



UNIVERSITAT
POLITÈCNICA
DE VALÈNCIA



Tesis Doctoral

Análisis y optimización eficiente de agrupaciones de ranuras en guía

Universitat Politècnica de València

Departamento de Comunicaciones

Autor

Jose Ignacio Herranz Herruzo

Director

Dr. Alejandro Valero Nogueira

Valencia, Diciembre de 2015

Abstract

The present thesis develops an efficient and optimized design for large waveguide slot-arrays. Specifically, RLSA antennas on radial guides and classic arrays on monomode rectangular waveguides are considered. Besides, the standard performance of this kind of antennas is improved by adding parasitic dipoles above slots. This novelty allows on the one hand to alleviate the known drawbacks of RLSA antennas with linear polarization (LP-RLSA). On the other hand, the new elements enable radiation of circular polarization by rectangular waveguide slot arrays, conceptually limited to linear polarization.

The attainment of the aimed objectives is accomplished by following a three-stage sequential methodology. Firstly, an efficient and rigorous analysis method for each structure under study is implemented. This aspect turns out to be essential due to the huge size of involved antennas. Then, efficient design and optimization algorithms are conceived and developed, which must be suitable for arrays formed by a high number of elements. Finally, the achieved results are validated by means of the fabrication and measurement of several prototypes.

New LP-RLSA topologies proposed in this thesis provide a desired advance in their limited performance, without sacrificing their original low-cost concept. This progress becomes a reality thanks to the development of dedicated optimization algorithms. The achieved experimental results confirm such advance, thus postulating as a promising approach to the performance exhibited by CP-RLSA antennas.

Concerning rectangular waveguide slot arrays, an exhaustive and versatile optimization process is applied. This thesis also comprises a deep study about the attainable bandwidth of this kind of antennas, including the well-known detuning technique. As a result, a frequency optimization method is proposed, which aims to maximize the specifications' compliance within a targeted frequency band. Every proposed algorithm is extended to account for circular polarization arrays, given by the inclusion of parasitic dipoles. This modification enables this antennas to cover a wider scope of applications. Fabrication and measurement of several prototypes, envisaged for an actual deployment of different systems, confirm the conclusions of theoretical analysis.

Resumen

La presente tesis desarrolla el diseño optimizado eficiente de grandes agrupaciones de ranuras en guía. Específicamente, se contemplan las antenas RLSA sobre guía radial y las clásicas agrupaciones en guías rectangulares monomodo. Adicionalmente, el funcionamiento estándar de este tipo de antenas es mejorado introduciendo unos dipolos parásitos sobre las ranuras. Esta novedad permite por un lado aliviar los conocidos inconvenientes de las agrupaciones RLSA con polarización lineal (LP-RLSA). Por otro lado, los nuevos elementos posibilitan la radiación de polarización circular por parte de las agrupaciones de ranuras en guía rectangular, limitadas conceptualmente a polarización lineal.

La consecución de los objetivos planteados se lleva a cabo siguiendo una metodología secuencial de tres etapas. En primer lugar se implementa un método de análisis eficiente y riguroso de cada una de las estructuras bajo estudio. Este aspecto resulta fundamental debido al gran tamaño de las antenas consideradas. A continuación, se conciben y desarrollan algoritmos eficientes de diseño y optimización, adecuados para agrupaciones con un elevado número de elementos. Finalmente, se validan los resultados obtenidos mediante la fabricación y medida de varios prototipos.

Las nuevas topologías de LP-RLSA concebidas en esta tesis proporcionan un ansiado avance en sus limitadas prestaciones, sin abandonar su filosofía original de bajo coste. Este progreso se hace realidad gracias al desarrollo de algoritmos de optimización dedicados. Los resultados experimentales obtenidos confirman dicho avance, suponiendo un prometedor acercamiento a las prestaciones ofrecidas por las agrupaciones CP-RLSA.

Las agrupaciones en guía rectangular, por su parte, son objeto de un exhaustivo y versátil proceso de optimización. Esta tesis también incluye un profundo estudio sobre el ancho de banda de este tipo de antenas, incluyendo la conocida técnica de desintonización. Como resultado, se propone un método de optimización frecuencial, el cual pretende maximizar el cumplimiento de especificaciones en una determinada banda de frecuencias. Todos los algoritmos propuestos son además extendidos a agrupaciones con polarización circular, gracias a la inclusión de dipolos parásitos. Esta modificación habilita a estas antenas para cubrir un mayor espectro de aplicaciones. La fabricación y medida de varios prototipos, concebidos para el despliegue real de diferentes sistemas, confirman las conclusiones del análisis teórico.

Resum

La present tesi desenvolupa el disseny optimitzat i eficient de grans agrupacions de ranures en guia. Específicament, es contemplen les antenes RLSA sobre guia radial i les clàssiques agrupacions en guies rectangulars monomodo. Addicionalment, el funcionament convencional d'aquest tipus d'antenes és millorat introduint uns dipolos paràsits damunt de les ranures. Esta novetat permet per un costat alleujar els coneguts inconvenients de les agrupacions RLSA amb polarització lineal (LP-RLSA). D'altra banda, els nous elements possibiliten la radiació de polarització circular per part de les agrupacions de ranures en guia rectangular, limitades conceptualment a polarització lineal.

La consecució dels objectius plantejats es du a terme seguint una metodologia seqüencial de tres etapes. En primer lloc s'implementa un mètode d'anàlisi eficient i rigorós de cadascuna de les estructures baix estudi. Este aspecte resulta fonamental a causa del gran tamany de les antenes considerades. A continuació, es conceben i desenvolupen algoritmes eficients de disseny i optimització, adequats per a agrupacions amb un elevat nombre d'elements. Finalment, es validen els resultats obtinguts per mitjà de la construcció i mesura de diversos prototips.

Les noves topologies de LP-RLSA concebudes en esta tesi proporcionen el anhelat avanç en les seues limitades prestacions, sense abandonar la seua filosofia original de baix cost. Este progrés es fa realitat gràcies al desenvolupament d'algoritmes d'optimització dedicats. Els resultats experimentals obtinguts confirmen el esmentat avanç, suposant un prometedor acostament a les prestacions oferides per les agrupacions CP-RLSA.

Les agrupacions en guia rectangular, per la seua banda, són objecte d'un exhaustiu i versàtil procés d'optimització. Esta tesi també inclou un profund estudi sobre l'amplada de banda d'aquest tipus d'antenes, incloent la coneguda tècnica de desintonització. Com a resultat, es proposa un mètode d'optimització freqüencial, el qual pretén maximitzar el compliment d'especificacions en una determinada banda de freqüències. Tots els algoritmes proposats són a més estesos a agrupacions amb polarització circular, gràcies a la inclusió de dipolos paràsits. Esta modificació habilita a estes antenes per a cobrir un major espectre d'aplicacions. La construcció i mesura de diversos prototips, concebuts per al desplegament real de diferents sistemes, confirmen les conclusions extretes del anàlisi teòric.

Índice de contenidos

1. Introducción	1
1.1. Objetivos de la tesis	13
1.2. Estructura de la tesis	14
2. Análisis de agrupaciones en guía radial	17
2.1. Modelo de la ranura	18
2.1.1. Formulación del Método de los Momentos	19
2.1.2. Convergencia de las funciones base	24
2.1.3. Incorporación de las corrientes transversales	44
2.1.4. Caracterización del grosor de la ranura	63
2.2. Modelo de la pareja ranura-dipolo	75
2.2.1. Formulación del Método de los Momentos	75
2.2.2. Resultados numéricos	82
2.2.3. Incorporación del grosor del dipolo	88
2.3. Modelo de la excitación coaxial	95
2.3.1. Formulación del Método de los Momentos	95
2.3.2. Resultados numéricos	98
2.3.3. Definición del coeficiente de reflexión equivalente	100
2.4. Análisis de grandes agrupaciones	103
2.4.1. Formulación del Método de los Momentos	104
2.4.2. Definición de la función base equivalente	108
2.4.3. Cálculo de los parámetros de antena	115
2.4.4. Planteamiento de una solución aproximada	122
2.4.5. Incorporación del cortocircuito de la guía radial	128
2.4.6. Extensión del análisis a agrupaciones con dipolos	135
2.5. Comparativa con simuladores comerciales	143
3. Análisis de agrupaciones en guía rectangular	161
3.1. Introducción	161
3.2. Modelo de la ranura en guía rectangular	166
3.3. Formulación general del análisis de agrupaciones	178
3.4. Agrupaciones de ranuras radiantes	183
3.5. Acopladores entre guías a través de ranuras	192
3.6. Agrupaciones de ranuras a varios niveles	199
3.6.1. Agrupaciones con dos niveles de guías	199
3.6.2. Agrupaciones con tres niveles de guías	201
3.7. Inclusión de dipolos y medios multicapa	202
3.8. Comparativa con simuladores comerciales	205

4. Optimización de agrupaciones en guía radial	213
4.1. CP-RLSA: RLSA con polarización circular	214
4.1.1. Descripción de una antena CP-RLSA	214
4.1.2. Optimización de una antena CP-RLSA	218
4.1.3. CP-RLSA enfocada en campo cercano	222
4.2. LP-RLSA: RLSA con polarización lineal	233
4.2.1. LP-RLSA con ranuras canceladoras	234
4.2.2. LP-RLSA de haz inclinado	243
4.3. LP-RLSA con dipolos parásitos	253
4.3.1. Estudio de la pareja ranura-dipolo	254
4.3.2. Agrupación con haz inclinado	258
4.3.3. Incorporación de ranuras canceladoras	270
4.3.4. Topología en doble anillo	273
5. Optimización de agrupaciones en guía rectangular	283
5.1. Diseño de agrupaciones	284
5.1.1. Agrupaciones resonantes	285
5.1.2. Agrupaciones de onda progresiva	293
5.1.3. Agrupaciones con polarización circular	298
5.2. Optimización de agrupaciones	303
5.2.1. Agrupaciones resonantes	304
5.2.2. Agrupaciones de onda progresiva	321
5.2.3. Agrupaciones con polarización circular	323
5.3. Agrupaciones con dos niveles	327
5.3.1. Diseño circuital	328
5.3.2. Algoritmo de optimización	332
5.4. Agrupaciones con tres niveles	338
5.4.1. Diseño de acopladores por ranura	339
5.4.2. Diseño conjunto de la agrupación	344
5.4.3. Algoritmo de optimización	348
5.5. Optimización del ancho de banda	354
5.5.1. Modelo circuital	354
5.5.2. Modelo electromagnético	369
5.6. Resultados experimentales	377
5.6.1. Agrupación de ranuras con haz conformado	377
5.6.2. Agrupación de banda estrecha con polarización circular	387
5.6.3. Agrupación de banda ancha con polarización circular	393
6. Conclusiones	409
A. Evaluación de funciones de Green multicapa	415
A.1. Funciones de Green multicapa en el dominio espectral	415
A.2. El Método de las Imágenes Discretas Complejas	420
A.3. Evaluación asintótica de la integral de Sommerfeld	425
A.4. Valoración de la precisión de las funciones de Green	440
B. Funciones de Green en guías homogéneas	449
B.1. Guía de placas paralelas y cavidad circular	449
B.1.1. Guía de placas paralelas	449
B.1.2. Cavidad circular	450
B.2. Guía rectangular y cavidad rectangular.	453
B.2.1. Guía rectangular infinita	453

B.2.2. Guía rectangular semiinfinita	455
B.2.3. Cavidad rectangular	456
C. Cálculo del campo radiado	459
D. Convolución y tratamiento de la singularidad	463
D.1. Funciones base tipo rooftop	463
D.2. Funciones base sinusoidales	465
D.3. Funciones base polinómicas	467
Referencias	471
Publicaciones y proyectos relacionados	485

Capítulo 1

Introducción

Desde hace varias décadas, el sector de las telecomunicaciones presenta un crecimiento imparable, apareciendo nuevos y más modernos sistemas de comunicaciones inalámbricas. Especialmente, la implantación masiva de la tecnología multimedia hace que las actuales bandas de frecuencias sufran de una escasez de ancho de banda. Esta limitación ha hecho necesaria la exploración nuevos recursos de frecuencia en la parte alta de la banda de microondas. Por ejemplo, una de las aplicaciones más exitosas comercialmente de los últimos años ha sido la difusión de televisión por satélite DBS (*Direct Broadcast Satellite*). Dicho sistema funciona en Europa en la parte baja de la banda Ku (12 GHz).

Sin embargo, los sistemas actuales no se limitan a la banda de microondas, sino que las frecuencias milimétricas se están convirtiendo en una solución prometedora al actual problema gracias a su mayor ancho de banda. Mientras que hasta ahora la investigación en circuitos y sistemas en estas bandas ha estado limitada a aplicaciones militares, el reciente desarrollo de sistemas comerciales como redes de acceso fijo inalámbrico FWA (*Fixed-Wireless Access*) en torno a 28 GHz, redes inalámbricas de nueva generación de alta capacidad funcionando a 60 GHz y radares anti-colisión en automóviles a 76 GHz demanda un rápido desarrollo de tecnologías de bajo coste a estas frecuencias. A estas aplicaciones se les une el continuo desarrollo de sistemas de carácter más profesional como radioenlaces entre estaciones base a 22 GHz o sistemas radar en la banda Ka a 37 GHz. Dentro de estos sistemas destaca el reciente lanzamiento de una nueva generación de satélites funcionando en la banda Ka [1] para ofrecer servicio móvil de datos de banda ancha. El objetivo primordial es competir directamente con los operadores de telefonía móvil dando una cobertura prácticamente universal, algo imposible de ofrecer por los primeros. Este tipo aplicación es un ejemplo claro que requiere de una tecnología de bajo coste y perfil capaz de integrar todo el sistema receptor en un volumen pequeño, por ejemplo en el techo de trenes o automóviles.

Debido al carácter inalámbrico de todos los sistemas citados, un elemento de vital importancia es la antena necesaria en cada extremo de la comunicación. El funcionamiento a frecuencias tan elevadas requiere antenas muy directivas que compensen las altas pérdidas por propagación atmosférica. En este sentido, una de las ventajas adicionales de estas bandas es que las longitudes de onda son del orden del centímetro o menores y por lo tanto el tamaño de las aperturas se reduce considerablemente. Sin embargo, el incremento en frecuencia también trae consigo una mayor dependencia de las tolerancias de fabricación y la necesidad de tecnologías de guiado de bajas pérdidas.

Las antenas empleadas deben cumplir unos requisitos mínimos de funcionamiento impuestos por el sistema en el que se van a instalar, como por ejemplo, ganancia máxima, ancho de banda o bajo nivel de lóbulos secundarios o radiación contrapolar. Estos parámetros hacen referencia al comportamiento electromagnético de la antena y garantizan el

buen funcionamiento del sistema de telecomunicación. Sin embargo, existen otros aspectos que deben ser tenidos en cuenta a la hora de escoger el tipo más adecuado de tecnología y realizar el diseño de la antena. Unas de las características que pueden llegar a ser de vital importancia son las propiedades mecánicas de la antena. En ciertos entornos es posible que no sea recomendable instalar antenas voluminosas, ya sea por falta de espacio o por consideraciones estéticas. En estos casos se suele descartar los reflectores parabólicos convencionales y se debe optar por configuraciones planas. Otro factor que juega un papel importante para ciertas aplicaciones es el peso total de la antena, el cual puede hacer decantar la elección de una tecnología u otra. Tampoco se puede ignorar la tolerancia de fabricación ya que la capacidad de conseguir una realización lo más fiel posible cobra especial importancia a frecuencias altas, limitando a su vez los grados de libertad en el diseño de estas antenas. Por último, el coste de fabricación es otro de los factores clave en la elección de la tecnología, cuando no el más importante. Esta variable será tanto más relevante cuanto mayor sea el número de usuarios a los que va dirigida la aplicación en cuestión. Por esta razón, aunque el coste de la antena siempre es importante, no suele tener tanta repercusión en aplicaciones militares o altamente profesionales. De esta forma, las antenas aptas para una fabricación barata son las únicas que se pueden considerar para su empleo en aplicaciones altamente comerciales, como por ejemplo la recepción de TV por satélite. A este respecto, también hay que considerar la reducción de costes que supondría una fabricación masiva industrial.

Una vez decidida la tecnología más adecuada para la antena requerida, su diseño es una tarea mucho más complicada. Esto es debido a que no existen procedimientos de diseño universales, y por desgracia sólo se pueden consultar unas pautas para determinados tipos de antena muy específicos [2]-[5]. Tales métodos, debido a su carácter cuasi-analítico, únicamente son válidos si se realizan ciertas aproximaciones y se consideran estructuras canónicas simplificadas.

De esta manera, en la actualidad el software de diseño asistido por ordenador CAD (*Computer Aided Design*) se ha convertido en el método omnipresente para el diseño de dispositivos de microondas y antenas. En el caso concreto de antenas, este software es capaz de simular cualquier parámetro como su impedancia de entrada, diagramas de radiación, eficiencia o campo cercano, lo que facilita el ajuste del diseño, previamente a su fabricación. El software CAD actual ha evolucionado radicalmente en los últimos años, incrementando su precisión en las simulaciones y velocidad de ejecución. Todo ello, unido a la mejora exponencial de la capacidad de cálculo de los ordenadores modernos, reduce de forma muy considerable los tiempos de diseño actuales. El diseñador de antenas tiene ante sí dos alternativas para el software CAD: puede optar por desarrollar un código propio específico para ese caso concreto o recurrir a un simulador electromagnético de propósito general disponible comercialmente como FEKO [6], Ansoft HFSS [7] o CST Microwave Studio [8]. La ventaja de utilizar estos últimos proviene de su versatilidad a la hora de modelar estructuras arbitrarias compuestas por metalizaciones, dieléctricos o incluso condiciones periódicas. Además, en los últimos años este tipo de software ha mejorado sustancialmente su interfaz de usuario, cada vez más amigable e intuitiva, lo que le permite al diseñador llevar a cabo muchas modificaciones y pruebas en tiempos muy cortos.

Los actuales simuladores electromagnéticos comerciales incorporan modelos teóricos cada vez más rigurosos y computacionalmente eficientes, lo que les habilita para simular estructuras cada vez más grandes y complejas. Sin embargo, la aspiración de ser lo más versátil posible hace que este software no sea la opción más eficiente para ciertos casos. Por ejemplo, cuando se pretende analizar estructuras de dimensiones del orden de decenas de longitudes de onda, como las agrupaciones de antenas, dicho software requiere un tiempo incompatible con un procedimiento de optimización. A todo ello hay que unir la generación de una estructura con un elevado número de elementos, posiblemente sin simetrías aplicables. En consecuencia, el diseño de estructuras de grandes dimensiones suelen requerir el

desarrollo de un código de análisis propio, el cual únicamente es válido para casos concretos. No obstante, la aplicación de técnicas de aceleración especiales y simplificaciones permiten hacerlo mucho más eficiente que el software comercial. Una ventaja adicional del software propio es que es capaz extraer resultados útiles que no proporcionan los simuladores comerciales, como pueden ser los acoplamientos mutuos, matriz de impedancias o contribución al campo de cada elemento por separado.

Finalmente, tanto si se opta por desarrollar un código específico propio como si se emplea un simulador comercial de propósito general, se debe llevar a cabo un método de diseño adecuado. Aunque es difícil categorizar tales procedimientos, se pueden ordenar desde los más intuitivos a los más mecánicos. Quizá la solución más intuitiva sea una estrategia que combine diseños anteriores, introduciendo modificaciones nuevas que aporte el diseñador. De su intuición y experiencia dependerá el mayor o menor tiempo que supone esta solución, ya que suele desembocar en procesos de prueba y error. Un método menos intuitivo y más sistemático es el que se basa en estudios paramétricos. Dichos estudios permiten derivar reglas de comportamiento generales, que se pueden utilizar para optimizar el diseño y alcanzar los requisitos de funcionamiento. Cuando el número de variables es muy elevado o no se pueden deducir reglas de diseño debido a la interdependencia de los parámetros, hoy en día es frecuente recurrir a métodos de optimización automatizados. Estas avanzadas técnicas permiten alcanzar valores óptimos de los parámetros involucrados de forma automática, en base a unas metas fijadas por el diseñador. Entre estos métodos destacan las técnicas de gradiente [9], los algoritmos genéticos [10] o las redes neuronales [11], que han sido aplicados con éxito a diseños de antenas.

El objetivo de la presente tesis doctoral es el análisis, diseño y fabricación de antenas de bajo coste que sean capaces de trabajar en la parte alta de la banda de microondas. Durante muchas décadas, los reflectores parabólicos [2] se han venido utilizando en las aplicaciones a estas frecuencias. Por ello, su funcionamiento está muy estudiado y la tecnología de fabricación ya está muy madura, con la reducción de costes que ello supone. Además, entre sus ventajas más destacables se encuentran su buen ancho de banda, su estructura relativamente sencilla y una eficiente red de distribución por el aire que le confiere bajas pérdidas a altas frecuencias. No obstante, son unas antenas generalmente voluminosas debido al alimentador, y la sencillez de su principio de funcionamiento las hace incapaces de redirigir el haz principal de forma electrónica, requiriendo para ello de un movimiento mecánico.

En el otro lado del abanico de posibilidades se encuentran las agrupaciones de elementos microstrip [5], generalmente parches. El empleo de la tecnología microstrip le confiere a estas antenas ciertas ventajas respecto a los reflectores parabólicos gracias a su carácter plano, peso ligero, bajo coste y robustez mecánica. Asimismo pueden ser fabricadas usando procesos de placa de circuito impreso convencionales, son compatibles con la electrónica de microondas y son aptas para una producción masiva de bajo coste. Su facilidad para integrar elementos activos en su estructura les permite modificar algunas de sus características de forma electrónica, como por ejemplo la dirección del haz principal. También comparado con los reflectores parabólicos, las agrupaciones microstrip suelen proporcionar niveles de polarización cruzada inferiores. Habitualmente la alimentación de cada uno de los parches se realiza mediante líneas microstrip, lo que contribuye a una antena con menor coste de fabricación, más compacta y más ligera. La red de alimentación microstrip se suele disponer en la misma cara del sustrato que los elementos radiantes, contribuyendo a la simplicidad de la antena. Otras posibilidades consisten en colocar las líneas microstrip en la cara inferior del sustrato o directamente en otro dieléctrico, acoplándose al parche a través de ranuras en el plano de masa. Estas últimas configuraciones proporcionan mayor flexibilidad de diseño, traduciéndose en mejores características de ancho de banda, a cambio de mayor complejidad de fabricación.

Sin embargo, las agrupaciones de parches microstrip presentan ciertos inconvenientes comparándolas con los reflectores parabólicos, como es su menor ancho de banda. Otra desventaja viene dada por su pérdida de eficiencia de radiación a altas frecuencias debido fundamentalmente a la red de distribución microstrip, la cual va perdiendo paulatinamente su carácter de guiado conforme aumenta la frecuencia. Por esta razón, en la parte alta de la banda de microondas y en la de milimétricas, se suelen emplear estructuras de alimentación con menores pérdidas como por ejemplo las líneas coplanares (CPW) [12]. Sin embargo, las alternativas más convenientes por su alta eficiencia son la guía de placas paralelas [13] y la guía rectangular monomodo [14], en las cuales la alimentación de los parches se suele realizar mediante sondas introducidas en la guía y conectadas a ellos.

Otra solución que se encuentra en un punto medio entre los reflectores parabólicos y las agrupaciones microstrip la representan los reflectarrays [15]. Este tipo de antenas, que resulta de la combinación de una agrupación microstrip con la alimentación de un reflector parabólico, ha sido objeto de una extensa investigación en las últimas décadas [16]-[17]. Debido a su similitud, hereda ciertas ventajas de las agrupaciones microstrip como su bajo coste, bajo peso, carácter plano de la superficie reflectante, fácil instalación y alta ganancia. Esto les concede ciertas ventajas mecánicas respecto a los reflectores convencionales en aplicaciones espaciales, a pesar de que sigue siendo necesario un alimentador en el foco. Además, poseen mayor flexibilidad en el diseño, permitiendo obtener varios haces principales, diagramas conformados, funcionamiento en doble banda o doble polarización [17]. A todo esto se le une la posibilidad de reapuntamiento electrónico del haz mediante la integración de dispositivos de control de estado sólido. Asimismo, la alimentación espacial mediante una antena en su foco elimina la red de distribución, lo que les facilita acercarse a las eficiencias de pérdidas típicas de los reflectores parabólicos. Sin embargo, estas antenas heredan inconvenientes de las agrupaciones microstrip, como por ejemplo su reducido ancho de banda, aunque éste se puede mejorar con reflectores multicapa [18]. Por otro lado, del mismo modo que los reflectores parabólicos, la necesidad de una fuente primaria iluminante hace aumentar el volumen total de la antena e introduce una cierta pérdida de eficiencia, tanto de iluminación como de desbordamiento. Una solución surgida en los últimos años es el reflectarray doblado [19], el cual integra el alimentador en la superficie reflectante principal, añadiendo otra más en frente de ella, lo que da como resultado una estructura mucho más compacta.

Por último, aunque es posible alimentar elementos microstrip mediante guías de ondas de bajas pérdidas, el elemento radiante más natural para estas guías es la ranura. Las agrupaciones de ranuras en guía comparten ciertas ventajas de las agrupaciones microstrip como son su carácter plano y volumen reducido y su versatilidad en el diseño, dando como resultado antenas con polarización lineal o circular, doble polarización o haz reconfigurable. A todo ello se le une una alimentación por guía de ondas, que mitiga la pérdida de eficiencia a altas frecuencias que sufren las agrupaciones alimentadas por líneas abiertas. Por lo tanto, las agrupaciones de ranuras son capaces de alcanzar eficiencias muy altas para aplicaciones en la parte alta de la banda de microondas y en la de milimétricas.

El diseño e implementación de antenas de alta ganancia formadas por agrupaciones de ranuras en frecuencias elevadas ha experimentado un gran impulso en las últimas décadas. Estos diseños se pueden clasificar dependiendo del tipo de guía que alimenta las ranuras: agrupación de guías rectangulares monomodo, guía rectangular multimodo y guía radial. Las antenas formadas por ranuras situadas en la cara ancha de una guía rectangular monomodo han sido estudiadas ampliamente, tanto para polarización circular [20] como lineal [4]. Respecto a la polarización lineal, las agrupaciones resonantes de ranuras longitudinales se han venido utilizando extensamente en aplicaciones de teledetección debido a su carácter plano, estructura robusta, alta eficiencia, gran pureza de polarización, buen nivel de lóbulos secundarios y técnicas de diseño maduras [21]. Todo ello unido a la posibilidad de reconfigurar electrónicamente el haz [22] mediante la incorporación de desfases en la misma

red de alimentación, ha convertido a este tipo de antenas en la opción más extendida para aplicaciones radar.

Sin embargo, estas antenas no son adecuadas para aplicaciones de bajo coste a causa de su compleja estructura. La red de distribución necesaria para alimentar todas las guías en una gran agrupación suele implementarse en paralelo varios niveles por debajo, complicando enormemente su fabricación y ensamblaje. Una alternativa apta para configuraciones de haz fijas consiste en alimentar las guías ranuradas mediante otras guías inferiores a las que se acoplan a través de ranuras colocadas en serie. Esta configuración simplifica notablemente la red de distribución, aunque su diseño deja de ser independiente de la agrupación de ranuras radiantes, y por lo tanto es necesario un análisis completo de la antena. En este campo destaca el trabajo realizado por S. R. Rengarajan de la Universidad del Estado de California [23]-[25], tanto en el análisis propiamente dicho como en el diseño de estas estructuras. También merece la pena mencionar el esfuerzo de Montisci y Mazzarella [26]-[28], dedicado fundamentalmente al análisis de ranuras en guía rectangular monomodo. En cuanto al diseño y optimización de agrupaciones, destacan las recientes publicaciones de los trabajos [29]-[31]. La mayoría de ellos acuden al equivalente circuital de la agrupación, extraído del análisis riguroso de las ranuras, para facilitar el diseño sistemático de la antena.

En las últimas décadas se han desarrollado variantes de bajo coste para tamaños de agrupación moderados, hecho que ha permitido extender su uso a multitud de aplicaciones tanto comerciales como militares o profesionales. Aunque la principal aplicación de uso masivo ha sido la recepción de TV por satélite DBS a 12 GHz [32], cuyas antenas están disponibles comercialmente en Japón, también se han desarrollado diseños para radioenlaces entre estaciones base de sistemas móviles a 22 GHz [33], redes de acceso inalámbricas FWA a 26 GHz [34], redes de área local inalámbricas WLAN a 60 GHz [35], radares anti-colisión en vehículos a 76 GHz [36] o antenas monopolso para aplicaciones radar [14]. Una de estas variantes de bajo coste consiste en sintetizar la red de distribución en la misma capa que la agrupación de guías [37], reduciendo considerablemente su peso, volumen y complejidad. Esta vía ha sido principalmente desarrollada por el grupo que lidera M. Ando del Instituto Tecnológico de Tokio. En este tipo de diseños, una guía perpendicular excita las guías ranuradas por un extremo, a través de ventanas en forma de uniones en π . Dichas uniones son convenientemente diseñadas para adaptar la entrada y sintetizar una distribución de amplitud uniforme entre las guías radiantes. En este caso, las agrupaciones de ranuras suelen responder a un diseño de onda progresiva con haz inclinado, con una ranura final actuando de carga adaptada. Esta configuración es capaz de alcanzar altas eficiencias, por ejemplo un 75 % a 22 GHz [33] o un 50 % con lóbulos secundarios bajos para radares anti-colisión a 76 GHz [38].

Un inconveniente importante en la fabricación de agrupaciones de ranuras en guía monomodo es la dificultad de asegurar un contacto eléctrico perfecto entre las paredes internas de las guías y la superficie ranurada superior, que en general se construyen por separado. Una de las soluciones propuestas para esta generación de una única capa consiste en alimentar las guías en contrafase, sustituyendo las ventanas en π por ventanas en T. Este desfase hace que la corriente neta en la parte superior de las paredes internas de las guías sea nula, y como consecuencia no sea necesario un contacto eléctrico perfecto con la superficie superior. Aunque la eficiencia conseguida es menor que en las agrupaciones de guías en fase, la incorporación adicional de *chokes* para evitar fugas permite alcanzar valores cercanos al 65 %. Entre los trabajos realizados con este tipo de antenas, destaca su empleo en un sistema comercial completo de bucle de abonado inalámbrico FWA a 26 GHz [34].

El concepto de agrupaciones de ranuras con la alimentación integrada en una única capa también se ha aprovechado en antenas con polarización circular. El ejemplo más destacado [39] emplea como elementos radiantes ranuras en forma de cruz formando una agrupación tipo *leaky*, de forma similar a lo propuesto en el artículo original [40]. El hecho de que la ranura en cruz radie distintos signos de la polarización circular según el sen-

tido de incidencia del modo fundamental, se explota en [41] para conseguir una antena con polarización dual con apuntamientos distintos y eficiencias en torno al 70%. Se han propuesto otros elementos como radiadores de polarización circular en guías rectangulares monomodo, aunque ninguno de ellos ha tenido continuidad en su investigación. La propuesta más interesante [42] coloca un dipolo a una cierta altura y orientación sobre cada una de las ranuras longitudinales, de tal manera que transforma en circular la polarización lineal radiada originalmente. La misma idea se aplica en [43] a ranuras dispuestas esta vez en la cara estrecha de la guía rectangular, aunque únicamente se diseña una agrupación unidimensional. Por último, también se ha propuesto el conjunto formado por una ranura en forma de U y una ranura rectangular [44] como radiador de polarización circular.

La tecnología SIW (*Substrate Integrated Waveguide*) permite abaratar la fabricación de guías rectangulares sustituyendo las paredes verticales por una serie de postes metálicos lo suficientemente cercanos. El coste de fabricación se reduce notablemente ya que aprovecha una tecnología madura como es la de los *via-holes* en placas de circuito impreso. Aprovechando esta técnica es posible construir agrupaciones de ranuras sobre un sustrato, con una buena precisión y un coste muy bajo. El inconveniente proviene del aumento de las pérdidas, especialmente a altas frecuencias, debido a la propagación de la onda por un dieléctrico. No obstante, una ventaja adicional es que es posible construir la red de alimentación de las guías en el mismo sustrato que la agrupación, dando como resultado una antena de una única capa. Dicha red puede aportar otras funcionalidades aparte de divisor de potencia, como en [45] donde una red de Butler permite obtener una antena reconfigurable de bajo coste a 60 GHz. Aún con las limitaciones de una fabricación PCB, es posible subir aún más en frecuencia, como por ejemplo en el trabajo recogido en [46], donde se expone una antena monopulso a 94 GHz, si bien con una eficiencia de pérdidas importantes. Por último, la reducción del tamaño de las guías monomodo con dieléctrico permite intercalar guías con ranuras de dos inclinaciones diferentes para lograr un funcionamiento dual en polarización [47].

Otra forma de evitar las paredes verticales internas es eliminarlas directamente con lo que las ranuras se colocan sobre guías rectangulares multimodo en una de sus dimensiones. Debido a su carácter dispersivo, estas guías se deben excitar de forma adecuada si se quiere evitar un funcionamiento de banda estrecha. Para generar un campo lo más uniforme posible en la apertura, es habitual emplear varias fuentes que excitan una combinación de modos con unas características similares a las de un modo TEM. Por el contrario, también es posible alimentar estas fuentes en contrafase con una separación adecuada, de tal manera que se excite el modo de orden superior de la guía TE_{N0} . Ambas variantes suelen presentar anchos de banda más reducidos ya que la distribución de campo en la guía multimodo es muy dependiente del comportamiento en frecuencia de la red de excitación. Con el fin de generar un modo similar al TEM en la guía, se emplean diferentes soluciones: ventanas en guía, ranuras alimentadas por una guía inferior o una red de alimentación microstrip. La excitación de la guía rectangular sobredimensionada mediante ventanas en guía es muy similar a la utilizada en las antenas formadas por agrupaciones de guías monomodo de una capa. En este caso, además de eliminar las paredes internas, se suelen sustituir las paredes externas por postes como en las guías SIW, lo que disminuye aún más su coste. El campo cuasi-TEM generado obliga a colocar las ranuras de forma transversal a la dirección de propagación del campo, por lo que hay que añadir una serie de ranuras canceladoras para minimizar las reflexiones [37]. Precisamente por el carácter multimodo de la estructura, el campo se va deformando al ir atravesando los elementos radiantes y su funcionamiento, tanto en eficiencia como en ancho de banda, suele ser peor al de las guías monomodo. A pesar de estos inconvenientes, la alimentación por medio de líneas y parches microstrip de dichas guías multimodo aporta interesantes funcionalidades nuevas. Por ejemplo, en [48] se construye una antena alimentada por una red microstrip en cada uno de los extremos con diferentes desfases entre elementos, lo que proporciona dos haces para apuntar a diferentes

satélites. La última posibilidad de alimentación de la multimodo consiste en situar perpendicularmente una guía monomodo, acoplándose a través de una serie de ranuras, generando así un modo cuasi-TEM [49] o un modo de orden superior TE_{N0} [50].

Como conclusión, las tradicionales agrupaciones de ranuras en guías rectangulares monomodo presentan unas prestaciones eléctricas que las hace imbatibles en aplicaciones altamente profesionales. Sin embargo, su alto coste de fabricación ha hecho que durante los últimos años hayan surgidos variantes que llegan a un compromiso más equilibrado entre coste, volumen y prestaciones, hecho indispensable para extender su uso a aplicaciones masivas comerciales. Dentro de este conjunto de agrupaciones de ranuras de bajo coste se encuentran las denominadas RLSA (*Radial Line Slot Array*), que se puede considerar como la solución más sencilla estructuralmente. Consisten básicamente en una guía de placas paralelas, alimentada en su centro habitualmente por una sonda coaxial, sobre la que se disponen circularmente las ranuras. Como consecuencia, la estructura resultante se puede fabricar completamente mediante procedimientos de circuito impreso, lo que unido a una alimentación muy sencilla, da como resultado una antena de muy bajo coste. El campo que se propaga por este tipo de guías, si su altura es inferior a media longitud de onda, es un modo TEM con simetría de revolución cilíndrica. Una adecuada colocación y orientación de las ranuras permite radiar polarización circular o lineal. Sin embargo, debido a los problemas de adaptación de la antena con polarización lineal, son mucho más abundantes las referencias sobre los diseños con polarización circular. A esto hay que añadir que la aplicación principal con la que fueron ideadas este tipo de antenas fue la recepción de TV por satélite, que en Japón opera con polarización circular. Es necesario resaltar que la investigación sobre este tipo de agrupaciones de ranuras ha sido impulsada predominantemente por el grupo liderado por M. Ando del Instituto Tecnológico de Tokio. Todo ello añadido a las buenas prestaciones que presentan este tipo de antenas ha hecho que estén disponibles comercialmente en Japón para recepción DBS.

Las primeras propuestas de agrupaciones de ranuras en guía radial con polarización circular (CP-RLSA) tuvieron como base una estructura más compleja que la que finalmente se adoptaría como solución general. La guía de placas paralelas sobre la que se disponen las ranuras es alimentada por otra guía inferior que a su vez es excitada mediante una transición coaxial. La comunicación entre ambas guías se realiza a través de un codo de 180° al final de las mismas. A este tipo de diseño se le suele denominar RLSA de doble capa (DL-RLSA: *Double-Layered RLSA*) o RLSA doblada (*Folded RLSA*). La excitación genera un modo TEM radial hacia fuera en la guía inferior que llega a la guía superior como un campo propagándose hacia dentro, el cual excita las ranuras. Al ser una agrupación operando en onda progresiva, en el centro de la guía superior se suele situar un material absorbente para disipar la potencia que no es radiada por las ranuras. Las características del modo TEM radial hacia dentro dicta la distribución adecuada de dichas ranuras sobre la superficie superior para conseguir un haz directivo en dirección broadside con polarización circular. En concreto, la celda básica de la agrupación es una pareja de ranuras perpendiculares separadas un cuarto de longitud de onda guiada ($\lambda_g/4$). Dichas parejas se disponen formando una espiral cuyo paso debe ser igual a λ_g para una alimentación en fase. Tal separación hace necesario introducir un material dieléctrico en la guía para que no aparezcan lóbulos de difracción. Esta primera propuesta se publica con detalle en 1985 [51], donde se realiza un diseño teórico para 12 GHz. Posteriormente se fabrica un prototipo [32] que confirma los buenos resultados con una ganancia de 35dBi, que se traduce en una eficiencia del 57%. Una posterior optimización del codo de 180° [52] mejoró notablemente las características de adaptación de la antena. El esquema típico de una DL-RLSA con polarización circular se observa en la Fig. 1.1.

