2.1.b y 2.1.c ($w = 1.016$ mm, $h_d = h_f = 0.254$ mm, $\epsilon_d = 12.9$, $\epsilon_f = 12.6$, $\mu_0 H_0 = 0.0275$ T, $\mu_0 M_s = 0.275$ T, $\mu_0 \Delta H = 0$ T) en función de la frecuencia. Comparación de nuestros resultados (líneas discontinuas y líneas de puntos) con los obtenidos en [55] (+ y x).

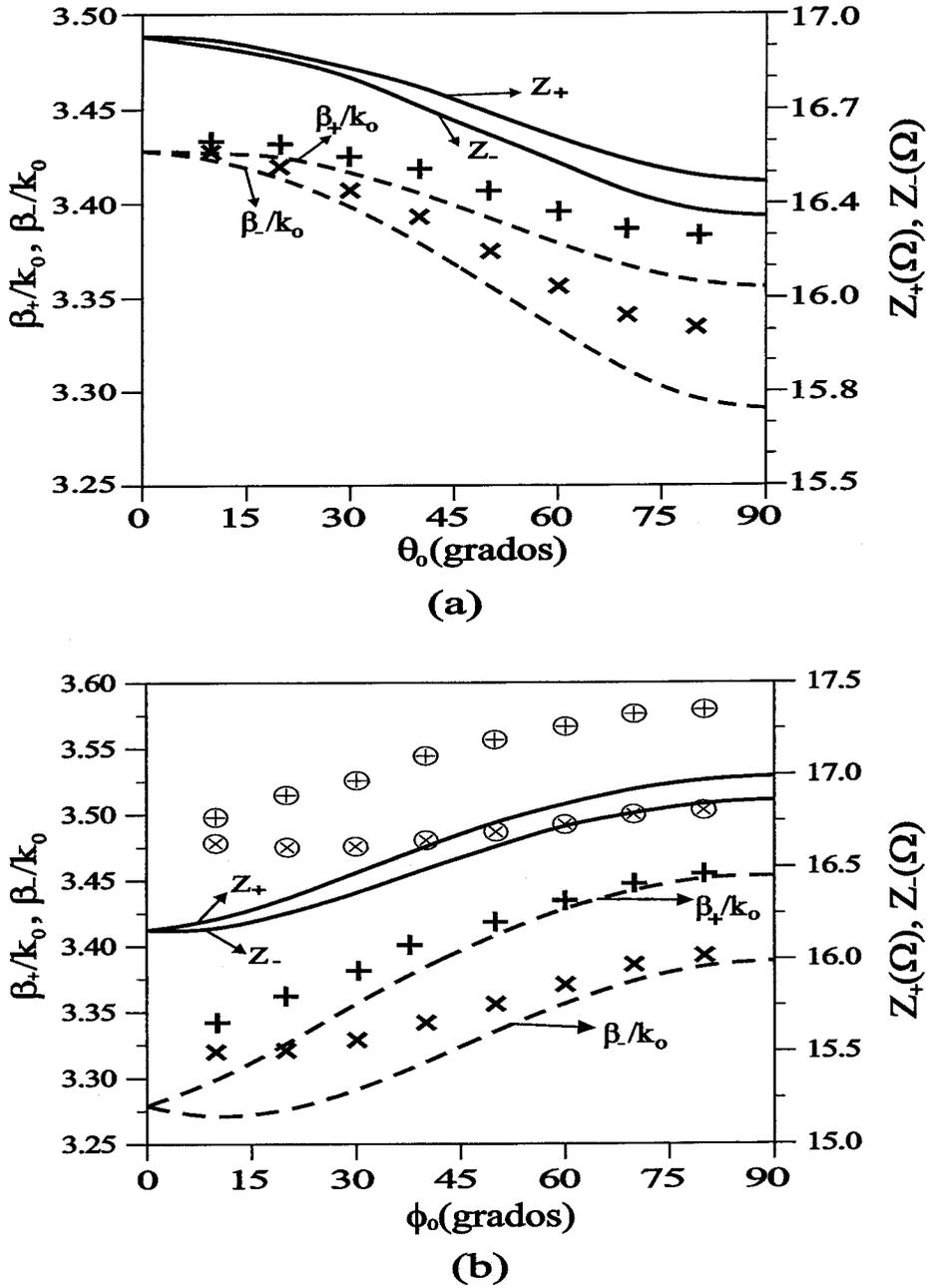


Figura 2.3: Constantes de fase normalizadas e impedancias de las ondas de ida y vuelta de una línea microtira no bidireccional como la mostrada en la fig. 2.1.c ($w = 1.016$ mm, $h_d = h_f = 0.254$ mm, $\epsilon_d = 12.9$, $\epsilon_f = 12.6$, $\mu_0 H_0 = 0.0275$ T, $\mu_0 M_s = 0.275$ T, $\mu_0 \Delta H = 0$ T,) en función de θ_0 (a) ($\phi_0 = 30^\circ$) y de ϕ_0 (b) ($\theta_0 = 90^\circ$). Comparación de nuestros resultados (líneas continuas y discontinuas) con los resultados de [70] para la constante de fase (+ y x) y para la impedancia (\oplus y \otimes).

2.3.2. Estudio de la constante de fase y de la impedancia

Una vez comprobada la convergencia del algoritmo descrito en el apartado 2.2 y una vez comparados los resultados que proporciona dicho algoritmo con otros resultados publicados en la literatura, haremos un estudio detallado y sistemático del comportamiento de la constante de fase y de la impedancia de las líneas microtira mostradas en la fig. 2.1.

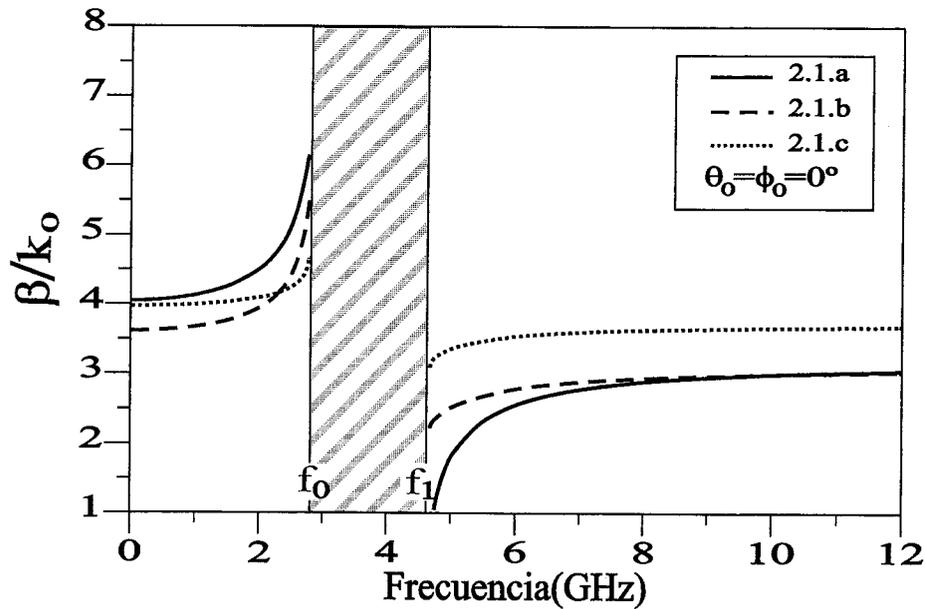


Figura 2.4: Representación de la constante de fase normalizada de las líneas microtira de la fig. 2.1 ($w=0.1$ mm, $h_d = h_f = 0.1$ mm, $\epsilon_d = \epsilon_f = 15$, $\mu_0 H_0 = 0.1$ T, $\mu_0 M_s = 0.178$ T, $\mu_0 \Delta H = 0$ T) frente a la frecuencia. La banda rallada es la zona donde no es viable la transmisión.

En la fig. 2.4 se presentan resultados para la constante de fase de una línea microtira fabricada con una lámina de ferrita magnetizada en dirección normal al plano de masa. La simetría de estas líneas de transmisión hace que dichas líneas sean bidireccionales (como se explicó en el apartado 1.6 del capítulo anterior). La banda de frecuencias rallada es la banda $f_0 < f < f_1$ definida en la ecuación (1.34). En esta banda la propagación no es viable debido a que la constante de atenuación alcanza un valor muy elevado. Como las líneas microtira analizadas en la fig. 2.4 no tienen pérdidas, este fenómeno se atribuye a la excitación de un número infinito de Modos Magnetostáticos Directos de Volumen (MMDV). Un análisis riguroso de la constante

de propagación de una línea microtira con ferrita en la banda de propagación de MMDV es muy complicado ya que en las integrales infinitas en k_y de la ecuación (2.10) hay que deformar el camino de integración por encima del eje real del plano complejo de k_y alrededor de los infinitos polos que tiene la FDGE (véase la figura 3 de [71]). Sin embargo, si la lámina de ferrita tiene pérdidas y las pérdidas son suficientemente altas, los polos de la FDGE quedan por debajo del eje real en el plano complejo k_y , de forma que el camino de integración puede coincidir con este eje (véase la figura 2 de [71]) y éste es, precisamente, el caso que puede analizar nuestro algoritmo. Teniendo en cuenta este hecho, en la fig. 2.5 se muestran los resultados obtenidos con nuestro algoritmo para las constantes de fase y atenuación de una línea microtira construida con una lámina de ferrita con pérdidas ($\Delta H \neq 0$) en una banda de frecuencias que incluye la banda de MMDV.

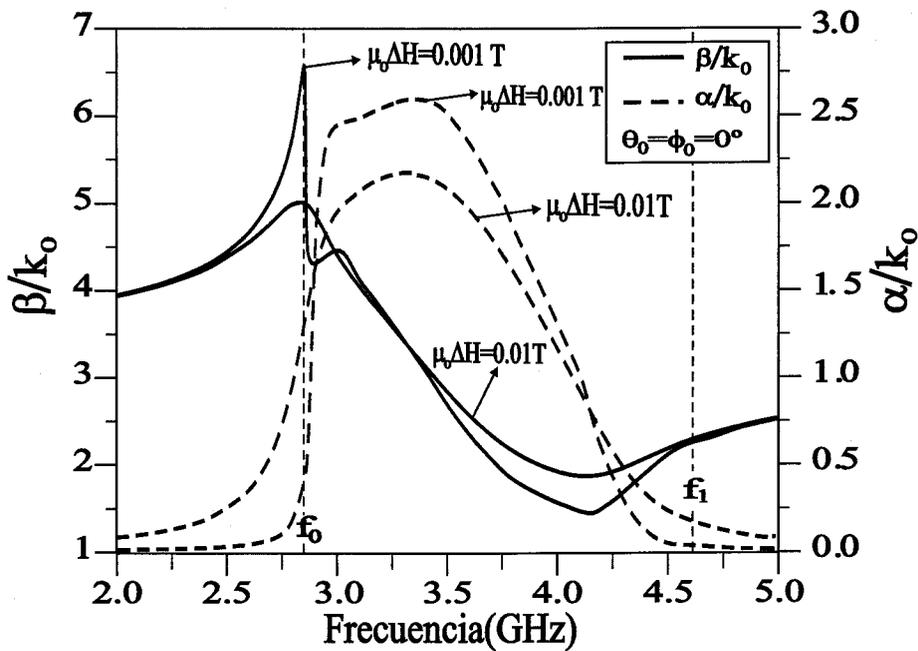


Figura 2.5: Constantes de fase y atenuación normalizadas en función de la frecuencia para una línea microtira como la de la fig. 2.1.b, fabricada con una lámina de ferrita con pérdidas ($w = 0.1$ mm, $h_d = h_f = 0.1$ mm, $\epsilon_d = \epsilon_f = 15$, $\mu_0 H_0 = 0.1$ T, $\mu_0 M_s = 0.178$ T).

En la figura 2.5 se puede comprobar que dentro de la banda $f_0 < f < f_1$, la constante de atenuación alcanza un valor mucho mayor que el que alcanza fuera de

esta banda, lo que indica que las pérdidas de transmisión en esta banda no se explican únicamente por las pérdidas de la ferrita sino, sobre todo, en términos de pérdidas por ondas de fuga. Se observa que fuera de la banda de propagación de MMDV, el comportamiento de la constante de fase en los casos sin pérdidas de la fig. 2.4 es similar al que presenta la constante de fase en los casos con pérdidas de la fig. 2.5.

Finalmente, hay que destacar que en la figura 2.4 las variaciones de la constante de fase con la frecuencia son mayores en las líneas microtira del tipo mostrado en las figs. 2.1.a y 2.1.b. Esto es debido a que el campo electromagnético de una microtira se concentra principalmente entre la tira metálica y el plano de masa, con lo cual, en las líneas de las figs. 2.1.a y 2.1.b. la lámina de ferrita ejerce un efecto mucho mayor sobre la propagación que en la línea de la fig. 2.1.c ya que en ésta última, la lámina de ferrita está por encima de la tira metálica.

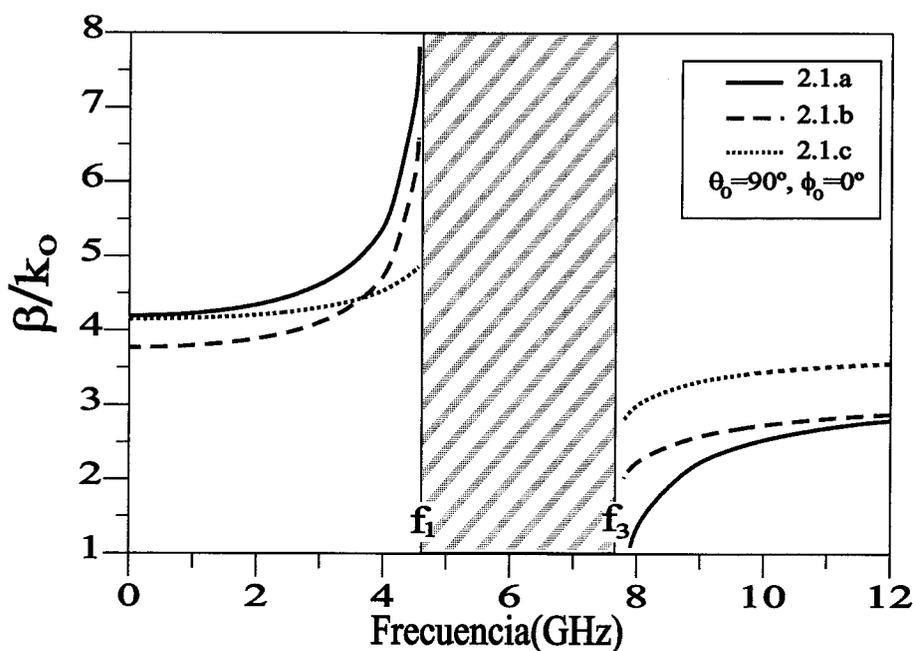


Figura 2.6: Representación de la constante de fase normalizada de las líneas microtira de la fig. 2.1 ($w=0.1$ mm, $h_d=h_f=0.1$ mm, $\epsilon_d=\epsilon_f=15$, $\mu_0 H_0=0.1$ T, $\mu_0 M_s=0.178$ T, $\mu_0 \Delta H=0$ T) frente a la frecuencia. La banda rallada es la zona donde no es viable la transmisión.

La figura 2.6 muestra los resultados obtenidos para la constante de fase de las tres líneas microtira de la fig. 2.1 cuando la lámina de ferrita está magnetizada en dirección de la tira. La simetría de estas estructuras hace que las líneas sean bidireccionales

[59, 60]. La banda de frecuencias rallada $f_1 < f < f_3$ es la que aparece en la ecuación (1.36), y se corresponde con la banda donde no es viable la propagación. Al igual que en el caso anterior, hemos obtenido resultados para la constante de propagación con nuestro algoritmo en esta banda utilizando una lámina de ferrita con pérdidas. Los resultados obtenidos indican que en la banda $f_1 < f < f_2$ la transmisión está altamente atenuada, lo cual se atribuye a la excitación de Modos Magnetostáticos de Superficie (MMS). Sin embargo, los resultados obtenidos en la banda $f_2 < f < f_3$ deberían ser distintos ya que los MMS sólo se pueden propagar en una parte de esta banda para los sustratos soporte de las líneas de las figs. 2.1.b y 2.1.c (véase la ecuación (1.37)). Pues bien, para cualquiera de las tres configuraciones de la figura 2.1, se obtienen resultados para la constante de propagación compleja en la banda $f_2 < f < f_3$ que no convergen cuando aumentamos el número de funciones base. Este fenómeno ha sido previamente mencionado en [45] (véase la tabla II de esta referencia para $f=4.5$ GHz). A la vista de estos resultados, llegamos a la conclusión que las líneas microtira de la fig. 2.1 no propagan ni modos ligados ni modos de fuga [71] en la banda de frecuencias $f_2 < f < f_3$, siendo este resultado independiente de las pérdidas de la lámina de ferrita. Para clarificar el diferente comportamiento observado en las bandas $f_1 < f < f_2$ y $f_2 < f < f_3$, hemos dibujado en la fig. 2.7 la forma que tiene la densidad de corriente sobre la tira metálica de una línea microtira sobre sustrato simple de ferrita (fig. 2.1.a) a las frecuencias $f = 5.2$ GHz $< f_2 = 5.29$ GHz y $f = 5.4$ GHz $> f_2 = 5.29$ GHz. El perfil de la densidad de corriente a $f=5.2$ GHz es el perfil de un modo propagativo (aunque sea un modo de fuga). Sin embargo, el perfil del modo que se encuentra a $f=5.4$ GHz no tiene sentido físico (véase también la fig.6 de [45]). Los autores de [57] comentan que las líneas microtira del tipo analizado en la fig. 2.6 tienen impedimentos para la propagación en la banda $f_2 < f < f_3$, pero no dan una explicación clara al fenómeno. En [45] los problemas de propagación se atribuyen a una mala elección de las funciones base con las que se aproxima la densidad de corriente. Una posible explicación para los problemas de propagación citados consiste en suponer que en la banda $f_2 < f < f_3$ se excita un modo magnetostático de superficie unidireccional en la dirección del eje y en la interfase ferrita-tira metálica, de forma que la energía electromagnética se concentra

alrededor de uno de los bordes de la tira metálica (en concreto, el borde izquierdo para el caso de la fig. 2.7.b), y esto impide que haya propagación en el eje x .

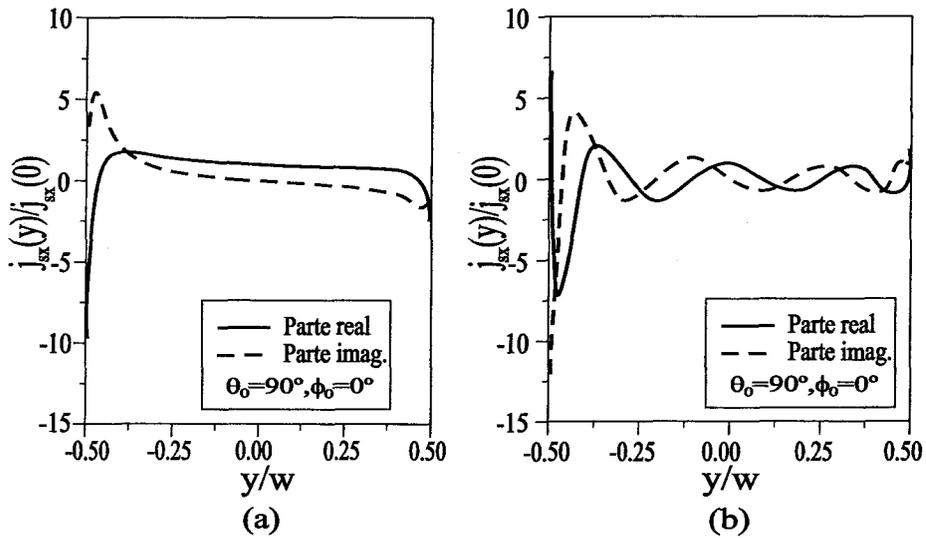


Figura 2.7: Componente x normalizada de la densidad de corriente sobre la tira metálica de una línea microtira como la de la fig. 2.1.a para dos valores diferentes de frecuencia: $f = 5.2$ GHz (a) y $f = 5.4$ GHz (b) ($w = 0.1$ mm, $h_f = 0.1$ mm, $\epsilon_d = \epsilon_f = 15$, $\mu_0 H_0 = 0.1$ T, $\mu_0 M_s = 0.178$ T, $\mu_0 \Delta H = 0.25$ T). Se han usado $2M - 1 = 29$ funciones base para la aproximación de la densidad de corriente sobre la tira.

En la fig. 2.8 se muestran los resultados para las constantes de fase de las ondas de ida y vuelta de las tres líneas microtira de la figura 2.1 cuando la lámina de ferrita está magnetizada en sentido $+y$. Esta orientación del campo magnético de DC en la ferrita produce propagación no bidireccional. Se observa que la variación de la constante de fase con la frecuencia en este caso es mucho menor que en las figuras 2.4 y 2.6. Para explicar este hecho, basta tener en cuenta que el campo magnético de AC en las líneas microtira de la figura 2.1 está predominantemente orientado en dirección paralela al eje y , y que esta dirección coincide con la dirección del campo magnético de DC utilizado en la fig. 2.8, con lo cual el efecto de la ferrita sobre la propagación debe ser pequeño a la vista de los comentarios que siguen a las ecuaciones (1.27) a (1.29) del capítulo 1. La banda de frecuencias en la que no es viable la propagación en las líneas microtira analizadas en la fig. 2.8 es la banda $f_0 < f < f_1$, lo cual se atribuye a que estas líneas excitan Modos Magnetostáticos de Retroceso de Volumen (MMRV) en la citada banda de frecuencias. Hay que reseñar que para las tres líneas

microtira estudiadas en la figura 2.8 se pueden encontrar un gran número de modos unidireccionales [45] en la banda $f_1 < f < f_3$. Esto es debido a que estos modos están exclusivamente ligados a la existencia de la interfase ferrita–tira metálica [30].

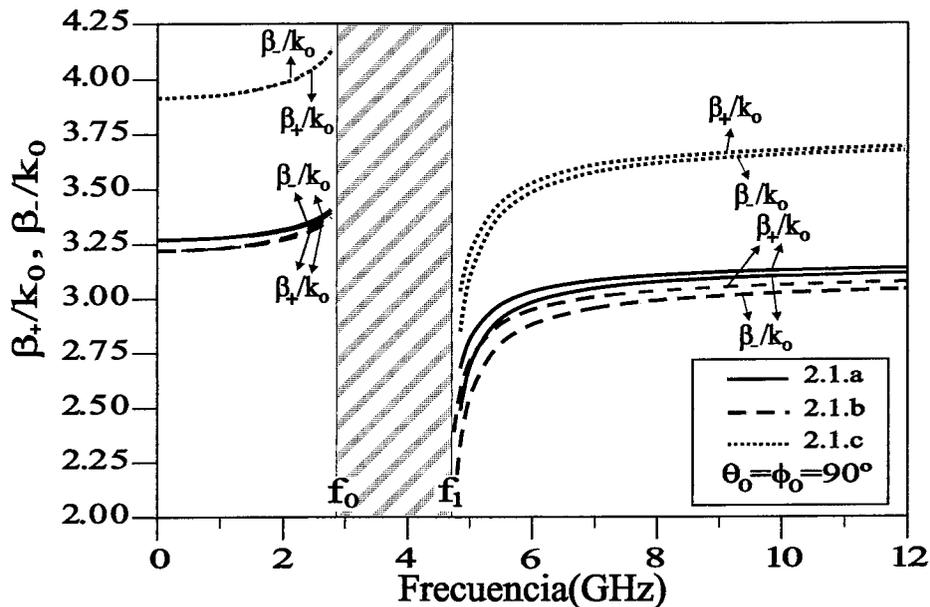


Figura 2.8: Representación de la constante de fase normalizada de las líneas microtira de la fig. 2.1 ($w=0.1$ mm, $h_d=h_f=0.1$ mm, $\epsilon_d=\epsilon_f=15$, $\mu_0 H_0=0.1$ T, $\mu_0 M_s=0.178$ T, $\mu_0 \Delta H=0$ T) frente a la frecuencia. La banda rallada es la zona donde no es viable la transmisión.

En la figura 2.9 se analiza la variación de la banda donde no es viable la propagación en las líneas microtira analizadas en la figura 2.4 cuando la orientación del campo magnético de DC en el interior de las láminas de ferrita cambia progresivamente desde el eje z hasta el eje x en el plano $x-z$ ($\phi_0 = 0^\circ$), manteniéndose constante el módulo de dicho campo magnético. Podemos observar que existe una transición suave desde la banda de frecuencias $f_0 < f < f_1$ hasta la banda $f_1 < f < f_3$. Se obtienen resultados similares cuando cambiamos la orientación del campo magnético de DC desde el eje y hasta el eje x (es decir, cuando variamos el ángulo ϕ_0 de la fig. 1.1 manteniendo constante $\theta_0 = 90^\circ$).

Utilizando el algoritmo numérico que hemos construido, hemos encontrado que las líneas microtira con el campo magnético de DC contenido en el plano $x-z$ son bidireccionales (lo cual está de acuerdo con las argumentos de simetría que se dieron

en el apartado 1.6 de esta Memoria). Sin embargo, la bidireccionalidad se pierde tan pronto como el campo magnético DC tiene una componente en el eje y (es decir, en el momento en el que $\phi_0 \neq 0^\circ$).

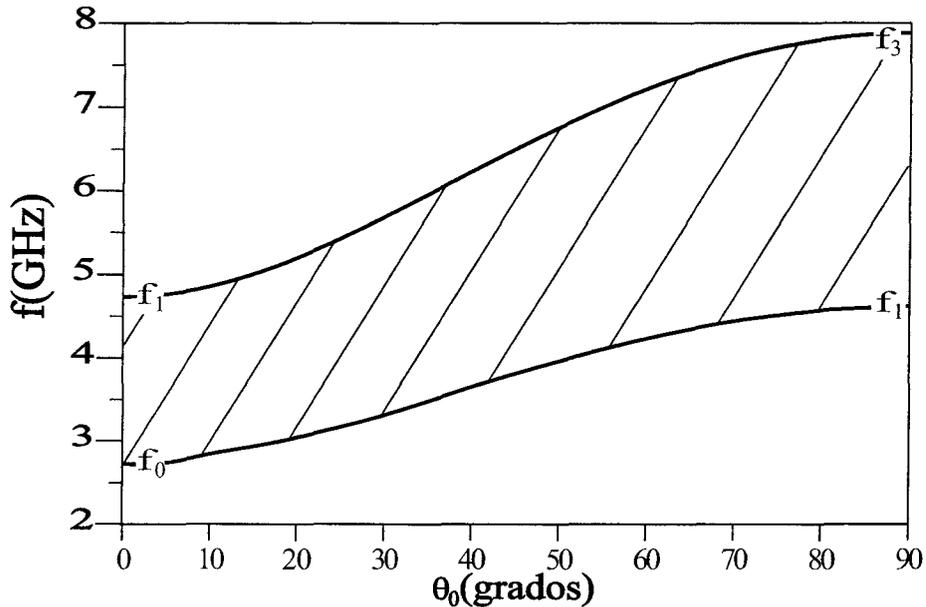


Figura 2.9: Variación de la banda de frecuencia en que la propagación no es viable para las líneas microtira de la fig. 2.1 ($w=0.1$ mm, $h_d = h_f = 0.1$ mm, $\epsilon_d = \epsilon_f = 15$, $\mu_0 H_0 = 0.1$ T, $\mu_0 M_s = 0.178$ T, $\mu_0 \Delta H = 0$ T, $\phi_0 = 0^\circ$) conforme el campo magnético de DC dentro de la lámina de ferrita cambia de la dirección z a la dirección x en el plano $x-z$.

En las figuras 2.10.a y 2.10.b se representan las constantes de fase y las impedancias de las tres líneas microtira de la fig. 2.1 en función del módulo del campo magnético de DC H_0 para un valor fijo de la frecuencia ($f=8$ GHz). En todos los casos se supone que la lámina de ferrita del sustrato está magnetizada en dirección normal al plano de masa. Se observa que existe un intervalo de valores de H_0 en los que se excitan los MMDV y no es viable la transmisión. A partir de la ecuación (1.34), es fácil demostrar que este intervalo es:

$$H_{02} = \sqrt{(M_s/2)^2 + (2\pi f/\mu_0\gamma)^2} - M_s/2 < H_0 < H_{03} = 2\pi f/\mu_0\gamma \quad (2.19)$$

Las figuras 2.10.a y 2.10.b muestran claramente que tanto la constante de fase como la impedancia de las líneas microtira analizadas pueden ser sintonizadas en un

amplio rango de valores variando el módulo del campo magnético de DC, especialmente en los casos en los que la lámina de ferrita se encuentra entre la tira y el plano de masa (esto es, en los casos de las líneas microtira de las figs. 2.1.a y 2.1.b). Estas líneas de transmisión tienen una aplicación potencial en el diseño de desfases y filtros sintonizables.

En las figs. 2.11.a y 2.11.b se repite el estudio realizado en las figs. 2.10.a y 2.10.b para el caso en que la orientación del campo magnético de DC es paralela a las tiras metálicas de las líneas microtira (eje x en la fig. 2.1). En este caso, la banda de frecuencias en la que no es viable la propagación es la banda $H_{01} = 2\pi f / \mu_0 \gamma - M_s < H_0 < H_{02}$, que es la banda donde se excitan MMS. Si comparamos los resultados de las figs. 2.10.a y 2.11.a, se observa que la sintonía de la constante de fase es mayor en la fig. 2.11.a, esto es, en el caso en que el campo magnético está orientado paralelamente a la tira metálica de las líneas microtira. Sin embargo, la capacidad de sintonía de la impedancia observada en las figs. 2.10.b y 2.11.b es similar para las dos orientaciones del campo magnético estudiadas.

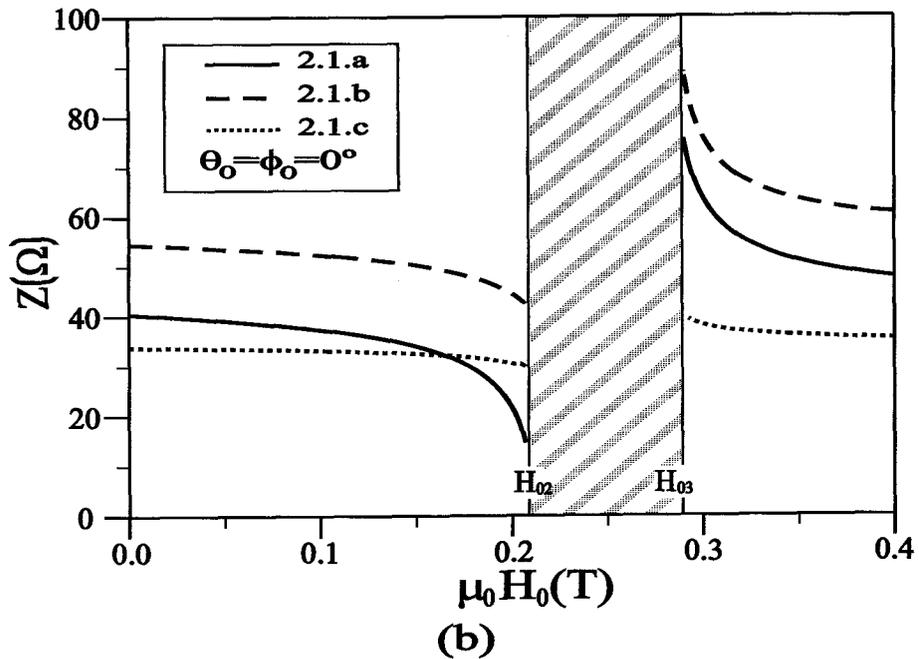
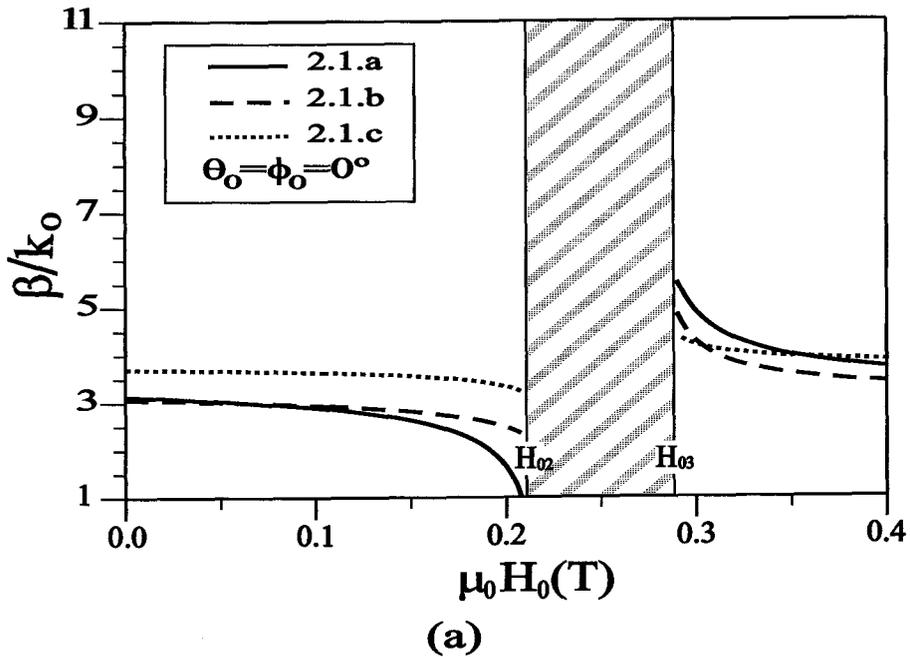


Figura 2.10: Representación de la constante de fase normalizada y la impedancia de las líneas microtira de la fig. 2.1 ($w=0.1$ mm, $h_d=h_f=0.1$ mm, $\epsilon_d=\epsilon_f=15$, $\mu_0 M_s=0.178$ T, $\mu_0 \Delta H=0$ T, $f=8$ GHz) frente al módulo del campo magnético de DC. La banda rallada es la zona donde no es viable la transmisión.

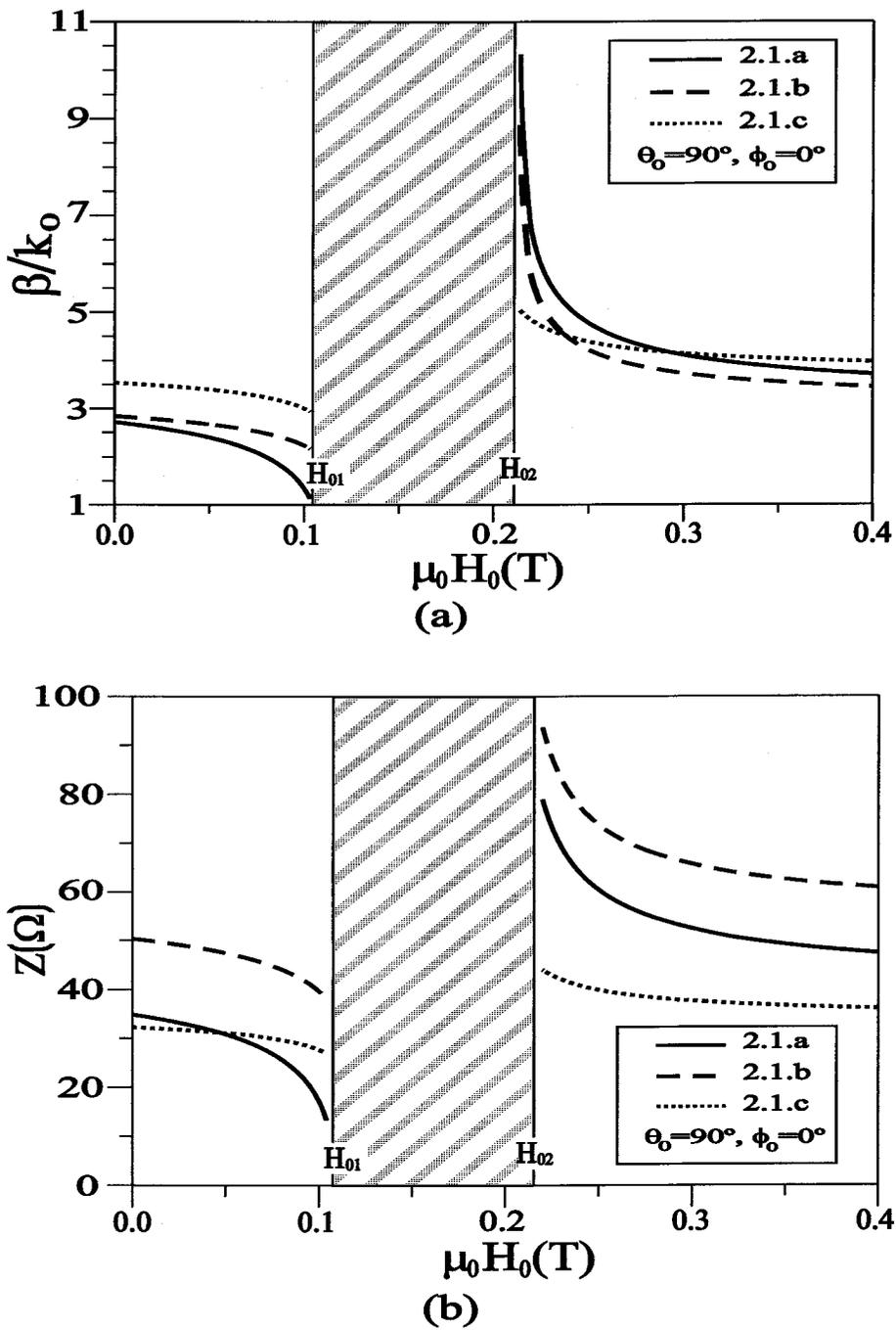


Figura 2.11: Representación de la constantes de fase normalizada y de la impedancia de las líneas microtira de la fig. 2.1 ($w=0.1$ mm, $h_d=h_f=0.1$ mm, $\epsilon_d=\epsilon_f=15$, $\mu_0 M_s=0.178$ T, $\mu_0 \Delta H=0$ T, $f=8$ GHz) frente al módulo del campo magnético de DC. La banda rallada es la zona donde no es viable la transmisión.

2.4. Conclusiones

En este capítulo hemos descrito un algoritmo para el cálculo de la constante de propagación y la impedancia característica de líneas microtira fabricadas en sustratos multicapa con láminas de ferrita. Este algoritmo es rápido y preciso.

Los resultados obtenidos muestran que existen bandas de frecuencia en la que no es viable la transmisión en líneas microtira fabricadas con láminas de ferrita magnetizadas. La aparición de estas bandas está íntimamente ligada a la excitación de modos magnetostáticos, y la posición de las bandas depende del módulo y de la orientación del campo magnético de DC en el interior de las ferritas.

Se ha demostrado que tanto la constante de propagación como la impedancia de las líneas pueden ser sintonizadas en un amplio rango de valores mediante cambios en el módulo del campo magnético que polariza las láminas de ferrita. La capacidad de sintonía es alta cuando la lámina de ferrita está entre la tira y el plano de masa, y se reduce mucho cuando la lámina de ferrita aparece como superestrato. La sintonía es máxima para los casos en que la orientación del campo magnético de DC es paralela a la tira metálica de las líneas o es normal al plano de masa, y mínima cuando la orientación es paralela al plano de masa y perpendicular a la tira metálica.

Capítulo 3

Análisis de resonadores microtira sobre sustrato de ferrita

3.1. Introducción

Los resonadores parche en tecnología microtira pueden usarse como antenas o como componentes de osciladores y filtros en circuitos integrados de microondas. Aunque los parches más utilizados son los de geometría rectangular o circular, se ha demostrado que parches de otras geometrías tales como el anillo rectangular [72], el parche con forma de H [72] y el parche con forma de meandro [73] pueden ser muy útiles porque proporcionan una importante reducción de tamaño con respecto a los parches convencionales para una frecuencia de resonancia dada (lo cual tiene aplicación en el diseño de agrupaciones de antenas, de antenas para sistemas de comunicación personal, etc.).

A la hora de fabricar parches resonantes microtira, la utilización de sustratos de ferrita constituye una alternativa interesante frente a los sustratos dieléctricos. Esto es debido a que la frecuencia de resonancia de los parches sobre sustratos de ferrita puede ser sintonizada mediante variaciones en el módulo del campo magnético que polariza la ferrita. Este hecho ha dado pie a que se construyan con parches sobre ferrita tanto filtros rechazo de banda sintonizables [74] como filtros paso de banda sintonizables [12, 65]. Además, diversos experimentos han mostrado que se puede cambiar la frecuencia de operación de antenas parche en microtira sobre sustratos de

ferrita ajustando el campo magnético de DC que polariza a las ferritas [35, 37].

Teniendo en cuenta los puntos anteriormente expuestos, en este tercer capítulo presentamos un algoritmo numérico riguroso para el cálculo de la frecuencia de resonancia y el factor de calidad de parches microtira sobre sustrato de ferrita de una amplia gama de geometrías. En dicho algoritmo el campo magnético de DC que polariza a las ferritas puede estar arbitrariamente orientado. Al igual que en el capítulo anterior, el algoritmo diseñado para el análisis de parches sobre ferrita está basado en el MMDE [75, 76]. Este método numérico ya ha sido aplicado anteriormente para analizar parches en microtira resonantes de geometrías circular y rectangular sobre ferritas magnetizadas en dirección normal al plano de masa [51, 74, 77]. Como ya se vio en el capítulo anterior, la utilización del MMDE permite dar cuenta de forma rigurosa del efecto de los MM.

3.2. Formulación del problema y análisis numérico

La fig. 3.1 muestra un parche microtira de forma arbitraria y esquinas en ángulo recto, impreso sobre un sustrato de ferrita de permitividad relativa ε_f y espesor h_f . Hemos elegido este sustrato entre los tres utilizados en el capítulo anterior (véanse las figs. 2.1.a, 2.1.b y 2.1.c) porque, como ya hemos comprobado, con este tipo de sustrato el efecto de la lámina de ferrita sobre las corrientes de la metalización es mayor que con los sustratos que contienen láminas de ferrita y dieléctrico simultáneamente (esto es, con los sustratos de las figs. 2.1.b y 2.1.c). Con vistas al análisis numérico del parche de la fig. 3.1 que se va a llevar a cabo en este capítulo, supondremos que el parche metálico y el plano de masa son conductores ideales de espesor despreciables, y que tanto el plano de masa como la lámina de ferrita se extienden hasta infinito en las direcciones x e y . Asimismo, supondremos que el campo magnético de DC en la lámina de ferrita está arbitrariamente orientado en una dirección dada por los ángulos θ_0 y ϕ_0 de la figura 1.1. Además, supondremos que los campos de AC existentes en la región del parche tienen una dependencia temporal del tipo $e^{j\omega t}$ (donde ω es compleja para dar cuenta de las pérdidas del parche por radiación), que será suprimida de ahora en adelante. En esas condiciones, el tensor permeabilidad de la lámina de ferrita tendrá

la forma general mostrada en la ecuación (1.10) del capítulo 1.

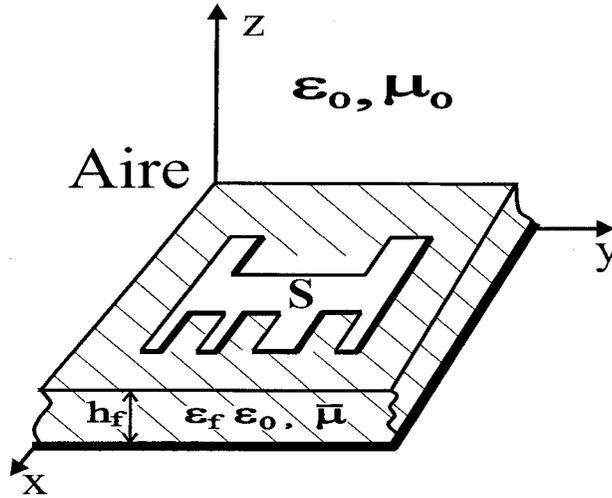


Figura 3.1: Parche microtira con esquinas en ángulo recto sobre sustrato de ferrita.

Sea S la superficie del parche de la fig. 3.1, sea $\mathbf{j}(x, y)$ la densidad superficial de corriente existente en el parche bajo condiciones de resonancia y sea $\overline{\mathbf{G}}_{tt}(x-x', y-y', z|z')$ la función diádica de Green transversal de la lámina de ferrita metalizada por una cara, que es la misma que aparece en las ecuaciones (2.3) y (2.4) del capítulo 2. El campo eléctrico transversal $\mathbf{E}_t(x, y, z) = E_x(x, y, z)\hat{\mathbf{x}} + E_y(x, y, z)\hat{\mathbf{y}}$ creado por la corriente sobre el parche se puede escribir en función de $\mathbf{j}(x, y)$ como:

$$\mathbf{E}_t(x, y, z) = \int_{S'} \overline{\mathbf{G}}_{tt}(x-x', y-y', z|z'=h_f) \cdot \mathbf{j}(x', y') dx' dy' \quad (3.1)$$

Como se ha supuesto que la superficie metálica S es un conductor ideal, el campo eléctrico transversal es cero sobre dicha superficie. Haciendo uso de esta condición de contorno en (3.1), se obtiene la siguiente Ecuación Integral de Campo Eléctrico (EICE) para $\mathbf{j}(x, y)$:

$$\int_{S'} \overline{\mathbf{G}}_{tt}(x-x', y-y', z=h_f|z'=h_f) \cdot \mathbf{j}(x', y') dx' dy' = \mathbf{0} \quad (x, y) \in S \quad (3.2)$$

Para resolver esta EICE, al igual que en la ecuación (2.6) del capítulo 2, la densidad de corriente desconocida $\mathbf{j}(x, y)$ se ha aproximado mediante una combinación lineal de funciones base conocidas $\mathbf{j}_k(x, y)$ ($k = 1, \dots, N$):

$$\mathbf{j}(x, y) = \sum_{k=1}^N a_k \mathbf{j}_k(x, y) \quad (3.3)$$

Para las funciones base $\mathbf{j}_k(x, y)$ ($k = 1, \dots, N$), se han elegido funciones subseccionales del tipo “tejado” (en la literatura en inglés se conocen como *rooftops* [78, 79]) dadas por:

$$\mathbf{j}_k(x, y) = T_x(x - x_k, y - y_k) \hat{\mathbf{x}} \quad (k = 1, \dots, N_x) \quad (3.4)$$

$$\mathbf{j}_k(x, y) = T_y(x - x_k, y - y_k) \hat{\mathbf{y}} \quad (k = N_x + 1, \dots, N) \quad (3.5)$$

donde N_x es el número de funciones utilizadas para aproximar la componente x de la densidad de corriente, $N_y = N - N_x$ es el número de funciones base utilizadas para aproximar la componente y , y x_k e y_k son las coordenadas x e y del punto medio de la k -ésima función base. Por su parte, las funciones $T_x(x, y)$ y $T_y(x, y)$ de (3.4) y (3.5) vienen dadas por:

$$T_x(x, y) = \begin{cases} 1 - \frac{|x|}{w_x}, & |x| < w_x, |y| < \frac{w_y}{2} \\ 0, & |x| > w_x \text{ ó } |y| > \frac{w_y}{2} \end{cases} \quad (3.6)$$

$$T_y(x, y) = \begin{cases} 1 - \frac{|y|}{w_y}, & |y| < w_y, |x| < \frac{w_x}{2} \\ 0, & |y| > w_y \text{ ó } |x| > \frac{w_x}{2} \end{cases} \quad (3.7)$$

Las funciones base de las ecuaciones (3.4) y (3.5) nos permiten aproximar la corriente de parches de forma muy variada, siempre y cuando los ángulos de las esquinas sean ángulos rectos.

Para el cálculo de los coeficientes a_k ($k = 1, \dots, N$), hemos introducido la ecuación (3.3) en la EICE (3.2), y a continuación, hemos aplicado la versión Galerkin del método de momentos. El resultado final obtenido al aplicar el método de momentos ha sido un sistema homogéneo de ecuaciones lineales para a_k ($k = 1, \dots, N$), que puede escribirse:

$$\sum_{k=1}^N \Gamma_{ik}(\omega) a_k = 0 \quad (i = 1, \dots, N) \quad (3.8)$$

donde los elementos de la matriz de Galerkin Γ_{ik} vienen dados por:

$$\Gamma_{ik}(\omega) = \int_S (\mathbf{j}_i^*(x, y))^T \cdot \left[\int_{S'} \overline{\mathbf{G}}_{tt}(x - x', y - y', z = h_f | z' = h_f; \omega) \cdot \mathbf{j}_k(x', y') dx' dy' \right] dx dy \quad (i, k = 1, \dots, N) \quad (3.9)$$

Al igual que ocurre con la ecuación (2.10), en la ecuación (3.9) hemos escrito explícitamente la dependencia de Γ_{ik} y $\overline{\mathbf{G}}_{tt}$ con la frecuencia angular ω , ya que nuestro objetivo al analizar el resonador de la fig. 3.1 es precisamente el cálculo de ω . El sistema homogéneo de ecuaciones lineales (3.8) tendrá solución no trivial cuando:

$$\text{Det} [\Gamma_{ik}(\omega)] = 0 \quad (3.10)$$

La ecuación (3.10) constituye una ecuación de autovalores para ω , a partir de la cual se pueden obtener las frecuencias de resonancia y los factores de calidad de los modos resonantes del parche de la fig. 3.1. Concretamente, sea $\omega_m = 2\pi(f_r^m + j f_i^m)$ la m -ésima raíz compleja de $\text{Det} [\Gamma_{ij}(\omega)]$. En ese caso, f_r^m es la frecuencia de resonancia del m -ésimo modo resonante del parche microtira de la figura 3.1 y $Q_m = f_r^m / 2f_i^m$ el factor de calidad de dicho modo resonante [75, 76]. Las raíces complejas ω_m se han obtenido aplicando el método de Muller [68].

Aunque las anteriores ecuaciones proporcionan un método sencillo para el cálculo de las frecuencias de resonancia y de los factores de calidad del parche microtira de la figura 3.1, el cálculo de las entradas de la matriz de Galerkin $\Gamma_{ik}(\omega)$ mediante la ecuación (3.9) es muy prolijo ya que el cálculo numérico de la función diádica de Green transversal $\overline{\mathbf{G}}_{tt}(x - x', y - y', z = h_f | z' = h_f; \omega)$ para cada par de valores $x - x'$ e $y - y'$ es una tarea que requiere un tiempo de CPU muy elevado. Para superar esta dificultad, los coeficientes $\Gamma_{ik}(\omega)$ se han calculado mediante una expresión alternativa en el dominio espectral (obtenida a partir de la aplicación de la identidad de Parseval a la ecuación (3.9)) dada por:

$$\Gamma_{ik}(\omega) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \left(\tilde{\mathbf{j}}_i^*(k_x, k_y) \right)^T \cdot \left[\tilde{\overline{\mathbf{G}}}_{tt}(k_x, k_y, z = h_f | z' = h_f; \omega) \cdot \tilde{\mathbf{j}}_k(k_x, k_y) \right] dk_x dk_y \quad (3.11)$$

$(i, k = 1, \dots, N)$

donde $\tilde{\mathbf{j}}_i(k_x, k_y)$ ($i = 1, \dots, N$) son las transformadas de Fourier bidimensionales de las funciones base $\mathbf{j}_i(x, y)$ ($i = 1, \dots, N$) con respecto a las variables x e y , y $\tilde{\mathbf{G}}_{tt}(k_x, k_y, z = h_f | z' = h_f)$ representa la transformada de Fourier bidimensional de $\mathbf{G}_{tt}(x, y, z = h_f | z' = h_f)$ (esto es, de acuerdo con lo que hemos visto en el capítulo 2, $\tilde{\mathbf{G}}_{tt}(k_x, k_y, z = h_f | z' = h_f)$ representa la FDGE del sustrato de ferrita con plano de masa que aparece en la fig. 3.1).

Dado que los integrandos de las integrales dobles infinitas de (3.11) decaen lentamente a cero cuando $|k_x| \rightarrow \infty$ y $|k_y| \rightarrow \infty$, el cálculo directo de todas esas integrales requiere un gasto muy elevado de tiempo de computación. Este gasto es mucho mayor que el requerido para calcular las integrales de (2.10) ya que mientras que las integrales de (2.10) son integrales simples, las integrales de (3.11) son integrales dobles (téngase en cuenta que mientras que el problema resuelto en el capítulo 2 es un problema bidimensional, el problema que se trata de resolver en el capítulo 3 es un problema tridimensional, lo cual da lugar a que aumente la complejidad del procedimiento numérico). Pues bien, en el marco de este trabajo se ha elaborado una técnica específica para acelerar el cálculo de las integrales de (3.11). Esta técnica de aceleración del cálculo de las integrales es quizás el aspecto computacional más importante de esta tesis ya que los coeficientes $\Gamma_{ik}(\omega)$ no sólo aparecen en este capítulo sino también en los capítulos 4 y 5, y su cálculo rápido y preciso es una cuestión fundamental. De hecho, es muy importante que no sólo se reduzca el tiempo de computación sino que además, no se pierda precisión.

El primer paso de la técnica de aceleración se basa en sustituir las variables espectrales cartesianas de integración de (3.11) por variables espectrales polares k_ρ y k_ϕ ($k_x = k_\rho \cos k_\phi$ y $k_y = k_\rho \sin k_\phi$), con lo cual se pasa de tener dos integrales con límites infinitos a tener una sola integral con límites infinitos como se muestra a continuación [80]:

$$\Gamma_{ik}(\omega) = \frac{1}{4\pi^2} \int_0^{2\pi} \int_{0(C)}^{+\infty} \left(\tilde{\mathbf{j}}_i^*(k_\rho, k_\phi) \right)^T \cdot \left[\tilde{\mathbf{G}}_{tt}(k_\rho, k_\phi, z = h_f | z' = h_f; \omega) \cdot \tilde{\mathbf{j}}_k(k_\rho, k_\phi) \right] k_\rho dk_\rho dk_\phi \quad (3.12)$$

($i, k = 1, \dots, N$)

En la ecuación anterior, para cada uno de los valores de k_ϕ del intervalo $0 \leq k_\phi \leq 2\pi$, C es un camino de integración en el plano complejo k_ρ que está situado por encima de los polos y de los puntos de rama de $\tilde{\mathbf{G}}_{tt}(k_\rho, k_\phi, z = h_f | z' = h_f; \omega)$ [81], tal y como se muestra en la figura 3.2.

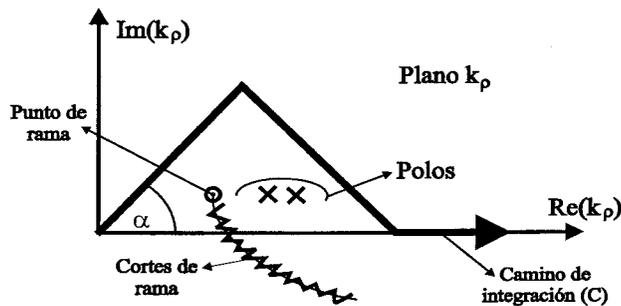


Figura 3.2: Camino de integración utilizado para el cálculo de las integrales de la ecuación (3.12) en el plano complejo k_ρ .

El segundo paso para acelerar el cálculo de las integrales se basa en utilizar una expresión interpolante asintótica analítica de la FDGE en términos de la variable espectral k_ρ . Esta expresión interpolante es válida en el intervalo $k_\rho^{th} = 7/h_f < k_\rho < \infty$ y puede escribirse [47]:

$$\tilde{\mathbf{G}}_{tt}(k_\rho, k_\phi, z = h_f | z' = h_f; \omega) \approx \tilde{\mathbf{G}}_{tt}^{int}(k_\rho, k_\phi, z = h_f | z' = h_f; \omega) = k_\rho \sum_{k=1}^{N_p} \tilde{\mathbf{A}}_k(k_\phi, \omega) \cdot T_{k-1} \left(\frac{2k_\rho^{th}}{k_\rho} - 1 \right) \quad (3.13)$$

donde las funciones $T_{k-1}(\bullet)$ son polinomios de Chebyshev de primera especie de grado $k - 1$. Los detalles relacionados con la obtención de la expresión interpolante de la ecuación (3.13) se explican en el Apéndice B.

Teniendo en cuenta la expresión interpolante (3.13), la integral con respecto a k_ρ de la ecuación (3.12) se puede reescribir como suma de dos integrales, una con límites finitos y otra con límite infinito, tal y como se indica a continuación:

$$\begin{aligned}
\Gamma_{ik}(\omega) = & \frac{1}{4\pi^2} \int_0^{2\pi} \left\{ \int_{0(C)}^{k_\rho^{th}} \left(\tilde{\mathbf{j}}_i^*(k_\rho, k_\phi) \right)^T \cdot \right. \\
& \left[\tilde{\mathbf{G}}_{tt}(k_\rho, k_\phi, z = h_f | z' = h_f; \omega) \cdot \tilde{\mathbf{j}}_k(k_\rho, k_\phi) \right] k_\rho dk_\rho + \\
& \int_{k_\rho^{th}}^{+\infty} \left(\tilde{\mathbf{j}}_i^*(k_\rho, k_\phi) \right)^T \cdot \left[\tilde{\mathbf{G}}_{tt}^{int}(k_\rho, k_\phi, z = h_f | z' = h_f; \omega) \cdot \right. \\
& \left. \left. \tilde{\mathbf{j}}_k(k_\rho, k_\phi) \right] k_\rho dk_\rho \right\} dk_\phi \quad (i, k = 1, \dots, N) \quad (3.14)
\end{aligned}$$

Aunque las integrales con límites finitos en el plano complejo k_ρ que aparecen en (3.14) no pueden ser obtenidas en forma cerrada, estas integrales barren un intervalo relativamente pequeño y pueden ser calculadas numéricamente con poco gasto computacional. En cuanto a las integrales infinitas en k_ρ , la particular elección realizada de las funciones base y el uso de la expresión interpolante (3.13) permiten que estas integrales se pueden obtener en forma cerrada o casi-cerrada utilizando las técnicas que se describen en el Apéndice C de esta Memoria. Finalmente, para calcular las integrales con respecto a la variable k_ϕ , basta llevar a cabo cuatro cuadraturas de Gauss-Legendre de 80 puntos en los intervalos $(n-1)\pi/2 \leq k_\phi \leq n\pi/2$ ($n = 1, 2, 3, 4$). El uso combinado de todos estos procedimientos de cálculo permite obtener los coeficientes $\Gamma_{ik}(\omega)$ a través de la ecuación (3.14) de forma rápida y precisa.

Se han calculado los tiempos necesarios para obtener los valores de $\text{Det}[\Gamma_{ik}(\omega)]$ con tres cifras significativas en el análisis de los resonadores que aparecen en el siguiente apartado, tanto en el caso en que se utiliza directamente la ecuación (3.12) para obtener los coeficientes $\Gamma_{ik}(\omega)$ como en el caso en que se utiliza la ecuación (3.14). Se ha comprobado que los tiempos de CPU empleados en el primer caso son dos órdenes de magnitud superiores a los empleados en el segundo caso, lo cual demuestra la eficiencia de la técnica de aceleración de cálculo de integrales que se ha descrito.

El algoritmo de cálculo de integrales infinitas que hemos construido se puede modificar fácilmente para obtener resultados de estructuras con sustratos multicapas y de estructuras que poseen diferentes parches acoplados (situados en el mismo plano del sustrato multicapa o en sustratos distintos). Estas ventajas se pondrán de manifiesto más claramente en los dos capítulos siguientes donde se hace uso del algoritmo citado

para analizar circuitos y antenas sobre sustrato de ferrita que poseen una complejidad mucho mayor que la de la estructura de la fig. 3.1.

3.3. Resultados numéricos

Las figuras 3.3.a a 3.3.c muestran los tres tipos de parches microtira con esquinas en ángulo recto fabricados sobre un sustrato de ferrita (parche rectangular, parche con forma de H y parche con forma de meandro) que hemos analizado en este capítulo.

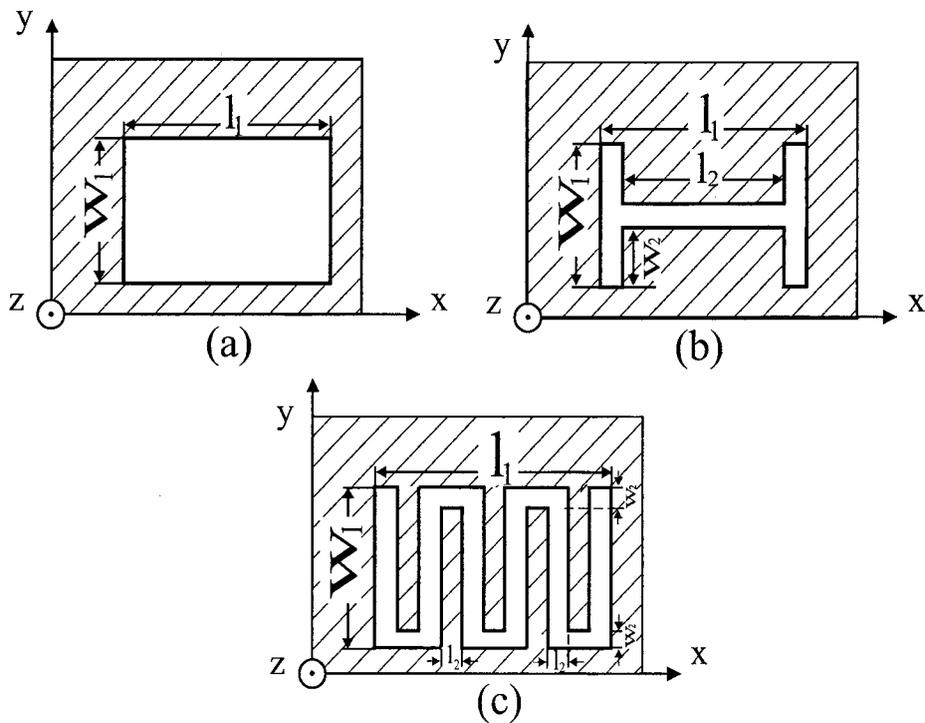


Figura 3.3: Vista desde arriba de parches microtira de diferentes formas: forma rectangular (a); forma de H (b); forma de meandro (c).

3.3.1. Comprobación del método numérico

Con vistas a comprobar la validez del algoritmo numérico descrito en el apartado anterior, en la tabla 3.1 hemos comparado los resultados que se obtienen con este algoritmo en el límite no magnético ($M_s = \Delta H = H_0 = 0$) para las frecuencias

Modo	f_r^m (GHz) Expts.[79]	f_r^m (GHz) Este Trabajo	Q_m Este trabajo
m=1	4.71	4.77	56.8
m=2	6.86	6.89	111
m=3	9.46	9.53	35.8
m=4	10.8	10.8	66.9
m=5	13.6	13.7	82.5
m=6	15.2	15.3	48.9
m=7	17.4	17.5	82.9

Tabla 3.1: Frecuencias de resonancia y factores de calidad de los siete primeros modos resonantes de un parche microtira sobre dieléctrico ($h_f = 0.7874$ mm, $\epsilon_f = 2.33$, $M_s = \Delta H = H_0 = 0$, $l_1 = w_1 = 20$ mm). Comparación entre las frecuencias de resonancia obtenidas con nuestro algoritmo y los resultados experimentales obtenidos en [79] para los picos de sección radar de dicho parche.

de resonancia de los siete primeros modos de un parche microtira rectangular sobre sustrato dieléctrico con los resultados experimentales que aparecen en la figura 4 de [79] para los picos de resonancia de la sección radar de dicho parche. Podemos verificar que las diferencias entre los dos conjuntos de datos están siempre por debajo del 1.5%. En la tabla 3.1 también aparecen los valores obtenidos con nuestro algoritmo para los factores de calidad de los modos resonantes estudiados.

En las tablas 3.2.a y 3.2.b se comprueba la convergencia del método descrito en el apartado anterior con respecto al número de funciones base N utilizadas para aproximar la densidad de corriente. En particular se presentan resultados para los cinco primeros modos resonantes de un parche rectangular impreso sobre una lámina de ferrita que está magnetizada, bien en la dirección z (tabla 3.2.a), bien en la dirección x (tabla 3.2.b). Podemos comprobar que mientras que las diferencias entre los resultados obtenidos para $N = 24$ y los obtenidos para $N = 264$ están dentro de un 5%, las diferencias entre los casos $N = 112$ y $N = 264$ se encuentran alrededor de un 0,8%. Esto nos indica que son suficientes unas 100 funciones base para obtener un resultado fiable para las frecuencias de resonancia de los cinco primeros modos. Podemos comprobar, igualmente, que para un número fijo de funciones base, la precisión en los valores obtenidos para la frecuencia de resonancia disminuye conforme

$\theta_0 = \phi_0 = 0^\circ$			
Modo	$f_r^{mn}(\text{GHz})$		
(m, n)	$N = 24$	$N = 112$	$N = 256$
(1,0)	7.466+j0.043	7.352+j0.042	7.312+j0.042
(0,1)	11.73+j0.053	11.58+j0.051	11.53+j0.051
(1,1)	13.17+j0.021	12.88+j0.021	12.81+j0.021
(2,0)	16.63+j0.046	16.00+j0.039	15.90+j0.038
(0,2)	19.51+j0.017	18.71+j0.018	18.57+j0.018

(a)

$\theta_0 = 90^\circ; \phi_0 = 0^\circ$			
Modo	$f_r^{mn}(\text{GHz})$		
(m, n)	$N = 24$	$N = 112$	$N = 256$
(1,0)	9.358+j0.020	9.265+j0.019	9.236+j0.019
(0,1)	10.01+j0.068	9.844+j0.066	9.790+j0.065
(1,1)	13.63+j0.029	13.43+j0.022	13.37+j0.021
(2,0)	16.35+j0.044	15.65+j0.036	15.53+j0.035
(0,2)	19.89+j0.054	19.12+j0.043	18.99+j0.041

(b)

Tabla 3.2: Patrones de convergencia de las frecuencias de resonancia complejas de los cinco primeros modos de un parche rectangular sobre ferrita magnetizada en dirección z (a) y en dirección x (b) con respecto al número de funciones base utilizadas en la aproximación de la densidad de corriente N ($w_1 = 4$ mm, $l_1 = 5.5$ mm, $h_f = 0.6$ mm, $\epsilon_f = 12.8$, $\mu_0 H_0 = 0.036$ T, $\mu_0 M_s = 0.178$ T, $\mu_0 \Delta H = 0$ T). Los modos se han numerado siguiendo la notación del modelo de pared magnética.

aumenta el orden del modo. La razón de este hecho es que cuanto mayor es el modo, más oscilante es la forma de la corriente en el parche, con lo cual, resulta más difícil aproximar dicha corriente. Por otro lado, los valores del factor de calidad se obtienen con menor precisión que los de frecuencia de resonancia porque la parte imaginaria de los resultados de las frecuencias de resonancia complejas es dos o tres órdenes de magnitud menor que la parte real, y el error que se comete en el cálculo de la parte imaginaria es mayor que el que se comete en el cálculo de la parte real. Aún así, los valores de dicha parte imaginaria presentan un buen patrón de convergencia.

En las tablas 3.3.a y 3.3.b se vuelve a cotejar la validez del método numérico

$\theta_0 = \phi_0 = 0^\circ$			
Modo (m,n)	Yang et al.[82] f_r^{mn} (GHz)	Este trabajo f_r^{mn} (GHz)	Este trabajo Q_{mn}
(1,0)	7.36	7.31	87.1
(0,1)	11.6	11.5	114
(1,1)	12.9	12.8	312
(2,0)	15.8	15.9	209
(0,2)	18.5	18.6	519

(a)

$\theta_0 = 90^\circ; \phi_0 = 0^\circ$			
Modo (m,n)	Yang et al.[82] f_r^{mn} (GHz)	Este trabajo f_r^{mn} (GHz)	Este trabajo Q_{mn}
(1,0)	9.22	9.24	241
(0,1)	9.75	9.79	75.2
(1,1)	13.6	13.4	326
(2,0)	15.4	15.5	222
(0,2)	19.0	19.0	232

(b)

Tabla 3.3: Frecuencias de resonancia y factores de calidad de los cinco primeros modos resonantes de un parche rectangular sobre ferrita magnetizada en dirección z (a) y en dirección x (b). ($w_1 = 4$ mm, $l_1 = 5.5$ mm, $h_f = 0.6$ mm, $\epsilon_f = 12.8$, $\mu_0 H_0 = 0.036$ T, $\mu_0 M_s = 0.178$ T, $\mu_0 \Delta H = 0$ T). Los modos se han numerado siguiendo la notación del modelo de pared magnética. Comparación entre nuestros resultados para la frecuencia de resonancia y los resultados numéricos obtenidos en [82] para los picos de sección radar del parche.

utilizado, comparando las frecuencias de resonancia obtenidas con nuestro algoritmo para un parche rectangular sobre ferrita con los resultados numéricos publicados por Yang et al. [82] para los picos de resonancia de la sección radar de dicho parche. Se puede verificar que las diferencias entre los dos conjuntos de resultados están siempre en torno al 1,5 %. Estas tablas también muestran los resultados obtenidos con nuestro algoritmo para los factores de calidad de los modos resonantes del parche analizado.

3.3.2. Sintonía de las frecuencias de resonancia en un parche rectangular

En la fig 3.4 se presentan resultados para la frecuencia de resonancia de los tres primeros modos resonantes de un parche microtira rectangular sobre ferrita magnetizada normalmente al plano de masa. En la figura las frecuencias de resonancia se representan en función del módulo del campo magnético de DC. Esta figura es análoga a la que aparece en [51] para las frecuencias de resonancia de un parche microtira circular sobre ferrita magnetizada normalmente al plano de masa. Al igual que ocurre en [51], en la fig. 3.4 existe una banda de frecuencias $f_0 < f < f_1$ en la que no se producen resonancias debido a la excitación de MMDV en dicha banda de frecuencias. Este hecho da lugar a que las frecuencias de resonancia de todos los modos resonantes aparezcan por encima y por debajo de la banda de frecuencias de los MMDV, al igual que ocurre en [51]. En la fig. 3.4 también se observa que las frecuencias de resonancia de los tres modos analizados pueden ser sintonizadas en un amplio rango de frecuencias variando el campo magnético de DC, tal y como predicen los resultados de [35]. En concreto, la frecuencia de resonancia del modo fundamental ($m = 1, n = 0$) puede ser sintonizada más de un 50% cuando cambiamos $\mu_0 H_0$ de 0 a 0.4 T, tanto por encima como por debajo de la banda de MMDV.

La figura 3.5 muestra las frecuencias de resonancia de un parche como el de la figura 3.4 en el que el sustrato de ferrita está magnetizado en dirección y (véase la figura 3.3.a). Dado que algunas de las frecuencias de resonancia representadas en la fig. 3.5 están situadas dentro de las bandas en las que se excitan modos magnetostáticos (véase el apartado 1.5), al igual que hicimos con la fig. 2.5 en el capítulo anterior, para poder obtener estas frecuencias correctamente se han incluido pérdidas en la ferrita ($\Delta H \neq 0$). De esta manera, se consigue que los polos de la FDGE asociados a estos modos magnetostáticos se mantengan siempre por debajo del camino de integración C de la ecuación (3.12) (dado que la posición de estos polos es muy difícil de controlar porque su parte real puede llegar a tener valores muy altos, la mejor manera de asegurar que los polos estén por debajo de C es introducir pérdidas suficientes en la ferrita para que la parte imaginaria de los polos sea negativa).

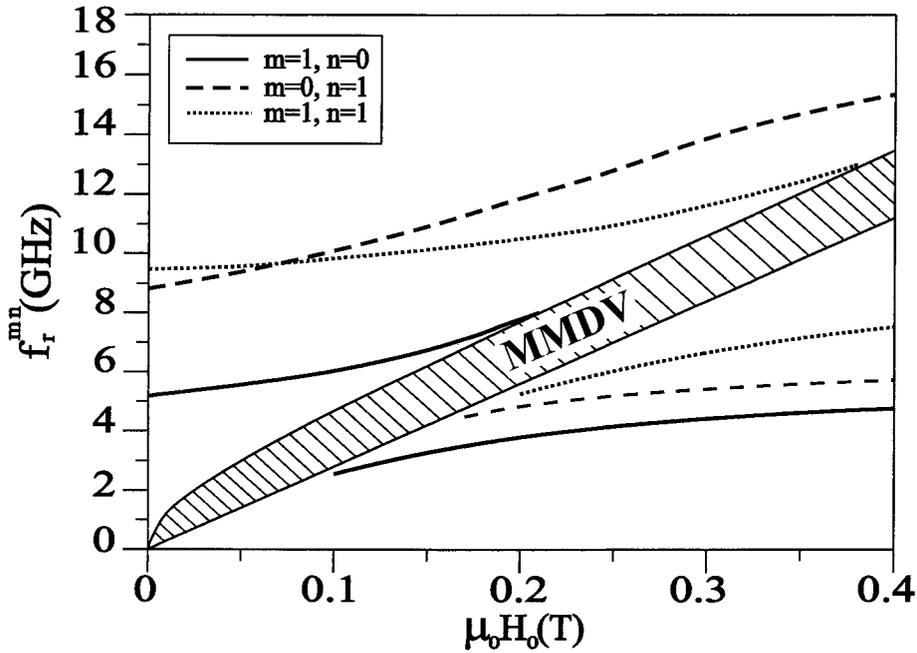


Figura 3.4: Frecuencias de resonancia de los tres primeros modos resonantes de un parche rectangular sobre ferrita magnetizada normalmente ($w_1 = 5$ mm, $l_1 = 6.5$ mm, $h_f = 1.27$ mm, $\epsilon_f = 15$, $\mu_0 M_s = 0.178$ T, $\mu_0 \Delta H = 0.001$ T, $\theta_0 = \phi_0 = 0^\circ$). Los modos se han numerado siguiendo la notación del modelo de pared magnética. La banda de frecuencias rayada corresponde a la banda de propagación de los MMDV.

Para poder explicar el comportamiento de las frecuencias de resonancia en la figura 3.5, vamos a clasificar los modos resonantes estudiados en dicha figura en tres tipos: modos en los que la dirección de la componente principal de la corriente sobre el parche coincide con la dirección del campo magnético de DC –según la notación del modelo de pared magnética, estos modos son el modo $m = 0, n = 1$ y el modo $m = 0, n = 2$ –, modos en los que la dirección de la componente principal de la corriente es perpendicular a la del campo magnético de DC –modos $m = 1, n = 0$ y $m = 2, n = 0$ – y modos que tienen componentes importantes de la corriente en ambas direcciones –éste es el caso del modo $m = 1, n = 1$ –. Como ya hemos dicho, en los modos $m = 0, n = 1$ y $m = 0, n = 2$ la corriente está predominantemente dirigida en la misma dirección que el campo magnético de DC (figura 3.6.a), y en consecuencia, el campo magnético de AC es predominantemente perpendicular al campo magnético de DC. Esto quiere decir que, al igual que le ocurre a la línea

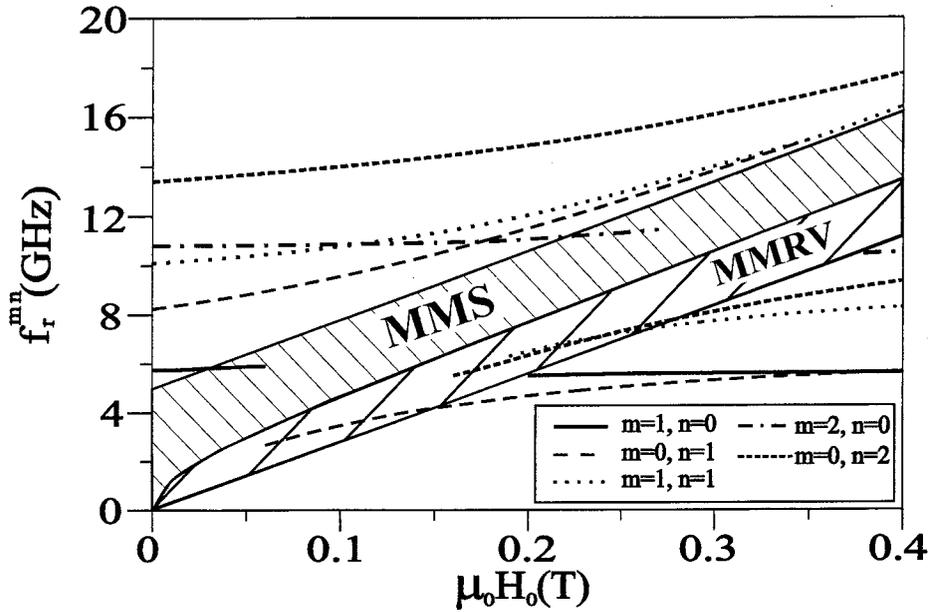


Figura 3.5: Frecuencias de resonancia de los cinco primeros modos resonantes de un parche rectangular sobre sustrato de ferrita magnetizado en dirección y ($w_1 = 5$ mm, $l_1 = 6.5$ mm, $h_f = 1.27$ mm, $\epsilon_f = 15$, $\mu_0 M_s = 0.178$ T, $\mu_0 \Delta H = 0.001$ T, $\theta_0 = \phi_0 = 90^\circ$). Los modos se han numerado siguiendo la notación del modelo de pared magnética. Las bandas de frecuencias rayadas corresponden a las bandas de propagación de los MMRV y MMS.

microtira analizada en la fig. 2.6 (para la cual el campo magnético de DC era paralelo a la tira metálica), en estos modos la interacción del campo magnético de AC del resonador con el campo magnético de DC de la ferrita es máxima, lo cual explica que estos modos resonantes tengan una gran sintonía (de hecho, la frecuencia de resonancia del modo $m = 0, n = 1$ puede ser sintonizada en más del 60% al variar $\mu_0 H_0$ de 0 a 0.4 T, tanto por encima como por debajo de la región de MM). Como ya vimos en la fig. 2.6, la corriente de los modos $m = 0, n = 1$ y $m = 0, n = 2$ excita MMS en la banda $f_1 < f < f_3$, lo cual justifica por qué las frecuencias de resonancia de estos modos no entran en la banda $f_1 < f < f_3$ pero en cambio sí entran en la banda de excitación de MMRV $f_0 < f < f_1$. En cuanto a los modos $m = 1, n = 0$ y $m = 2, n = 0$, en este caso la corriente está predominantemente dirigida en dirección perpendicular al campo magnético de DC (figura 3.6.b), con lo cual, el campo magnético de AC es predominantemente paralelo al campo magnético de DC. Por tanto, al igual que ocurre con la línea microtira analizada en la fig. 2.8

(para la cual el campo magnético de DC era paralelo al sustrato y perpendicular a la tira metálica), la interacción entre los campos magnéticos de AC y DC es débil, lo que provoca que estos modos resonantes se vean muy poco afectados por las variaciones de $\mu_0 H_0$ y sean muy poco sintonizables. Como vimos en la fig. 2.8, la corriente de los modos $m = 1, n = 0$ y $m = 2, n = 0$ va a excitar MMRV en la banda $f_0 < f < f_1$, y podemos comprobar que las frecuencias de resonancia de estos modos no entran en la banda $f_0 < f < f_1$ pero en cambio sí entran en la banda de excitación de MMS $f_1 < f < f_3$. Finalmente, el modo $m = 1, n = 1$ estudiado en la figura 3.5 es un modo en el que las componentes x e y de la corriente son del mismo orden de magnitud, con lo cual, el comportamiento de las frecuencias de resonancia de este modo resonante es un híbrido del comportamiento de las frecuencias de resonancia de los modos $m = 0, n = 1$ y $m = 1, n = 0$. De hecho, puede observarse que este modo posee mayor capacidad de sintonía que el modo $m = 1, n = 0$ pero menor capacidad de sintonía que el modo $m = 0, n = 1$.

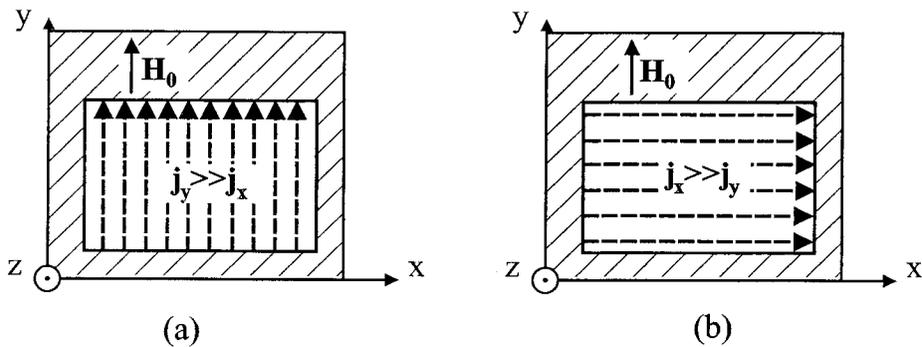


Figura 3.6: Dirección predominante de las corrientes superficiales del parche de la fig. 3.5 para los modos resonantes $m = 0, n \neq 0$ (a) y $m \neq 0, n = 0$ (b).

Para corroborar la explicación dada al comportamiento de alguno de los modos resonantes estudiados en la fig. 3.5, en la figura 3.7 comparamos nuestros resultados numéricos para las frecuencias de resonancia de un parche microtira cuadrado sobre sustrato de ferrita magnetizado en dirección y con medidas publicadas en [83]. La concordancia entre los resultados numéricos y experimentales es buena. Las diferencias se encuentran, en media, dentro de un 2% para los modos $m = 0, n = 1$ y $m = 0, n = 2$, y alrededor del 4% en el caso del modo $m = 0, n = 3$. Fíjense bien los lectores

que las frecuencias de resonancia experimentales de los tres modos analizados penetran dentro la banda de MMRV, pero, sin embargo, no ocupan en ningún caso la banda de MMS. Además, las resonancias de los tres modos aparecen, tal y como predice la simulación, por encima y por debajo de la banda de MMS. Hay que añadir que en el intervalo de frecuencias estudiado en la fig. 3.7 nuestro algoritmo detecta la presencia de otros modos resonantes cuyas frecuencias de resonancia no han sido representadas en la figura (compárese la fig. 3.7 con la fig. 3.5). Sin embargo, las frecuencias de resonancia de estos modos resonantes no aparecen entre los resultados experimentales presentados en [83], lo cual se atribuye a que el mecanismo de alimentación utilizado en las medidas no fue capaz de excitar dichos modos resonantes.

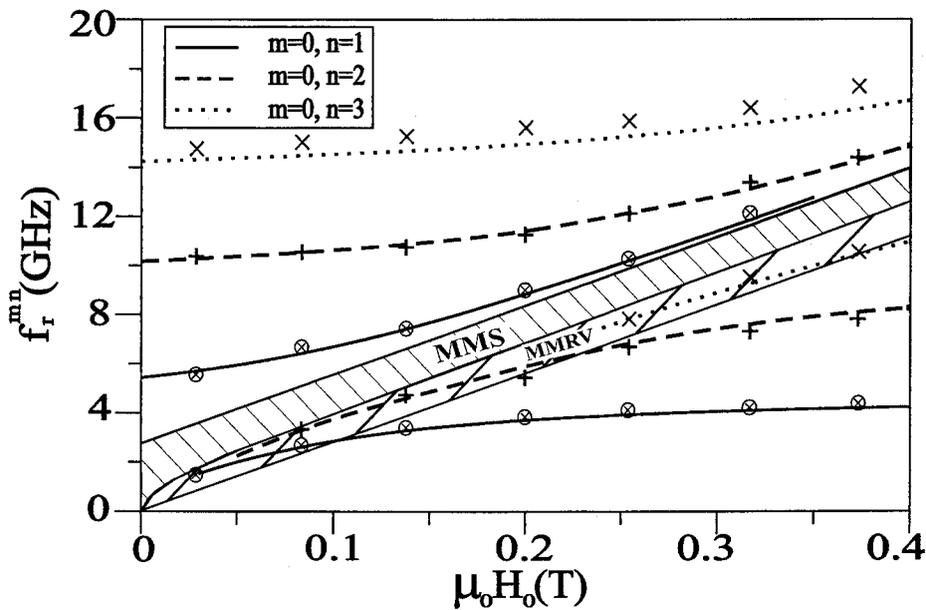


Figura 3.7: Frecuencias de resonancia de tres modos resonantes de un parche cuadrado sobre sustrato de ferrita magnetizado en dirección y ($w_1 = l_1 = 9.525$ mm, $h_f = 0.508$ mm, $\epsilon_f = 11.41$, $\mu_0 M_s = 0.0985$ T, $\mu_0 \Delta H = 0.001$ T, $\theta_0 = \phi_0 = 90^\circ$). Los modos se han numerado siguiendo la notación del modelo de pared magnética. Las bandas de frecuencias rayadas corresponden a las bandas de propagación de los MMRV y MMS. Comparación de nuestros resultados numéricos (líneas continua, de guiones y de puntos) con los resultados experimentales que aparecen en [83] (\times , $+$ y \otimes).

En la fig. 3.8 mostramos las frecuencias de resonancia de los tres primeros modos de un parche microtira rectangular sobre ferrita en el caso en que el campo magnético de DC forma un ángulo de 45° con la normal al plano de masa. El modo resonante con

más capacidad de sintonía es el $m = 0, n = 1$ ya que el campo magnético de AC que produce la corriente superficial de este modo es predominantemente perpendicular al campo magnético de DC. Los otros dos modos no son tan sintonizables porque en estos modos existe una componente importante del campo magnético de AC que es paralela al campo magnético de DC. En principio, el sustrato soporte del parche estudiado en la fig. 3.8 permite la propagación de los tres tipos de MM de los que hemos hablado en el capítulo 1 (MMRV, MMDV y MMS). Pues bien, se observa que las frecuencias de resonancia de los modos resonantes estudiados penetran en

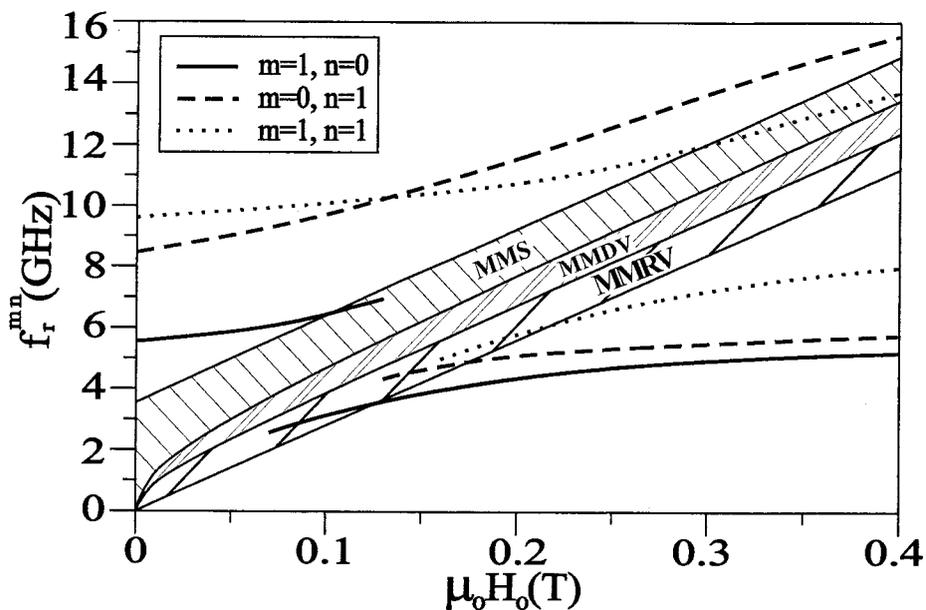


Figura 3.8: Frecuencias de resonancia de los tres primeros modos resonantes de un parche sobre sustrato de ferrita magnetizado a 45° con la normal ($w_1 = 5$ mm, $l_1 = 6.5$ mm, $h_f = 1.27$ mm, $\epsilon_f = 15$, $\mu_0 M_s = 0.178$ T, $\mu_0 \Delta H = 0.001$ T, $\theta_0 = 45^\circ$, $\phi_0 = 90^\circ$). Los modos se han numerado siguiendo la notación del modelo de pared magnética. Las bandas de frecuencias rayadas corresponden a las bandas de propagación de los MMRV, MMDV y MMS.

la banda de excitación de MMRV ($f_0 < f < f_\theta = \sqrt{\omega_0(\omega_0 + \omega_m/2)}/2\pi$) y en la banda de excitación de MMS $f_1 < f < f_4$ (siendo $f_4 < f_3$), tal y como ocurre con las frecuencias de resonancia de los modos resonantes estudiados en la fig. 3.5. En cambio, las resonancias no entran dentro de la banda de MMDV $f_\theta < f < f_1$, tal y como ocurre con las frecuencias de resonancia de los modos resonantes estudiados en la fig. 3.4.

3.3.3. Frecuencias de resonancia y factores de calidad de parches de diferentes geometrías

En la tabla 3.4 se muestran las dimensiones que deben tener los parches de las figura 3.3.a a 3.3.c para que la frecuencia de resonancia del modo fundamental valga 3 GHz ó 10 GHz en el caso en que el sustrato soporte de los parches es un dieléctrico. Podemos comprobar que el parche rectangular es el que ocupa más espacio, que el siguiente es el parche con forma de H y que, finalmente, el parche con forma de meandro es el que ocupa menos espacio. Por tanto, se aprecia claramente que los parches con forma de H y con forma de meandro pueden servir para reducir el tamaño del resonador para una frecuencia de resonancia dada. No obstante, esta reducción de tamaño tiene lugar a costa de un aumento del factor de calidad y, por tanto, de una disminución del ancho de banda de la resonancia.

Forma del Parche	3 GHz		10 GHz	
	l_1 (mm)	Q_1	l_1 (mm)	Q_1
Rectangular	33.3	139	9.67	37.7
Forma de H	17.7	$2,24 \cdot 10^3$	5.54	322
Meandro	8.73	$22,9 \cdot 10^3$	3.11	$1,84 \cdot 10^3$

Tabla 3.4: Longitudes y factores de calidad de parches de diferentes formas cuyo modo fundamental resuena a 3 GHz y a 10 GHz. En todos los casos se ha utilizado $h_f = 0.635$ mm, $\epsilon_f = 2.33$, $M_s = \Delta H = H_0 = 0$ y $w_1 = (10/13)l_1$. Para el parche con forma de H: $l_2 = (9/11)l_1$ y $w_2 = (4/9)w_1$. Para el parche con forma de meandro: $l_2 = (1/11)l_1$ y $w_2 = (1/9)w_1$

En las figuras 3.9.a y 3.9.b se representan las frecuencias de resonancia y factores de calidad de los modos fundamentales de resonancia de tres parches sobre ferrita de diferentes formas: rectangular, forma de H y forma de meandro. Para los tres parches el sustrato de ferrita está magnetizado en dirección normal al plano de masa. Asimismo, la superficie que ocupan los tres parches (dada por $l_1 \times w_1$) es la misma. Como cabe esperar a partir de los resultados obtenidos en la tabla 3.4, el parche con forma de meandro tiene una frecuencia de resonancia menor a la de los otros dos y un factor de calidad generalmente mayor. Las frecuencias de resonancia de los tres

parches analizados pueden ser sintonizadas en un amplio rango de valores variando el módulo del campo magnético de DC, tanto para frecuencias por encima de la banda de MMDV como por debajo. El parche con forma de H es el que mayor capacidad de sintonía tiene por encima de esta banda (alrededor de un 70 %) mientras que por debajo de esta banda, el de mayor sintonía es el parche rectangular (alrededor de un 50 %).

En las figuras 3.10.a y 3.10.b se representan las frecuencias de resonancia del modo fundamental de tres parches sobre sustrato de ferrita con las formas indicadas en las figs. 3.3.a a 3.3.c. En la fig. 3.10.a se estudia el caso en que el sustrato de ferrita está magnetizado en la dirección y , y en la fig. 3.10.b, el caso en que el sustrato está magnetizado en la dirección x . Tanto en el caso del parche rectangular como en el caso del parche con forma de H, las frecuencias de resonancia de la fig. 3.10.a se ven débilmente afectadas por el módulo del campo magnético de DC, lo cual significa que las corrientes en estos parches están predominantemente orientadas en dirección x (esto es, en dirección perpendicular al campo magnético de DC). Asimismo, en la fig. 3.10.a las frecuencias de resonancia del parche rectangular y del parche con forma de H entran en la banda de excitación de MMS (tal y como ocurre con los modos $m = 1, n = 0$ y $m = 2, n = 0$ en la fig. 3.5). Por lo que respecta al parche con forma de meandro, en la fig. 3.10.a este parche muestra una alta capacidad de sintonía, lo cual indica que la corriente en el parche está predominantemente orientada en dirección y (esto es, en la dirección del campo magnético de DC). El comportamiento observado en la fig. 3.10.b es el dual del observado en la fig. 3.10.a. En este caso, mientras que las frecuencias de resonancia del parche rectangular y del parche con forma de H pueden ser sintonizadas en un amplio rango por el módulo del campo magnético de DC (ya que las corrientes de estos dos parches están ahora predominantemente orientadas en la dirección del campo de DC), las frecuencias de resonancia del parche con forma de meandro se ven débilmente afectadas por el campo de DC. Además, en la fig. 3.10.b, las frecuencias de resonancia del parche rectangular y del parche con forma de meandro penetran dentro de la banda de excitación de MMRV (tal y como le ocurre a los modos $m = 0, n = 1$ y $m = 0, n = 2$ de la fig. 3.5).

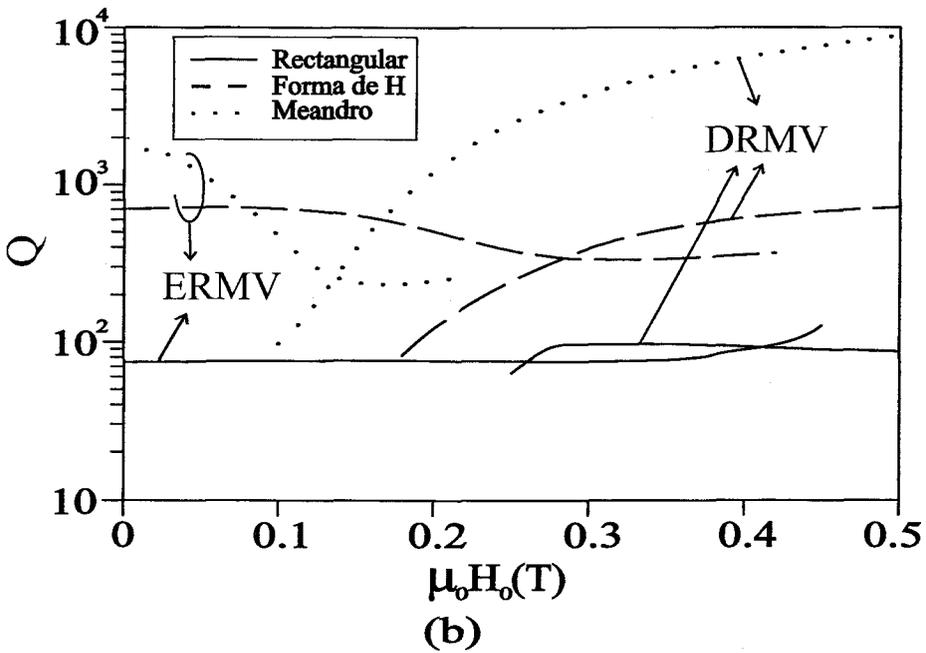
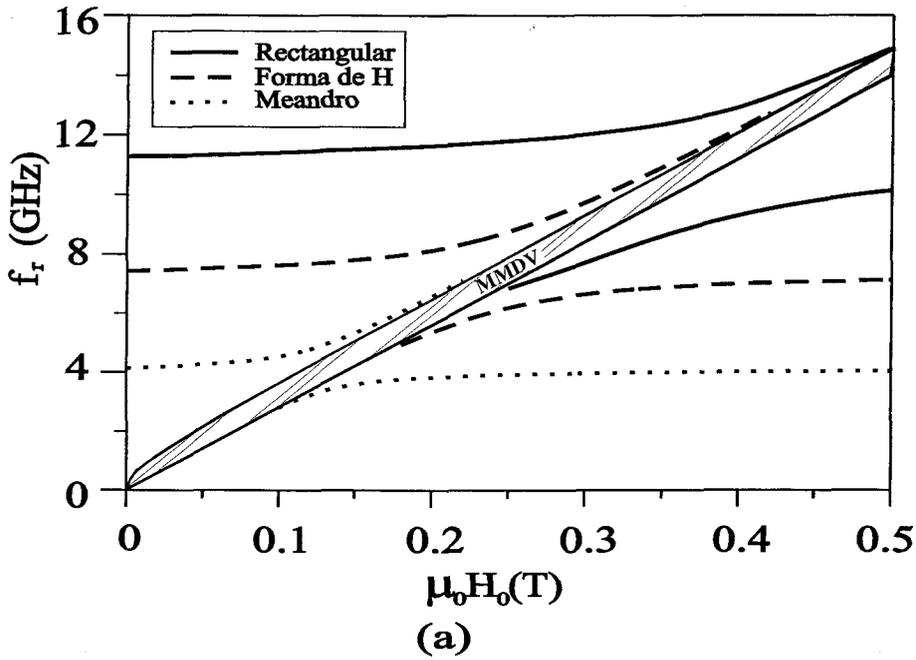


Figura 3.9: Frecuencias de resonancia (a) y factores de calidad (b) de los modos resonantes fundamentales de tres parches microtira como los de la figura 3.3 -rectangular, con forma de H y con forma de meandro- ($w_1 = 2.5$ mm, $l_1 = 3.25$ mm) sobre sustrato de ferrita ($h_f = 0.635$) mm magnetizado en dirección normal ($\epsilon_f = 15$, $\mu_0 M_s = 0.068$ T, $\mu_0 \Delta H = 0.001$ T, $\theta_0 = \phi_0 = 0^\circ$); parche con forma de H: $l_2 = (9/11)l_1$, $w_2 = (4/9)w_1$; parche con forma de meandro: $l_2 = (1/11)l_1$, $w_2 = (1/9)w_1$. La banda de frecuencias rayada corresponde a la banda de propagación de los MMDV. En el caso de los factores de calidad, los resultados para las resonancias situadas por encima de la banda de MMDV han sido agrupados bajo la etiqueta ERMV, y los resultados para las resonancias situadas por debajo de la banda de MMDV, bajo la etiqueta DRMV.

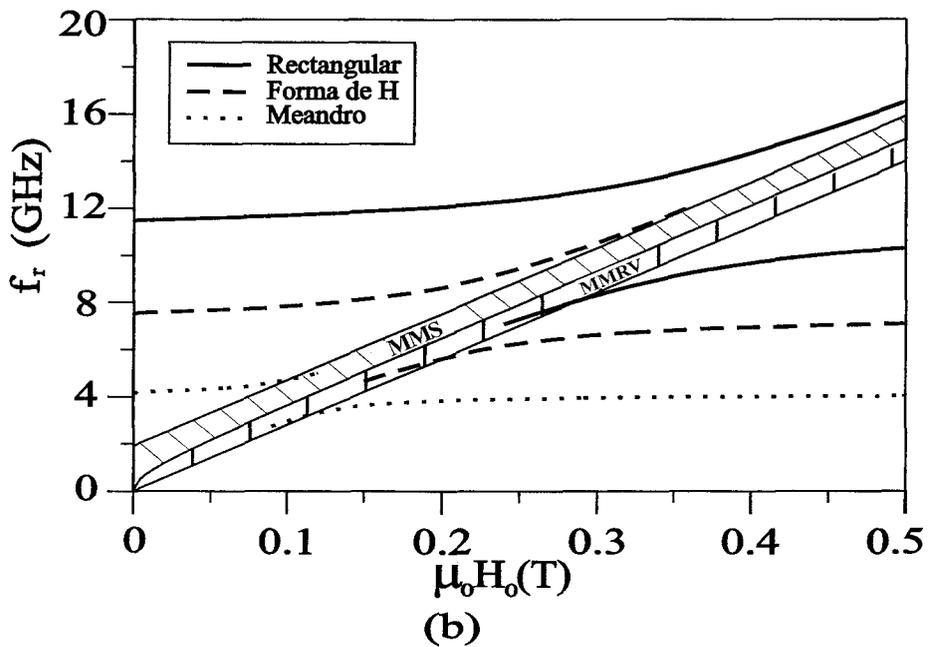
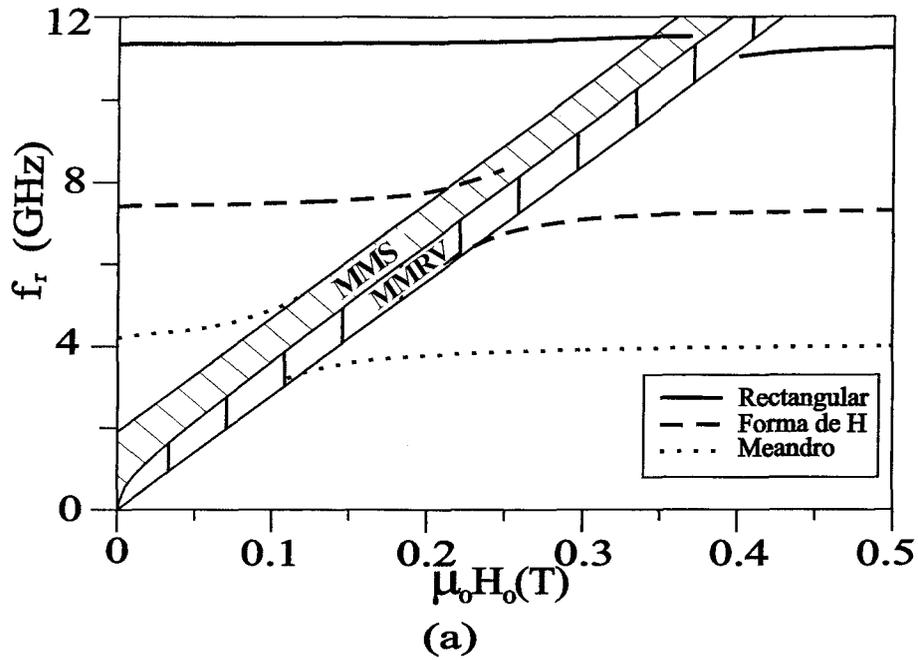


Figura 3.10: Frecuencias de resonancia de los modos resonantes fundamentales de tres parches microtira como los de la figura 3.3 -rectangular, con forma de H y con forma de meandro- ($w_1 = 2.5$ mm, $l_1 = 3.25$ mm) sobre sustrato de ferrita ($h_f = 0.635$ mm) magnetizado en la dirección y (a) y magnetizado en la dirección x (b) ($\epsilon_f = 15$, $\mu_0 M_s = 0.068$ T, $\mu_0 \Delta H = 0.001$ T, $\theta_0 = 90^\circ$); parche con forma de H: $l_2 = (9/11)l_1$, $w_2 = (4/9)w_1$; parche con forma de meandro: $l_2 = (1/11)l_1$, $w_2 = (1/9)w_1$). La banda de frecuencias rayada corresponde a la banda de propagación de los MMRV y MMS.

3.4. Conclusiones

En este capítulo hemos descrito un algoritmo numérico para el cálculo de las frecuencias de resonancia y factores de calidad de los modos resonantes de parches microtira impresos sobre una lámina de ferrita en el caso en que la lámina de ferrita está magnetizada en una dirección arbitraria. Este algoritmo se basa en la aplicación del método de Galerkin en el dominio espectral. Gracias a la utilización de funciones base subseccionales en la aproximación de la densidad de corriente sobre los parches, el algoritmo diseñado permite obtener resultados para parches metálicos con esquinas en ángulo recto de geometrías muy variadas. Para reducir el coste computacional del algoritmo, se ha ideado una técnica específica destinada a acelerar el cálculo de las integrales infinitas que resultan de aplicar el método de Galerkin. Los resultados obtenidos demuestran que el algoritmo construido para el análisis de parches microtira sobre sustratos de ferrita es rápido, preciso y versátil.

Hemos llevado a cabo un estudio sistemático para un parche rectangular sobre sustrato de ferrita magnetizado en distintas direcciones. De los resultados obtenidos podemos concluir que:

- Cuando el campo magnético que polariza la ferrita está orientado en dirección normal al plano de masa, los modos tienen una gran capacidad de sintonía al variar el módulo del campo magnético de DC. La frecuencia de resonancia de estos modos nunca entra en la banda de MMDV.
- Si el campo magnético de DC está orientado en una dirección paralela al plano de masa, se observan tres comportamientos diferentes:
 - En los modos cuya corriente está orientada predominantemente en el mismo sentido que el campo magnético de DC, la frecuencia de resonancia es muy sensible a la variación del módulo del campo magnético de DC, con lo cual, estos modos tienen una gran capacidad de sintonía. La frecuencia de resonancia de estos modos nunca entra en la banda de MMS.
 - En los modos cuya corriente está orientada predominantemente en dirección perpendicular al campo magnético de DC, la frecuencia de resonancia

se ve muy poco afectada por la variación del módulo del campo magnético de DC, con lo cual, estos modos tienen muy poca capacidad de sintonía. La frecuencia de resonancia de estos modos nunca entra en la banda de MMRV.

- Los modos cuya corriente tiene componentes paralela y perpendicular al campo magnético de DC son menos sintonizables que los modos que tienen componente predominantemente paralela al campo de DC, pero más sintonizables que los modos que tienen componente predominantemente perpendicular al campo de DC.

En este capítulo también hemos estudiado parches con forma de H y forma de meandro. Estos parches ocupan menos espacio que los parches rectangulares para una frecuencia de resonancia dada, pero sus resonancias poseen mayor factor de calidad. El estudio sistemático realizado para los parches sobre ferrita con forma rectangular nos ha permitido interpretar los resultados obtenidos para los parches sobre ferrita con forma de H y con forma de meandro.

Capítulo 4

Estudio de circuitos microtira sobre sustratos de ferrita

4.1. Introducción

Una vez estudiado el comportamiento de las líneas de transmisión y de los resonadores en tecnología microtira sobre sustratos de ferrita, y una vez descritas sus aplicaciones potenciales en circuitos y antenas sintonizables, ha llegado la hora de atacar los objetivos de esta tesis sin más dilación. En este cuarto capítulo presentamos un algoritmo para el análisis de circuitos de dos puertas en tecnología microtira sobre sustratos de ferrita. Asimismo, en el capítulo se presentan diseños originales de este tipo de circuitos y medidas que dan validez al algoritmo construido.

Como ya se ha comentado en el capítulo 3, se han publicado varios trabajos que demuestran que los resonadores parche en microtira pueden ser utilizados en la fabricación de filtros rechazo de banda sintonizables [74] y de filtros paso de banda sintonizables [25, 84, 65, 85, 86]. De hecho, en dichos trabajos se demuestra experimentalmente que las bandas de rechazo/paso de los filtros sobre ferrita pueden ser sintonizadas variando el módulo o la orientación del campo magnético de DC. Sin embargo, aunque se han propuesto modelos aproximados para describir el comportamiento de algunos de estos filtros sintonizables [25, 85], no se ha encontrado en la

literatura consultada ningún trabajo en el que se lleve a cabo el análisis electromagnético riguroso de dichos filtros.