A pesar de los buenos resultados, la necesidad del codo de 180° dificulta la fabricación y diseño de los prototipos, por lo que posteriormente se propone [54] la estructura de una RLSA de una capa (SL-RLSA: *Single-Layer RLSA*), que se convierte en la forma general

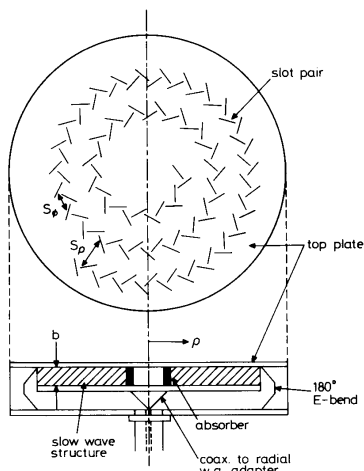


Figura 1.1: RLSA de doble capa (DL-RLSA) con polarización circular (Fuente: [53]).

adoptada por este tipo de antenas. Una SL-RLSA (Fig. 1.2) está compuesta simplemente por una guía de placas paralelas rellena de dieléctrico y alimentada generalmente por una sonda coaxial en su centro. En la superficie metálica superior se disponen las ranuras que son alimentadas por el modo TEM cilíndrico propagándose hacia fuera. La guía radial circular se suele terminar con un absorbente que disipa la potencia no radiada por las ranuras, aunque también es posible terminarla en cortocircuito con un diseño adecuado. Por otro lado, el funcionamiento en onda progresiva hace necesario un riguroso diseño [54] que compense la caída de amplitud del modo cilíndrico y la pérdida de potencia por radiación. Además, la fase del modo va cambiando a medida que incide sobre la agrupación de ranuras, obligando a corregir su posición original [54] para sintetizar un campo en la apertura lo más uniforme posible. En estas antenas es habitual añadir una espiral antes del cortocircuito final de la guía, actuando así como carga adaptada pero sin perder la potencia residual, ya que se diseña para que radie con la misma polarización y fase de la agrupación. Las medidas de prototipos [55] confirman el buen funcionamiento de este tipo de antenas con eficiencias muy elevadas, en torno al 70-80 %.

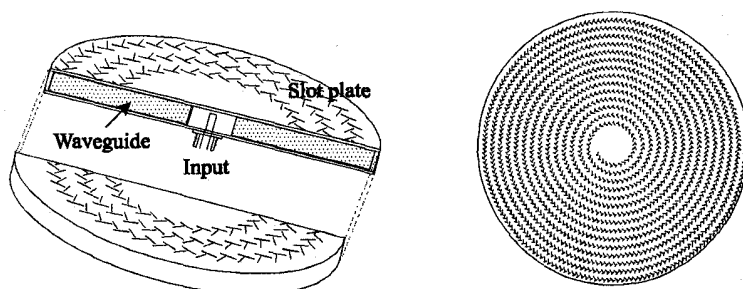


Figura 1.2: RLSA de una capa (SL-RLSA) con polarización circular (Fuente: [56]).

A causa del carácter multimodo cilíndrico de la guía radial, el diseño de antenas RLSA precisa un análisis riguroso de las ranuras incluyendo acoplamientos mutuos, de tal forma que se satisfaga una función de acoplamiento óptima [57] para la iluminación requerida. Especialmente cuando el final de la guía se deja abierto o se coloca un absorbente es fun-

damental que las ranuras radien la mayor cantidad de potencia posible, lo que se suele penalizar la uniformidad de la excitación, especialmente en antenas de reducido tamaño. Un ejemplo de RLSA pequeña se recoge en [35], donde se construyen prototipos con eficiencias de alrededor del 50 % a 60 GHz. Una estrategia que se emplea habitualmente en antenas de onda progresiva de polarización circular consiste en alimentar por ambos extremos una misma superficie radiante, con el propósito de conseguir un funcionamiento dual en polarización. Una forma de llevarlo a la práctica en una RLSA se propone en [58] donde se combina la alimentación de una guía radial de una capa (modo hacia fuera) y la alimentación de una guía de doble capa (modo hacia dentro). Los resultados logrados son satisfactorios, con una eficiencia de pico del 60 % y un nivel de contrapolar de 20dB. El inconveniente proviene de la dificultad de fabricación de las RLSA de doble capa.

En las configuraciones de RLSA comentadas anteriormente, el modo cilíndrico tiene simetría de rotación y es la distribución de las ranuras en espiral la que asegura la polarización circular. El problema radica en que la asimetría de la disposición de las ranuras deforma el modo a lo largo de su propagación radial. Una alternativa a este diseño consiste en generar un modo que va girando en forma de espiral (modo rotatorio), y colocar las ranuras en anillos concéntricos para radiar polarización circular [59]. A esta configuración se la conoce como RLSA en anillos concéntricos (CA-RLSA: *Concentric-Array RLSA*). La en este caso simétrica disposición de los elementos radiantes perturba de forma más suave el modo que se propaga por la guía. De manera similar que en la topología original en espiral, pero con un diseño más sencillo [60], el último anillo de parejas de ranuras y el cortocircuito final hacen la función de carga adaptada radiando polarización circular (ver Fig. 1.3). Esta configuración consigue eficiencias muy altas, incluso para antenas pequeñas, hasta del 80 % [60].

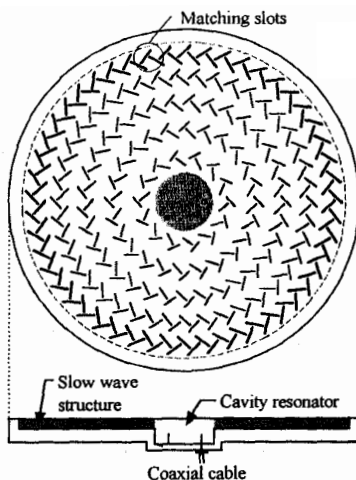


Figura 1.3: RLSA de anillos concéntricos (CA-RLSA) con polarización circular (Fuente: [60]).

En las antenas CA-RLSA, un aspecto fundamental que afecta a su buen funcionamiento y coste de fabricación es la técnica empleada para generar el modo rotatorio en la guía radial. En los primeros diseños se utilizaba un resonador de cavidad excitado por una sonda coaxial [59], el cual fue evolucionando hacia diseños más compactos y de mayor ancho de banda, como algunos basados en guías coplanares [61] o con ranuras en forma de anillo y líneas microstrip [62]. De especial importancia práctica a alta frecuencia son las soluciones que emplean una transición desde una guía rectangular, como la que consiste en

una ranura en forma de anillo [63] o un par de ranuras cruzadas [64], siendo esta última la más aprovechada en posteriores trabajos.

Las antenas CA-RLSA constituyen la variante de RLSA con mejor eficiencia documentada hasta la actualidad, lo cual sería imposible sin una adecuada técnica de diseño de la longitud y posición de las ranuras. Un procedimiento de diseño iterativo se propone en [65] donde, comenzando desde el último anillo que debe servir de adaptación, se va diseñando iterativamente toda la superficie radiante hasta llegar al primer anillo. La amplitud y la fase del acoplamiento se controlan con la longitud y posición de las ranuras respectivamente, alcanzando una eficiencia de pico de un 84 % en la banda de frecuencia de 12 GHz.

A partir del diseño básico de una CA-RLSA se pueden hacer modificaciones para conseguir otras funcionalidades. De esta forma, alimentando las ranuras en anillos concéntricos con un modo rotacionalmente simétrico en lugar de rotatorio, se consigue radiar un haz cónico [66]. Este fenómeno se aprovecha muy intuitivamente en [67], donde se diseña una antena monopulso mediante una estructura de alimentación que es capaz de generar tanto el modo simétrico como el modo giratorio. Otra variante pretende mejorar el ancho de banda de las antenas RLSA, el cual viene determinado por la alimentación serie de las ranuras. Aunque es difícil de idear una alimentación paralelo en una RLSA de una capa, en [68] se propone una posible solución recurriendo para ello a una RLSA de doble capa. En lugar de alimentar la guía superior mediante un codo al final de la misma, la comunicación entre ambas guías se realiza a través de un anillo que actúa como divisor de potencia en la mitad de la guía superior. En consecuencia, este desdoblamiento de la alimentación reduce a la mitad la longitud de la línea, por lo que se produce el previsible aumento del ancho de banda. Este tipo de antena es denominada RLSA de banda ancha (WB-RLSA: *Wide band RLSA*). Posteriormente [69], la combinación de esta estructura con un modo rotatorio de alimentación y un anillo final de adaptación mejora las prestaciones globales del diseño. Sin embargo, la ganancia de ancho de banda conseguida no parece compensar la complicación en la fabricación y diseño de esta estructura. Por último, las ideas básicas de las antenas RLSA también han sido aplicadas a diseños de pequeñas dimensiones [70], operando necesariamente en modo resonante.

Todo lo expuesto hasta aquí sobre las antenas de ranuras en guía radial con polarización circular demuestra su excelente funcionamiento, lo que ha llevado a su comercialización especialmente en Japón. Sin embargo, la extrapolación de los mismos conceptos a diseños con polarización lineal no se ha realizado con tanto éxito, a causa de ciertos problemas de funcionamiento inherentes. La primera referencia [71] aparece algunos años después de los primeros diseños con polarización circular, heredando la estructura de alimentación de las primeras soluciones de doble capa. En este caso, con el objetivo de conseguir polarización lineal en dirección broadside, el radiador fundamental es una pareja de ranuras perpendiculares separadas media longitud de onda en la guía ($\lambda_g/2$) en dirección radial. Estas parejas de ranuras se distribuyen en anillos concéntricos con la inclinación adecuada según su posición, tal y como se esquematiza en la Fig. 1.4. La separación entre los anillos es una longitud de onda guiada (λ_g), para forzar una radiación en fase y por lo tanto un haz directivo en dirección broadside. Como se puede observar, la disposición de las ranuras resulta mucho más asimétrica que en los diseños con polarización circular, ya que su orientación relativa depende de la separación angular con el eje de polarización. A pesar de que los diagramas de radiación son satisfactorios, la separación entre los elementos hace que las reflexiones provenientes de ellos se sumen en fase. Esto se traduce en una adaptación muy mala en el puerto de entrada y hace indispensable modificar la disposición inicial aplicando diferentes técnicas. Sin embargo, dichas soluciones no han resultado completamente satisfactorias, ya que perturban otros parámetros de la antena, y las prestaciones de una RLSA con polarización lineal se encuentran aún muy por detrás de sus homólogas con polarización circular.

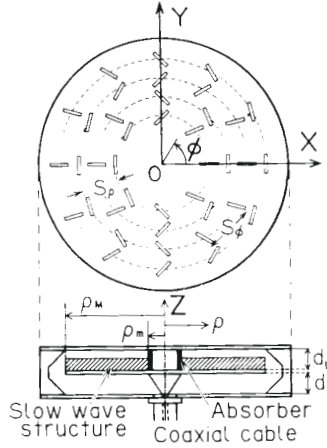


Figura 1.4: RLSA de doble capa (DL-RLSA) con polarización lineal (Fuente: [71]).

La alternativa más frecuente para solucionar la mala adaptación consiste en añadir un conjunto de ranuras adicionales que cancelen las reflexiones. En general se suele colocar una ranura canceladora por cada una que existe originalmente, separada $\lambda_g/4$ respecto a ésta, y orientada transversalmente respecto a la dirección radial para una cancelación máxima. Como se puede apreciar en la Fig. 1.5, la estructura radiante presenta una densidad de elementos muy elevada. El primer diseño con estas nuevas ranuras aparece en [72], donde ya se emplea una estructura con una única capa (SL-RLSA). El elevado número de ranuras de esta alternativa hace imprescindible un análisis riguroso para el ajuste de la posición y la longitud de las ranuras canceladoras. Así, en [72] se recoge un dato de eficiencia de pico de un 50% para esta configuración. Pese a todo, la incorporación de las ranuras adicionales introduce ciertos efectos negativos como el aumento de la componente de radiación contrapolar. Hay que destacar que, debido posiblemente a la dificultad del diseño de la carga adaptada, todos los trabajos documentados terminan la guía en abierto o con un absorbente, con la pérdida de eficiencia que supone. Otra posible causa es que la investigación sobre esta antena no ha sido tan prolífica como la de la variante con polarización circular, debido a las dificultades comentadas anteriormente. Uno de los grupos que más prototipos de LP-RLSA ha desarrollado ha sido el dirigido por M. Bialkowski y P. Davis de la Universidad de Queensland, en Australia. La estructura de los prototipos diseñados es prácticamente idéntica a la descrita anteriormente, salvo que suelen incluir una sonda terminada en un disco como alimentación de la guía radial. Varios de estos diseños de LP-RLSA con ranuras canceladoras se recogen en [73].

Otra solución muy habitual a la mala adaptación de este tipo de antenas consiste en sintetizar un diagrama con un cierto desapuntamiento (*tilt*) respecto de la dirección broad-side. Aplicando de esta forma una técnica conocida de las agrupaciones de onda progresiva, las reflexiones de las ranuras ya no se suman completamente en fase, mejorando con ello la adaptación. Aunque se ha comprobado que es posible inclinar el haz desplazando la alimentación del centro de la antena [74], la técnica habitual consiste en variar la disposición de las ranuras. El diseño teórico de los distintos anillos en función del desapuntamiento escogido se propone en [75], donde se incluye una validación experimental mediante la fabricación de varios prototipos.

Un estudio interesante que compara ambas técnicas de adaptación se muestra en [76], donde se fabrican tres prototipos: uno con el diseño original, otro con ranuras canceladoras y el último con un desapuntamiento del haz. Este artículo demuestra que ambas estrategias

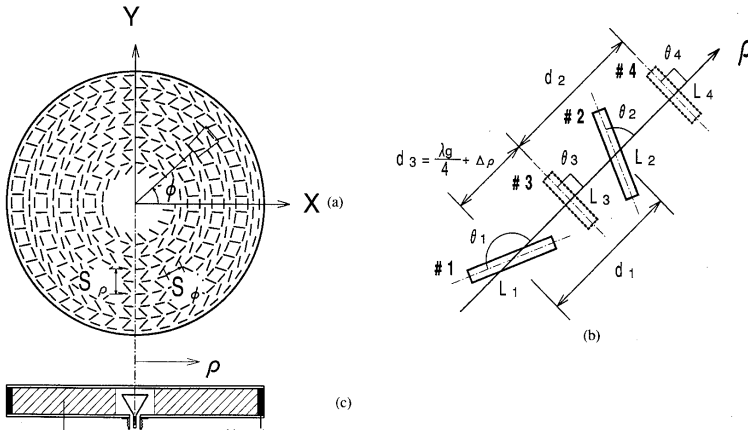


Figura 1.5: RLSA de una capa (SL-RLSA) para polarización lineal con ranuras canceladoras (Fuente: [72]).

son acertadas y consiguen adaptar la antena con un ancho de banda adecuado. Sin embargo, la mayor densidad de elementos que introducen las ranuras canceladoras provoca mayores pérdidas en el conductor y aconseja aplicar la técnica de inclinación del haz. Un estudio con conclusiones similares se realiza en [77], donde también se considera un prototipo con las ranuras canceladoras dispuestas en la superficie inferior de la guía radial. Esta última opción no introduce radiación contrapolar y proporciona resultados satisfactorios en cuanto a la adaptación. No obstante, es evidentemente que en este caso aparece una radiación trasera que reduce la eficiencia y puede ser incompatible en ciertas aplicaciones. Además de introducir una cierta inclinación en el diagrama, también es posible conformar el haz mediante el diseño de la posición de las ranuras. En [78] se emplea un algoritmo iterativo que modifica el espaciado de las ranuras con el objetivo de generar el diagrama deseado. Este procedimiento se aplica con éxito en el diseño de una antena con un ancho de haz de ganancia plana. Todo el trabajo realizado en la Universidad de Queensland sobre el procedimiento de diseño y fabricación de este tipo de antenas se resume en [79].

Los trabajos citados anteriormente llevan a la conclusión que el diseño de antenas RLSA demanda un análisis riguroso de las ranuras en la guía radial. La influencia de la agrupación de ranuras en la propagación del modo TEM a lo largo de la guía [57] dicta su longitud y posición para conseguir un diagrama directivo con la polarización deseada. El primer intento de modelado del acoplamiento de las ranuras [80] considera una impedancia superficial y la ajusta a partir de resultados experimentales. De esta forma, el modelo es capaz de predecir el cambio de amplitud y fase del modo guiado, que trae como consecuencia la aparición de un desplazamiento de la curva de ganancia original. Sin embargo, la caracterización más habitual de una RLSA empleada por el grupo del Instituto Tecnológico de Tokio, y que ha servido de base para el desarrollo de la mayoría de sus prototipos, se recoge en [53]. Esta técnica analiza mediante el método de los momentos una agrupación unidimensional de parejas de ranuras, suponiendo condiciones periódicas en la dimensión transversal. De esta forma, la estructura analizada es el equivalente rectangular de una distribución circular de elementos, considerando un modo incidente TEM con frente de onda plano. La disposición de las ranuras en anillos teóricamente se ajustaría mejor a este tipo de modelado que las configuraciones en hélice, pero no obstante se ha aplicado con éxito al diseño y fabricación de un elevado número de prototipos. Este modelo permite incorporar de forma muy sencilla un cortocircuito al final de la guía, habilitando así el diseño de las ranuras finales de adaptación.

Debido a que las aproximaciones realizadas no son lo suficientemente precisas para ciertos casos, posteriormente han aparecido trabajos que modelan las ranuras de forma

más rigurosa. Un ejemplo de estos casos son las antenas RLSA pequeñas, donde el elevado radio de curvatura de los anillos o de la hélice introduce cierta asimetría y ya no es válida la aproximación anterior. Por ello, en [81] se aplica el método de los momentos para un análisis completo de antenas RLSA cortocircuitadas de pequeñas dimensiones. Este método modela el cortocircuito final de la guía por una serie de postes verticales lo suficientemente cercanos. Aunque estos modelos *full-wave* más rigurosos fueron originalmente ideados para antenas con pocos elementos, el desarrollo de un método análisis eficiente permite realizar diseños óptimos de grandes agrupaciones de ranuras [82]. En esta línea destaca especialmente el extenso trabajo realizado en los últimos años por M. Albani y A. Freni de la Universidad de Siena y Florencia respectivamente. En un primer artículo analizan de forma muy rigurosa una CP-RLSA de grandes dimensiones mediante el método de los momentos combinado con el cálculo eficiente de las funciones de Green en la cavidad cilíndrica [83]. Este modelo ha sido sucesivamente mejorado añadiendo aproximaciones asintóticas a las admitancias entre ranuras [84], el efecto del grosor de las ranuras [85] o la influencia de la conductividad finita de los materiales [86]. Como resultado, este grupo de investigación ha desarrollado un código muy eficiente de análisis de antenas RLSA, el cual se ha aplicado recientemente para el diseño automatizado [87] de antenas RLSA con polarización circular.

1.1. Objetivos de la tesis

El objetivo principal de la presente tesis doctoral consiste en el análisis, diseño y fabricación de agrupaciones de ranuras de alta ganancia en la parte alta de la banda de microondas. La atención principal se centra en ciertas antenas donde a día de hoy todavía no se han alcanzado resultados completamente satisfactorios. Un ejemplo claro son las agrupaciones RLSA de polarización lineal, muy atractivas debido a su bajo coste, pero que aún demandan un salto adelante para acercarse al funcionamiento de sus homólogas con polarización circular. Como se ha repetido con anterioridad, el diseño de este tipo de antenas requiere de un código riguroso y eficiente de análisis de agrupaciones de ranuras en una guía de placas paralelas o en una cavidad circular. Además, como se argumentará a lo largo del documento, la colocación de dipolos parásitos sobre las ranuras puede ayudar notablemente a mejorar sus características de radiación. El modelado de estos nuevos elementos requiere la evaluación rápida y precisa de las funciones de Green en medios estratificados multicapa.

La formulación y código desarrollados para antenas RLSA permiten una sencilla extensión al análisis de agrupaciones de ranuras sobre guías monomodo. Además, el modelo de la ranura abre la posibilidad de incluir en la caracterización varios niveles inferiores de acoplo a través de aperturas. Esta integración resulta fundamental ya que su proximidad imposibilita la separación de los problemas relativos a las ranuras radiantes y de acoplo. Finalmente, la formulación implementada permite incorporar dipolos parásitos sobre las ranuras, posibilitando la radiación de polarización circular. Esta alternativa supone un caso de gran interés práctico, por la conocida dificultad de conseguir dicha polarización en este tipo de antenas. Tomando como herramienta fundamental el código de análisis, todas las soluciones de diseño contempladas, tanto en guía radial como en guía rectangular monomodo, deben incorporar un algoritmo automático de optimización.

A partir de las consideraciones expuestas, los objetivos de esta tesis se enumeran a continuación:

- Desarrollar un código de análisis eficiente y preciso, dedicado a agrupaciones de ranuras en guía radial. Dicho software debe ser capaz de simular una disposición arbitraria de ranuras en una guía de placas paralelas o en una cavidad cilíndrica. Debe permitir adicionalmente añadir un medio multicapa arbitrario sobre las ranuras, dentro del cual se encuentran inmersos un conjunto de dipolos parásitos.

- Extender el código desarrollado en el punto anterior para analizar agrupaciones de ranuras en guías rectangulares monomodo. Este software debe incorporar la alimentación a través de ranuras conectadas a guías inferiores. Además, el programa implementado debe ser lo suficientemente versátil para analizar las configuraciones comúnmente empleadas en este tipo de agrupaciones.
- Idear y desarrollar métodos eficientes de diseño y optimización de agrupaciones de ranuras en guía radial con polarización lineal. La eficiencia del código de análisis posibilita una intensiva corrección de las ranuras, con la intención de mejorar al máximo su limitado funcionamiento. Este objetivo pretende explorar los límites de las prestaciones alcanzables por este tipo de agrupaciones.
- Adaptar los procedimientos de optimización a agrupaciones RLSA cargadas con dipolos parásitos. Se pretende que los inconvenientes de este tipo de antenas se mitiguen mediante la incorporación de los nuevos elementos. El foco se debe centrar sobre la puesta en práctica de nuevas topologías de antena y sus correspondientes algoritmos de diseño y optimización. La meta final consiste en mejorar las prestaciones ofrecidas por las agrupaciones LP-RLSA, reduciendo la brecha existente con el excelente funcionamiento de una RLSA con polarización circular. Las soluciones planteadas deben mantener la filosofía de bajo coste de las antenas RLSA.
- Proponer algoritmos eficientes de optimización de agrupaciones de ranuras sobre guías rectangulares monomodo. Estos métodos deben abarcar tanto las ranuras radiantes como los niveles inferiores de acoplo. A partir de la síntesis de apertura deseada, el procedimiento debe proporcionar de forma automática las dimensiones y posición de todas las ranuras involucradas.
- Explorar los límites en ancho de banda de las agrupaciones de ranuras sobre guías rectangulares monomodo. Tomando como punto de partida dicho estudio, se pretende investigar el efecto de las técnicas de desintonización sobre el ancho de banda de agrupaciones con varios niveles de acoplo. Este objetivo debe conducir a la implementación de nuevos algoritmos de optimización, que intenten conservar las características en radiación y adaptación en un determinado margen de frecuencias.
- Estudiar detalladamente la radiación de polarización circular en agrupaciones de ranuras sobre guías rectangulares, mediante la colocación de dipolos parásitos. Se requiere adaptar los procedimientos de optimización anteriores a esta nueva configuración, incorporando el ajuste de los dipolos para maximizar la pureza de polarización.
- Fabricar prototipos de los diseños más significativos de cada una de las áreas tratadas y mostrar los resultados experimentales. La finalidad última consiste en validar tanto el código de análisis como la mejora en las prestaciones alcanzadas.

1.2. Estructura de la tesis

Esta tesis está organizada de la forma que se describe a continuación. El Capítulo 2 desarrolla la formulación e implementa el código necesario para el análisis de una agrupación RLSA arbitraria. En una primera parte se desarrolla el modelo de la ranura aislada, completando un profundo estudio sobre la clase de funciones base escogido en el método MoM. Este modelo se completa posteriormente mediante la incorporación de las componentes de corriente transversal y la caracterización del grosor de la apertura. Se incluye una investigación sobre la cuidadosa elección del conjunto de funciones base más adecuado, en función del inherente compromiso entre precisión y eficiencia. El modelo de la ranura se

extiende posteriormente a una pareja ranura-dipolo en el interior de un medio multicapa. A continuación se trata la caracterización de la excitación coaxial de la guía de placas paralelas, exponiendo seguidamente el método de análisis de una agrupación completa de ranuras y en su caso de dipolos. Se plantea además una solución aproximada para un análisis rápido de la estructura, especialmente dedicada para los procedimientos de optimización. Finalmente, el modelo implementado es validado mediante la comparativa con varios simuladores comerciales.

El Capítulo 3 adapta el modelo MoM a una agrupación de ranuras en guía rectangular monomodo. El análisis se extiende para incluir el acoplamiento entre varias guías a través de ranuras, lo que posibilita la caracterización de agrupaciones a dos y tres niveles. A continuación se incorporan los dipolos parásitos en un medio multicapa sobre las ranuras. Para finalizar, se lleva a cabo un estudio comparativo de resultados con simuladores comerciales.

El Capítulo 4 hace uso del método de análisis desarrollado para el diseño y optimización de agrupaciones RLSA. Como primer paso se validan las prestaciones alcanzadas por una CP-RLSA, a partir del planteamiento de un procedimiento de optimización. Posteriormente se centra la atención sobre las agrupaciones RLSA de polarización lineal. Se prueban primero las dos soluciones más empleadas para paliar su falta de adaptación, aplicando sendos algoritmos de optimización. Se consigue así descubrir los límites de funcionamiento de este tipo de agrupaciones. Seguidamente, se estudia un nuevo elemento radiante formado por una ranura y un dipolo parásito, el cual presenta importantes beneficios en términos de adaptación. El nuevo radiador se combina con las técnicas de adaptación anteriores para conseguir la deseada mejora del funcionamiento de la antena. Por último, se proponen nuevas disposiciones de elementos más apropiadas con el nuevo escenario. Las soluciones de diseño más relevantes vienen acompañadas con resultados experimentales relacionados con la fabricación y medida de un prototipo.

El Capítulo 5 se centra en desarrollar algoritmos de optimización de agrupaciones de ranuras sobre guías monomodo. Los métodos implementados se extienden a estructuras con varios niveles de guías, conectados a través de ranuras. Estos algoritmos son adaptados posteriormente para considerar agrupaciones con polarización circular, gracias a la incorporación de dipolos parásitos. Seguidamente, se estudia el ajuste de los parámetros de sintonización a distintos niveles, con la intención de mejorar el comportamiento en frecuencia de la agrupación. En la última sección del capítulo se presentan una serie de resultados experimentales para confirmar la validez de las conclusiones alcanzadas.

El último capítulo se reserva para las conclusiones finales de esta tesis doctoral. Buena parte de la formulación necesaria en el desarrollo de los dos primeros capítulos se relega a los apéndices. El extenso Apéndice A presenta un método eficiente seguido para la evaluación de las funciones de Green multicapa. Este aspecto resulta fundamental en el modelo de los dipolos parásitos. El resto de apéndices recogen otras cuestiones más particulares. El Apéndice B recopila las funciones de Green en los medios guiados involucrados en el análisis. Por su parte, el Apéndice C explica el método de cálculo de los campos radiados mientras que el Apéndice D versa sobre aspectos específicos de las funciones base consideradas en el método MoM.

Para finalizar se debe señalar que esta tesis ha sido realizada en el Grupo de Radiación Electromagnética (GRE), que pertenece al Instituto de Telecomunicaciones y Aplicaciones Multimedia (iTEAM) en la Universidad Politécnica de Valencia (UPV). Además, este trabajo ha sido financiado por varios proyectos concedidos por la Comisión Interministerial de Ciencia y Tecnología.

Capítulo 2

Análisis de agrupaciones en guía radial

El método de los momentos (MoM) ha sido probablemente la técnica más prolífica en el análisis de estructuras multicapa con elementos radiantes como el tratado en esta tesis. Este método resulta especialmente adecuado para problemas abiertos si se compara con otras técnicas *full-wave* como diferencias finitas en el dominio del tiempo (FDTD) o elementos finitos (FEM). Aunque estos últimos métodos aportan un alto grado de versatilidad en el modelado de geometrías arbitrarias, incluyendo dieléctricos multicapa e inhomogéneos, el tiempo de cálculo suele ser mucho mayor que en las soluciones del método de los momentos. Este método suele asumir que las distintas capas del medio estratificado son de extensión infinita y calcula las funciones de Green de las corrientes eléctricas y magnéticas situadas en cualquier posición de dicho medio. Esta técnica evita la discretización del medio multicapa, con el consiguiente ahorro de tiempo de cálculo. No obstante, se debe prestar especial atención a la evaluación de las funciones de Green, ya que supone un exigente cálculo numérico de la integral infinita conocida como integral de Sommerfeld.

Existe una amplia literatura sobre la aplicación del método de los momentos con funciones de Green especializadas para el análisis de todo tipo de estructuras, especialmente parches y líneas impresas [88]-[90]. El primer paso de toda formulación MoM consiste en plantear la ecuación integral que describa el problema electromagnético. Sus variantes más adoptadas son la ecuación integral de campo eléctrico (EFIE) o la ecuación integral de potencial mixto (MPIE). Ambas soluciones utilizan las funciones de Green correspondientes a la geometría del problema, ya sean del campo eléctrico (formulación EFIE) o de los potenciales vector y escalar (formulación MPIE). En general, la ecuación MPIE es preferible respecto a la EFIE debido al carácter hipersingular de las integrales que aparecen en esta segunda formulación.

Los trabajos pioneros en utilizar una formulación MPIE para estructuras multicapa pertenecen a Mosig y Gardiol [91]-[93], quienes la derivaron y aplicaron con éxito en estructuras microstrip de una única capa. Sin embargo, su extensión al análisis de corrientes tanto horizontales como verticales no fue tan inmediata, ya que eran necesarias dos integrales diferentes para el cálculo de los potenciales escalares [94]. Aun así, el desarrollo de procedimientos eficientes para el cálculo de las integrales de Sommerfeld [91] y su generalización para medios multicapa [95], convirtió la ecuación MPIE en un método de gran interés en problemas de circuitos y antenas microstrip planares.

La caracterización de objetos conductores tridimensionales con forma arbitraria fue posible gracias a los trabajos de Michalski. En [96] propuso utilizar el potencial escalar horizontal para ambas fuentes verticales y horizontales, con la adecuada corrección de aquellos elementos de la función de Green diádica del potencial vector asociados con la componente de corriente vertical. Este método posibilitó la base teórica desarrollada por Michalski y Zheng [97], quienes describieron tres formulaciones MPIE distintas (referidas como A, B y

C) para medios multicapa. Tal y como se comenta en dicha referencia, la formulación C es la más conveniente para modelar objetos que atraviesan un interfaz entre capas. Este método se ha aplicado con éxito a todo tipo de estructuras como líneas de transmisión microstrip de sección recta arbitraria [98], antenas de parche microstrip alimentadas por sondas verticales [99] o resonadores de parche microstrip con forma arbitraria en sustratos uniaxiales [100]. Aunque posteriormente se han propuesto desarrollos alternativos [101], la formulación MPIE tipo C se ha convertido en un estándar *de facto* para la solución de la ecuación integral en medios estratificados planares.

El presente capítulo de la tesis desarrolla detalladamente un método eficiente y riguroso de análisis de grandes agrupaciones de ranuras en guía radial (RLSA). El problema electromagnético consiste en una serie de ranuras dispuestas sobre una guía de placas paralelas alimentada a través de una sonda coaxial. Las ranuras suelen radiar en espacio libre, aunque pueden hacerlo hacia un medio multicapa si por ejemplo disponen de un radomo protector. Además, en esta tesis se ha optado por incorporar dipolos parásitos sobre las ranuras para mejorar sus características de radiación, lo que obliga a considerar uno o varios dieléctricos apilados sobre el plano conductor. Por lo tanto, en el análisis tratado en este capítulo resulta primordial el cálculo eficiente de las funciones de Green de medios estratificados, desarrollado ampliamente en el Apéndice A. Aunque esta tarea no se ha incluido en el presente capítulo con la intención de facilitar su lectura, no se debe subestimar su importancia en el análisis de grandes agrupaciones de ranuras y dipolos.

Este extenso capítulo se estructura en cinco secciones principales. En la primera de ellas se desarrolla el modelo de una apertura rectangular que comunica una guía de placas paralelas con un medio multicapa arbitrario. Después de un profundo estudio de las funciones base óptimas en el método MoM, al modelo básico se incorporan las débiles corrientes transversales. Por último, se completa la caracterización electromagnética de la ranura incorporando el grosor físico de la apertura. A partir del modelo completo, se valora el compromiso entre precisión y eficiencia de las distintas alternativas, dando como resultado varias propuestas para el análisis de grandes agrupaciones de ranuras. La inclusión sobre la ranura de un dipolo, inmerso en un medio multicapa, se trata en la Sección 2.2, realizando el mismo estudio de la sección anterior aplicado ahora a la nueva pareja radiante. El análisis de la excitación coaxial de la guía de placas paralelas se trata en la Sección 2.3, donde también se estudia su interacción con las ranuras y su efecto sobre el parámetro de adaptación. Como resultado, en la Sección 2.4 se combina todo el desarrollo anterior para el análisis eficiente de grandes agrupaciones de ranuras y dipolos en guía radial, planteando a su vez una eficiente solución aproximada. Finalmente, la Sección 2.5 sirve para validar el modelo implementado, comparando los resultados con simuladores comerciales sobre dos casos de interés.

2.1. Modelo de la ranura

Una ranura es una apertura realizada sobre un conductor metálico que se alimenta mediante una guía o línea de transmisión creando una diferencia de potencial entre sus bordes. En esta tesis se van a analizar exclusivamente ranuras con forma rectangular. Concretamente se va a considerar el problema electromagnético representado en la Fig. 2.1, donde la apertura comunica una guía de placas paralelas (PPW) con el espacio libre o en general con un medio estratificado. La ranura es excitada mediante un campo incidente que se propaga por la región interna, una guía PPW homogénea infinita tal y como se define en el Apéndice B.1. La región externa hacia donde radia la ranura es un medio multicapa plano definido en el Apéndice A.1. No obstante, las antenas RLSA suelen radiar directamente a espacio libre, siendo éste un caso particular del medio multicapa arbitrario.

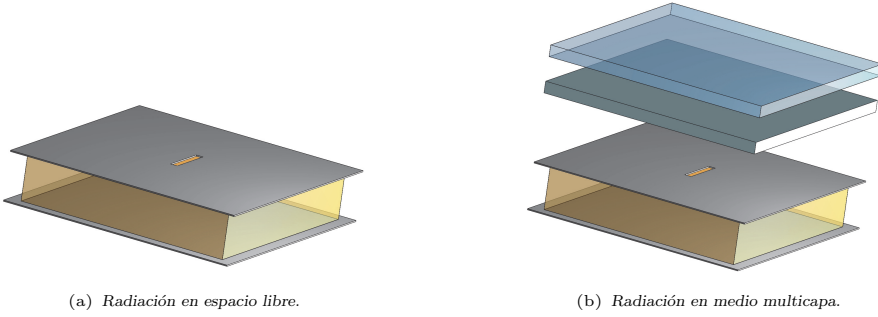


Figura 2.1: Ranura situada sobre una guía de placas paralelas.

2.1.1. Formulación del Método de los Momentos

El problema electromagnético a analizar se encuentra esquematizado en la Fig. 2.2(a). La ranura consiste en una apertura situada en el conductor superior de la guía PPW, por la cual se propaga un campo magnético \mathbf{H}^{inc} incidente. Debido a que las antenas RLSA se suelen fresar sobre substratos con un conductor eléctricamente muy fino, una buena aproximación es considerar las ranuras de grosor infinitesimal. La influencia de un grosor no nulo en el modelo de la ranura se tratará posteriormente en la Sección 2.1.4.

Siguiendo la formulación descrita en [102], la ranura infinitesimal se cubre por un conductor perfecto con una corriente magnética equivalente a cada lado. Estas dos corrientes incógnitas presentan signos opuestos para forzar la condición de campo eléctrico tangencial continuo en la apertura. De esta forma, el problema electromagnético equivalente es el dibujado en la Fig. 2.2(b). La región interna, denotada por (a), y la región externa, denotada por (b), ahora están completamente separadas por un conductor infinito. La comunicación entre ambas regiones se establece a partir de la forzada igualdad entre las corrientes magnéticas externa e interna. El campo incidente, de esta forma, aunque únicamente está presente en la región (b), cuando excita la corriente magnética interna hace radiar a su gemela externa.

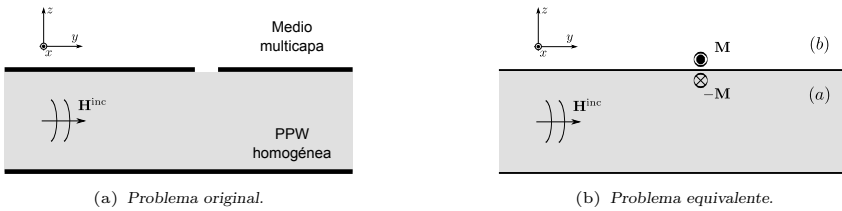


Figura 2.2: Esquema del problema electromagnético de la ranura infinitesimal.

La relación entre la corriente magnética y el campo incidente la establece la ecuación integral de la apertura (AIE), la cual fuerza la continuidad del campo magnético tangencial a ambos lados del conductor. Esta ecuación se escribe como:

$$\hat{\mathbf{n}} \times \left(\mathbf{H}_{-M}^{(a)}(\mathbf{r}) + \mathbf{H}^{\text{inc}}(\mathbf{r}) \right) = \hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{H}_M^{(b)}(\mathbf{r}) \quad \mathbf{r} \in S \quad (2.1)$$

donde $\mathbf{H}_{-M}^{(a)}(\mathbf{r})$ denota el campo magnético en el punto \mathbf{r} de la región (a) debido a la corriente $-M$ mientras que $\mathbf{H}_M^{(b)}(\mathbf{r})$ es el campo magnético en el mismo punto pero de la

región (b) debido a la corriente \mathbf{M} . La ecuación integral se debe cumplir sobre la superficie S que ocupa la ranura en el problema original, siendo $\hat{\mathbf{n}}$ el vector unitario normal a S .

El método de los momentos (MoM) resuelve la ecuación integral (2.1) expandiendo la corriente magnética \mathbf{M} como una combinación lineal de N funciones base conocidas $\mathbf{m}_i(\mathbf{r}')$ con amplitudes complejas incógnita V_i de esta forma:

$$\mathbf{M}(\mathbf{r}') = \sum_{i=1}^N V_i \mathbf{m}_i(\mathbf{r}') \quad (2.2)$$

El valor de las incógnitas V_i se obtiene aplicando un procedimiento de test mediante un conjunto de N funciones peso $\mathbf{w}_j(\mathbf{r})$, definidas en el mismo dominio que las funciones base. De esta forma, la ecuación integral se convierte en un sistema de N ecuaciones lineales, cuya solución proporciona las amplitudes de las funciones base, y con ellas la corriente magnética desconocida. La elección de las funciones base $\mathbf{m}_i(\mathbf{r}')$ resulta clave en el método MoM para reproducir fielmente el campo sobre la apertura. Además, el análisis eficiente de grandes agrupaciones de ranuras demanda un modelo de ranura con un número N reducido. Esta cuestión se discute ampliamente en la Sección 2.1.2.

La definición de las funciones base se realiza empleando un sistema de referencia local (ζ', ξ') centrado en la ranura y orientado según sus dos dimensiones principales. En la Fig. 2.3 se dibuja dicho sistema de referencia en una ranura de dimensión mayor o longitudinal L y dimensión menor o transversal w . De este modo se puede definir el punto fuente en la apertura S como:

$$\mathbf{r}' = x' \hat{\mathbf{x}} + y' \hat{\mathbf{y}} = \mathbf{r}'_0 + \zeta' \hat{\zeta}' + \xi' \hat{\xi}' \quad (2.3)$$

siendo $\mathbf{r}'_0 = (x'_0, y'_0, 0)$ el vector de posición del centro de la ranura y $\hat{\zeta}'$, $\hat{\xi}'$ los dos vectores unitarios que definen el sistema de referencia local. La orientación de la ranura se establece con el ángulo $\phi_{\zeta'}$ que forman los vectores \mathbf{r}'_0 y $\hat{\zeta}'$.

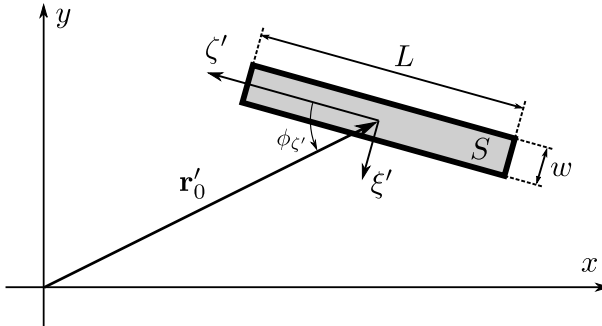


Figura 2.3: Sistema de referencia de la ranura.

Aprovechando la forma rectangular de la apertura se suelen escoger funciones base separables en sus dos dimensiones principales [103], lo que facilita enormemente su manipulación analítica posterior. Además, en el caso de ranuras estrechas, $w \ll L$, se pueden ignorar en primera instancia las corrientes transversales orientadas según $\hat{\xi}'$, paralelas a su dimensión estrecha. La influencia de dichas corrientes en el modelo de la ranura se estudia en la Sección 2.1.3. Por lo tanto, asumiendo estas dos aproximaciones, las funciones bases escogidas son separables y representan corrientes longitudinales, de esta forma:

$$\mathbf{m}_i(\mathbf{r}') = m_{\zeta,i}(\mathbf{r}') \hat{\zeta}' = f_i(\zeta') g_i(\xi') \hat{\zeta}' \quad (2.4)$$

A continuación se plantea la formulación general del método MoM para la ranura de la Fig. 2.2, válido siempre y cuando las funciones $\mathbf{m}_i(\mathbf{r}')$ cumplan (2.4). La elección del conjunto de funciones base óptimo para la expansión (2.2) se desarrolla ampliamente en la Sección 2.1.2.

Una vez aplicada la ecuación integral (2.1) con la densidad de corriente (2.2), se testea con cada una de las N funciones peso $\mathbf{w}_i(\mathbf{r})$, dando como resultado el sistema lineal de ecuaciones siguiente:

$$[Y][V] = [I] \quad (2.5)$$

donde $[Y]_{N \times N}$ es la matriz de admitancias, $[I]_{N \times 1}$ es el vector de excitación y $[V]_{N \times 1}$ es el vector solución que contiene las amplitudes V_i de las funciones base en (2.2). A lo largo de toda esta tesis se ha empleado una formulación tipo Galerkin, esto es, el conjunto de funciones peso $\mathbf{w}_i(\mathbf{r})$ es el mismo que el de funciones base $\mathbf{m}_i(\mathbf{r}')$. Esta elección da como resultado una matriz de admitancias $[Y]$ simétrica, reduciendo así su tiempo de cálculo.

Por un lado, el vector de excitación $[I]$ es la proyección del campo incidente tangencial sobre cada una de las funciones peso:

$$I_j = - \left\langle \mathbf{w}_j(\mathbf{r}), \mathbf{H}^{\text{inc}}(\mathbf{r}) \right\rangle = - \iint_S \mathbf{w}_j(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{H}^{\text{inc}}(\mathbf{r}) dS \quad (2.6)$$

donde se ha asumido que la función peso, al igual que la base, es perpendicular al vector normal a la apertura, es decir, $\hat{\mathbf{n}} \cdot \mathbf{w}_j(\mathbf{r}) = \hat{\mathbf{n}} \cdot \mathbf{m}_i(\mathbf{r}) = 0$.

La matriz de admitancias por otro lado, está compuesta por dos partes correspondientes a las dos regiones conectadas por la apertura, cumpliendo $[Y] = [Y^{(a)}] + [Y^{(b)}]$. Cada entrada Y_{ji} de la matriz de admitancias es la suma de esas dos contribuciones, $Y_{ji} = Y_{ji}^{(a)} + Y_{ji}^{(b)}$, representando la proyección de la función peso j -ésima sobre el campo magnético tangencial creado por la función base i -ésima:

$$Y_{ji}^{(a,b)} = - \left\langle \mathbf{w}_j(\mathbf{r}), \mathbf{H}_{\mathbf{m}_i}^{(a,b)}(\mathbf{r}) \right\rangle = - \iint_S \mathbf{w}_j(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{H}_{\mathbf{m}_i}^{(a,b)}(\mathbf{r}) dS \quad (2.7)$$

donde $\mathbf{H}_{\mathbf{m}_i}^{(a,b)}(\mathbf{r})$ es el campo magnético en la región (a) o (b) generado por la función base $\mathbf{m}_i(\mathbf{r}')$. Conviene recordar aquí que una consecuencia del teorema de reciprocidad establece que $Y_{ji}^{(a,b)} = Y_{ij}^{(a,b)}$ siempre y cuando se aplique la técnica de Galerkin.

Mientras que la evaluación del vector de excitación (2.6) es inmediata ya que el campo incidente sobre la ranura es conocido, el cálculo de la matriz de admitancias (2.7) requiere las funciones de Green en cada una de las regiones para obtener $\mathbf{H}_{\mathbf{m}_i}^{(a,b)}(\mathbf{r})$. Por un lado, en el extenso Apéndice A se desarrolla una técnica eficiente de cálculo de funciones de Green en medios multicapa planares, correspondiente a la región (b). En cuanto a la región (a), la guía de placas paralelas, en el Apéndice B.1 se recogen las expresiones cerradas de las funciones de Green necesarias en la aplicación del método MoM. Concretamente, a partir de la ecuación (B.4) del campo magnético en la guía PPW, la admitancia $Y_{ji}^{(a)}$ se puede escribir como:

$$Y_{ji}^{(a)} = - \iint_S \mathbf{w}_j(\mathbf{r}) \cdot \left(-j\omega \left\langle G_{\text{PPW}}^F, \mathbf{m}_i(\mathbf{r}') \right\rangle + \frac{1}{j\omega} \nabla_t \left\langle K_{\text{PPW}}^\Psi, \nabla' \cdot \mathbf{m}_i(\mathbf{r}') \right\rangle \right) dS \quad (2.8)$$

donde G_{PPW}^F y K_{PPW}^Ψ son respectivamente las funciones de Green del potencial vector y escalar de corrientes magnéticas horizontales. Por lo tanto, la admitancia interna en la

guía PPW es a su vez la suma de dos contribuciones, la del potencial vector $Y_{ji}^{(a)F}$ y la del potencial escalar $Y_{ji}^{(a)\Psi}$. La primera de ellas se puede escribir de la siguiente forma:

$$Y_{ji}^{(a)F} = -j\omega \iint_S \iint_{S'} (\mathbf{w}_j(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{m}_i(\mathbf{r}')) G_{\text{PPW}}^F(\mathbf{r}, \mathbf{r}') dS dS' \quad (2.9)$$

donde se ha incluido la dependencia de la función de Green de la posición del punto fuente \mathbf{r} y observación \mathbf{r}' . Como se puede comprobar, el cálculo de la admitancia supone la evaluación de una integral cuádruple en el dominio fuente S' y destino S , que coinciden ambos con la superficie de la apertura. Dicha integral no presenta una solución analítica debido a la complejidad de la función de Green, que además no es separable en las coordenadas fuente y observación. Como se recoge en el Apéndice B.1, la función G_{PPW}^F depende de la distancia horizontal entre el punto fuente y destino, concretamente de la variable ϱ . Así, tomando la expresión de la función base $\mathbf{m}_i(\mathbf{r}')$ (2.4) y asumiendo la formulación Galerkin-MoM para la función peso, se expanden las integrales dobles en (2.9) llegando a:

$$Y_{ji}^{(a)F} = j\omega \int_{\zeta} \int_{\xi} \int_{\zeta'} \int_{\xi'} f_j(\zeta) g_j(\xi) f_i(\zeta') g_i(\xi') G_{\text{PPW}}^F(\varrho) d\xi' d\zeta' d\xi d\zeta \quad (2.10)$$

donde $\varrho = \sqrt{(x - x')^2 + (y - y')^2} = \sqrt{(\zeta - \zeta')^2 + (\xi - \xi')^2}$. Las integrales resultantes están definidas en el dominio (ζ', ξ') de la función base $\mathbf{m}_i(\mathbf{r}')$ y en el dominio (ζ, ξ) de la función peso $\mathbf{w}_j(\mathbf{r})$.

La expresión (2.10) se puede interpretar como la proyección sobre la función peso de la convolución entre la función base y la función de Green. El orden de estas operaciones se puede intercambiar para llegar a una expresión más conveniente, en la que la convolución se aplica entre la función base y peso. Afortunadamente, las funciones base suelen presentar expresiones sencillas que permiten derivar analíticamente dicha convolución bidimensional. Aplicando este cambio, la ecuación (2.10) se reduce a la siguiente:

$$Y_{ji}^{(a)F} = j\omega \int_{\tau} \int_{\nu} F_{ji}(\tau) H_{ji}(\nu) G_{\text{PPW}}^F(\varrho) d\tau d\nu \quad (2.11)$$

donde $\varrho = \sqrt{\tau^2 + \nu^2}$. El cálculo de la admitancia se convierte entonces en una integral bidimensional numérica en el dominio (τ, ν) de las variables de convolución. Las funciones $F(\tau)$ y $H(\nu)$ corresponden a la convolución unidimensional entre las funciones base y peso en la dimensión longitudinal y transversal de la ranura respectivamente:

$$F_{ji}(\tau) = f_i(\zeta) \otimes f_j(\zeta) = \int_{\zeta} f_i(\zeta) f_j(\tau - \zeta) d\zeta \quad (2.12)$$

$$H_{ji}(\nu) = g_i(\xi) \otimes g_j(\xi) = \int_{\xi} g_i(\xi) g_j(\nu - \xi) d\xi \quad (2.13)$$

En cuanto a la contribución del potencial escalar de la admitancia $Y_{ji}^{(a)}$, a partir de la ecuación (2.8) se obtiene su expresión:

$$Y_{ji}^{(a)\Psi} = -\frac{1}{j\omega} \iint_{S'} \nabla' \cdot \mathbf{m}_i(\mathbf{r}') dS' \iint_S \mathbf{w}_j(\mathbf{r}) \cdot \nabla_t K_{\text{PPW}}^{\Psi}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') dS \quad (2.14)$$

Esta parte de la admitancia supone aplicar el operador derivada tanto a la función base como a la función de Green. La obtención del término $\nabla' \cdot \mathbf{m}_i$ es inmediata debido al carácter analítico y regular de la función base en la dimensión longitudinal. Contrariamente, la

función de Green K_{PPW}^{Ψ} es singular cuando su argumento es cero y la aplicación del operador derivada hace que $\nabla_t K_{\text{PPW}}^{\Psi}$ no sea integrable al introducirlo en (2.14). Afortunadamente, el operador ∇_t puede trasladarse a la función peso haciendo uso de la igualdad:

$$\iint_S \mathbf{w} \cdot \nabla_t K dS = \iint_S (\nabla_t \cdot (\mathbf{w}K) - K \nabla_t \cdot \mathbf{w}) dS = - \iint_S K \nabla_t \cdot \mathbf{w} dS \quad (2.15)$$

donde se ha asumido que $\mathbf{w} \cdot \hat{\mathbf{n}}_t|_C = 0$, siendo C el contorno de la superficie S y $\hat{\mathbf{n}}_t$ el vector normal a dicho contorno. Aplicando la igualdad (2.15) a la admitancia (2.14), se obtiene finalmente:

$$Y_{ji}^{(a)\Psi} = \frac{1}{j\omega} \iint_S \iint_{S'} \nabla \cdot \mathbf{w}_j(\mathbf{r}) \nabla' \cdot \mathbf{m}_i(\mathbf{r}') K_{\text{PPW}}^{\Psi}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') dS' dS \quad (2.16)$$

donde se ha supuesto que tanto $\mathbf{m}_i(\mathbf{r}')$ como $\mathbf{w}_j(\mathbf{r})$ son vectores horizontales, paralelos a la superficie S de la ranura. La expresión (2.16) es válida si se cumple la condición impuesta para la ecuación (2.15), que aplicada a una función peso de la forma (2.4), se reduce a $f_j(\zeta = -L/2) = f_j(\zeta = L/2) = 0$. Esta condición se cumple por todas las funciones base escogidas, ya que la corriente longitudinal en esos extremos debe ser nula por el carácter infinitesimal de la ranura.

La expresión (2.16) es similar a la obtenida para el potencial vector (2.9), salvo que intervienen la divergencia de las funciones base y peso y la función de Green del potencial escalar. Por lo tanto, es posible aplicar el mismo razonamiento anterior si se emplean funciones base y peso de la forma (2.4), reduciendo el cálculo de $Y_{ji}^{(a)\Psi}$ a la siguiente integral doble:

$$Y_{ji}^{(a)\Psi} = \frac{1}{j\omega} \int_{\tau} \int_{\nu} \dot{F}_{ji}(\tau) H_{ji}(\nu) K_{\text{PPW}}^{\Psi}(\varrho) d\tau d\nu \quad (2.17)$$

donde la función $\dot{F}_{ji}(\tau)$ en este caso corresponde a la convolución unidimensional entre las derivadas de las funciones base y peso en la dimensión longitudinal de la ranura:

$$\dot{F}_{ji}(\tau) = f'_i(\zeta) \otimes f'_j(\zeta) = \int_{\zeta} f'_i(\zeta) f'_j(\tau - \zeta) d\zeta \quad (2.18)$$

En cuanto a la admitancia en la región externa $Y_{ji}^{(b)}$, la formulación es muy similar involucrando en este caso las funciones de Green del medio multicapa. Concretamente, el campo magnético generado por corrientes magnéticas horizontales se puede calcular mediante la expresión (A.4). El campo magnético horizontal depende únicamente de la componente G_{xx}^F (A.10) de la función de Green del potencial vector y de la función de Green del potencial escalar K^{Ψ} (A.12).

De nuevo, la admitancia $Y_{ji}^{(b)}$ se obtiene como la suma de las contribuciones del potencial vector y escalar, $Y_{ji}^{(b)} = Y_{ji}^{(b)F} + Y_{ji}^{(b)\Psi}$. Debido a su similitud, no se repite el desarrollo realizado para la admitancia interna, recogiendo únicamente su expresión final. Así, el término $Y_{ji}^{(b)F}$ se calcula como:

$$Y_{ji}^{(b)F} = j\omega\epsilon_0 \int_{\tau} \int_{\nu} F(\tau) H(\nu) G_{xx}^F(\varrho) d\tau d\nu \quad (2.19)$$

Por otro lado, la parte del potencial escalar responde a esta expresión:

$$Y_{ji}^{(b)\Psi} = \frac{1}{j\omega\mu_0} \int_{\tau} \int_{\nu} \dot{F}(\tau) H(\nu) K^{\Psi}(\varrho) d\tau d\nu \quad (2.20)$$

Por lo tanto, como ya se ha comentado, la única diferencia en el cálculo de las admitancias externa e interna responde a la función de Green involucrada en la integral. Un caso de especial interés es aquel en el que la región externa es el espacio libre (véase Fig. 2.1(a)), para el cual dichas funciones presentan la siguiente expresión analítica cerrada:

$$G_{xx}^F = K^\Psi = \frac{e^{-jk_0R}}{2\pi R} \quad (2.21)$$

siendo k_0 el número de onda del vacío, y $R = |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|$ es la distancia entre el punto fuente y el de observación.

Tanto en la función de Green de espacio libre (2.21) como en las obtenidas en el Apéndice A para el medio multicapa de la Fig. A.1, se asume que la corriente magnética está situada sobre un conductor infinito en el medio externo. Esta necesaria simplificación será tanto más próxima al problema real cuanto mayor sea el plano conductor de las ranuras. En el caso de esta tesis, los planos conductores suelen ser eléctricamente grandes debido al gran tamaño de las agrupaciones consideradas. En esa situación, la aproximación de plano conductor infinito será lo suficientemente rigurosa salvo para las ranuras que se sitúen muy cerca del límite de la guía radial.

En resumen, el análisis del problema electromagnético de la Fig. 2.2(a) en el que incide un campo sobre una apertura rectangular supone resolver el sistema de ecuaciones lineales (2.5). Su solución proporciona las amplitudes V_i de las funciones base $\mathbf{m}_i(\mathbf{r}')$ (2.4) escogidas, y a partir de ellas la aproximación de la corriente magnética equivalente \mathbf{M} (2.2). Dicha corriente permite calcular el campo radiado por la apertura en el medio externo o el campo dispersado interiormente hacia la guía. El campo radiado por una corriente magnética en un medio multicapa se calcula a partir de las funciones de Green diádicas del campo eléctrico o magnético, evaluadas a distancias muy grandes mediante el método de fase estacionaria. Dicho procedimiento se recoge en el Apéndice C y proporciona expresiones cerradas para los campos radiados, posibilitando así el cálculo rápido de los diagramas de radiación.

2.1.2. Convergencia de las funciones base

Una vez desarrollada la formulación general del método MoM para el problema de la ranura en una guía de placas paralelas, en esta sección se va a evaluar su convergencia a medida que se añaden funciones base al modelo. La elección del tipo de función base determina dicha convergencia así como su versatilidad a la hora de caracterizar ranuras de diferentes dimensiones. En un primer momento se van a considerar funciones base uniformes en la dimensión estrecha de la ranura, extendiendo posteriormente el modelo para considerar la variación transversal de la corriente.

Funciones base tipo *rooftop*

El primer tipo de funciones base considerado lo constituyen aquellas que se definen a tramos, es decir, son no nulas únicamente dentro de un subdominio más reducido que el dominio completo S de la ranura. Dentro de este tipo de funciones base se encuentran las ampliamente utilizadas funciones RWG definidas sobre subdominios triangulares, los cuales permiten ajustarse a formas arbitrarias de la superficie S . Debido al caso particular analizado aquí en el que la apertura es completamente rectangular, ya se ha comentado que únicamente se van a considerar funciones separables del tipo (2.4). Concretamente se va a optar por las funciones base tipo *rooftop* debido a su simplicidad comparada con las funciones sinusoidales a trozos (PWS).

Tal y como se dibuja en la Fig. 2.4(a), un *rooftop* es una función triangular en la dimensión longitudinal y uniforme en la transversal. La adopción de estas funciones desprecia

consecuentemente la variación de la corriente en la dimensión estrecha de la ranura, lo cual suele ser una buena aproximación si se cumple $w \ll L$. Por otra parte, su forma triangular en la dimensión longitudinal permite ajustarse a cualquier distribución de corriente siempre y cuando se considere el suficiente número de funciones base en el modelo.

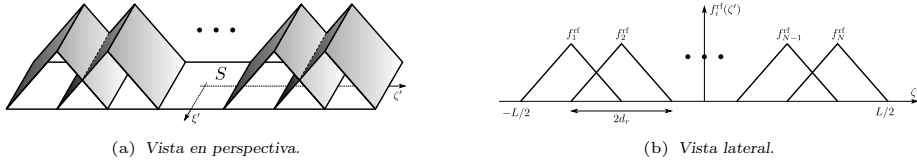


Figura 2.4: Funciones base tipo rooftop.

La corriente magnética \mathbf{M} en la superficie S ocupada por la ranura se expande mediante N funciones base tipo rooftop representadas en detalle en la Fig. 2.4(b). La variación longitudinal de la función base i -ésima (2.4) viene definida por:

$$f_i(\zeta') = f_i^{\text{rf}}(\zeta') = \begin{cases} 1 - \frac{1}{d_r} |\zeta' - \zeta_i|, & |\zeta' - \zeta_i| < d_r \\ 0, & \text{resto} \end{cases} \quad (2.22)$$

donde $\zeta_i = id_r$ es el centro de la función base y se ha asumido el mismo semiancho $d_r = L/(N + 1)$ para todas ellas. Por otro lado, la variación transversal es uniforme:

$$g_i(\xi') = g_i^{\text{rf}}(\xi') = \begin{cases} \frac{1}{w}, & |\xi'| < w/2 \\ 0, & \text{resto} \end{cases} \quad (2.23)$$

A partir de esta definición ya es posible aplicar la formulación desarrollada en la Sección 2.1.1 y calcular por ejemplo el campo radiado por la ranura, evaluando su convergencia con el número de funciones base. Las expresiones analíticas de las convoluciones entre funciones base (2.12), (2.13), (2.18), necesarias en el cálculo de los elementos de la matriz de autoadmitancia $[Y]$, se pueden encontrar en el Apéndice D.1. Allí también se describe cómo extraer la singularidad de las funciones de Green para poder aplicar una cuadratura numérica eficiente de las integrales involucradas. Este tratamiento es de vital importancia cuando se calcula la interacción entre rooftops con subdominios solapados.

Un caso representativo en el funcionamiento de una RLSA consiste en una ranura sobre la que incide un modo TEM cilíndrico, cuyo campo magnético se escribe como:

$$\mathbf{H}^{\text{inc}}(\mathbf{r}) = H_\phi^{\text{inc}} \hat{\phi} = A_0 H_1^{(2)}(k\rho) \hat{\phi} \quad (2.24)$$

donde A_0 es la amplitud del modo cilíndrico en A/m, $H_1^{(2)}$ es la función de Hankel de primer orden y segunda especie, y k es el número de onda en el interior de la guía PPW.

Como ejemplo bajo estudio, se coloca una ranura orientada de forma perpendicular a la dirección de propagación del campo incidente para maximizar el acoplo de potencia, concretamente $\mathbf{r}_0 = (10\lambda_g, 0, 0)$ y $\phi_{\zeta'} = \pi/2$ según la Fig. 2.3, siendo $\lambda_g = 2\pi/k$ la longitud de onda en la guía del modo TEM. Se toman unas dimensiones de ranura típicas en el diseño de una RLSA, esto es, $L = 0.5\lambda_g$ y $w = L/10$ a una frecuencia de 10 GHz. Estos datos se recopilan en la Tabla 2.1 para futuras referencias. Por otro lado, la guía PPW tiene un grosor de $h = 6$ mm y está rellena con un dieléctrico de permitividad $\epsilon_r = 2.2$. La ranura radia al espacio libre, correspondiéndose con la situación de la Fig. 2.1(a). Este primer escenario se resume en la Tabla 2.2.

Una vez definido el campo incidente, se calcula el vector de excitación de forma sencilla a partir de (2.6) y la matriz de admitancias mediante el procedimiento explicado anteriormente. La resolución del sistema de ecuaciones (2.5) proporciona las tensiones V_i con las

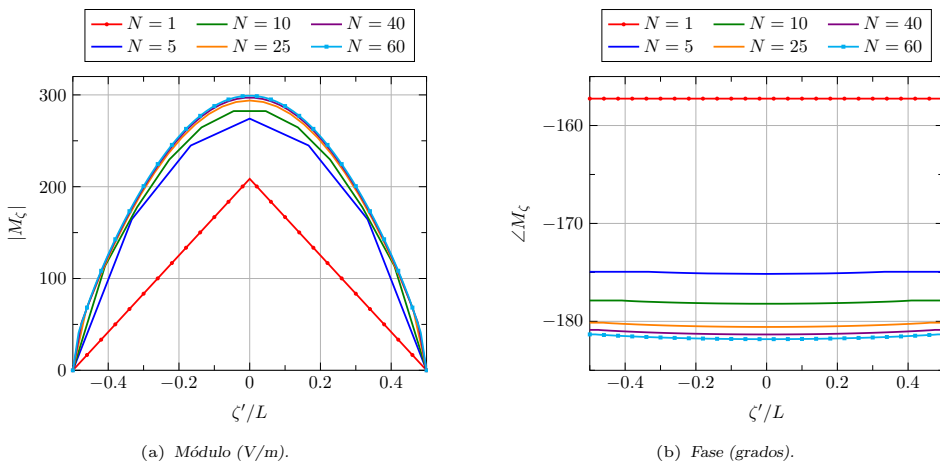
	Posición \mathbf{r}_0	Orientación $\phi_{\zeta'}$	Longitud L	Anchura w	Frecuencia f
Ranura	$(10\lambda_g, 0, 0)$	$\pi/2$	$0.5\lambda_g$	$0.05\lambda_g$	10 GHz

Tabla 2.1: Parámetros de la ranura simulada (ver Fig. 2.3).

	Medio interno	Medio externo	Frecuencia
Escenario 1	Guía PPW $\epsilon_r = 2.2$ $h = 6 \text{ mm} \approx 0.3\lambda_g$	Semiespacio aire	10 GHz

Tabla 2.2: Datos del medio interno y externo de la ranura simulada.

que se reproduce la corriente magnética \mathbf{M} incógnita (2.2). En la Fig. 2.5 se representa el módulo y la fase de la componente longitudinal M_ζ de la corriente magnética en el eje mayor de la ranura $\xi' = 0$. El número N de funciones base aumenta progresivamente para evaluar la convergencia del modelo.


Figura 2.5: Módulo y fase de la corriente magnética en $\xi' = 0$ a 10 GHz para la ranura de la Tabla 2.1 en el escenario 1 de la Tabla 2.2. Se emplean N funciones base tipo rooftop.

Como era de esperar debido a una longitud de ranura L cercana a la de resonancia de su primer modo, el módulo de la corriente en la Fig. 2.5(a) tiende a tomar una forma similar a un coseno. Esta corriente se puede interpretar como el modo fundamental TE_{10} de la guía rectangular equivalente a las dimensiones de la ranura. En cuanto a la fase de M_ζ , tiende a una distribución prácticamente uniforme a lo largo de la dimensión longitudinal de la ranura. No obstante, aun tomando el mayor número de funciones base considerado, $N = 60$, no parece que la amplitud de la corriente hayan convergido completamente. Este hecho contrasta con la aparente convergencia en la forma del módulo y fase de la corriente a lo largo de la dimensión longitudinal. Como se va a demostrar a continuación, esta supuesta convergencia no se traslada a la distribución de carga magnética en la apertura.

En la Fig. 2.6 se contempla exactamente el mismo caso anterior pero representando ahora la divergencia de la corriente $\nabla' \cdot \mathbf{M}$, la cual es directamente proporcional a la carga magnética. La distribución en escalones resultante se corresponde con una carga constante

a trozos asociada a una función base tipo rooftop. La falta de convergencia del modelo se puede explicar a partir del resultado de la Fig. 2.6(a) donde se observa cómo la carga tiende a infinito en los extremos de la ranura. Esta acumulación infinita de carga es consecuencia del grosor infinitesimal de la ranura. Evidentemente, las funciones base tipo rooftop no son capaces de reproducir dicha carga infinita que implica una pendiente infinita de la corriente en $|\zeta'| = L/2$. El único modo de al menos emular dicho comportamiento consiste en disminuir el tamaño de los rooftops, esto es, aumentando el número N de funciones base.

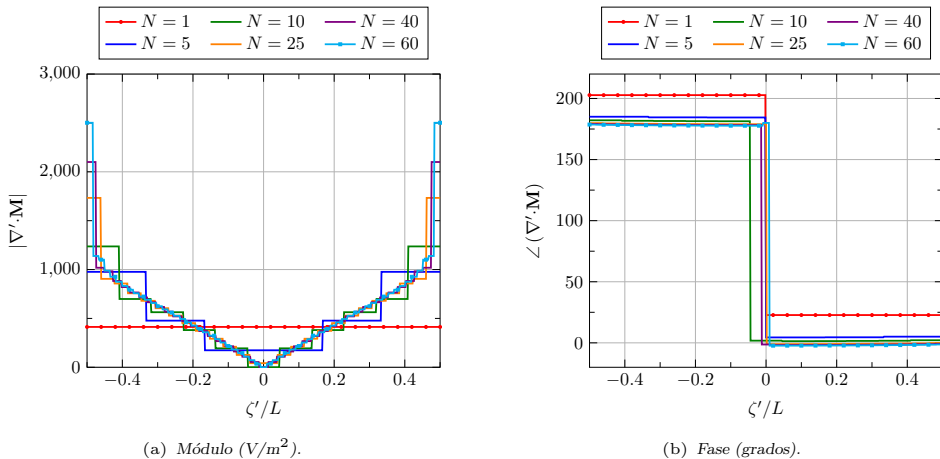


Figura 2.6: Módulo y fase de la divergencia de la corriente magnética en $\xi' = 0$ a 10 GHz para la ranura de la Tabla 2.1 en el escenario 1 de la Tabla 2.2. Se emplean N funciones base tipo rooftop.

Una forma de valorar más cómodamente la convergencia del modelo en función de N consiste en observar el campo electromagnético en algún punto del espacio. La opción más sencilla sería evaluar el campo en el centro de la ranura ya que es directamente la corriente magnética equivalente en ese punto. Sin embargo, resulta más ilustrativo calcular el campo dispersado por la ranura debido a que depende de la integral de la corriente magnética equivalente en toda la apertura, sintetizando así la información de \mathbf{M} . Por su inmediata utilidad en el diseño de las agrupaciones, en este caso se ha optado por evaluar el campo radiado por la ranura al espacio libre.

El cálculo de los campos radiados por una corriente magnética arbitraria embebida en un medio multicapa se trata en el Apéndice C. Como se explica allí, dichos campos presentan expresiones analíticas cerradas dependientes de las funciones diádicas de Green espectrales. En el caso considerado aquí, tales expresiones son ampliamente conocidas ya que se trata de una corriente magnética sobre un conductor infinito radiando hacia un semiespacio aire. El campo radiado se calcula aplicando la aproximación de rayos paralelos (C.12) y omitiendo el término de la onda esférica e^{-jk_0r}/r de tal forma que sea independiente de la distancia. Esta omisión es una práctica común en los códigos de simulación electromagnética y en los simuladores comerciales. A lo largo de toda esta tesis se va a excluir dicho término al representar cualquier componente del campo radiado.

Para el mismo caso anterior, la Fig. 2.7 representa la componente E_θ^{rad} del campo radiado en función del número N de funciones base consideradas en el modelo. El campo se evalúa en la dirección de máxima radiación, esto es, en dirección broadside ($\theta = \phi = 0$) respecto a la ranura. Nótese que debido a la simetría del problema la componente E_ϕ^{rad} es nula para esos ángulos. Tanto el módulo en la Fig. 2.7(a) como la fase en la Fig. 2.7(b) demuestran la lenta convergencia de los rooftops y aun tomando $N = 100$ el valor del campo radiado no parece estabilizarse definitivamente.

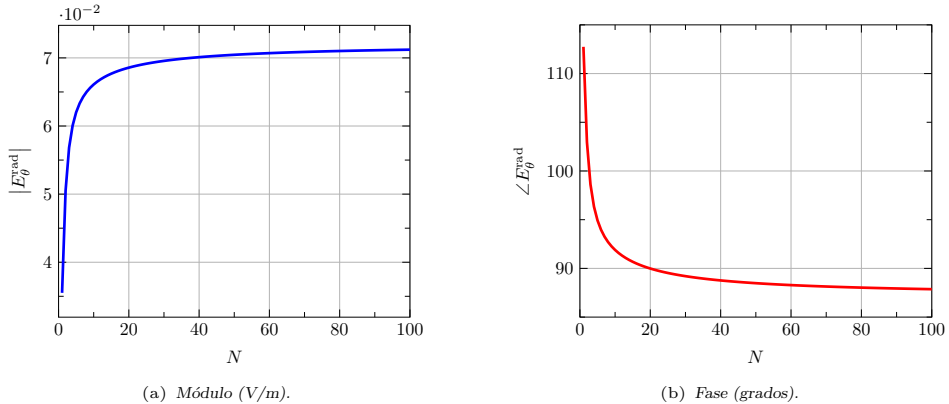


Figura 2.7: Módulo y fase de la componente E_{θ}^{rad} del campo radiado en dirección broadside $\theta = \phi = 0$ a 10 GHz en función del número N de rooftops del modelo. Los datos corresponden a la ranura de la Tabla 2.1 en el escenario 1 de la Tabla 2.2.

Aunque la raíz del problema de convergencia parece clara a partir de la Fig. 2.6, también se podría interpretar que proviene de la simplicidad de las funciones base tipo rooftop. Para descartar eso, se ha optado por comprobar si se produce el mismo fenómeno cuando se consideran otro tipo de funciones base más completas, concretamente las denominadas RWG definidas sobre subdominios triangulares. Estas funciones mejoran el análisis de la ranura abordado en esta sección ya que consideran corrientes en cualquier dirección con una distribución arbitraria. Para esta comparativa se ha optado por recurrir a un simulador electromagnético, lo cual permite, al mismo tiempo, validar los resultados obtenidos con el código desarrollado hasta este punto. En concreto se ha escogido el simulador FEKO [6] porque también emplea el método MoM-AIE con funciones de Green específicas.

Cuando se pretende comparar los resultados con un simulador comercial, no se suele hacer a partir de una magnitud de campo absoluto ya que la mayoría de las veces es difícil encontrar información precisa sobre la excitación empleada. Por esta razón, suele ser recomendable realizar una comparativa sobre una medida relativa de campo, como por ejemplo los diagramas de radiación o los parámetros S circuitales. En este caso se ha optado por realizar el cociente entre la componente E_{θ}^{rad} del campo radiado en dirección broadside y la componente E_z^{PPW} del campo incidente. Este último campo se evalúa en el interior de la guía, justo debajo de la ranura, concretamente en el punto $P(x'_0, y'_0, -h/2)$. Para ello, se ha simulado en FEKO el mismo problema eliminando la ranura. En el modelo propio con rooftops, la magnitud E_z^{PPW} se obtiene fácilmente a partir del campo magnético incidente (2.24).

Los resultados de dicho cociente obtenidos con FEKO se representan en la Fig. 2.8(a), mientras que en la Fig. 2.8(b) se realiza lo propio con los valores proporcionados por el código MoM con rooftops. Por comodidad en la simulación de FEKO, se ha representado un barrido en frecuencia para diferente número N de funciones base del modelo. La principal conclusión de la Fig. 2.8(a) es que, aun y cuando las funciones RWG que emplea FEKO proporcionan un modelo más completo de la ranura, sigue existiendo el mismo problema de convergencia que con las funciones rooftop de la Fig. 2.8(b). La campana de resonancia típica del elemento se desplaza hacia frecuencias menores a medida que se añaden funciones base al modelo.

Por otro lado, si se observa el resultado de mayor número de funciones base para ambos modelos, se puede comprobar la validez del código MoM desarrollado. A pesar de emplear funciones base diferentes, la campana de resonancia de la Fig. 2.8(b) proporcionada por el código MoM propio es muy similar en todos los aspectos a los resultados proporcionados

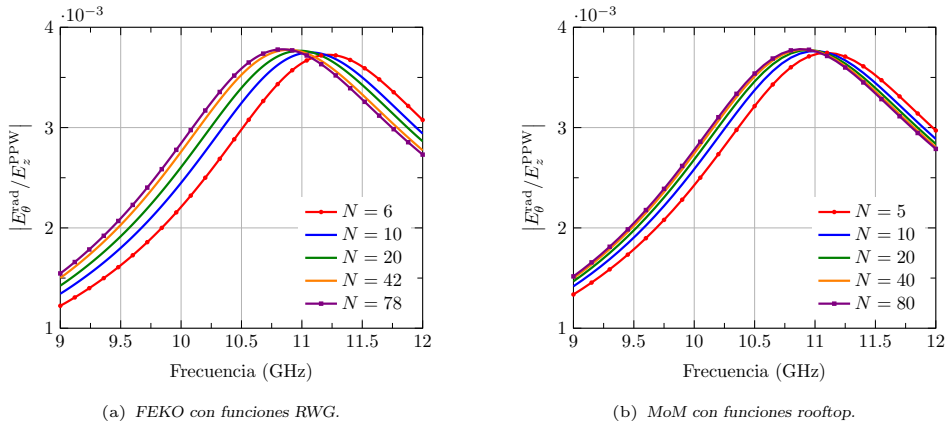


Figura 2.8: Módulo del cociente entre el campo radiado E_{θ}^{rad} en dirección broadside y el campo incidente en la guía E_z^{PPW} en función de la frecuencia, comparado con el resultado proporcionado por FEKO. Los datos corresponden a la ranura de la Tabla 2.1 en el escenario 1 de la Tabla 2.2.

por FEKO de la Fig. 2.8(a). Dicha concordancia es en cierto modo lógica por el hecho de compartir la formulación MoM-AIE con funciones de Green especializadas. Estos resultados demuestran por tanto la validez del modelo de la ranura desarrollado en esta sección.