Dado que se necesitan herramientas numéricas rigurosas para la caracterización de filtros microtira sobre ferrita, en este capítulo de la tesis se presenta un algoritmo de análisis electromagnético, basado en el MMDE, que permite calcular los parámetros de *scattering* dependientes de la frecuencia de una amplia gama de circuitos pasivos de dos puertas en tecnología microtira sobre sustrato de ferrita. Si bien existen muchas referencias en las que se aplica el MMDE al análisis electromagnético de circuitos microtira sobre sustratos dieléctricos (véanse [87, 88, 89] y los artículos que se citan en estas referencias), solamente se ha encontrado una referencia en el que el MMDE se aplica a la caracterización de una estructura microtira sobre ferrita [90]. Además, en esta referencia se analiza la línea microtira sobre ferrita acabada en abierto, que es una estructura muy simple con poco interés práctico.

En el algoritmo específico utilizado en este trabajo, en primer lugar se aplica el MMDE para obtener la densidad de corriente superficial sobre las líneas de alimentación del circuito bajo análisis, y a continuación, se utiliza la corriente existente en las líneas de alimentación para extraer los parámetros de *scattering* del circuito mediante la técnica *matrix pencil* [50]. Recientemente, se ha publicado un algoritmo de análisis de circuitos microtira que también se basa en el MMDE y hace uso de la técnica “calibración corto-abierto” (*short-open calibration* en la literatura en inglés) para extraer los parámetros de *scattering* [88, 91]. Esta última técnica de extracción de parámetros de *scattering* tiene ventajas frente al método de *matrix pencil* (simplicidad, menores necesidades de memoria, ...) pero no puede ser aplicada a circuitos con sustrato de ferrita porque requiere localizar paredes eléctricas y magnéticas perpendicularmente a las líneas de alimentación, y estas paredes no pueden ser simultáneamente definidas en presencia de un sustrato de ferrita debido a las propiedades de simetría del sustrato de ferrita ante reflexiones en una pared eléctrica o una pared magnética (como ejemplo, véase la figura 9.11 de [2]). Otra técnica alternativa de extracción de parámetros de *scattering* es la técnica basada en la excitación de ondas viajeras semi-infinitas en las líneas de alimentación. Este método es el que se utiliza en [90], pero es matemáticamente más complejo que el método de *matrix pencil*

(téngase en cuenta que el método de [90] requiere utilizar simultáneamente funciones base subseccionales y funciones base de soporte semi-infinito, lo cual complica sensiblemente el tratamiento matemático y la programación), y en [89] se demostró que los resultados que se obtienen con los dos métodos son esencialmente idénticos.

El algoritmo numérico diseñado para analizar circuitos microtira sobre sustratos de ferrita se aprovecha en este capítulo para estudiar las propiedades de sintonía de resonadores y filtros microtira fabricados sobre ferrita. Dado que los resonadores parche sobre sustratos de ferrita poseen resonancias por encima y por debajo de las bandas de MM (recuérdense los resultados obtenidos en el capítulo 3), las propiedades de sintonía de los resonadores y filtros microtira estudiados en este capítulo van a ser exploradas por encima y por debajo de las bandas de MM. Además, como la orientación del campo magnético de DC tiene un efecto importante sobre las resonancias de los resonadores parche sobre ferrita, también se va a analizar en detalle el efecto que tiene la orientación del campo de DC sobre el funcionamiento de los filtros sobre ferrita sintonizables.

4.2. Descripción del problema y análisis numérico

Las figs. 4.1.a y 4.1.b muestran la vista lateral y la vista desde arriba del circuito microtira de dos puertas, fabricado sobre ferrita magnetizada, que vamos a estudiar en este capítulo. Tal y como se muestra en la fig. 4.1.b, el circuito microtira objeto de estudio va a estar alimentado por dos líneas microtira, que a su vez están excitadas por dos generadores de voltaje del tipo *delta-gap* localizados en los planos de excitación $x = x_{exc}^1$ y $x = x_{exc}^2$. Los generadores están conectados por un lado a las líneas microtira de alimentación, y por el otro lado, a pequeños tramos de líneas microtira acabadas en abierto [50]. Vamos a suponer que los ejes de las dos líneas de alimentación son paralelos al eje x , tal y como se indica en la figura 4.1.b. En cuanto al sustrato soporte del circuito y de las líneas de alimentación, supondremos que posee tres capas, dos de materiales dieléctricos y una de ferrita. Al igual que en los dos capítulos anteriores, supondremos también que las metalizaciones del circuito, de las líneas de alimentación y del plano de masa son conductores ideales de espesor despreciable,

y que tanto el plano de masa como la capa de ferrita se extienden hasta infinito en las direcciones x e y . Asimismo, supondremos que los campos de AC existentes en la región del circuito tienen una dependencia temporal del tipo $e^{j\omega t}$, que será suprimida de ahora en adelante. Por otro lado, a lo largo de todo este capítulo vamos a restringir la orientación del campo magnético de DC dentro de la capa de ferrita al plano x - z (esto equivale a tomar $\phi_0 = 0^\circ$ en la fig. 1.1), con lo cual, la orientación del campo queda definida exclusivamente por el ángulo θ_0 que forma el campo de DC dentro de la capa de ferrita con el eje z (véase la fig. 4.1.a). En estas condiciones, de acuerdo con la ecuación (1.10), el tensor de permeabilidad magnética de la capa de ferrita vendrá dado por:

$$\overline{\mu}_g(\theta_0, \phi_0 = 0^\circ) = \begin{pmatrix} \mu_0 \sin^2 \theta_0 + \mu \cos^2 \theta_0 & j\kappa \cos \theta_0 & (\mu_0 - \mu) \sin \theta_0 \cos \theta_0 \\ -j\kappa \cos \theta_0 & \mu & j\kappa \sin \theta_0 \\ (\mu_0 - \mu) \sin \theta_0 \cos \theta_0 & -j\kappa \sin \theta_0 & \mu \sin^2 \theta_0 + \mu_0 \cos^2 \theta_0 \end{pmatrix} \quad (4.1)$$

De acuerdo con la teoría expuesta en el apartado 1.6 de esta Memoria, las restricciones impuestas al campo magnético de DC de la capa de ferrita de la fig. 4.1.a hacen posible que las líneas microtira de alimentación de la fig. 4.1.b sean bidireccionales. Además de esto, existen evidencias que indican que estas líneas pueden ser representadas mediante las ecuaciones de circuito convencionales que se utilizan para representar a líneas microtira fabricadas sobre sustratos dieléctricos recíprocos. Por ejemplo, en el límite cuasi-TEM se puede demostrar rigurosamente que las líneas microtira de la fig. 4.1.b pueden ser representadas mediante un conjunto de ecuaciones de telegrafistas que coincide con el que se obtiene para líneas microtira sobre sustratos dieléctricos recíprocos. La demostración se basa en que debido a las propiedades de transformación de los campos eléctrico y magnético de las líneas bajo las transformaciones de simetría que se describen en [59, 60], si $V(x)$ e $I(x)$ son la tensión y la intensidad de corriente del modo fundamental que se propaga por estas líneas en sentido $+x$ con una constante de propagación $+\gamma$, entonces $V(-x)$ e $I(-x)$ serán la tensión y la intensidad de corriente del mismo modo propagándose en sentido $-x$ con una constante de propagación $-\gamma$. Si ahora estas propiedades de $V(x)$ e $I(x)$ se tienen en cuenta en las ecuaciones de los telegrafistas obtenidas para líneas de

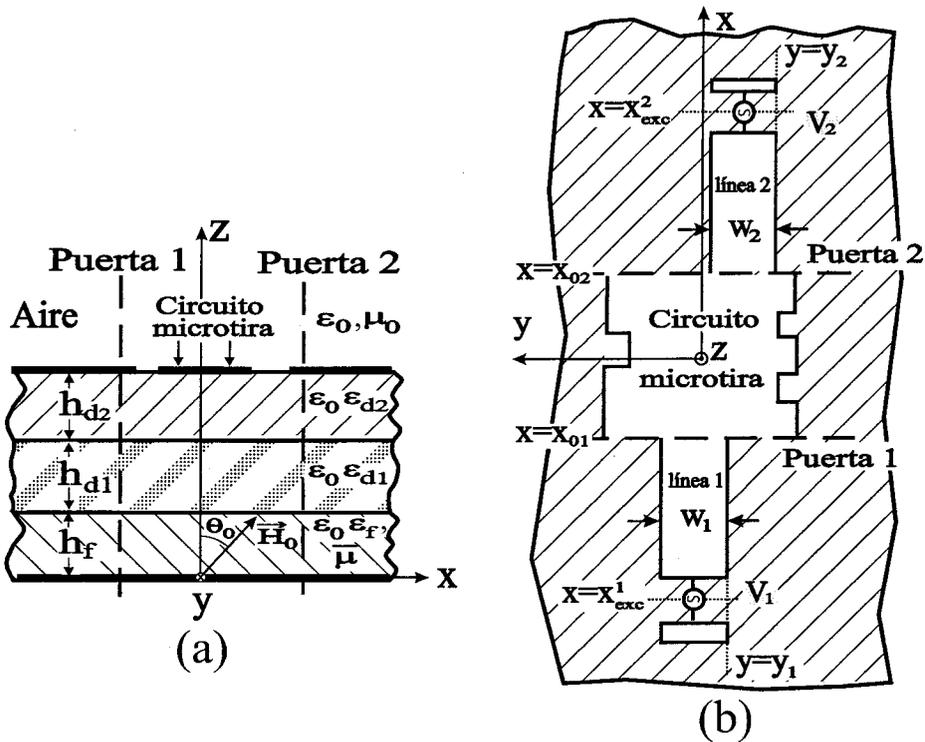


Figura 4.1: Vista lateral (a) y vista desde arriba (b) de un circuito microtira de dos puertas fabricado sobre un sustrato de tres capas, una de ellas de ferrita.

transmisión sobre ferritas en el límite cuasi-TEM [92, 93], se obtiene que las memductancias definidas en [92, 93] resultan ser cero (salvo un factor multiplicativo, las memductancias son básicamente los coeficientes P y Q que aparecen en las ecuaciones (86) y (87) de [58]), lo cual implica que las líneas microtira de la fig. 4.1.b satisfacen las ecuaciones convencionales de los telegrafistas en el límite cuasi-TEM. Una evidencia independiente de la existencia de una representación de circuito convencional para las líneas microtira de la fig. 4.1.b se basa en que el análisis electromagnético de estas líneas (llevado a cabo mediante el método descrito en el capítulo 2) muestra que no sólo las constantes de propagación de los modos fundamentales de ida y vuelta son iguales sino que también son iguales las impedancias de dichos modos de ida y vuelta (téngase en cuenta que las impedancias de las ondas de ida y vuelta no tienen por qué ser necesariamente iguales para líneas bidireccionales, tal y como se comenta en la sección V de [58]), lo cual está de acuerdo con las ecuaciones (7)

y (8) de [90]. Este último resultado sugiere que las líneas microtira de la fig. 4.1.b pueden también ser representadas por ecuaciones de los telegrafistas convencionales a frecuencias situadas por encima del límite cuasi-TEM. Teniendo en cuenta esta idea, en este capítulo los parámetros de *scattering* del circuito microtira de la fig. 4.1.b han sido obtenidos a partir de las corrientes existentes en las líneas de alimentación mediante la técnica *matrix pencil* de forma completamente análoga a como se hace para un circuito microtira fabricado sobre un sustrato dieléctrico recíproco [50, 89].

Tal y como se acaba de comentar, para poder calcular los parámetros de *scattering* del circuito de la fig. 4.1.b, es necesario conocer primero las densidades de corriente creadas sobre las líneas microtira de alimentación por los generadores de voltaje. Pues bien, con vistas a obtener estas densidades de corriente, hemos recurrido al mismo método que se describe en el apartado 3.2 de esta Memoria. Sea S la superficie ocupada por las metalizaciones de la fig. 4.1.b (que incluyen al circuito microtira y a las tiras metálicas de las líneas microtira de alimentación) y por los generadores, sea $\mathbf{j}(x, y)$ la densidad de corriente sobre las metalizaciones y sea $\overline{\mathbf{G}}_{tt}(x - x', y - y', z | z')$ la función diádica de Green transversal del medio multicapa de la fig. 4.1.a (la misma que aparece en las ecuaciones (2.3) y (2.4) del capítulo 2). Si obligamos a que el campo eléctrico tangencial sea cero sobre la parte metálica de S e igual al campo eléctrico de excitación \mathbf{E}_{exc} en los generadores de voltaje tipo *delta-gap*, podemos obtener la siguiente EICE para $\mathbf{j}(x, y)$ (véase la ecuación (3.2)):

$$\begin{aligned} \int_{S'} \overline{\mathbf{G}}_{tt}(x - x', y - y', z = t_{su} | z' = t_{su}) \cdot \mathbf{j}(x', y') dx' dy' = \\ \mathbf{E}_{exc}(x, y) = \left\{ -V_1 \delta(x - x_{exc}^1) [u(y - y_1) - u(y - y_1 - w_1)] + \right. \\ \left. V_2 \delta(x - x_{exc}^2) [u(y - y_2) - u(y - y_2 - w_2)] \right\} \hat{\mathbf{x}} \quad (x, y) \in S \quad (4.2) \end{aligned}$$

donde $t_{su} = h_f + h_{d1} + h_{d2}$ es el espesor del sustrato de tres capas, V_i ($i = 1, 2$) es el voltaje a través del generador *delta-gap* conectado a la i -ésima ($i = 1, 2$) línea microtira de excitación, $\delta(\bullet)$ es la función delta de Dirac y $u(\bullet)$ es la función de Heaviside ($u(x) = 1$ si $x > 0$ y $u(x) = 0$ si $x < 0$).

Para la resolución de la EICE (4.2), hemos utilizado el mismo método que se describe en las ecuaciones (3.2) a (3.14) del capítulo anterior. En primer lugar, la densidad de corriente $\mathbf{j}(x, y)$ se ha aproximado mediante una combinación lineal de N

funciones base del tipo “tejado” y, a continuación, se ha aplicado la versión Galerkin del método de momentos. Como resultado, hemos obtenido un sistema inhomogéneo de ecuaciones lineales dado por:

$$\sum_{k=1}^N \Gamma_{ik}(\omega) a_k = b_i \quad (i = 1, \dots, N) \quad (4.3)$$

donde las entradas de la matriz de Galerkin Γ_{ik} vienen dadas por la expresión que aparece en la ecuación (3.9, y donde los términos independientes del sistema de ecuaciones vienen dados por:

$$b_i = \int_S (\mathbf{j}_i^*(x, y))^t \cdot \mathbf{E}_{exc}(x, y) dx dy \quad i = 1, \dots, N \quad (4.4)$$

Al igual que en el capítulo anterior, el cálculo numérico de las entradas de la matriz de Galerkin Γ_{ik} ha sido llevado a cabo en el dominio espectral, y además, se ha hecho uso de la técnica de aceleración de cálculo de integrales dobles con límites infinitos descrita en las ecuaciones (3.11) a (3.14). Debemos recordar que el uso de funciones base del tipo “tejado” va a limitar el estudio realizado a circuitos microtira cuyas metalizaciones posean esquinas en ángulo recto. A pesar de esta restricción, va a ser posible analizar una gran variedad de circuitos, tal y como se pondrá de manifiesto en el apartado 4.3 de este capítulo.

Una vez que se resuelve el sistema de ecuaciones (4.3), es posible conocer la densidad de corriente sobre el circuito microtira y sobre las tiras metálicas de las líneas de alimentación para valores dados de los voltajes de excitación V_1 y V_2 (debe tenerse en cuenta que al cambiar los valores de los voltajes de excitación, no es preciso recalcular las entradas de la matriz de Galerkin Γ_{ik} ya que estas entradas no dependen de V_1 y V_2). Para poder determinar los parámetros de *scattering* del circuito, es necesario calcular la densidad de corriente sobre las tiras metálicas de las líneas de alimentación para dos excitaciones independientes (concretamente, en este trabajo se han utilizado la excitación $V_1 = 1$ V y $V_2 = 1$ V, y la excitación $V_1 = 1$ V y $V_2 = -1$ V). A continuación, es preciso tomar muestras de la intensidad de corriente para las dos excitaciones a lo largo de tramos de aproximadamente 1.25 longitudes de onda de las dos líneas de alimentación, que estén suficientemente lejos de las puertas

del circuito y de los generadores de voltaje (alrededor de 0.5 longitudes de onda). Si suponemos que trabajamos a frecuencias en las que sólo se puede propagar por las líneas de alimentación el modo fundamental, en los citados tramos serán despreciables los modos superiores evanescentes excitados en las proximidades del circuito y de los generadores, con lo cual, en dichos tramos las corrientes mostrarán un patrón de onda estacionaria consistente en ondas de corriente incidentes y reflejadas asociadas al modo fundamental. Por tanto, si $I_i^m(x)$ es la intensidad de corriente para el tramo alejado del circuito y de los generadores de la línea de alimentación i -ésima ($i = 1, 2$) en la excitación m -ésima ($m = 1, 2$), $I_i^m(x)$ debe admitir una expresión del tipo:

$$I_i^m(x) = I_{im}^+ e^{-j\beta_i(x-x_0^i)} + I_{im}^- e^{j\beta_i(x-x_0^i)}, \quad (4.5)$$

$$m = 1, 2; \quad i = 1, 2$$

donde I_{im}^+ e I_{im}^- son las amplitudes complejas de las ondas de corriente incidente y reflejada en la línea de alimentación i -ésima para la excitación m -ésima, β_i ($i = 1, 2$) es la constante de propagación del modo fundamental de la i -ésima línea, y x_0^i ($i = 1, 2$) son los planos de referencia en los que se calculan los parámetros de *scattering* (véase la figura 4.1.b). Pues bien, a partir de las muestras de $I_i^m(x)$ ($i = 1, 2; m = 1, 2$) calculadas mediante el MMDE en los tramos de líneas de alimentación donde son válidas las ecuaciones de (4.5), el método *matrix pencil* permite calcular los valores de β_i ($i = 1, 2$) y de I_{im}^+ e I_{im}^- (véanse las referencias [50, 89] y los artículos que se citan en dichas referencias). Una vez conocidos I_{im}^+ e I_{im}^- ($i = 1, 2; m = 1, 2$), los parámetros de *scattering* para el circuito de dos puertas de la fig. 4.1.b pueden ser obtenidos haciendo uso de la ecuación:

$$\begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} \sqrt{\frac{Z_{02}}{Z_{01}}} \\ S_{21} \sqrt{\frac{Z_{01}}{Z_{02}}} & S_{22} \end{pmatrix} = - \begin{pmatrix} I_{11}^- & I_{12}^- \\ I_{21}^+ & I_{22}^+ \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I_{11}^+ & I_{12}^+ \\ I_{21}^- & I_{22}^- \end{pmatrix}^{-1} \quad (4.6)$$

donde Z_{0i} ($i = 1, 2$) representa la impedancia característica del modo fundamental de la i -ésima línea de alimentación, que puede ser calculada como se explica en el capítulo 2 (debe tenerse en cuenta que en el caso frecuente en que las dos líneas de alimentación sean iguales, se cumplirá que $Z_{01} = Z_{02}$, y en ese caso no será preciso calcular las

impedancias características para poder obtener los parámetros de *scattering* haciendo uso de la ecuación (4.6)).

Para reducir el tiempo de cálculo de los parámetros de *scattering* en un amplio intervalo de frecuencias, se ha llevado a cabo el cálculo de los elementos de la matriz de Galerkin Γ_{ik} para un pequeño número de valores de frecuencia dentro de ese intervalo, y se han generado expresiones interpolantes analíticas (en términos de polinomios de Chebyshev) que permiten calcular cómodamente los coeficientes Γ_{ik} para cualquier frecuencia situada dentro del intervalo de interés [36]. En concreto, en el caso de los circuitos analizados en el siguiente apartado, hemos comprobado que la determinación de expresiones interpolantes suficientemente precisas en un intervalo de frecuencias de anchura 1 GHz sólo requiere calcular las entradas de la matriz de Galerkin para 5 frecuencias diferentes dentro de ese intervalo.

4.3. Resultados numéricos y experimentales

4.3.1. Comprobación del método numérico

Para cotejar la validez del algoritmo descrito en el apartado anterior, hemos comparado en la fig. 4.2 nuestros resultados para la fase del coeficiente de reflexión de una línea microtira acabada en abierto con los extraídos de [90]. Como los resultados que aparecen en [90] son para la razón “fase del coeficiente de reflexión / constante de propagación”, hemos multiplicado los resultados de [90] por los valores de la constante de propagación que proporciona el algoritmo descrito en el capítulo 2 de esta tesis para obtener los resultados mostrados en la fig. 4.2. Las diferencias máximas entre nuestros resultados y los extraídos de [90] están por debajo del 15 %, tanto para un sustrato dieléctrico como para un sustrato de ferrita, lo que indica una concordancia razonable.

Como método alternativo para comprobar la validez del algoritmo del apartado 4.2, todos los circuitos sobre sustrato de ferrita que se analizan en los siguientes subapartados han sido también analizados con el citado algoritmo en el límite no magnético ($M_s = \Delta H = H_0 = 0$), y los resultados obtenidos han sido comparados con los

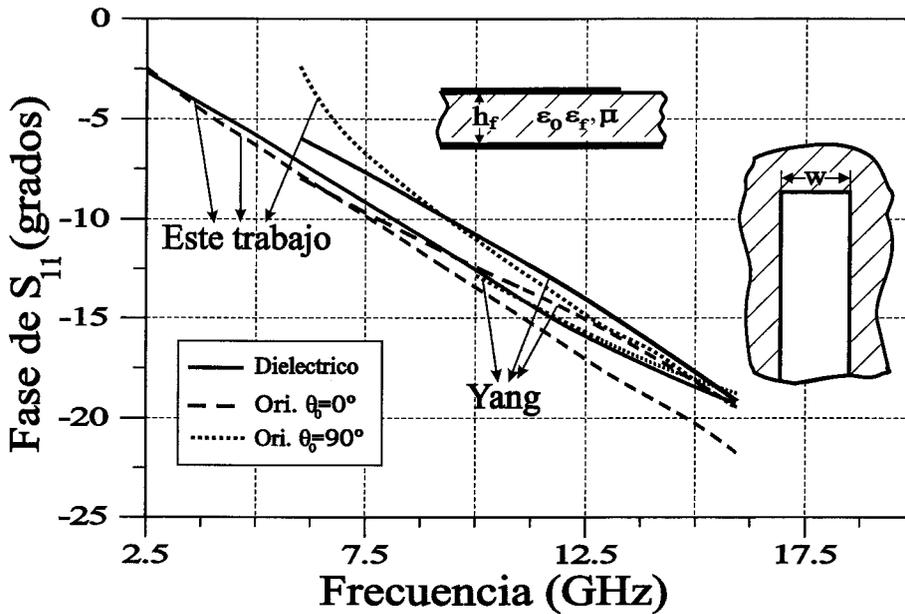


Figura 4.2: Fase del coeficiente de reflexión de líneas microtira acabadas en abierto impresas sobre sustrato dieléctrico ($\epsilon_f = 13$, $H_0 = M_s = \Delta H = 0$ T) y sobre sustrato de ferrita ($\epsilon_f = 13$, $\mu_0 H_0 = 0.03$ T, $\mu_0 M_s = 0.178$ T, $\Delta H = 0$ T). Para ambos sustratos se han utilizado las siguientes dimensiones: $h_f = 0.5$ mm, $h_{d1} = h_{d2} = 0$, $w = 1$ mm. Comparación de nuestros resultados con los extraídos de [90].

resultados que proporciona el simulador comercial “Ensemble”. Siempre hemos encontrado muy buena concordancia entre ambos conjuntos de resultados. Como muestra, en la fig. 4.4 se representa la comparación entre nuestros resultados y los resultados que proporciona “Ensemble” para el módulo de los parámetros de *scattering* del filtro de líneas acopladas de la fig. 4.3 sobre sustrato dieléctrico. Este mismo filtro será analizado más adelante sobre un sustrato de ferrita magnetizada (véanse las figuras 4.10 a 4.13).

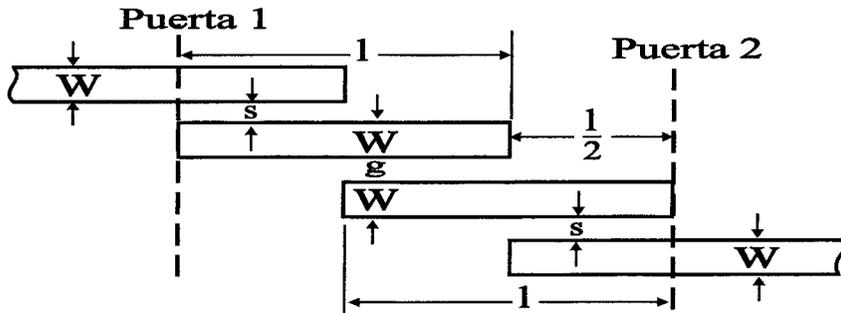


Figura 4.3: Esquema de un filtro microtira compuesto por líneas acopladas.

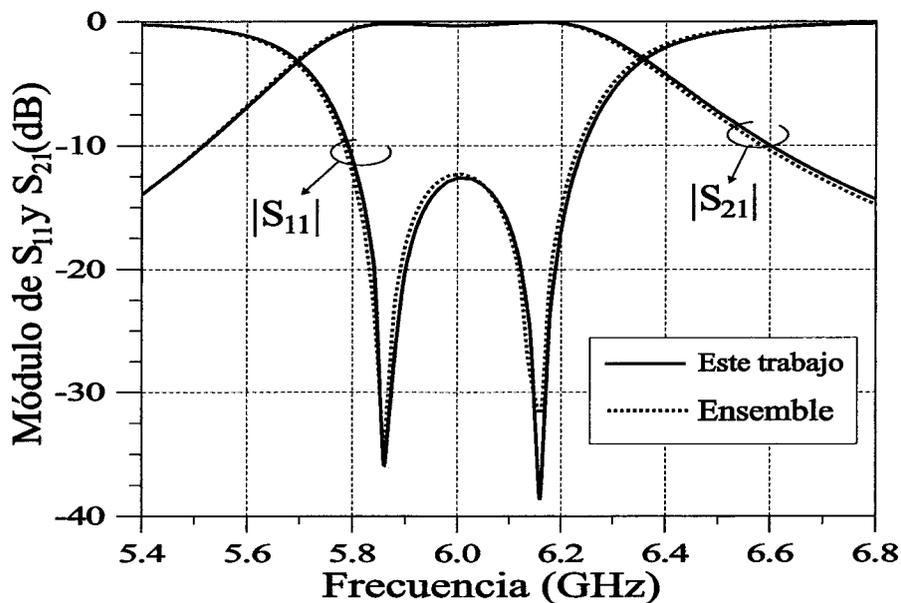


Figura 4.4: Comparación entre nuestros resultados (línea continua) y los proporcionados por "Ensemble" (línea de puntos) para las pérdidas de retorno y de inserción del filtro de la fig. 4.3 sobre sustrato dieléctrico ($\epsilon_f = 15$, $M_s = H_0 = \Delta H = 0$, $h_f = 0.635$ mm, $h_{d1} = h_{d2} = 0$, $w = 0.38$ mm, $s = 0.19$ mm, $g = 0.76$ mm, $l = 7.8$ mm)

4.3.2. Estudio de un resonador alimentado por condensadores interdigitados

Con idea de facilitar la comprensión de los fenómenos que ocurren en los circuitos microtira sobre sustrato de ferrita, hemos realizado el estudio sistemático de un resonador sobre ferrita que está alimentado mediante condensadores interdigitados, tal

y como muestra la fig. 4.5. Este sistema de alimentación permite asegurar un buen acoplamiento entre las líneas de alimentación y el resonador y, por tanto, una buena excitación de éste último [88].

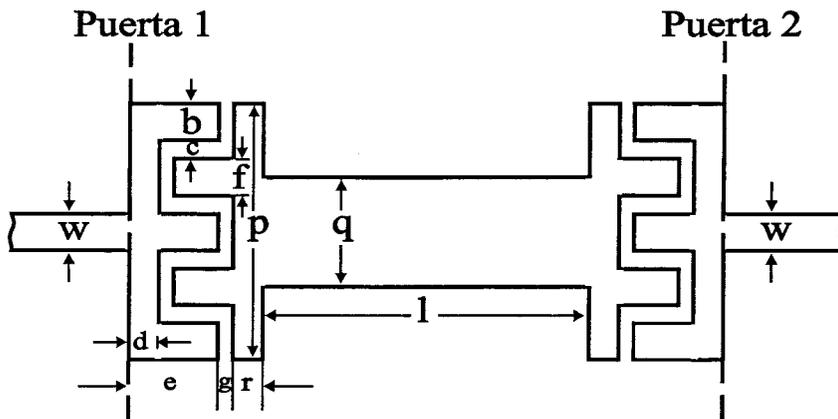
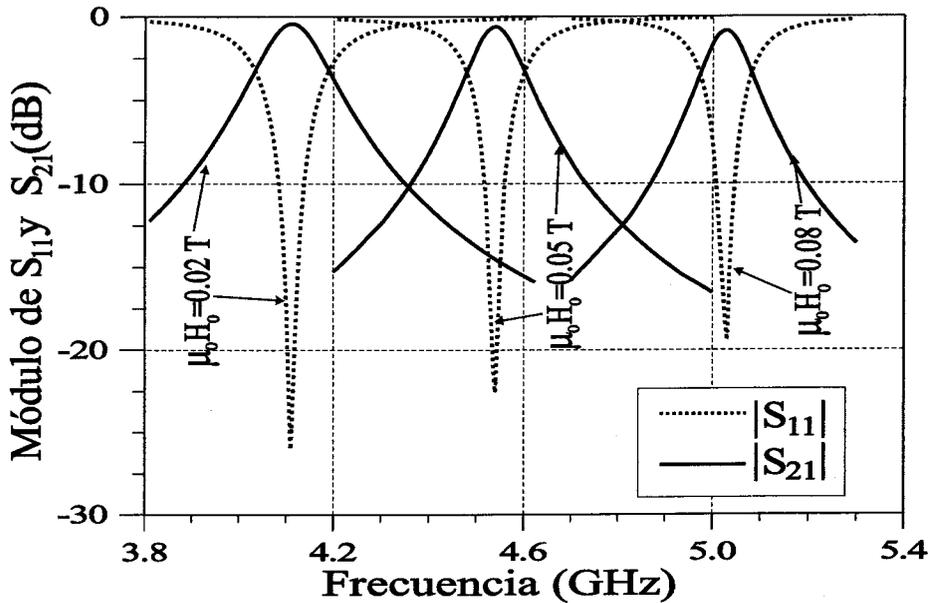


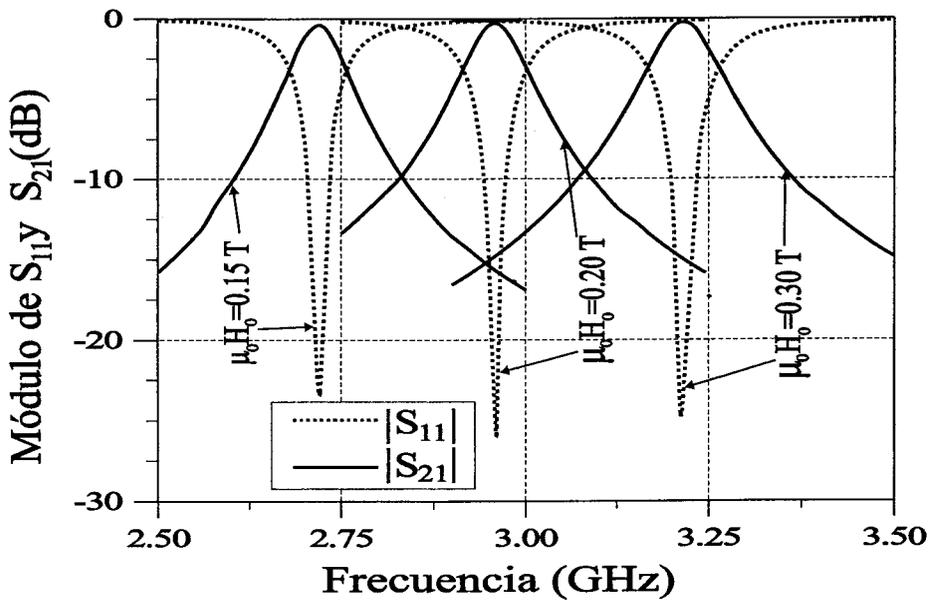
Figura 4.5: Esquema de un resonador alimentado mediante condensadores interdigitados.

En las figs. 4.6 a 4.9 se presentan los diferentes resultados obtenidos para el resonador microtira de la fig. 4.5 sobre sustrato de ferrita al variar el módulo del campo magnético de DC que polariza a la ferrita, y la orientación de este campo magnético. Se observa que en las figs. 4.6 a 4.9 sólo aparecen los parámetros de *scattering* S_{11} y S_{21} , lo cual es debido a que los análisis numéricos han mostrado que $S_{11}=S_{22}$ y $S_{21}=S_{12}$ para todos los resonadores analizados en dichas figuras. Estas simetrías en la matriz de *scattering*, que en principio no son obvias para circuitos de dos puertas fabricados sobre materiales no recíprocos, se atribuyen a los particulares elementos de simetría que posee el resonador de la fig. 4.5 [59, 60]. Hay que destacar que las frecuencias en las que S_{11} es mínimo y S_{21} es máximo coinciden aproximadamente con las frecuencias de resonancia del modo resonante fundamental que se obtienen para el resonador con el algoritmo descrito en el capítulo anterior.

En las figuras 4.6.a y 4.6.b se muestran los resultados obtenidos para el resonador cuando el campo magnético de DC está orientado en dirección normal al plano de masa. Recordemos que esta estructura puede excitar MMDV en el sustrato de ferrita en el rango de frecuencias $f_0 < f < f_1$. Mientras que en la figura 4.6.a hemos representado el comportamiento de los parámetros de *scattering* para frecuencias situadas por



(a)



(b)

Figura 4.6: Pérdidas de retorno y pérdidas de inserción del resonador microtira de la fig. 4.5 sobre ferrita magnetizada en dirección normal ($\epsilon_f = 15$, $\mu_0 M_s = 0.178$ T, $\Delta H = 0$, $h_f = 0.635$ mm, $h_{d1} = h_{d2} = 0$, $w = b = d = f = r = 0.43$ mm, $c = g = 0.215$ mm, $p = 3.01$ mm, $e = 2.15$ mm, $q = 1.29$ mm, $l = 6.235$ mm, $\theta_0 = 0^\circ$). Se presentan resultados para diferentes valores del módulo del campo magnético de DC por encima (a) y por debajo (b) de la región de MMDV.

encima de la banda de MMDV, en la figura 4.6.b aparecen los resultados obtenidos para frecuencias situadas por debajo de la banda de MMDV. La figura 4.6.a muestra que las frecuencias de resonancia por encima de la banda de modos magnetostáticos pueden ser sintonizadas alrededor de un 22% cuando variamos el módulo del campo magnético de DC desde $\mu_0 H_0 = 0.02$ T a $\mu_0 H_0 = 0.08$ T. A la vista de los resultados obtenidos en las figuras 3.4 y 3.9.a del capítulo 3, se podría pensar que utilizando valores más elevados de $\mu_0 H_0$, podríamos conseguir una mayor sintonía. El problema que aparece es que cuando se utiliza un valor mayor de $\mu_0 H_0$, el rango de MMDV para ese valor concreto de $\mu_0 H_0$ invade por la izquierda la banda de sintonía del resonador, y esto puede conducir a una respuesta no deseada del resonador en dicha banda de sintonía. De hecho, las medidas que hemos realizado muestran que pueden aparecer resonancias espurias dentro de la banda de MMDV, sobre todo a frecuencias cercanas a f_1 , que están relacionadas con la excitación de ondas magnetostáticas de volumen. Por tanto, para tener una banda de frecuencias de sintonía libre de resonancias espurias, el valor máximo de $\mu_0 H_0$ empleado debe de tener un rango de MMDV por debajo de la banda de sintonía (en concreto, se encuentra que para $\mu_0 H_0 = 0.08$ T, $f_1 = 4.02$ GHz). En la fig. 4.6.b se analiza la sintonía del resonador por debajo de la región de MMDV, y en ese caso, la frecuencia de resonancia puede ser sintonizada un 18.5% cuando el módulo del campo magnético de DC cambia de $\mu_0 H_0 = 0.15$ T a $\mu_0 H_0 = 0.3$ T. En el caso tratado en la fig. 4.6.b, las limitaciones en los valores de $\mu_0 H_0$ que impiden conseguir una mayor sintonía proceden del hecho de que para el valor más pequeño de $\mu_0 H_0$, se obtiene un segundo modo resonante cuya frecuencia de resonancia, próxima a f_0 , puede invadir por la derecha la banda de sintonía (en el caso tratado en la fig. 4.6.b, la segunda resonancia para $\mu_0 H_0 = 0.15$ T aparece a la frecuencia de 4.1 GHz, esto es, suficientemente lejos de la banda de sintonía del resonador). Conviene añadir que debido a la existencia de los MMDV, la diferencia relativa entre la frecuencia de resonancia fundamental y la segunda frecuencia de resonancia armónica en el resonador sobre ferrita analizado en la fig. 4.6.b es menor que la que existe para el mismo resonador sobre un sustrato dieléctrico convencional.

La figura 4.7 se centra en el estudio de los efectos de las pérdidas del sustrato de ferrita sobre el resonador analizado en las figs. 4.6.a y 4.6.b. El resultado más

importante que se deduce de esta figura es que conforme aumenta el ancho de línea de la ferrita, la adaptación entre el resonador y la línea de excitación se deteriora, y aumentan las pérdidas de inserción a la frecuencia de resonancia. De hecho, se observa que a esta frecuencia, mientras que en el caso $\mu_0\Delta H = 0.001$ T las pérdidas de inserción están 1.2 dB por encima de las obtenidas para el resonador sobre ferrita sin pérdidas ($\mu_0\Delta H = 0$ T), en el caso $\mu_0\Delta H = 0.005$ T las pérdidas de inserción llegan a estar 5 dB por encima. Se ha comprobado que cuando se utilizan ferritas con un ancho de línea de $\mu_0\Delta H = 0.0001$ T (que es el ancho de líneas de las muestras monocristalinas de YIGs utilizadas en los experimentos de [65, 84]), los resultados que se obtienen son prácticamente los mismos que los que se obtienen para el resonador sobre ferrita sin pérdidas.

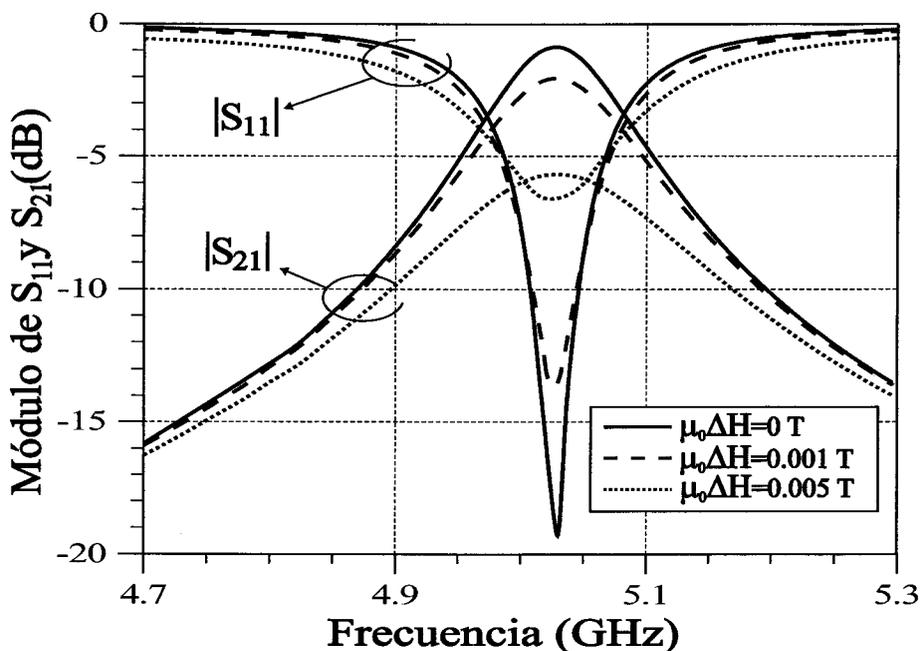


Figura 4.7: Pérdidas de retorno y pérdidas de inserción del resonador microtira de la fig. 4.5 impreso sobre ferrita magnetizada en dirección normal ($\epsilon_f = 15$, $\mu_0 M_s = 0.178$ T, $\mu_0 H = 0.08$ T, $h_f = 0.635$ mm, $h_{d1} = h_{d2} = 0$, $w = b = d = f = r = 0.43$ mm, $c = g = 0.215$ mm, $p = 3.01$ mm, $e = 2.15$ mm, $q = 1.29$ mm, $l = 6.235$ mm, $\theta_0 = 0^\circ$). Se presentan resultados para diferentes valores del ancho de línea del sustrato de ferrita.

En las figuras 4.8.a y 4.8.b se presentan resultados para el resonador microtira de la figura 4.5 sobre sustrato de ferrita en el caso en el que la ferrita está longitudinalmente

magnetizada (en la dirección x de las figuras 4.1.a y 4.1.b). Para esta orientación del campo magnético de DC, se pueden propagar MMRV por el sustrato de ferrita en el intervalo de frecuencias $f_0 < f < f_1$, y también, MMS en el intervalo $f_1 < f < f_3$. Pues bien, mientras que las resonancias de la fig. 4.8.a están situadas por encima de la banda de MMS, las resonancias de la fig. 4.8.b están situadas por debajo de la banda de MMRV.

En la figura 4.8.a la frecuencia de resonancia se puede sintonizar en un 20.5% cuando variamos el módulo del campo magnético de $\mu_0 H_0 = 0.02$ T a $\mu_0 H_0 = 0.08$ T, con lo cual, el resonador de la fig. 4.8.a presenta una capacidad de sintonía parecida a la del resonador de la figura 4.6.a. En cuanto a la limitación en sintonía que produce la excitación de los MM, hay que decir que los experimentos que se han llevado a cabo y que se mostrarán más adelante (véase la subsección 4.3.5 de este capítulo, y en particular la figura 4.21) indican que se producen resonancias espurias en la banda de MMRV y que la excitación de MMS tiende a producir un nivel relativamente alto de pérdidas de inserción en el subintervalo de frecuencias de MMS $f_1 < f < f_2$. Sin embargo, las medidas también muestran que los MMS del subintervalo $f_2 < f < f_3$ son excitados débilmente (lo cual está en consonancia con el hecho de que el tramo de línea microtira del resonador sobre ferrita no puede propagar modos en dicha banda, tal y como se expuso en los comentarios de la fig. 2.7) y sólo se transmiten en un sentido (téngase en cuenta que estos MMS son los que se propagan por la interfase ferrita-metal y son unidireccionales [21]). Teniendo en cuenta todos estos resultados experimentales, en la figura 4.8.a se ha evitado que la región de frecuencias $f_0 < f < f_2$ para el valor más alto de $\mu_0 H_0$ (esto es, para $\mu_0 H_0 = 0.08$ T) invada por la izquierda la banda de frecuencias de sintonía.

En el caso de la fig. 4.8.b, la frecuencia de resonancia puede ser sintonizada un 14.3% cuando pasamos de $\mu_0 H_0 = 0.15$ T a $\mu_0 H_0 = 0.30$ T. Al igual que en el caso de la fig. 4.6.b, no se han elegido valores de $\mu_0 H_0$ inferiores a 0.15 T para evitar que las resonancias armónicas de orden superior asociadas a los correspondientes valores de $\mu_0 H_0$ invadan por la derecha la banda de frecuencias de sintonía.

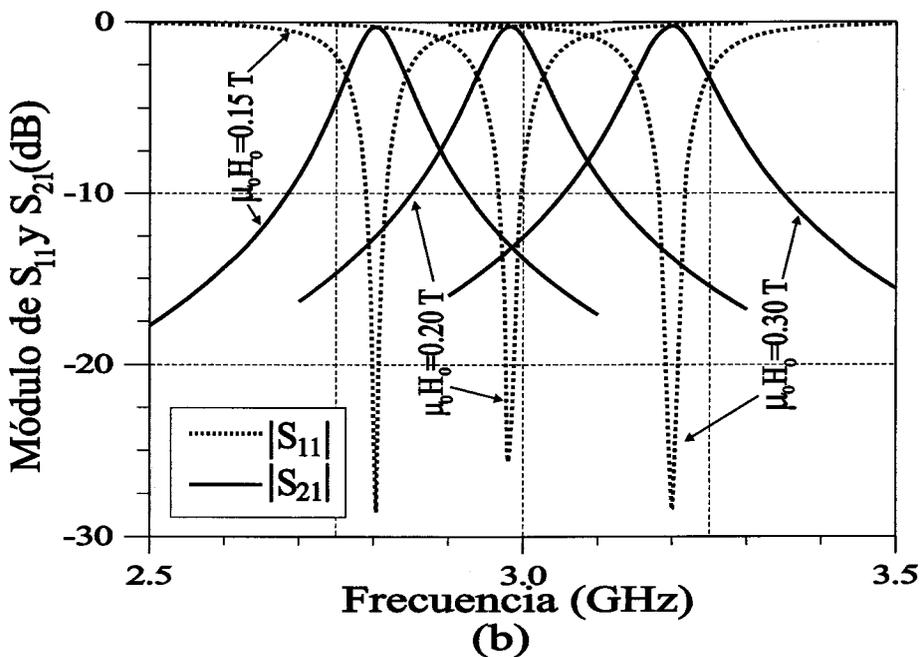
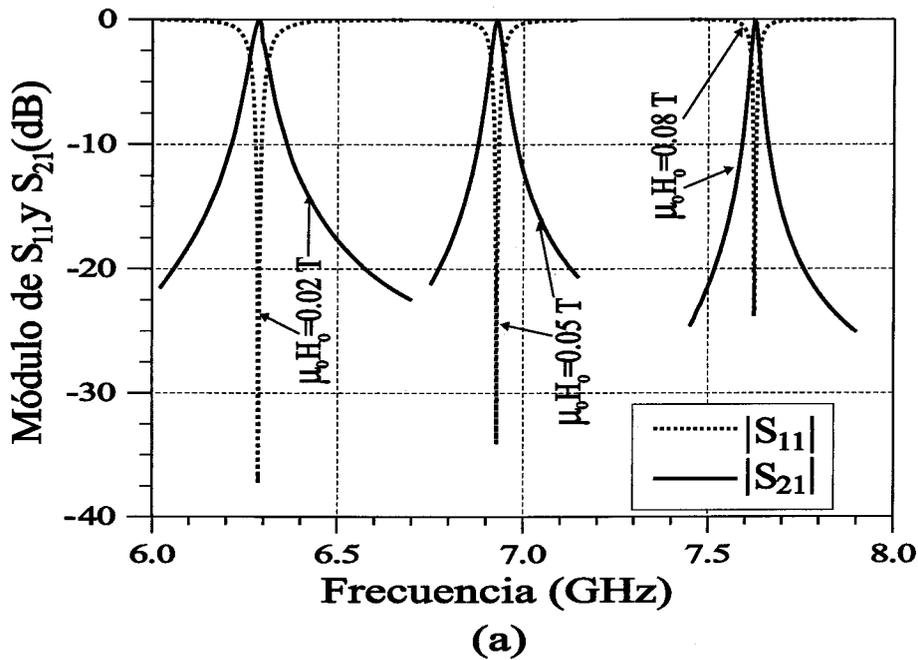


Figura 4.8: Pérdidas de retorno y pérdidas de inserción del resonador microtira de la fig. 4.5 sobre ferrita magnetizada longitudinalmente ($\epsilon_f = 15$, $\mu_0 M_s = 0.178$ T, $\Delta H = 0$, $h_f = 0.635$ mm, $h_{d1} = h_{d2} = 0$, $w = b = d = f = r = 0.43$ mm, $c = g = 0.215$ mm, $p = 3.01$ mm, $e = 2.15$ mm, $q = 1.29$ mm, $l = 6.235$ mm, $\theta_0 = 90^\circ$). Se presentan resultados para diferentes valores del módulo del campo magnético de DC por encima (a) y por debajo (b) de la región de MM.

Cuando se comparan las figuras 4.6 y 4.8, se observa que mientras que en las figs. 4.6.a, 4.6.b y 4.8.b el ancho de banda a 3 dB de las resonancias no varía apreciablemente cuando $\mu_0 H_0$ aumenta, en la fig. 4.8.a el ancho de banda decrece al aumentar $\mu_0 H_0$. Para explicar este comportamiento, hemos calculado el factor de calidad de todos los resonadores con el método que desarrollamos en el capítulo anterior. El resultado obtenido es que mientras que el factor de calidad de los resonadores de las figs. 4.6.a, 4.6.b y 4.8.b no sufre una variación importante al variar el módulo del campo magnético de DC (como muestra, podemos ver en la fig. 3.9.b la escasa variación con $\mu_0 H_0$ del factor de calidad de un resonador rectangular sobre ferrita magnetizada normalmente), el factor de calidad del resonador de la fig. 4.8.a crece al aumentar $\mu_0 H_0$ de forma que el factor de calidad para $\mu_0 H_0 = 0.02$ T es tres veces más pequeño que para $\mu_0 H_0 = 0.08$ T. Este comportamiento del factor de calidad justifica la reducción de ancho de banda observada en la fig. 4.8.a.

Al comparar las figs. 4.6.b y 4.8.b, se observa que las frecuencias de resonancia obtenidas para un mismo valor de $\mu_0 H_0$ son muy similares. Sin embargo, las frecuencias de resonancia obtenidas en las figs. 4.6.a y 4.8.a para un mismo valor de $\mu_0 H_0$ son muy diferentes. Esto nos lleva a pensar que se puede sintonizar la frecuencia de resonancia del resonador sobre sustrato de ferrita por encima de las bandas de MM si se modifica la orientación del campo magnético interno de DC mientras se mantiene constante su módulo (lo cual, de acuerdo con las ecuaciones (1.11) a (1.14), obligaría a modificar el módulo del campo magnético externo de DC). Los resultados obtenidos a partir de esta idea aparecen representados en la figura 4.9, donde podemos ver como la frecuencia de resonancia del resonador puede ser sintonizada alrededor de un 50% al variar θ_0 de $\theta_0 = 0^\circ$ a $\theta_0 = 90^\circ$ manteniendo constante H_0 . Sin embargo, este amplio intervalo de sintonía se consigue a costa de una reducción de ancho de banda, que es aún más drástica que la observada en la fig. 4.8.a (de hecho, el factor de calidad obtenido para el resonador cuando $\theta_0 = 90^\circ$ es aproximadamente treinta veces mayor que el obtenido para $\theta_0 = 0^\circ$).

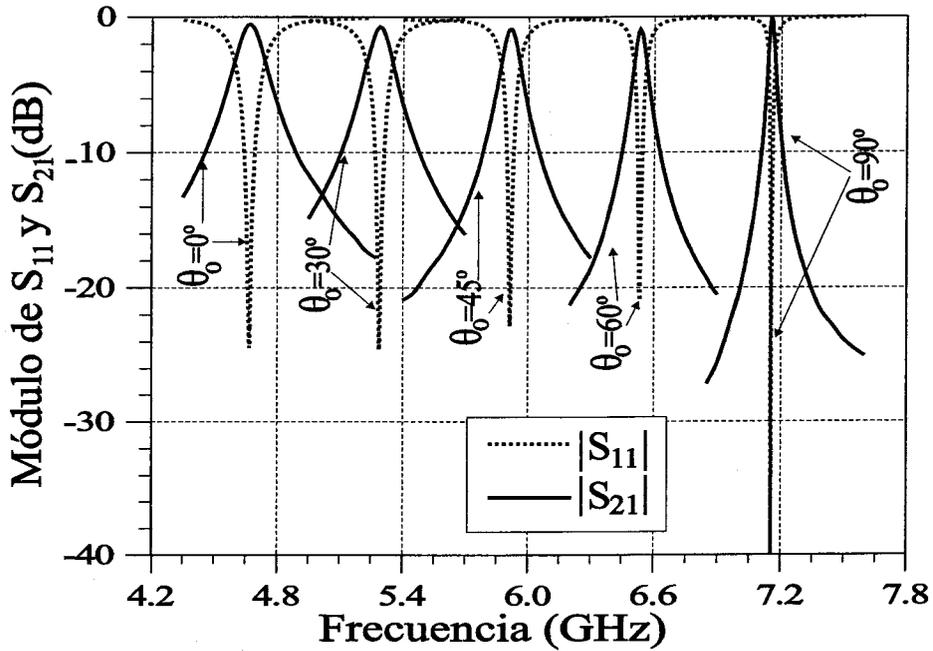


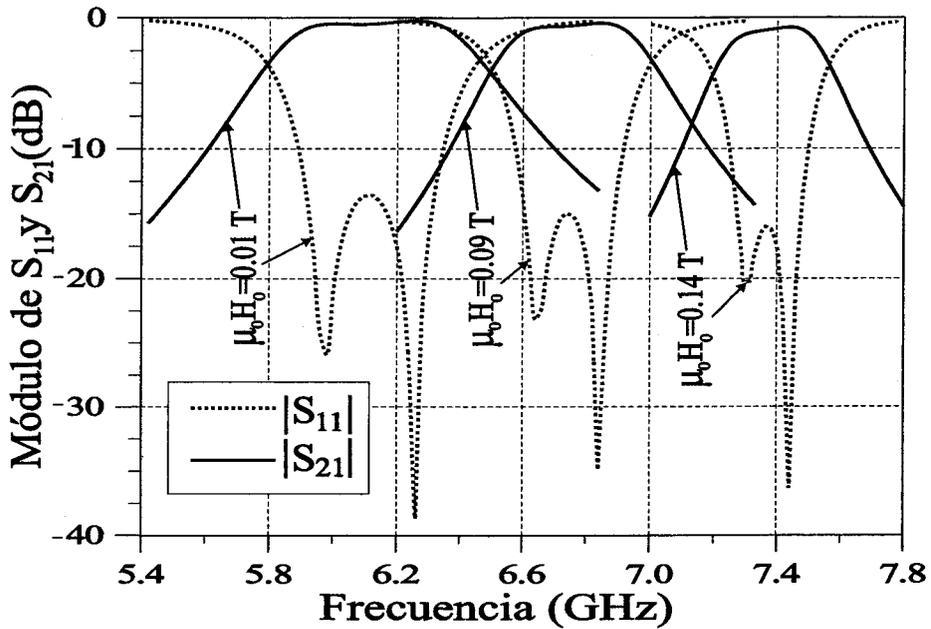
Figura 4.9: Pérdidas de retorno y pérdidas de inserción del resonador microtira de la fig. 4.5 impreso sobre sustrato de ferrita ($\epsilon_f = 15$, $\mu_0 M_s = 0.178$ T, $\Delta H = 0$, $\mu_0 H_0 = 0.06$ T, $h_f = 0.635$ mm, $h_{d1} = h_{d2} = 0$, $w = b = d = f = r = 0.43$ mm, $c = g = 0.215$ mm, $p = 3.01$ mm, $e = 2.15$ mm, $q = 1.29$ mm, $l = 6.235$ mm). Se presentan resultados para diferentes orientaciones del campo magnético de DC.