En definitiva, a partir de los resultados mostrados parece clara la lenta convergencia de las funciones tipo rooftop en el problema electromagnético de la apertura rectangular de grosor infinitesimal. Este hecho acarrea dos problemas principales, a saber, la necesidad de emplear una ingente cantidad de funciones base en el análisis de grandes agrupaciones y la incerteza de la precisión de la simulación para un número de rooftops dado.

Funciones base sinusoidales

La distribución de corriente de la Fig. 2.5(a) sugiere que una función base con forma sinusoidal se adaptaría de forma más adecuada a la amplitud del campo en la apertura. La equivalencia de ésta con una guía rectangular de una dimensión ancha mucho mayor que la estrecha invita a emplear funciones base correspondientes a los modos TE_{n0} . El campo eléctrico de dichos modos es uniforme en la dimensión estrecha y sinusoidal en la dimensión ancha cumpliendo la condición de contorno de campo nulo en el extremo. De esta forma, la función base correspondiente al modo k -ésimo presenta una variación longitudinal definida por:

$$f(\zeta') = f_k^{\text{sin}}(\zeta') = \begin{cases} \sin\left(k\frac{\pi}{L}(\zeta' + L/2)\right), & |\zeta'| < L/2 \\ 0, & \text{resto} \end{cases} \quad (2.25)$$

Por lo tanto, la distribución longitudinal de la corriente obtenida mediante el método MoM se representa por un sumatorio de funciones sinusoidales, de forma similar a una serie de Fourier. En cuanto a la variación transversal, se mantiene uniforme y viene dada por la expresión (2.23). Este tipo de funciones base pertenecen al grupo de las denominadas funciones de dominio completo ya que están definidas en todo el dominio de la apertura. En la Fig. 2.9(a) se representa la distribución longitudinal de las funciones base correspondientes a los cuatro primeros modos, mientras que en la Fig. 2.9(b) se muestra su derivada, proporcional a la carga.

Con el objetivo de comprobar si estas funciones base sinusoidales mejoran el funcionamiento de los rooftops en el análisis de la ranura, se van a representar los mismos resultados

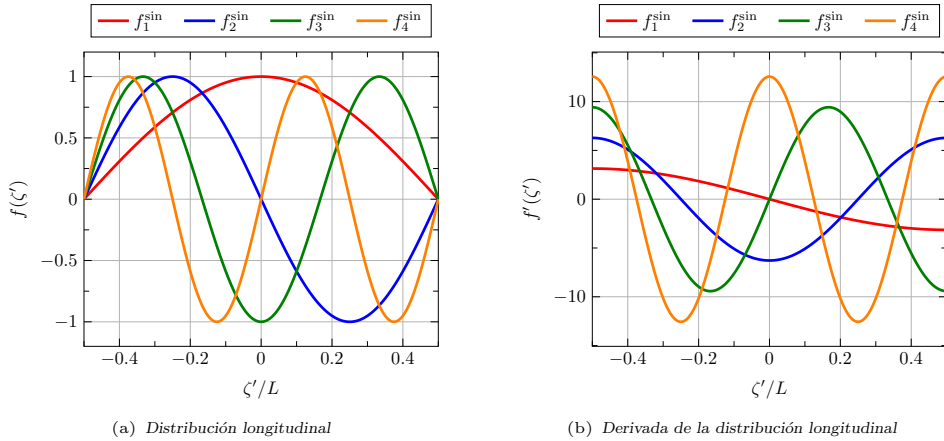


Figura 2.9: Distribución longitudinal de la función base sinusoidal y su derivada para $k = 1, 2, 3, 4$.

obtenidos para estas últimas. De nuevo las funciones de convolución y el tratamiento de la singularidad necesarios para la aplicación de la formulación del MoM se encuentran en el Apéndice D.2. Primeramente, en la Fig. 2.10 se representa el módulo y la fase de la componente longitudinal M_ζ de la corriente magnética. El ejemplo es el mismo que el tratado con las funciones tipo rooftop. Ahora se toman N funciones base sinusoidales de tal forma que la i -ésima presenta una variación longitudinal correspondiente al modo i , es decir, $f_i(\zeta') = f_i^{\sin}(\zeta')$ para $i = 1, \dots, N$.

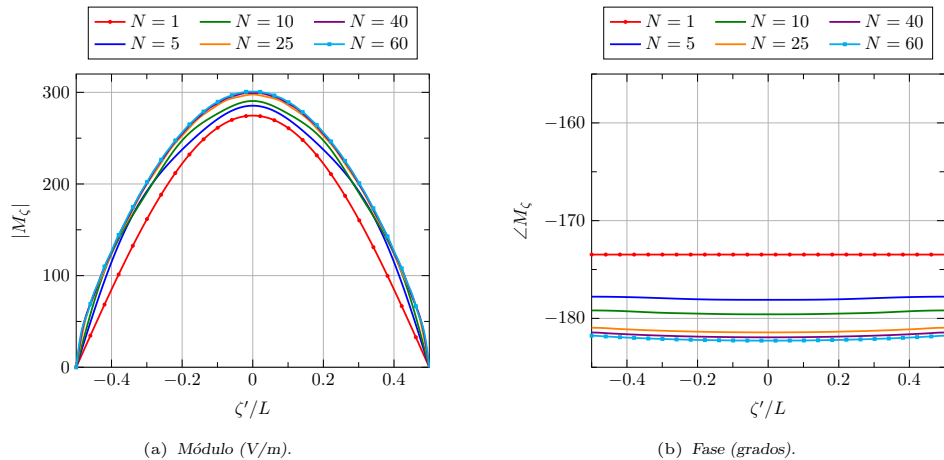


Figura 2.10: Módulo y fase de la corriente magnética en $\xi' = 0$ a 10 GHz para la ranura de la Tabla 2.1 en el escenario 1 de la Tabla 2.2. Se emplean N funciones base sinusoidales.

La Fig. 2.10 demuestra que, tal y como ocurre con las funciones base rooftops, la corriente magnética converge lentamente a medida que N aumenta. Esta lenta convergencia contrasta con el hecho que la primera función base presenta ya una forma similar a la distribución hacia la que tiende la corriente. Esto se puede comprobar en la Fig. 2.10(a), donde la distribución de corriente correspondiente a $N = 1$ es muy similar en forma a la de $N = 60$, la cual se puede considerar como la solución de referencia. A pesar de ello,

aplicar el método MoM con una única función base sinusoidal no proporciona unos valores de amplitud ni de fase de la corriente lo suficientemente cercanos a la referencia.

Como ocurre con las funciones rooftop, esta pobre convergencia, difícil de explicar en base a los resultados de la corriente, aparece mucho más evidente observando la distribución de carga magnética. En la Fig. 2.11 se representa la divergencia de la corriente magnética $\nabla' \cdot \mathbf{M}$ para este mismo caso. Aquí ya se manifiesta claramente la diferencia de la distribución de carga entre el modelo con $N = 1$ y con $N = 60$, principalmente en los extremos de la ranura. Una función senoidal es incapaz de modelar la carga magnética infinita almacenada en los puntos $\zeta' = \pm L/2$. A medida que se van añadiendo más funciones base, la carga modelada se va acercando a la distribución real, de forma análoga a una serie de Fourier. Desafortunadamente, dicha distribución necesita de un gran número de funciones base o armónicos para reproducir sus singularidades en el extremo, provocando además oscilaciones espurias atribuibles al conocido fenómeno de Gibbs de una serie de Fourier.

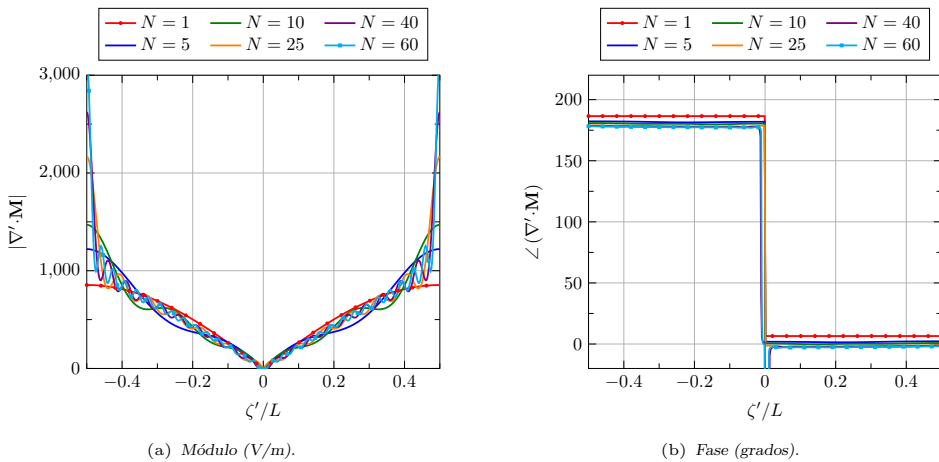


Figura 2.11: Módulo y fase de la divergencia de la corriente magnética en $\xi' = 0$ a 10 GHz para la ranura de la Tabla 2.1 en el escenario 1 de la Tabla 2.2. Se emplean N funciones base sinusoidales.

En conclusión, se ha comprobado que las funciones base sinusoidales, a pesar de que se adaptan mejor a la distribución de la corriente real en la apertura, comparten con los rooftops una lenta convergencia con el número de funciones base. Ello es debido a que la carga asociada a dichas funciones no reproduce la singularidad presente en los extremos de la ranura. Este fenómeno también se puede observar en los resultados de la corriente de la Fig. 2.10(a) prestando atención a la pendiente cerca de $\zeta' = \pm L/2$. La suavidad de la caída para el caso $N = 1$ va evolucionando hacia una pendiente cada vez mayor a medida que aumenta el número de funciones base.

Para averiguar si realmente las funciones base sinusoidales convergen menos lentamente que las tipo rooftop, la Fig. 2.12 representa el campo radiado en dirección broadside en función del número N . Al resultado ya obtenido en la Fig. 2.7 con rooftops se le añade el correspondiente a las funciones base sinusoidales para realizar la comparativa. Se puede apreciar cómo, a pesar de que su velocidad de convergencia es similar, los armónicos siempre proporcionan un valor más cercano a la asíntota para el mismo número de funciones base. Esto es debido a que, gracias a su mayor similitud a la forma de la corriente, una única función base sinusoidal proporciona un valor de campo similar a cuatro rooftops. Esta ventaja de partida resulta más notoria para un número pequeño de funciones base, difuminándose a medida que N aumenta. Nótese que, la orientación de la ranura respecto

al modo cilíndrico hace que los modos impares no se exciten y consecuentemente podrían desprejarse en el modelo.

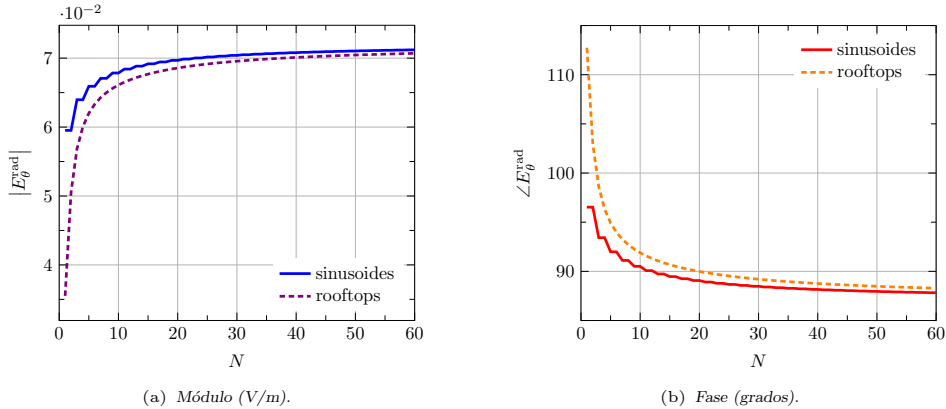


Figura 2.12: Módulo y fase de la componente E_{θ}^{rad} del campo radiado en dirección broadside $\theta = \phi = 0$ en función del número N de funciones base rooftops y sinusoidales a 10 GHz. Los datos corresponden a la ranura de la Tabla 2.1 en el escenario 1 de la Tabla 2.2.

Por lo tanto, aunque la velocidad de convergencia de las funciones sinusoidales no aumenta respecto a los rooftops, sí proporcionan un resultado más preciso cuando se emplean pocas funciones base. Este es el caso más deseable especialmente en el análisis de grandes agrupaciones de elementos, objetivo de la presente tesis. Además, las funciones sinusoidales permiten evaluar la convergencia de la simulación sin excesivo coste adicional ya que cuando se añade una función base son reutilizables todas las entradas de la matriz de admitancias ya calculadas. Esto no ocurre con las funciones base tipo rooftop, y en general con las definidas a tramos, siendo necesario en este caso calcular de nuevo todos los elementos de la matriz MoM.

Funciones base polinómicas

La principal conclusión de los resultados observados hasta ahora es que las funciones sinusoidales, aunque proporcionan un resultado más preciso que los rooftops, experimentan una lenta convergencia a medida que se añaden funciones base al método MoM. Como ya se ha discutido, la principal razón de este hecho proviene de la acumulación infinita de carga en los extremos de la ranura. Una posible solución sería incorporar a las funciones base una condición de contorno que impusiera una pendiente infinita en $\zeta' = \pm L/2$. Aunque tal condición se podría imponer sobre las funciones sinusoidales, desde el punto de vista analítico resulta más conveniente emplear funciones polinómicas. De este modo, se propone una función base que exhibe la siguiente variación longitudinal:

$$f(\zeta') = f_n^{\alpha}(\zeta') = \begin{cases} P_n \left(\frac{2\zeta'}{L} \right) \left(1 - \left(\frac{2\zeta'}{L} \right)^2 \right)^{\alpha}, & |\zeta'| < L/2 \\ 0, & \text{resto} \end{cases} \quad (2.26)$$

donde $P_n(x)$ es un polinomio de grado n y α es una constante real que marca la condición de contorno del campo en los extremos de la dimensión longitudinal. El valor de α debe asegurar una corriente nula en $\zeta' = \pm L/2$, por lo tanto se debe cumplir $\alpha > 0$. Por otro lado, si se quiere imponer una derivada de corriente infinita en los extremos $\zeta' = \pm L/2$, se debe escoger un valor $\alpha < 1$. La variación del parámetro α en dicho rango permite adaptar las funciones base a los diferentes problemas tratados.

Por regla general, en la aplicación del método MoM se fija un valor de la constante α y se van añadiendo funciones base de orden n cada vez mayor para refinar la solución. Este tipo de funciones base suelen incluir la familia de polinomios ortogonales con la condición de contorno considerada, que en este caso corresponden a los polinomios de Jacobi $P_n^{(\alpha, \alpha)}(x)$. Los coeficientes de estos polinomios se pueden obtener a partir de relaciones recursivas que se pueden encontrar en [104]. Para facilitar la evaluación, generación y manipulación analítica de las funciones base, en esta tesis se ha optado por emplear los polinomios de Chebyshev de segunda especie $U_n(x)$, cuyas expresiones son notablemente más sencillas. Estos polinomios equivalen a los polinomios de Jacobi para $\alpha = 0.5$ y por tanto sólo serían ortogonales si se escoge dicha condición de contorno, que por otra parte es la más habitual. No obstante, conviene tener en cuenta que en la formulación del método MoM las integrales incluyen el operador función de Green para el cual los polinomios dejan de ser ortogonales entre sí. Por lo tanto, queda inutilizada la supuesta ventaja de emplear un juego de polinomios ortogonal, que permitiría acelerar la convergencia y evitar el cálculo de las interacciones mutuas entre funciones base. Aunque por brevedad aquí no se presentan los resultados, se ha comprobado que hay una diferencia mínima entre la solución ofrecida por los polinomios de Jacobi $P_n^{(\alpha, \alpha)}(x)$ y por los de Chebyshev $U_n(x)$. Por tanto, se define finalmente la variación longitudinal de la función base polinómica como:

$$f_i(\zeta') = f_n^{(\alpha)}(\zeta') = \begin{cases} U_n\left(\frac{2\zeta'}{L}\right) \left(1 - \left(\frac{2\zeta'}{L}\right)^2\right)^\alpha, & |\zeta'| < L/2 \\ 0, & \text{resto} \end{cases} \quad (2.27)$$

En la Fig. 2.13(a) se representa la distribución longitudinal (2.27) correspondientes a los cuatro primeros órdenes cuando $\alpha = 0.5$, mientras que en la Fig. 2.13(b) se muestra su derivada. Se puede observar cómo la forma de la corriente de las funciones base polinómicas es similar a sus homólogas sinusoidales salvo por la caída abrupta en los extremos de las primeras. Esta caída viene marcada por el parámetro $\alpha = 0.5$ escogido, el que también provoca que su derivada y por tanto la carga asociada a la función base tienda a infinito en los puntos $\zeta' = \pm L/2$.

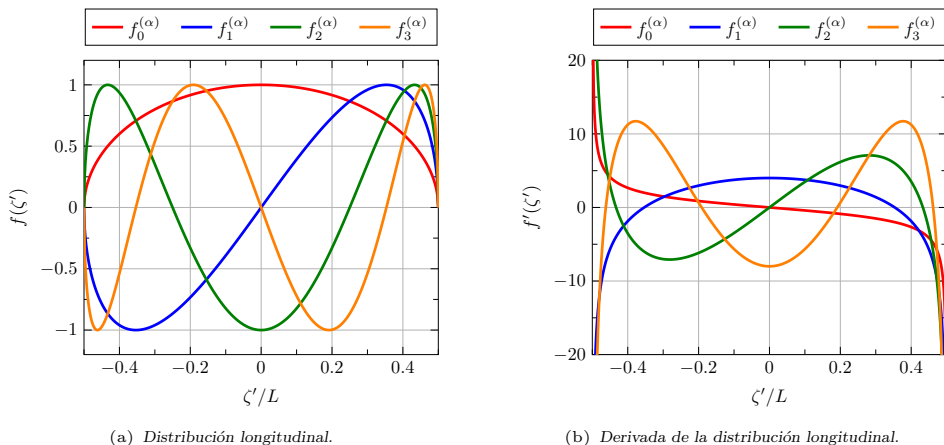


Figura 2.13: Distribución longitudinal de la función base polinómica y su derivada para $\alpha = 0.5$ y $n = 0, 1, 2, 3$.

Respecto a la variación transversal de la función base, también se opta por un polinomio con una condición de contorno controlada por un parámetro, en este caso β . De este modo la función que define la distribución transversal de la corriente se escribe como:

$$g_i(\xi') = g_m^{(\beta)}(\xi') = \frac{1}{w} \begin{cases} T_m\left(\frac{2\xi'}{w}\right) \left(1 - \left(\frac{2\xi'}{w}\right)^2\right)^\beta, & |\xi'| < w/2 \\ 0, & \text{resto} \end{cases} \quad (2.28)$$

donde $T_m(x)$ es el polinomio de Chebyshev de primera especie de orden m y β es una constante real que define la condición de contorno en $\xi' = \pm w/2$. Nótese que la carga magnética no depende del comportamiento de la función $g_m^{(\beta)}(\xi')$ ya que es proporcional a la derivada de la distribución longitudinal de la corriente. En los casos anteriores de funciones base sinusoidales y rooftops se ha despreciado la variación transversal de la corriente, que correspondería con la función $g_0^{(\beta)}(\xi')$ para $\beta = 0$. Sin embargo, es conocido que la distribución de la corriente en la dimensión transversal de una ranura infinitesimal tiende a infinito en los extremos. Dicho comportamiento se reproduciría con un valor $\beta < 0$. En general se suele asumir que la condición de contorno corresponde a la definida por un valor $\beta = -0.5$ [103]. Se ha escogido la familia de polinomios de Chebyshev de primera especie para modelar la distribución de corriente transversal debido a su simplicidad analítica y su gran número de propiedades conocidas. Dichos polinomios son ortogonales con la condición de contorno impuesta para un valor $\beta = -0.5$, aunque como se ha comentado anteriormente pierden su ortogonalidad al aplicar las funciones de Green.

La distribución transversal (2.28), también para los cuatro primeros órdenes, se representa en la Fig. 2.13 con dos valores de β distintos. El valor típico de $\beta = -0.5$ representado en la Fig. 2.14(a) proporciona las condiciones de contorno de corriente infinita en los bordes largos de la apertura. Un valor de $\beta = 0$, por otro lado, necesitaría un gran número de funciones base como las mostradas en la Fig. 2.14(b) si se pretende modelar la acumulación de corriente infinita en $\xi' = \pm w/2$.

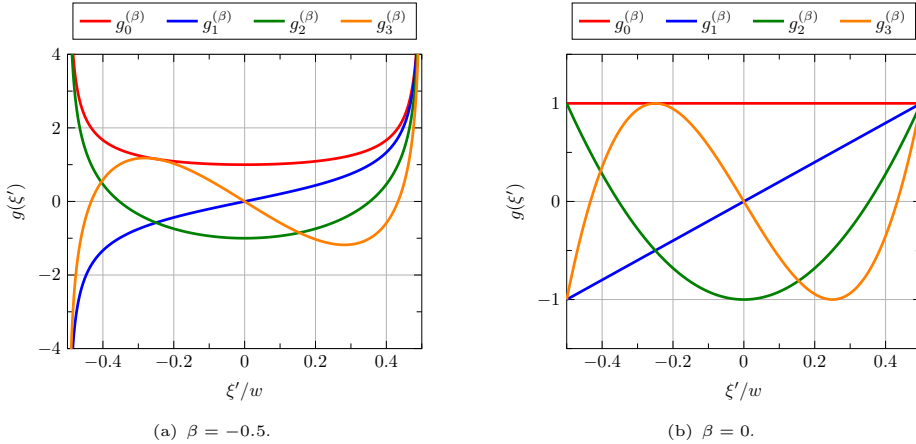


Figura 2.14: Distribución transversal de la función base polinómica para $m = 0, 1, 2, 3$.

Debido a que estas nuevas funciones base, a diferencia de las sinusoidales o tipo rooftop, pueden variar tanto su distribución longitudinal como transversal, resulta recomendable establecer una nueva nomenclatura para una mejor discriminación entre ellas. En este caso, aprovechando su similitud con los modos en una guía rectangular, se va a emplear su misma sintaxis para referirse a una determinada función base. De esta manera la función base i -ésima definida como:

$$\mathbf{m}_i(\mathbf{r}') = f_i(\zeta') g_i(\xi') \hat{\zeta}' = f_n^{(\alpha)}(\zeta') g_m^{(\beta)}(\xi') \hat{\zeta}' \quad (2.29)$$

se denotará a partir de ahora como (m, n) , pretendiendo sintetizar que está definida por un polinomio de orden m en la dimensión longitudinal y de uno de orden n en la transversal. Así por ejemplo, el modo TE_{10} de una guía rectangular se correspondería con la función base $(0, 0)$. Nótese que un valor m o n par representa una función base con simetría par en la dimensión longitudinal o transversal respectivamente y viceversa.

Las funciones de convolución necesarias para la formulación del método MoM y el tratamiento de la singularidad de las funciones de Green difieren respecto a las funciones base anteriores debido a la mayor complejidad de las expresiones (2.27)-(2.28). Por esa razón no es posible encontrar expresiones analíticas sencillas de las integrales de convolución. No obstante, su evaluación numérica es inmediata en su rango de definición, pudiendo además almacenarlas y emplearlas en posteriores análisis con un simple escalado. Estos aspectos de la implementación numérica del método se tratan en detalle en el Apéndice D.3.

Con la finalidad de comparar más equitativamente la convergencia de las funciones base polinómicas con las sinusoidales y rooftops, primero se va a asumir una distribución transversal de corriente constante, es decir, $\beta = 0$ y $m = 0$ para todas las funciones base y por lo tanto $g_i(\xi') = g_0^{(0)}(\xi')$. De modo similar a las sinusoidales, se toman N funciones base polinómicas, que con la nomenclatura anterior sería el conjunto $(0, 0), (1, 0), \dots, (N-1, 0)$. El valor de α se mantiene constante para todas las funciones base. Se reproducen a continuación los resultados expuestos anteriores pero empleando en este caso las funciones base polinómicas. Primeramente, en la Fig. 2.15 se representa el módulo y la fase de la componente longitudinal M_ζ de la corriente magnética para diferente número de funciones base, en el mismo escenario tratado hasta ahora. Para este primer caso se toma un parámetro $\alpha = 0.5$, el cual impone una distribución carga infinita de la forma deseada en los extremos de la ranura.

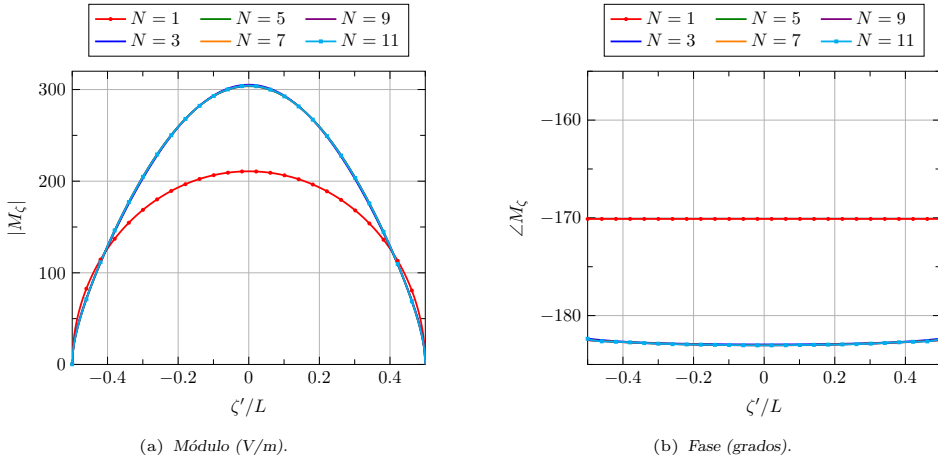


Figura 2.15: Módulo y fase de la corriente magnética en $\xi' = 0$ a 10 GHz para la ranura de la Tabla 2.1 en el escenario 1 de la Tabla 2.2. Se emplean N funciones base polinómicas con $\alpha = 0.5$ y distribución transversal uniforme $\beta = 0$.

Al inspeccionar tanto el módulo en la Fig. 2.15(b) como la fase en la Fig. 2.15(a) de la corriente, lo que primero llama la atención es que a partir de $N = 3$ funciones base la diferencia entre las curvas es inapreciable. Tomando como solución de referencia el resultado para $N = 11$, la corriente con una única función base difiere bastante de ella. Esto es debido a que la forma de la primera función base $(0, 0)$ es manifiestamente más ancha que la corriente referencia, aunque su pendiente en los extremos prácticamente coincide. El caso de $N = 2$ no se contempla ya que las funciones base con distribución impar, en este

caso la $(1, 0)$, no se excitan debido a la simetría del problema analizado. Tomando ya un valor de $N = 3$, la combinación de las funciones base $(0, 0)$ y $(2, 0)$ con los pesos adecuados proporciona una distribución de corriente prácticamente idéntica a la solución de referencia. Este comportamiento se repite en el caso de la fase de la corriente de la Fig. 2.15(b).

Para complementar este resultado, en la Fig. 2.16 se muestra la divergencia de la corriente magnética para el mismo caso anterior. Las curvas representadas, proporcionales a la carga magnética, confirman de forma incluso más evidente la rápida convergencia de las funciones base polinómicas a partir de $N = 3$. Resulta particularmente instructivo comparar los resultados de amplitud de la Fig. 2.16(a) con sus homólogos de la Fig. 2.11(a) correspondientes a funciones base sinusoidales. Queda patente que la distribución de carga modelada por las funciones base polinómicas se adapta perfectamente a la solución de referencia tanto en módulo como en fase, no apareciendo el indeseable rizado anterior.

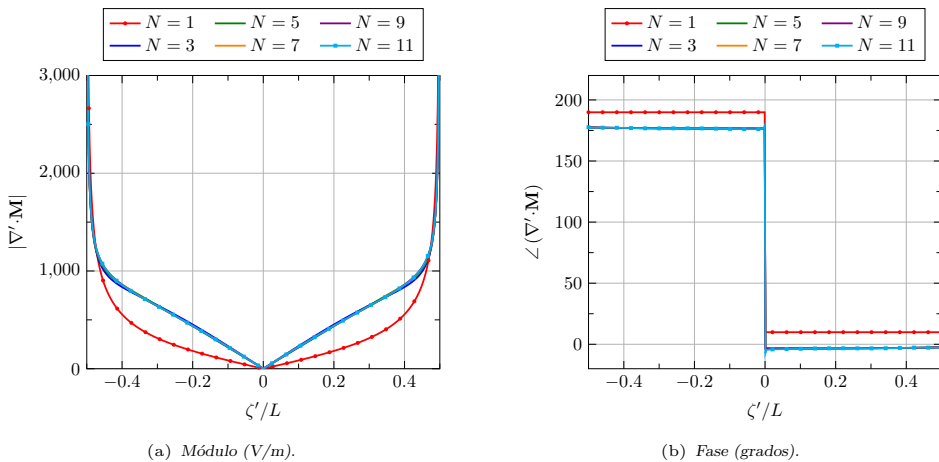


Figura 2.16: Módulo y fase de la divergencia de la corriente magnética en $\xi' = 0$ a 10 GHz para la ranura de la Tabla 2.1 en el escenario 1 de la Tabla 2.2. Se emplean N funciones base polinómicas con $\alpha = 0.5$ y distribución transversal uniforme $\beta = 0$.

Por último, para corroborar la rápida convergencia de las funciones base polinómicas, la Fig. 2.17 representa el campo radiado en dirección broadside en función del número N , comparado con el ya presentado para rooftops y sinusoides. De nuevo en este caso se aprecia que con $N = 3$ se puede considerar que las funciones base polinómicas han convergido completamente. Este resultado contrasta con la lenta convergencia ya observada anteriormente de las funciones base sinusoidales y los rooftops, las cuales se van acercando paulatinamente a los valores proporcionados por los polinomios. Nótese que gracias a la consistencia de los resultados únicamente se ha simulado hasta $N = 25$ funciones polinómicas. En la Fig. 2.17 se ha extendido el resultado final para posibilitar una mejor comparativa.

La propia definición de las funciones base polinómicas (2.27) permite cambiar el parámetro α , que determina la pendiente de la corriente en los extremos de la dimensión longitudinal, y de este modo encontrar un valor óptimo. Con tal propósito, en la Fig. 2.18 se representa el mismo resultado de la Fig. 2.17 pero empleando diferentes valores de α . En el caso de $\alpha = 1$, el cual no establece una carga infinita en los extremos, el campo converge lentamente a medida que se añaden funciones base, de forma similar a lo que ocurre con las funciones base sinusoidales. Al disminuir el valor de α y forzando por tanto una pendiente de la corriente infinita en los bordes, el método converge más rápidamente hacia el mismo valor de campo radiado. De esta manera, para un número mínimo de $N = 3$ funciones base, se alcanza una convergencia óptima para los curvas correspondientes a $\alpha = 0.5$ y $\alpha = 0.6$.

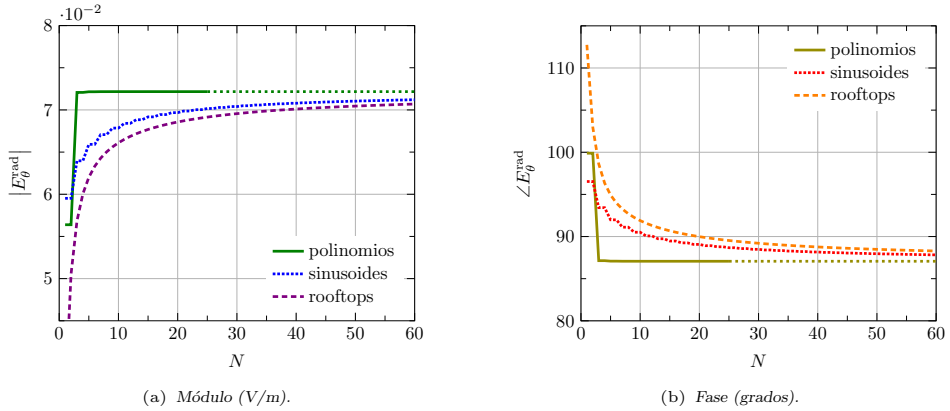


Figura 2.17: Módulo y fase de la componente E_{θ}^{rad} del campo radiado en dirección broadside $\theta = \phi = 0$ en función del número N de funciones base a 10 GHz. Los datos corresponden a la ranura de la Tabla 2.1 en el escenario 1 de la Tabla 2.2. Se toman funciones base polinómicas con $\alpha = 0.5$ y distribución transversal uniforme $\beta = 0$ y se comparan con las funciones sinusoidales y rooftops.

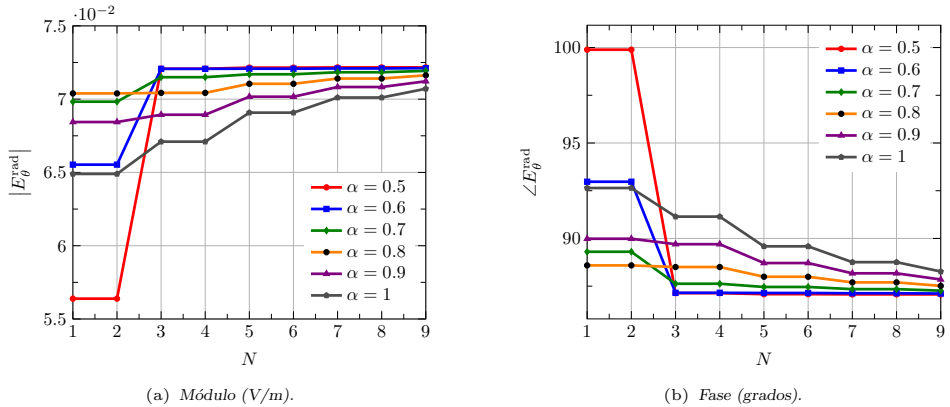


Figura 2.18: Módulo y fase de la componente E_{θ}^{rad} del campo radiado en dirección broadside $\theta = \phi = 0$ en función del número N de funciones base a 10 GHz. Los datos corresponden a la ranura de la Tabla 2.1 en el escenario 1 de la Tabla 2.2. Se toman funciones base polinómicas con diferentes valores del parámetro α y distribución transversal uniforme $\beta = 0$.

Para concretar los valores de α óptimos, la Fig. 2.19 representa la potencia radiada en función del número N y del mencionado parámetro α . Primero, la Fig. 2.19(a) proporciona una información similar a la obtenida en la Fig. 2.18, pero mostrando únicamente los valores α en el rango óptimo inferido anteriormente. Se puede observar que en todo el rango $\alpha \in [0.45, 0.65]$, el método proporciona resultados prácticamente idénticos con $N = 3$. Este hecho se puede evaluar más en detalle en la Fig. 2.19(b), donde la potencia radiada se representa ahora en función del parámetro α para diferente número de funciones base, en concreto $N = 1, 3$ y 5 . Además se muestra la potencia radiada de referencia calculada con $N = 11$ y $\alpha = 0.5$. Por un lado, se ratifica la práctica convergencia del método para $N = 3$ si $\alpha \in [0.45, 0.65]$ gracias a la escasa diferencia apreciada entre las curvas de $N = 3$ y $N = 5$ en dicho rango de valores. A pesar de la mínima variación, se podría definir un valor óptimo en cuanto a convergencia alrededor de $\alpha = 0.55$, para el cual se produce un máximo en la curva de $N = 3$. En cuanto al caso de una función base, el valor de $\alpha = 0.77$ proporciona el resultado más cercano de la curva $N = 1$ a la referencia, aunque con un error apreciable.

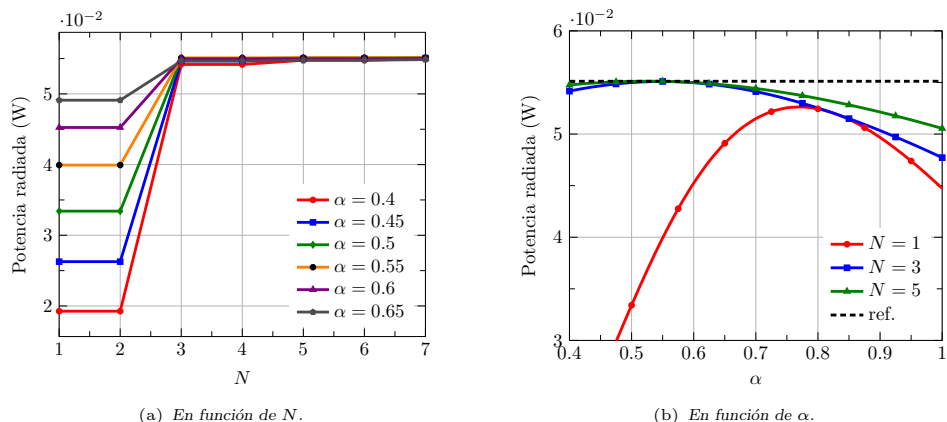


Figura 2.19: Potencia radiada por la ranura en función del número N de funciones base y del parámetro α a 10 GHz. Los datos corresponden a la ranura de la Tabla 2.1 en el escenario 1 de la Tabla 2.2. Se toman funciones base polinómicas con distribución transversal uniforme $\beta = 0$.

Con el objetivo de comprender mejor las implicaciones del parámetro α en la forma de la corriente y su efecto sobre la convergencia, en la Fig. 2.20(a) se representa el módulo de la corriente magnética en la dimensión longitudinal para $N = 1$, comparada con la referencia. A simple vista, la función base con una forma más parecida a la corriente de referencia sería la correspondiente a $\alpha = 1$, excepto por la diferencia existente en ambos extremos de la dimensión longitudinal. La abrupta caída de la corriente en los bordes no se reproduce en el caso de $\alpha = 1$, a diferencia de lo que sí ocurre cuando $\alpha = 0.77$ o $\alpha = 0.55$. Esta apreciablemente pequeña discrepancia afecta sensiblemente a la convergencia del método, forzando un valor óptimo de $\alpha = 0.77$. A medida que α disminuye por debajo de dicho valor, por ejemplo cuando $\alpha = 0.55$, la forma de la primera función base es demasiado achatada para reproducir fielmente por sí sola la distribución de corriente magnética.

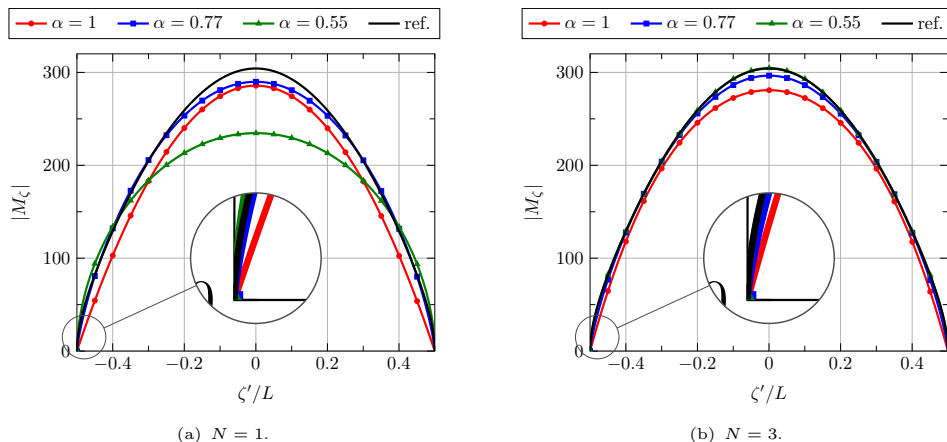


Figura 2.20: Módulo de la corriente magnética en $\xi' = 0$ a 10 GHz para la ranura de la Tabla 2.1 en el escenario 1 de la Tabla 2.2. Se emplean N funciones base polinómicas con diferentes valores de α y distribución transversal uniforme $\beta = 0$.

En la Fig. 2.20(b) se representa el mismo resultado de la corriente para $N = 3$ funciones base. En este caso, la combinación de la primera y tercera funciones base con $\alpha = 0.55$

ahora sí es capaz de modelar perfectamente la forma de la corriente real, incluyendo su caída en los bordes de la ranura. Por otro lado, cuando $\alpha = 0.77$ el resultado es parecido al de referencia aunque la pequeña diferencia de la pendiente en los extremos hace que no converja tan rápidamente. Esta discrepancia es aún mayor para el caso de $\alpha = 1$, aumentando así su diferencia con el resultado de referencia.

El citado contraste en el comportamiento de la corriente en los bordes y su influencia sobre la convergencia se observa más claramente en la Fig. 2.21, donde se representa la divergencia de la corriente para los mismos casos anteriores. Cuando $N = 1$, en la Fig. 2.21(a) se percibe claramente como un valor de $\alpha = 1$ proporciona la distribución de carga más parecida a la referencia en la parte central de la dimensión longitudinal. Sin embargo, al acercarse a los extremos $\zeta' = \pm L/2$, el valor $\alpha = 0.55$ reproduce de forma más rigurosa el rápido crecimiento de la carga a pesar de que su comportamiento es muy diferente en el resto de valores de ζ' . A consecuencia de ello, el valor óptimo de α cuando $N = 1$ se encuentra en un punto intermedio entre ambos casos, esto es, el ya mencionado $\alpha = 0.77$. Contrariamente, en la Fig. 2.21(b) cuando $N = 3$, la incorporación de la tercera función base hace que la forma de la carga para $\alpha = 0.55$ sea prácticamente idéntica a la de referencia a lo largo de todo el eje longitudinal, como ya ocurría con la corriente.

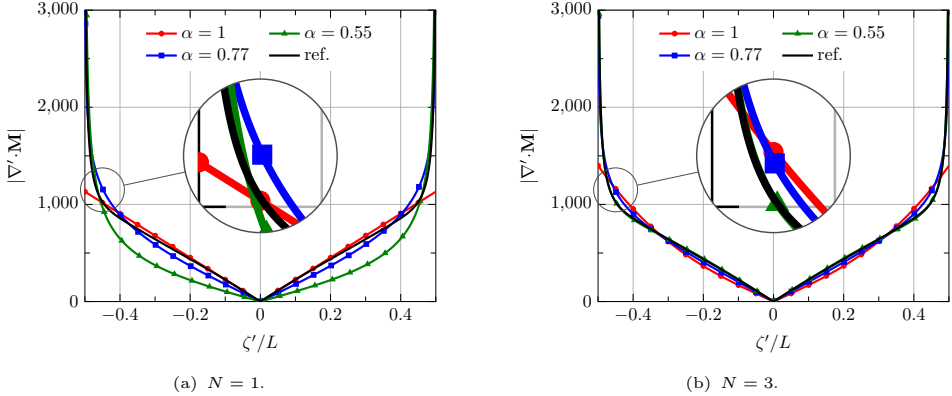


Figura 2.21: Módulo de la divergencia de la corriente magnética en $\xi' = 0$ a 10 GHz para la ranura de la Tabla 2.1 en el escenario 1 de la Tabla 2.2. Se emplean N funciones base polinómicas con diferentes valores de α y distribución transversal uniforme $\beta = 0$.

Una vez comprobada la excelente convergencia de la corriente en la dimensión longitudinal de la ranura para un rango óptimo de valores α , procedería realizar el mismo estudio ahora sobre la distribución en la dimensión transversal. Conviene recordar que hasta este punto todos los resultados mostrados para las diferentes funciones base asumían una corriente uniforme en esa dimensión. Dicha aproximación suele ser suficientemente precisa para la mayoría de ranuras empleadas en agrupaciones RLSA, dado que su anchura cumple que $w \ll \lambda_0$. Esta afirmación dejará de cumplirse paulatinamente a medida que aumente la relación de aspecto w/L de la ranura. Para comprobar este hecho, en la Fig. 2.22 se muestran los resultados de la ranura bajo estudio con diferentes valores de β , es decir, cambiando condición de contorno en la dimensión transversal. Se toman las tres primeras funciones base en la dimensión longitudinal, $(0, 0)$, $(1, 0)$, $(2, 0)$, con un valor $\alpha = 0.5$.

Primeramente se representa en la Fig. 2.22(a) la potencia radiada en función de β para dos valores de anchura diferentes. Se puede comprobar que, para el valor de anchura usual de $w = L/10$, la variación de la potencia radiada con la condición de contorno transversal no resulta significativa. La diferencia entre la potencia radiada suponiendo una distribución transversal uniforme con $\beta = 0$ y asumiendo la condición de contorno habitual

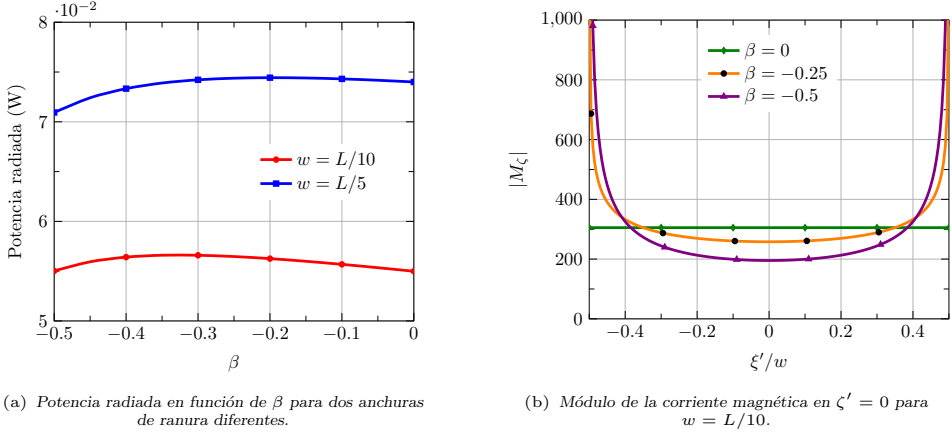


Figura 2.22: Potencia radiada y distribución transversal de corriente en función de β , sobre la ranura de la Tabla 2.1 en el escenario 1 de la Tabla 2.2 a 10 GHz. Se emplean $N = 3$ funciones base polinómicas, $(0, 0)$, $(1, 0)$, $(2, 0)$, con $\alpha = 0.5$.

en ranuras infinitesimales $\beta = -0.5$ es prácticamente despreciable. En la Fig. 2.22(b) se muestra la amplitud de la corriente a lo largo la dimensión transversal tomando tres valores diferentes de la constante β . A pesar de su distinta distribución de corriente, estos tres casos radian prácticamente la misma potencia gracias a la correcta aplicación del método de los momentos. La diferencia entre las tres corrientes únicamente será apreciable por otras ranuras muy cercanas o si la anchura w es lo suficientemente grande. Esta última afirmación se puede comprobar en la Fig. 2.22(a) observando la potencia radiada en función de β tomando $w = L/5$. En tal caso se aprecia una mayor diferencia entre los resultados de $\beta = 0$ y $\beta = -0.5$. Conviene remarcar que dicha relación de aspecto se encuentra ya cerca del límite superior de los valores normalmente empleados en agrupaciones de ranuras.

Se ha podido comprobar que a medida que aumenta la anchura de la ranura, la distribución de corriente en la dimensión transversal cobra mayor importancia en el campo radiado o en consecuencia en el campo dispersado por ella. Esta circunstancia invita a incluir en el modelo funciones base de orden superior para refinar la forma de la corriente en la dimensión transversal y poder evaluar el error cometido. Sin embargo, las funciones base (m, n) con un orden $n > 0$ permanecen fuertemente ligadas a las corrientes transversales no consideradas hasta ahora, lo que puede llevar a resultados erróneos y por lo tanto engañosos. La explicación más detallada de este fenómeno se relega a la Sección 2.1.3, donde se desarrolla el modelo completo con corrientes transversales. Ya en dicha sección se podrá visualizar la forma de la corriente en la dimensión transversal y escoger el valor de β que mejor se ajuste a su comportamiento. En consecuencia, de aquí en adelante en esta sección únicamente se van a emplear funciones base con un orden $n = 0$, manteniendo fija su distribución transversal con el valor habitual de $\beta = -0.5$.

Finalizando el estudio de las funciones base polinómicas, es preciso confirmar si su buen comportamiento en cuanto a convergencia en la dimensión longitudinal se mantiene para configuraciones diferentes de ranura que la tratada hasta ahora de la Tabla 2.1. Como primer paso, se mantiene la ranura con una orientación paralela al frente de onda incidente, $\phi_{\zeta'} = \pi/2$, y se modelan ranuras de diferentes longitudes conservando la anchura original. La ranura se caracteriza con N funciones base en la dimensión longitudinal, $(0, 0)$, $(1, 0)$, ..., $(N - 1, 0)$, tomando los valores típicos $\alpha = 0.5$ y $\beta = -0.5$. Por un lado, en la Fig. 2.23(a) se representa la potencia radiada en función del número N , mientras que en la Fig. 2.23(b) se dibuja la corriente magnética en la dimensión longitudinal para $N = 7$,

que puede ser considerada como la referencia. Ambos resultados se normalizan respecto al de referencia con cada longitud de ranura para facilitar su visualización conjunta. Tal y como muestra la Fig. 2.23(b), debido a la simetría respecto a la onda incidente, los modos impares no se excitan y el método prácticamente converge con $N = 3$ para todas las longitudes de ranura consideradas. Hay que tener en cuenta que las funciones base pares (m par) no se acoplan con las impares (m impar), de ahí su amplitud nula en este caso. Este hecho se confirma en la Fig. 2.23(b) donde se puede percibir la perfecta simetría de la corriente en la dimensión longitudinal, estrechando ligeramente su forma a medida que aumenta la longitud de la ranura.

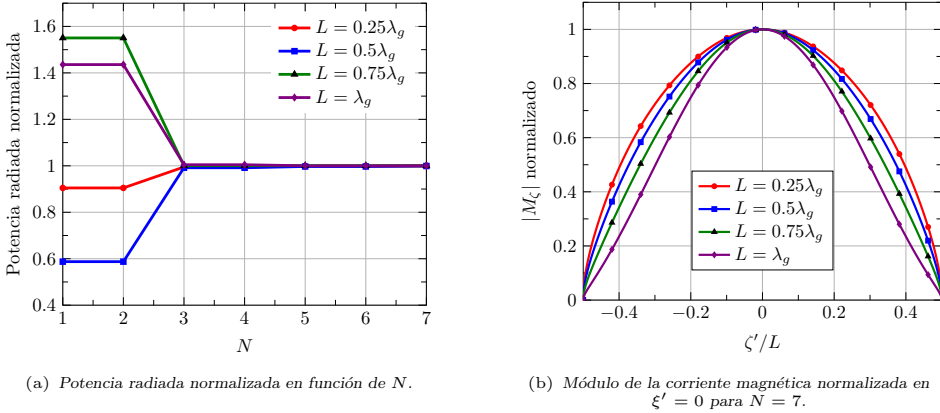


Figura 2.23: Potencia radiada y módulo de la corriente a 10 GHz para la ranura de la Tabla 2.1 con diferentes longitudes y $\phi_{\zeta'} = \pi/2$, en el escenario 1 de la Tabla 2.2. Se emplean N funciones base polinómicas en la distribución longitudinal tomando $\beta = -0.5$ y $\alpha = 0.5$.

Con la intención de valorar la influencia de la orientación de la ranura en la forma de la corriente y la excitación de los modos impares, en la Fig. 2.24 se vuelve a realizar el mismo estudio, esta vez con un ranura oblicua definida por un ángulo $\phi_{\zeta'} = \pi/4$. La Fig. 2.24(b) demuestra que la orientación oblicua respecto al frente de onda cilíndrico excita los modos impares, causando una distribución de corriente asimétrica. El grado de dicha asimetría aumenta con la longitud de la ranura, siendo prácticamente imperceptible para ranuras de $L \leq 0.5\lambda_g$. Teóricamente el primer modo impar $(1, 0)$ debería presentar una excitación máxima cuando la longitud de la ranura corresponde a una longitud de onda efectiva.

Por otro lado, la Fig. 2.24(a) confirma que con las longitudes de ranura $L = 0.25\lambda_g$ y $L = 0.5\lambda_g$ los modos impares apenas se excitan y no contribuyen a la potencia radiada. En el caso de $L = 0.75\lambda_g$, a pesar de que la corriente de la Fig. 2.24(b) exhibe una componente asimétrica apreciable, los modos impares apenas contribuyen a la radiación. Esta afirmación se fundamenta en la escasa diferencia en la Fig. 2.24(a) entre $N = 1$ y $N = 2$ para $L = 0.75\lambda_g$. Nótese que la longitud de ranura es todavía demasiado pequeña respecto a la longitud de onda en espacio libre λ_0 , ya que $L = 0.75\lambda_g \approx 0.5\lambda_0$. En este punto es importante reseñar que aunque los citados modos impares no radian, sí que pueden contribuir significativamente al campo cercano de la ranura y con ello al acoplamiento mutuo entre los elementos de una agrupación. Finalmente, si aumenta la dimensión longitudinal hasta $L = \lambda_g \approx 0.67\lambda_0$, los modos impares ya radian de forma ostensible como se observa en la Fig. 2.24(a), y consecuentemente es necesario considerar $N = 4$ funciones base para asegurar la convergencia. Se puede concluir por tanto que hasta aproximadamente una longitud de $L = 0.5\lambda_0$, el campo radiado converge con $N = 3$, pudiendo a su vez despreciar la primera función base impar $(1, 0)$. En cambio, longitudes de ranura superiores requieren incluir en el modelo todas las funciones base pares e impares hasta $N = 4$.

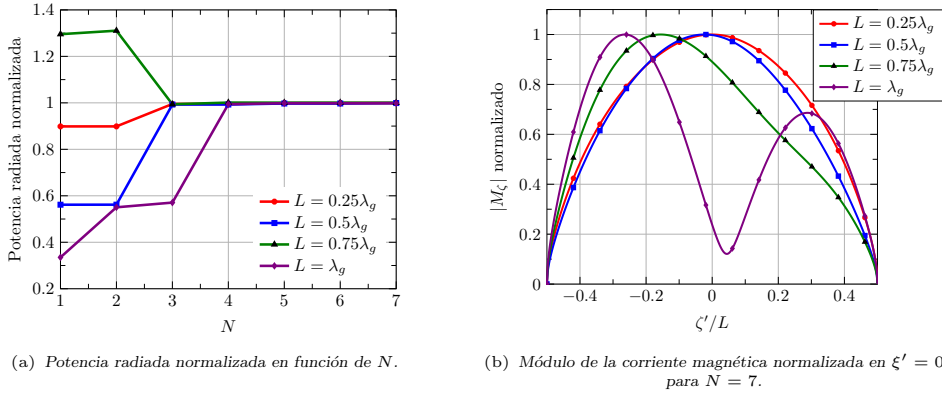


Figura 2.24: Potencia radiada y módulo de la corriente a 10 GHz para la ranura de la Tabla 2.1 con diferentes longitudes y $\phi_{\zeta'} = \pi/4$, en el escenario 1 de la Tabla 2.2. Se emplean N funciones base polinómicas en la distribución longitudinal tomando $\beta = -0.5$ y $\alpha = 0.5$.

Como síntesis de esta sección se pretende mostrar una simulación representativa que compare las diferentes funciones base contempladas. Para facilitar la exposición de los resultados, en la Tabla 2.3 se recoge la nomenclatura y definición de las configuraciones empleadas. Cada una de estas combinaciones aplica los parámetros α y β que se han definido como óptimos a partir de los resultados anteriormente expuestos. En la tabla también se incluye una configuración con variación transversal uniforme, con la intención de realizar una comparativa más justa con las funciones sinusoidales. La última configuración definida en la Tabla 2.3 considera $N = 10$ funciones base, cuyo resultado se pretende tomar como referencia para evaluar la precisión del resto de combinaciones. Nótese que, tal y como se ha explicado anteriormente, en esta sección únicamente se consideran funciones base tipo $(m, 0)$ con distribución transversal fija.

	N	α	β	(m, n)
MoMpoly-I	1	0.77	-0.5	(1,0)
MoMpoly-III	3	0.5	-0.5	(0,0), (1,0), (2,0)
MoMpoly-IIIu	3	0.5	0	(0,0), (1,0), (2,0)
MoMpoly-IIIp	2	0.5	-0.5	(0,0), (2,0)
MoMpoly-X	10	0.5	-0.5	(0,0),(1,0),(2,0),..., (9,0)

Tabla 2.3: Combinaciones de funciones base polinómicas empleadas en el método MoM.

Uno de los resultados más prácticos en el diseño de antenas RLSA consiste en representar la potencia radiada por la ranura en función de su longitud. En la Fig. 2.25 se muestra dicha curva con las funciones base de la Tabla 2.3 para el mismo caso tratado anteriormente. Aquí se ha asumido una orientación de ranura oblicua definida por $\phi_{\zeta'} = \pi/4$ con el objetivo de evaluar también la influencia de los modos impares. Por una parte, la Fig. 2.25(a) compara el resultado de referencia MoMpoly-X con el obtenido con una función base sinusoidal (MoMsin-1) y con nueve de ellas (MoMsin-9). También se incluye la curva correspondiente a la combinación MoMpoly-IIIu que asume una variación transversal uniforme con $N = 3$ funciones base. Como ya es conocido de la Sección 2.1.2, las funciones base sinusoidales convergen lentamente, lo que se traduce en la Fig. 2.25(a) en un desplazamiento progre-

sivo de la curva hacia longitudes de ranura menores a medida que aumenta el número de funciones consideradas. Por el contrario, las tres funciones base polinómicas de la curva MoMpoly-IIIu son suficientes para conseguir un resultado muy preciso en la mayoría de los casos. Esto se puede comprobar observando que el método MoMsin-N parece tender a la curva MoMpoly-IIIu a medida que el número de funciones base N aumenta. Conviene resaltar el error cometido por la configuración MoMsin-1, técnica ampliamente adoptada en el modelado de ranuras y que consiste en considerar una única función base sinusoidal. Finalmente, salvo por la ligera divergencia que se produce por encima de la longitud de resonancia, la curva MoMpoly-IIIu aporta valores muy similares a la referencia. Este hecho certifica la escasa diferencia que supone considerar o no la distribución transversal de corriente, al menos en un caso de ranura estrecha como la de este ejemplo.

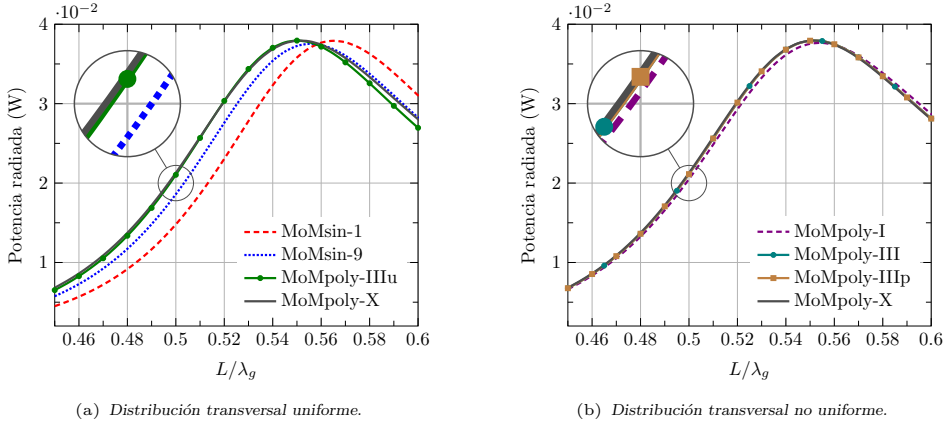


Figura 2.25: Potencia radiada por la ranura a 10 GHz en función de su longitud. Los datos corresponden a la ranura de la Tabla 2.1, excepto la longitud y la orientación $\phi_{z'} = \pi/4$, en el escenario 1 de la Tabla 2.2. Se emplean las funciones base indicadas en la Tabla 2.3.

Por otro lado, la Fig. 2.25(b) muestra los resultados correspondientes a los modelos polinómicos que incluyen una distribución transversal con corriente infinita en los extremos. Estas curvas revelan que la configuración MoMpoly-III proporciona, con únicamente tres funciones base, un resultado idéntico al de referencia, confirmando así lo deducido anteriormente. Además, incluso el método MoMpoly-IIIp, el cual ignora la función impar en la dimensión longitudinal, sólo considerando dos funciones base, se muestra indistinguible respecto a la referencia en términos de potencia radiada. Por último, si se pretende reducir al máximo el número de funciones base, es posible recurrir a la configuración MoMpoly-I que emplea una única función base con el valor óptimo $\alpha = 0.77$, deducido anteriormente para longitud de ranura de $L = 0.5\lambda_g$. La curva correspondiente a este modelo en la Fig. 2.25(b) demuestra que es posible conseguir una buena estimación de la potencia radiada empleando una única función base. Este hecho destaca especialmente si se compara con el resultado MoMsin-1 de la Fig. 2.25(a), referido a una función base sinusoidal.

Por lo tanto, la configuración MoMpoly-IIIp proporciona modelo muy riguroso de la ranura únicamente considerando dos funciones base. Esta afirmación se mantiene válida si, como se refleja en la Fig. 2.24, la longitud de la ranura L no supera cierto umbral. Respecto al diseño de antenas RLSA tratado en esta tesis, siempre se emplean ranuras de longitud menor a la denominada de resonancia, para la cual la potencia radiada es máxima. Dicha longitud de resonancia no suele presentar un valor muy superior a $0.5\lambda_g$, situándose por ejemplo en el caso de la Fig. 2.25 alrededor de $0.55\lambda_g$. No obstante, la escasa influencia del primer modo impar en la potencia radiada por una ranura típica no implica que se pueda

despreciar en un análisis riguroso de una agrupación. Ya se ha comentado anteriormente que esa componente de corriente impar adquiere importancia en los acoplamientos mutuos entre elementos cercanos. La discusión sobre este aspecto se posterga a la Sección 2.4.

En conclusión, en esta sección se ha llevado a cabo un estudio sobre la elección óptima de funciones base en la formulación del método MoM-AIE aplicado a una apertura rectangular en una guía PPW. La lenta convergencia con el número de funciones base exhibida tanto para las funciones tipo rooftop como sinusoidales desaconseja su uso en el análisis de grandes agrupaciones de ranuras. En cambio, las funciones polinómicas introducidas en la Sección 2.1.2 permiten modelar una ranura de forma muy rigurosa con muy pocas funciones base gracias a la inclusión en su definición de las condiciones de contorno de carga magnética infinita en sus extremos. Estas condiciones se controlan en las dos dimensiones de la ranura mediante los parámetros α y β , cuyo ajuste óptimo permite acelerar la convergencia de método. De este modo, únicamente con dos funciones base polinómicas es posible modelar rigurosamente la ranura con la certeza de la convergencia del método, siempre asumiendo las aproximaciones de la formulación MoM-AIE. Conviene recordar, no obstante, que la precisión de este modelo para ranuras con relaciones de aspecto w/L mayores queda pendiente de confirmación con la implementación de la caracterización completa en la siguiente sección.

2.1.3. Incorporación de las corrientes transversales

Hasta este punto, en la resolución de la ecuación integral correspondiente a la ranura rectangular, se ha adoptado la formulación descrita en la Sección 2.1.1, donde se asume que el campo eléctrico tangencial en la apertura está orientado paralelo a su dimensión estrecha. Esta suposición equivale a considerar únicamente corrientes magnéticas longitudinales, paralelas al eje mayor de la ranura. Antes de dar por válida la caracterización descrita, resulta conveniente evaluar la precisión de dicha aproximación. El error cometido al omitir las corrientes transversales aumenta de forma clara con la relación de aspecto w/L de la ranura. En este sentido, el modelo desarrollado en esta tesis se debe centrar en las dimensiones de las ranuras típicamente empleadas en las agrupaciones RLISA. De forma específica, aunque se tiende a aumentar el ancho de la ranura con la finalidad de mejorar su ancho de banda, se podría asumir como cota superior un valor de $w = L/4$. La aparición de una apreciable componente contrapolar de campo radiado desaconseja el aumento de la anchura por encima de dicho límite.

A partir de lo descrito arriba, el objetivo de esta sección es triple. La primera tarea consiste en desarrollar el modelo completo de la ranura, incorporando para ello las corrientes transversales en la formulación anterior. El modelo se implementa únicamente para las funciones base polinómicas, debido a sus ventajas en cuanto a precisión anteriormente demostradas. La reconstrucción completa del campo sobre la apertura en ambas componentes, permite estimar de forma rigurosa el error cometido por el modelo aproximado de corrientes longitudinales. El segundo objetivo, como consecuencia del anterior, consiste en establecer un límite de la relación de aspecto w/L , por debajo del cual el modelo de corrientes longitudinales permanezca válido. En ciertos casos puede ocurrir que no se cumpla el citado límite, o alternativamente se pretenda evaluar algún parámetro de la antena que dependa fuertemente de la componente transversal. Como se concreta en el Capítulo 3, en dicha situación se encuentra el parámetro de adaptación en ciertas agrupaciones de ranuras en guía rectangular. En tales casos, el tercer objetivo consiste en proponer un modelo eficiente, capaz de estimar de forma rigurosa el efecto de las corrientes transversales sobre los parámetros de la agrupación.

Formulación

El contenido de esta sección se apoya sobre la formulación e implementación de la caracterización completa de la ranura. De esta forma, al modelo desarrollado en la sección anterior se añaden las corrientes magnéticas transversales, es decir, paralelas a la dimensión estrecha de la apertura. Las nuevas funciones base que representan estas corrientes transversales también se expresan mediante una función separable, formada por el producto de dos polinomios con sus condiciones de contorno respectivas. Por tanto, la función base i -ésima en el modelo completo de la ranura responde a una de estas dos expresiones:

$$\begin{aligned}\mathbf{m}_{\zeta,i}(\mathbf{r}') &= f_{\zeta,i}(\zeta') g_{\zeta,i}(\xi') \hat{\zeta}' \\ \mathbf{m}_{\xi,i}(\mathbf{r}') &= f_{\xi,i}(\xi') g_{\xi,i}(\zeta') \hat{\xi}'\end{aligned}\quad (2.30)$$

donde $\mathbf{m}_{\zeta,i}(\mathbf{r}')$ representa una corriente magnética longitudinal y $\mathbf{m}_{\xi,i}(\mathbf{r}')$ una transversal. Nótese que ambas expresiones son idénticas si se intercambian las variables de la dimensión mayor ζ' y menor ξ' de la ranura. En consecuencia, la condición de contorno que se ha estudiado en la Sección 2.1.3 que debe cumplir la función $f_{\zeta,i}(\zeta')$ aplica para el caso de $f_{\xi,i}(\xi')$, con la única diferencia que están definidas sobre ejes locales perpendiculares.

En cuanto a las futuras referencias de las funciones base, se va a seguir una nomenclatura idéntica a la empleada para corrientes longitudinales. Conviene recordar que la función base longitudinal (m, n) incluye un polinomio de orden m en la dimensión longitudinal, paralela a la corriente, y de orden n en la transversal, perpendicular a la corriente. Siguiendo el mismo razonamiento, la función base transversal (m, n) se refiere a aquella definida por un polinomio de orden m en la dimensión transversal y de orden n en la longitudinal.

A partir de las funciones base (2.30), la corriente magnética en la ranura se puede expresar como una combinación lineal de esta forma:

$$\mathbf{M}(\mathbf{r}') = \sum_{i=1}^{N_{\zeta}} V_{\zeta,i} \mathbf{m}_{\zeta,i}(\mathbf{r}') + \sum_{i=1}^{N_{\xi}} V_{\xi,i} \mathbf{m}_{\xi,i}(\mathbf{r}') \quad (2.31)$$

donde N_{ζ} y N_{ξ} son el número de funciones base sobre las que se expande la corriente longitudinal y transversal respectivamente. Aplicando de nuevo la técnica Galerkin, los coeficientes $V_{\zeta,i}$ y $V_{\xi,i}$ se obtienen resolviendo un sistema de ecuaciones, el cual se puede escribir del siguiente modo:

$$\begin{bmatrix} [Y_{\zeta\zeta}] & [Y_{\zeta\xi}] \\ [Y_{\xi\zeta}] & [Y_{\xi\xi}] \end{bmatrix} \begin{bmatrix} [V_{\zeta}] \\ [V_{\xi}] \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} [I_{\zeta}] \\ [I_{\xi}] \end{bmatrix} \quad (2.32)$$

donde $[Y_{\zeta\zeta}]_{N_{\zeta} \times N_{\zeta}}$ es la matriz de admitancias entre corrientes longitudinales, $[Y_{\xi\xi}]_{N_{\xi} \times N_{\xi}}$ es la correspondiente a las corrientes transversales y $[Y_{\zeta\xi}]_{N_{\zeta} \times N_{\xi}}$ representa la interacción entre ambas. La matriz del sistema es simétrica, cumpliéndose por tanto $[Y_{\zeta\xi}] = [Y_{\xi\zeta}]^t$, donde $[\cdot]^t$ indica matriz traspuesta. Por último, $[I_{\zeta}]_{N_{\zeta} \times 1}$ y $[I_{\xi}]_{N_{\xi} \times 1}$ denotan los vectores de excitación de corrientes longitudinales y transversales respectivamente, mientras que $[V_{\zeta}]_{N_{\zeta} \times 1}$ y $[V_{\xi}]_{N_{\xi} \times 1}$ contienen las amplitudes incógnita $V_{\zeta,i}$ y $V_{\xi,i}$ de las funciones base en (2.31).

El cálculo del vector de excitación de las corrientes transversales se realiza evaluando la integral (2.6), del mismo modo que con las corrientes longitudinales. En cuanto a la matriz de admitancias, la submatriz longitudinal $[Y_{\zeta\zeta}]$ corresponde a la matriz $[Y]$ calculada en la Sección 2.1.1. El cálculo de la submatriz de corrientes transversales $[Y_{\xi\xi}]$, por otro lado, es idéntico al de $[Y_{\zeta\zeta}]$, intercambiando en las expresiones las dimensiones longitudinal y

transversal. La formulación no se repite por motivos de brevedad. Únicamente se desarrolla en esta sección la expresión de los elementos de la submatriz $[Y_{\zeta\xi}]$ de interacción mutua.

A continuación se desarrolla el cálculo de la admitancia mutua entre una corriente longitudinal $\mathbf{m}_{\zeta,i}(\mathbf{r}')$ fuente y una corriente transversal $\mathbf{w}_{\xi,j}(\mathbf{r})$ destino. Solamente se considera este caso ya que la interacción recíproca es idéntica. Además, de nuevo por evitar ecuaciones innecesarias, aquí únicamente se detallan las expresiones de la admitancia interna $Y_{ji}^{(a)}$ en la guía de placas paralelas, siendo válida para el medio externo simplemente intercambiando la función de Green.

Por un lado, la parte de la admitancia correspondiente al potencial vector, determinada por la expresión (2.9), es directamente nula ya que la función base y peso son perpendiculares. En cuanto a la contribución del potencial escalar, sigue respondiendo a la expresión (2.16), ya que también se cumple en este caso la igualdad (2.15). La diferencia radica en el cálculo de la divergencia de la función peso, la cual ahora supone la diferenciación en la variable transversal. De este modo, la admitancia mutua $Y_{ji}^{(a)}$ se puede escribir como:

$$Y_{ji}^{(a)} = Y_{ji}^{(a)\Psi} = \frac{1}{j\omega} \int_{\tau} \int_{\nu} \ddot{F}_{ji}(\tau) \ddot{H}_{ji}(\nu) K_{\text{PPW}}^{\Psi}(\varrho) d\tau d\nu \quad (2.33)$$

donde la función $\ddot{F}_{ji}(\tau)$ denota la convolución unidimensional entre la función peso y la derivada de la función base en la dimensión longitudinal:

$$\ddot{F}_{ji}(\tau) = f'_{\zeta,i}(\zeta) \otimes g_{\xi,j}(\zeta) = \int_{\zeta} f'_{\zeta,i}(\zeta) g_{\xi,j}(\tau - \zeta) d\zeta \quad (2.34)$$

mientras que la función $\ddot{H}_{ji}(\nu)$ se calcula como la convolución unidimensional entre la función base y la derivada de la función peso en la dimensión transversal:

$$\ddot{H}_{ji}(\nu) = g_{\zeta,i}(\xi) \otimes f'_{\xi,j}(\xi) = \int_{\xi} g_{\zeta,i}(\xi) f'_{\xi,j}(\nu - \xi) d\xi \quad (2.35)$$

Estas funciones de convolución se calculan de forma similar que las recogidas en el Apéndice D.3, correspondientes a corrientes únicamente longitudinales. Por último, el cálculo del campo radiado por las nuevas corrientes, cuyo resultado va a servir de base para establecer las conclusiones finales, se realiza por el mismo procedimiento descrito en el Apéndice C. En definitiva, como se ha podido comprobar, la incorporación de las corrientes transversales no requiere una excesiva formulación adicional.

Resultados numéricos

Una vez implementado el modelo completo, conviene primero examinar la distribución de corriente sobre ranuras de diferente anchura. La apertura bajo estudio corresponde al mismo caso considerado en los apartados anteriores, esto es, la ranura de la Tabla 2.1 situada en el escenario 1 de la Tabla 2.2. El primer resultado mostrado en la Fig. 2.26 representa la amplitud de corriente magnética, tanto longitudinal como transversal, sobre los dos ejes de la ranura. En este primer caso se orienta la ranura paralela al frente de onda incidente, $\phi_{\zeta'} = \pi/2$, considerando diferentes anchuras w y manteniendo fija la longitud de la ranura a $L = 0.5\lambda_g$. Específicamente se han tomado tres valores representativos de relaciones de aspecto w/L . Un primer caso $w/L = 0.1$, que constituye un ejemplo típico de ranura estrecha como la tratada en la sección anterior, un segundo $w/L = 0.2$ que simularía una ranura ancha cerca del límite superior, y por último un valor de $w/L = 0.5$ que pretende mostrar el comportamiento de las corrientes en un caso extremo.

Con la finalidad de caracterizar la apertura de forma suficientemente rigurosa, se emplean $N_\zeta = 25$ funciones base para las corrientes longitudinales y $N_\xi = 25$ para las transversales. En concreto se consideran los cinco primeros órdenes de los polinomios en cada una de las dimensiones para ambas corrientes, incluyendo las funciones con simetría impar. Las funciones base (m, n) incluidas contemplan todas las combinaciones para $m = 0, 1, 2, 3, 4$ y $n = 0, 1, 2, 3, 4$. Los valores que rigen las condiciones de contorno en ambas dimensiones son los habituales $\alpha = 0.5$ y $\beta = -0.5$ para las dos componentes de corriente.