4.3.3. Estudio de un filtro de líneas acopladas

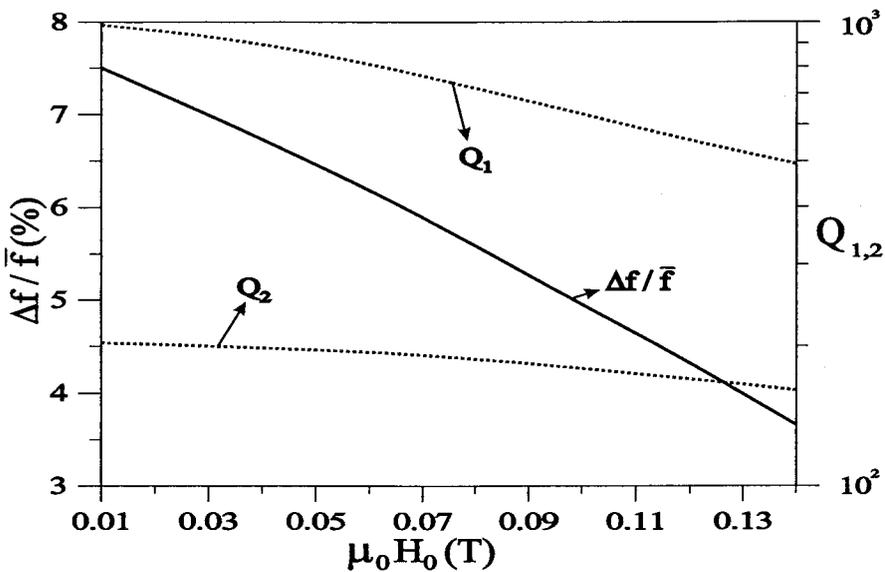
Después del estudio sistemático y detallado de las propiedades del resonador de la fig. 4.5 sobre sustrato de ferrita, pasamos al estudio de filtros sobre sustrato de ferrita. Concretamente, en las figs. 4.10 a 4.13 se presentan resultados para filtros de líneas acopladas del tipo mostrado en la fig. 4.3 sobre sustrato de ferrita. Debe tenerse en cuenta que los resultados numéricos obtenidos para este tipo de filtros muestran que $S_{11} = S_{22}$ y $S_{21} = S_{12}$ cuando el campo magnético de DC está orientado en dirección normal ($\theta_0 = 0^\circ$), pero $S_{11} \neq S_{22}$ y $S_{21} \neq S_{12}$ cuando el campo magnético de DC tiene dirección longitudinal ($\theta_0 = 90^\circ$). La falta de simetría en la matriz de *scattering* para el caso de magnetización longitudinal se atribuye a la presencia del sustrato no recíproco y a la falta de elementos de simetría de la estructura (de hecho, mientras que el filtro sobre ferrita con magnetización normal tiene simetría de rotación de 180° alrededor del eje z [59], en el filtro con magnetización longitudinal no aparece este

elemento de simetría). De cualquier forma, los resultados numéricos obtenidos para los parámetros de *scattering* muestran que $|S_{11}| \approx |S_{22}|$ y $|S_{21}| \approx |S_{12}|$ fuera de las bandas de MM, lo que justifica que solamente hayamos representado los resultados para $|S_{11}|$ y $|S_{21}|$ en las figs. 4.11.a y 4.13.a. Hay que añadir que los valores de $\mu_0 H_0$ utilizados para sintonizar los filtros en las figs. 4.10.a, 4.11.a, 4.12.a y 4.13.a han sido elegidos de manera que no existan respuestas espurias en las bandas de sintonía debidas a la excitación de MM o a la excitación de resonancias armónicas.

En la figura 4.10.a aparecen los resultados para la respuesta del filtro de líneas acopladas sobre ferrita magnetizada en dirección normal, a frecuencias situadas por encima de las bandas de MMDV. Se observa que el filtro puede ser sintonizado alrededor del 24 % cuando variamos el módulo del campo de DC de $\mu_0 H_0 = 0.01$ T a $\mu_0 H_0 = 0.14$ T. Sin embargo, esta sintonía se lleva a cabo a expensas de una pérdida del ancho de banda a 3 dB. De hecho, podemos comprobar que este ancho de banda pasa de un 11 % cuando $\mu_0 H_0 = 0.01$ T a un 4.5 % cuando $\mu_0 H_0 = 0.14$ T. La figura 4.10.b ayuda a comprender este comportamiento. En esta figura se representa la diferencia relativa entre las dos primeras frecuencias de resonancia de la pareja de resonadores acoplados que forma parte del filtro ($\Delta f/\bar{f} = 2(f_1 - f_2)/(f_1 + f_2)$ donde f_1 y f_2 son las dos frecuencias de resonancia), junto con los factores de calidad correspondientes a las dos resonancias. Tanto las frecuencias de resonancia como los factores de calidad han sido calculados mediante el algoritmo numérico descrito en el capítulo 3. En la fig. 4.10.b podemos comprobar que la diferencia relativa $\Delta f/\bar{f}$ decrece al aumentar $\mu_0 H_0$, lo que implica una reducción en el acoplamiento entre los resonadores. Esta reducción de acoplamiento permite explicar la disminución de ancho de banda observada en la fig. 4.10.a. Con respecto a los factores de calidad que aparecen en la figura 4.10.b, podemos ver que disminuyen al aumentar $\mu_0 H_0$, lo que se atribuye a un aumento del efecto de las pérdidas en la ferrita. De hecho, cuando $\mu_0 H_0$ aumenta, la banda de operación de los filtros se aproxima a la frecuencia de resonancia ferrimagnética, que es la frecuencia a la cual es máximo el efecto de las pérdidas [2, 21]. El aumento del efecto de las pérdidas no sólo queda reflejado en la reducción del factor de calidad sino también en la pérdida de adaptación que sufre el filtro de la fig. 4.10.a en la banda de paso al aumentar $\mu_0 H_0$.



(a)



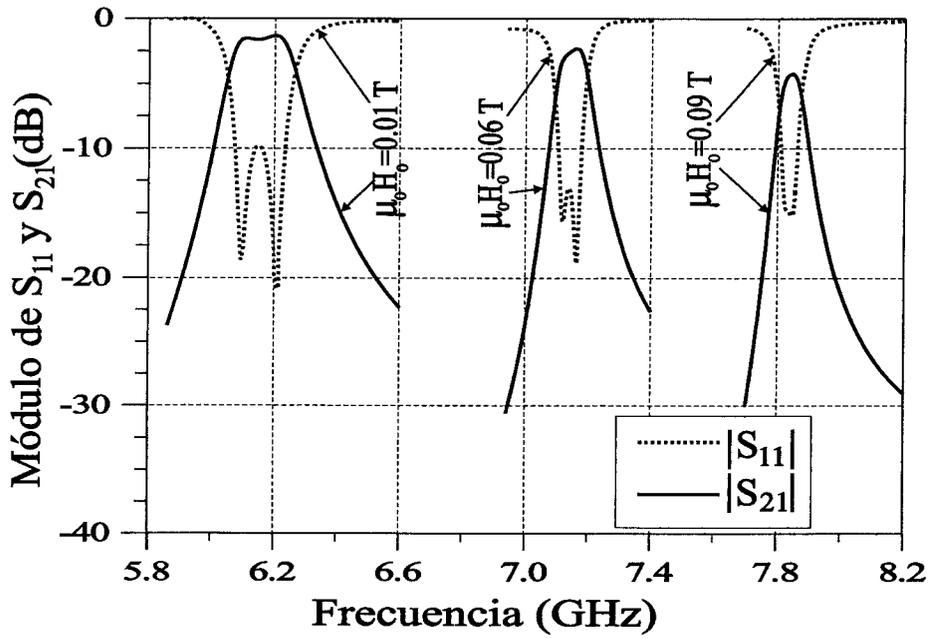
(b)

Figura 4.10: (a) Pérdidas de retorno y pérdidas de inserción del filtro de la fig. 4.3 sobre ferrita magnetizada normalmente para frecuencias por encima de MMDV ($\epsilon_f = 15$, $\mu_0 M_s = 0.178$ T, $\mu_0 \Delta H = 0.001$ T, $h_f = 0.635$ mm, $h_{d1} = h_{d2} = 0$, $w = 0.38$ mm, $s = 0.19$ mm, $g = 0.76$ mm, $l = 7.8$ mm, $\theta_0 = 0^\circ$). Se presentan resultados para diferentes valores del módulo del campo magnético de DC. (b) Diferencia relativa entre las frecuencias de resonancia ($\Delta f / \bar{f}$) y factores de calidad (Q_1 y Q_2) de las dos primeras resonancias de la pareja de resonadores acoplados que interviene en el filtro analizado en el apartado (a).

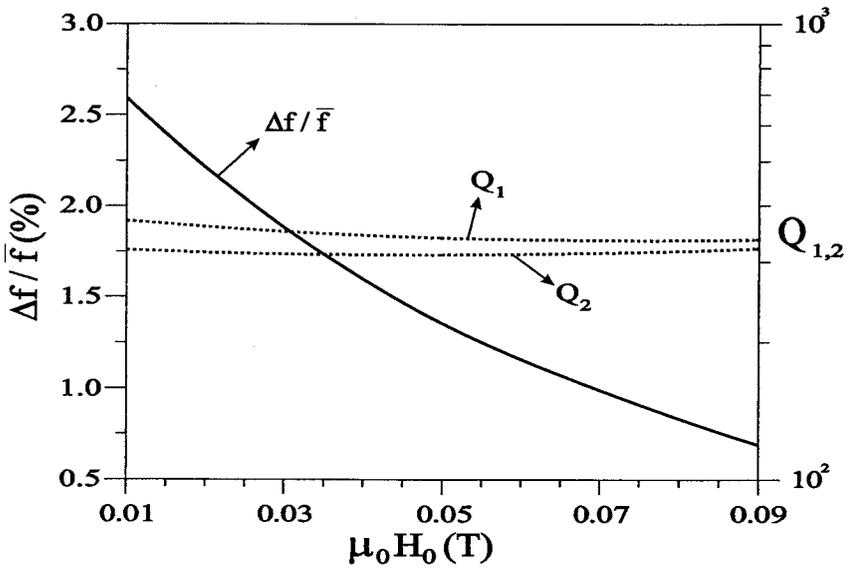
En la figura 4.11.a. se analiza un filtro de líneas acopladas sobre sustrato de ferrita magnetizado en dirección paralela a las líneas para frecuencias por encima de los MMS. Las dimensiones de este filtro se han elegido de forma que el rango de frecuencias en el que opera sea similar al del filtro analizado en la figura 4.10.a. El filtro de la fig. 4.11.a presenta una sintonía del 27% cuando $\mu_0 H_0$ varía desde 0.01 T hasta 0.09 T, algo mayor que la del filtro de la fig. 4.10.a. Sin embargo, cuando aumenta el valor de $\mu_0 H_0$, el filtro de la fig. 4.11.a sufre una reducción de ancho de banda mucho más drástica que la que sufre el filtro de la fig. 4.10.a. De hecho, el ancho de banda a 3 dB del filtro de la fig. 4.11.a pasa de ser un 3% cuando $\mu_0 H_0 = 0.01$ T a ser un 0.5% cuando $\mu_0 H_0 = 0.06$ T, y finalmente, para $\mu_0 H_0 = 0.09$ T, el comportamiento del filtro de dos polos está completamente degradado y la respuesta de la estructura se asemeja más a la de un resonador aislado que a la de un filtro. Por analogía con la figura 4.10.b, en la figura 4.11.b se representa la diferencia relativa entre las dos primeras frecuencias de resonancia de los resonadores acoplados del filtro analizado en la fig. 4.11.a. Se observa que esta diferencia decrece muy rápidamente cuando aumentamos el valor de $\mu_0 H_0$, lo que justifica la fuerte reducción de ancho de banda observada en 4.11.a. En cuanto a los factores de calidad de las resonancias de los dos resonadores acoplados, se observa que no se ven afectados apreciablemente cuando crece $\mu_0 H_0$, con lo cual, su comportamiento no parece tener ningún efecto sobre la disminución del ancho de banda.

En la fig. 4.12.a se analiza el filtro de líneas acopladas sobre ferrita magnetizada normalmente de la fig. 4.10.a para frecuencias situadas por debajo de las bandas de MMDV. En la fig. 4.13.a se vuelve analizar el mismo filtro en el caso en que la ferrita está magnetizada longitudinalmente y las frecuencias están por debajo de las bandas de MMRV. En ambos casos se observa que al variar $\mu_0 H_0$ desde 0.18 T hasta 0.30 T, el ancho de banda a 3 dB se mantiene aproximadamente constante en torno al 12%, lo cual contrasta con los resultados obtenidos en las figs. 4.10.a y 4.11.a. Para comprender por qué el ancho de banda no se deteriora al sintonizar los filtros por debajo de las bandas de MM, basta echar un vistazo a las figs. 4.12.b y 4.13.b. Mientras que en estas dos figuras la diferencia relativa entre las frecuencias de resonancia de la pareja de resonadores acoplados no cambia apreciablemente al variar

$\mu_0 H_0$ desde 0.18 T hasta 0.30 T, en las figs. 4.10.b y 4.11.b la diferencia relativa entre las frecuencias de resonancia disminuye rápidamente al aumentar $\mu_0 H_0$, lo cual implica una reducción en el acoplamiento de los resonadores, y por tanto, una reducción en el ancho de banda de los filtros. Por otro lado, en las figs. 4.12.b y 4.13.b se observa que los valores de los factores de calidad representados crecen al aumentar $\mu_0 H_0$. Este crecimiento es atribuido a una disminución del efecto de las pérdidas de la ferrita, disminución que está en consonancia con la reducción de pérdidas de inserción en las bandas de paso que experimentan los filtros de las figs. 4.12.a y 4.13.a al aumentar $\mu_0 H_0$. La disminución del efecto de las pérdidas está relacionada con el hecho de que al aumentar $\mu_0 H_0$, la banda de operación de los filtros se aleja de la frecuencia de resonancia ferrimagnética que, como ya hemos visto, es la frecuencia a la que se maximiza el efecto de las pérdidas. Finalmente, diremos que mientras que la sintonía de la frecuencia central del filtro de la fig. 4.12.a es de un 18 % al variar $\mu_0 H_0$ desde 0.18 T hasta 0.30 T, la del filtro de la fig. 4.13.a es de un 12 % para el mismo rango de variación de $\mu_0 H_0$.



(a)



(b)

Figura 4.11: (a) Pérdidas de retorno y pérdidas de inserción del filtro de la fig. 4.3 sobre ferrita magnetizada longitudinalmente para frecuencias por encima de MMS ($\epsilon_f = 15$, $\mu_0 M_s = 0.178$ T, $\mu_0 \Delta H = 0.001$ T, $h_f = 0.635$ mm, $h_{d1} = h_{d2} = 0$, $w = 0.38$ mm, $s = 0.19$ mm, $g = 0.57$ mm, $l = 11$ mm, $\theta_0 = 90^\circ$). Se presentan resultados para diferentes valores del módulo del campo magnético de DC. (b) Diferencia relativa entre las frecuencias de resonancia ($\Delta f/\bar{f}$) y factores de calidad (Q_1 y Q_2) de las dos primeras resonancias de la pareja de resonadores acoplados que interviene en el filtro analizado en el apartado (a).

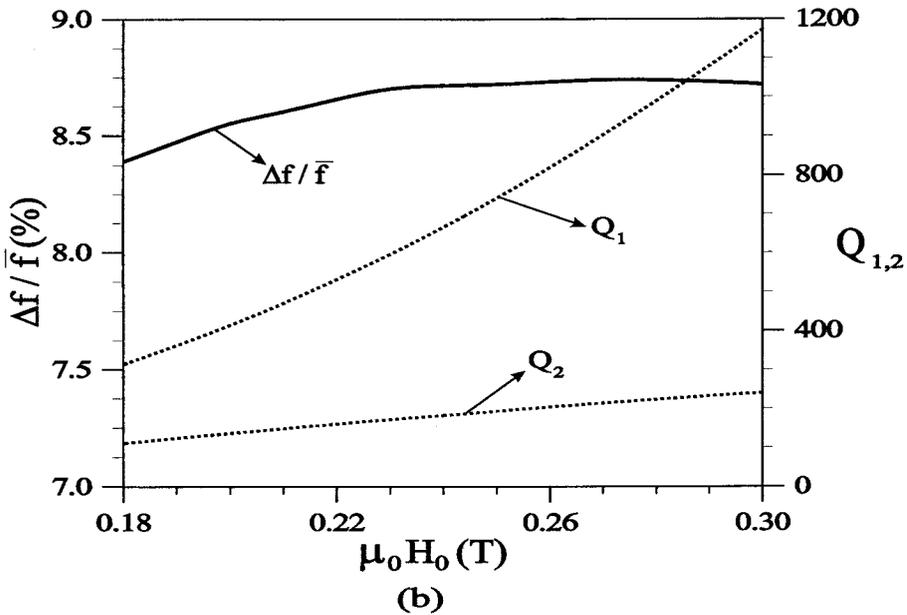
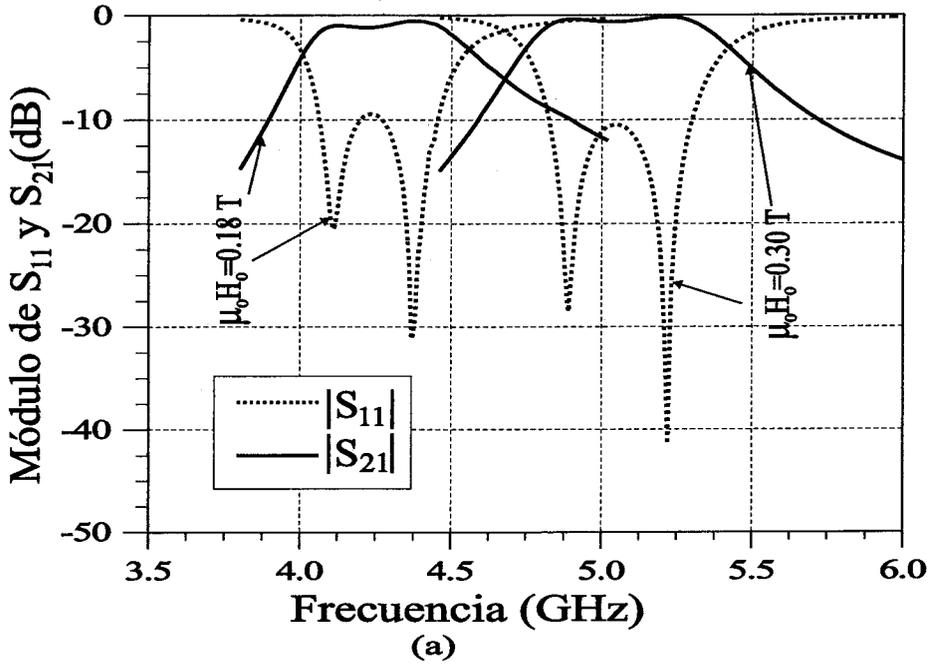
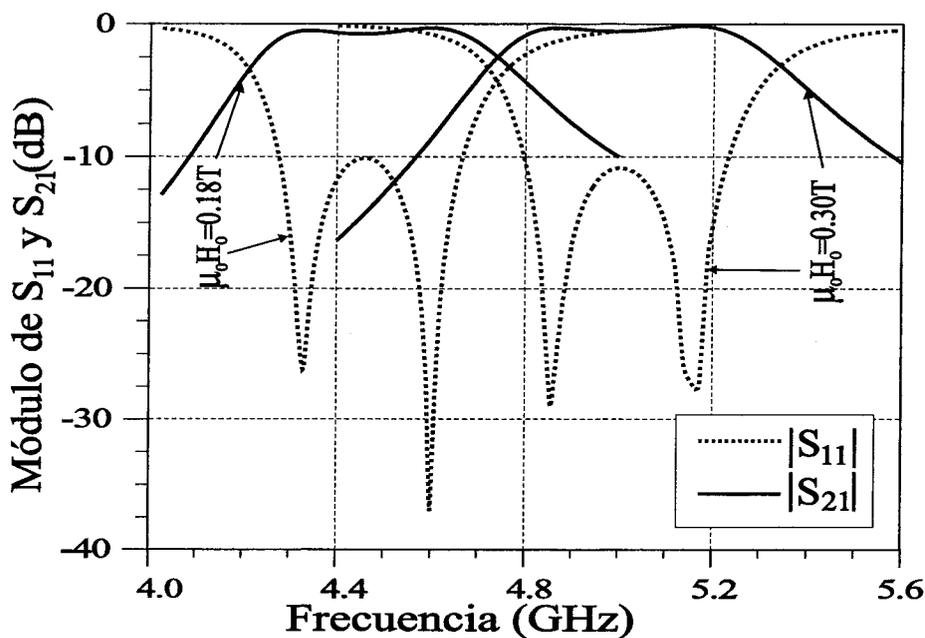
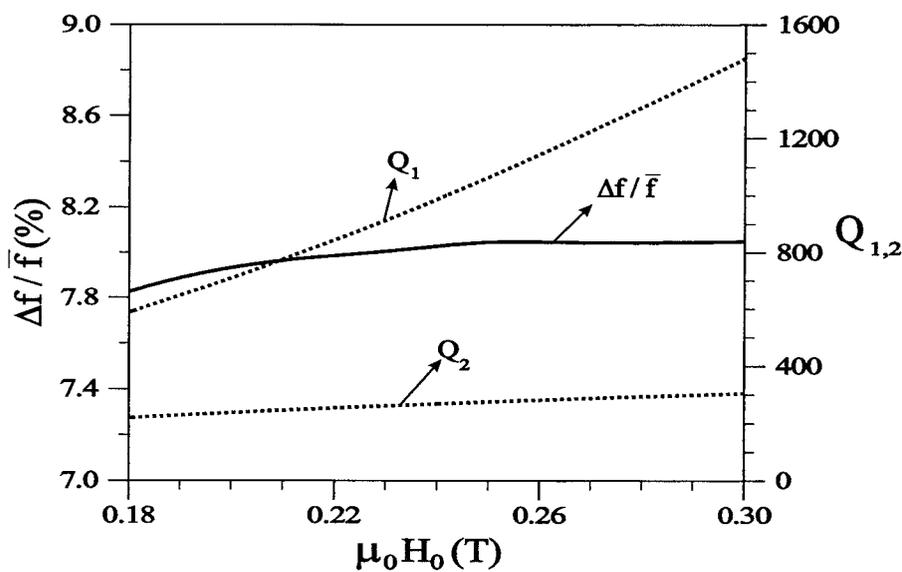


Figura 4.12: (a) Pérdidas de retorno y pérdidas de inserción del filtro de la fig. 4.3 sobre ferrita magnetizada normalmente para frecuencias por debajo de MMDV ($\epsilon_f = 15$, $\mu_0 M_s = 0.178$ T, $\mu_0 \Delta H = 0.001$ T, $h_f = 0.635$ mm, $h_{d1} = h_{d2} = 0$, $w = 0.38$ mm, $s = 0.19$ mm, $g = 0.76$ mm, $l = 7.8$ mm, $\theta_0 = 0^\circ$). Se presentan resultados para diferentes valores del módulo del campo magnético de DC. (b) Diferencia relativa entre las frecuencias de resonancia ($\Delta f/\bar{f}$) y factores de calidad (Q_1 y Q_2) de las dos primeras resonancias de la pareja de resonadores acoplados que interviene en el filtro analizado en el apartado (a).



(a)



(b)

Figura 4.13: (a) Pérdidas de retorno y érdidas de inserción del filtro de la fig. 4.3 sobre ferrita magnetizada longitudinalmente para frecuencias por debajo de MMRV ($\epsilon_f = 15$, $\mu_0 M_s = 0.178$ T, $\Delta H = 0.001$ T, $h_f = 0.635$ mm, $h_{d1} = h_{d2} = 0$, $w = 0.38$ mm, $s = 0.19$ mm, $g = 0.76$ mm, $l = 7.8$ mm, $\theta_0 = 90^\circ$) Se presentan resultados para diferentes valores del módulo del campo magnético de DC. (b) Diferencia relativa entre las frecuencias de resonancia ($\Delta f/\bar{f}$) y factores de calidad (Q_1 y Q_2) de las dos primeras resonancias de la pareja de resonadores acoplados que interviene en el filtro analizado en el apartado (a).

4.3.4. Análisis de un filtro de anillos abiertos acoplados

Para mostrar con toda claridad la versatilidad del algoritmo que hemos construido, se ha analizado un filtro de anillos abiertos acoplados como el que se muestra en la figura 4.14 sobre sustrato de ferrita. Otras configuraciones similares de filtros microtira que contienen anillos abiertos acoplados han sido estudiadas en [94] y [95] en el caso en que el sustrato de los filtros es dieléctrico. En las figuras 4.15.a y 4.15.b se presentan resultados para las pérdidas de inserción y de retorno del filtro de la fig. 4.14 sobre ferrita magnetizada en dirección normal (por encima y por debajo de las bandas de MMDV). Como consecuencia de los elementos de simetría que tiene el filtro de la figura 4.14 sobre ferrita magnetizada normalmente (en particular, la simetría de rotación de 180° alrededor del eje z), para este filtro se cumple que $S_{11} = S_{22}$ y $S_{12} = S_{21}$.

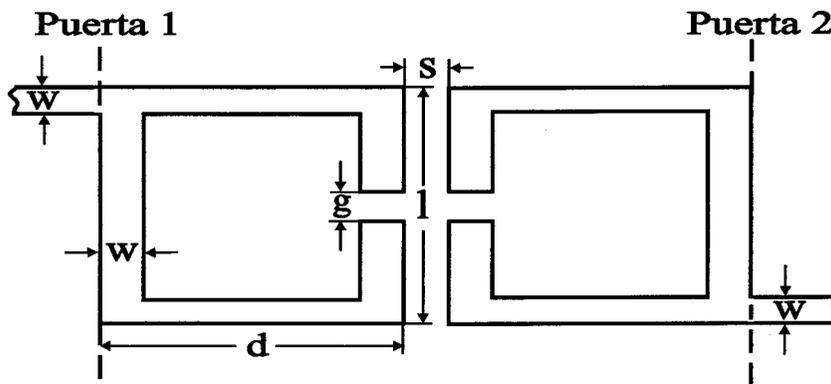
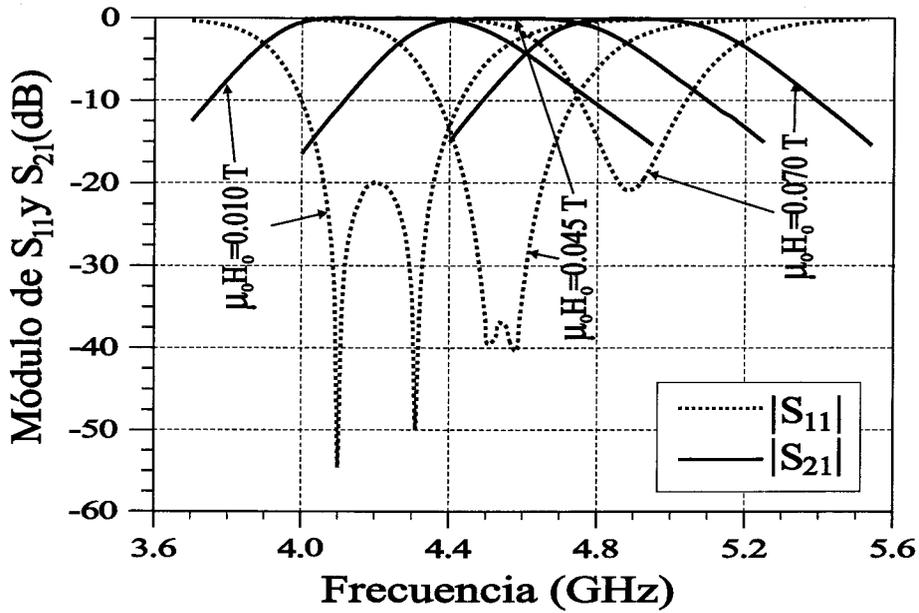
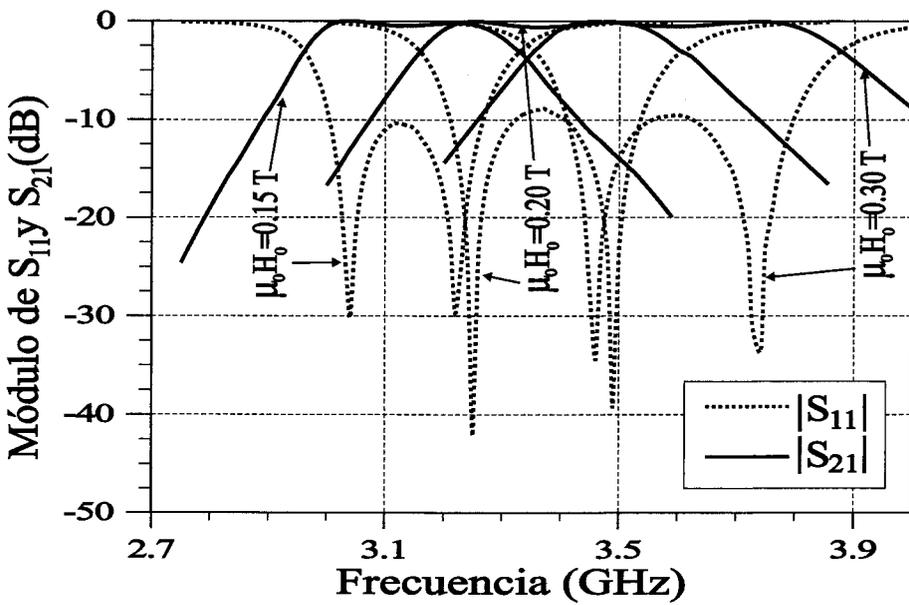


Figura 4.14: Esquema de filtro microtira con dos anillos rectangulares abiertos acoplados.

En la figura 4.15.a podemos observar que, por encima de las bandas de MMDV, el filtro sobre ferrita admite una sintonía de alrededor del 16% cuando variamos el módulo del campo magnético de DC de $\mu_0 H_0 = 0.01$ T a $\mu_0 H_0 = 0.07$ T. Sin embargo, al igual que ocurre con el filtro de la figura 4.10.a, la sintonía se produce a expensas de una disminución del ancho de banda (de hecho, el ancho de banda pasa de un 16% cuando $\mu_0 H_0 = 0.01$ T a un 11% cuando $\mu_0 H_0 = 0.07$ T) y de una distorsión en la respuesta del filtro (concretamente, obsérvese cómo cambia la forma de $|S_{11}|$ al aumentar $\mu_0 H_0$). Esta tendencia a la degradación no se observa en el comportamiento del filtro para frecuencias situadas por debajo de las bandas de MMDV, donde el filtro



(a)



(b)

Figura 4.15: Perdas de retorno e perdas de inserção do filtro de anéis acoplados de la fig. 4.14 sobre ferrita magnetizada normalmente ($\epsilon_f = 15$, $\mu_0 M_s = 0.178$ T, $\Delta H = 0$, $h_f = 0.635$ mm, $h_{d1} = h_{d2} = 0$, $w = g = 0.43$ mm, $s = 0.215$ mm, $l = 3.87$ mm, $d = 3.44$ mm, $\theta_0 = 0^\circ$). Se apresentam resultados para diferentes valores del módulo del campo magnético de DC por encima (a) y por debajo (b) de la región de MMDV.

mantiene un comportamiento estable al variar el módulo del campo magnético (en este caso, sólo se observa un ligero aumento del ancho de banda, que es del 12 % cuando $\mu_0 H_0 = 0.15$ T y pasa a ser del 14.5 % cuando $\mu_0 H_0 = 0.3$ T). En este último caso existe una sintonía del 15 %, cuando pasamos de $\mu_0 H_0 = 0.15$ T a $\mu_0 H_0 = 0.3$ T.

4.3.5. Comparación con resultados experimentales

Las figuras 4.16.a a 4.16.d muestran el montaje experimental que se ha utilizado para medir un filtro de líneas acopladas fabricado sobre ferrita magnetizada. Las metalizaciones del filtro están impresas sobre una capa dieléctrica de AR-1000 de 0.254 mm de espesor (fabricado por Arlon). Esta capa se ha depositado encima de otra capa de AR-1000 de 0.635 mm de espesor a la que se le ha practicado un hueco, hueco en el que se ha embutido una muestra de ferrita de dimensiones 0.625 mm \times 25 mm \times 25 mm (véanse las figuras 4.16.a y 4.16.b). La muestra empleada de ferrita es una muestra policristalina de YIG de bajas pérdidas suministrada por la compañía rusa Magneton (Magneton 55CHs). A pesar de que todo el montaje está bien sujeto mediante pinzas, existe una pequeña capa de aire entre el sustrato dieléctrico metalizado y la ferrita cuyo espesor es crítico para predecir la banda de frecuencias de operación del filtro. Para estimar el espesor de esta capa de aire, se ha medido primeramente el filtro sobre los sustratos de AR-1000 antes de cortar el hueco para la ferrita, y los resultados experimentales obtenidos han sido comparados con los que proporciona el simulador “Ensemble” para el filtro sobre sustrato dieléctrico multicapa con capa de aire. La mejor concordancia entre simulaciones y medidas se ha producido cuando se asigna a la capa de aire un espesor de 0.01 mm en las simulaciones. Por otro lado, en la fig. 4.16.a se observa que se ha realizado un cambio en la anchura de las líneas microtira de alimentación de w' a $w < w'$ justo encima de la transición entre la capa de AR-1000 de 0.635 mm de espesor y la muestra de ferrita con el fin de minimizar la desadaptación entre las impedancias de las líneas presentes antes y después de la transición (de hecho, hemos utilizado $w' = 0.9$ mm para las líneas de alimentación, $w = 0.7$ mm para las líneas microtira sobre ferrita magnetizada en dirección normal y $w = 0.54$ mm para las líneas sobre ferrita con magnetización longitudinal). Este

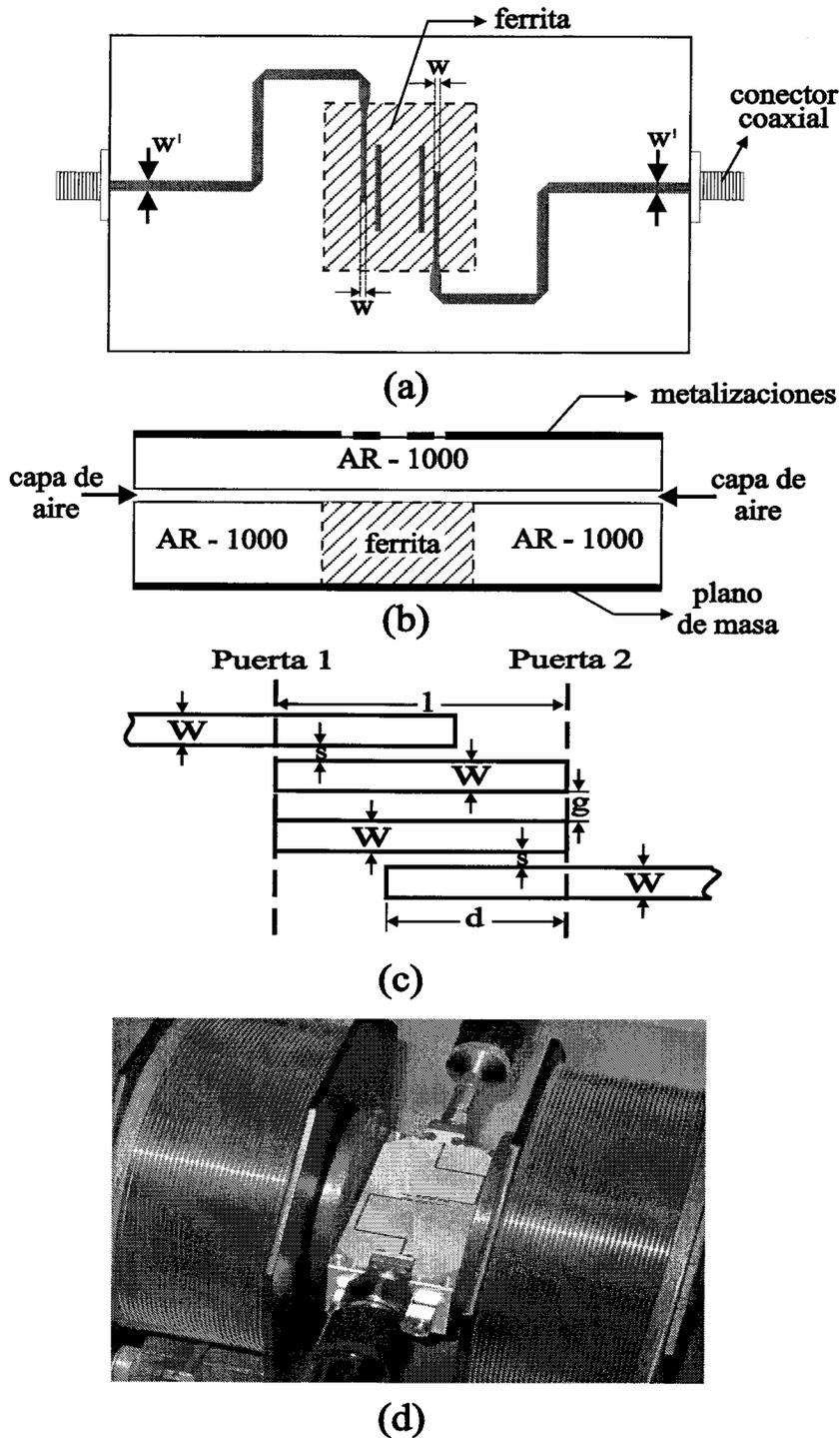


Figura 4.16: Vistas desde arriba (a) y lateral (b) del montaje experimental utilizado para medir un filtro de líneas acopladas sobre sustrato de ferrita. Se incluye un esquema con las dimensiones del filtro de líneas acopladas (c) y una fotografía del filtro entre los polos del electroimán (d).

cambio de anchura corresponde a lo que se conoce vulgarmente como un *taper* en la literatura en inglés [2]. Hay que tener en cuenta que las condiciones ideales de adaptación entre las líneas existentes a los dos lados de la transición nunca se alcanzan ya que mientras la impedancia de las líneas sobre dieléctrico es independiente del campo magnético externo, la impedancia de las líneas sobre ferrita cambia cuando variamos el campo magnético que actúa sobre la ferrita (como se explicó en el capítulo 2). No obstante, teniendo en cuenta las anchuras de línea que se han elegido y los campos magnéticos que se han utilizado en las medidas, se han calculado con el algoritmo del capítulo 2 las impedancias de las líneas sobre ferrita, y se ha comprobado que estas impedancias están siempre próximas a los 50Ω y que el máximo valor estimado para el SWR en la transición es de 1.25. La fotografía que se muestra en la figura 4.16.d corresponde a las medidas del filtro sobre ferrita magnetizada en dirección paralela a las líneas acopladas (caso estudiado en las figuras 4.19 y 4.20). Para medir el filtro sobre ferrita magnetizada en dirección normal al plano de masa (caso estudiado en las figuras 4.18 y 4.19), basta con rotar 90° el filtro de la figura 4.16.d con respecto a la línea imaginaria que une los dos conectores coaxiales. Para medir las pérdidas de retorno y de inserción de los filtros, se ha utilizado un analizador de redes HP8510B, y se ha hecho uso de calibraciones TRL en línea microtira en todos los casos. Asimismo, el campo magnético externo que actúa sobre las ferritas del sustrato de los filtros lo ha proporcionado el electroimán que aparece en la fotografía de la figura 4.16.d, y este campo magnético ha sido medido con una sonda de efecto Hall.

En las figuras 4.17 a 4.20 se presentan los resultados numéricos y experimentales para las pérdidas de retorno y de inserción de filtros de líneas acopladas sobre ferrita como el mostrado en la figura 4.16. Estas figuras muestran la sintonía de los filtros cuando varía el módulo campo magnético de DC, tanto por encima (figuras 4.17 y 4.19) como por debajo (figuras 4.18 y 4.20) de la región de modos magnetostáticos. En todas estas figuras los valores del campo magnético que polariza a las ferritas se han elegido de forma que no existan respuestas espurias causadas por modos resonantes armónicos o por excitación de modos magnetostáticos. Al igual que ocurre con los filtros estudiados en las figs. 4.10 a 4.13, los resultados numéricos muestran que $S_{11} =$

S_{22} y $S_{21} = S_{12}$ para el filtro estudiado en las figs. 4.17 y 4.18, y que $S_{11} \neq S_{22}$ y $S_{21} \neq S_{12}$ para el filtro estudiado en las figs. 4.19 y 4.20. No obstante, los resultados numéricos y experimentales obtenidos para el filtro de las figs. 4.19 y 4.20 indican que se cumple que $|S_{11}| \approx |S_{22}|$ y $|S_{21}| \approx |S_{12}|$ fuera de las bandas de MM, lo que justifica que sólo se hayan representado $|S_{11}|$ y $|S_{21}|$ en las figs. 4.19 y 4.20.

La concordancia entre los resultados numéricos y los experimentales es razonablemente buena, excepto por el hecho de que las pérdidas de inserción medidas en la banda de paso tienden a ser excesivamente altas para valores elevados del módulo del campo magnético de DC a frecuencias situadas por encima de la región de MM (especialmente en las figuras 4.17.c, 4.19.b y 4.19.c). Las diferencias que existen entre los resultados numéricos y experimentales son atribuidas principalmente a que el modelo numérico no tiene en cuenta las pérdidas en los conductores, las pérdidas debidas a las transiciones dieléctrico-ferrita y las discontinuidades en forma de “codo biselado” que sufren las líneas de microtira de la figura 4.16.a.

Los resultados de las figuras 4.17.a a 4.17.c muestran que la frecuencia central del filtro de líneas acopladas sobre ferrita magnetizada normalmente puede ser sintonizada un 8% por encima de las bandas MMDV cuando pasamos de $\mu_0 H_0 = 0.01$ T a $\mu_0 H_0 = 0.08$ T. Al igual que ocurre con los filtros analizados en las figs. 4.10.a y 4.15.a, el filtro analizado en las figs. 4.17.a a 4.17.c experimenta una reducción del ancho de banda cuando aumentamos el valor de $\mu_0 H_0$. De hecho, los resultados numéricos indican que el ancho de banda a 3 dB es de un 9.5% para $\mu_0 H_0 = 0.01$ T, de un 6.5% para $\mu_0 H_0 = 0.05$ T, y de un 3.5% para $\mu_0 H_0 = 0.08$ T. Como ya se comentó en el apartado 4.3.3, la reducción de ancho de banda se atribuye a la disminución del acoplamiento entre las líneas.

En las figuras 4.18.a a 4.18.c se muestran los resultados obtenidos para el filtro de líneas acopladas analizado en las figs. 4.17.a a 4.17.c a frecuencias situadas por debajo de las bandas de MMDV. En este caso encontramos una sintonía del 10% cuando el módulo del campo magnético interno varía desde $\mu_0 H_0 = 0.15$ T a $\mu_0 H_0 = 0.3$ T. Además, al igual que en las figs. 4.12.a y 4.15.b, se observa que el ancho de banda a 3dB no experimenta una variación sustancial al cambiar $\mu_0 H_0$ (de hecho, el ancho de banda obtenido numéricamente es de un 18% cuando $\mu_0 H_0 = 0.15$ T, de un 16%

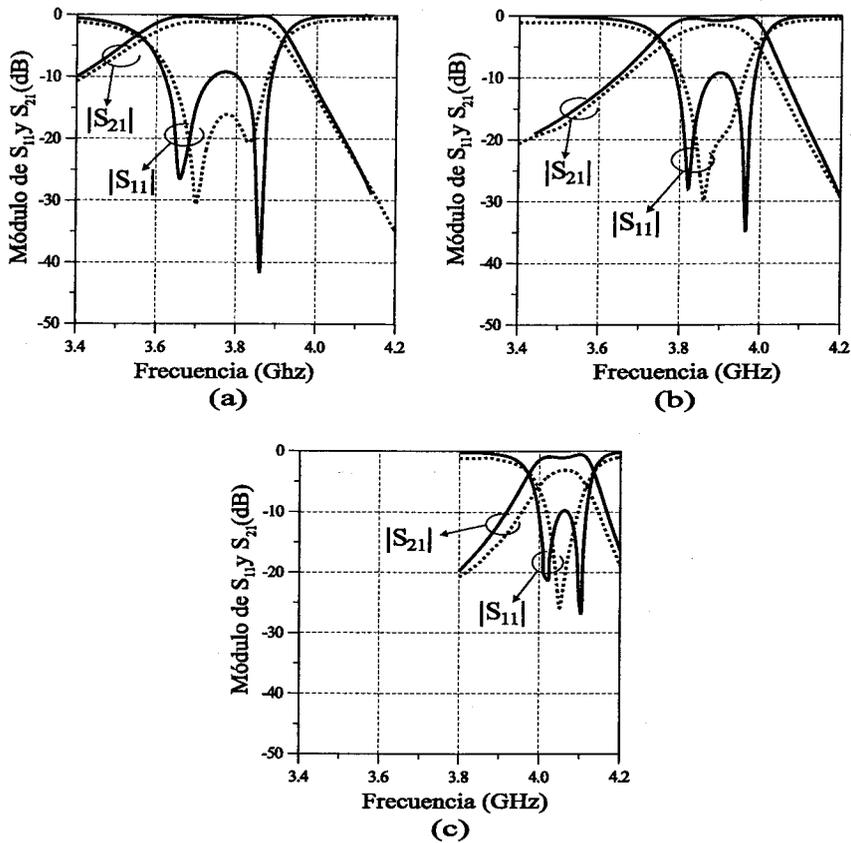


Figura 4.17: Resultados numéricos (línea continua) y experimentales (línea de puntos) para las pérdidas de retorno y de inserción del filtro de líneas acopladas de la fig. 4.16 ($\epsilon_f = 15$, $\epsilon_{d1} = 1$, $\epsilon_{d2} = 10$, $\mu_0 M_s = 0.08$ T, $\mu_0 \Delta H = 0.0005$ T, $h_f = 0.635$ mm, $h_{d1} = 0.01$ mm, $h_{d2} = 0.254$ mm, $w = 0.7$ mm, $s = 0.35$ mm, $g = 1.75$ mm, $l = 15$ mm, $d = 11$ mm). El sustrato de ferrita está magnetizado en dirección normal ($\theta_0 = 0^\circ$) y los resultados se presentan para frecuencias por encima de MMDV cuando $\mu_0 H_0 = 0.01$ T (a), $\mu_0 H_0 = 0.05$ T (b) y $\mu_0 H_0 = 0.08$ T (c).

cuando $\mu_0 H_0 = 0.15$ T, y de un 14.5% cuando $\mu_0 H_0 = 0.3$ T).

En las figs. 4.19.a a 4.19.b se estudia el filtro de la fig. 4.16 en el caso en que el campo magnético de DC es paralelo a las líneas acopladas, y a frecuencias situadas por encima de las bandas de MMS. Aunque la sintonía obtenida es del 12%, existe una reducción drástica del ancho de banda y un importante deterioro de la respuesta del filtro al aumentar $\mu_0 H_0$, lo cual concuerda con los resultados obtenidos para el filtro analizado en la fig. 4.11.a.

El filtro de las fig. 4.19.a a 4.19.c vuelve a ser analizado en la fig. 4.20 por debajo de las bandas de MMRV. En la fig. 4.20 no se presentan resultados experimentales para

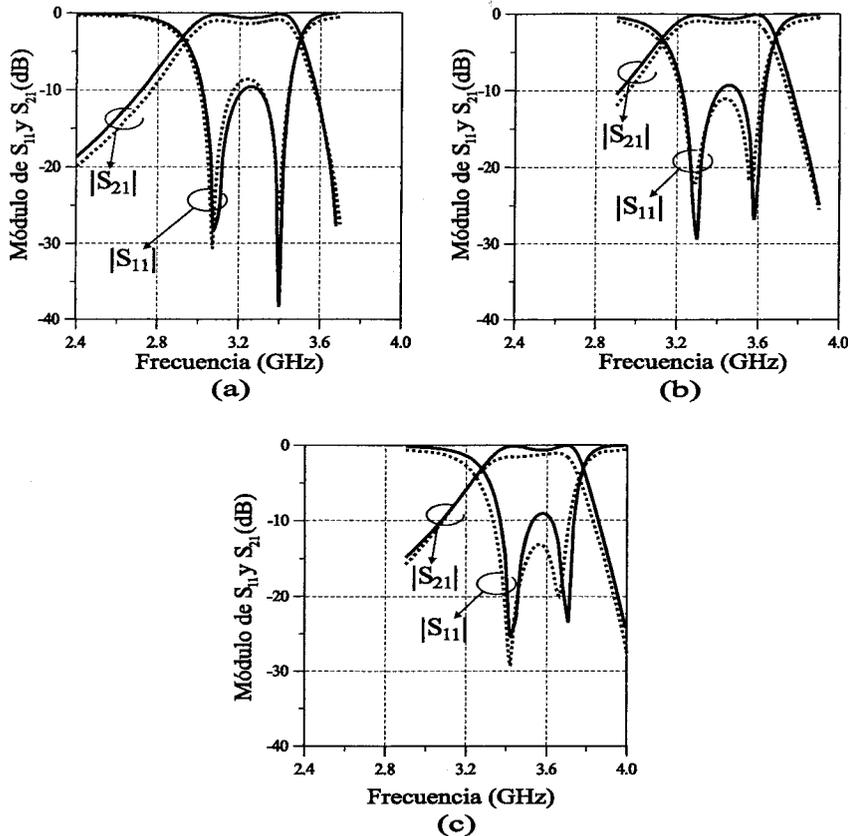


Figura 4.18: Resultados numéricos (línea continua) y experimentales (línea de puntos) para las pérdidas de retorno y de inserción del filtro de líneas acopladas de la fig. 4.16 ($\epsilon_f = 15$, $\epsilon_{d1} = 1$, $\epsilon_{d2} = 10$, $\mu_0 M_s = 0.08$ T, $\mu_0 \Delta H = 0.0005$ T, $h_f = 0.635$ mm, $h_{d1} = 0.01$ mm, $h_{d2} = 0.254$ mm, $w = 0.7$ mm, $s = 0.35$ mm, $g = 1.75$ mm, $l = 15$ mm, $d = 11$ mm). El sustrato de ferrita está magnetizado en dirección normal ($\theta_0 = 0^\circ$) y los resultados se presentan para frecuencias por debajo de MMDV cuando $\mu_0 H_0 = 0.15$ T (a), $\mu_0 H_0 = 0.2$ T (b) y $\mu_0 H_0 = 0.3$ T (c).

el caso $\mu_0 H_0 = 0.3$ T porque el electroimán usado en las medidas no pudo proporcionar ese valor de campo magnético para la distancia entre polos impuesta por la presencia del filtro (véase la fig. 4.16.d). Los resultados numéricos de la figura 4.20 indican que la frecuencia central del filtro puede ser sintonizada un 7% cuando el campo magnético de DC aumenta desde $\mu_0 H_0 = 0.15$ T hasta $\mu_0 H_0 = 0.3$ T. Frente a lo que le ocurre al filtro analizado en las figs. 4.19.a a 4.19.c, el filtro de la fig. 4.20 no experimenta una variación sustancial de ancho de banda al aumentar $\mu_0 H_0$ (de hecho, el ancho de banda obtenido numéricamente es de un 20% cuando $\mu_0 H_0 = 0.15$ T, y de un 17% cuando $\mu_0 H_0 = 0.3$ T).