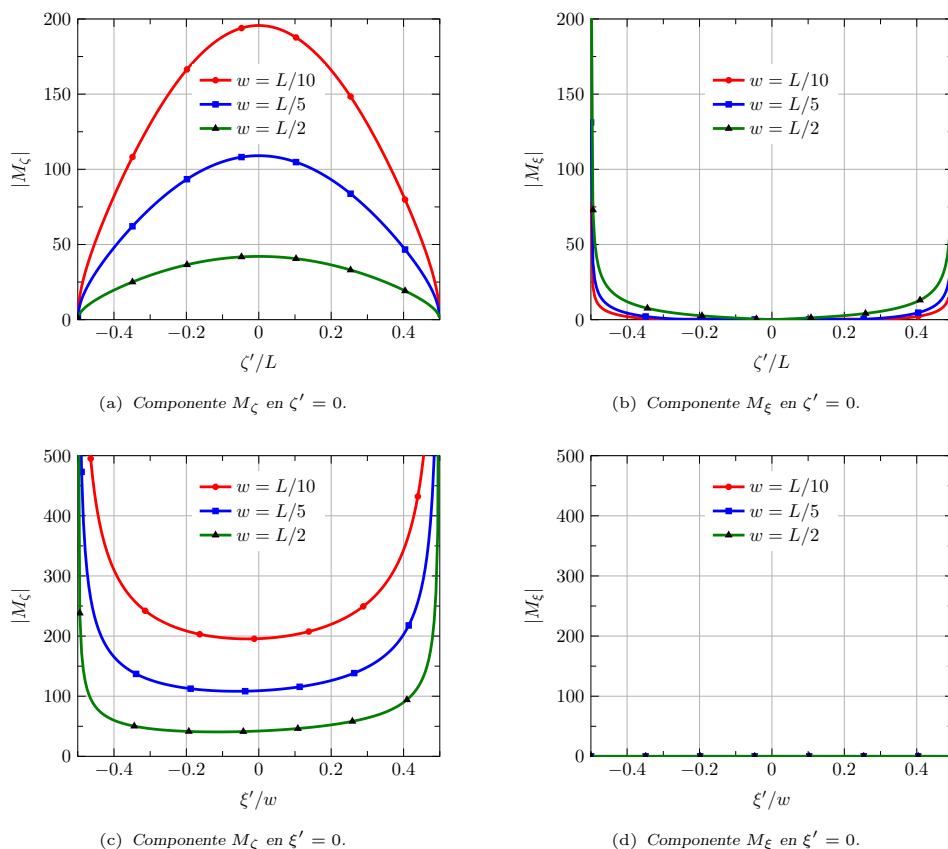


Figura 2.26: Módulo de la corriente magnética en 10 GHz para la ranura de la Tabla 2.1 en el escenario 1 de la Tabla 2.2. Se modelan diferentes anchuras w manteniendo su orientación $\phi_{\zeta'} = \pi/2$ y su longitud $L = 0.5\lambda_g$.

Debido a la geometría del problema, la corriente magnética longitudinal mantiene su forma típica con simetría par a lo largo del mismo eje longitudinal, tal y como muestra la Fig. 2.26(a). Se percibe además que la corriente en el centro de la ranura disminuye a medida que aumenta su ancho w , puesto que la magnitud representada es la densidad de corriente magnética. En cuanto a la componente transversal a lo largo del mismo eje longitudinal, cuyo módulo se representa en la Fig. 2.26(b), domina la contribución impar con una corriente en oposición de fase en ambos extremos. Por otro lado, a pesar de que por definición tiende a infinito en los bordes, la corriente transversal manifiesta una amplitud notablemente más reducida que su homóloga longitudinal. Dicho desequilibrio resulta ciertamente menos acusado en el caso de $w = L/2$, aunque éste no constituya un ejemplo representativo en una agrupación RLSA. Respecto a la distribución de corriente en el

corte transversal, la componente longitudinal en la Fig. 2.26(c) se comporta de la forma esperada, variando ligeramente su distribución para las diferentes anchuras consideradas. La corriente transversal, por otro lado, es completamente nula en dicho corte debido a su simetría impar.

Una forma alternativa de visualización de las corrientes se muestra en la Fig. 2.27, donde se representa en escala de colores el módulo de la corriente total sobre toda la apertura, en los tres casos considerados. Para discriminar la orientación, sobre estos gráficos se dibujan adicionalmente una serie de vectores con una magnitud y dirección proporcionales a la corriente en cada punto. Debido a su carácter fasorial, las flechas indican la orientación de la corriente en un único instante temporal, en este caso $\omega t = 0$. A pesar de que su dirección y amplitud dependen del instante escogido dentro del ciclo temporal $\omega t = [0, 2\pi]$, estos vectores ayudan a interpretar la naturaleza de la corriente.

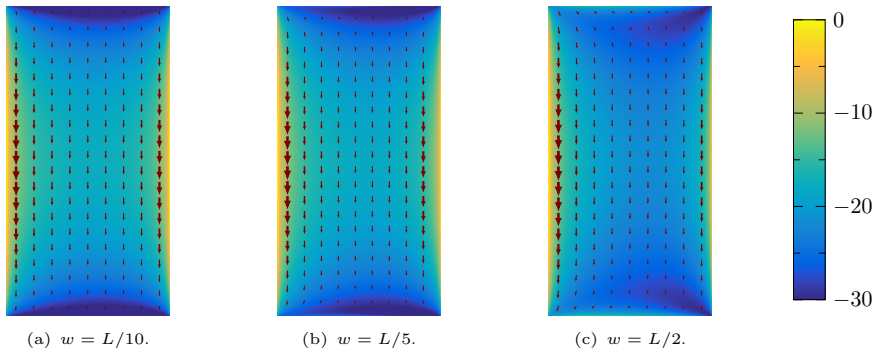


Figura 2.27: Módulo normalizado (dB) de la corriente magnética a 10 GHz sobre la apertura para la ranura de la Tabla 2.1 en el escenario 1 de la Tabla 2.2. La escala de colores aplicada se muestra a la derecha y las flechas representan el vector de corriente en el instante $\omega t = 0$. Se consideran diferentes anchuras w de ranura manteniendo su orientación $\phi_{\zeta t} = \pi/2$ y su longitud $L = 0.5\lambda_g$. Como nota aclaratoria, el campo incidente proviene de la parte izquierda de la figura propagándose hacia la derecha.

La exploración de la Fig. 2.27 aporta unas conclusiones similares a las ya expuestas. Sobre ranuras muy estrechas como la mostrada en la Fig. 2.27(a), predomina claramente la corriente longitudinal con nulos en los lados cortos de la apertura. Aun en el caso de una ranura con una anchura $w = L/5$, como la de la Fig. 2.27(b), las corrientes transversales se mantienen prácticamente imperceptibles. Únicamente en la Fig. 2.27(c), correspondiente a una ranura de $w = L/2$, se consiguen apreciar las corrientes transversales alrededor de los lados cortos de la apertura, rellenando por ende los nulos de la corriente longitudinal. Existen dos características que comparten las corrientes sobre las tres aperturas. Por un lado, la corriente transversal presenta simetría impar a lo largo del eje principal de la ranura, dando pie a corrientes completamente longitudinales en el centro de la apertura. Por otro lado, la corriente longitudinal manifiesta un máximo a lo largo del lado mayor de la apertura más cercano a la fuente de campo. Como aclara el pie de figura, el modo cilíndrico proviene de la parte izquierda propagándose hacia la derecha. Esta asimetría de la corriente longitudinal se acentúa a medida que aumenta la dimensión estrecha de la ranura, siendo más perceptible en el caso $w = L/2$.

Por tanto, cuando el modo cilíndrico incide de forma perpendicular a la dimensión mayor de la ranura, las corrientes transversales tienen una presencia prácticamente testimonial salvo para aperturas extremadamente anchas. Conviene destacar que dicha situación resulta muy poco favorable para la excitación de corrientes transversales, ya que el campo magnético incidente es prácticamente perpendicular a ellas a lo largo de toda la apertura. Un escenario más equitativo para ambas componentes de corriente consiste en una inciden-

cia oblicua caracterizada por un ángulo $\phi_{\zeta'} = \pi/4$. En las figuras siguientes se muestran los resultados correspondientes a los mismos casos tratados anteriormente, pero esta vez con dicha incidencia oblicua.

A pesar de la potencial mayor excitación de las corrientes transversales en este escenario, las distribuciones de corriente mostradas en la Fig. 2.28 revelan gran similitud con las anteriores. La corriente longitudinal en la Fig. 2.28(a), por un lado, presenta una muy ligera asimetría a lo largo del eje mayor de la ranura. Merece la pena recordar que la excitación de los modos impares en la dimensión longitudinal no se muestra significativa hasta longitudes mayores de ranura. En cuanto a la distribución de corriente longitudinal a lo largo del eje menor, en la Fig. 2.28(c) se observa un grado de asimetría similar al de la incidencia perpendicular en los tres casos. Respecto a la corriente transversal, la incidencia oblicua también origina una distribución muy similar a la perpendicular. Como se aprecia en la Fig. 2.28(b), esta corriente se concentra en los extremos de la dimensión longitudinal, siendo prácticamente nula en el resto. No obstante, si se comparan los valores de amplitud de ambas componentes, se observa en este caso un ligero incremento de la excitación de las corrientes transversales respecto al caso anterior.

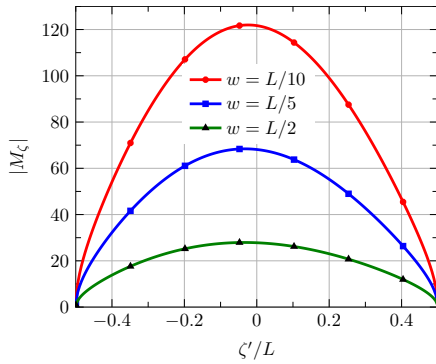
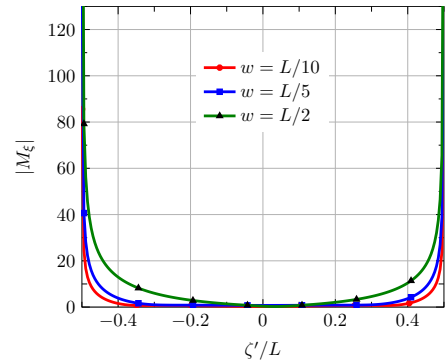
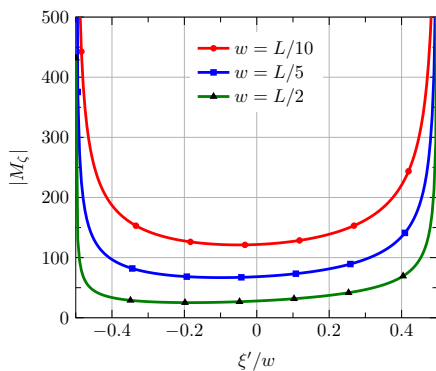
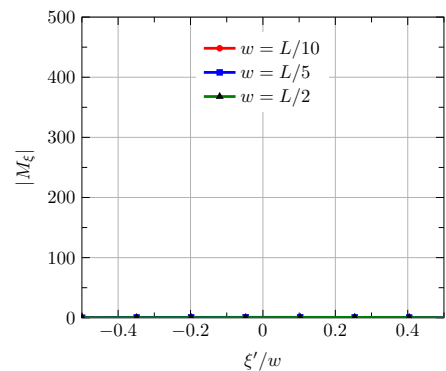
(a) Componente M_{ζ} en $\zeta' = 0$.(b) Componente M_{ξ} en $\zeta' = 0$.(c) Componente M_{ζ} en $\xi' = 0$.(d) Componente M_{ξ} en $\xi' = 0$.

Figura 2.28: Módulo de la corriente magnética a 10 GHz sobre la ranura de la Tabla 2.1 en el escenario 1 de la Tabla 2.2. Se modelan diferentes anchuras w de ranura, manteniendo su orientación $\phi_{\zeta'} = \pi/4$ y su longitud $L = 0.5\lambda_g$.

Todas estas valoraciones se pueden verificar en la representación bidimensional de la corriente mostrada en la Fig. 2.29. En el dibujo se han girado las ranuras 45° para conser-

var la dirección de propagación izquierda-derecha de la onda incidente. A simple vista las diferencias con el caso de incidencia perpendicular de la Fig. 2.29 son escasas, mostrándose la corriente predominantemente longitudinal, salvo en la zona cercana a los bordes cortos de la apertura. No obstante, explorando más en detalle los resultados, se confirma la mayor excitación de las corrientes transversales. Además, dichas corrientes ya no fluyen en sentidos opuestos a ambos lados del eje mayor debido a la pérdida de simetría. También se evidencia mayor asimetría en las corrientes longitudinales, existiendo una mayor diferencia de amplitud entre el borde largo más cercano a la fuente y el opuesto.

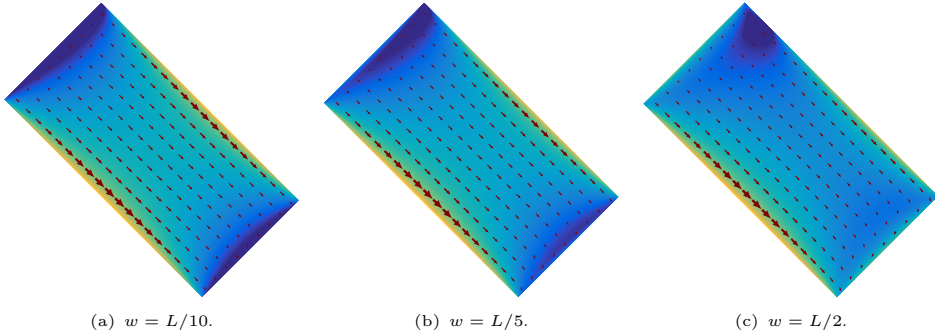


Figura 2.29: Módulo normalizado (dB) de la corriente magnética a 10 GHz sobre la apertura para la ranura de la Tabla 2.1 en el escenario 1 de la Tabla 2.2. La escala de colores es la mostrada en la Fig. 2.27 y las flechas representan el vector de corriente en el instante $\omega t = 0$. Se consideran diferentes anchuras w de ranura manteniendo su orientación $\phi_{\zeta l} = \pi/4$ y su longitud $L = 0.5\lambda_g$. Como nota aclaratoria, el campo incidente proviene de la parte izquierda de la figura propagándose hacia la derecha.

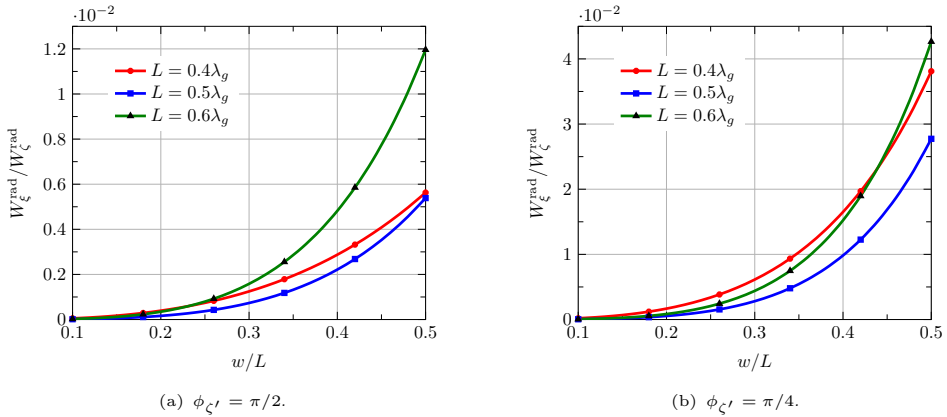


Figura 2.30: Relación de la potencia radiada por las corrientes longitudinales y transversales a 10 GHz en función de la relación de aspecto w/L . Se utiliza la ranura de la Tabla 2.1 con diferente orientación y longitud, en el escenario 1 de la Tabla 2.2.

A partir de los resultados mostrados, se podría confirmar la escasa presencia de las corrientes transversales, especialmente para valores de relación de aspecto contenidos. Con el propósito de cuantificar la importancia efectiva de las corrientes transversales, resulta más conveniente representar algún parámetro representativo en función de la relación de aspecto w/L . Parece apropiado calcular por separado la potencia radiada por ambas corrientes, con el fin de evaluar cuantitativamente su verdadera contribución al campo dispersado por la ranura. Siguiendo esto, en la Fig. 2.30 se representa el cociente entre la potencia radiada

por las corrientes transversales W_{ξ}^{rad} y la radiada por las longitudinales W_{ζ}^{rad} . Se muestra dicha relación en función de w/L para ranuras de diferente longitud L , imponiendo las dos incidencias estudiadas anteriormente.

En la Fig. 2.30(a), con una incidencia perpendicular, las corrientes transversales apenas contribuyen a la potencia radiada debido precisamente a la simetría del problema. Conviene recordar que en este caso la componente transversal presenta simetría impar a lo largo del eje mayor de la ranura, reduciendo aún más su potencia radiada. De forma concreta, en el caso peor con $L = 0.6\lambda_g$, la potencia radiada por las corrientes transversales es inferior al 1 % si $w/L < 0.48$. Respecto a la incidencia oblicua, debido a que las corrientes transversales ya presentan una cierta contribución con simetría par, la Fig. 2.30(b) muestra una relación de potencias más significativa. En dicha situación, con la longitud peor de $L = 0.4\lambda_g$, la relación de aspecto debe ser $w/L < 0.35$ si se desea mantener una potencia radiada por las corrientes transversales inferior al 1 % respecto a las longitudinales.

Interpretación de las corrientes

El razonable límite del 1 % establecido para la relación de potencias, podría ser la referencia para identificar los casos en los que es posible despreciar las corrientes transversales en la caracterización de la ranura. No obstante, no se debería olvidar que, aun en aquellos casos donde la componente transversal sea insignificante, esta corriente se acopla apreciablemente con la componente longitudinal predominante, modificando así el campo radiado por ésta. Por lo tanto, puede resultar un tanto engañoso establecer unos umbrales en la relación de aspecto a partir de la potencia radiada por la corriente transversal.

Alternativamente, en la Fig. 2.31 se representa la potencia radiada total, comparada con la estimada por un modelo que incorpora únicamente corrientes longitudinales. La curva referida como MoM-full responde a la caracterización completa empleada hasta ahora, con 25 funciones base en cada una de las componentes. Este resultado de referencia se compara con el modelo denotado como MoM-full(L), que solamente incluye las 25 funciones base de la corriente longitudinal. La figura contiene además la curva MoM-III(L) que emplea las tres primeras funciones base en la dimensión longitudinal. Este último modelo, denotado en la Sección 2.1.2 como MoMpoly-III, se ha mostrado muy preciso en la caracterización de corrientes longitudinales. Las tres simulaciones aplican los valores habituales $\alpha = 0.5$ y $\beta = -0.5$ para las condiciones de contorno y la longitud de ranura se mantiene con un valor típico de $L = 0.5\lambda_g$.

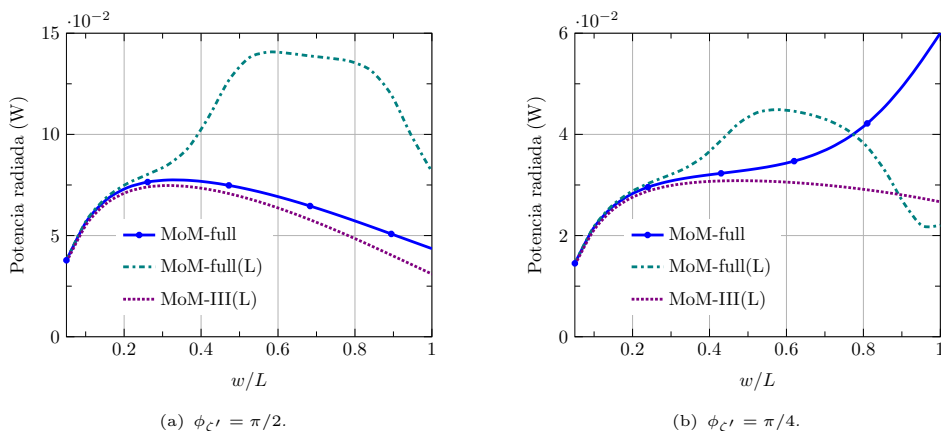


Figura 2.31: Potencia radiada por la ranura a 10 GHz en función de la relación de aspecto w/L . Se utiliza la ranura de la Tabla 2.1, con incidencia perpendicular y oblicua, en el escenario 1 de la Tabla 2.2.

En el caso de incidencia perpendicular de la Fig. 2.31(a), el modelo completo MoM-full muestra una potencia radiada creciente a medida que aumenta el ancho de la ranura, hasta que alcanza un máximo en $w/L \approx 0.3$ y comienza a decaer. Este comportamiento se reproduce razonablemente bien por el análisis MoM-III(L). Evidentemente, a partir de una determinada anchura de ranura, que se podría estimar como $w/L \approx 0.3$, el modelo longitudinal reducido comienza a divergir lentamente respecto a la caracterización completa.

Estas mismas conclusiones se extraen al explorar los resultados correspondientes a la incidencia oblicua de la Fig. 2.31(b). La diferencia más palpable reside en el comportamiento monótono creciente de la potencia radiada con el ancho de ranura, causado por la excitación más intensa de las corrientes transversales. Nótese que si $w = L$, correspondiente a una ranura cuadrada con una incidencia de 45° , existe un equilibrio lógico entre ambas componentes de corriente. A pesar de la mayor excitación de la corriente transversal, el modelo MoM-III(L) aporta unos resultados muy similares a la caracterización completa en el rango de anchuras $w/L < 0.25$ bajo estudio.

En contraste con el buen comportamiento del modelo longitudinal reducido, resulta especialmente llamativa la curva de la Fig. 2.31 correspondiente al análisis MoM-full(L). Se puede apreciar cómo proporciona resultados claramente erróneos para valores de relación de aspecto $w/L > 0.25$, con ambos tipos de incidencia. Este hecho contrasta con la aparente mayor precisión que debería proporcionar un modelo de corriente longitudinal con 25 funciones base sobre otro con solamente tres de ellas. La principal razón de dicha paradoja está relacionada con el acoplamiento entre corrientes longitudinales y transversales. Por ejemplo, si se introduce en el análisis MoM una función base longitudinal, fuertemente acoplada con otra transversal que no se incluye en el modelo, se producen resultados erróneos como los observados en la Fig. 2.31.

Con el propósito de ayudar a entender el origen de ese resultado tan equívoco, en la Fig. 2.32 se incluye una representación bidimensional de las corrientes sobre la apertura, con los tres modelos considerados. En concreto se refiere al caso $w = L/2$ con incidencia perpendicular de la Fig. 2.31(a). Por un lado, el modelo completo muestra en la Fig. 2.32(a) una distribución de corriente ya conocida, donde predomina una componente longitudinal ligeramente asimétrica en el eje transversal. Tal asimetría aumenta notablemente con el modelo MoM-full(L) de la Fig. 2.32(b), dando lugar a una corriente en oposición de fase a ambos lados de la dimensión estrecha. Por último, el modelo longitudinal reducido de la Fig. 2.32(c), si bien por su definición es incapaz de incluir la asimetría transversal, ofrece una distribución de corrientes bastante más similar a la de referencia.

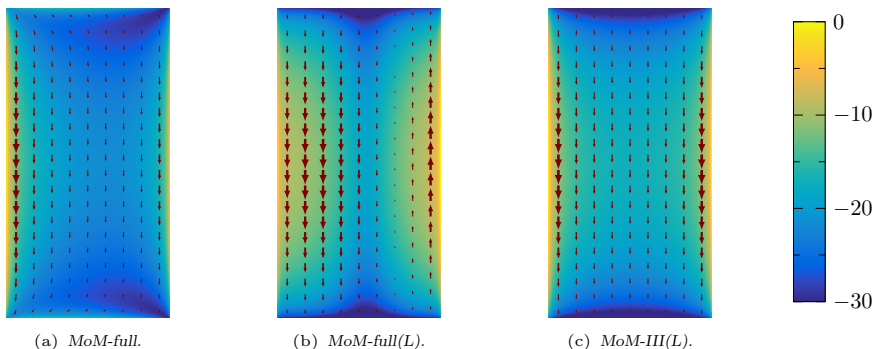
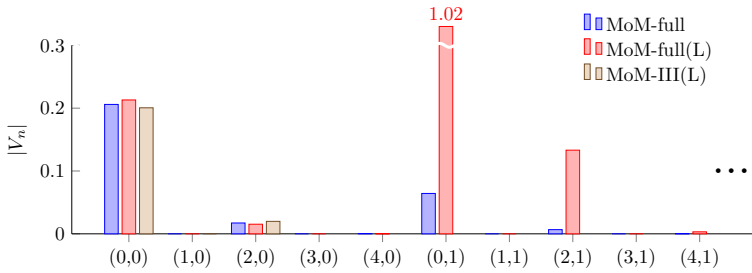
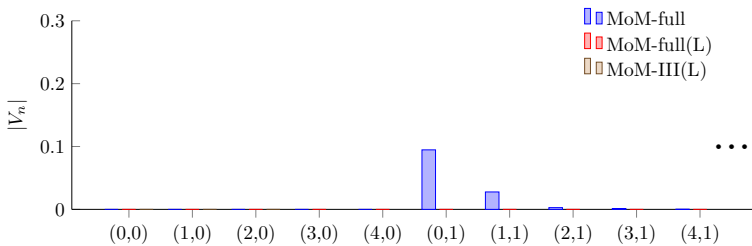


Figura 2.32: Módulo normalizado (dB) de la corriente magnética a 10 GHz sobre la apertura para la ranura de la Tabla 2.1 en el escenario 1 de la Tabla 2.2, aplicando tres modelos diferentes. La escala de colores aplicada se muestra a la derecha y las flechas representan el vector de corriente en el instante $\omega t = 0$. La longitud de la ranura es $L = 0.5\lambda_g$, su anchura $w = L/2$ y la orientación $\phi_{c'} = \pi/2$.

Para finalizar este ejemplo ilustrativo de la problemática tratada, se incluye en la Fig. 2.33 un gráfico de barras con el módulo de la amplitud de las funciones base (m, n) , en los tres modelos considerados. Se ha limitado la representación a los órdenes $n = 0, 1$ para facilitar su visualización. Primeramente, como demuestra la Fig. 2.33(a), los tres modelos presentan una amplitud similar en las funciones base $(0,0)$ - $(2,0)$, las cuales rigen la componente par de corriente longitudinal. Sin embargo, los coeficientes correspondientes a la contribución impar $n = 1$, manifiestan una amplitud exageradamente grande en el modelo MoM-full(L), comparada con la solución de referencia MoM-full. Especialmente llamativa es la función base $(0,1)$, que exhibe una amplitud más de quince veces superior en el modelo longitudinal. Este desequilibrio explica la fuerte asimetría descubierta en las corrientes de la Fig. 2.32(b).



(a) Corrientes longitudinales.



(b) Corrientes transversales.

Figura 2.33: Módulo de la amplitud de las funciones base empleadas en el análisis de la ranura de la Fig. 2.32 mediante los tres modelos considerados. En el eje horizontal se muestran los índices (m, n) de cada función base.

La razón por la cual no se dispara la amplitud de la función base $(0,1)$ en el modelo completo, reside precisamente en la presencia de las corrientes transversales. Como se comprueba en la Fig. 2.33(b), el coeficiente $(0,1)$ de corriente transversal muestra una amplitud incluso superior a su homóloga longitudinal. Estos dos modos de corriente están fuertemente ligados a través del término de acoplamiento mutuo en la matriz de admitancias del análisis MoM. La presencia en el modelo de la función base $(0,1)$ de corriente longitudinal obligaría por tanto a la inclusión de su equivalente en la corriente transversal. El ejemplo mostrado pone en evidencia que no se debe menospreciar la elección de las funciones base, tarea que se ha de llevar a cabo con extremo cuidado y de forma razonada, si se pretenden evitar resultados terriblemente erróneos.

Como se ha comentado en diversas ocasiones, el diseño de grandes agrupaciones requiere un modelo eficiente, con un reducido número de funciones base por elemento. Una caracterización exhaustiva, como la empleada con 50 funciones base por ranura, resulta inviable en el diseño de las antenas aquí tratadas. Se convierte en fundamental, por lo tanto, reducir el número de funciones base hasta quedarse un conjunto mínimo representativo, que plasme el comportamiento de las ranuras de forma rigurosa. El necesario descarte de

funciones base, no obstante, no resulta una tarea trivial. Como se ha comprobado, omitir ciertas componentes aparentemente intrascendentes puede acarrear resultados altamente imprecisos. En consecuencia, previamente a proponer el juego de funciones base más adecuado en cada caso, parece primordial llevar a cabo un estudio sobre las componentes de corriente principales en la ranura.

Un método que resulta de gran ayuda en la identificación de las distribuciones de corriente fundamentales sobre una antena es la llamada Teoría de los Modos Característicos [105]. Esta teoría fue propuesta por primera vez por Garbacz [106], aunque es más conocida a partir de una revisión posterior [105] realizada por Harrington y Mautz. Dicho método ha sido de especial interés en los últimos años para el diseño de antenas, ya que aporta una forma elegante de entender la naturaleza de las corrientes sobre un conductor. Para un mejor conocimiento de esta teoría es recomendable la lectura del artículo [107], donde se recoge una extensa revisión de sus aplicaciones al diseño de antenas.

En pocas palabras, la Teoría de los Modos Característicos propone la definición de una serie modos de corriente sobre un conductor con forma arbitraria. Estos modos se calculan fácilmente a partir de un problema de valores propios, aplicado sobre la matriz de impedancias del método MoM. Representan las distribuciones de corriente fundamentales sobre la estructura, de forma similar a los modos de campo en un medio guiado. Además, el valor propio asociado a cada modo aporta información sobre su facilidad de radiación a la frecuencia de análisis. Los modos característicos, por tanto, se pueden ordenar respecto a su capacidad de radiación, o de forma equivalente a su potencial excitación mediante una onda incidente. Específicamente, a partir del valor propio de cada modo se calcula el parámetro denominado Significancia Modal (MS), que cuantifica su potencial contribución a la radiación. La corriente total sobre la estructura se puede descomponer de esta forma en una suma ponderada de cada uno de esos modos de corriente. Conviene puntualizar que los modos característicos son independientes del campo incidente, el cual determinará finalmente la excitación de cada uno de ellos. Así, un campo incidente con simetría impar será incapaz de excitar un modo de corriente con simetría par, independientemente de lo elevada que sea la significancia modal de este último. En ese sentido, los modos característicos se comportan de forma análoga a los modos definidos sobre un medio guiado.

En el caso concreto de la ranura, también se puede aplicar por dualidad la Teoría de Modos Característicos, a partir de la matriz de admitancias del método MoM. Así, para el mismo ejemplo analizado hasta ahora, con una longitud de ranura de $L = 0.5\lambda_g$ y un ancho $w = L/4$, se obtienen los seis primeros modos, ordenados según su valor de significancia modal a la frecuencia de 10 GHz. Se ha tomado una ranura con una relación de aspecto considerable, en el límite del rango de interés, para poder evaluar la importancia de las corrientes transversales. En la Fig. 2.34 se muestra la distribución de corriente para esos seis primeros modos, detallando el valor MS de cada uno de ellos. Una ventaja adicional de los modos característicos reside en el carácter real de su distribución de corriente numérica. Esta propiedad facilita la visualización de la dirección de la corriente, sin depender del instante temporal ωt .

Como primer modo aparece una distribución de corriente puramente longitudinal con nulos en los lados menores de la ranura y máximos en los mayores. Esta corriente, representada en la Fig. 2.34(a), se puede considerar como el modo fundamental de la apertura, siendo su campo eléctrico asociado $\mathbf{E} = -\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{M}$ similar al modo TE_{10} de la guía rectangular equivalente. Se puede comprobar que su valor de significancia modal es muy superior a la asociada a cualquier otro modo. Este predominio explica la mayoritaria corriente longitudinal en los casos anteriores como en la Fig. 2.27 o la Fig. 2.29, aun con relaciones de aspecto w/L mayores. Al inspeccionar las amplitudes de las funciones base que forman este modo, se puede comprobar que predominan las corrientes longitudinales de orden $(0, 0)$ y $(2, 0)$. La contribución de las corrientes transversales, por el contrario, demuestra ser

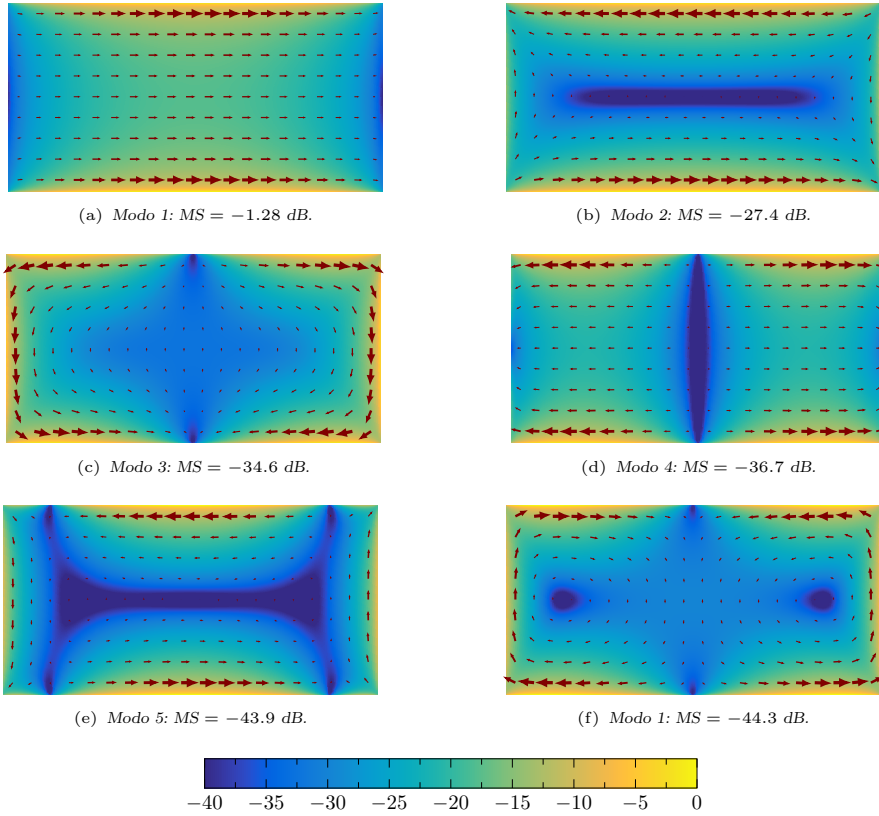


Figura 2.34: Módulo normalizado (dB) de la corriente magnética correspondiente a los seis primeros modos característicos a 10 GHz. Se toma la ranura de la Tabla 2.1, con una longitud de $L = 0.5\lambda_g$ y anchura $w = L/4$, en el escenario 1 de la Tabla 2.2. La escala de colores aplicada se muestra en la parte inferior y las flechas representan el vector de corriente en el instante $\omega t = 0$.

prácticamente imperceptible. Este hecho explica en cierta forma el buen comportamiento del modelo longitudinal desarrollado en la sección anterior.

El segundo modo presenta una significancia modal unos 26 dB inferior a la del primero y su distribución de corriente se representa en la Fig. 2.34(b). Este modo sí incorpora corrientes transversales perceptibles, aunque su amplitud es claramente inferior a las predominantes longitudinales. Se podría comprobar que, a medida que aumenta la anchura de la ranura, las corrientes transversales de este modo van creciendo hasta que, en el caso de una ranura cuadrada, ambas componentes son idénticas. Tal y como se observa en la Fig. 2.34(b), la corriente longitudinal exhibe una simetría par en la dimensión longitudinal e impar en la transversal, mientras que la transversal muestra un comportamiento contrario. Como consecuencia, la mayor contribución a este modo proviene de la función base de corriente longitudinal $(0,1)$ y la de transversal $(0,1)$. La presencia de ambas funciones base en un mismo modo característico confirma el argumento anterior sobre su indisoluble vínculo. Por último, este modo tendría una equivalencia aproximada con el modo TM_{11} de una guía rectangular.

Siguiente en orden de importancia aparece el tercer modo, mostrado en la Fig. 2.34(c), con una significancia modal unos 7 dB inferior al segundo. Este modo exhibe las corrientes transversales más fuertes de los seis representados. La corriente transversal presenta

simetría par en ambas dimensiones mientras que la longitudinal es impar en ambos ejes. Las funciones base predominantes por tanto corresponden a la longitudinal de orden (1,1) y la transversal de orden (0,0). Se puede demostrar que a medida que la relación w/L aumenta, la componente transversal domina sobre la longitudinal, de tal forma que cuando $w = L$ este modo corresponde al degenerado del primero. Así, la equivalencia en una guía rectangular sería con el modo TE_{01} .

En cuarto lugar aparece el modo dibujado en la Fig. 2.34(d), con una significancia modal similar a la del tercero, apenas 2 dB inferior. En su distribución de corriente predomina claramente la componente longitudinal, siendo la transversal prácticamente testimonial. La corriente en este caso presenta una simetría impar en la dimensión mayor y par en la menor, dominando la función base (1,0) longitudinal. Siguiendo las equivalencias establecidas anteriormente, este modo de corriente correspondería aproximadamente al campo eléctrico asociado con el modo TE_{20} de una guía rectangular.

Por último, el quinto y sexto modos de corriente se representan en la Fig. 2.34(e) y Fig. 2.34(f) respectivamente. Ambos tienen asociada una similar significancia modal, ya en torno a 7 dB menor que el cuarto modo y alrededor de 43 dB por debajo del fundamental. La potencial contribución de estos modos sobre la corriente total es en consecuencia muy reducida, correspondiendo ambos casos a modos de orden superior.

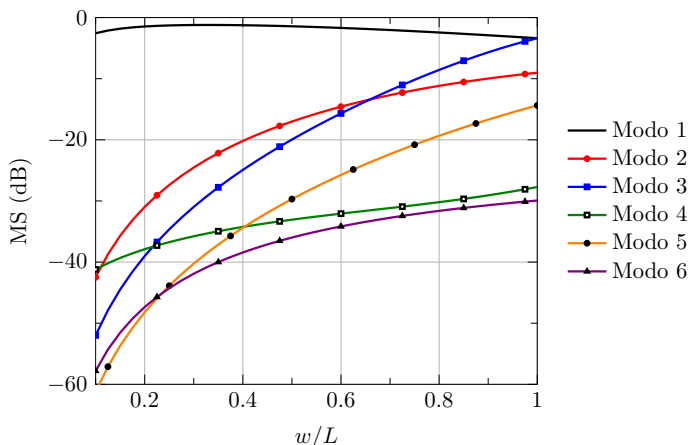


Figura 2.35: Significancia modal a 10 GHz de los seis primeros modos característicos en función de la relación de aspecto de la ranura. Se toma la ranura de la Tabla 2.1, con una longitud de $L = 0.5\lambda_g$ y anchura $w = L/2$, en el escenario 1 de la Tabla 2.2.