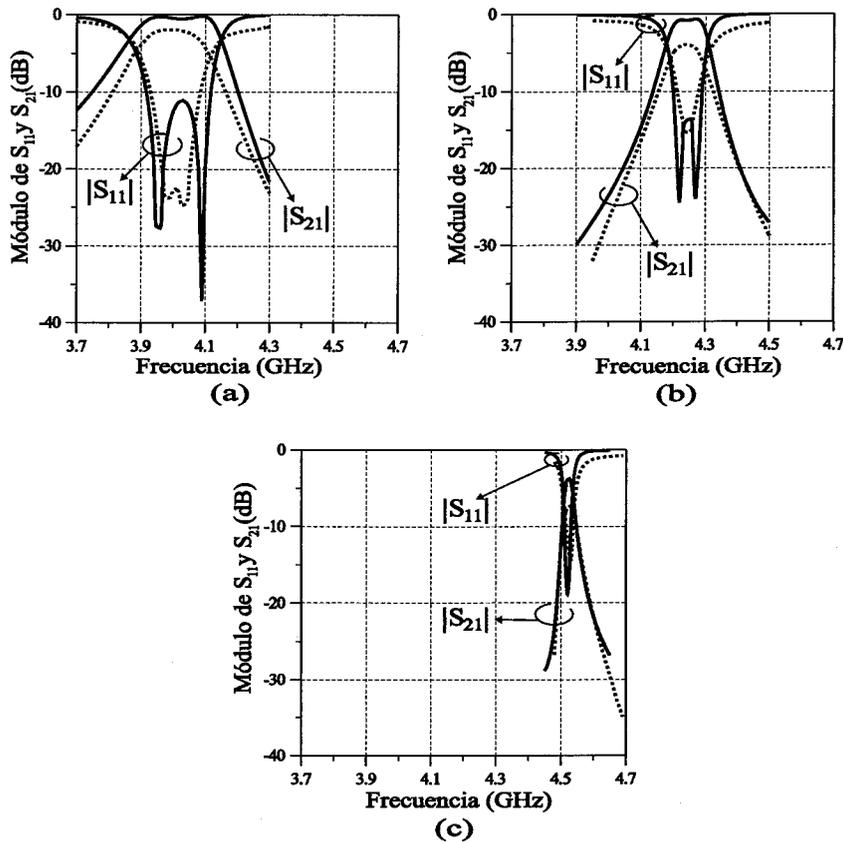


Figura 4.19: Resultados numéricos (línea continua) y experimentales (línea de puntos) de las pérdidas de retorno y de inserción del filtro de líneas acopladas de la fig. 4.16 ($\epsilon_f = 15$, $\epsilon_{d1} = 1$, $\epsilon_{d2} = 10$, $\mu_0 M_s = 0.08$ T, $\mu_0 \Delta H = 0.0005$ T, $h_f = 0.635$ mm, $h_{d1} = 0.01$ mm, $h_{d2} = 0.254$ mm, $w = 0.54$ mm, $s = 0.27$ mm, $g = 1.35$ mm, $l = 15$ mm, $d = 11$ mm). El sustrato de ferrita está magnetizado en dirección longitudinal ($\theta_0 = 90^\circ$) y los resultados se presentan para frecuencias por encima de MMS cuando $\mu_0 H_0 = 0.01$ T (a), $\mu_0 H_0 = 0.05$ T (b) y $\mu_0 H_0 = 0.075$ T (c).

Se observa que la sintonía en frecuencia obtenida para los filtros analizados en las figuras 4.17 a 4.20 es claramente inferior a la obtenida para los filtros analizados en las figs. 4.10 a 4.13. Esta disminución en la sintonía se atribuye al hecho de que la magnetización de saturación de la ferrita utilizada en las medidas ($\mu_0 M_s = 0.08$ T) es mucho menor que la de la ferrita utilizada para obtener los resultados numéricos de las figs. 4.10 a 4.13, y es bien sabido que la capacidad de sintonía de las ferritas es tanto mayor cuanto mayor es su magnetización de saturación [37].

La figura 4.21 muestra las medidas obtenidas para los parámetros de *scattering* del filtro de la figura 4.19.b en una banda ancha de frecuencias. Podemos observar

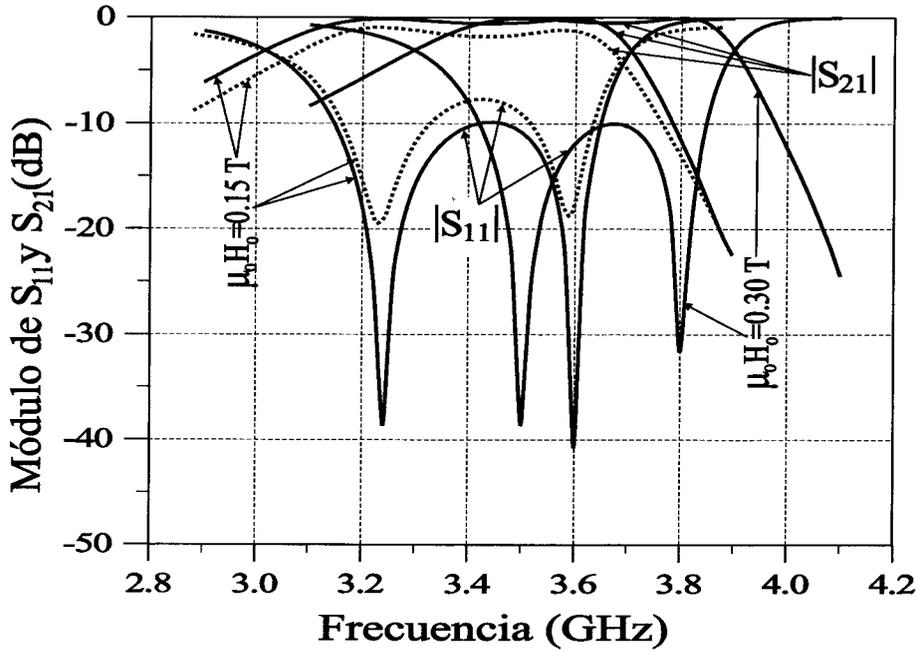


Figura 4.20: Resultados numéricos (línea continua) y experimentales (línea de puntos) de las pérdidas de retorno y de inserción del filtro de líneas acopladas de la fig. 4.16 ($\epsilon_f = 15$, $\epsilon_{d1} = 1$, $\epsilon_{d2} = 10$, $\mu_0 M_s = 0.08$ T, $\mu_0 \Delta H = 0.0005$ T, $h_f = 0.635$ mm, $h_{d1} = 0.01$ mm, $h_{d2} = 0.254$ mm, $w = 0.54$ mm, $s = 0.27$ mm, $g = 1.35$ mm, $l = 15$ mm, $d = 11$ mm). El sustrato de ferrita está magnetizado en dirección longitudinal ($\theta_0 = 90^\circ$) y los resultados se presentan para frecuencias por debajo de MMRV.

que existe una banda de de paso espuria próxima a f_1 en la región donde se pueden excitar los MMRV, y que la transmisión de MMS se excita hasta un nivel de -10 dB en el subintervalo de frecuencias $f_1 < f < f_2$. En cambio, en el subintervalo de frecuencias $f_2 < f < f_3$ la transmisión de MMS es mucho más débil y es fuertemente no recíproca ya que los MMS excitados están ligados a la interfase ferrita-metal y son unidireccionales [21]. Se observa que en el subintervalo $f_2 < f < f_3$ la transmisión de MMS está siempre por debajo de -20 dB en un sentido, y por debajo de -40 dB en sentido contrario. Este bajo nivel de transmisión de MMS en el subintervalo $f_2 < f < f_3$ justifica por qué se ha permitido que este subintervalo pueda entrar dentro de las bandas de sintonía de los resonadores analizados en las figs 4.8.a y 4.9, y de los filtros analizados en las figs. 4.11.a y 4.19. Al hacer esto, se está suponiendo que la respuesta espuria debida a la excitación de MMS en el subintervalo $f_2 < f < f_3$ es despreciable.

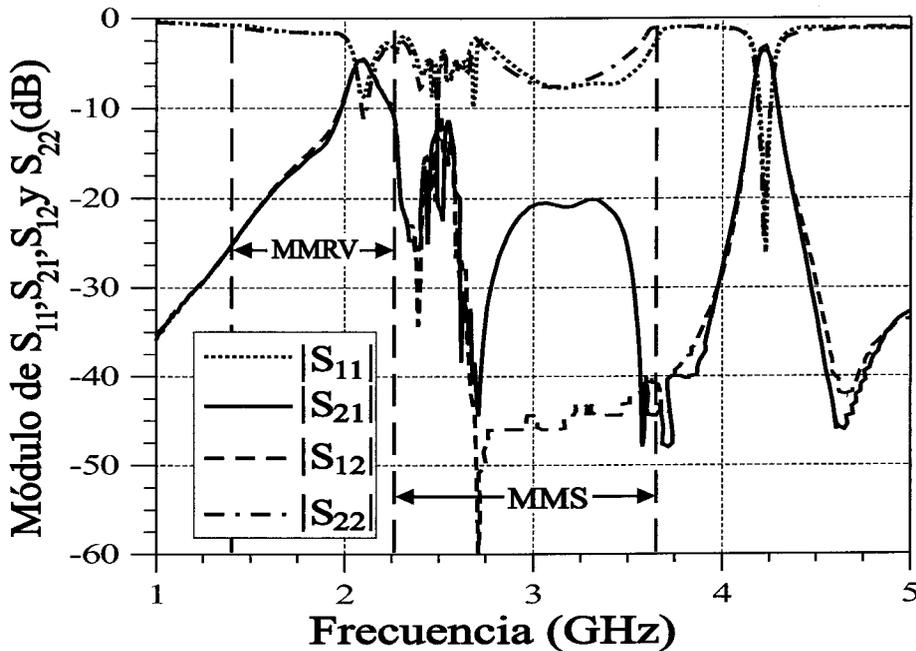


Figura 4.21: Resultados experimentales en banda ancha para los parámetros de *scattering* del filtro analizado en la figura 4.19.b. Se indica cuáles son las bandas de frecuencia de MMRV y de MMS.

4.4. Conclusiones

En este cuarto capítulo hemos cubierto uno de los principales objetivos de esta tesis: hemos presentado un algoritmo numérico capaz de calcular los parámetros de *scattering* de una amplia gama de circuitos microtira de dos puertas sobre sustratos de ferrita magnetizada. Este algoritmo está basado en la aplicación del Método de Galerkin en el dominio espectral para la determinación de las densidades de corriente sobre las metalizaciones de los circuitos, y en la posterior utilización del método *matrix of pencil* para la extracción de los parámetros de *scattering* a partir de las densidades de corriente. Gracias al uso de “tejados” como funciones base, el algoritmo permite estudiar todo tipo de circuitos de dos puertas cuyas metalizaciones presenten esquinas en ángulo recto. Se han obtenido resultados numéricos para resonadores y filtros microtira de distintas geometrías con el fin de demostrar la versatilidad del algoritmo. Asimismo, algunos de los resultados numéricos obtenidos han sido comparados con resultados experimentales y se ha obtenido una buena concordancia,

lo cual demuestra la fiabilidad del algoritmo.

Del estudio realizado de resonadores y filtros sobre sustratos de ferrita podemos extraer las siguientes conclusiones:

- La frecuencia de resonancia de los resonadores y la frecuencia central de los filtros puede ser sintonizada cuando se modifica el módulo y/o la orientación del campo magnético de DC. Es posible sintonizar resonadores y filtros, tanto para frecuencias situadas por encima de las bandas de modos magnetostáticos como para frecuencias situadas por debajo de dichas bandas.
- Para filtros sobre ferrita que operan por encima de las bandas de modos magnetostáticos, tanto si la orientación del campo magnético es normal al plano de masa como si es paralela al plano de masa, se produce una disminución del ancho de banda cuando aumentamos el módulo del campo magnético de DC para aumentar la frecuencia de sintonía. La reducción del ancho de banda es más pronunciada cuando el campo magnético es paralelo al plano de masa que cuando es normal. En los filtros que operan por debajo de las bandas de modos magnetostáticos, no se aprecia una variación sustancial del ancho de banda al cambiar el módulo del campo de DC que sintoniza a los filtros.
- La banda de sintonía en la que operan los resonadores y los filtros está limitada ya que es preciso impedir que aparezcan en dicha banda respuestas espurias debido a la excitación de modos magnetostáticos y de resonancias armónicas.

Capítulo 5

Caracterización de antenas microtira alimentadas por abertura sobre sustratos de ferrita

5.1. Introducción

En este último capítulo pretendemos atacar otro de los principales objetivos de esta tesis: el análisis y diseño de antenas microtira sobre sustrato de ferrita. Este tema ha suscitado un gran interés en los últimos años debido a que las antenas sobre ferrita poseen algunas características especiales que no presentan las antenas microtira convencionales fabricadas sobre sustratos dieléctricos. Por ejemplo, como ya hemos visto en el capítulo 3, las frecuencias de resonancia de los parches microtira sobre ferritas pueden ser sintonizadas variando el módulo del campo magnético de DC que polariza a las ferritas. Si tenemos en cuenta que las antenas microtira son parches microtira resonantes, no nos debe extrañar que se haya demostrado numéricamente y experimentalmente que la frecuencia de operación de las antenas microtira sobre sustrato de ferrita puede ser ajustada mediante variaciones en el módulo del campo magnético de DC [35, 36, 37, 96]. Por otro lado, también se ha demostrado numéricamente y experimentalmente que las antenas microtira con formas cuadrada o anular pueden radiar ondas polarizadas circularmente con una única alimentación cuando

el sustrato soporte de las antenas es una ferrita magnetizada en dirección normal al plano de masa [36, 37]. Además, la polarización circular puede ser conmutada entre Polarización Circular a Izquierdas (PCI o LHCP de *Left Hand Circular Polarized* en la literatura en inglés) y Polarización Circular a Derechas (PCD o RHCP de *Right Hand Circular Polarized* en la literatura en inglés) al invertir el sentido del campo magnético de DC [36, 37]. Las antenas microtira cuadradas fabricadas sobre ferrita también tienen aplicaciones interesantes cuando están magnetizadas paralelamente al plano de masa y a dos de los lados de la metalización. Dichas antenas presentan dos resonancias fundamentales que radian ondas polarizadas linealmente ortogonales, de las cuales sólo una puede ser sintonizada por el campo magnético de DC. Pues bien, resultados experimentales han demostrado que la polarización de estas antenas microtira puede ser sintonizada de circular a lineal a una frecuencia dada mediante el campo magnético de DC si las dos resonancias son excitadas simultáneamente [97, 98]. Las ferritas también encuentran aplicación como sustratos de “agrupaciones de antenas microtira con control electrónico de la dirección del haz principal” (*phased arrays* en la literatura en inglés) ya que permiten conseguir adaptación de impedancias en un amplio intervalo angular del haz principal mediante ajustes del módulo del campo magnético de DC [36, 40]. Finalmente, se ha comprobado también que la sección radar de antenas microtira sobre ferrita puede ser sustancialmente reducida en un amplio rango de frecuencias que se puede sintonizar mediante el módulo del campo magnético de DC [38, 39]. Este rango de frecuencias coincide con el rango de excitación de modos magnetostáticos en el sustrato de ferrita de la antena.

De acuerdo con la revisión que hizo Pozar sobre las antenas parche en microtira [99], existen básicamente cuatro técnicas de alimentación de estas antenas: alimentación por contacto con una línea microtira (fig.5.1.a), alimentación por proximidad a una línea microtira situada entre el parche y el plano de masa (fig.5.1.b), alimentación por acoplamiento a una línea microtira a través de una abertura en el plano de masa común a la antena y la línea microtira (fig.5.1.c), y alimentación por sonda coaxial (fig.5.1.d). Si comparamos estas cuatro técnicas de alimentación, la técnica de acoplamiento por abertura presenta algunas ventajas sobre las otras. La

primera ventaja es que esta técnica nos permite utilizar dos sustratos independientes para el circuito de alimentación y para el elemento radiante, lo cual facilita el diseño independiente del alimentador y de la antena [100, 101]. Además, la radiación procedente del circuito de alimentación no puede interferir con la radiación procedente del parche ya que el plano de masa separa ambos mecanismos de radiación [100]. Otra ventaja de este tipo de antenas es que mientras que la parte reactiva de la impedancia de entrada puede ser controlada mediante la longitud de la microtira acabada en abierto que alimenta la antena, la parte resistiva puede ser controlada mediante la longitud de la abertura, con lo cual, disponemos de dos grados de libertad independientes para conseguir la adaptación de la antena [101].

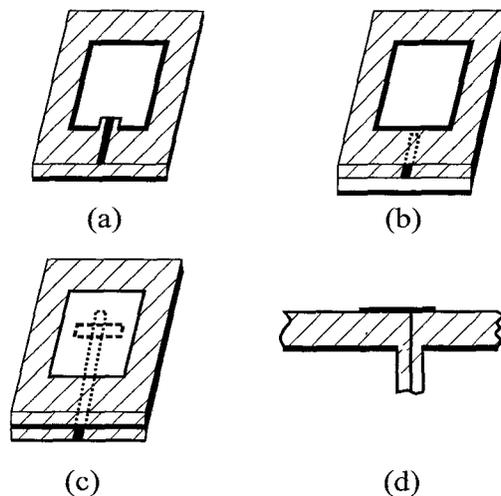


Figura 5.1: Esquema de los diferentes tipos de técnicas de alimentación de antenas microtira: (a) por contacto con una línea microtira; (b) por proximidad a una línea microtira situada entre el parche y el plano de masa; (c) por acoplamiento a una línea microtira a través de una abertura en el plano de masa común a la antena y la línea microtira; (d) por sonda coaxial

La configuración original de las antenas microtira alimentadas por abertura fue presentada en [100] y [101]. A partir de entonces, se han propuesto diferentes versiones de estas antenas que mejoran sus prestaciones. Por ejemplo, se ha logrado aumentar el ancho de banda de las antenas acoplando la resonancia de la abertura a la resonancia del parche [102], apilando dos parches resonantes acoplados [103, 104], o aplicando las dos técnicas a la vez [105]. Asimismo, se han construido antenas alimentadas por abertura que trabajan en dos bandas de frecuencias distintas mediante

el uso de parches rectangulares ranurados [106, 107, 108]. Finalmente, para mejorar el acoplamiento entre las líneas de alimentación y los parches, se ha sugerido utilizar aberturas con forma de H [109] o de pajarita [104] en lugar de la tradicional abertura rectangular [101].

En este último capítulo de la tesis se presenta un algoritmo para el cálculo de la impedancia de entrada normalizada (o lo que es lo mismo, del coeficiente de reflexión) y del diagrama de radiación de antenas microtira alimentadas por abertura que están fabricadas sobre ferritas magnetizadas en una dirección arbitraria. La existencia de una gran variedad de diseños para las antenas microtira alimentadas por abertura exige que este algoritmo sea capaz de analizar antenas sobre sustratos multicapa conteniendo parches (simples o apilados) y aberturas de formas muy variadas. Por este motivo, este algoritmo, al igual que los que aparecen en capítulos anteriores de la tesis, va a estar basado en la aplicación del MMDE con funciones base del tipo “tejado”. En publicaciones previas en las que se trata el análisis de antenas microtira sobre sustratos de ferrita, se ha aplicado el MMDE al análisis de antenas alimentadas por proximidad a una línea microtira [110] y por sonda coaxial [36]. Además, también se ha utilizado el método de los elementos finitos para estudiar antenas resguardadas en una cavidad y alimentadas por sonda coaxial [111], y el método de la línea de transmisión (conocido como TLM en la literatura en inglés), para estudiar antenas alimentadas por contacto con una microtira [112]. Hasta donde llega nuestro conocimiento, el trabajo que se presenta en este capítulo de la Memoria es el primero en el que se analizan antenas microtira alimentadas por abertura sobre sustrato de ferrita. Además, este trabajo también es el primero en el que se analizan en detalle las propiedades de adaptación y polarización de las antena microtira sobre ferritas para cualquier orientación del campo magnético de DC aplicado a las ferritas.

5.2. Geometría del problema y descripción del algoritmo

La figura 5.2.a muestra el perfil de la antena microtira alimentada por abertura que vamos a estudiar en este capítulo. El parche radiante descansa sobre un sustrato de cuatro capas, tres de ellas dieléctricas y una de ferrita. Algunas de las capas dieléctricas no aparecerán en el sustrato de las antenas analizadas en el apartado de resultados de este capítulo, pero la lámina de ferrita siempre estará presente. En cuanto al sustrato de la línea microtira de alimentación, éste está compuesto por una única capa de dieléctrico. Como ya se ha comentado, supondremos que el campo magnético de DC puede tener una orientación arbitraria en el interior de la capa de ferrita, y la figura 5.2.b es un recordatorio de los ángulos que describen esa orientación (véase también la fig. 1.1). De acuerdo con esta última figura, el tensor permeabilidad magnética de la ferrita tendrá la forma genérica $\overline{\mu_g}(\theta_0, \phi_0)$ que aparece en la ecuación (1.10). Al igual que ocurre con las metalizaciones de las estructuras analizadas en los capítulos 3 y 4, el algoritmo que se ha diseñado para el análisis de antenas microtira alimentadas por abertura sobre sustrato de ferrita permite obtener resultados para parches y aberturas con esquinas en ángulo recto de geometrías muy variadas. En particular, las figuras 5.2.c y 5.2.d muestran las vistas desde arriba y las dimensiones de dos de las antenas alimentadas por abertura que hemos analizado en el apartado 5.3 de este capítulo: un parche rectangular alimentado por una abertura rectangular y un parche con forma de anillo cuadrado alimentado por una abertura con forma de H. Como se muestra en las figuras 5.2.c y 5.2.d, hemos supuesto que la línea microtira que alimenta las antenas es paralela al eje x , y que está excitada por un generador de voltaje *delta-gap* localizado en el plano $x = -x_{exc}$. Este generador de voltaje es del mismo tipo que los dos generadores que aparecen en la fig. 4.1.b. Al igual que en capítulos anteriores, a la hora de analizar la antenas microtira alimentada por abertura de la fig. 5.2.a, supondremos que las metalizaciones de la línea microtira de alimentación, del plano de masa y del parche radiante son conductores ideales de espesor despreciable, y que tanto el plano de masa como el sustrato multicapa se extienden hasta infinito en las direcciones x e y . Asimismo, supondremos que los

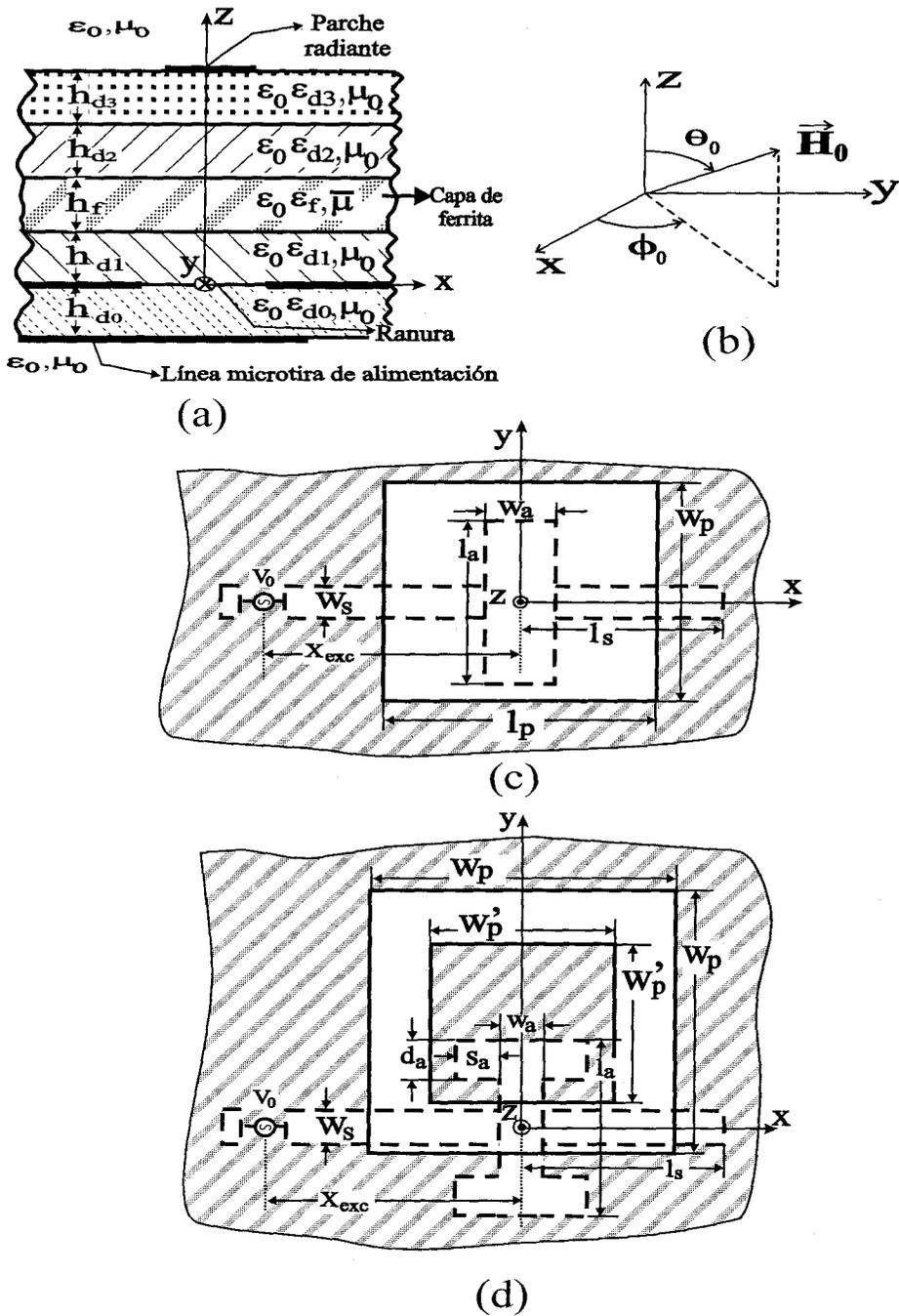


Figura 5.2: (a) Perfil de la antena microtira alimentada por abertura sobre ferrita que se analiza en este capítulo. (b) Orientación del campo magnético de DC en el interior de la capa de ferrita con respecto a los ejes de coordenadas. (c) Vista desde arriba de una antena parche rectangular alimentada por una abertura rectangular. (d) Vista desde arriba de una antena parche con forma de anillo cuadrado, alimentada por una abertura con forma de H.

campos de AC existentes alrededor de las antenas tienen una dependencia temporal del tipo $e^{j\omega t}$, que será suprimida de ahora en adelante.

A continuación, vamos a ver cómo se calcula el coeficiente de reflexión S_{11} y el diagrama de radiación de la antena alimentada por abertura que aparece en la fig. 5.2.a. Sea $\mathbf{j}_p(x, y)$ la densidad de corriente eléctrica sobre la superficie S_p del parche radiante de la figura 5.2.a. Asimismo, sea $\mathbf{j}_s(x, y)$ la densidad de corriente eléctrica sobre la superficie S_s formada por la tira metálica de la línea de alimentación y por el generador de voltaje *delta-gap* (véanse las figuras 5.2.c y 5.2.d). Cuando se lleva a cabo el análisis de antenas microtira alimentadas por abertura como la de la fig. 5.2.a, es costumbre hacer uso del teorema de equivalencia para cerrar la superficie S_a de la abertura y reemplazar la abertura por dos corrientes magnéticas equivalentes, una situada por encima del plano de masa sin abertura y otra por debajo [101, 104]. Estas dos corrientes magnéticas tienen densidades de corriente de igual módulo pero de signo contrario, $\mathbf{M}_a(x, y)$ y $-\mathbf{M}_a(x, y)$ ($(x, y) \in S_a$), para asegurar la continuidad del campo eléctrico tangencial en la abertura [101, 104]. Pues bien, la determinación de las tres funciones vectoriales $\mathbf{j}_p(x, y)$, $\mathbf{j}_s(x, y)$ y $\mathbf{M}_a(x, y)$ para las antena de la fig. 5.2.a es muy importante ya que a partir de estas funciones se pueden obtener, tanto el coeficiente de reflexión en la línea que alimenta la antena como el diagrama de radiación de la antena. Con vistas a calcular las tres funciones $\mathbf{j}_p(x, y)$, $\mathbf{j}_s(x, y)$ y $\mathbf{M}_a(x, y)$, en este trabajo se ha resuelto un conjunto de tres ecuaciones integrales acopladas. La primera ecuación integral aparece al aplicar las condiciones de contorno en la superficie S_s , obligando a que el campo eléctrico tangencial sea cero sobre la porción metálica de S_s (que corresponde a la tira de la microtira de alimentación) e igual al campo eléctrico tangencial de excitación en la porción infinitesimal de S_s ocupada por el generador *delta-gap*. Esta ecuación integral puede escribirse como:

$$\begin{aligned} \hat{\mathbf{z}} \times & \left[\int_{S'_s} \overline{\mathbf{G}}_{EJ}^-(x - x', y - y', z = -h_{d0} | z' = -h_{d0}) \cdot \mathbf{j}_s(x', y') dx' dy' - \right. \\ & \left. \int_{S'_a} \overline{\mathbf{G}}_{EM}^-(x - x', y - y', z = -h_{d0} | z' = 0^-) \cdot \mathbf{M}_a(x', y') dx' dy' \right] = \hat{\mathbf{z}} \times \mathbf{E}_{exc}(x, y) \\ & = -V_0 \delta(x + x_{exc}) \left[u\left(y - \frac{w_s}{2}\right) - u\left(y + \frac{w_s}{2}\right) \right] \hat{\mathbf{y}} \quad (x, y) \in S_s \end{aligned} \quad (5.1)$$

donde V_0 es el voltaje a través del generador *delta-gap* conectado a la línea de alimentación, $\delta(\bullet)$ y $u(\bullet)$ son la función delta de Dirac y la función de Heaviside respectivamente (véase la ecuación (4.2)), y $\overline{\mathbf{G}}_{EJ}^-$ ($\overline{\mathbf{G}}_{EM}^-$) es la función diádica de Green para el campo eléctrico creado por una densidad de corriente eléctrica (magnética) en el semiespacio $z < 0$ de la figura 5.2.a cuando la abertura está “cortocircuitada”.

La segunda ecuación integral se obtiene cuando obligamos a que el campo eléctrico tangencial sobre la superficie del parche radiante S_p sea cero, esto es:

$$\hat{z} \times \left[\int_{S'_a} \overline{\mathbf{G}}_{EM}^+(x - x', y - y', z = h_{su}^+ | z' = 0^+) \cdot \mathbf{M}_a(x', y') dx' dy' + \int_{S'_p} \overline{\mathbf{G}}_{EJ}^+(x - x', y - y', z = h_{su}^+ | z' = h_{su}^+) \cdot \mathbf{j}_p(x', y') dx' dy' \right] = \mathbf{0} \quad (x, y) \in S_p \quad (5.2)$$

donde $h_{su}^+ = h_{d1} + h_f + h_{d2} + h_{d3}$ es el espesor del sustrato de cuatro capas situado bajo el parche y $\overline{\mathbf{G}}_{EM}^+$ ($\overline{\mathbf{G}}_{EJ}^+$) es la función diádica de Green para el campo eléctrico creado por una densidad de corriente eléctrica (magnética) en el semiespacio $z > 0$ de la figura 5.2.a cuando la abertura está “cortocircuitada”.

Finalmente, la tercera ecuación resulta de aplicar la continuidad del campo magnético a través de la abertura, esto es:

$$\hat{z} \times \left[\int_{S'_s} \overline{\mathbf{G}}_{HJ}^-(x - x', y - y', z = 0 | z' = -h_{d0}) \cdot \mathbf{j}_s(x', y') dx' dy' - \int_{S'_a} \overline{\mathbf{G}}_{HM}^-(x - x', y - y', z = 0 | z' = 0^-) \cdot \mathbf{M}_a(x', y') dx' dy' - \int_{S'_a} \overline{\mathbf{G}}_{HM}^+(x - x', y - y', z = 0 | z' = 0^+) \cdot \mathbf{M}_a(x', y') dx' dy' - \int_{S'_p} \overline{\mathbf{G}}_{HJ}^+(x - x', y - y', z = 0 | z' = h_{su}^+) \cdot \mathbf{j}_p(x', y') dx' dy' \right] = \mathbf{0} \quad (x, y) \in S_a \quad (5.3)$$

donde $\overline{\mathbf{G}}_{HJ}^-$ ($\overline{\mathbf{G}}_{HM}^-$) es la función diádica de Green para el campo magnético creado por una densidad de corriente eléctrica (magnética) en el semiespacio $z < 0$ cuando la abertura está “cortocircuitada” y $\overline{\mathbf{G}}_{HJ}^+$ ($\overline{\mathbf{G}}_{HM}^+$) es la función diádica de Green para el campo magnético creado por una densidad de corriente eléctrica (magnética) en el semiespacio $z > 0$ cuando la abertura está “cortocircuitada”.

Para resolver el conjunto de tres ecuaciones integrales acopladas (5.1) a (5.3), se ha empleado la misma técnica que se describe en los capítulos 3 y 4 de esta Memoria. Primero, se ha aproximado cada una de las funciones desconocidas $\mathbf{j}_p(x, y)$, $\mathbf{j}_s(x, y)$ y $\mathbf{M}_a(x, y)$ mediante una combinación lineal de funciones base del tipo “tejado” [113]. Concretamente, para $\mathbf{j}_p(x, y)$ y $\mathbf{j}_s(x, y)$ se han utilizado expresiones matemáticas similares a las que aparecen en las ecuaciones (3.3) a (3.5), y para $\mathbf{M}_a(x, y)$ se ha utilizado una aproximación del tipo:

$$\mathbf{M}_a(x, y) = \sum_{k=1}^{N_a} a_k \mathbf{M}_{a,k}(x, y) \quad (5.4)$$

donde:

$$\mathbf{M}_{a,k}(x, y) = T_x(x - x_k, y - y_k) \hat{\mathbf{x}} \quad (k = 1, \dots, N_{ax}) \quad (5.5)$$

$$\mathbf{M}_{a,k}(x, y) = T_y(x - x_k, y - y_k) \hat{\mathbf{y}} \quad (k = N_{ax} + 1, \dots, N_a) \quad (5.6)$$

En la ecuación anterior $T_x(x, y)$ y $T_y(x, y)$ son las funciones definidas en (3.6) y (3.7), N_{ax} es el número de funciones base utilizadas para aproximar la componente x de $\mathbf{M}_a(x, y)$ y $N_{ay} = N_a - N_{ax}$ es el número de funciones base utilizado para aproximar la componente y de $\mathbf{M}_a(x, y)$.

Una vez obtenidas las aproximaciones de las tres funciones $\mathbf{j}_p(x, y)$, $\mathbf{j}_s(x, y)$ y $\mathbf{M}_a(x, y)$ en términos de funciones base del tipo “tejado”, dichas aproximaciones han sido introducidas en las ecuaciones integrales (5.1) a (5.3) y se ha aplicado la versión Galerkin del método de momentos. Al igual que en los capítulos 3 y 4, los elementos de la matriz de Galerkin han sido calculadas en el dominio espectral, y las transformadas de Fourier bidimensionales de las funciones diádicas de Green han sido obtenidas siguiendo el procedimiento descrito en el Apéndice A de esta Memoria. Además, la técnica de aceleración de integrales descrita en las ecuaciones (3.11) a (3.14) ha sido utilizada para calcular aquellas entradas de la matriz de Galerkin que involucran a dos funciones base pertenecientes a la misma función incógnita (esto es, o bien a dos funciones base pertenecientes a la aproximación de $\mathbf{j}_p(x, y)$, o a la aproximación de $\mathbf{j}_s(x, y)$, o a la aproximación de $\mathbf{M}_a(x, y)$). Sin embargo, hay que decir que no ha sido necesario aplicar la técnica de aceleración de integrales para calcular las

entradas de la matriz de Galerkin que involucran funciones base pertenecientes a funciones incógnita distintas ya que, en este caso, los integrandos de las integrales decaen exponencialmente y el cálculo numérico de dichas integrales es muy rápido.

Una vez resuelto el conjunto de ecuaciones integrales (5.1), (5.2) y (5.3), se ha calculado el coeficiente de reflexión S_{11} en la línea microtira que alimenta la antena a partir de la densidad de corriente $\mathbf{j}_s(x, y)$. Para ello, hemos obtenido muestras de la intensidad de corriente en un tramo de línea de alimentación de 1,25 longitudes de onda, que está suficientemente lejos del generador *delta-gap* y de la abertura (alrededor de 0.5 longitudes de onda). Aplicando la técnica *matrix pencil* a las muestras de la intensidad de corriente, se han extraído las amplitudes complejas de las ondas de corriente de ida y de vuelta [104] y, a partir de estas amplitudes, se ha determinado el valor de S_{11} (véanse las ecuaciones (4.5) y (4.6)), y por tanto, de la impedancia de entrada de la antena normalizada a la impedancia característica de la línea de alimentación.

Con vistas a obtener el campo eléctrico de radiación en el semiespacio superior de aire $z > h_{su}^+$ de la figura 5.2.a., se ha utilizado la expresión analítica de este campo de radiación en términos de la Transformada de Fourier Bidimensional (TFBD) del campo eléctrico tangencial en el plano $z = h_{su}^+$ que se obtiene mediante el método de la fase estacionaria (véanse las páginas 164 a 169 de [114]). De forma análoga, el campo eléctrico de radiación en el semiespacio inferior de aire $z < -h_{d0}$ de la figl 5.2.a ha sido obtenido en términos de la TFBD del campo eléctrico tangencial en el plano $z = -h_{d0}$. Por otro lado, de acuerdo con la teoría expuesta en [44], las TFBD del campo eléctrico tangencial en los planos $z = h_{su}^+$ y $z = -h_{d0}$ pueden calcularse mediante relaciones algebraicas en términos de las TFBD de las tres funciones incógnita $\mathbf{j}_p(x, y)$, $\mathbf{j}_s(x, y)$ y $\mathbf{M}_a(x, y)$ y en términos de la FDGE que se calculan siguiendo el procedimiento descrito en el Apéndice A. Esto quiere decir que los campos de radiación de la antena de la fig. 5.2.a pueden obtenerse de forma relativamente sencilla en términos de las TFBD de $\mathbf{j}_p(x, y)$, $\mathbf{j}_s(x, y)$ y $\mathbf{M}_a(x, y)$. Una vez conocidos los campos de radiación emitidos en los semiespacios $z > h_{su}^+$ y $z < -h_{d0}$, es trivial el cálculo de la directividad de la antena, de su estado de polarización y de la “razón de radiación arriba/abajo” (cociente entre el máximo de la densidad de potencia radiada al semiespacio $z >$

h_{su}^+ y el máximo de la densidad de potencia radiada al semiespacio $z < -h_{d0}$). La ganancia, G , de la antena puede obtenerse en términos del campo eléctrico radiado al semiespacio superior ($z > h_{su}^+$) y de la potencia suministrada a la antena por medio de la línea microtira de alimentación como se indica:

$$G = 10 \log \left[\frac{2\pi r^2 |\mathbf{E}_{lej,+}^{max}(r)|^2}{Z_0 Z_{mic} |I_0^+|^2 (1 - |S_{11}|^2)} \right] \quad (5.7)$$

donde Z_0 y Z_{mic} son las impedancias del espacio libre y de la línea microtira de alimentación respectivamente (Z_{mic} puede ser calculada mediante el algoritmo descrito en el capítulo 2), $|I_0^+|$ es el módulo de la amplitud compleja de la onda de corriente que viaja por la línea de alimentación desde el generador hacia la antena (I_0^+ se obtiene al aplicar la técnica *matrix pencil* a la corriente que circula por dicha línea), y $\mathbf{E}_{lej,+}^{max}(r)$ es el valor máximo que toma el campo eléctrico de radiación en la región ($z > h_{su}^+$) en función de la distancia r que hay desde el punto donde se calcula dicho campo de radiación al centro geométrico del parche radiante r .

Al igual que en el capítulo anterior, para reducir el tiempo de computación que necesitamos para el análisis de una antena en un intervalo amplio de frecuencias, hemos calculado los elementos de la matriz de Galerkin en unas cuantas frecuencias dentro del intervalo de frecuencias de interés y hemos obtenido expresiones analíticas interpolantes que permiten calcular los citados elementos de la matriz de Galerkin para cualquier frecuencia dentro del intervalo [36].

5.3. Resultados numéricos y experimentales

5.3.1. Comprobación del método numérico

Con el fin de comprobar la validez del método numérico descrito en la sección previa, hemos comparado los resultados experimentales publicados en [101] para la impedancia de entrada de una antena microtira alimentada por abertura sobre sustrato dieléctrico con los resultados numéricos proporcionados por el simulador comercial “Ensemble”, y con los resultados numéricos obtenidos con nuestro algoritmo en el límite no-magnético (es decir, en el límite en que $M_s = 0$, $H_0 = 0$ y $\Delta H = 0$ dentro

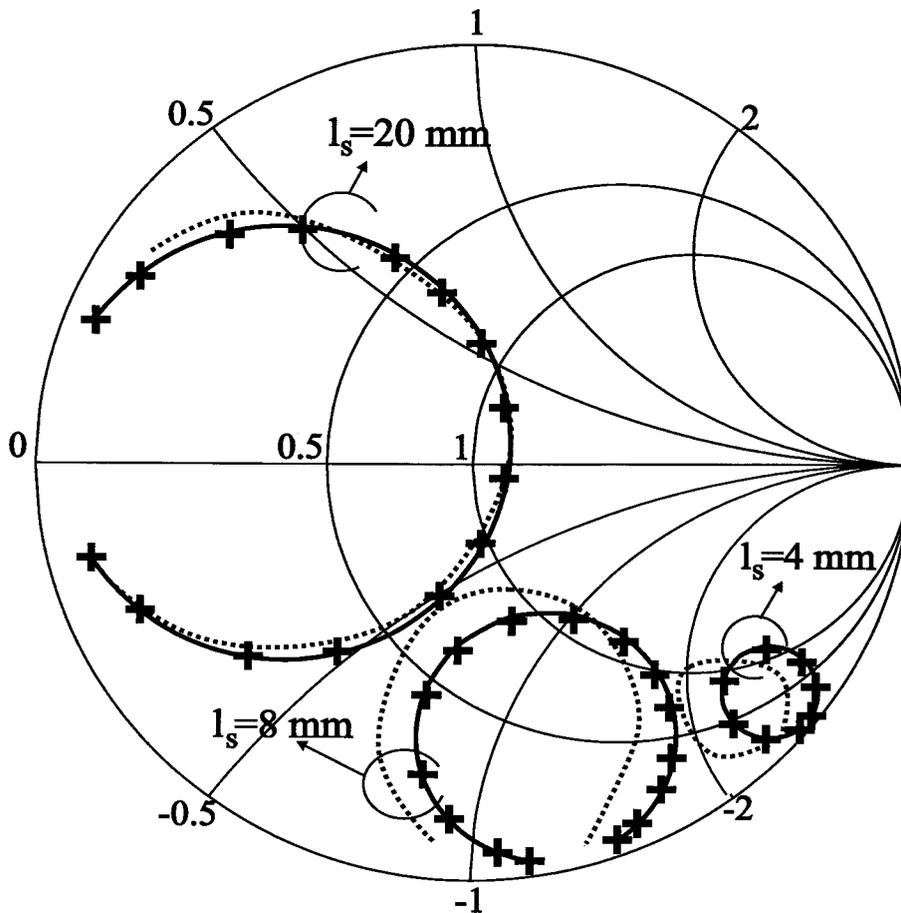
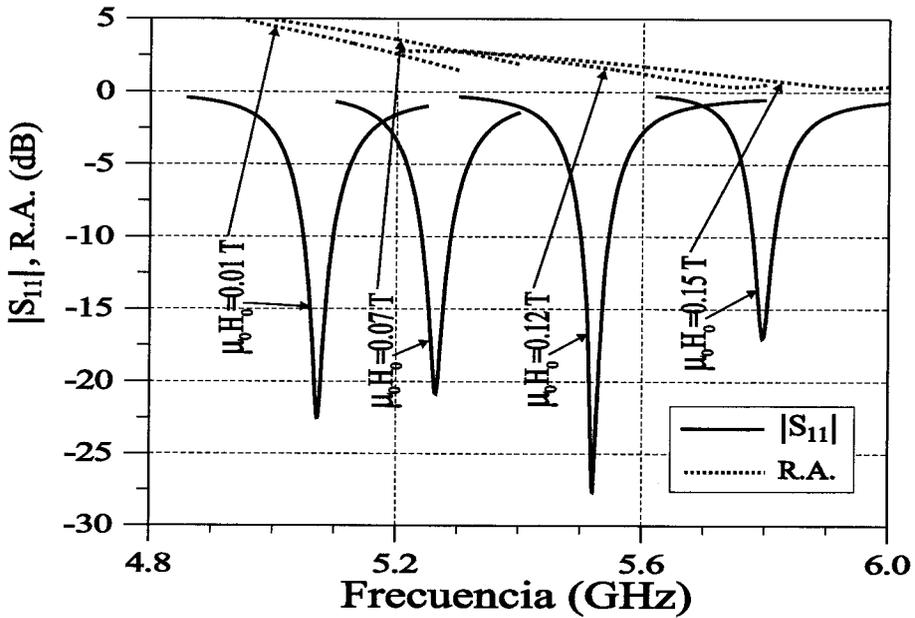


Figura 5.3: Impedancia de entrada de una antena parche rectangular alimentada por abertura rectangular (véase la fig. 5.2.c). El sustrato del parche es una lámina simple de dieléctrico. Se presentan resultados para diferentes longitudes de la línea microtira de alimentación. Comparamos nuestros resultados (línea continua) con los resultados numéricos proporcionados por “Ensemble” (+) y con los resultados experimentales publicados en [101] (línea de puntos). La impedancia de entrada se calcula en el plano $x = 0$ de fig. 5.2.c. Datos de la estructura: $h_{d0} = h_f = 1.6$ mm, $h_{d1} = h_{d2} = h_{d3} = 0$, $\epsilon_{d0} = \epsilon_f = 2.54$, $M_s = H_0 = \Delta H = 0$, $w_s = 4.42$ mm, $w_a = 1.55$ mm, $l_a = 11.2$ mm, $w_p = 30$ mm, $l_p = 40$ mm, $f_{inicial} = 2.15$ GHz, $f_{final} = 2.275$ GHz.

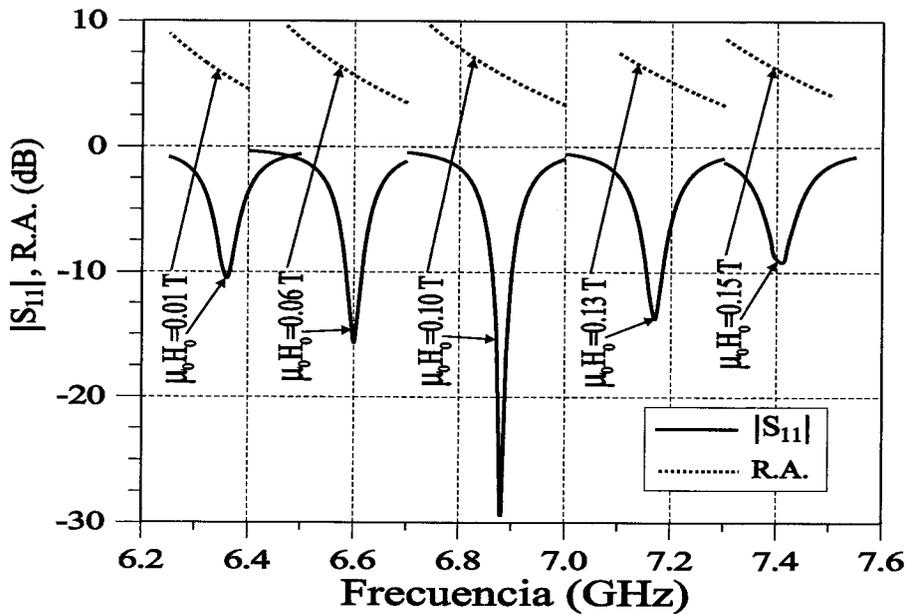
de la capa de ferrita). Podemos ver que existe una concordancia razonable entre nuestros resultados y los resultados experimentales (la concordancia es similar a la que existe en [101] entre resultados numéricos y experimentales), y que la concordancia es excelente entre nuestros resultados numéricos y los resultados numéricos generados por “Ensemble”. Nos gustaría añadir que muchas de las antenas sobre sustrato de ferrita analizadas en este apartado de resultados (véanse las figuras 5.4 a 5.15) han sido también analizadas en el límite no-magnético, y los resultados obtenidos en este límite han sido comparados con los que proporciona el simulador “Ensemble”. En todos los casos se ha encontrado una concordancia excelente entre nuestros resultados y los que proporciona “Ensemble”.

5.3.2. Antenas sobre ferritas magnetizadas normalmente al plano de masa

Las figuras 5.4.a y 5.4.b muestran resultados obtenidos para un parche microtira cuadrado alimentado por una abertura rectangular. El parche está impreso sobre una lámina de ferrita magnetizada normalmente al plano de masa ($\theta_0 = 0^\circ$). El mismo parche con el mismo sustrato de ferrita fue analizado por Pozar en [36], pero Pozar no utilizó alimentación por abertura sino alimentación por sonda coaxial (véase la fig. 5.1.d). Pozar observó que el parche tiene dos resonancias cercanas que pueden radiar ondas polarizadas circularmente, y que las resonancias pueden ser excitadas mediante una única alimentación. La resonancia de menor frecuencia radia ondas con PCI y la resonancia de mayor frecuencia radia ondas con PCD. Además, el sentido de la polarización circular radiada por las dos resonancias se invierte al cambiar el sentido del campo que magnetiza la ferrita. Todos estos fenómenos han sido observados para el parche cuadrado sobre sustrato de ferrita alimentado por abertura rectangular que se analiza en las figs. 5.4.a y 5.4.b. De hecho, los resultados de la figura 5.4.a pertenecen a una antena que puede radiar ondas con PCI (como suele ser costumbre en el ámbito de las antenas, se admite que la polarización es circular cuando la razón axial es inferior a 3 dB) y los de la fig. 5.4.b, a una antena que puede radiar ondas con PCD. Si admitimos que la antena objeto de estudio está adaptada cuando $|S_{11}| < -10$ dB,



(a)

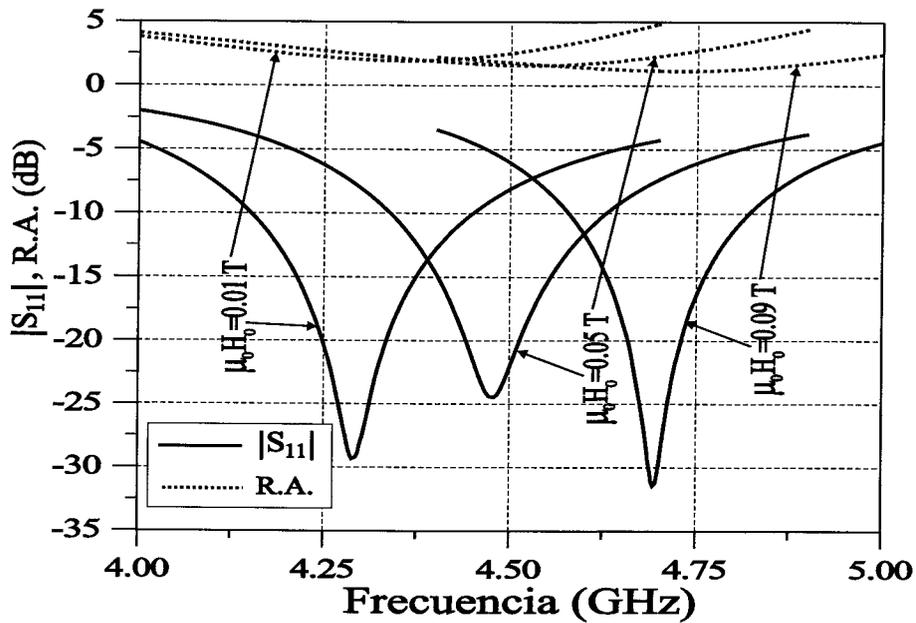


(b)

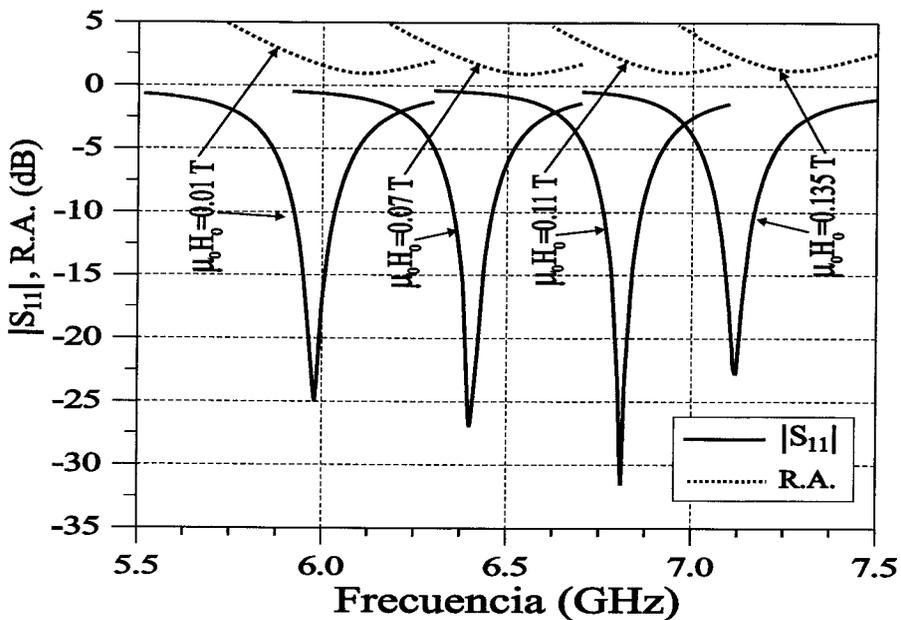
Figura 5.4: Pérdidas de retorno y razón axial de un parche microtira cuadrado impreso sobre una capa de ferrita, y alimentado por una abertura rectangular (véase la fig. 5.2.c). La ferrita está normalmente magnetizada ($\theta_0 = 0^\circ$). Se presentan resultados para distintos valores de $\mu_0 H_0$, y se estudian dos modos resonantes distintos que radian PCI (a) y PCD (b). Datos de la estructura: $h_{d0} = 0.635$ mm, $h_f = 1.27$ mm, $h_{d1} = h_{d2} = h_{d3} = 0$, $\epsilon_{d0} = 10$, $\epsilon_f = 15$, $\mu_0 M_s = 0.065$ T, $\Delta H = 0$, $w_s = 0.6$ mm, $w_a = 0.4$ mm, $w_p = l_p = 6.1$ mm; (a): $l_a = 5$ mm, $l_s = 1.85$ mm; (b): $l_a = 4$ mm, $l_s = 1.2$ mm.

los resultados de la figura 5.4.a muestran que la antena con PCI puede sintonizarse sin perder la adaptación un 14 % cuando variamos el módulo del campo magnético de DC desde $\mu_0 H_0 = 0.01$ T hasta $\mu_0 H_0 = 0.15$ T. Por otro lado, la antena con PCD de la fig. 5.4.b puede sintonizarse sin perder la adaptación un 8.5 % cuando el módulo del campo magnético de DC cambia de $\mu_0 H_0 = 0.06$ T a $\mu_0 H_0 = 0.13$ T. Se observa que este rango de sintonía de la antena con PCD es menor que el de la antena con PCI, lo cual es debido a que la adaptación de la antena con PCD empeora rápidamente cuando el módulo del campo magnético de DC se aleja de $\mu_0 H_0 = 0.1$ T. Estas diferentes capacidades de sintonía ya fueron comentadas en el artículo de Pozar [36]. El problema principal que presenta la antena de las figs. 5.4.a y 5.4.b es que el ancho de banda para todos los valores de $\mu_0 H_0$ es tan pequeño (menor del 1 % en el caso con PCI y menor del 0.5 % en el caso con PCD) que el rango de frecuencias en el que la antena está adaptada rara vez coincide con el rango de frecuencias en el que la razón axial es menor de 3 dB (o lo que es lo mismo, con el rango de frecuencias en que se admite que la antena está polarizada circularmente), siendo la situación especialmente mala en el caso de radiación con PCD. Este último hecho hace que la antena sintonizable analizada en las figs. 5.4.a y 5.4.b sea poco útil en aplicaciones en las que se requiere polarización circular.

Teniendo en mente las malas prestaciones que presenta la antena de las figuras 5.4.a y 5.4.b para aplicaciones de polarización circular, en las figuras 5.5.a y 5.5.b se propone un nuevo diseño de antena microtira sobre ferrita con polarización circular en la que el parche está impreso sobre una capa de ferrita, y ésta a su vez se apoya sobre una capa de espuma sólida (“foam” en la literatura en inglés) en contacto con el plano de masa. En las figuras 5.5.a y 5.5.b se observa que la presencia de la capa de espuma no solo incrementa el ancho de banda de la antena para todos los valores de $\mu_0 H_0$ (alrededor del 6 % en el caso con PCI, y alrededor del 1.5 % en el caso con PCD) sino que también ayuda a disminuir la distancia entre el rango de frecuencias en las que hay adaptación y el rango de frecuencias con razón axial menor de 3dB. De esta forma, en las figuras 5.5.a y 5.5.b se cumple siempre que la razón axial es menor a 3dB cuando $|S_{11}| < -10$ dB. Además, la presencia de la lámina de espuma mejora la ganancia, que pasa de ser 4.5 dBi en la antena de las figuras 5.4.a y 5.4.b



(a)

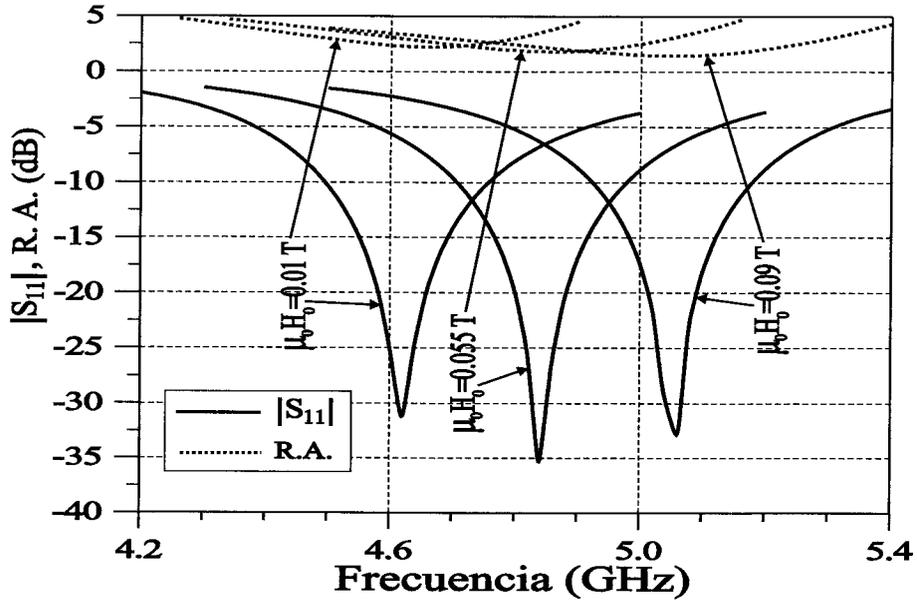


(b)

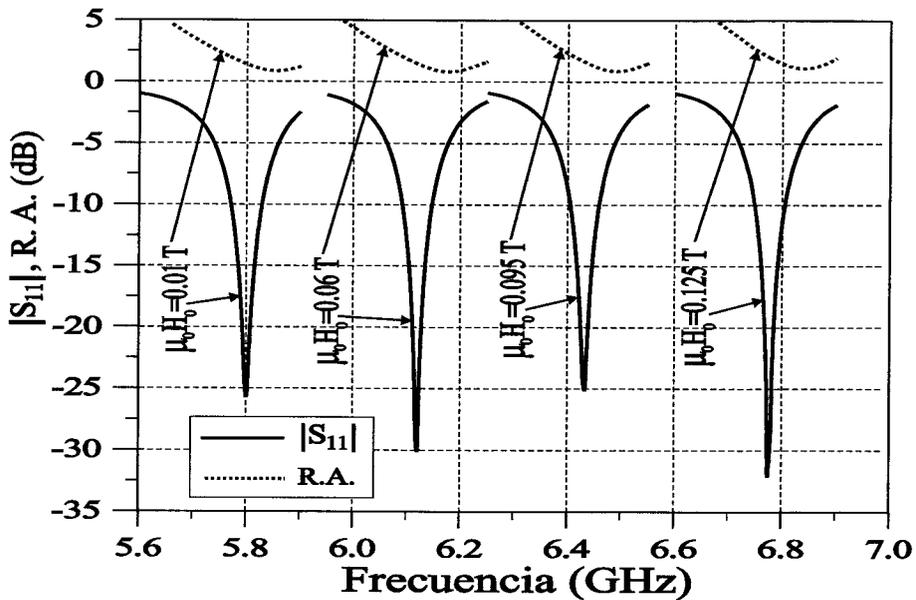
Figura 5.5: Pérdidas de retorno y razón axial de un parche microtira cuadrado sobre sustrato de doble capa ferrita-foam. El parche está alimentado por una abertura rectangular (véase la fig. 5.2.c). La ferrita está normalmente magnetizada ($\theta_0 = 0^\circ$). Se presentan resultados para distintos valores de $\mu_0 H_0$, y se estudian dos modos resonantes distintos que radian PCI (a) y PCD (b). Datos de la estructura: $h_{d0} = 0.635$ mm, $h_{d1} = h_f = 1.27$ mm, $h_{d2} = h_{d3} = 0$, $\epsilon_{d0} = 10$, $\epsilon_{d1} = 1.07$, $\epsilon_f = 15.3$, $\mu_0 M_s = 0.183$ T, $\mu_0 \Delta H = 0.0006$ T, $w_s = 0.6$ mm, $w_a = 0.4$ mm, $w_p = l_p = 11.5$ mm; (a): $l_a = 12.2$ mm, $l_s = 4$ mm; (b): $l_a = 9$ mm, $l_s = 5.9$ mm.

a ser 7 dBi en la antena de las figuras 5.5.a y 5.5.b. Y la “razón arriba/abajo” también es ligeramente mayor en la antena de las figs. 5.5.a y 5.5.b (alrededor de 21 dB) que en la antena de las figs. 5.4.a. y 5.4.b (alrededor de 17 dB). Con respecto a la sintonía, mientras que la antena con PCI de la figura 5.5.a puede ser sintonizada un 9.5 %, la antena con PCD de 5.4.b puede sintonizarse un 14 %. El que la antena con PCI sea menos sintonizable que la antena con PCD se debe a que conviene limitar los valores de $\mu_0 H_0$ para evitar que se exciten ondas magnetostáticas de volumen en el sustrato de la antena en la banda de frecuencias de sintonía (ya que cuando se excitan las ondas magnetostáticas, éstas capturan la potencia suministrada a la antena y se produce un deterioro en la ganancia de la antena, tal y como se muestra en [38]), y el máximo valor de $\mu_0 H_0$ que se puede alcanzar con la antena de la figura 5.5.a es menor que el que se puede alcanzar con la antena de la figura 5.5.b. Debemos resaltar que los resultados de las figuras 5.5.a y 5.5.b corresponden a resonancias del parche cuadrado localizadas por encima del rango de frecuencias de MMDV ($f_0 < f < f_1$). Este parche también presenta dos resonancias con PCI y con PCD por debajo de este rango de frecuencias, tal y como ocurre con el parche rectangular analizado en la figura 3.4. Estas dos resonancias, que no aparecen en la figura 2 de [36], han sido encontradas con el algoritmo del capítulo 3 para el parche cuadrado sobre ferrita analizado en las fig. 5.5.a y 5.5.b. Desafortunadamente, estas dos resonancias no son útiles para el diseño de antenas polarizadas circularmente ya que las dos frecuencias de resonancia están muy cerca una de la otra, y esto obliga a una rápida variación de la razón axial en un entorno de dichas frecuencias de resonancia. Como consecuencia de este hecho, nos ha sido imposible encontrar intervalos de frecuencias en el que la antena simultáneamente esté adaptada y tenga una razón axial inferior a 3 dB para estas dos resonancias situadas debajo del rango de MMDV, tal y como ocurre con la antena analizada en las figs. 5.4.a y 5.4.b.

En [37] se han publicado resultados experimentales que demuestran que una parche con forma anular sobre sustrato de ferrita normalmente magnetizada puede radiar ondas con PCI y con PCD. A la vista de estos resultados, hemos decidido investigar con nuestro algoritmo si un anillo cuadrado puede radiar este tipo de ondas. Además, para poner de manifiesto que nuestro algoritmo puede manejar parches y aberturas



(a)



(b)

Figura 5.6: Pérdidas de retorno y razón axial de un parche microtira con forma de anillo cuadrado sobre sustrato de doble capa ferrita-foam. El parche está alimentado por una abertura con forma de H (véase la fig. 5.2.d). La ferrita está normalmente magnetizada ($\theta_0 = 0^\circ$). Se presentan resultados para distintos valores de $\mu_0 H_0$, y se estudian dos modos resonantes distintos que radian PCI (a) y PCD (b). Datos de la estructura: $h_{d0} = 0.635$ mm, $h_{d1} = h_f = 1.27$ mm, $h_{d2} = h_{d3} = 0$, $\epsilon_{d0} = 10$, $\epsilon_{d1} = 1.07$, $\epsilon_f = 15.3$, $\mu_0 M_s = 0.183$ T, $\mu_0 \Delta H = 0.0006$ T, $w_s = 0.6$ mm, $w_a = 0.4$ mm, $s_a = 0.8$ mm, $w_p = 9.5$ mm, $w'_p = 4.75$ mm; (a): $d_a = 0.84$ mm, $l_a = 8.4$ mm, $l_s = 3$ mm; (b): $d_a = 0.75$ mm, $l_a = 6$ mm, $l_s = 5.67$ mm.

de forma muy variada (con la restricción de que todas las esquinas tengan ángulos rectos), hemos alimentado el parche con forma de anillo cuadrado a través de una abertura con forma de H (véase la figura 5.2.d). En las figuras 5.6.a y 5.6.b. se presentan los resultados obtenidos para el parche con forma de anillo cuadrado sobre un sustrato de doble capa ferrita-*foam* como el utilizado para la antena de las figs. 5.5.a. y 5.5.b. Los resultados obtenidos en las figs. 5.6.a y 5.6.b no difieren mucho de los obtenidos en la figura 5.5.a y 5.5.b, lo que prueba que un anillo cuadrado sobre sustrato de ferrita normalmente magnetizada también puede radiar ondas circularmente polarizadas. Al igual que ocurre en las figuras 5.5.a y 5.5.b, en las figuras 5.6.a y 5.6.b la razón axial está por debajo de 3 dB en los rangos de frecuencia en los que la antena está adaptada. Los anchos de banda obtenidos para todos los valores de $\mu_0 H_0$ (alrededor de 5.5 % en la figura 5.6.a y del 1 % en la figura 5.6.b) son menores que los obtenidos para las antenas 5.5.a. y 5.5.b, lo cual está de acuerdo con el hecho de que el factor de calidad de las resonancias del anillo cuadrado (calculado con el algoritmo del capítulo 3) es mayor que el de las resonancias del parche cuadrado. La ganancia, “razón de radiación arriba/abajo” y la sintonía en frecuencia de la antena con forma de anillo cuadrado son similares a las de la antena 5.5.a y 5.5.b. La única ventaja que presenta la antena con forma de anillo cuadrado de la fig. 5.6. sobre la antena cuadrada de la fig. 5.5. es que ocupa menos espacio, trabajando en rangos de frecuencias similares.

5.3.3. Antenas de parches apilados sobre ferritas normalmente magnetizadas. Incremento del ancho de banda.

En las figuras 5.5 y 5.6 hemos estudiado antenas circularmente polarizadas sobre sustrato de ferrita con una única alimentación que son capaces de proporcionar un gran ancho de banda (entre el 15 % y el 20 %), tanto para la adaptación como para la razón axial. No obstante, este gran ancho de banda se consigue a costa de un ajuste continuo del campo magnético de DC (que puede ser proporcionado por un imán permanente situado a una distancia variable de la antena, o por un electroimán por el que circula una corriente variable [35, 37, 115]). Pues bien, sería deseable disponer de

antenas que radien ondas polarizadas circularmente con una única alimentación, que además tengan un gran ancho de banda, y que no necesiten un mecanismo externo de sintonía. Teniendo en cuenta que una de las alternativas para aumentar el ancho de banda de una antena microtira consiste en apilar dos parches uno encima del otro [103, 104], parece razonable pensar que las antenas microtira sobre sustrato de ferrita compuestas por parches cuadrados apilados sean capaces de proporcionar tanto polarización circular con una única alimentación como gran ancho de banda sin mecanismo externo de sintonía. Con vistas a analizar antenas de este último tipo, hemos ampliado el algoritmo descrito en el apartado 5.2 al caso en que el sustrato multicapa contiene dos capas de ferrita en vez de una y alberga dos parches apilados en vez de uno, tal y como ocurre con la antena mostrada en las figs. 5.7.a y 5.7.b. Para poder incorporar los cambios en el algoritmo, ha sido necesario modificar ligeramente las expresiones de las funciones de Green diádicas, y también ha sido necesario añadir una cuarta ecuación integral a las ecuaciones (5.1) a (5.3), que es consecuencia de hacer cero el campo eléctrico tangencial en el nuevo parche que se ha añadido.

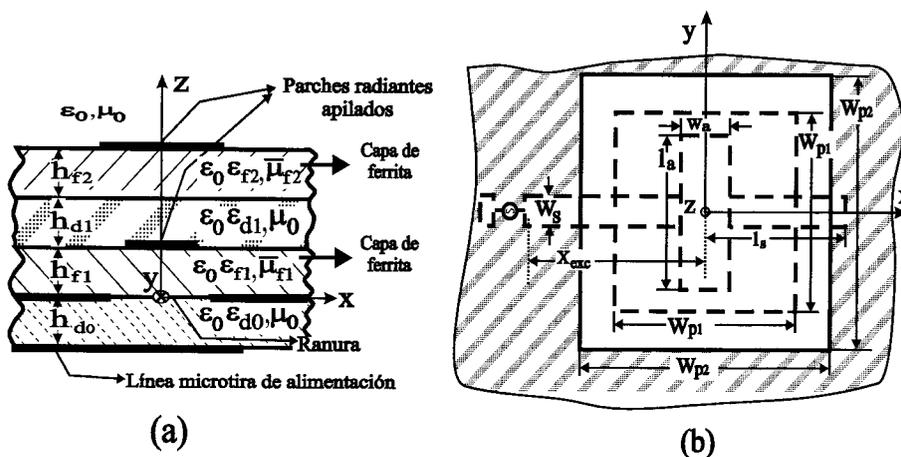


Figura 5.7: (a) Vista lateral de una antena de parches cuadrados apilados alimentada por una abertura rectangular. Los parches están separados por un sustrato multicapa que contiene dos capas de ferrita magnetizada. (b) Vista desde arriba de la antena de (a).

Para comprobar la validez del algoritmo de análisis de antenas de parches apilados sobre ferrita, en la fig. 5.8 se comparan los resultados obtenidos en [103] para una

antena de parches apilados sobre sustrato dieléctrico con los resultados que proporciona el simulador “Ensemble”, y con los resultados que proporciona el algoritmo en el límite no magnético. Se observa que existe muy buena concordancia entre los tres conjuntos de resultados.

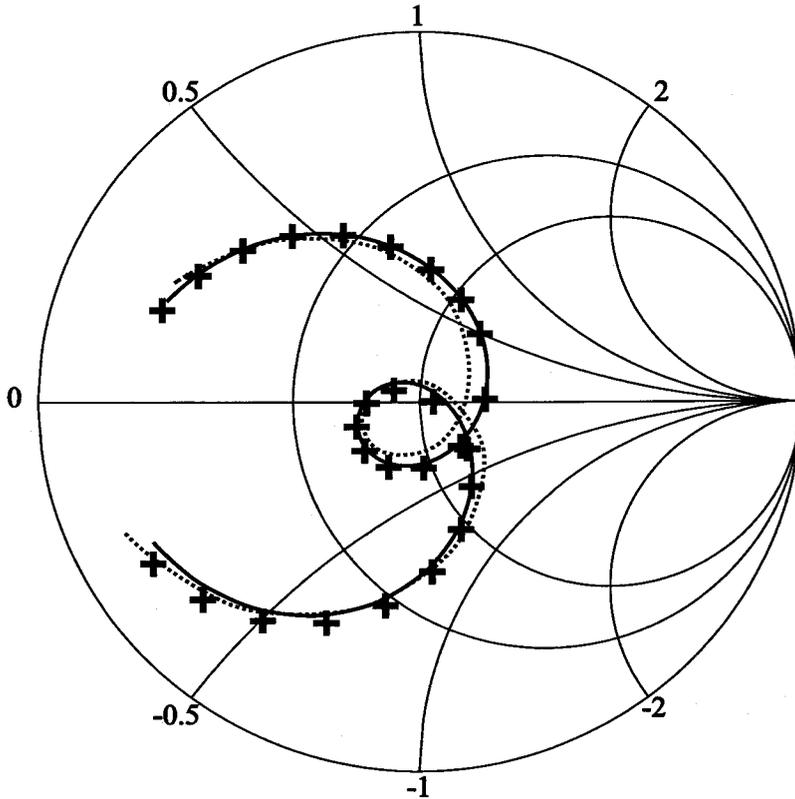


Figura 5.8: Impedancia de entrada de una antena de parches cuadrados apilados, alimentada por abertura rectangular (véanse las figs. 5.7.a y 5.7.b). Los sustratos soporte de los parches son capas dieléctricas. Se comparan nuestros resultados (línea continua) con los resultados numéricos proporcionados por “Ensemble” (+) y con los resultados experimentales publicados en [103] (línea de puntos). La impedancia de entrada se calcula en el plano $x = 0$ de la fig. 5.7.b. Datos de la estructura: $h_{d0} = 0.508$ mm, $h_{f1} = h_{f2} = h_{d1} = 0.5$ mm, $\epsilon_{d0} = \epsilon_{d1} = \epsilon_{f1} = \epsilon_{f2} = 2.2$, $M_{s1} = M_{s2} = \Delta H_1 = \Delta H_2 = H_0 = 0$, $w_s = 1.55$ mm, $l_s = 1.8$ mm, $w_a = 0.4$ mm, $l_a = 3.2$ mm, $w_{p1} = 3.5$ mm, $w_{p2} = 3.8$ mm, $f_{inicial} = 16$ GHz, $f_{final} = 25$ GHz.

En la figura 5.9 se presentan los resultados para una antena de parches cuadrados apilados sobre sustrato de ferrita. Los resultados obtenidos demuestran que la antena proporciona polarización circular con una única alimentación y, además, presenta un gran ancho de banda sin que sea necesario un mecanismo externo de sintonía.

De hecho, el sustrato soporte de la antena contiene dos capas de ferrita que están magnetizadas en dirección normal al plano de masa mediante un campo magnético fijo (campo que se puede conseguir con un imán permanente). Aunque en principio los

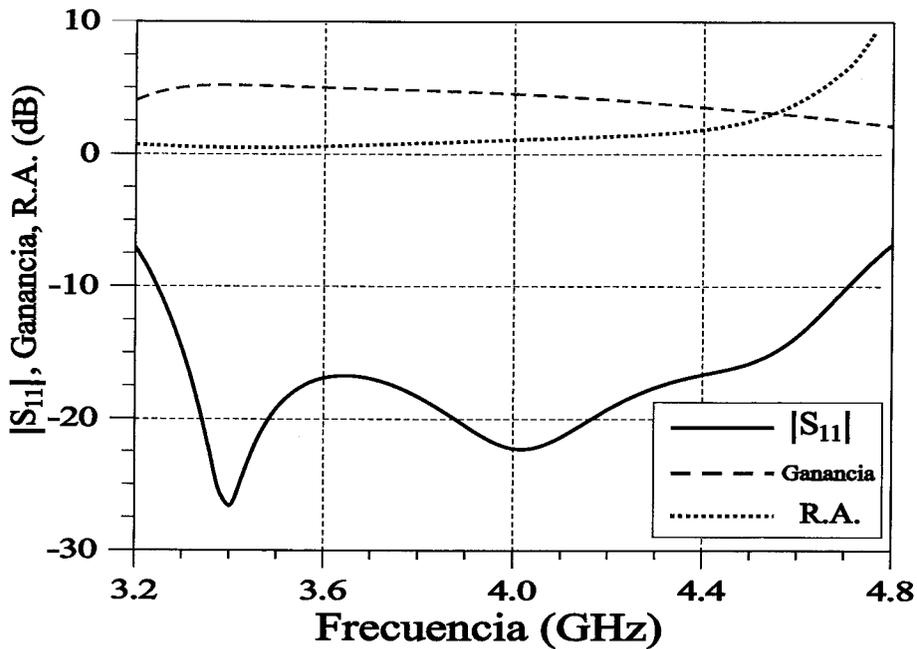


Figura 5.9: Pérdidas de retorno, ganancia y razón axial de la antena de la figuras 5.7.a y 5.7.b en el caso en el que las dos capas de ferrita están magnetizadas en dirección normal ($\theta_0 = 0^\circ$). Datos de la estructura: $h_{d0} = 0.635$ mm, $h_{f1} = h_{f2} = 1.27$ mm, $h_{d1} = 3.175$ mm, $\epsilon_{d0} = 10$, $\epsilon_{f1} = \epsilon_{f2} = 15.3$, $\mu_0 M_{s1} = \mu_0 M_{s2} = 0.183$ T, $\mu_0 \Delta H_1 = \mu_0 \Delta H_2 = 0.0006$ T, $\mu_0 H_{01} = \mu_0 H_{02} = 0.04$ T, $\epsilon_{d1} = 1.07$, $w_s = 0.6$ mm, $l_s = 8$ mm, $w_a = 0.4$ mm, $l_a = 13$ mm, $w_{p1} = 9$ mm, $w_{p2} = 12$ mm.

materiales de alta permitividad relativa no parecen aconsejables para ser utilizados como sustratos de antenas microtira [99], Waterhouse ha demostrado recientemente que la combinación de materiales de alta y baja permitividad relativa en los sustratos de las antenas de parches apilados conduce a antenas de buenas prestaciones [105]. Teniendo en cuenta este hecho y teniendo en cuenta que las ferritas tienen una alta permitividad relativa, en la antena analizada en la fig. 5.9 se ha utilizado una doble capa de ferrita-foam como soporte del parche superior y una capa simple de ferrita como soporte del parche inferior, con lo cual, el parche superior de la antena ve una permitividad relativa efectiva más bien baja (debido a la baja permitividad relativa del foam) y el parche inferior ve esencialmente la permitividad relativa de la ferrita, que

es más bien alta. Como consecuencia del tipo de sustrato utilizado, se ha conseguido obtener una antena con un ancho de banda del 31% para $|S_{11}| < -15$ dB y una razón axial para radiación PCI por debajo de 3dB en toda la banda de frecuencias de adaptación. En la figura 5.9 también se representa la ganancia de la antena, que incluye las pérdidas por desadaptación, y que se encuentra entre 4 y 5 dBi en la mayor parte de la banda de adaptación. En [116] se presentan resultados para una antena microtira sobre sustrato dieléctrico que posee polarización circular y una sola alimentación, pero el ancho de banda de esa antena es mucho menor que el de la antena analizada en la fig. 5.9. Por otro lado, en [117] se presentan diseños de antenas microtira polarizadas circularmente de banda ancha, pero en este caso los circuitos de alimentación de las antenas son mucho más complejos que el de la antena de la fig. 5.9.

5.3.4. Antenas sobre ferritas magnetizadas paralelamente al plano de masa

En las figuras 5.10.a y 5.10.b analizamos una antena parche cuadrada sobre un sustrato de doble capa ferrita-*foam* (el mismo sustrato que el de las antenas de las figuras 5.5 y 5.6) en el caso en el que la ferrita está magnetizada en la dirección x de la figura 5.2.c (esto es, en la dirección paralela a la de la línea microtira que alimenta la antena). Debido a la orientación del campo magnético de DC, el parche cuadrado tiene dos resonancias principales por encima de la región de MMS, y dos por debajo de esta región. Estas cuatro resonancias producen radiación linealmente polarizada. En dos de estas resonancias (una situada por encima de la región de MMS y otra por debajo) la densidad de corriente superficial sobre el parche está predominantemente dirigida en dirección perpendicular al campo magnético de DC (véase la fig. 3.6.b), con lo cual las frecuencias de resonancia se ven muy poco afectadas por las variaciones del módulo de dicho campo magnético (véanse los comentarios de la fig. 3.5). Sin embargo, las densidades de corriente de las otras dos resonancias están predominantemente dirigidas en la dirección del campo magnético de DC (véase la fig. 3.6.b), y en este caso las frecuencias de resonancia pueden ser sintonizadas en un

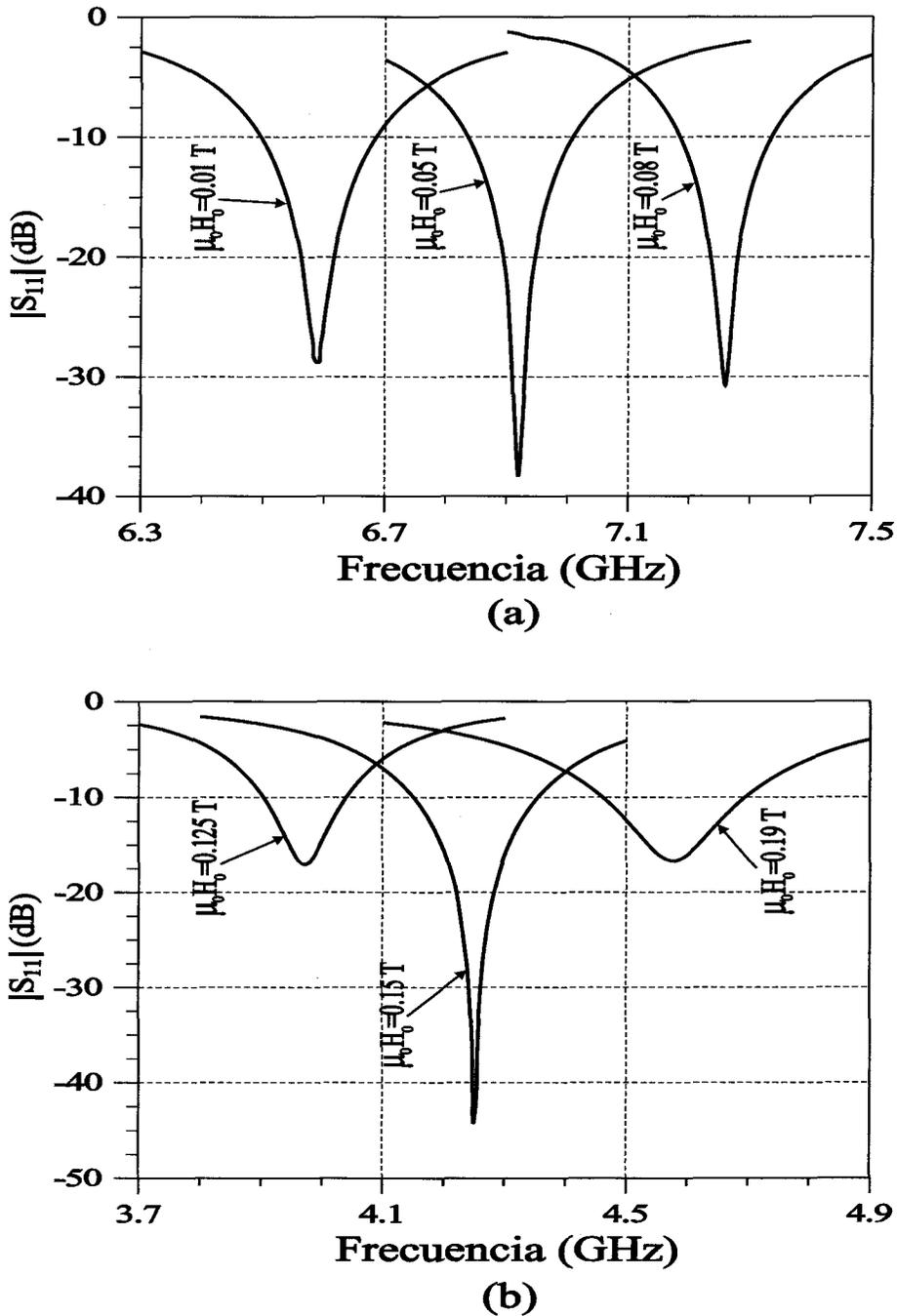
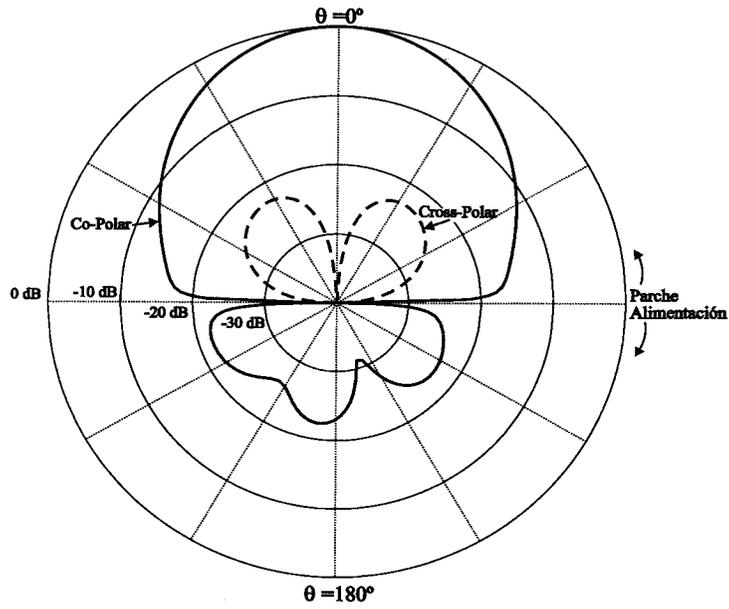


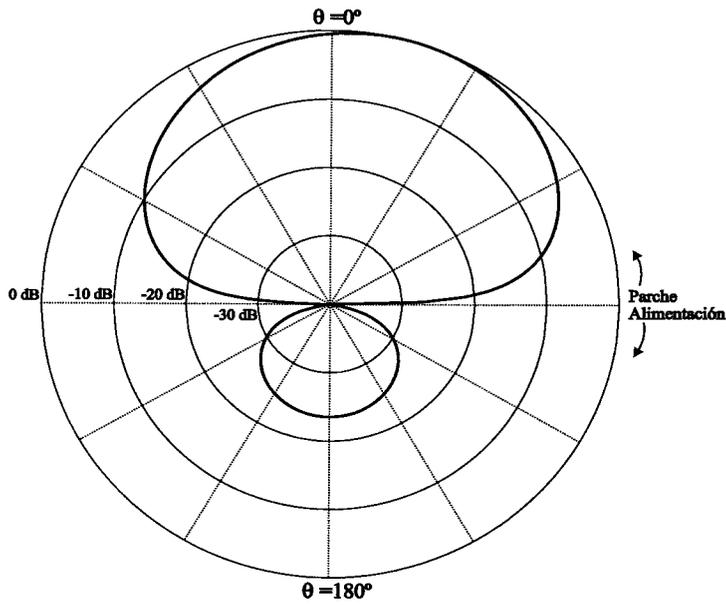
Figura 5.10: Pérdidas de retorno y razón axial de un parche microtira cuadrado sobre sustrato de doble capa ferrita-foam. El parche está alimentado por una abertura rectangular (véase la fig. 5.2.c). La ferrita está magnetizada paralelamente a la línea de alimentación ($\theta_0 = 90^\circ, \phi_0 = 0^\circ$). Se presentan resultados para distintos valores de $\mu_0 H_0$, y se estudian dos modos resonantes distintos a frecuencias por encima de MMS (a) y por debajo de MMS (b). Datos de la estructura: $h_{d0} = 0.635$ mm, $h_{d1} = h_f = 1.27$ mm, $h_{d2} = h_{d3} = 0$, $\epsilon_{d0} = 10$, $\epsilon_{d1} = 1.07$, $\epsilon_f = 15.3$, $\mu_0 M_s = 0.183$ T, $\mu_0 \Delta H = 0.0006$ T, $w_s = 0.6$ mm, $w_a = 0.4$ mm, $w_p = l_p = 8.5$ mm; (a): $l_a = 8$ mm, $l_s = 5.33$ mm; (b): $l_a = 12$ mm, $l_s = 5.33$ mm.

amplio intervalo mediante el módulo del campo magnético. Estas dos últimas resonancias son las que analizamos en las figuras 5.10.a (por encima de MMS) y 5.10.b (por debajo de MMS). Se observa que mientras que la antena de la figura 5.10.a puede ser sintonizada un 10 %, la antena de la figura 5.10.b presenta una sintonía del 15 %. En el caso de la antena que trabaja por encima de las bandas de MMS, a la hora de sintonizar, es preciso limitar el valor máximo del módulo del campo magnético de DC para evitar, por un lado, la excitación de MMS que se pueden propagar por el sustrato soporte de la antena [21], y por otro lado, la excitación de resonancias de ondas magnetostáticas de superficie que se producen en el propio parche debido a la interfase ferrita-metal [30] (cuando estos dos fenómenos tienen lugar, se produce un deterioro importante en la ganancia de la antena). En el caso de la antena de la fig. 5.9.b que trabaja por debajo de MMS, no se puede variar el valor de $\mu_0 H_0$ en un amplio rango porque la adaptación empeora rápidamente conforme nos alejamos de $\mu_0 H_0 = 0.15$ T. El ancho de banda en cada valor de $\mu_0 H_0$ está en torno al 2.5 % para la antena por encima de MMS, y en torno al 4.5 % por debajo de MMS.

Los diagramas de radiación de las figs. 5.11 y 5.12 nos muestran las características radiantes de la antena analizada en las figs. 5.10.a y 5.10.b respectivamente. Aunque estos diagramas de radiación pertenecen a un valor concreto de $\mu_0 H_0$ por encima de MMS y a un valor concreto de $\mu_0 H_0$ por debajo de MMS, los diagramas son muy representativos de las propiedades radiantes de la antena en las dos bandas de sintonía por encima y por debajo de MMS. Las figuras 5.11 y 5.12 muestran que la polarización emitida hacia el semiespacio superior es puramente lineal en la dirección perpendicular al plano de masa (conocida como dirección *broadside* en la bibliografía en inglés), tanto por encima como por debajo de MMS. Sin embargo, existe un cierto nivel de polarización cruzada en el plano E, que alcanza un valor máximo de -22.6 dB por encima de MMS y de -34.8 dB por debajo de MMS. Un hecho curioso relativo a los diagramas de radiación en plano H es que no son completamente simétricos. De hecho, el máximo está inclinado 18° en dirección horaria con respecto a la dirección *broadside* por encima de MMS, y 9° en dirección antihoraria con respecto a la dirección *broadside* por debajo de MMS. Estas asimetrías presentes en los diagramas en plano H, que no aparecen en los diagramas en plano E, son debidas a las propiedades



(a)



(b)

Figura 5.11: Diagramas de radiación en plano E (a) y en plano H (b) de la antena analizada en la fig. 5.10.a cuando $\mu_0 H_0 = 0.05$ T y $f = 6.92$ GHz.

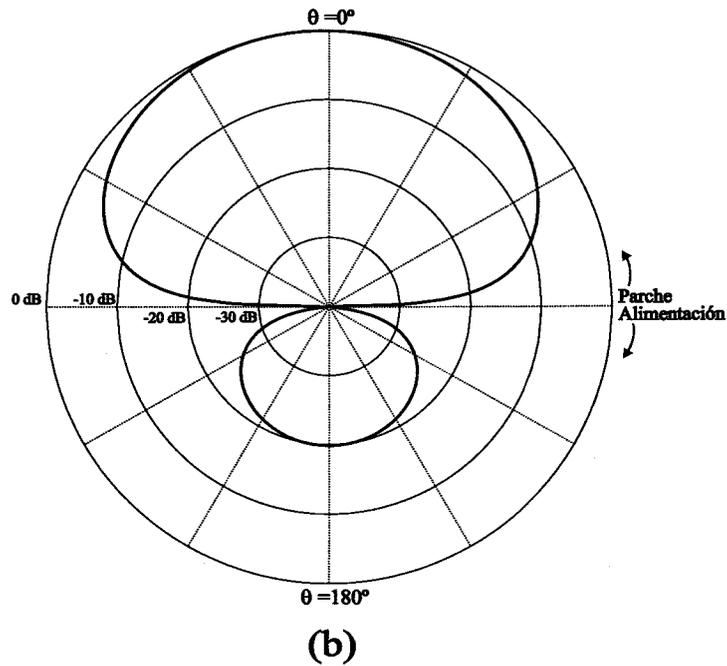
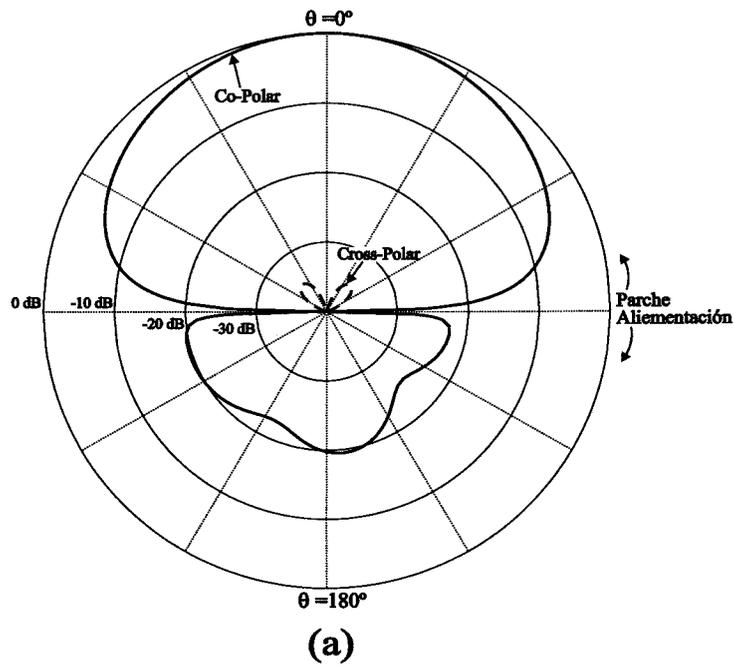


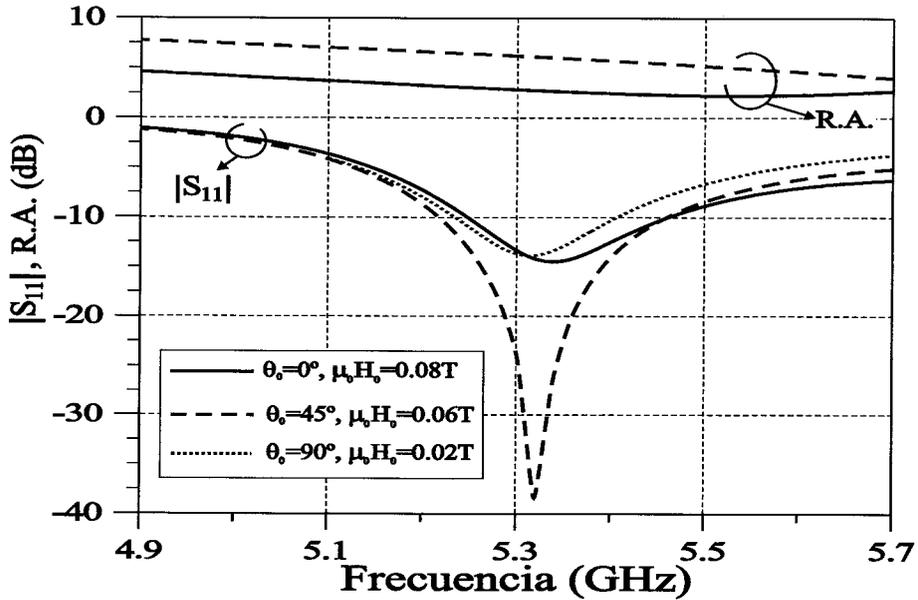
Figura 5.12: Diagramas de radiación en plano E (a) y en plano H (b) de la antena analizada en la fig. 5.10.b cuando $\mu_0 H_0 = 0.15$ T y $f = 4.25$ GHz.

no-recíprocas del sustrato de ferrita magnetizado [40]. Al comparar las figs. 5.11 y 5.12, se aprecia que los diagramas de radiación de la antena por encima de MMS son más directivos que los de la antena por debajo de MMS, lo cual permite justificar que la ganancia de la antena por encima de MMS sea de 8.9 dBi y que, en cambio, la de la antena por debajo de MMS sólo sea de 4.7 dBi. En cuanto a la “razón arriba/abajo”, se observa que está por encima de 20 dB en los dos casos estudiados. Las figs. 5.11.a y 5.12.a muestran lóbulos en los patrones de radiación emitidos hacia el semiespacio inferior. Estos lóbulos se atribuyen a la radiación emitida por la línea microtira de alimentación, que es eléctricamente larga (más de una longitud de onda del vacío). De hecho, se ha comprobado numéricamente que estos lóbulos tienden a desaparecer cuando las líneas de alimentación se acortan.

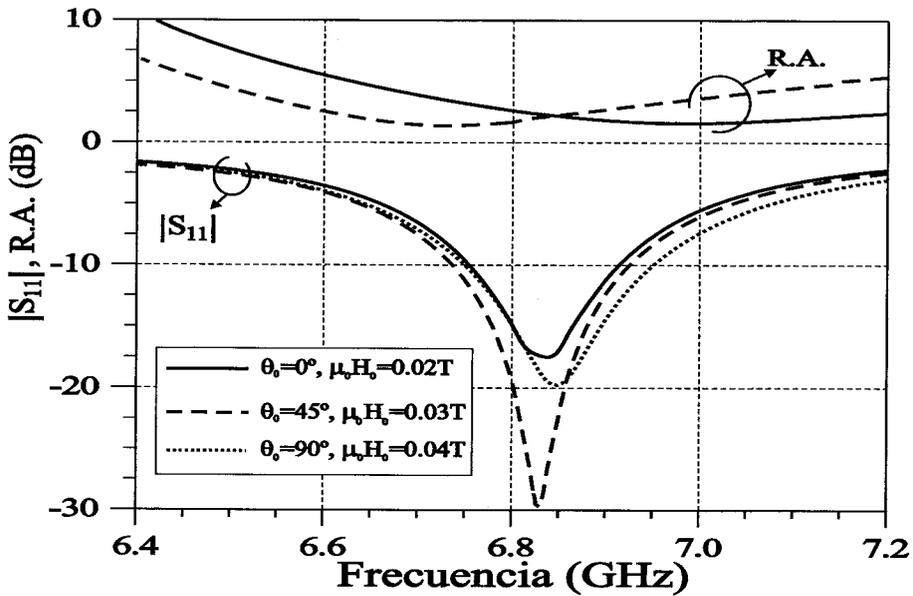
5.3.5. Sintonía en la polarización de antenas sobre ferrita

Hemos comprobado que las antenas microtira cuadradas sobre ferritas magnetizadas normalmente al plano de masa radian ondas polarizadas circularmente (recorde-mos los resultados obtenidos en las figs. 5.4. y 5.5). En cambio, las antenas microtira cuadradas sobre ferritas magnetizadas paralelamente al plano de masa radian ondas polarizadas linealmente (véanse las figuras 5.11 y 5.12). Esto parece indicar que la polarización de una antena cuadrada sobre sustrato de ferrita puede ser sintonizada de circular a lineal si la dirección del campo magnético de DC pasa de ser normal al plano de masa a ser paralela. Sin embargo, tenemos que tener en cuenta que si $\mu_0 H_0$ se mantiene constante durante el proceso de rotación del campo magnético, la banda de frecuencia de operación de la antena cambiará ya que las frecuencias de resonancia de un parche microtira sobre ferrita magnetizada normalmente al plano de masa difieren apreciablemente de las frecuencias de resonancia del mismo parche sobre ferrita magnetizada paralelamente al plano de masa para un mismo valor de $\mu_0 H_0$ (para comprobarlo, basta comparar las figs. 3.4 y 3.5 del capítulo 3), y no debemos olvidar que las antenas microtira funcionan en un entorno de las frecuencias de resonancia del modo resonante fundamental. Esto quiere decir que para sintonizar la polarización de una antena microtira cuadrada sobre ferrita de forma que la banda

de frecuencia de operación de la antena se mantenga constante, hay que modificar tanto la dirección como el módulo del campo magnético de DC dentro de la capa de ferrita (y por supuesto, de acuerdo con las ecuaciones (1.11) a (1.14), también habrá que modificar la dirección y el módulo del campo magnético externo de DC). En la figura 5.13.a se estudia una antena microtira cuadrada sobre sustrato de ferrita cuya polarización se sintoniza al rotar la orientación del campo magnético de DC desde la dirección perpendicular al plano de masa (eje z en la fig. 5.2.a) hasta la dirección paralela al plano de masa y perpendicular a la línea de alimentación (eje y en la fig. 5.2.a) en el plano $\phi_0 = 90^\circ$ (véase la figura 5.2.b). En la fig. 5.13.b se lleva a cabo un estudio similar para el caso en que el campo magnético de DC rota desde la dirección perpendicular al plano de masa hasta la dirección paralela al plano de masa y paralela a la línea de alimentación (eje x en la fig. 5.2.a) en el plano $\phi_0 = 0^\circ$. Tanto en la fig. 5.13.a como en la fig. 5.13.b, el valor del módulo del campo magnético dentro de la capa de ferrita va cambiando con la orientación del campo de forma que la banda de frecuencias en que la antena está adaptada sea aproximadamente la misma para polarización circular ($\theta_0 = 0^\circ$) y para polarización lineal ($\theta_0 = 90^\circ$). En la fig. 5.13.a la banda de frecuencias donde hay adaptación para las dos polarizaciones es la banda comprendida entre 5.26 y 5.41 GHz, y en la fig. 5.13.b, esta banda es la comprendida entre 6.75 y 6.92 GHz. Cuando la orientación del campo magnético de DC dentro de la ferrita forma un ángulo de 45° con respecto a la normal al plano de masa, mientras que en la fig. 5.13.a la polarización es elíptica con una razón axial de alrededor de 6 dB (en la banda de frecuencias donde hay adaptación), en la fig. 5.13.b la polarización es todavía circular (con una razón axial inferior a 3 dB en la banda de frecuencias donde hay adaptación). A pesar de todo, tanto en el caso analizado en la fig. 5.13.a como en el de la fig. 5.13.b, cuando la ferrita está magnetizada paralelamente al plano de masa ($\theta_0 = 90^\circ$), la polarización es lineal. En el caso de la antena linealmente polarizada de la fig. 5.13.a, no hay polarización cruzada en el plano E y la polarización cruzada alcanza -18 dB en el plano H. En cambio, en el caso de la antena linealmente polarizada de la fig. 5.13. b, la polarización cruzada alcanza -23 dB en el plano E y no hay polarización cruzada en el plano H. Finalmente, hay que destacar que tanto la “razón de radiación arriba/abajo” como la ganancia de las antenas analizadas en las



(a)



(b)

Figura 5.13: Pérdidas de retorno y razón axial de un parche microtira cuadrado sobre sustrato de doble capa ferrita-foam. El parche está alimentado por una abertura rectangular (véase la fig. 5.2.c). Se presentan resultados para diferentes orientaciones ($\phi_0 = 90^\circ$ en (a) y $\phi_0 = 0^\circ$ en (b)) y módulos del campo magnético de DC dentro de la capa de ferrita. La polarización obtenida cuando la ferrita está polarizada en dirección normal ($\theta_0 = 0^\circ$) es PCI en (a) y PCD en (b). (a) y (b): $h_{d0} = 0.635$ mm, $h_{d1} = h_f = 1.27$ mm, $h_{d2} = h_{d3} = 0$, $\epsilon_{d0} = 10$, $\epsilon_{d1} = 1.07$, $\epsilon_f = 15.3$, $\mu_0 M_s = 0.183$ T, $\mu_0 \Delta H = 0.0006$ T, $w_s = 0.6$ mm, $w_a = 0.4$ mm, $w_p = l_p = 8.5$ mm; (a): $l_a = 9.5$ mm, $l_s = 1.67$ mm; (b): $l_a = 8$ mm, $l_s = 4.67$ mm.

figs. 5.13.a y 5.13.b se mantienen aproximadamente constantes conforme se modifica el módulo y la orientación del campo magnético de DC para sintonizar la polarización.

5.3.6. Comparación con resultados experimentales

En la fig. 5.14 podemos ver el montaje experimental utilizado para medir el nivel de adaptación de una antena microtira cuadrada sobre sustrato de ferrita que está magnetizada paralelamente al plano de masa (esto es, para medir una antena como la analizada en las figs. 5.10.a y 5.10.b). Al igual que en los experimentos descritos en el capítulo 4, el parche metálico de la antena ha sido impreso sobre una capa dieléctrica de AR-1000 de 0.254 mm de espesor. Esta capa se ha situado encima de una lámina de ferrita de dimensiones 0.625 mm×25 mm×25 mm. La lámina de ferrita utilizada es una muestra policristalina de YIG de bajas pérdidas suministrada por la compañía Magnetron (Magnetron 9CHVs). Entre la lámina de ferrita y el plano de masa se ha

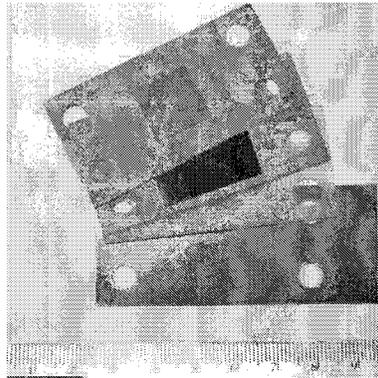


Figura 5.14: Fotografía de la antena microtira sobre sustrato multicapa con capa de ferrita.

intercalado una capa de *foam* (Rohacell 51). Además de las tres capas citadas, en las simulaciones que se han realizado para comparar con los resultados experimentales, se ha incluido una cuarta capa de aire de espesor muy pequeño para dar cuenta del pequeño espacio que existe entre la ferrita y el dieléctrico. Asimismo, el espesor de la capa de *foam* utilizado en las simulaciones se ha tomado ligeramente distinto del utilizado en los experimentos para dar cuenta del pequeño espacio existente entre la lámina de ferrita y la capa de *foam* (téngase en cuenta que la permitividad del *foam*

es muy próxima a la del aire, y no se comete un error muy grande si el aire existente entre la ferrita y el *foam* se aproxima por *foam*). A la hora de medir las pérdidas de retorno de la antena, aquélla se ha recubierto de material absorbente para simular un ambiente de medida anecoico. Para magnetizar la lámina de ferrita, se ha utilizado un electroimán como el que aparece en la fig. 4.16.d.