Una vez identificados los principales modos de corriente sobre la ranura y sus funciones base asociadas, resulta particularmente instructivo conocer su importancia relativa en función de la relación w/L . Este estudio se refleja en la Fig. 2.35, donde se representa la significancia modal de los seis modos característicos anteriores. El primero de ellos, como se puede apreciar, conserva un valor de MS bastante uniforme en todo el rango de anchuras considerado, claramente por encima del resto excepto para valores altos de w/L . En cuanto al segundo modo, se mantiene dominante respecto al resto, salvo el primero, hasta un valor $w/L = 0.65$ cuando el tercer modo le supera en significancia modal. Conviene recordar que el estudio anterior, tomado como referencia en el orden de los modos, consideraba el caso $w/L = 0.25$. El tercer modo, por su parte, va aumentando paulatinamente su valor de MS hasta igualar en importancia al primero cuando $w/L = 1$. Como se ha comentado anteriormente, éste representa un modo degenerado del primero en una ranura cuadrada. En cuanto al cuarto modo, caracterizado por una corriente longitudinal impar en la dimensión mayor, se encuentra por debajo de -30 dB en prácticamente todo el rango de anchuras con-

siderado. Por último, mientras que el quinto modo ve aumentado su valor de MS a medida que crece la relación w/L , el sexto modo se mantiene siempre en un nivel muy bajo.

Aunque resulta ilustrativo investigar cómo evolucionan los modos de corriente conforme aumenta la anchura de la ranura, no conviene perder la perspectiva de los casos de interés en esta tesis. Restringiendo los resultados de la Fig. 2.35 hasta un valor máximo de relación de aspecto en torno a $w/L = 0.25$, se pueden extraer varias conclusiones. La más fundamental confirma que el primer modo longitudinal parece lo suficientemente dominante para modelar la ranura en la mayoría de los casos. Únicamente en ciertos problemas puede ser necesario incluir las corrientes transversales en el modelo. A raíz de la Fig. 2.35, en tales casos parece suficiente considerar las funciones base asociadas al segundo y tercer modos. También se deberá incluir el segundo modo cuando sea necesario modelar la asimetría de la corriente longitudinal en la dimensión transversal. Por último, la caracterización precisa de ranuras lo suficientemente largas requerirá la incorporación del cuarto modo.

Ajuste de las condiciones de contorno

De todo lo razonado anteriormente se desprende que el modelo longitudinal desarrollado en la sección anterior debe proporcionar una adecuada precisión en la mayoría de los casos de interés. Un aspecto todavía pendiente de confirmación es la precisión de dicho modelo longitudinal denominado MoM-III, el cual emplea las funciones base $(0,0)$ - $(1,0)$ - $(2,0)$. Aunque resultaba óptimo en cuanto a convergencia de la distribución longitudinal, se debería comparar el resultado con una caracterización completa con corrientes transversales. En concreto, se debe repetir el estudio de la Fig. 2.19 y encontrar así los valores α y β óptimos que proporcionen un campo dispersado lo más similar posible a la caracterización MoM-full. Como parámetro bajo estudio se va a emplear la potencia radiada por las componentes longitudinales de corriente.

Previamente a mostrar los resultados de este estudio, conviene imponer una condición que simplifique la búsqueda de los valores α y β óptimos. Gracias a la menor influencia del valor de β sobre el campo dispersado, se va a asumir la siguiente dependencia con el parámetro α :

$$\beta = \alpha - 1 \quad (2.36)$$

La búsqueda pues se restringe a encontrar el valor de α óptimo, lo que simplifica notablemente el problema. Nótese que los valores usuales de $\alpha = 0.5$ y $\beta = -0.5$ ya cumplen la condición (2.36). Esta relación fuerza a que la condición de contorno de la carga magnética en la dimensión longitudinal de la apertura, sea idéntica a la impuesta sobre la corriente en el eje transversal.

Por tanto, cumpliendo la expresión (2.36), se varía el parámetro α con el modelo MoM-III, calculando la potencia radiada por la ranura. La Fig. 2.36 representa el resultado obtenido comparado con la referencia, aportada ésta por el análisis MoM-full tomando $\alpha = 0.5$ y $\beta = -0.5$. El caso estudiado es el habitual de la Tabla 2.1, pero imponiendo una incidencia oblicua con un ángulo $\phi_{\zeta'} = \pi/4$ y una anchura de $L/w = 6$, siendo este último un valor típico con mayor influencia de las corrientes transversales.

Inspeccionando la potencia radiada aportada por el modelo MoM-III en la Fig. 2.36(a), se confirma que sigue una evolución similar al resultado de la anterior Fig. 2.19. La diferencia radica en el valor tomado como referencia, que en este caso incorpora las corrientes transversales. Recuérdese que en la Fig. 2.19(b) el máximo de la curva suponía el punto más cercano a la referencia, proporcionando así un rango óptimo $\alpha \in [0.45, 0.65]$ muy amplio que incluía el valor $\alpha = 0.5$ habitualmente empleado. En este caso en cambio, se puede apreciar en la Fig. 2.36(a) que el máximo de la curva supera ligeramente el valor de referencia. Una visualización más adecuada para encontrar el valor óptimo de α se recoge en la Fig. 2.36(b), donde se representa el error relativo de la potencia radiada respecto a la

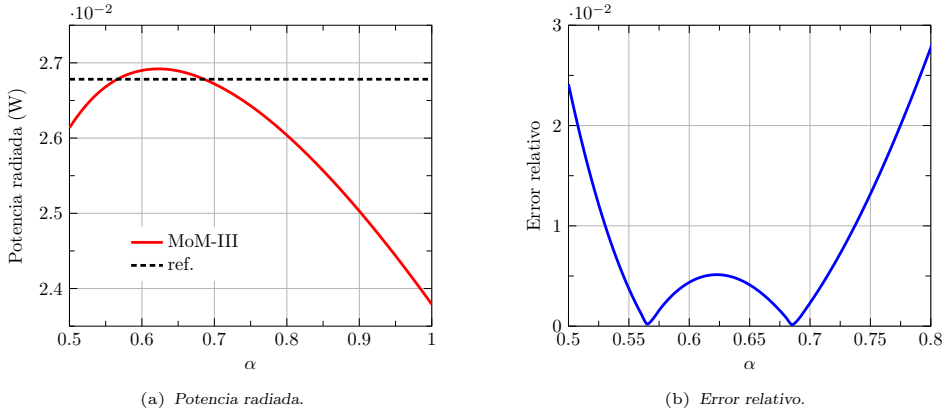


Figura 2.36: Potencia radiada por la ranura a 10 GHz en función del parámetro α y error cometido comparado con la referencia. Se utiliza la ranura de la Tabla 2.1 con $\phi_{c'} = \pi/4$, $L = 0.5\lambda_g$ y $w = L/6$, en el escenario 1 de la Tabla 2.2.

referencia. De esta curva se extrae que el error se mantiene por debajo del 1% en el rango de valores $\alpha \in [0.53, 0.74]$ y es inferior al 0.5% en el intervalo $\alpha \in [0.55, 0.71]$. No obstante, el error exhibe dos nulos estrictos para los valores aproximados de $\alpha = 0.57$ y $\alpha = 0.68$.

La generalización de estos últimos valores óptimos requiere la repetición del estudio para un conjunto lo suficientemente amplio de dimensiones de ranura. En la Fig. 2.37 se representa el error relativo de la potencia radiada, variando tanto la longitud de la ranura como su relación de aspecto. En ambos casos se advierte que la posición de los mínimos de error cambia en función de las dimensiones de la ranura. Afortunadamente, el valor de $\alpha = 0.57$ mantiene un error significativamente reducido para todos los casos considerados. De esta forma, se puede establecer como norma general unos valores óptimos de $\alpha = 0.57$ y $\beta = -0.43$ para el modelo longitudinal de tres funciones base.

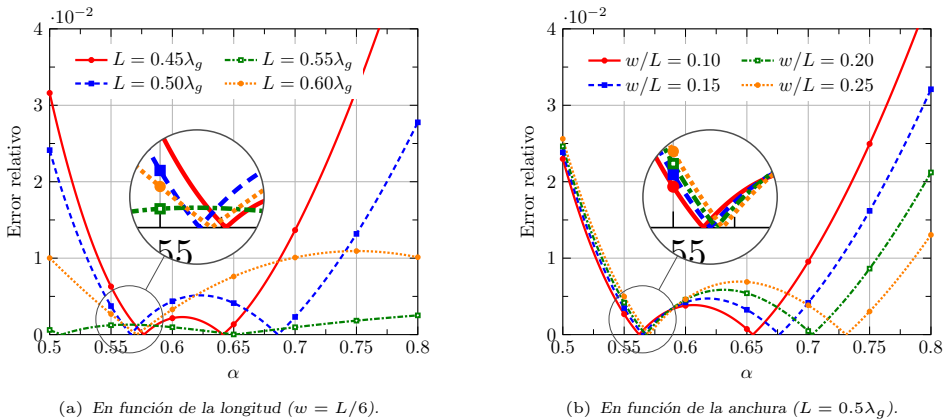


Figura 2.37: Error relativo de la potencia radiada por la ranura a 10 GHz en función del parámetro α para diferentes valores de longitud y ancho de ranura. Se utiliza la ranura de la Tabla 2.1 con $\phi_{c'} = \pi/4$ en el escenario 1 de la Tabla 2.2.

Modelos propuestos

Aplicando los valores óptimos de las condiciones de contorno, el modelo MoM-III es capaz de modelar rigurosamente la práctica totalidad de ranuras involucradas en las agrupaciones RLSA tratadas en esta tesis. Además, como se ha comprobado en la sección anterior, este modelo se podría reducir a dos funciones base si la longitud de ranura no supera determinado umbral. No obstante, en ciertas ocasiones puede ser necesario incluir las corrientes transversales en el análisis. Entre estos casos se encontrarían por ejemplo aquellas agrupaciones con elementos muy cercanos, que precisen un modelado muy riguroso de la corriente para evaluar de forma adecuada los acoplamientos mutuos. Así, aunque la función base $(0,1)$ de corriente longitudinal apenas contribuye a la potencia radiada, puede ser significativa en el campo cercano a la ranura. Como se ha discutido anteriormente, la incorporación de dicha función base en el modelo obliga a introducir adicionalmente a su homóloga $(0,1)$ de corriente transversal.

Otro problema de especial interés concierne a la estimación del nivel de campo radiado contrapolar en agrupaciones de ranuras paralelas, a la cual únicamente contribuirían las corrientes transversales. Aunque no aplica a las agrupaciones RLSA, esta situación corresponde a un caso muy habitual en las antenas de ranuras sobre guía rectangular. En este último tipo de agrupaciones, además, la excitación de la corriente longitudinal $(0,1)$ resulta fundamental en el modelado de ciertas ranuras, cuando el campo incidente exhibe una componente impar dominante. Todas estas implicaciones se verán en detalle en el Capítulo 3, donde el modelo desarrollado aquí se extiende a tales agrupaciones.

Debido a todo lo discutido anteriormente, el modelo longitudinal de tres funciones base, denotado a partir de ahora como MoM-L, se completa introduciendo otras componentes de corriente tanto longitudinal como transversal. Como ya se ha comentado, la incorporación de nuevas funciones base se debe realizar de forma coherente, respetando los vínculos descubiertos en el estudio previo de los modos característicos. De esta manera, en la Tabla 2.4 se recogen las combinaciones propuestas de funciones base, que pretenden aproximar de forma eficiente los resultados proporcionados por la referencia. Esta última sigue siendo el modelo MoM-full de 50 funciones base con $\alpha = 0.5$ y $\beta = -0.5$ utilizado hasta ahora.

	N	(m, n) longitudinal	(m, n) transversal
MoM-full	50	$(0\dots4, 0\dots4)$	$(0\dots4, 0\dots4)$
MoM-A	5	$(0,0), (1,0), (2,0), (1,1)$	$(0,0)$
MoM-B	5	$(0,0), (1,0), (2,0), (0,1)$	$(0,1)$
MoM-AB	7	$(0,0), (1,0), (2,0), (0,1), (1,1)$	$(0,0), (0,1)$
MoM-AB ⁺	8	$(0,0), (1,0), (2,0), (0,1), (1,1)$	$(0,0), (0,1), (0,2)$
MoM-AB ⁻	5	$(0,0), (2,0), (0,1)$	$(0,0), (0,1)$
MoM-L	3	$(0,0), (1,0), (2,0)$	–
MoM-L ⁻	2	$(0,0), (2,0)$	–

Tabla 2.4: Combinaciones de funciones base (m, n) empleadas en el método MoM, separadas en corrientes longitudinales y transversales.

Primeramente, la combinación MoM-A de la Tabla 2.4 añade al modelo longitudinal básico MoM-L las funciones base predominantes en el tercer modo característico, esto es, la transversal $(0,0)$ y la longitudinal $(1,1)$. Este modelo debería aportar la mayor contribución

a la radiación de las corrientes transversales. Por su parte, el segundo modelo propuesto, denotado como MoM-B, incorpora el segundo modo característico, representado por las funciones base (0,1) tanto longitudinal como transversal. El modelo combinado, denominado MoM-AB, integra todas las funciones base anteriores, componiéndose por tanto de cinco longitudinales y dos transversales.

Estos cuatro modelos básicos, MoM-L, MoM-A, MoM-B y MoM-AB se completan con algunas variantes también detalladas en la Tabla 2.4. La primera de ellas, ya comentada en varias ocasiones, modifica el modelo sólo longitudinal MoM-L eliminando la corriente impar (1,0). Dicha función base, representante del cuarto modo característico, únicamente es necesaria con ranuras suficientemente largas (véase Fig. 2.35). Esta reducción del modelo longitudinal se designa como MoM-L⁻. Sobre el modelo con corrientes transversales MoM-AB, también se propone una aproximación denominada MoM-AB⁻, que elimina la contribución impar de corriente longitudinal, en este caso representada por las funciones base (1,0) y (1,1). El modelo MoM-AB⁻ por tanto se compone de cinco funciones base, tres longitudinales y dos transversales. Por último, también se sugiere el modelo MoM-AB⁺, que supone una mejora respecto al MoM-AB al añadir la función base transversal (0,2). Como se verá posteriormente, esta contribución de orden superior ayuda a refinar la forma de la corriente transversal en la dimensión larga de la ranura. Para finalizar, debido a que todos los modelos detallados suponen una mejora del MoM-L, toman los valores óptimos $\alpha = 0.57$ y $\beta = -0.43$.

Con el objetivo de evaluar la precisión de los modelos propuestos, las siguientes figuras muestran una serie de resultados comparados con la caracterización de referencia MoM-full. Primero se representa en la Fig. 2.38 la contribución de las corrientes longitudinales a la potencia radiada, en función de la relación de aspecto w/L . La ranura bajo estudio es la habitual imponiendo un campo incidente oblicuo definido por $\phi_{\zeta'} = \pi/4$. La finalidad principal de este primer resultado se centra en determinar el rango de anchuras de validez de los distintos modelos. En la Fig. 2.38(a) se incluyen únicamente los cuatro primeros modelos básicos. Como se puede apreciar, todos ellos proporcionan una potencia radiada prácticamente idéntica a la de referencia. La única salvedad reside en los modelos MoM-L y MoM-A, los cuales comienzan a divergir lentamente respecto a la curva MoM-full para valores superiores a $w/L \approx 0.4$. El error de ambos se justifica por la omisión de la función base longitudinal (0,1), que aporta la variación de corriente impar en la dimensión transversal. Aunque dicha componente no suele contribuir de forma significativa a la potencia radiada, su importancia aumenta paulatinamente con la anchura de la ranura. Se puede comprobar como el modelo MoM-B, que incluye la función base (0,1) longitudinal, sí proporciona una curva prácticamente idéntica a la de referencia MoM-full. Por último, el modelo combinado MoM-AB, se comporta de forma prácticamente idéntica al MoM-B.

Por lo que respecta al funcionamiento de las variantes de los modelos básicos, los resultados se reflejan en la Fig. 2.38(b). Aunque no se han incluido las curvas anteriores para facilitar su visualización, las conclusiones de la Fig. 2.38(b) son claras. Tanto las variantes del modelo MoM-AB como la del modelo MoM-L, aportan unos resultados prácticamente idénticos a ellos. Dicho de otra forma, en base a este resultado las aproximaciones MoM-AB⁻ y MoM-L⁻ podrían sustituir a los modelos originales con un menor número de funciones base. Tampoco el modelo MoM-AB⁺, variante mejorada del MoM-AB, aporta una diferencia perceptible respecto a éste.

Aunque se ha valorado el comportamiento de los diferentes modelos en el rango $w/L < 0.6$ representado, no conviene olvidar que el interés principal aquí es la caracterización de ranuras con una relación de aspecto $w/L < 0.25$. Si se vuelven a explorar los resultados de la Fig. 2.38(b) teniendo en cuenta dicho umbral, se concluye que el modelo MoM-L⁻ demuestra una magnífica precisión en cuanto a la potencia radiada. La caracterización de la ranura empleando únicamente dos funciones base de corriente longitudinal, desarrollada en la sección anterior, permanece válida prácticamente en todo el rango $w/L < 0.4$.

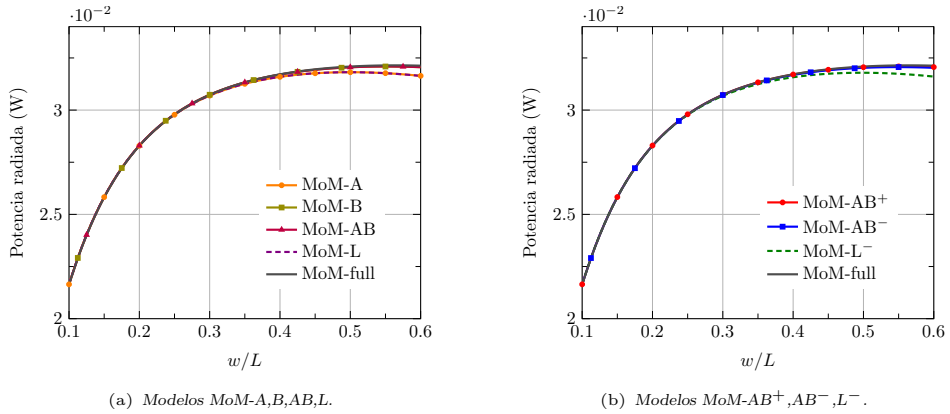


Figura 2.38: Potencia radiada por las corrientes longitudinales en función de la relación de aspecto de la ranura. Se toma la ranura de la Tabla 2.1 en el escenario 1 de la Tabla 2.2 a 10 GHz. La longitud de la ranura es de $L = 0.5\lambda_g$ y su orientación $\phi_{\zeta'} = \pi/4$.

A pesar de la conclusión anterior, en ciertas ocasiones se requiere estimar el reducido campo radiado por las corrientes transversales. Con este objetivo en mente, en la Fig. 2.39 se representa ahora la potencia radiada por las corrientes transversales para el mismo caso anterior. Respecto a los cuatro modelos básicos, la Fig. 2.39(a) demuestra que únicamente el modelo combinado MoM-AB sigue perfectamente la curva de referencia. Los peores casos corresponden al modelo MoM-L, que evidentemente radia una potencia transversal nula, y el MoM-B que la subestima considerablemente. Conviene recordar que este último modelo incluye sólo la componente impar de corriente transversal cuya radiación es mínima. En este sentido, el modelo MoM-A es más adecuado ya que incluye la función base (0,0) de corriente transversal. Se puede comprobar que este último modelo sigue la evolución de la curva de referencia con una pequeña diferencia de potencia radiada. En cuanto a las variantes de nuevo que sus diferencias respecto a los originales son prácticamente nulas. De esta forma, los resultados MoM-AB⁺ y MoM-AB⁻ siguen perfectamente la curva de referencia sin diferencias perceptibles, mientras que el modelo MoM-L⁻ obviamente no radia potencia transversal.

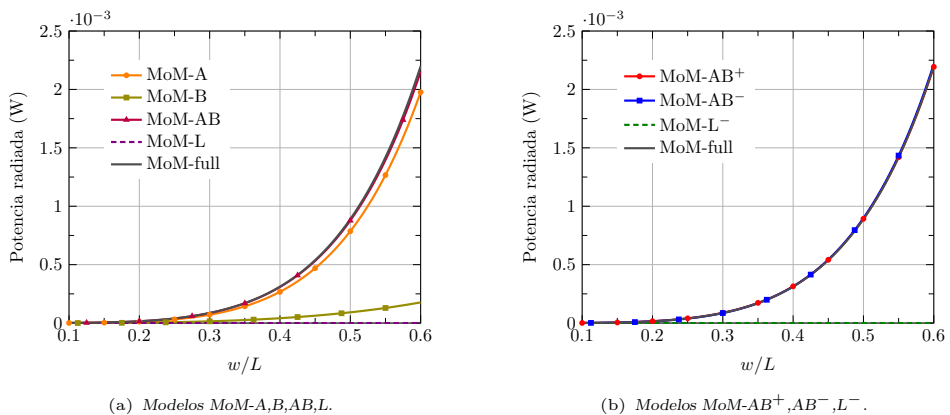


Figura 2.39: Potencia radiada por las corrientes transversales en función de la relación de aspecto de la ranura. Se toma la ranura de la Tabla 2.1 en el escenario 1 de la Tabla 2.2 a 10 GHz. La longitud de la ranura es de $L = 0.5\lambda_g$ y su orientación $\phi_{\zeta'} = \pi/4$.

Resumiendo los argumentos anteriormente expuestos, se puede concluir que en el rango de interés $w/L < 0.25$ el modelo longitudinal MoM-L⁻ proporciona una precisión óptima en cuanto a la potencia radiada por la ranura. Conviene destacar que en ese intervalo, la potencia radiada por las corrientes transversales no llega al 0.15% de la total en el caso peor. No obstante, si se requiere una estimación de esta potencia, el modelo MoM-AB⁻ con cinco funciones base sería un buen compromiso entre precisión y eficiencia. Únicamente sería conveniente añadir la función base longitudinal (1,0) a estos dos modelos en aquellos casos que la longitud de ranura lo requiera.

De todas formas, no se debería confirmar dicha argumentación sin explorar la forma del campo radiado por la ranura, o equivalentemente, sus diagramas de radiación. En este sentido, hay que tener en cuenta que ciertos modos de corriente poco significativos en cuanto a potencia radiada, pueden influir apreciablemente en la forma de los diagramas. Esta afirmación puede resultar particularmente importante en el componente radiado por las corrientes transversales. Con tal objetivo, en la Fig. 2.40 se representa la componente de campo radiado sólo por corrientes longitudinales en el corte paralelo al eje mayor de la ranura. Este resultado correspondería típicamente al diagrama de radiación copolar en el plano H. Se ha tomado la ranura anterior, imponiendo $w = L/4$ para evaluar el caso más crítico. Los resultados de la Fig. 2.40 demuestran que no hay diferencias apreciables en el campo radiado entre los modelos propuestos y la referencia. A pesar de ello, si se realiza una inspección detallada de las figuras, se puede notar una sutilísima diferencia en los modelos MoM-L⁻ y MoM-AB⁻ respecto al MoM-full. Esta discrepancia radica en la prácticamente imperceptible asimetría del diagrama, que no se refleja en dichos modelos debido a la ausencia de la función base (1,0).

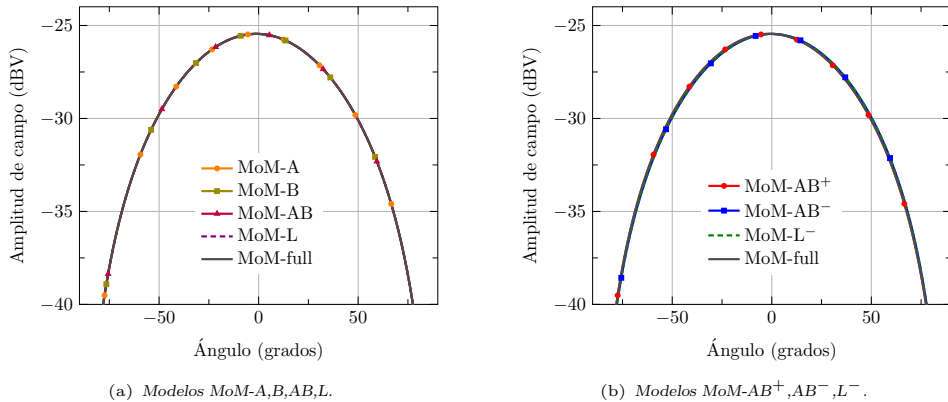


Figura 2.40: Diagrama de radiación a 10 GHz en el corte longitudinal de la ranura ($\phi = 3\pi/4$). Se incluye únicamente el campo radiado por las corrientes longitudinales. Se toma la ranura de la Tabla 2.1 en el escenario 1 de la Tabla 2.2. La longitud de la ranura es de $L = 0.5\lambda_g$, su anchura $w = L/4$ y su orientación $\phi_{\zeta'} = \pi/4$.

En cuanto al diagrama radiado por las corrientes transversales, en la Fig. 2.41 se muestran los resultados de los diferentes modelos, donde se han omitido las variantes sólo longitudinales por razones obvias. La propia definición de los modelos propuestos en la Tabla 2.4 explica el comportamiento de los diagramas recogidos en la Fig. 2.41(a). El modelo MoM-A aporta la contribución par dada por la función base (0,0), mientras que el modelo MoM-B facilita la componente impar radiada por la (0,1). El modelo MoM-AB por tanto combina ambas partes, dando como resultado un diagrama similar al de referencia. En cuanto a las variantes MoM-AB⁻ y MoM-AB⁺, la primera de ellas proporciona un diagrama prácticamente idéntico al del modelo original MoM-AB, mientras que la segunda mejora apreciable-

mente su grado de semejanza con la referencia. Esta caracterización precisa del diagrama contrapolar justifica la introducción la función base (0,2) en el modelo MoM-AB⁺.

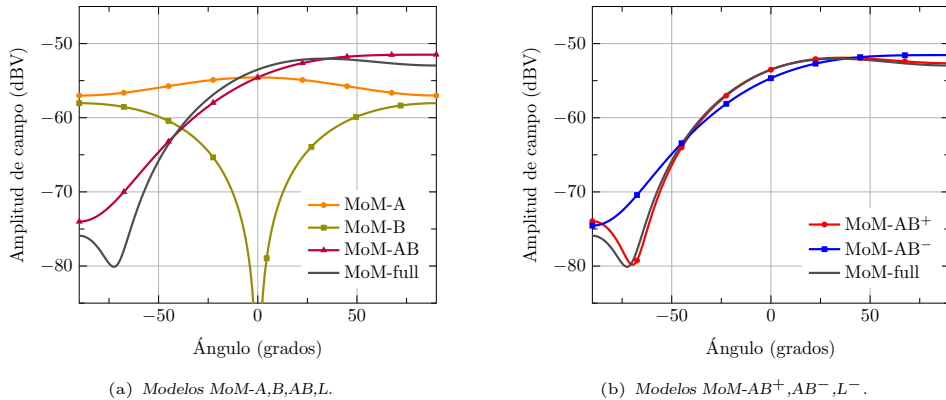


Figura 2.41: Diagrama de radiación a 10 GHz en el corte longitudinal de la ranura ($\phi = 3\pi/4$). Se incluye únicamente el campo radiado por las corrientes transversales. Se toma la ranura de la Tabla 2.1 en el escenario 1 de la Tabla 2.2. La longitud de la ranura es de $L = 0.5\lambda_g$, su ancho $w = L/4$ y su orientación $\phi_{c\ell} = \pi/4$.

Para resumir esta extensa sección, se ha desarrollado un modelo completo de la ranura, incorporando las corrientes perpendiculares a su dimensión mayor. A partir de esta rigurosa caracterización, se ha comprobado que el modelo de dos funciones base longitudinales de la sección anterior permanece válido en los casos de interés, donde la ranura no supera la relación de aspecto $w/L = 0.25$. Además, la implementación de una referencia rigurosa ha posibilitado ajustar los parámetros α y β de las condiciones de contorno, para conseguir un error mínimo en la mayoría de situaciones. A pesar de esto, ciertos casos pueden requerir la estimación del efecto de las corrientes transversales. El estudio de las componentes fundamentales de corriente ha permitido descubrir los fuertes vínculos entre funciones base. Respetando estas relaciones, se han propuesto una serie de modelos con un número reducido de funciones base, que caracterizan con diferentes grados de precisión las corrientes transversales en la apertura. De esta forma, el modelo MoM-L⁻ o MoM-L de dos o tres funciones base longitudinales es adecuado en la mayoría de las ocasiones. No obstante, el análisis MoM-AB⁻ con cinco funciones base proporciona una buena estimación del efecto de las corrientes transversales. Por último, si se requiere una mayor precisión se puede recurrir al modelo MoM-AB⁺ de ocho funciones base. Las conclusiones extraídas aquí sobre la influencia de las corrientes transversales o la precisión de los diferentes modelos se deben corroborar con el análisis de agrupaciones RLSA completas en las Secciones 2.4 y 2.5.

2.1.4. Caracterización del grosor de la ranura

En la formulación desarrollada en la Sección 2.1.1, la primera aproximación asumida reemplaza la ranura por una apertura de grosor infinitesimal. El error cometido por el método MoM atribuible a dicha aproximación, depende obviamente del grosor real del conductor donde se realizan físicamente las ranuras. Las antenas RLSA objeto de estudio se suelen fabricar sobre conductores eléctricamente finos, generalmente con un grosor de decenas de micras, típico de los substratos de microondas. Tales grosores, sobradamente inferiores a $\lambda/100$, influyen de forma poco apreciable en los parámetros de la antena, causando un ligero desplazamiento en su respuesta en frecuencia. No obstante, pueden existir ciertos casos para los que el grosor eléctrico de las ranuras sea apreciable, bien por la necesidad de

emplear frecuencias muy elevadas o por requerimientos de robustez mecánica. Esto último supone un caso habitual en agrupaciones sobre guía rectangular.

En tales situaciones resulta fundamental un modelo riguroso del grosor de la apertura si se pretende diseñar con éxito la antena. El modelo desarrollado también debe ser válido para el caso frecuente de conductores eléctricamente muy finos. Por otro lado, el nuevo escenario donde se definen las corrientes equivalentes impone nuevas condiciones de contorno. Al tratarse de una apertura con grosor no nulo, la corriente y carga magnéticas no tienden a infinito en los bordes. No obstante, se produce una manifiesta acumulación que continúa lastrando la convergencia de las funciones base sinusoidales en ranuras eléctricamente finas. Se debe por tanto redefinir unos nuevos valores óptimos de los parámetros α y β , que rigen las condiciones de contorno de las funciones base polinómicas. Estos valores deben adaptarse dinámicamente al grosor de la apertura siguiendo una ley a determinar.

Formulación

El problema electromagnético de la ranura infinitesimal esquematizado en la Fig. 2.2(a) deriva en el mostrado en la Fig. 2.42(a), donde se ha exagerado el grosor de la ranura para facilitar su percepción. La diferencia con el modelo tratado hasta este punto estriba en el grosor del conductor t , donde se emplaza la apertura rectangular. La forma de analizar dicha apertura es bien conocida [108] y consiste en cerrarla mediante dos planos conductores tal como se dibuja en la Fig. 2.42(b). El principio de equivalencia aplicado añade dos corrientes magnéticas de signos opuestos a cada lado de ambos conductores adicionales, forzando así la condición de campo eléctrico tangencial continuo.

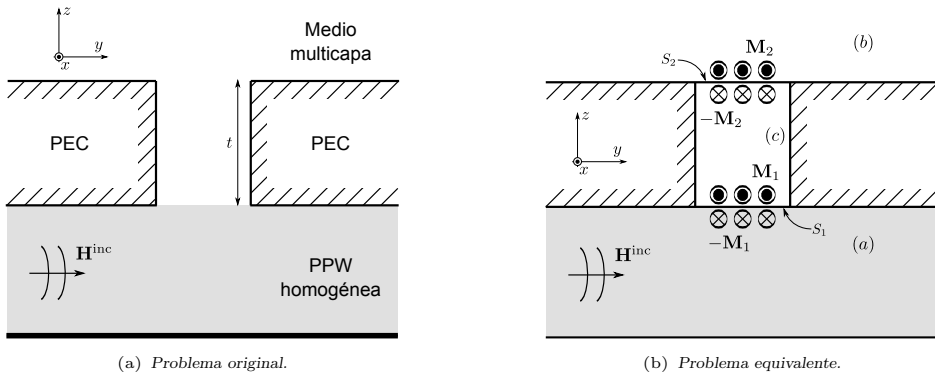


Figura 2.42: Esquema del problema electromagnético de la ranura con grosor no nulo.

Como se observa en la Fig. 2.42(b), a las regiones interna (a) y externa (b) tratadas hasta ahora, se añade una cavidad rectangular denotada por (c) que ocupa el espacio de la apertura. La pareja de corrientes magnéticas \mathbf{M}_1 y $-\mathbf{M}_1$ se sitúan sobre el conductor S_1 que separa las regiones (a) y (c), mientras que \mathbf{M}_2 y $-\mathbf{M}_2$ se encuentran sobre el plano S_2 entre las regiones (b) y (c). La imposición de la continuidad del campo magnético tangencial en S_1 y S_2 se concreta mediante la formulación de dos ecuaciones integrales AIE, de la siguiente forma:

$$\begin{aligned} \mathbf{H}_{-\mathbf{M}_1}^{(a)}(\mathbf{r}) + \mathbf{H}^{\text{inc}}(\mathbf{r}) &= \mathbf{H}_{\mathbf{M}_1}^{(c)}(\mathbf{r}) + \mathbf{H}_{-\mathbf{M}_2}^{(c)}(\mathbf{r}) & \mathbf{r} \in S_1 \\ \mathbf{H}_{\mathbf{M}_2}^{(b)}(\mathbf{r}) &= \mathbf{H}_{-\mathbf{M}_2}^{(c)}(\mathbf{r}) + \mathbf{H}_{\mathbf{M}_1}^{(c)}(\mathbf{r}) & \mathbf{r} \in S_2 \end{aligned} \quad (2.37)$$

donde $\mathbf{H}_{\pm\mathbf{M}_{1,2}}^{(a,b,c)}(\mathbf{r})$ denota el campo magnético tangencial a S_1 o S_2 en el punto \mathbf{r} de la región (a, b, c) generado por la corriente $\pm\mathbf{M}_{1,2}$. La primera ecuación integral se debe cumplir sobre la superficie S_1 , mientras que la segunda ecuación se debe forzar sobre S_2 .

De la forma habitual, el método de los momentos resuelve las dos ecuaciones integrales, expandiendo las corrientes magnéticas \mathbf{M}_1 y \mathbf{M}_2 como una combinación lineal de N funciones base cada una. El procedimiento de test Galerkin da como resultado un sistema de $2N$ ecuaciones lineales, cuya solución proporciona las amplitudes de las funciones base en ambas expansiones. Dicho sistema se puede escribir de la forma:

$$\begin{bmatrix} [Y_{11}^{(a)}] + [Y_{11}^{(c)}] & -[Y_{12}^{(c)}] \\ -[Y_{21}^{(c)}] & [Y_{22}^{(b)}] + [Y_{22}^{(c)}] \end{bmatrix} \begin{bmatrix} [V_1] \\ [V_2] \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} [I] \\ [0] \end{bmatrix} \quad (2.38)$$

donde $[Y_{11}^{(a,c)}]_{N \times N}$ es la matriz de autoadmitancia de la corriente \mathbf{M}_1 en la región (a, c) ; $[Y_{22}^{(b,c)}]_{N \times N}$ es la matriz de autoadmitancia de \mathbf{M}_2 en la región (b, c) ; $[Y_{12}^{(c)}]_{N \times N}$ y $[Y_{12}^{(c)}]_{N \times N}$ son las matrices de admitancia mutua entre \mathbf{M}_1 y \mathbf{M}_2 en la región (c) ; $[I]_{N \times 1}$ es el vector de excitación de la corriente \mathbf{M}_1 ; $[V_1]_{N \times 1}$ y $[V_2]_{N \times 1}$ son los vectores que contiene las amplitudes V_i de las funciones base en la expansión de \mathbf{M}_1 y \mathbf{M}_2 respectivamente y $[0]_{N \times 1}$ es un vector todo ceros.

Observando la Fig. 2.42(b) se advierte fácilmente que el problema externo (b) e interno (a) son iguales a los tratados anteriormente. Por lo tanto, las matrices de autoadmitancia interna $[Y_{11}^{(a)}]$ y externa $[Y_{22}^{(b)}]$ son idénticas a las formuladas en la Sección 2.1.1. El vector de excitación $[I]$ también coincide con la expresión anterior. Por tanto, los únicos elementos nuevos que aparecen en la formulación de la apertura no infinitesimal, corresponden a las interacciones entre las corrientes magnéticas dentro de la cavidad rectangular (c) .

Primeramente, suponiendo que se emplean las mismas funciones base en la expansión de las corrientes \mathbf{M}_1 y \mathbf{M}_2 , la simetría de la apertura impone que las matrices de autoadmitancia sean iguales, es decir, $[Y_{11}^{(c)}] = [Y_{22}^{(c)}] = [Y_S^{(c)}]$. Lo mismo ocurre con las matrices de admitancia mutua y así $[Y_{12}^{(c)}] = [Y_{21}^{(c)}] = [Y_M^{(c)}]$. La expresión de la admitancia en la región (c) distinguirá pues si se trata de un elemento de la matriz de autoadmitancia $[Y_S^{(c)}]$ o de la matriz de admitancia mutua $[Y_M^{(c)}]$.