En las figs. 5.15.a y 5.15.b se representan los resultados experimentales obtenidos al medir la antena de la fig. 5.14, junto con los resultados numéricos que resultan de utilizar el algoritmo descrito en el apartado 5.2 (lógicamente, estos resultados se parecen mucho a los obtenidos en las figs. 5.10.a y 5.10.b). Se observa una concordancia razonablemente buena entre resultados numéricos y experimentales. Ambos conjuntos de resultados muestran que la antena estudiada puede ser sintonizada un 20 % por encima de MMS (al variar $\mu_0 H_0$ desde $\mu_0 H_0 = 0.01$ T hasta $\mu_0 H_0 = 0.10$ T) y un 7 % por debajo de MMS (al variar $\mu_0 H_0$ desde $\mu_0 H_0 = 0.105$ T hasta $\mu_0 H_0 = 0.14$ T). Al igual que en la figura 5.10.a, la sintonía en la región por encima de MMS está limitada por la excitación de MMS. En cambio, por debajo de MMS, la sintonía está limitada por la degradación de la adaptación de la antena conforme nos alejamos de $\mu_0 H_0 = 0.12$ T, tal y como se aprecia claramente en la figura 5.15.b. Los anchos de banda obtenidos para cada valor de $\mu_0 H_0$ se encuentran alrededor del 2 %, aunque existen diferencias entre los anchos de banda numéricos y los anchos de banda experimentales.

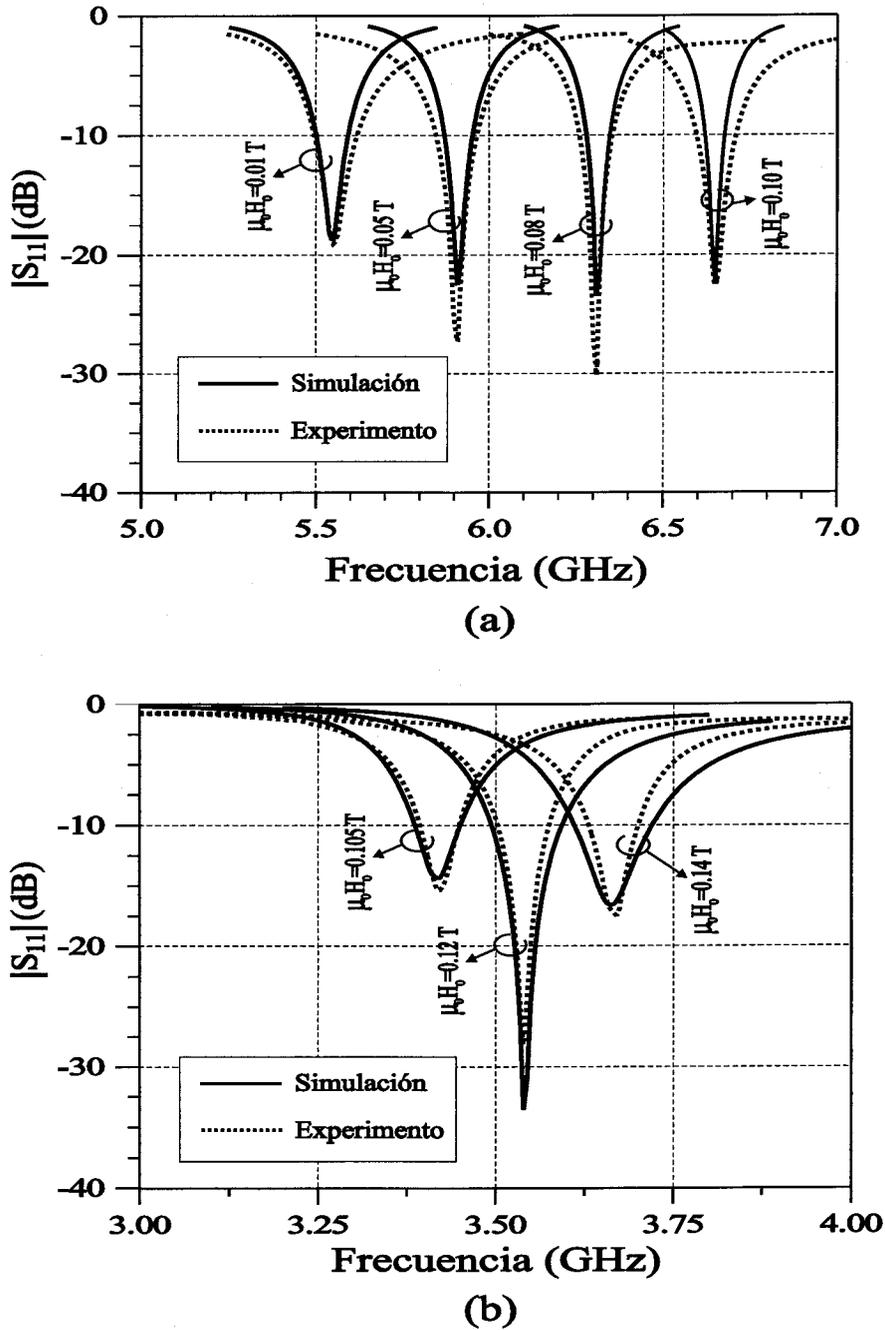


Figura 5.15: Resultados numéricos (líneas continuas) y experimentales (líneas de puntos) para las pérdidas de retorno de un parche microtira cuadrado sobre sustrato multicapa con ferrita. El parche está alimentado por una abertura rectangular (véase la fig. 5.2.c). La ferrita está magnetizada paralelamente a la línea de alimentación ($\theta_0 = 90^\circ$, $\phi_0 = 0^\circ$). Se presentan resultados para distintos valores de $\mu_0 H_0$, y se estudian dos modos resonantes distintos a frecuencias por encima de MMS (a) y por debajo de MMS (b). Datos de la estructura: $h_{d0} = 0.635$ mm, $h_{d1} = 1.15$ mm, $h_f = 0.635$ mm, $h_{d2} = 0.01$ mm, $h_{d3} = 0.254$ mm, $\epsilon_{d0} = 10$, $\epsilon_{d1} = 1.07$, $\epsilon_f = 15.3$, $\epsilon_{d2} = 1$, $\epsilon_{d3} = 10.5$, $\mu_0 M_s = 0.183$ T, $\mu_0 \Delta H = 0.0006$ T, $w_s = 0.6$ mm, $w_a = 0.4$ mm, $w_p = l_p = 15.2$ mm, (a): $l_a = 8.2$ mm, $l_s = 6.2$ mm; (b) $l_a = 12.5$ mm, $l_s = 3.0$ mm.

5.4. Conclusiones

En este último capítulo se ha presentado un algoritmo capaz de calcular los parámetros característicos –impedancia de entrada normalizada, diagrama de radiación, polarización, “razón de radiación arriba/abajo” y ganancia– de antenas microtira sobre sustratos multicapa con capas de ferrita, que están alimentadas por líneas microtira a través de aberturas. En el algoritmo se permite que el campo magnético de DC dentro de las ferritas posea una orientación arbitraria. Al igual que en capítulos anteriores, el algoritmo está basado en la aplicación del método de Galerkin en el dominio espectral. Gracias a la utilización de funciones base tipo “tejado” para la aproximación de la densidad de corriente eléctrica sobre las metalizaciones y de la densidad de corriente magnética sobre las aberturas, el algoritmo permite analizar una amplia gama de antenas en las que las metalizaciones y las aberturas poseen esquinas en ángulo recto. Los resultados numéricos obtenidos con el algoritmo han sido contrastados con resultados experimentales, observándose una buena concordancia entre unos y otros resultados. Se ha llevado a cabo un estudio sistemático de distintos tipos de antenas microtira sobre ferrita, y se han extraído las siguientes conclusiones:

- Debido a que las ferritas tienen una permitividad relativa muy alta, no es recomendable el uso de capas de ferrita aisladas como sustrato de las antenas microtira. En lugar de capas de ferrita aisladas, es preferible utilizar como sustrato capas dobles de ferrita-*foam* ya que ello permite aumentar el ancho de banda y la ganancia.
- Las antenas microtira cuadradas sobre ferritas magnetizadas en dirección normal al plano de masa radian ondas polarizadas circularmente a izquierdas y a derechas con una única alimentación. La banda de operación de estas antenas puede ser sintonizada mediante el módulo del campo magnético de DC. Aunque las antenas microtira sobre ferritas normalmente magnetizadas pueden emitir ondas polarizadas circularmente a frecuencias situadas por encima y por debajo de las bandas de modos magnetostáticos, sólo por encima de las bandas de modos magnetostáticos es posible conseguir simultáneamente que las antenas estén adaptadas y que emitan polarización circular.

-
- Las antenas microtira de parches cuadrados apilados sobre sustratos de ferrita pueden radiar ondas polarizadas circularmente con una única alimentación y con un gran ancho de banda, sin que sea necesario modificar el campo magnético de DC.
 - Las antenas microtira sobre sustrato de ferrita magnetizado en dirección paralela al plano de masa son antenas sintonizables que emiten polarización lineal. Estas antenas pueden ser sintonizadas manteniendo la adaptación y la polarización, tanto por encima como por debajo de las bandas de modos magnetostáticos.
 - La polarización de las antenas microtira cuadradas sobre sustrato de ferrita puede ser sintonizada de circular a lineal mientras la antena se mantiene adaptada dentro de la misma banda de frecuencias. Para conseguir esa sintonía en la polarización, es necesario cambiar simultáneamente el módulo y la orientación del campo magnético de DC.

Es habitual que cualquier trabajo de investigación deje varias puertas abiertas a mejoras y nuevas líneas de investigación relacionadas con el tema tratado. En este sentido, el trabajo que se ha presentado en esta Memoria no constituye una excepción. Este apartado está dedicado a señalar las líneas más importantes que, a nuestro juicio, merecen ser exploradas sobre la base de las ideas que se han vertido en la presente Memoria.

El primer aspecto a estudiar y mejorar es el tiempo de computación que requieren los algoritmos para el estudio de circuitos y antenas sobre sustrato de ferrita. El objetivo debe ser reducir este tiempo y conseguir que sea del mismo orden de magnitud que el que necesita el simulador *Ensemble* para analizar circuitos o antenas de las mismas características sobre sustrato dieléctrico. Se debería estudiar el comportamiento de los elementos de la Matriz de Galerkin para poder utilizar alguna técnica de interpolación en términos de la distancia entre funciones peso y funciones base. Dicha técnica de interpolación nos permitiría reducir el número de elementos de la matriz de Galerkin que se debe calcular, con lo que lograríamos reducir el tiempo de computación considerablemente.

Tanto en el campo de los circuitos como en el de las antenas se puede avanzar en dos direcciones. Una de ellas es ampliar los estudios sistemáticos que hemos realizado para sustratos de ferrita a otro tipo de sustratos complejos, dieléctricos anisótropos, medios quirales y bi-anisótropos, etc. Por otro lado, se puede estudiar la capacidad de sintonía de nuevos circuitos (filtros con ceros de transmisión, filtros con ranuras en el plano de masa...) y de nuevas antenas (antenas bi-frecuencia, antenas con gran ancho de banda, etc.).

Otro aspecto a mejorar es el de las medidas. A lo largo de esta Memoria hemos comprobado que las configuraciones más adecuadas para circuitos y antenas sintonizables son aquéllas en la que las metalizaciones están depositadas directamente sobre las láminas de ferrita. El problema de estas configuraciones es que la tecnología para

depositar metal directamente sobre láminas de ferrita es compleja y de un precio elevado, por lo que se debería abrir el camino para colaborar con aquellas instituciones que posean esta tecnología.

CONCLUSIONES GENERALES

A continuación expondremos algunos puntos que consideramos cabe resaltar en este trabajo.

- Hemos elaborado diferentes algoritmos para el cálculo de los parámetros característicos de diversas estructuras en tecnología microtira sobre sustratos multicapa que contienen ferritas: líneas de transmisión, resonadores, circuitos y antenas. Estos algoritmos están basados en la aplicación del método de momentos en el dominio espectral y en el uso de funciones base subseccionales. Se ha demostrado que estos algoritmos son precisos, rápidos y versátiles.
- Cuando trabajamos con sustratos que contienen ferritas, existen bandas donde no es posible ni la propagación ni la resonancia. La aparición de estas bandas está ligada a la excitación de modos magnetostáticos. Las frecuencias a las que aparecen las bandas dependen de la magnetización de saturación de las ferritas y del módulo y orientación del campo magnético de DC. Como consecuencia de la existencia de estas bandas, siempre encontramos dos regiones de trabajo: una región de frecuencias mayores a las de la banda de modos magnetostáticos y otra región de frecuencias menores.
- Variando el módulo y la orientación del campo magnético de DC, podemos variar el valor de la constante de propagación y la impedancia de líneas microtira sobre ferrita. Asimismo, se puede sintonizar la frecuencia de resonancia de resonadores microtira sobre ferrita cambiando el módulo o la orientación del campo de DC. Las configuraciones en las que se obtiene mayor sintonía son aquéllas en las que la ferrita es el único sustrato, y en las que el campo magnético está orientado o en dirección normal al plano de masa o en dirección paralela al plano de masa y a lo largo de la dirección de la densidad de corriente eléctrica sobre la metalización.
- Los algoritmos que hemos utilizado para la caracterización de líneas y resonadores microtira sobre sustratos de ferrita nos permiten realizar prediseños de

circuitos y antenas, y nos ayudan a entender los fenómenos que aparecen en estas estructuras.

- El algoritmo que hemos construido para el análisis de circuitos de dos puertas sobre sustrato de ferrita nos permite el diseño y análisis de una amplia gama de resonadores, y de filtros construidos con resonadores. Hemos podido comprobar la validez de este algoritmo al comparar los resultados de la simulación de un filtro de líneas acopladas con resultados experimentales. Hemos encontrado que los filtros que trabajan en la región por encima de modos magnetostáticos sufren un reducción en el ancho de banda cuando aumenta la frecuencia de sintonía. Por debajo de la región de modos magnetostáticos, el ancho de banda se mantiene prácticamente constante al variar la frecuencia de sintonía.
- Hemos comprobado que a la hora de fabricar antenas parche sintonizables sobre ferrita, es mucho mejor usar un doble sustrato de ferrita-espuma que un sustrato de ferrita simple ya que esto permite reducir la permitividad eléctrica efectiva del sustrato y, en consecuencia, mejora las características de adaptación y radiación de las antenas.
- Hemos demostrado que es posible diseñar antenas parche alimentadas por una abertura con polarización lineal, PCI y PCD, que sean sintonizables. Asimismo, hemos diseñado antenas cuya polarización puede ser sintonizada de circular a lineal. Además, hemos diseñado una antena polarizada circularmente con una única alimentación que posee un gran ancho de banda, sin que sea necesario un mecanismo externo de sintonía magnética. Finalmente, los resultados numéricos obtenidos con el algoritmo para el diseño de antenas parche sobre sustratos de ferrita han sido validados mediante comparación con resultados experimentales.

Apéndice A

Funciones diádicas de Green espectrales para medios multicapa con capas de ferrita

En la fig. A.1 se muestra la vista lateral de una estructura multicapa con interfases metalizadas que puede contener capas de ferrita o de dieléctrico. Esta estructura es representativa de todas las estructuras que hemos estudiado en esta Memoria (líneas de transmisión, resonadores, circuitos y antenas) . Con vistas al cálculo de las Funciones Diádicas de Green Espectrales (FDGE) de esta estructura para puntos fuente y puntos de observación situados en las interfases entre capas, se ha seguido el Método de los Contornos Equivalentes (MCE) descrito en [44, 47]. De acuerdo con este método, para calcular las FDGE de la estructura multicapa de la fig. A.1, es necesario conocer la relación existente entre las Transformadas de Fourier Bidimensionales (TFBD) de los campos magnéticos transversales (al eje z) en los planos que limitan cada capa y las TFBD de los campos eléctricos transversales en dichos planos. En este apéndice se describe brevemente el MCE, se describe cómo se han obtenido las relaciones entre las TFBD de los campos magnéticos y eléctricos transversales en los planos que limitan a las capas de ferrita (junto con la solución para los problemas numéricos que surgen al programar dichas relaciones para una capa de ferrita magnetizada arbitrariamente), y finalmente, se muestra cómo se aplica la teoría expuesta al

cálculo de las FDGE que intervienen en el análisis de una antena microtira alimentada por abertura sobre sustrato de ferrita.

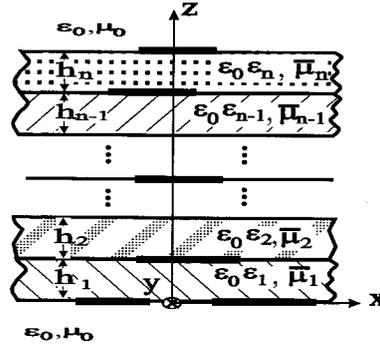


Figura A.1: Vista lateral de una estructura multicapa de N capas limitada superior e inferiormente por aire. La estructura contiene metalizaciones en todas las interfaces entre capas y en las interfaces entre las capas límite y el aire.

A.1. Breve descripción del método de los contornos equivalentes

El MCE está esencialmente basado en los teoremas de unicidad y equivalencia para el campo electromagnético, y transforma el cálculo de las FDGE de un medio multicapa como el de la figura A.1 en la resolución de un conjunto de problemas electromagnéticos que involucran a una sola capa [44].

El teorema de unicidad para el campo electromagnético nos dice que los campos eléctrico y magnético existentes en cualquier punto del interior de una superficie cerrada están completamente determinados por el valor del campo eléctrico tangencial en los puntos de la superficie y por el valor de las fuentes dentro de dicha superficie. Aplicando este teorema a la estructura de la figura A.1, podemos asegurar que el campo eléctrico en cualquier punto situado entre las interfaces $k - 1$ y $k + 1$ (región $\sum_{i=1}^{k-1} h_i < z < \sum_{i=1}^{k+1} h_i$) puede ser obtenido en términos de los campos eléctricos transversales (al eje z) en dichas interfaces, $\mathbf{E}_{t,k-1}(x, y)$ y $\mathbf{E}_{t,k+1}(x, y)$, ($\mathbf{E}_{t,k}(x, y) = E_x(x, y, z = \sum_{i=1}^k h_i) \hat{\mathbf{x}} + E_y(x, y, z = \sum_{i=1}^k h_i) \hat{\mathbf{y}}$; $k = 0, \dots, N$) y en términos de la densidad superficial de corriente sobre las metalizaciones de la interfase k -ésima,

$\mathbf{j}_k(x, y)$ ($k = 0, \dots, N$). Este resultado nos permite escribir la ecuación (2) de [44]:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{t,k}(x, y) = & \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \overline{\mathbf{F}}_{k,k}(x-x', y-y') \cdot \mathbf{j}_k(x', y') dx' dy' + \\ & \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \overline{\mathbf{D}}_{k,k-1}(x-x', y-y') \cdot \mathbf{E}_{t,k-1}(x', y') dx' dy' + \\ & \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \overline{\mathbf{D}}_{k,k+1}(x-x', y-y') \cdot \mathbf{E}_{t,k+1}(x', y') dx' dy' \end{aligned} \quad (\text{A.1})$$

donde $\overline{\mathbf{F}}_{k,k}$, $\overline{\mathbf{D}}_{k,k-1}$ y $\overline{\mathbf{D}}_{k,k+1}$ son funciones diádicas 2×2 que dependen de las características de la estructura. Si obtenemos la TFBD de la ecuación (A.1) con respecto a x y a y , y a continuación, despejamos la TFBD de $\mathbf{j}_k(x, y)$ de la ecuación resultante, se obtiene que:

$$\begin{aligned} \tilde{\mathbf{j}}_k(k_x, k_y) = & \tilde{\overline{\mathbf{L}}}_{k,k-1}(k_x, k_y) \cdot \tilde{\mathbf{E}}_{t,k-1}(k_x, k_y) + \tilde{\overline{\mathbf{L}}}_{k,k}(k_x, k_y) \cdot \tilde{\mathbf{E}}_{t,k}(k_x, k_y) + \\ & \tilde{\overline{\mathbf{L}}}_{k,k+1}(k_x, k_y) \cdot \tilde{\mathbf{E}}_{t,k+1}(k_x, k_y) \quad (k = 0, \dots, N) \end{aligned} \quad (\text{A.2})$$

donde $\tilde{\mathbf{j}}_k(k_x, k_y)$ representa la TFBD de $\mathbf{j}_k(x, y)$, y donde $\tilde{\mathbf{E}}_{t,k-1}(k_x, k_y)$, $\tilde{\mathbf{E}}_{t,k}(k_x, k_y)$ y $\tilde{\mathbf{E}}_{t,k+1}(k_x, k_y)$ representan las TFBD de $\mathbf{E}_{t,k-1}(x, y)$, $\mathbf{E}_{t,k}(x, y)$ y $\mathbf{E}_{t,k+1}(x, y)$ respectivamente. Las matrices 2×2 $\tilde{\overline{\mathbf{L}}}_{k,k-1}$, $\tilde{\overline{\mathbf{L}}}_{k,k}$ y $\tilde{\overline{\mathbf{L}}}_{k,k+1}$ pueden ser fácilmente obtenidas resolviendo la versión espectral de las ecuaciones de Maxwell en las capas k y $k+1$ y aplicando las condiciones de contorno correspondientes a las interfases $k-1$, k y $k+1$. Teniendo en cuenta la expresión (A.2) para cada una de las $N+1$ interfases de la estructura multicapa de la figura A.1, es posible obtener una relación entre las TFBD de las densidades de corriente en las interfases y las TFBD de los campos eléctricos transversales en las interfases a través de la matriz $\tilde{\overline{\mathbf{L}}}$ que aparece en la siguiente ecuación:

$$\begin{bmatrix} \tilde{\mathbf{j}}_0 \\ \tilde{\mathbf{j}}_1 \\ \tilde{\mathbf{j}}_2 \\ \tilde{\mathbf{j}}_3 \\ \vdots \\ \tilde{\mathbf{j}}_N \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \tilde{\overline{\mathbf{L}}}_{0,0} & \tilde{\overline{\mathbf{L}}}_{0,1} & \overline{0} & \overline{0} & \cdots & \overline{0} \\ \tilde{\overline{\mathbf{L}}}_{1,0} & \tilde{\overline{\mathbf{L}}}_{1,1} & \tilde{\overline{\mathbf{L}}}_{1,2} & \overline{0} & \cdots & \overline{0} \\ \overline{0} & \tilde{\overline{\mathbf{L}}}_{2,1} & \tilde{\overline{\mathbf{L}}}_{2,2} & \tilde{\overline{\mathbf{L}}}_{2,3} & \cdots & \overline{0} \\ \overline{0} & \overline{0} & \tilde{\overline{\mathbf{L}}}_{3,2} & \tilde{\overline{\mathbf{L}}}_{3,3} & \cdots & \overline{0} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ \overline{0} & \overline{0} & \overline{0} & \overline{0} & \cdots & \tilde{\overline{\mathbf{L}}}_{N,N} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \tilde{\mathbf{E}}_{t,0} \\ \tilde{\mathbf{E}}_{t,1} \\ \tilde{\mathbf{E}}_{t,2} \\ \tilde{\mathbf{E}}_{t,3} \\ \vdots \\ \tilde{\mathbf{E}}_{t,N} \end{bmatrix} = \tilde{\overline{\mathbf{L}}} \cdot \begin{bmatrix} \tilde{\mathbf{E}}_{t,0} \\ \vdots \\ \tilde{\mathbf{E}}_{t,N} \end{bmatrix} \quad (\text{A.3})$$

Pues bien, las FDGE de la estructura multicapa de la figura A.1 para puntos fuente y de observación en las interfases entre capas son las submatrices 2×2 de la matriz que se obtiene al invertir la matriz $\widetilde{\mathbf{L}}$ de la ecuación (A.3). Estas FDGE son las que aparecen, por ejemplo, en la ecuación (2.10) del capítulo 2 y en la ecuación (3.11) del capítulo 3.

A.2. Cálculo de las TFBD de los campos eléctrico y magnético transversales dentro de una capa de ferrita

Supongamos que la k -ésima capa del medio multicapa de la fig. A.1 es una capa de ferrita magnetizada en una dirección arbitraria de espesor h_k , permitividad $\varepsilon_0 \varepsilon_k$ y tensor permeabilidad dado por la ecuación (1.10). Esta capa de ferrita ocupa la región $\sum_{i=1}^{k-1} h_i = h_p < z < \sum_{i=1}^k h_i = h_p + h_k$. Si obtenemos la TFBD con respecto a x y a y de las ecuaciones de Maxwell del rotacional dentro de la capa de ferrita, nos encontramos con que las TFBD de las componentes de los campos eléctrico y magnético en la región $h_p < z < h_p + h_k$ satisfacen las ecuaciones:

$$\begin{pmatrix} \tilde{E}_z(k_x, k_y, z) \\ \tilde{H}_z(k_x, k_y, z) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & \frac{k_y}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_k} & \frac{j k_x}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_k} \\ -\frac{k_y}{\omega \mu_0 \mu_{zz}} & -\frac{j k_x}{\omega \mu_0 \mu_{zz}} & -\frac{\mu_{zx}}{\mu_{zz}} & -\frac{\mu_{zy}}{\mu_{zz}} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \tilde{E}_x(k_x, k_y, z) \\ \tilde{E}_y(k_x, k_y, z) \\ \tilde{H}_x(k_x, k_y, z) \\ \tilde{H}_y(k_x, k_y, z) \end{pmatrix} \quad (\text{A.4})$$

$$\frac{\partial}{\partial z} \begin{pmatrix} \tilde{E}_x(k_x, k_y, z) \\ \tilde{E}_y(k_x, k_y, z) \\ \tilde{H}_x(k_x, k_y, z) \\ \tilde{H}_y(k_x, k_y, z) \end{pmatrix} = j \widetilde{\mathbf{R}}_f(k_x, k_y) \cdot \begin{pmatrix} \tilde{E}_x(k_x, k_y, z) \\ \tilde{E}_y(k_x, k_y, z) \\ \tilde{H}_x(k_x, k_y, z) \\ \tilde{H}_y(k_x, k_y, z) \end{pmatrix} \quad (\text{A.5})$$

donde la matriz 4×4 $\widetilde{\mathbf{R}}_f(k_x, k_y)$ vale:

$$\widetilde{\mathbf{R}}_f(k_x, k_y) = \begin{pmatrix} \widetilde{\mathbf{Q}}_f^{EE}(k_x, k_y) & \widetilde{\mathbf{Q}}_f^{EH}(k_x, k_y) \\ \widetilde{\mathbf{Q}}_f^{HE}(k_x, k_y) & \widetilde{\mathbf{Q}}_f^{HH}(k_x, k_y) \end{pmatrix} \quad (\text{A.6})$$

y donde las cuatro submatrices 2×2 $\widetilde{\mathbf{Q}}_f^{EE}$, $\widetilde{\mathbf{Q}}_f^{EH}$, $\widetilde{\mathbf{Q}}_f^{HE}$ y $\widetilde{\mathbf{Q}}_f^{HH}$ vienen dadas por:

$$\widetilde{\mathbf{Q}}_f^{EE}(k_x, k_y) = \begin{pmatrix} \frac{k_y \mu_{yz}}{\mu_{zz}} & -\frac{k_x \mu_{yz}}{\mu_{zz}} \\ -\frac{k_y \mu_{xz}}{\mu_{zz}} & \frac{k_x \mu_{xz}}{\mu_{zz}} \end{pmatrix} \quad (\text{A.7})$$

$$\widetilde{\mathbf{Q}}_f^{EH}(k_x, k_y) = \begin{pmatrix} -\frac{k_x k_y}{\omega \epsilon_0 \epsilon_k} + \omega \mu_0 \left(\frac{\mu_{yz} \mu_{zx}}{\mu_{zz}} - \mu_{yx} \right) \\ -\frac{k_y^2}{\omega \epsilon_0 \epsilon_k} - \omega \mu_0 \left(\frac{\mu_{xz} \mu_{zx}}{\mu_{zz}} - \mu_{xx} \right) \\ \frac{k_x^2}{\omega \epsilon_0 \epsilon_k} + \omega \mu_0 \left(\frac{\mu_{yz} \mu_{zy}}{\mu_{zz}} - \mu_{yy} \right) \\ \frac{k_x k_y}{\omega \epsilon_0 \epsilon_k} - \omega \mu_0 \left(\frac{\mu_{xz} \mu_{zy}}{\mu_{zz}} - \mu_{xy} \right) \end{pmatrix} \quad (\text{A.8})$$

$$\widetilde{\mathbf{Q}}_f^{HE}(k_x, k_y) = \begin{pmatrix} \frac{k_x k_y}{\omega \mu_0 \mu_{zz}} & -\frac{k_x^2}{\omega \mu_0 \mu_{zz}} + \omega \epsilon_0 \epsilon_k \\ \frac{k_y^2}{\omega \mu_0 \mu_{zz}} - \omega \epsilon_0 \epsilon_k & \frac{j \gamma k_y}{\omega \mu_0 \mu_{zz}} \end{pmatrix} \quad (\text{A.9})$$

$$\widetilde{\mathbf{Q}}_f^{HH}(k_x, k_y) = \begin{pmatrix} \frac{k_x \mu_{zx}}{\mu_{zz}} & \frac{k_x \mu_{zy}}{\mu_{zz}} \\ \frac{k_y \mu_{zx}}{\mu_{zz}} & \frac{k_y \mu_{zy}}{\mu_{zz}} \end{pmatrix} \quad (\text{A.10})$$

La solución a la ecuación (A.5) puede ser escrita como:

$$\begin{pmatrix} \widetilde{E}_x(k_x, k_y, z) \\ \widetilde{E}_y(k_x, k_y, z) \\ \widetilde{H}_x(k_x, k_y, z) \\ \widetilde{H}_y(k_x, k_y, z) \end{pmatrix} = \widetilde{\mathbf{V}}(k_x, k_y) \cdot \begin{pmatrix} e^{j\lambda_1(z-h_p)} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & e^{j\lambda_2(z-h_p)} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & e^{j\lambda_3(z-h_p)} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & e^{j\lambda_4(z-h_p)} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} C_1(k_x, k_y) \\ C_2(k_x, k_y) \\ C_3(k_x, k_y) \\ C_4(k_x, k_y) \end{pmatrix} \quad (\text{A.11})$$

donde λ_i ($i=1, 2, 3, 4$) son los autovalores de la matriz $\widetilde{\mathbf{R}}_f(k_x, k_y)$, $C_i(k_x, k_y)$ ($i=1, 2, 3, 4$) son cuatro funciones de k_x , k_y que dependen de las condiciones de contorno en los

planos que limitan a la capa de ferrita, y $\widetilde{\mathbf{V}}(k_x, k_y)$ es una matriz 4×4 cuyas columnas son los cuatro autovectores de $\widetilde{\mathbf{R}}_f(k_x, k_y)$, esto es:

$$\widetilde{\mathbf{V}}(k_x, k_y) = (\mathbf{v}_1 \ \mathbf{v}_2 \ \mathbf{v}_3 \ \mathbf{v}_4) \quad (\text{A.12})$$

donde \mathbf{v}_i ($i=1, 2, 3, 4$) son los autovectores de $\widetilde{\mathbf{R}}_f(k_x, k_y)$. Para facilitar la notación, vamos a dividir la matriz $\widetilde{\mathbf{V}}(k_x, k_y)$ en cuatro submatrices 2×2 $\widetilde{\mathbf{V}}_{ij}(k_x, k_y)$ ($i, j = 1, 2$) como se muestra a continuación:

$$\widetilde{\mathbf{V}} = \begin{pmatrix} \widetilde{\mathbf{V}}_{11} & \widetilde{\mathbf{V}}_{12} \\ \widetilde{\mathbf{V}}_{21} & \widetilde{\mathbf{V}}_{22} \end{pmatrix} \quad (\text{A.13})$$

Sean $\widetilde{E}_{xd}(k_x, k_y) = \widetilde{E}_x(k_x, k_y, z = h_p)$, $\widetilde{E}_{yd}(k_x, k_y) = \widetilde{E}_y(k_x, k_y, z = h_p)$, $\widetilde{E}_{xu}(k_x, k_y) = \widetilde{E}_x(k_x, k_y, z = h_p + h_k)$ y $\widetilde{E}_{yu}(k_x, k_y) = \widetilde{E}_y(k_x, k_y, z = h_p + h_k)$ las TFBD de las componentes de los campos eléctricos transversales en los planos que limitan a la capa de ferrita (esto es, $\widetilde{\mathbf{E}}_{t,k-1} = \widetilde{E}_{xd}\hat{\mathbf{x}} + \widetilde{E}_{yd}\hat{\mathbf{y}}$ y $\widetilde{\mathbf{E}}_{t,k} = \widetilde{E}_{xu}\hat{\mathbf{x}} + \widetilde{E}_{yu}\hat{\mathbf{y}}$). Pues bien, se puede demostrar que los valores de las funciones C_i ($i=1, 2, 3, 4$) que aparecen en la ecuación (A.11) pueden ser obtenidos en función de \widetilde{E}_{xd} , \widetilde{E}_{yd} , \widetilde{E}_{xu} y \widetilde{E}_{yu} como se indica a continuación:

$$\begin{pmatrix} C_1 \\ C_2 \end{pmatrix} = \widetilde{\mathbf{M}}_{12,d} \cdot \begin{pmatrix} \widetilde{E}_{xd} \\ \widetilde{E}_{yd} \end{pmatrix} + \widetilde{\mathbf{M}}_{12,u} \cdot \begin{pmatrix} \widetilde{E}_{xu} \\ \widetilde{E}_{yu} \end{pmatrix} \quad (\text{A.14})$$

$$\begin{pmatrix} C_3 \\ C_4 \end{pmatrix} = \widetilde{\mathbf{M}}_{34,d} \cdot \begin{pmatrix} \widetilde{E}_{xd} \\ \widetilde{E}_{yd} \end{pmatrix} + \widetilde{\mathbf{M}}_{34,u} \cdot \begin{pmatrix} \widetilde{E}_{xu} \\ \widetilde{E}_{yu} \end{pmatrix} \quad (\text{A.15})$$

donde

$$\widetilde{\mathbf{M}}_{12,d} = \widetilde{\mathbf{M}}_{12,u} \cdot \widetilde{\mathbf{V}}_a \quad (\text{A.16})$$

$$\widetilde{\mathbf{M}}_{12,u} = \left[\widetilde{\mathbf{V}}_{11} \cdot \begin{pmatrix} e^{j\lambda_1 h_f} & 0 \\ 0 & e^{j\lambda_2 h_f} \end{pmatrix} + \widetilde{\mathbf{V}}_a \cdot \widetilde{\mathbf{V}}_{11} \right]^{-1} \quad (\text{A.17})$$

$$\widetilde{\mathbf{M}}_{34,d} = \widetilde{\mathbf{V}}_{12}^{-1} \cdot \left[\bar{\mathbf{I}} - \widetilde{\mathbf{V}}_{11} \cdot \widetilde{\mathbf{M}}_{12,d} \right] \quad (\text{A.18})$$

$$\widetilde{\mathbf{M}}_{34,u} = -\widetilde{\mathbf{V}}_{12}^{-1} \cdot \widetilde{\mathbf{V}}_{11} \cdot \widetilde{\mathbf{M}}_{12,u} \quad (\text{A.19})$$

$$\widetilde{\mathbf{V}}_a = -\widetilde{\mathbf{V}}_{12} \begin{pmatrix} e^{j\lambda_3 h_f} & 0 \\ 0 & e^{j\lambda_4 h_f} \end{pmatrix} \widetilde{\mathbf{V}}_{12}^{-1} \quad (\text{A.20})$$

$$\bar{\mathbf{I}} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (\text{A.21})$$

Sustituyendo (A.14) y (A.15) en (A.11) se llega a que:

$$\begin{pmatrix} \tilde{E}_x(k_x, k_y, z) \\ \tilde{E}_y(k_x, k_y, z) \\ \tilde{H}_x(k_x, k_y, z) \\ \tilde{H}_y(k_x, k_y, z) \end{pmatrix} = \widetilde{\mathbf{V}} \cdot \begin{pmatrix} e^{j\lambda_1(z-h_p)} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & e^{j\lambda_2(z-h_p)} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & e^{j\lambda_3(z-h_p)} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & e^{j\lambda_4(z-h_p)} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \widetilde{\mathbf{M}}_{12,d} & \widetilde{\mathbf{M}}_{12,u} \\ \widetilde{\mathbf{M}}_{34,d} & \widetilde{\mathbf{M}}_{34,u} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \tilde{E}_{xd} \\ \tilde{E}_{yd} \\ \tilde{E}_{xu} \\ \tilde{E}_{yu} \end{pmatrix} \quad (\text{A.22})$$

A partir de la ecuación (A.22), se pueden obtener fácilmente expresiones que relacionan las TFBD de los campos magnéticos transversales en los planos $z = h_p^+$ y $z = (h_p + h_k)^-$, $\tilde{\mathbf{H}}_{t,k-1}^+$ ($= \tilde{H}_x(k_x, k_y, z = h_p^+) \hat{\mathbf{x}} + H_y(k_x, k_y, z = h_p^+) \hat{\mathbf{y}}$) y $\tilde{\mathbf{H}}_{t,k}^-$ ($= \tilde{H}_x(k_x, k_y, z = (h_p + h_k)^-) \hat{\mathbf{x}} + H_y(k_x, k_y, z = (h_p + h_k)^-) \hat{\mathbf{y}}$), con las TFBD de los campos eléctricos transversales en dichos planos, $\tilde{\mathbf{E}}_{t,k-1}$ y $\tilde{\mathbf{E}}_{t,k}$. Pues bien, a partir de esas expresiones, se obtienen trivialmente tanto la matriz $\tilde{\mathbf{L}}_{k,k-1}$ que aparece en (A.2) como el sumando que aporta la capa de ferrita a la matriz $\tilde{\mathbf{L}}_{k,k}$ de (A.2) ($\tilde{\mathbf{L}}_{k,k}$ se obtiene a partir de dos sumandos, de los cuales uno lo aporta la capa k -ésima del medio multicapa y el otro, la capa $k+1$ -ésima). Estos últimos cálculos resumen

toda la aportación de la capa de ferrita a la determinación de las FDGE del medio multicapa de la fig. A.1 mediante el MCE.

En [47] se pone de manifiesto que la ecuación (A.22) plantea problemas numéricos a la hora de determinar las matrices $\tilde{\tilde{\mathbf{L}}}_{k,k-1}$ y $\tilde{\tilde{\mathbf{L}}}_{k,k}$ de (A.2) cuando k_x y k_y toman valores elevados, lo cual es debido a que el valor absoluto de la parte imaginaria de los autovalores λ_i ($i = 1, 2, 3, 4$) crece al aumentar $k_\rho = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$, y eso obliga a calcular exponenciales con argumentos positivos elevados. Para resolver estos problemas numéricos, conviene tener en cuenta que dos de los cuatro autovalores tienen parte imaginaria positiva y los otros dos, parte imaginaria negativa [47]. Si suponemos que λ_1 y λ_2 son los autovalores con parte imaginaria negativa, y λ_3 y λ_4 son los autovalores con parte imaginaria positiva, cuando $k_\rho > 7/h_k$, tiene sentido hacer las aproximaciones:

$$e^{j\lambda_1 h_f}, e^{j\lambda_2 h_f} \rightarrow \infty \quad (\text{A.23})$$

$$e^{j\lambda_3 h_f}, e^{j\lambda_4 h_f} \rightarrow 0 \quad (\text{A.24})$$

Pues bien, si ahora hacemos uso de las aproximaciones (A.23) y (A.22) en la ecuación (A.21), esta última ecuación se puede reescribir:

$$\begin{pmatrix} \tilde{E}_x(k_x, k_y, z) \\ \tilde{E}_y(k_x, k_y, z) \\ \tilde{H}_x(k_x, k_y, z) \\ \tilde{H}_y(k_x, k_y, z) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \tilde{\tilde{\mathbf{V}}}_{12} & \tilde{\tilde{\mathbf{V}}}_{11} \\ \tilde{\tilde{\mathbf{V}}}_{21} & \tilde{\tilde{\mathbf{V}}}_{22} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} e^{j\lambda_3(z-h_p)} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & e^{j\lambda_4(z-h_p)} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & e^{j\lambda_1(z-h_p-h_f)} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & e^{j\lambda_2(z-h_p-h_f)} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{E}_{xd} \\ \tilde{E}_{yd} \\ \tilde{E}_{xu} \\ \tilde{E}_{yu} \end{pmatrix} \quad (\text{A.25})$$

La ecuación (A.25) es una ecuación válida para $k_\rho > 7/h_k$, que no plantea problemas numéricos para valores elevados de k_x y k_y . Por tanto, a la hora de calcular la contribución de la capa de ferrita a las matrices $\tilde{\tilde{\mathbf{L}}}_{k,k-1}$ y $\tilde{\tilde{\mathbf{L}}}_{k,k}$ de (A.2), se debe hacer uso de la ecuación (A.22) cuando $k_\rho \leq 7/h_k$ y de la ecuación (A.25) cuando $k_\rho > 7/h_k$

A.3. Particularización del MCE para el análisis de una antena alimentada por abertura

Con vistas a aclarar las ideas expuestas en los dos apartados anteriores del Apéndice, en este apartado se aplican dichas ideas al cálculo de las FDGE que se utilizan en el análisis de una antena microtira alimentada por abertura como la que se muestra en la figura A.2. Se observa que el parche descansa sobre un sustrato de doble capa ferrita–dieléctrico, y que la línea microtira está fabricada con una tercera capa de dieléctrico. Esto quiere decir que la estructura completa contiene tres capas, una de ellas de ferrita (esto es, la antena alimentada por abertura es un caso particular de la fig. A.1 en el que $N = 3$).

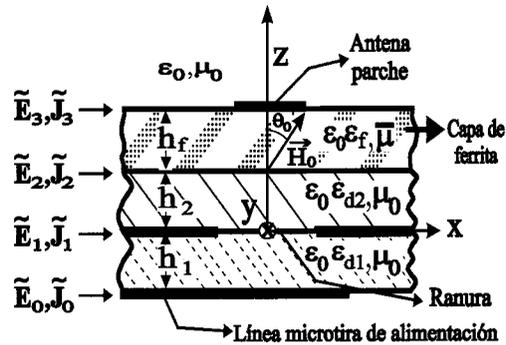


Figura A.2: Vista lateral de una antena microtira sobre sustrato doble de ferrita–dieléctrico alimentada por una abertura.

Para la estructura de la fig. A.2, la ecuación (A.3) queda:

$$\begin{bmatrix} \tilde{\mathbf{j}}_0 \\ \tilde{\mathbf{j}}_1 \\ \tilde{\mathbf{j}}_2 \\ \tilde{\mathbf{j}}_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \tilde{\mathbf{L}}_{0,0} & \tilde{\mathbf{L}}_{0,1} & \bar{\mathbf{0}} & \bar{\mathbf{0}} \\ \tilde{\mathbf{L}}_{1,0} & \tilde{\mathbf{L}}_{1,1} & \tilde{\mathbf{L}}_{1,2} & \bar{\mathbf{0}} \\ \bar{\mathbf{0}} & \tilde{\mathbf{L}}_{2,1} & \tilde{\mathbf{L}}_{2,2} & \tilde{\mathbf{L}}_{2,3} \\ \bar{\mathbf{0}} & \bar{\mathbf{0}} & \tilde{\mathbf{L}}_{3,2} & \tilde{\mathbf{L}}_{3,3} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \tilde{\mathbf{E}}_{t,0} \\ \tilde{\mathbf{E}}_{t,1} \\ \tilde{\mathbf{E}}_{t,2} \\ \tilde{\mathbf{E}}_{t,3} \end{bmatrix} \quad (\text{A.26})$$

Utilizando la teoría expuesta en el apartado A.2 para capas de ferrita y particularizando dicha teoría para el caso de capas dieléctricas (para lo cual, basta tomar $\mu_{xx} = \mu_{yy} = \mu_{zz} = 1$ y $\mu_{xy} = \mu_{yx} = \mu_{xz} = \mu_{zx} = \mu_{yz} = \mu_{zy} = 0$), se llega a las siguientes expresiones para las matrices $\tilde{\mathbf{L}}_{i,j}$ ($i, j = 0, 1, 2, 3$) de la ecuación :

$$\tilde{\mathbf{L}}_{0,0} = -j\bar{\mathbf{T}} \cdot \left[\frac{\tilde{\mathbf{Q}}_1}{\Omega_1} \coth(\Omega_1 h_1) + \frac{\tilde{\mathbf{Q}}_0}{\Omega_0} \right] \quad (\text{A.27})$$

$$\tilde{\mathbf{L}}_{1,0} = \tilde{\mathbf{L}}_{0,1} = j\bar{\mathbf{T}} \cdot \frac{\tilde{\mathbf{Q}}_1}{\Omega_1} \operatorname{cosech}(\Omega_1 h_1) \quad (\text{A.28})$$

$$\tilde{\mathbf{L}}_{1,1} = -j\bar{\mathbf{T}} \cdot \left[\frac{\tilde{\mathbf{Q}}_2}{\Omega_2} \coth(\Omega_2 h_2) + \frac{\tilde{\mathbf{Q}}_1}{\Omega_1} \coth(\Omega_1 h_1) \right] \quad (\text{A.29})$$

$$\tilde{\mathbf{L}}_{2,1} = \tilde{\mathbf{L}}_{1,2} = j\bar{\mathbf{T}} \cdot \frac{\tilde{\mathbf{Q}}_2}{\Omega_2} \operatorname{cosech}(\Omega_2 h_2) \quad (\text{A.30})$$

$$\tilde{\mathbf{L}}_{2,2} = \bar{\mathbf{T}} \cdot \left[\tilde{\mathbf{V}}_{21} \cdot \tilde{\mathbf{M}}_{12,d} - \tilde{\mathbf{V}}_{22} \cdot \tilde{\mathbf{M}}_{34,d} - j \frac{\tilde{\mathbf{Q}}_2}{\Omega_2} \tanh(\Omega_2 h_2) \right] \quad (\text{A.31})$$

$$\tilde{\mathbf{L}}_{2,3} = \bar{\mathbf{T}} \cdot \left[-\tilde{\mathbf{V}}_{21} \cdot \tilde{\mathbf{M}}_{12,u} - \tilde{\mathbf{V}}_{22} \cdot \tilde{\mathbf{M}}_{34,u} \right] \quad (\text{A.32})$$

$$\begin{aligned} \tilde{\mathbf{L}}_{3,2} = \bar{\mathbf{T}} \cdot & \left[\tilde{\mathbf{V}}_{21} \cdot \begin{pmatrix} e^{j\lambda_1 h_f} & 0 \\ 0 & e^{j\lambda_2 h_f} \end{pmatrix} \cdot \tilde{\mathbf{M}}_{12,d} \right. \\ & \left. - \tilde{\mathbf{V}}_{22} \cdot \begin{pmatrix} e^{j\lambda_3 h_f} & 0 \\ 0 & e^{j\lambda_4 h_f} \end{pmatrix} \cdot \tilde{\mathbf{M}}_{34,d} \right] \end{aligned} \quad (\text{A.33})$$

$$\begin{aligned} \tilde{\mathbf{L}}_{3,3} = \bar{\mathbf{T}} \cdot & \left[-j \frac{\tilde{\mathbf{Q}}_0}{\Omega_0} - \tilde{\mathbf{V}}_{21} \cdot \begin{pmatrix} e^{j\lambda_1 h_f} & 0 \\ 0 & e^{j\lambda_2 h_f} \end{pmatrix} \cdot \tilde{\mathbf{M}}_{12,u} \right. \\ & \left. - \tilde{\mathbf{V}}_{22} \cdot \begin{pmatrix} e^{j\lambda_3 h_f} & 0 \\ 0 & e^{j\lambda_4 h_f} \end{pmatrix} \cdot \tilde{\mathbf{M}}_{34,u} \right] \end{aligned} \quad (\text{A.34})$$

donde:

$$\bar{\mathbf{T}} = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{A.35})$$

$$\tilde{\mathbf{Q}}_0 = \begin{pmatrix} \frac{k_x k_y}{\omega \mu_0} & \omega \epsilon_0 - \frac{k_x^2}{\omega \mu_0} \\ \frac{k_y^2}{\omega \mu_0} - \omega \epsilon_0 & -\frac{k_x k_y}{\omega \mu_0} \end{pmatrix} \quad (\text{A.36})$$

$$\tilde{\mathbf{Q}}_i = \begin{pmatrix} \frac{k_x k_y}{\omega \mu_0} & \omega \epsilon_0 \epsilon_{di} - \frac{k_x^2}{\omega \mu_0} \\ \frac{k_y^2}{\omega \mu_0} - \omega \epsilon_0 \epsilon_{di} & -\frac{k_x k_y}{\omega \mu_0} \end{pmatrix} \quad (i = 1, 2) \quad (\text{A.37})$$

$$\Omega_0 = \sqrt{k_x^2 + k_y^2 - \omega^2 \epsilon_0 \mu_0} \quad (\text{A.38})$$

$$\Omega_i = \sqrt{k_x^2 + k_y^2 - \omega^2 \epsilon_0 \mu_0 \epsilon_{di}} \quad (i = 1, 2) \quad (\text{A.39})$$

Por los motivos que se comentaron al final del apartado A.2, el cálculo de las matrices $\tilde{\mathbf{L}}_{2,2}$, $\tilde{\mathbf{L}}_{2,3}$, $\tilde{\mathbf{L}}_{3,2}$ y $\tilde{\mathbf{L}}_{3,3}$ mediante las ecuaciones (A.31) a (A.34) plantea problemas numéricos para valores elevados de k_x y k_y . Con el fin de evitar estos problemas numéricos, cuando $k_\rho > 7/h_f$, en lugar de utilizar las ecuaciones (A.31) a (A.34), se deben utilizar las ecuaciones:

$$\tilde{\mathbf{L}}_{2,2} = \bar{\mathbf{T}} \cdot \left[\tilde{\mathbf{V}}_{22} \cdot \tilde{\mathbf{V}}_{12}^{-1} - j \frac{\tilde{\mathbf{Q}}_2}{\Omega_2} \tanh(\Omega_2 h_2) \right] \quad (\text{A.40})$$

$$\tilde{\mathbf{L}}_{2,3} = \tilde{\mathbf{L}}_{3,2} = \bar{\mathbf{0}} \quad (\text{A.41})$$

$$\tilde{\mathbf{L}}_{3,3} = \bar{\mathbf{T}} \cdot \left[-j \frac{\tilde{\mathbf{Q}}_0}{\Omega_0} - \tilde{\mathbf{V}}_{21} \cdot \tilde{\mathbf{V}}_{11}^{-1} \right] \quad (\text{A.42})$$

A la hora de aplicar el método de Galerkin en el dominio espectral al análisis de la antena microtira de la fig. A.2, nos interesa expresar $\tilde{\mathbf{E}}_{t,0}$, $\tilde{\mathbf{j}}_1$ y $\tilde{\mathbf{E}}_{t,3}$ en términos de $\tilde{\mathbf{j}}_0$, $\tilde{\mathbf{E}}_{t,1}$ y $\tilde{\mathbf{j}}_3$ ya que $\tilde{\mathbf{j}}_0$, $\tilde{\mathbf{E}}_{t,1}$ y $\tilde{\mathbf{j}}_3$ representan las TFBD de las tres funciones que es necesario aproximar mediante funciones base, \mathbf{j}_0 , $\mathbf{E}_{t,1}$ y \mathbf{j}_3 (téngase en cuenta que la densidad de corriente magnética en la abertura \mathbf{M}_a está trivialmente relacionada con $\mathbf{E}_{t,1}$ mediante la ecuación $\mathbf{M}_a = -\hat{\mathbf{z}} \times \mathbf{E}_{t,1}$). Si manipulamos la ecuación (A.3) teniendo en cuenta que $\tilde{\mathbf{j}}_2 = \bar{\mathbf{0}}$, se llega a la siguiente expresión:

$$\begin{bmatrix} \tilde{\mathbf{E}}_{t,0} \\ \tilde{\mathbf{j}}_1 \\ \tilde{\mathbf{E}}_{t,3} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \tilde{\mathbf{H}}_{0,0} & \tilde{\mathbf{H}}_{0,1} & \bar{0} \\ \tilde{\mathbf{H}}_{1,0} & \tilde{\mathbf{H}}_{1,1} & \tilde{\mathbf{H}}_{1,3} \\ \bar{0} & \tilde{\mathbf{H}}_{3,1} & \tilde{\mathbf{L}}_{3,3} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \tilde{\mathbf{j}}_0 \\ \tilde{\mathbf{E}}_{t,1} \\ \tilde{\mathbf{j}}_3 \end{bmatrix} \quad (\text{A.43})$$

donde:

$$\tilde{\mathbf{H}}_{0,0} = \tilde{\mathbf{L}}_{0,0} - \tilde{\mathbf{L}}_{0,1} \tilde{\mathbf{L}}_{1,1}^{-1} \tilde{\mathbf{L}}_{1,0} \quad (\text{A.44})$$

$$\tilde{\mathbf{H}}_{0,1} = \tilde{\mathbf{L}}_{0,1} \tilde{\mathbf{L}}_{1,1}^{-1} \quad (\text{A.45})$$

$$\tilde{\mathbf{H}}_{1,0} = \tilde{\mathbf{L}}_{1,1}^{-1} \tilde{\mathbf{L}}_{1,0} \quad (\text{A.46})$$

$$\tilde{\mathbf{H}}_{1,1} = \tilde{\mathbf{L}}_{1,1} - \tilde{\mathbf{L}}_{1,2} \tilde{\mathbf{L}}_{2,2}^{-1} \tilde{\mathbf{L}}_{2,1} \quad (\text{A.47})$$

$$\tilde{\mathbf{H}}_{1,3} = \tilde{\mathbf{L}}_{1,2} \tilde{\mathbf{L}}_{2,2}^{-1} \tilde{\mathbf{L}}_{2,3} \quad (\text{A.48})$$

$$\tilde{\mathbf{H}}_{3,1} = \tilde{\mathbf{L}}_{3,3}^{-1} \tilde{\mathbf{L}}_{3,2} \tilde{\mathbf{L}}_{2,2}^{-1} \tilde{\mathbf{L}}_{2,1} \quad (\text{A.49})$$

$$\tilde{\mathbf{H}}_{3,3} = \tilde{\mathbf{L}}_{3,3}^{-1} - \tilde{\mathbf{L}}_{3,3}^{-1} \tilde{\mathbf{L}}_{3,2} \tilde{\mathbf{L}}_{2,2}^{-1} \tilde{\mathbf{L}}_{2,3} \quad (\text{A.50})$$

Pues bien las matrices $\tilde{\mathbf{H}}_{0,0}$, $\tilde{\mathbf{H}}_{0,1}$, $\tilde{\mathbf{H}}_{1,0}$, $\tilde{\mathbf{H}}_{1,1}$, $\tilde{\mathbf{H}}_{1,3}$, $\tilde{\mathbf{H}}_{3,1}$ y $\tilde{\mathbf{H}}_{3,3}$ de las ecuaciones (A.44) a (A.50) son muy útiles porque básicamente representan las TFBD de las funciones de Green diádicas que aparecen en las ecuaciones integrales (5.1) a (5.3) del capítulo 5, y estas funciones de Green diádicas espectrales son precisamente las que necesitamos para analizar la antena microtira de la fig. 5.2 mediante el método de Galerkin en el dominio espectral.

Apéndice B

Interpolación de la Función diádica de Green espectral

Las técnicas de aceleración del cálculo de integrales con límites infinitos que se utilizan en los algoritmos numéricos descritos en esta Memoria (en particular, véanse las ecuaciones (2.15) y (3.14)) se basan, por un lado, en la interpolación del comportamiento asintótico de la FDGE $\tilde{\mathbf{G}}_{tt}(k_x = -j\gamma, k_y, z = h_s | z' = h_s)$ de la ecuación (2.10) para $|k_y| > k_y^{th}$, y por otro lado, en la interpolación de la FDGE $\tilde{\mathbf{G}}_{tt}(k_\rho, k_\phi, z = h_f | z' = h_f; \omega)$ de la ecuación (3.12) para $k_\rho > k_\rho^{th}$. Gracias a estas interpolaciones, es posible llevar a cabo el cálculo rápido y preciso de los elementos de la matriz de Galerkin $\Lambda_{ik}(\gamma)$ de la ecuación (2.10) y $\Gamma_{ik}(\omega)$ de la ecuación (3.12).

En primer lugar, vamos a ver cómo se lleva a cabo la interpolación del comportamiento asintótico de $\tilde{\mathbf{G}}_{tt}(k_x = -j\gamma, k_y, z = h_s | z' = h_s)$. En nuestro caso concreto hemos interpolado la FDGE $\tilde{\mathbf{G}}_{tt}(k_x = -j\gamma, k_y, z = h_s | z' = h_s)$ para valores grandes de $|k_y|$ en términos de polinomios de Chebyshev de la variable $1/k_y$ [47] en los intervalos $-\infty < k_y < -k_y^{th}$ y $k_y^{th} < k_y < +\infty$ (para la definición de k_y^{th} , véase el capítulo 2).

Como paso intermedio previo a la interpolación, vamos a definir una nueva matriz 2×2 $\tilde{\mathbf{G}}_{tt}^m(\gamma, k_y, \omega)$:

$$\tilde{\mathbf{G}}_{tt}^m(\gamma, k_y, \omega) = \begin{pmatrix} \tilde{G}_{xx}/k_y & \tilde{G}_{xy} \\ \tilde{G}_{yx} & k_y \tilde{G}_{yy} \end{pmatrix} \quad (\text{B.1})$$

donde $\widetilde{G}_{rs}(r, s = x, y)$ son los elementos de la matriz 2×2 $\widetilde{G}_{tt}(k_x = -j\gamma, k_y, z = h_s | z' = h_s)$.

Pues bien, en el intervalo $-\infty < k_y < -k_y^{th}$, $\widetilde{G}_{tt}^m(\gamma, k_y, \omega)$ se puede aproximar mediante la expresión:

$$\widetilde{G}_{tt}^m(\gamma, k_y, \omega) \approx \widetilde{G}_{tt,-}^{m,int}(\gamma, k_y, \omega) = \sum_{i=1}^{N_p} \widetilde{A}_i^-(\gamma, \omega) T_{i-1} \left(-\frac{2k_y^{th}}{k_y} - 1 \right) \quad (B.2)$$

y en el intervalo $k_y^{th} < k_y < +\infty$, $\widetilde{G}_{tt}^m(\gamma, k_y, \omega)$ se puede aproximar por:

$$\widetilde{G}_{tt}^m(\gamma, k_y, \omega) \approx \widetilde{G}_{tt,+}^{m,int}(\gamma, k_y, \omega) = \sum_{i=1}^{N_p} \widetilde{A}_i^+(\gamma, \omega) T_{i-1} \left(\frac{2k_y^{th}}{k_y} - 1 \right) \quad (B.3)$$

donde $T_{i-1}(\bullet)$ son los polinomios de Chebyshev de primera especie de grado $i-1$ ($i = 1, \dots, N_p$). Para cada pareja de valores de γ y ω , las matrices $\widetilde{A}_i^-(\gamma)$ ($i = 1, \dots, N_p$) de la ecuación (B.2) se calculan haciendo coincidir $\widetilde{G}_{tt}^m(\gamma, k_y, \omega)$ y $\widetilde{G}_{tt,-}^{m,int}(\gamma, k_y, \omega)$ en los ceros del polinomio $T_{N_p} \left(-\frac{2k_y^{th}}{k_y} - 1 \right)$ con vistas a minimizar los errores en la interpolación realizada [47]. Análogamente, las matrices $\widetilde{A}_i^+(\gamma)$ ($i = 1, \dots, N_p$) de la ecuación (B.3) se calculan haciendo coincidir los valores de $\widetilde{G}_{tt}^m(\gamma, k_y, \omega)$ y $\widetilde{G}_{tt,+}^{m,int}(\gamma, k_y, \omega)$ en los ceros del polinomio $T_{N_p} \left(\frac{2k_y^{th}}{k_y} - 1 \right)$.

A partir de las expresiones (B.2) y (B.3), que proporcionan interpolaciones de la matriz $\widetilde{G}_{tt}^m(\gamma, k_y, \omega)$ en función de la variable k_y en los intervalos $-\infty < k_y < -k_y^{th}$ y $k_y^{th} < k_y < +\infty$ respectivamente, se pueden obtener expresiones interpolantes de $\widetilde{G}_{tt}(-j\gamma, k_y, z = h_s | z' = h_s)$ en los citados intervalos haciendo uso de (B.1) (estas expresiones interpolantes son las expresiones de las matrices $\widetilde{G}_{tt,-}^{int}(k_x = -j\gamma, k_y, z = z' = h_s)$ y $\widetilde{G}_{tt,+}^{int}(k_x = -j\gamma, k_y, z = z' = h_s)$ que aparecen en la ecuación (2.15)). Simulaciones numéricas han demostrado que basta utilizar un valor de N_p igual a 3 en (B.2) y (B.3) para que estas expresiones interpolantes permitan calcular $\widetilde{G}_{tt}(-j\gamma, k_y, z = h_s | z' = h_s)$ en los intervalos $-\infty < k_y < -k_y^{th}$ y $k_y^{th} < k_y < +\infty$ con un error relativo inferior a 10^{-5} .

Para la interpolación del comportamiento asintótico de la FDGE $\widetilde{G}_{tt}(k_\rho, k_\phi, z = h_s | z' = h_s; \omega)$ en términos de la variable k_ρ , hemos seguido una técnica muy parecida.

$\widetilde{\mathbf{G}}_{tt}(-j\gamma, k_y, z = h_s | z' = h_s)$ en los intervalos $-\infty < k_y < -k_y^{th}$ y $k_y^{th} < k_y < +\infty$ con un error relativo inferior a 10^{-5} .

Para la interpolación del comportamiento asintótico de la FDGE $\widetilde{\mathbf{G}}_{tt}(k_\rho, k_\phi, z = h_s | z' = h_s; \omega)$ en términos de la variable k_ρ , hemos seguido una técnica muy parecida. De hecho, para valores prácticos de k_ϕ y de ω , podemos aproximar $\widetilde{\mathbf{G}}_{tt}(k_\rho, k_\phi, z = h_s | z' = h_s; \omega)$ dentro del intervalo $k_\rho^{th} < k_\rho < \infty$ (para la definición de k_ρ^{th} , véase el capítulo 3) en términos de polinomios de Chebyshev de primera especie de la variable $1/k_\rho$ mediante la expresión:

$$\begin{aligned} \widetilde{\mathbf{G}}_{tt}(k_\rho, k_\phi, z = h_f | z' = h_f; \omega) &\approx \widetilde{\mathbf{G}}_{tt}^{int}(k_\rho, k_\phi, z = h_f | z' = h_f; \omega) \\ &= k_\rho \sum_{i=1}^{N_p} \widetilde{\mathbf{A}}_i(k_\phi, \omega) \cdot T_{i-1} \left(\frac{2k_\rho^{th}}{k_\rho} - 1 \right) \end{aligned} \quad (\text{B.4})$$

donde para cada pareja de valores de k_ϕ y ω , las matrices $\widetilde{\mathbf{A}}_i(k_\phi, \omega)$ ($i = 1, \dots, N_p$) de la ecuación (B.4) se calculan igualando $\widetilde{\mathbf{G}}_{tt}(k_\rho, k_\phi, z = h_f | z' = h_f; \omega)$ y $\widetilde{\mathbf{G}}_{tt}^{int}(k_\rho, k_\phi, z = h_f | z' = h_f; \omega)$ en los ceros del polinomio de Chebyshev $T_{N_p} \left(\frac{2k_\rho^{th}}{k_\rho} - 1 \right)$ con vistas a minimizar los errores en la interpolación [47]. Simulaciones numéricas han demostrado que cuando se utiliza un valor de N_p igual a 5 en (B.4), la expresión interpolante obtenida permite calcular $\widetilde{\mathbf{G}}_{tt}(k_\rho, k_\phi, z = h_f | z' = h_f; \omega)$ con un error relativo inferior a 10^{-5} en todo el intervalo $k_\rho^{th} < k_\rho < \infty$ para todos los valores posibles de k_ϕ ($0 < k_\phi < 2\pi$).

Apéndice C

Cálculo de las integrales con límites infinitos

Gracias a la utilización de funciones base subseccionales (que poseen una expresión matemática sencilla) y de las expresiones interpolantes de la FDGE que aparecen en el Apéndice B, las integrales con límites infinitos que aparecen en las ecuaciones (2.15) y (3.14) (a las que también se da el nombre de “integrales de cola”) pueden ser calculadas de forma rápida y precisa cuando se siguen los pasos descritos en este Apéndice.

Las integrales con límites infinitos de las ecuaciones (2.15) y (3.14) tienen todas la forma:

$$I(a, b, u, v, n, m, c) = \int_c^\infty \frac{[\frac{\sin vt/2}{(vt/2)}]^n [\frac{\sin(at/2)}{at/2}]^{6-n}}{t^m} e^{jut} e^{jbt} dt \quad (C.1)$$

donde $2 < n < 4$, $-2 \leq m \leq 2$, $c = k_y^{th}$ ó $c = k_\rho^{th}$, y a , b , u y v son cuatro constantes que dependen del tamaño de las funciones base subseccionales y de la distancia que las separa (y en el caso de las integrales de cola de la ecuación (3.14), también del valor de k_ϕ).

Se puede demostrar que, después de numerosas manipulaciones, las integrales de la ecuación (C.1) pueden expresarse como una combinación lineal de integrales del

tipo:

$$H_S(y_0, c, k) = \int_c^\infty \frac{\sin(y_0 t)}{t^k} dt \quad (4 \leq k \leq 8; c > 0) \quad (\text{C.2})$$

$$H_C(y_0, c, k) = \int_c^\infty \frac{\cos(y_0 t)}{t^k} dt \quad (4 \leq k \leq 8; c > 0) \quad (\text{C.3})$$

donde el parámetro y_0 admite muchas expresiones diferentes, pero siempre puede escribirse como una combinación lineal de a , b , u y v .

Recordemos que la eficiencia de los métodos numéricos descritos en los capítulos 2 y 3 depende de que las integrales (C.1) se calculen con rapidez y con un alto grado de precisión. En particular, nuestro objetivo va a ser que las integrales (C.1) se calculen con un error inferior a 10^{-5} . Para conseguir este objetivo, hemos utilizado dos técnicas sofisticadas de cálculo de dichas integrales a las que hemos llamado técnica I.A y técnica I.B.

C.1. Cálculo mediante la técnica I.A

En este caso las integrales (C.1) se calculan directamente en términos de las integrales (B.2) y (B.3). Para calcular estas últimas integrales, comenzamos haciendo un sencillo cambio de variable:

$$H_S(y_0, c, k) = y_0^{k-1} I_S(\xi, k) \quad (4 \leq k \leq 8; c > 0) \quad (\text{C.4})$$

$$H_C(y_0, c, k) = y_0^{k-1} I_C(\xi, k) \quad (4 \leq k \leq 8; c > 0) \quad (\text{C.5})$$

donde

$$\xi = cy_0 \quad (\text{C.6})$$

$$I_S(\xi, k) = \int_\xi^\infty \frac{\sin x}{x^k} dx \quad (4 \leq k \leq 8; \xi > 0) \quad (\text{C.7})$$

$$I_C(\xi, k) = \int_\xi^\infty \frac{\cos x}{x^k} dx \quad (4 \leq k \leq 8; \xi > 0) \quad (\text{C.8})$$

En principio, las integrales (C.7) y (C.8) pueden obtenerse por medio de las relaciones de recurrencia descendentes [81]:

$$I_S(\xi, k) = \left(\frac{1}{k-1}\right) \frac{\sin \xi}{\xi^{k-1}} + \left(\frac{1}{k-1}\right) I_C(\xi, k-1) \quad (k \geq 2) \quad (\text{C.9})$$

$$I_C(\xi, k) = \left(\frac{1}{k-1}\right) \frac{\cos \xi}{\xi^{k-1}} - \left(\frac{1}{k-1}\right) I_S(\xi, k-1) \quad (k \geq 2) \quad (\text{C.10})$$

que se inicializan a partir de las ecuaciones:

$$I_S(\xi, k=1) = \frac{\pi}{2} - \text{Si}(\xi) \quad (\text{C.11})$$

$$I_C(\xi, k=1) = -\text{Ci}(\xi) \quad (\text{C.12})$$

donde $\text{Si}(\bullet)$ y $\text{Ci}(\bullet)$ son las funciones seno integral y coseno integral, que pueden ser obtenidas con una precisión razonable mediante la subrutina “CISIA” publicada en [118] si $\xi \leq 10$.

Cuando $\xi > 10$, la subrutina “CISIA” empieza a perder precisión, y esta pérdida de precisión se amplifica conforme aumenta el valor de k en las relaciones recurrentes (C.9) y (C.10). En particular, hemos encontrado que la pérdida de precisión se vuelve crítica cuando calculamos las integrales infinitas de la ecuación (3.14) para valores de k_ϕ que están en el intervalo $|k_\phi - n\pi/2| \leq \pi/30$ ($n = 0, 1, 2, 3$). Con vistas a evitar estos problemas de precisión, el cálculo de las integrales (C.7) y (C.8) para $\xi > 10$ se ha llevado a cabo mediante las siguientes expresiones:

$$I_S(\xi, k) = \text{Im} \left[j e^{j\xi} \int_0^\infty \frac{e^{-t}}{(\xi + jt)^k} dt \right] \quad (\text{C.13})$$

$$I_C(\xi, k) = \text{Re} \left[j e^{j\xi} \int_0^\infty \frac{e^{-t}}{(\xi + jt)^k} dt \right] \quad (\text{C.14})$$

Las ecuaciones (C.13) y (C.14) han sido obtenidas por medio del teorema de los residuos de Cauchy–Riemann. Las integrales que aparecen en (C.13) y (C.14) pueden obtenerse con gran precisión mediante cuadraturas de 10 puntos de Gauss–Laguerre con tal de que $\xi > 10$, siendo este resultado independiente del valor de k .

Aunque la técnica de cálculo de las integrales (C.7) y (C.8) a partir de las expresiones (C.13) y (C.14) es totalmente válida para $\xi > 10$, hemos encontrado una técnica alternativa más rápida que proporciona igual o mayor precisión para $\xi > 25$. Esta técnica alternativa se basa en la utilización de las relaciones de recurrencia ascendentes

siguientes:

$$I_S(\xi, k) = \frac{\cos \xi}{\xi^k} - kI_C(\xi, k+1) \quad (k \geq 1) \quad (\text{C.15})$$

$$I_C(\xi, k) = -\frac{\sin \xi}{\xi^k} + kI_S(\xi, k+1) \quad (k \geq 1) \quad (\text{C.16})$$

Estas relaciones de recurrencia se inicializan con las expresiones resultantes de truncar la expansión asintótica de $I_S(\xi, k)$ y $I_C(\xi, k)$ para $\xi \gg$ cuando $k = k_{max} = 20$. Concretamente, las expresiones que inicializan (C.15) y (C.16) son:

$$\begin{aligned} I_S(\xi, k = k_{max}) &\approx \frac{\cos \xi}{\xi^{k_{max}}} f_1(\xi, k = k_{max}) \\ &+ \frac{\sin \xi}{\xi^{(k_{max}+1)}} f_2(\xi, k = k_{max}) \end{aligned} \quad (\text{C.17})$$

$$\begin{aligned} I_C(\xi, k = k_{max}) &\approx -\frac{\sin \xi}{\xi^{k_{max}}} f_1(\xi, k = k_{max}) \\ &+ \frac{\cos \xi}{\xi^{(k_{max}+1)}} f_2(\xi, k = k_{max}) \end{aligned} \quad (\text{C.18})$$

donde:

$$f_1(\xi, k) = 1 - \frac{k(k+1)}{\xi^2} \quad (\text{C.19})$$

$$f_2(\xi, k) = k - \frac{k(k+1)(k+2)}{\xi^2} \quad (\text{C.20})$$

C.2. Casos particulares. Técnica I.B

En general la técnica de cálculo I.A nos permite obtener las integrales (C.1) a partir de las integrales (C.2) y (C.3) con muy buena precisión, pero existen casos particulares en los que se pueden producir pérdidas importantes de precisión. Estos casos particulares ocurren cuando $u, v \ll a, b$ ya que para obtener las integrales de (C.1) en esos casos, es preciso restar varias parejas de integrales del tipo (C.2) (o del tipo (C.3)) de forma que en cada resta los valores del parámetro y_0 estén muy próximos entre sí. Cuando sucede esto último, el resultado de cada resta es varios órdenes de magnitud inferior al de las dos integrales que se restan, y como las integrales se calculan numéricamente, al realizarse la diferencia, se produce una

importante pérdida de precisión. Dicho de otra manera, el problema surge cuando es necesario calcular con precisión diferencias del tipo:

$$\Delta H_S = H_S(y_0 + \Delta y, c, k) - H_S(y_0, c, k) \quad (4 \leq k \leq 8; c > 0) \quad (\text{C.21})$$

$$\Delta H_C = H_C(y_0 + \Delta y, c, k) - H_C(y_0, c, k) \quad (4 \leq k \leq 8; c > 0) \quad (\text{C.22})$$

siendo $\Delta y \lll y_0$.

Pues bien, para llevar a cabo de forma precisa el cálculo de las diferencias ΔH_S y ΔH_C de (C.21) y (C.22) cuando $\Delta y \lll y_0$, hemos hecho uso de los desarrollos en serie de Taylor de $H_S(y_0 + \Delta y, c, k)$ y $H_C(y_0 + \Delta y, c, k)$ alrededor de $\Delta y = 0$. Al introducir estos desarrollos en serie en (C.21) y (C.22), se obtienen las siguientes expresiones para ΔH_S y ΔH_C :

$$\Delta H_S \approx \frac{\partial H_S}{\partial y_0} \Delta y + \frac{1}{2!} \frac{\partial^2 H_S}{\partial y_0^2} (\Delta y)^2 \dots \quad (\text{C.23})$$

$$\Delta H_C \approx \frac{\partial H_C}{\partial y_0} \Delta y + \frac{1}{2!} \frac{\partial^2 H_C}{\partial y_0^2} (\Delta y)^2 \dots \quad (\text{C.24})$$

donde las derivadas de H_S y H_C con respecto a y_0 pueden expresarse en términos de H_S y H_C , y pueden calcularse con mucha precisión mediante la técnica I.A.

Se ha comprobado que cuando se hace uso de las expresiones (C.23) y (C.24) para calcular las integrales de (C.21) en el caso en que $u, v \ll a, b$, al operar se producen una serie de cancelaciones parciales que dan lugar a que los términos dominantes del desarrollo de $I(a, b, u, v, n, m, c)$ en términos de los parámetros pequeños u y v sean del tipo u^4 y v^4 . Esto obliga a retener los términos hasta $(\Delta y)^4$ en los desarrollos en serie de Taylor de (C.23) y (C.24), lo cual asegura que las integrales de (C.21) se calculen con la suficiente precisión, y sin que aparezcan problemas numéricos.

Dentro del caso particular que se acaba de describir, existe a su vez un subcaso que hay que tratar de forma especial, y es aquél en que simultáneamente se cumple que $u, v \ll a, b$ y que $a = b$. Además del cálculo de las diferencias ΔH_S y ΔH_C hasta $(\Delta y)^4$ mediante (C.23) y (C.24), este subcaso requiere que se obtengan analíticamente desarrollos en serie de $H_S(\Delta y, c, k)$ y $H_C(\Delta y, c, k)$ en términos de Δy hasta $(\Delta y)^4$ cuando $\Delta y \lll 1$. Pues bien, estos desarrollos en serie se pueden obtener a partir de las ecuaciones (C.4), (C.5), (C.9), (C.10), (C.11) y (C.12) si se hace uso de los

desarrollos en serie de $\sin \xi$, $\cos \xi$, $\text{Si}(\xi)$ y $\text{Ci}(\xi)$ en torno a $\xi = 0$, dados por:

$$\sin \xi \approx \xi - \frac{\xi^3}{6} + \frac{\xi^5}{120} \dots \quad (\text{C.25})$$

$$\cos \xi \approx 1 - \frac{\xi^2}{2} + \frac{\xi^4}{24} \dots \quad (\text{C.26})$$

$$\text{Si}(\xi) \approx \xi - \frac{\xi^3}{18} + \frac{\xi^5}{600} \dots \quad (\text{C.27})$$

$$\text{Ci}(\xi) \approx \gamma + \ln|\xi| - \frac{\xi^2}{4} + \frac{\xi^4}{96} \dots \quad (\text{C.28})$$

Bibliografía

- [1] J.D. Adam, L.E. Davis, G.F. Dionne, E.F. Schloemann, and S.N. Stitzer. Ferrite devices and materials. *IEEE Transactions on Microwave Theory & Techniques*, vol. 50:721–737, March 2002.
- [2] D.M. Pozar. *Microwave Engineering*. Addison–Wesley Publishing Company, Inc., New York, 1998.
- [3] G.P. Rodrigue. A generation of microwave ferrite devices. *Proc. of the IEEE*, vol. 76:121–137, February 1998.
- [4] H. Sobol and K Tomiyasu. Milestones of microwaves. *IEEE Transactions on Microwave Theory & Techniques*, vol. 50:594–611, March 2002.
- [5] B. Lax and K.J. Button. *Microwave Ferrites and Ferrimagnetics*. McGraw-Hill, New York, 1961.
- [6] K.J. Button. Microwave ferrite devices: The first ten years. *IEEE Transactions on Microwave Theory & Techniques*, vol. 32:1088–1096, September 1984.
- [7] R. E. Collin. *Foundations for Microwave Engineering*. McGraw-Hill, New York, 1992.
- [8] H. Bosma. On stripline circulation at UHF. *IEEE Transactions on Microwave Theory & Techniques*, vol. 12:61–72, January 1964.
- [9] Y.S. Wu and F. Rosenbaum. Wideband operation of microstrip circulators. *IEEE Transactions on Microwave Theory & Techniques*, vol. 22:849–856, October 1974.

- [10] E. Schloemann and R.E. Blight. Broadband stripline circulators based on YIG and Li-ferrite single crystals. *IEEE Transactions on Microwave Theory & Techniques*, vol. 44:1394–1400, December 1986.
- [11] B. Lax, J.A. Weiss, N.W. Harris, and G.F. Dionne. Quasi-optic ferrite reflection circulator. *IEEE Transactions on Microwave Theory & Techniques*, vol. 41:2190–2197, December 1993.
- [12] G.F. Dionne, D.E. Oates, D.H. Temme, J.A. Weiss, and N.W. Harris. Ferrite-superconductor devices for advanced microwave applications. *IEEE Transactions on Microwave Theory & Techniques*, vol. 44:1361–1368, June 1996.
- [13] H. How, S.A. Oliver, S.W. McKnight, P.M. Zavracky, N.E. McGruer, C. Vittoria, and R. Schmidt. Theory and experiment of thin-film junction circulator. *IEEE Transactions on Microwave Theory & Techniques*, vol. 46:1645–1653, November 1998.
- [14] A. J. Baden Fuller. *Ferrites at Microwave Frequencies*. IEE Electromagnetic waves series; vol.23, London, 1987.
- [15] H. How, P. Shi, C. Vittoria, E. Hokanson, M.N. Champion, L.C. Kempel, and K.D. Trott. Steerable phased array antennas using single-crystal YIG phase shifters - theory and experiments. *IEEE Transactions on Microwave Theory & Techniques*, vol. 48:1544–1549, September 2000.
- [16] D. Parker. Phased arrays - Part II: Implementations, applications, and future trends. *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 50:688–698, March 2002.
- [17] M.E. Hines. Reciprocal and non-reciprocal modes of propagation in ferrite stripline and microstrip devices. *IEEE Transactions on Microwave Theory & Techniques*, vol. 19:442–451, May 1971.
- [18] S.H. Talisa and D.M. Bolle. On the modelling of the edge-guided mode stripline isolators. *IEEE Transactions on Microwave Theory & Techniques*, vol. 27:584–591, July 1979.

-
- [19] T.M. Elshafey, J.T. Aberle, and E.B. El-Sharawy. Full-wave analysis of edge-guided mode microstrip isolator. *IEEE Transactions on Microwave Theory & Techniques*, vol. 44:2661–2668, December 1996.
- [20] T. Kodera. An optically controlled isolator using ferrite edge mode. *Microwave Symposium Digest, 2003 IEEE MTT-S International*, vol. 1:413–416, June 2003.
- [21] M.S. Sodha and N.C. Srivastava. *Microwave Propagation in Ferrimagnetics*. Plenum, New York, 1981.
- [22] P.S. Carter. Magnetically-tunable microwave filters using single-crystal yttrium-iron-garnet resonators. *IRE Transactions on Microwave Theory & Techniques*, vol. 9:252–260, March 1961.
- [23] G.L. Matthei. Magnetically tunable band-stop filters. *IRE Transactions on Microwave Theory & Techniques*, vol. 13:203–212, March 1965.
- [24] L.E. Davis. Status of ferrite technology in Europe. *Microwave Symposium Digest, 1993 IEEE MTT-S International*, vol. 1:199–202, June 1993.
- [25] D.E. Oates and G.F. Dionne. Magnetically tunable superconducting resonators and filters. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 9:4170–4175, June 1999.
- [26] T. Ueda, Y. Mitani, H. Shimasaki, and M. Tsutsumi. Microstrip line tunable filters using yttrium iron garnet film substrate. *Proc. Asia Pacific Microwave Conf. Dig*, pages 1215–1218, 2001.
- [27] W.S. Ishak. Magnetostatic wave technology: A review. *Proc. of the IEEE*, vol. 1:171–187, February 1988.
- [28] Y. Murakami. Microwave ferrite technology in Japan: Current status and future expectations. *Microwave Symposium Digest, 1993 IEEE MTT-S International*, vol. 1:207–210, June 1993.

- [29] H.Y. Yang, J.A. Castaneda, and N.G. Alexopoulos. Surface wave modes of printed circuits on ferrite substrates. *IEEE Transactions on Microwave Theory & Techniques*, vol. 40:613–621, April 1992.
- [30] R.R. El-Idrissi, R. Marqués, and F. Medina. Comprehensive analysis of strip-line and slot-line guided forward, backward and complex magnetostatic waves. *IEEE Transactions on Microwave Theory & Techniques*, vol. 49:1599–1605, September 2001.
- [31] K. Okubo, V. Priye, and M. Tsutsumi. A new magnetostatic wave delay line using YIG film. *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 33:2338–2341, May 1997.
- [32] E.B. El-Sharawy and R.W. Jackson. Full-wave analysis of an infinitely long magnetic surface wave transducer. *IEEE Transactions on Microwave Theory & Techniques*, vol. 38:730–737, June 2000.
- [33] R. Marcelli, M. Rossi, and P. de Gasperis. Magnetostatic wave single and multiple stage resonators. *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 32:4156–4161, September 1996.
- [34] J.P. Castera and P. Hartemann. Adjustable magnetostatic surface wave multi-strip direccional coupler. *Electronics Letters*, vol. 16:195–196, 1980.
- [35] D.M. Pozar and V. Sanchez. Magnetic tuning of a microstrip antenna on a ferrite substrate. *Electronics Letters*, vol. 24:729–731, June 1988.
- [36] D.M. Pozar. Radiation and scattering characteristics of microstrip antennas on normally biased ferrite substrates. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 40:1084–1092, September 1992.
- [37] K.K. Tsang and R.J. Langley. Design of circular patch antennas on ferrite substrates. *IEE Proc. Microwaves, Antennas & Propagation*, vol. 1:49–55, July 1998.
- [38] H.Y. Yang. Characteristics of switchable ferrite microstrip antennas. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 44:1127–1132, August 1996.

- [39] V. Losada, R.R. Boix, and F. Medina. Evaluation of the radar cross section of microstrip patches on multilayered substrates containing anisotropic and chiral materials. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 49:1603–1605, November 2001.
- [40] N.E. Buris, T.B. Funk, and R.S. Silverstein. Dipole arrays printed on ferrite substrates. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 41:165–175, February 1993.
- [41] B.S. Yildirim and E.B. El-Sharawy. Finite difference method time-domain analysis of a stripline disc junction circulator. *Proc. of the IEEE*, vol. 2:629–632, June 1998.
- [42] J.B. Castillo and L.E. Davis. Computer aided design of three-port waveguide junction circulators. *IEEE Transactions on Microwave Theory & Techniques*, vol. 18:26–34, January 1970.
- [43] L.Z. Zhou and L.E. Davis. Finite element method with edge elements for waveguide loaded with ferrite magnetised in arbitrary direction. *IEEE Transactions on Microwave Theory & Techniques*, vol. 44:809–816, June 1996.
- [44] F.L. Mesa, R. Marqués, and M. Horno. A general algorithm for computing the bidimensional spectral Green dyad in multilayered complex bianisotropic media: The equivalent boundary method. *IEEE Transactions on Microwave Theory & Techniques*, vol. 39:1640–1649, September 1991.
- [45] F.L. Mesa, R. Marqués, and M. Horno. An efficient numerical spectral domain method to analyze a large class of nonreciprocal planar transmission lines. *IEEE Transactions on Microwave Theory & Techniques*, vol. 40:1630–1640, August 1992.
- [46] R. Marqués, F.L. Mesa, and M. Horno. Nonreciprocal and reciprocal complex and backward waves in parallel-plate waveguide loaded with a ferrite slab arbitrarily magnetised. *IEEE Transactions on Microwave Theory & Techniques*, vol. 41:1409–1418, August 1993.

- [47] R.R. Boix, N.G. Alexopoulos, and M. Horno. Efficient numerical computation of the spectral transverse dyadic Green's function in stratified anisotropic media. *Journal of Electromagnetic Wave and Applications*, vol. 10:1047–1083, August 1996.
- [48] M.J. Freire, F.L. Mesa, and M. Horno. Excitation of complex and backward mode on shielded lossless printed lines. *IEEE Transactions on Microwave Theory & Techniques*, vol. 47:1098–1105, July 1999.
- [49] F.L. Mesa, D.R. Jackson, and M.J. Freire. Evolution of leaky modes on printed-circuit lines. *IEEE Transactions on Microwave Theory & Techniques*, vol. 50:94–104, January 2002.
- [50] E. Drake, R.R. Boix, M. Horno, and T.K. Sarkar. Effect of substrate dielectric anisotropy on the frequency behaviour of microstrip circuits. *IEEE Transactions on Microwave Theory & Techniques*, vol. 48:1394–1403, August 2000.
- [51] V. Losada, R.R. Boix, and F. Medina. Full-wave analysis of circular microstrip resonators in multilayered media containing uniaxial anisotropic dielectrics, magnetized ferrites and chiral materials. *IEEE Transactions on Microwave Theory & Techniques*, vol. 48:1057–1064, June 2000.
- [52] R.R. Boix, M.J. Freire, and F. Medina. New method for the efficient summation of double infinite series arising from the spectral domain analysis of frequency selective surfaces. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 52:1080–1094, April 2004.
- [53] M.J. Freire, R. Marqués, and F. Medina. Insertion loss of magnetostatic-surface wave transducers transmission-line model and experiment. *IEEE Transactions on Microwave Theory & Techniques*, vol. 51:2126–2132, October 2003.
- [54] L. Young. Systems of units in electricity and magnetism. *IEEE Microwave Magazine*, vol.2, March 2001.

- [55] I.Y. Hsia, H.Y. Yang, and N.G. Alexopoulos. Basic properties of microstrip circuit elements on nonreciprocal substrate-superstrate structures. *Journal of Electromagnetic Wave and Applications*, vol. 5:465–475, April 1991.
- [56] D. Jiles. *Introduction to Magnetism and Magnetic Materials*. Chapman and Hall, London, 1991.
- [57] E.B. El-Sharawy and R.W. Jackson. Full-wave analysis of an infinitely long magnetic surface wave transducer. *IEEE Transactions on Microwave Theory & Techniques*, vol. 38:730–737, June 1990.
- [58] F. Olyslager. Properties of and generalized full-wave transmission line models for hybrid (bi)(an)isotropic waveguides. *IEEE Transactions on Microwave Theory & Techniques*, vol. 44:2064–2075, November 1996.
- [59] P.R. McIsaac. Bidirectionality in gyrotropic waveguides. *IEEE Transactions on Microwave Theory & Techniques*, vol. 24:223–226, April 1976.
- [60] V. Dmitriev. Comments on “properties of and generalized full-wave transmission line models for hybrid (bi)(an)isotropic waveguides. *IEEE Transactions on Microwave Theory & Techniques*, vol. 47:655–657, May 1999.
- [61] G. Volluet. Unidirectional magnetostatic forward volume wave transducer. *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 16:1162–1164, September 1980.
- [62] J.P. Parekh and M.S. Tuan. Excitation of magnetostatic backward volume waves. *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 16:1165–1167, September 1980.
- [63] T. Kitazawa. Analysis of shielded striplines and finlines with finite metallization thickness containing magnetized ferrites. *IEEE Transactions on Microwave Theory & Techniques*, vol. 39:70–74, January 1991.
- [64] C.S. Teoh and L. Davis. A comparison of the phase shift characteristics of axially-magnetized microstrip and slotline on ferrite. *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 31:3464–3466, November 1995.

- [65] M. Fukusako, T. Tsutsumi. Superconducting microstrip resonator with yttrium iron garnet single crystal. *IEEE Transactions on Microwave Theory & Techniques*, vol. 45:2013–2017, November 1997.
- [66] M. Tsutsumi and T. Asahara. Microstrip lines using yttrium iron garnet film. *IEEE Transactions on Microwave Theory & Techniques*, vol. 38:1461–1467, October 1990.
- [67] L. Zhu and K. Wu. Revisiting characteristics impedance and its definition of microstrip line with a self calibrated 3-D MoM scheme. *IEEE Microwave and Guided Wave Letters*, vol. 8:87–89, February 1998.
- [68] W. H. Press, B. P. Flannery, Teukolsky S. A., and Vetterling W. T. *Numerical Recipes. The art of scientific computing. (Fortran Version)*. Cambridge University Press, Cambridge, 1990.
- [69] D.W. Kammler. Calculation of characteristic admittances and coupling coefficients for strip transmission lines. *IEEE Transactions on Microwave Theory & Techniques*, vol. 16:925–937, November 1968.
- [70] I.Y. Hsia, H.Y. Yang, and N.G. Alexopoulos. Basic properties of microstrip circuit elements on nonreciprocal substrate-superstrate structures. *Microwave Symposium Digest, 1990 IEEE MTT-S International*, vol. 1:665–668, June 1990.
- [71] J.S. Bagby, C.H. Lee, D.P. Nyquist, and Y. Yuan. Identification of propagation regimes on integrated microstrip transmission lines. *IEEE Transactions on Microwave Theory & Techniques*, vol. 41:1887–1894, November 1993.
- [72] V. Palanisamy and R. Garg. Rectangular ring and H-shaped microstrip antennas-alternatives to rectangular patch antenna. *Electronics Letters*, vol. 19:874–876, September 1985.
- [73] H.Y. Wang and M.J. Lancaster. Aperture-coupled thin-film superconducting meander line antennas. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 47:829–836, May 1999.

- [74] K. Araki, D.I. Kim, and Y. Naito. A study of circular disk resonator on a ferrite substrate. *IEEE Transactions on Microwave Theory & Techniques*, vol. 30:147–154, February 1982.
- [75] S. Nam and T. Itoh. Calculation of accurate complex resonant frequency of an open microstrip resonator using the spectral domain method. *Journal of Electromagnetic Wave and Applications*, vol. 2:635–651, July 1988.
- [76] W.C. Chew and Q. Liu. Resonance frequency of a rectangular microstrip patch. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 36:1045–1056, August 1988.
- [77] Z. Cai and Bornemann J. Rigorous analysis of radiation properties of lossy patch resonators on complex anisotropic media and lossy ground metallization. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 42:1443–1446, October 1994.
- [78] A.W. Glisson and D.R. Wilton. Simple and efficient numerical methods for problems of electromagnetic radiation and scattering from sources. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 28:593–603, November 1980.
- [79] S.O. Park, C.A. Balanis, and C.R. Bitcher. Analytical evaluation of the asymptotic impedance matrix of a grounded dielectric slab with roof-top functions. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 46:251–259, February 1998.
- [80] H.Y. Yang and N.G. Alexopoulos. Basic blocks for high frequency interconnects: theory and experiment. *IEEE Transactions on Microwave Theory & Techniques*, vol. 36:1258–1264, August 1988.
- [81] V. Losada, R.R. Boix, and M. Horno. Resonant modes of circular microstrip patches in multilayered substrates. *IEEE Transactions on Microwave Theory & Techniques*, vol. 47:488–498, April 1999.

- [82] H.Y. Yang, J.A. Castaneda, and N.G. Alexopoulos. The RCS of a microstrip patch on an arbitrarily biased ferrite substrate. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 41:1610–1614, December 1993.
- [83] H. How, T.M. Fang, and C. Vittoria. Intrinsic modes of radiation in ferrite patch antennas. *IEEE Transactions on Microwave Theory & Techniques*, vol. 42:988–994, June 1994.
- [84] M. Tsutsumi and T. Fukusako. Broadband magnetically tunable superconducting microstrip resonator using yttrium iron garnet single crystal. *Electronics Letters*, vol. 33:687–688, April 1997.
- [85] T. Nurgaliev, S. Miteva, A. Jenkins, and D. Dew-Hughes. Transmission characteristics of HTS microstrip resonators with a ferrite component. *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 11:446–449, March 2001.
- [86] G.P. Srivastava, A. Dubey, and G.S. Tyagi. Broadband tunable (Cr–Cu–Au) resonator using ferrite substrate. *Microwave & Optical Technology Letters*, vol. 29:161–163, May 2001.
- [87] S.C. Wu, H.Y. Yang, N.G. Alexopoulos, and I. Wolff. A rigorous dispersive characterization of microstrip cross and T junctions. *IEEE Transactions on Microwave Theory & Techniques*, vol. 38:1837–1844, December 1990.
- [88] L. Zhu and K. Wu. Accurate circuit model of interdigital capacitor and its application to design of quasi-lumped miniaturized filters with suppression of harmonic resonance. *IEEE Transactions on Microwave Theory & Techniques*, vol. 48:347–356, March 2000.
- [89] O.M.C. Pereira Filho and T.K. Sarkar. Full-wave analysis of MICs in multilayer dielectric media in a rectangular waveguide. *IEEE Transactions on Microwave Theory & Techniques*, vol. 48:1611–1622, October 2000.
- [90] H.Y. Yang. Microstrip open-end discontinuity on a nonreciprocal ferrite substrate. *IEEE Transactions on Microwave Theory & Techniques*, vol. 42:2423–2428, December 1994.

- [91] L. Zhu and K. Wu. Network equivalence of port discontinuity related to source plane in a deterministic 3-D method of moments. *IEEE Microwave and Guided Wave Letters*, vol. 8:130–132, March 1998.
- [92] R. Marqués, F. Mesa, and F. Medina. Generalized quasi-TEM approximation and telegrapher equations for nonreciprocal ferrite-loaded transmission lines. *IEEE Microwave and Guided Wave Letters*, vol. 10:225–227, June 2000.
- [93] R. Marqués, F. Mesa, and F. Medina. Correction to “generalized quasi-TEM approximation and telegrapher equations for nonreciprocal ferrite-loaded transmission lines”. *IEEE Microwave and Guided Wave Letters*, vol. 11:467, November 2001.
- [94] J.S. Hong and M. Lancaster. Couplings of microstrip square open-loop resonators for cross-coupled planar microwave filters. *IEEE Transactions on Microwave Theory & Techniques*, vol. 44:2099–2109, December 1996.
- [95] C.C. Yu and K. Chang. Novel compact elliptic-function narrow-band bandpass filters using microstrip open-loop resonators with coupled and crossed lines. *IEEE Transactions on Microwave Theory & Techniques*, vol. 46:952–958, July 1998.
- [96] R.K. Mishra, S.S. Pattnaik, and N. Das. Tuning of microstrip antenna on ferrite substrate. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 41:230–233, February 1993.
- [97] P.J. Rainville and F.J. Harackiewicz. Magnetic tuning of a microstrip patch antenna fabricated on a ferrite film. *IEEE Microwave and Guided Wave Letters*, vol. 2:483–485, December 1992.
- [98] T. Fukusako, A. Imahase, and N. Mita. Polarization characteristics of patch antennas using in-plane and weakly biased ferrite substrate. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 52:325–327, January 2004.

-
- [99] D.M. Pozar. Microstrip antennas. *Proc. of the IEEE*, vol. 40:79–91, January 1992.
- [100] D.M. Pozar. Microstrip antenna aperture-coupled to a microstripline. *Electronics Letters*, vol. 21:49–50, January 1985.
- [101] P.L. Sullivan and D.H. Schaubert. Analysis of an aperture coupled microstrip antenna. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 34:977–984, August 1986.
- [102] F. Croq and A. Papiernik. Large bandwidth aperture-coupled microstrip antenna. *Electronics Letters*, vol. 26:1293–1294, June 1990.
- [103] F. Croq and D.M. Pozar. Millimeter-wave design of wide-band aperture-coupled stacked microstrip antennas. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 39:1770–1776, December 1991.
- [104] R.C. Hall and J.R. Mosig. The analysis of arbitrarily shaped aperture-coupled patch antenna via a mixed-potential integral equation. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 44:608–614, May 1996.
- [105] S.D. Targonsky, R.B. Waterhouse, and D.M. Pozar. Design of wide-band aperture-stacked patch microstrip antennas. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 46:1245–1251, September 1998.
- [106] M. El Yazidi, M. Himdi, and J.P. Daniel. Aperture coupled microstrip antenna for dual frequency operation. *Electronics Letters*, vol. 29:1506–1509, August 1993.
- [107] X.H. Yang and L. Shafai. Characteristics of aperture coupled microstrip antennas with various radiating patches and coupling apertures. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 43:72–78, January 1995.
- [108] H.F. Hammad, Y.M.M. Antar, and A.P. Freundorfer. Dual band aperture coupled antenna using spur line. *Electronics Letters*, vol. 33:2088–2090, December 1997.

- [109] D.M. Pozar and S.D. Targonski. Improved coupling for aperture coupled microstrip antennas. *Electronics Letters*, vol. 27:1129–1131, June 1991.
- [110] I.Y. Hsia, H.Y. Yang, and N.G. Alexopoulos. Electromagnetically coupled dipole antennas in a nonreciprocal microstrip structure. *IEEE Antennas Propagat. Soc. Symp. Dig.*, pages 2220–2223, July 1992.
- [111] A.D. Brown, J.L. Volakis, L.C. Kempel, and Y.Y. Botros. Patch antennas on ferromagnetic substrates. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 47:26–32, January 1999.
- [112] M.I. Sobhy, M.W.R. Ng, R.J. Langley, and J.C. Batchelor. TLM modelling of microstrip patch antenna on ferrite substrate. *Int. J. RF Microwave CAE*, vol. 11:131–139, January 2001.
- [113] M. Kahrizi, T.K. Sarkar, and Z.A. Maricevic. Analysis of a wide radiating slot in the ground plane of a microstrip line. *IEEE Transactions on Microwave Theory & Techniques*, vol. 41:29–37, January 1993.
- [114] R. E. Collin. *Antennas and Radiowave Propagation*. McGraw–Hill. New York, 1985.
- [115] B.M. Cahill and J.C. Batchelor. Electromagnetic scanning three element array with integral phase shifters. *Electronics Letters*, vol. 36:1521–1522, August 2000.
- [116] T. Vlasits, E. Korolkiewicz, A. Sambell, and B. Robinson. Performance of a cross-aperture coupled single feed circularly polarised patch antenna. *Electronics Letters*, 32:612–613, March 1996.
- [117] S.D. Targonsky and D.M. Pozar. Design of wideband circularly polarized aperture-coupled microstrip antennas. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 41:214–220, February 1993.
- [118] S. Zhang and J. Jin. *Computation of Special Functions*. John Wiley & Sons, New York, 1996.

PUBLICACIONES RELACIONADAS CON LA MEMORIA

Publicaciones en revistas internacionales

AUTORES: **G. León**, R. R. Boix, F. Medina

TÍTULO: Efficient Full-wave Characterization of Microstrip Lines Fabricated on Magnetized Ferrites with Arbitrarily Oriented Bias Field.

REF. REVISTA: Journal of Electromagnetic Waves and Applications, Vol. 15, No. 2, págs. 223-252, 2001.

AUTORES: **G. León**, R. R. Boix, F. Medina

TÍTULO: A Comparison among different Reduced-size Resonant Microstrip Patches.

REF. REVISTA: Microwave and Optical Technology Letters, Vol. 29, No. 3, págs. 143-146, Mayo 2001.

AUTORES: **G. León**, R. R. Boix, F. Medina

TÍTULO: Full-wave Analysis of a Wide Class of Microstrip Resonators Fabricated on Magnetized Ferrites with Arbitrarily Oriented Bias Magnetic Field.

REF. REVISTA: IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol. 50, No. 6, págs. 1510-1519, Junio 2002.

AUTORES: **G. León**, R. R. Boix, F. Medina

TÍTULO: Tunability and Bandwidth of Microstrip Filters Fabricated on Magnetized Ferrites.

REF. REVISTA: IEEE Microwave and Wireless Components Letters, Vol. 14, No. 4, págs. 171-173, Abril 2004.

AUTORES: **G. León**, M. J. Freire, R. R. Boix, F. Medina

TÍTULO: Experimental Validation of Analysis Software for Tunable Microstrip Filters on Magnetized Ferrites. REF. REVISTA: IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques (aceptado para su publicación).

AUTORES: **G. León**, R. R. Boix, M. J. Freire, F. Medina

TÍTULO: Characteristics of Aperture Coupled Microstrip Antennas on Magnetized Ferrite Substrates.

REF. REVISTA: IEEE Transactions on Antennas and Propagation (aceptado para su publicación).

Publicaciones en congresos internacionales

AUTORES: R.R. Boix, G. León, F. Medina.

TÍTULO: Propagation Parameters of Microstrip Transmission Lines Fabricated on Magnetized Ferrites with Arbitrarily Oriented Bias Magnetic Field.

REF. CONGRESO: IEEE AP-S International Symposium and URSI Radio Science Meeting, URSI Proceedings, pág. 378, Salt Lake City, Utah (EE.UU.), Julio 2000.

AUTORES: R.R. Boix, G. León, F. Medina.

TÍTULO: Resonant Modes of a Wide Class of Microstrip Patches Fabricated on Magnetized Ferrites with Arbitrarily Oriented Bias Magnetic Field.

REF. CONGRESO: IEEE AP-S International Symposium and URSI Radio Science Meeting, URSI Proceedings, pág. 319, Salt Lake City, Utah (EE.UU.), Julio 2000.

AUTORES: G. León, R. R. Boix and F. Medina.

TÍTULO: Spectral Domain Analysis of the Tuning Properties of Microstrip Circuits on Magnetized Ferrites.

REF. CONGRESO: Progress In Electromagnetic Research Symposium, pág. 630, Cambridge, Massachusetts, (EE.UU.), Julio 2002.

AUTORES: G. León, R. R. Boix and F. Medina.

TÍTULO: Full Wave Analysis of Tunable Microstrip Filters Fabricated on Magnetized Ferrites.

REF. CONGRESO: IEEE AP-S International Symposium and URSI Radio Science Meeting, AP-S Proceedings, págs. 417-420, Columbus, Ohio (EE.UU.), Julio 2003.

AUTORES: R. R. Boix, G. León, M. J. Freire and F. Medina.

TÍTULO: Full Wave Spectral Domain Analysis of Microstrip Circuits and Antennas Fabricated on Magnetized Ferrites.

REF. CONGRESO: Applied Computational Electromagnetics Society Conference, Syracuse, New York, (EE.UU.), Abril 2004.

AUTORES: G. León, R. R. Boix , M. J. Freire and F. Medina.

TÍTULO: Study of Tunable Aperture Coupled Microstrip Antennas on Ferrite Substrates.

REF. CONGRESO: IEEE AP-S International Symposium and URSI Radio Science Meeting, AP-S Proceedings, Monterey, California, (EE.UU.), Junio 2004.

Publicaciones en congresos nacionales

AUTORES: G. León, R. R. Boix, F. Medina.

TÍTULO: Cálculo de los Parámetros de Propagación de Líneas Microtira Fabricadas sobre Ferritas Magnetizadas en una Dirección Arbitraria.

REF. CONGRESO: XV Symposium Nacional de la Unión Científica Internacional de Radio, págs. 88–89, Zaragoza, Septiembre 2000.

AUTORES: G. León, R. R. Boix, F. Medina.

TÍTULO: Análisis de Parches en Microtira Resonantes de tamaño reducido.

REF. CONGRESO: XV Symposium Nacional de la Unión Científica Internacional de Radio, págs. 201–202, Zaragoza, Septiembre 2000.

AUTORES: G. León, R. R. Boix, F. Medina.

TÍTULO: Análisis de Parches en Microtira Resonantes Fabricados sobre Sustratos de Ferrita Magnetizados en dirección arbitraria.

REF. CONGRESO: XVI Symposium Nacional de la Unión Científica Internacional de Radio, págs 295–296, Madrid, Septiembre 2001.

AUTORES: G. León, R. R. Boix, F. Medina.

TÍTULO: Análisis de Circuitos en Microtira Fabricados sobre Sustratos de Ferrita Magnetizada en Dirección Arbitraria.

REF. CONGRESO: XVII Symposium Nacional de la Unión Científica Internacional de Radio, págs 13–14, Madrid, Septiembre 2002.

AUTORES: G. León, R. R. Boix, F. Medina.

TÍTULO: Análisis de filtros sintonizables en microtira sobre sustrato de ferrita magnetizada.

REF. CONGRESO: XVIII Symposium Nacional de la Unión Científica Internacional de Radio, A Coruña, Septiembre 2003.

AUTORES: G. León, R. R. Boix, M. J. Freire, F. Medina.

TÍTULO: Estudio de antenas microtira alimentadas por una ranura sobre sustrato de ferrita.

REF. CONGRESO: XIX Symposium Nacional de la Unión Científica Internacional de Radio, Barcelona, Septiembre 2004.

GERMÁN LEÓN FERNÁNDEZ
CIRCUITOS Y ANTENAS EN TECNOLOGÍA
PLANA SOBRE SUSTRATOS FERRIMAGNÉTICOS

SOBRESALIENTE CUM LAUDE

POR UNANIMIDAD
11

FEBRERO

de 2005



El Presidente




El Secretario