Para el desarrollo de las expresiones de las admitancias en la región (c) , se emplean las funciones de Green recogidas en el Apéndice B.2.3, correspondientes a una cavidad rectangular. Por conveniencia, se va a disponer el sistema de referencia de tal forma que la superficie de la ranura S_1 corresponde con la sección transversal de la cavidad situada en el plano (x, y) , tal y como se esquematiza en la Fig. 2.43. La región (c) se puede interpretar por lo tanto como una guía rectangular de dimensiones $L \times w$ y de longitud t cortocircuitada en ambos extremos.

El sistema de coordenadas local de la Fig. 2.3 sobre el que se definen las corrientes magnéticas, se puede transformar al de la cavidad como $\zeta' = x' - L/2$ y $\xi' = y' - w/2$. Por lo tanto, la función base k -ésima definida en (2.4) se reescribe del siguiente modo:

$$\mathbf{m}_k(\mathbf{r}') = m_k(x', y') \hat{\mathbf{x}} = f_k(x' - L/2) g_k(y' - w/2) \hat{\mathbf{x}} \quad (2.39)$$

siendo f_k y g_k las funciones que dictan respectivamente la distribución longitudinal y transversal de corriente. Por motivos de brevedad, en esta sección únicamente se va a detallar la formulación relacionada con las corrientes longitudinales. Las expresiones desa-

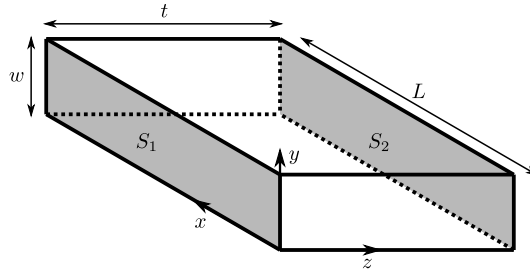


Figura 2.43: Región de la cavidad y situación del sistema de referencia.

rolladas se pueden extender de forma sencilla a una caracterización completa de la ranura con corrientes transversales.

La entrada $Y_{S,ji}^{(c)}$ de la matriz de autoadmitancia representa la interacción entre la función base \mathbf{m}_i y la función peso \mathbf{w}_j , definidas ambas sobre la misma superficie S_1 . En su cálculo está involucrada la componente G_{xx}^F de la función diádica de Green del potencial vector en la cavidad rectangular cuando $z = z' = 0$ (véase Fig. 2.43). Esta función de Green se obtiene incorporando a la expansión modal (B.26) los términos (B.27) y (B.36), todo ello recogido en el Apéndice B.2. Después de aplicar los operadores diferenciales, se llega a la siguiente expresión del término $Y_{S,ji}^{(c)}$ de la matriz de autoadmitancia:

$$Y_{S,ji}^{(c)} = - \left\langle \mathbf{w}_j(\mathbf{r}), \mathbf{H}_{\mathbf{m}_i}^{(c)}(\mathbf{r}) \right\rangle = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} c_{mn} \frac{\cosh(\gamma_{mn}t)}{\sinh(\gamma_{mn}t)} A_{mn,i} A_{mn,j} \quad (2.40)$$

donde $\gamma_{mn} = \sqrt{\left(\frac{m\pi}{L}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{w}\right)^2 - k^2}$ es el coeficiente de propagación del modo (m, n) y el término c_{mn} es:

$$c_{mn} = j \frac{1}{k\eta Lw} \frac{\varepsilon_m \varepsilon_n}{\gamma_{mn}} \left(k^2 - \left(\frac{m\pi}{L}\right)^2 \right) \quad (2.41)$$

siendo k y η respectivamente el número de onda y la impedancia del medio, generalmente aire, con el que se rellena la cavidad, mientras que la constante $\varepsilon_p = 1$ para $p = 0$ y $\varepsilon_p = 2$ para $p \neq 0$.

Por otro lado, los términos $A_{mn,i}$ y $A_{mn,j}$ corresponden a integrales modales de la función base o peso i -ésima con el modo (m, n) de la guía rectangular equivalente, respondiendo a la siguiente expresión:

$$A_{mn,p} = \iint_{S_1} m_k(x', y') \sin\left(\frac{m\pi x'}{a}\right) \cos\left(\frac{n\pi y'}{b}\right) dS \quad (2.42)$$

Debido a la definición separable de la función base (2.39), los términos $A_{mn,p}$ se pueden calcular como el producto de las integrales en la dimensión longitudinal y transversal. Además, si se emplean funciones base de dominio completo, estas integrales se pueden precalcular y almacenar ya que, una vez escaladas, son independientes de las dimensiones de la ranura. Nótese que si se emplean funciones base sinusoidales como las descritas en la Sección 2.1.2, el término $A_{mn,p}$ presenta una expresión analítica cerrada. En este caso además, $A_{mn,p}$ es nulo excepto para un modo, cuya distribución coincide con la definida por la función base p -ésima.

Obtenidos los coeficientes $A_{mn,p}$, el cálculo de la admitancia $Y_{S,ji}^{(c)}$ (2.40) no suele suponer una gran carga computacional, ya que únicamente implica la evaluación del doble sumatorio (2.40) compuesto de términos analíticos. No obstante, si la apertura presenta un grosor extremadamente fino, el término que acompaña a las integrales modales en el

sumatorio (2.40) decae muy lentamente con los índices (n, m) , ralentizando ostensiblemente su convergencia. En dichos casos, se pueden utilizar dos propiedades para acelerar el cálculo. Por un lado, el término asintótico del sumatorio (2.40) corresponde a la admitancia, en el interior de la guía rectangular equivalente, entre las mismas funciones base. Dicho término se puede extraer de la expresión (2.40), acelerando así la convergencia del sumatorio. El término extraído se calcula de forma más eficiente en el dominio espacial, empleando las funciones de Green de la guía rectangular. Por otro lado, las integrales modales (2.42) presentan una conocida evolución asintótica, siguiendo la ley $n^{-(\alpha+1)}m^{-(\beta+1)}$. Este hecho permite extrapolar su valor a partir de un determinado índice, reduciendo el coste computacional asociado a su cálculo.

Respecto a la matriz de admitancia mutua, el cálculo del elemento $Y_{M,ji}^{(c)}$ se realiza de forma similar al caso anterior. La única diferencia radica en la función de Green involucrada, que se debe evaluar en este caso situando el punto fuente en S_1 y el destino en S_2 . Así, tomando $z' = 0$ y $z = t$ se llega a la siguiente expresión:

$$Y_{M,ji}^{(c)} = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} c_{mn} \frac{1}{\sinh(\gamma_{mn}t)} A_{mn,i} A_{mn,j} \quad (2.43)$$

En consecuencia, el sumatorio (2.43) a evaluar para los elementos de la matriz de admitancia mutua es muy similar al correspondiente a la matriz de autoadmitancia (2.40). Aplican por tanto las mismas consideraciones expuestas anteriormente. Una vez definido por completo el sistema de ecuaciones (2.38), se resuelve para obtener las corrientes \mathbf{M}_1 y \mathbf{M}_2 y con ellas el campo dispersado por la apertura tanto en el medio externo como interno.

Un problema conocido en el análisis AIE de la apertura de grosor no nulo surge cuando se consideran ranuras eléctricamente muy finas. En el caso límite cuando $t = 0$, el problema electromagnético de la Fig. 2.42 equivale a la ranura infinitesimal de la Fig. 2.2, siendo \mathbf{M}_1 y \mathbf{M}_2 completamente idénticas. De este modo, en el problema de la Fig. 2.42 se anulan entre sí las corrientes \mathbf{M}_1 y $-\mathbf{M}_2$ en la región (c), quedando únicamente $-\mathbf{M}_1$ en la región (a) y \mathbf{M}_2 en la región (b). Como consecuencia, en el caso límite de $t = 0$, el modelo de apertura planteado derivaría teóricamente en la formulación de la ranura infinitesimal.

A pesar de lo razonado anteriormente, el análisis de aperturas con grosores muy finos, presenta ciertas dificultades numéricas al resolver la ecuación integral mediante el método MoM. Los elementos (2.40)-(2.43) de las matrices de admitancias en la cavidad tienden a infinito cuando el grosor t tiende a cero. Este hecho da lugar a una matriz del sistema (2.38) muy mal condicionada para valores de t pequeños, con la consecuente inestabilidad de su solución. Obviamente, no es posible encontrar una solución para el caso límite de $t = 0$, aunque tal situación no es necesaria, ya que corresponde con la ranura infinitesimal formulada en la Sección 2.1.1. Por tanto, la problemática estriba en la caracterización de ranuras muy finas, lo que demanda encontrar una formulación alternativa que aporte un resultado válido.

Una solución inteligente y sencilla al mencionado problema numérico se recoge en [109]. Esta técnica propone definir como incógnitas la semisuma y semiresta de las corrientes magnéticas \mathbf{M}_1 y \mathbf{M}_2 , de forma que:

$$\begin{aligned} \mathbf{M}_{\Sigma} &= \frac{1}{2} (\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2) \\ \mathbf{M}_{\Delta} &= \frac{1}{2} (\mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2) \end{aligned} \quad (2.44)$$

Realizando este cambio, las nuevas incógnitas \mathbf{M}_{Σ} y \mathbf{M}_{Δ} , y a partir de ellas la distribución de corriente \mathbf{M}_1 y \mathbf{M}_2 , se obtienen mediante la resolución del siguiente sistema:

$$\begin{bmatrix} \left[Y_{11}^{(a)} \right] + \left[Y_{22}^{(b)} \right] + 2 \left[Y_{\Delta}^{(c)} \right] & \left[Y_{11}^{(a)} \right] - \left[Y_{22}^{(b)} \right] \\ \left[Y_{22}^{(b)} \right] + \left[Y_{\Delta}^{(c)} \right] & - \left[Y_{22}^{(b)} \right] - \left[Y_{\Sigma}^{(c)} \right] \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \left[V_{\Sigma} \right] \\ \left[V_{\Delta} \right] \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \left[I_1 \right] \\ \left[0 \right] \end{bmatrix} \quad (2.45)$$

donde $\left[V_{\Sigma} \right]_{N \times 1}$ y $\left[V_{\Delta} \right]_{N \times 1}$ son los vectores que contienen las amplitudes V_i de las funciones base en la expansión de \mathbf{M}_{Σ} y \mathbf{M}_{Δ} respectivamente, mientras que $\left[Y_{\Sigma}^{(c)} \right]_{N \times N}$ y $\left[Y_{\Delta}^{(c)} \right]_{N \times N}$ son las matrices de admitancias suma y diferencia respectivamente, que se definen a continuación.

El término $Y_{\Sigma,ji}^{(c)}$ de la matriz de admitancia suma corresponde a la suma del elemento $Y_{S,ji}^{(c)}$ de la matriz de autoadmitancia y de su homólogo $Y_{M,ji}^{(c)}$ de la matriz de admitancia mutua. De esta forma, dicho término se evalúa como:

$$Y_{\Sigma,ji}^{(c)} = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} c_{mn} \frac{\cosh(\gamma_{mn}t) + 1}{\sinh(\gamma_{mn}t)} A_{mn,i} A_{mn,j} \quad (2.46)$$

Por otro lado, el término $Y_{\Delta,ji}^{(c)}$ de la matriz de admitancia diferencia es igual a la resta entre los elementos $Y_{S,ji}^{(c)}$ y $Y_{M,ji}^{(c)}$, que se traduce en la siguiente expresión:

$$Y_{\Delta,ji}^{(c)} = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} c_{mn} \frac{\cosh(\gamma_{mn}t) - 1}{\sinh(\gamma_{mn}t)} A_{mn,i} A_{mn,j} \quad (2.47)$$

Se puede demostrar que la nueva formulación con las corrientes suma y diferencia resuelve el problema numérico de condicionamiento de matriz, proporcionando una solución válida y estable en los casos en los que el grosor t tiende a cero. En tal caso, se cumple que todos los elementos de la matriz de admitancias diferencia tienden a cero, mientras que los de la matriz de admitancias suma toman un valor muy elevado. Esta última condición en el sistema (2.45) proporciona un valor de corriente diferencia prácticamente nulo. Mientras, la ecuación que cumple la corriente suma en (2.45) es idéntica a la formulación de la apertura infinitesimal dada por (2.5).

Esta sencilla idea, además de proporcionar una solución válida para grosores de ranura pequeños, hace posible resolver el sistema de ecuaciones (2.45) de forma iterativa en muy pocos pasos. La primera aproximación de la solución consiste en asumir que $\mathbf{M}_{\Delta} = 0$ y obtener la corriente suma \mathbf{M}_{Σ} dada por el vector $\left[V_{\Sigma} \right]$, resolviendo el sistema:

$$\left(\left[Y_{11}^{(a)} \right] + \left[Y_{22}^{(b)} \right] + 2 \left[Y_{\Delta}^{(c)} \right] \right) \left[V_{\Sigma} \right] = \left[I_1 \right] \quad (2.48)$$

A partir de esta primera estimación del vector $\left[V_{\Sigma} \right]$, se calcula la primera aproximación no nula de $\left[V_{\Delta} \right]$ resolviendo:

$$\left(\left[Y_{22}^{(b)} \right] + \left[Y_{\Sigma}^{(c)} \right] \right) \left[V_{\Delta} \right] = \left(\left[Y_{22}^{(b)} \right] + \left[Y_{\Delta}^{(c)} \right] \right) \left[V_{\Sigma} \right] \quad (2.49)$$

Esta nueva estimación de $\left[V_{\Delta} \right]$ sirve para refinar el vector $\left[V_{\Sigma} \right]$ a partir de la solución del sistema:

$$\left(\left[Y_{11}^{(a)} \right] + \left[Y_{22}^{(b)} \right] + 2 \left[Y_{\Delta}^{(c)} \right] \right) \left[V_{\Sigma} \right] = \left[I_1 \right] - \left(\left[Y_{11}^{(a)} \right] - \left[Y_{11}^{(b)} \right] \right) \left[V_{\Delta} \right] \quad (2.50)$$

El procedimiento continuaría resolviendo iterativamente las ecuaciones (2.49) y (2.50) hasta alcanzar la convergencia en los vectores $\left[V_{\Sigma} \right]$ y $\left[V_{\Delta} \right]$. Con los grosores de ranura t habitualmente empleados, el proceso converge muy rápidamente y rara vez son necesarias más de una o dos iteraciones. A la primera estimación de $\left[V_{\Sigma} \right]$ dada por (2.48) donde

$[V_\Delta] = [0]$ se le denomina aquí la iteración 0. La iteración 1 corresponde con la segunda estimación de $[V_\Sigma]$ y $[V_\Delta]$ al aplicar (2.49)-(2.50) una única vez.

La iteración 0 dada por la ecuación (2.48) es de especial interés en el análisis de aperturas con grosores eléctricamente finos. Esta aproximación considera que las corrientes a ambos lados de la apertura son iguales, es decir, $\mathbf{M}_1 = \mathbf{M}_2 = \mathbf{M}_\Sigma$. Su sencillez radica en que la matriz del sistema a resolver coincide con la matriz de admitancias de la ranura infinitesimal, a la que se añade el término $2[Y_\Delta^{(c)}]$ para considerar el efecto del grosor no nulo. Aunque esta aproximación pudiera parecer imprecisa, proporciona excelentes resultados hasta grosores de ranura moderados. Además, la particularización del análisis a una ranura infinitesimal es inmediata imponiendo una matriz $[Y_\Delta^{(c)}]$ nula.

La aproximación dada por la iteración 0 sólo requiere resolver un sistema de ecuaciones de tamaño $N \times N$, siendo N el número de funciones base consideradas en la apertura. Esto supone un ahorro computacional que puede ser considerable en el análisis de grandes agrupaciones, comparado con la resolución exacta del sistema completo (2.45) de tamaño $2N \times 2N$. Asimismo, la estimación dada por la iteración 1 también representa una mejor alternativa a la resolución directa de (2.45), en aquellos casos donde la iteración 0 cometa un error excesivo. Nótese que la iteración 1 supone resolver tres sistemas de ecuaciones de tamaño $N \times N$, que suele representar un menor requerimiento computacional que la resolución de un sistema $2N \times 2N$.

Resultados numéricos

A continuación se muestran diferentes resultados numéricos de la formulación descrita, aplicada al mismo caso de las secciones anteriores, la ranura de la Tabla 2.1 en el escenario 1 de la Tabla 2.2. A dicha apertura se le introduce un grosor t no nulo y se analiza mediante la caracterización completa MoM-full. El primer caso considera una apertura de grosor $t = \lambda_0/500$, el cual representaría un sustrato típico con un conductor de decenas de micras en la banda de frecuencias de interés. Por ejemplo, a la frecuencia de análisis de 10 GHz correspondería con un grosor de $t = 60 \mu\text{m}$, mayor incluso de lo habitual. El primer resultado calcula en la Fig. 2.44 el campo radiado por la ranura en función de su longitud, comparado con los resultados de la apertura infinitesimal. Se muestran tres curvas diferentes para la apertura con grosor: la solución exacta al sistema (2.45) y las dos primeras estimaciones de su resolución iterativa.

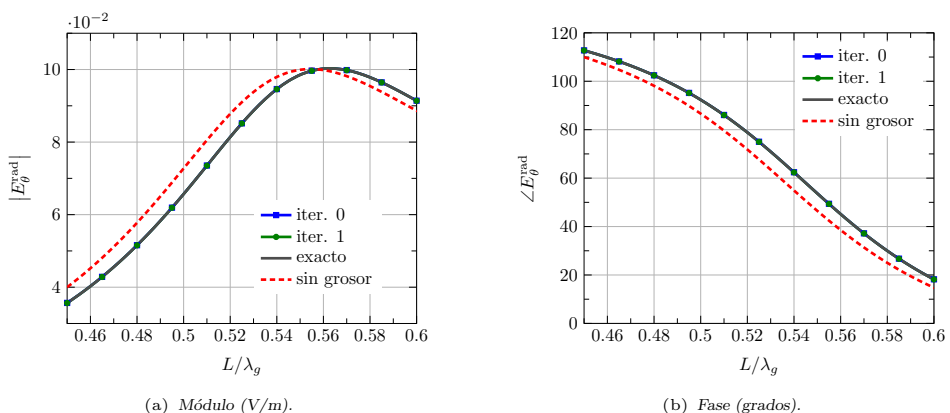


Figura 2.44: Módulo y fase de la componente E_θ^{rad} del campo radiado a 10 GHz en dirección broadside $\theta = \phi = 0$, en función de la longitud de la ranura. Los datos corresponden a la ranura de la Tabla 2.1 con un grosor $t = \lambda_0/500$, en el escenario 1 de la Tabla 2.2.

Los resultados de la Fig. 2.44 demuestran la inapreciable diferencia entre la solución exacta y ambas iteraciones de la solución aproximada. A esa buena concordancia ayuda el grosor tan fino de la apertura considerada, representando el caso típico en las antenas RLSA objeto de estudio. Conviene resaltar sin embargo que, aunque la iteración 0 asuma idénticas corrientes magnéticas a ambos lados de la apertura, el análisis no se corresponde con el de una ranura infinitesimal. Como se puede observar en la Fig. 2.44, existe una diferencia apreciable entre el modelo con grosor y el de apertura infinitesimal, incluso con el reducido valor t considerado.

Con el fin de evaluar la precisión de las aproximaciones, en la Fig. 2.45 se representa el campo radiado por la apertura, ahora en función de su grosor eléctrico t/λ_0 . La primera conclusión indica que la iteración 1 proporciona una solución prácticamente idéntica que la exacta para todos los casos considerados. Por lo tanto, aun para aperturas tan gruesas como $t = 0.1\lambda_0$, es posible analizar el problema resolviendo tres sistemas de ecuaciones de tamaño $N \times N$ en lugar de uno $2N \times 2N$.

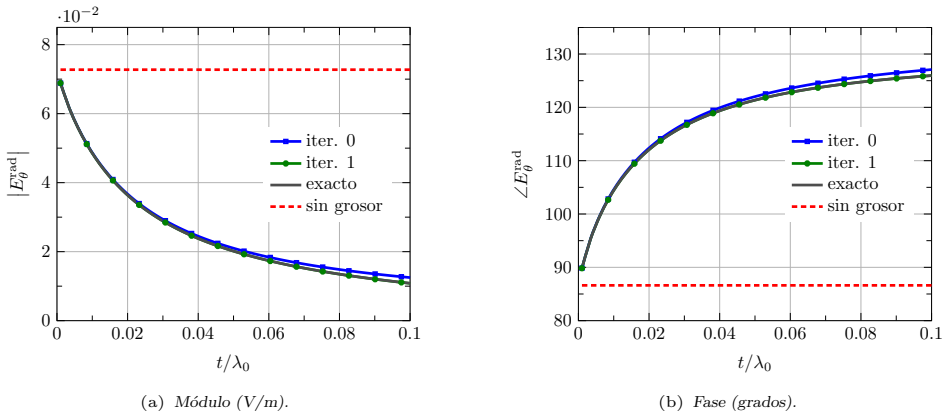


Figura 2.45: Módulo y fase de la componente E_{θ}^{rad} del campo radiado a 10 GHz en dirección broadside $\theta = \phi = 0$, en función del grosor de la ranura. Los datos corresponden a la ranura de la Tabla 2.1 en el escenario 1 de la Tabla 2.2.

La iteración 0 se comporta conforme a lo esperado, mostrándose muy precisa para los grosores de apertura más finos, y divergiendo lentamente de la solución exacta a medida que t aumenta. El error cometido por esta aproximación, no obstante, se mantiene en niveles razonablemente bajos incluso para los mayores grosores de apertura considerados. En concreto, a partir de las curvas de la Fig. 2.45 se puede establecer que la iteración 0 alcanza una muy buena precisión para grosores $t < 0.04\lambda_0$, cubriendo todos los casos prácticos de agrupaciones RLSA considerados en esta tesis. Nótese que a la frecuencia de 10 GHz, dicho umbral correspondería con un grosor $t = 1.2$ mm, el cual se sitúa muy por encima de los valores típicamente empleados. Teniendo esto en cuenta, de ahora en adelante se va a emplear por defecto la aproximación dada por la iteración 0, que considera corrientes magnéticas idénticas a ambos lados de la apertura.

Ajuste de las condiciones de contorno

Un aspecto aun por tratar es la influencia del grosor no nulo sobre la distribución de campo eléctrico en la apertura. Como se ha comprobado en la Sección 2.1.2, el comportamiento de las corrientes magnéticas tiene un importante efecto sobre la convergencia de las funciones base en el método MoM. Por una parte, la aproximación de ranura infinitesimal implica una acumulación de carga y corriente infinita en los extremos $\zeta' = \pm L/2$

y $\xi' = \pm w/2$ respectivamente. Contrariamente, cuando la apertura presenta un grosor no nulo, las condiciones de contorno ya no imponen esas magnitudes infinitas. Para refrendar esto, en la Fig. 2.46 se representa la corriente magnética y su divergencia en la dimensión longitudinal de la ranura, con diferentes valores del grosor t .

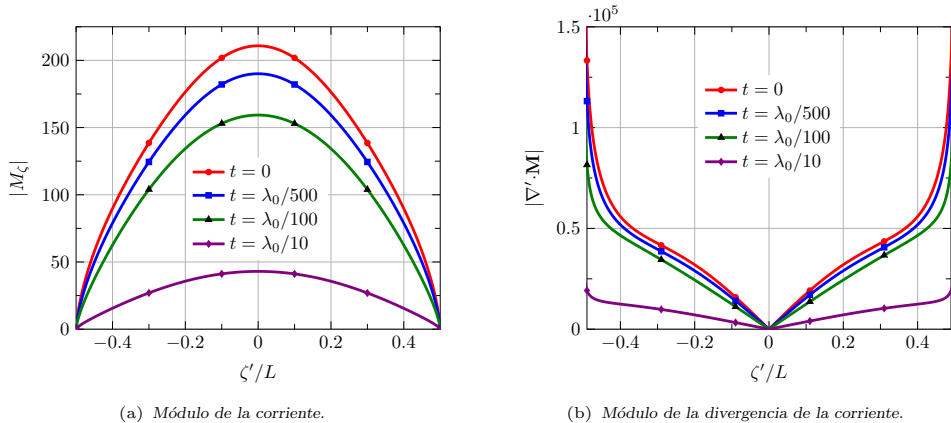


Figura 2.46: Módulo de corriente magnética y su divergencia en $\xi' = 0$ a 10 GHz para diferentes grosores de la apertura. Se toma la ranura de la Tabla 2.1 en el escenario 1 de la Tabla 2.2.

El caso de $t = 0$ en la Fig. 2.46 corresponde a la ranura infinitesimal, cuya distribución de corriente presenta teóricamente una pendiente infinita en los extremos $\zeta' = \pm L/2$, y por tanto en una carga infinita en dichos puntos. Con un grosor de apertura típico de $t = \lambda_0/500$, el comportamiento de la corriente y su derivada no muestra diferencias significativas respecto al caso $t = 0$, aunque teóricamente la carga ya no tendería a infinito en el extremo. La acumulación de carga en los bordes se reduce a medida que aumenta el grosor de la apertura, haciéndose más evidente con $t = \lambda_0/10$. Hay que tener en cuenta que la ranura analizada se puede interpretar como una sección de guía rectangular con todos los modos al corte. En consecuencia, a medida que aumenta t el modo fundamental se convierte en más dominante, ya que el resto se atenúan rápidamente. Por dicha razón la distribución de corriente magnética en el caso de $t = \lambda_0/10$, muestra un gran parecido con la forma del campo eléctrico del modo fundamental TE_{10} .

Si la atención se centra sobre los grosores eléctricamente finos, la distribución de corriente en la Fig. 2.46 sugiere que las funciones base polinómicas siguen siendo la mejor opción para su caracterización. Aun y cuando la carga no tienda a infinito en los bordes, un grosor de ranura pequeño sigue causando una significativa acumulación, que dificulta la convergencia con otro tipo de funciones base. No obstante, parece evidente que los valores óptimos de los parámetros α y β deberían cambiar en función del grosor de la apertura. Lógicamente, aperturas más gruesas serán mejor caracterizadas con funciones base que impongan una menor pendiente de la corriente en el extremo, y por tanto con un valor α más cercano a la unidad. El mismo razonamiento aplica a la condición de contorno en los extremos de la dimensión transversal. Un valor de β más cercano a cero sería más apropiado para modelar aperturas más gruesas.

Con el único objetivo de confirmar dicho razonamiento, en la Fig. 2.47 se representa la potencia radiada en función del número N de funciones base, para tres valores de α diferentes. Con ello se pretende evaluar la convergencia en función de la condición de contorno impuesta, para dos grosores de ranura diferentes. Se han incluido en el modelo las N primeras funciones bases longitudinales $(0, 0), (1, 0), \dots, (N - 1, 0)$. En la gráfica se incluyen adicionalmente los resultados obtenidos con funciones base sinusoidales. Para fa-

cilitar la comparativa, se ha asumido una corriente uniforme en la distribución transversal, imponiendo un valor $\beta = 0$.

Respecto al grosor típico de $t = \lambda_0/500$, en la Fig. 2.47(a) se aprecia una buena convergencia para los tres valores α considerados. En línea con lo ya discutido para la apertura infinitesimal, las funciones base sinusoidales convergen muy lentamente debido a la acumulación de carga en los bordes. Inspeccionando con mayor detalle la Fig. 2.47(a), se podría decir que la curva correspondiente a $\alpha = 0.65$ proporciona la mejor convergencia de las tres. Con un grosor de apertura bastante mayor, $t = \lambda_0/30$, que correspondería con 1 mm a 10 GHz, la Fig. 2.47(b) ofrece unas conclusiones similares. Aunque cualquiera de las tres curvas demuestra un buen comportamiento, el caso mejor en cuanto a convergencia correspondería ahora a $\alpha = 0.75$. Este hecho confirma la argumentación anterior que predecía un valor óptimo de α creciente con el grosor de la ranura. El mismo razonamiento aplica a las funciones base sinusoidales, que exhiben una mejor convergencia en este caso de apertura más gruesa.

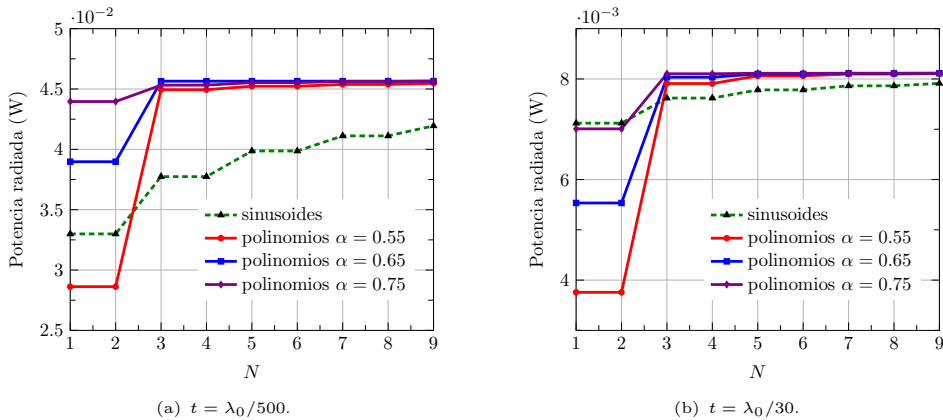


Figura 2.47: Potencia radiada por la ranura a 10 GHz en función del número N de funciones base. Los datos corresponden a la ranura de la Tabla 2.1 con dos grosores diferentes, en el escenario 1 de la Tabla 2.2. Se emplean N funciones base polinómicas tomando $\beta = 0$.

Los resultados mostrados confirman la necesidad de definir de nuevo los valores óptimos de α y β , para los cuales el modelo longitudinal MoM-L presenta un error mínimo. Estos valores deberán depender del grosor t de la ranura analizada. Conviene recordar que en el caso de la apertura infinitesimal, el valor $\alpha = 0.57$ proporciona un error mínimo en base a la Fig 2.37(a). El primer paso sería confirmar de nuevo que, dado un grosor t no nulo, el error cometido por el modelo MoM-L es mínimo en torno a un mismo valor de α , con diferentes dimensiones de ranura. Para ello, en la Fig. 2.48 se representa el error relativo de la potencia radiada en función de α , para distintas longitudes de ranura y con los dos grosores t anteriores. Con el fin de ilustrar un ejemplo más representativo, se escoge una incidencia oblicua imponiendo $\phi_{c'} = \pi/4$ y una anchura de ranura de $w = L/6$. El valor de β viene dado por la condición (2.36).

El error representado en la Fig. 2.48(a) manifiesta un comportamiento similar al caso de la ranura infinitesimal de la Fig. 2.37(a). Existe un estrecho rango de α donde el error cometido presenta valores mínimos, con todas las longitudes de ranura analizadas. Así por ejemplo, en el caso de la Fig. 2.48(a) cuando $t = \lambda_0/500$, si se escoge un valor en torno a $\alpha = 0.62$ todas las curvas muestran errores muy reducidos. En cuanto a la Fig. 2.48(b), si $t = \lambda_0/30$ la zona óptima se desplaza a los alrededores de $\alpha = 0.73$. Este buen comportamiento del error resulta fundamental, ya que permite establecer unos valores óptimos de α y β dependientes únicamente del grosor de la apertura.

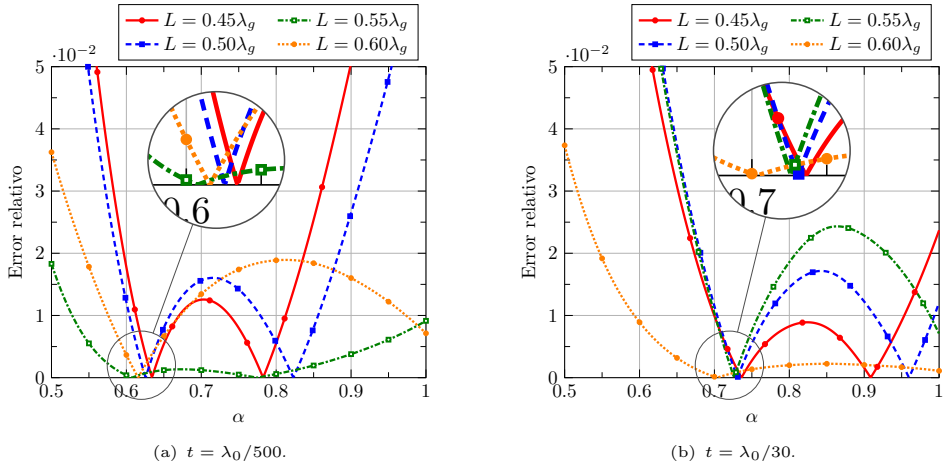


Figura 2.48: Potencia radiada por la ranura a 10 GHz en función del parámetro α y error cometido comparado con la referencia para diferentes valores de longitud. Se utiliza la ranura de la Tabla 2.1 con $\phi_{c'} = \pi/4$ y $w = L/6$, en el escenario 1 de la Tabla 2.2.

Los resultados de la Fig. 2.48 pueden repetirse con otros valores de t y extraer así el valor óptimo α_{opt} , en todo el rango de grosores de ranura de interés. Para facilitar este proceso, se ha fijado la longitud de la ranura a $L = 0.5\lambda_g$, determinando como valor óptimo aquel que proporciona un mínimo en la curva de error. Se debe mencionar que, aunque dichos valores óptimos cambian ligeramente con otras dimensiones de ranura, se ha podido comprobar que esa diferencia es despreciable. En la Fig. 2.49 se representa el citado α_{opt} en función del grosor t de la apertura, tanto en escala lineal como logarítmica. Como era de esperar, el valor α_{opt} crece de forma monótona a medida que aumenta el grosor de la ranura. Así, mientras que $\alpha_{\text{opt}} \approx 0.57$ cuando $t = 0$, correspondiente a la ranura infinitesimal, la curva tiende asintóticamente hacia un valor $\alpha_{\text{opt}} \approx 0.73$ cuando t aumenta. De aquí en adelante, esta curva constituye una ineludible referencia para la caracterización de la ranura.

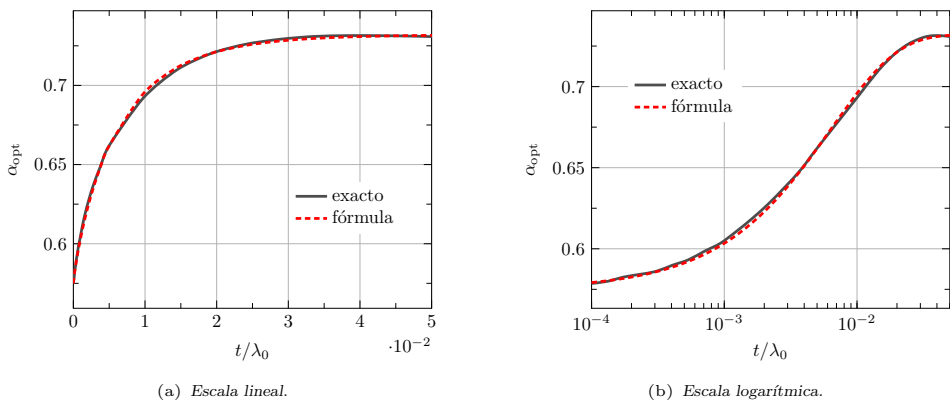


Figura 2.49: Valor α óptimo en función del grosor eléctrico de la apertura. Los valores de la fórmula responden a la expresión (2.51).

Con la intención de simplificar la determinación del valor α_{opt} , se ha aproximado la curva de la Fig. 2.49 mediante una sencilla fórmula:

$$\alpha_{\text{opt}} \approx 0.732 - 0.157e^{-80(t/\lambda_0)^{0.868}} \quad (2.51)$$

El resultado de la aproximación dada por la fórmula (2.51) se traza también en la Fig. 2.48. Se puede comprobar que existe gran similitud con la curva original, siendo pues aconsejable emplear la fórmula aproximada. Además, con el propósito de maximizar la reutilización de ciertos cálculos, se propone truncar el valor α_{opt} a dos cifras significativas.

Para confirmar la idoneidad del valor α_{opt} (2.51), se calcula la potencia radiada en función del grosor eléctrico de la apertura. Se toman dos longitudes de ranura diferentes a la considerada en la elección de los valores óptimos, comparando en la Fig. 2.50 el modelo MoM-L con el de referencia MoM-full. Las curvas mostradas exhiben una coincidencia total en todo el rango de grosores considerados. Estos resultados acreditan por tanto la excelente precisión del modelo MoM-L aplicando los valores de α dados por (2.51). Este buen comportamiento será verificado repetidamente a lo largo del presente capítulo.

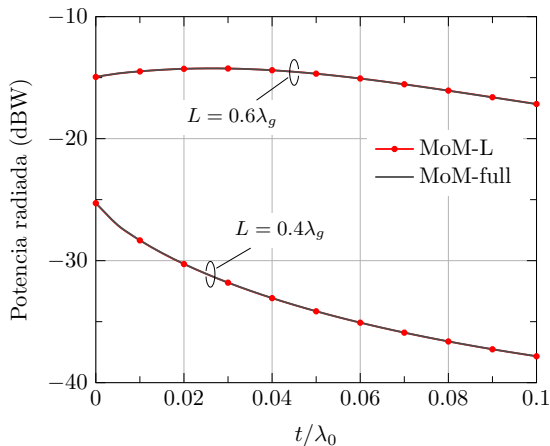


Figura 2.50: Potencia radiada por la ranura a 10 GHz en función de su grosor para dos longitudes de ranura diferentes. Los datos corresponden a la ranura de la Tabla 2.1, con $\phi_{c'} = \pi/4$ y $w = L/6$, en el escenario 1 de la Tabla 2.2.

Finalmente, en la Fig. 2.51 se representa la potencia radiada en función de la longitud de la ranura. Esta curva constituye un resultado fundamental en el diseño de agrupaciones de onda progresiva como las antenas RLSA. Como se aprecia, la curva de resonancia se desplaza hacia longitudes superiores a medida que aumenta el grosor de la ranura. Merece la pena resaltar que aun con un grosor $t = \lambda_0/500$, el desplazamiento respecto al caso infinitesimal es fácilmente distinguible, pudiéndose estimar en un 1.5 %, cifra nada despreciable.

Como conclusión a la presente sección, se ha comprobado que el grosor de la apertura afecta apreciablemente al campo dispersado por la misma. Dicha influencia se puede caracterizar de forma eficiente añadiendo un término a la matriz de admitancias de la ranura de grosor infinitesimal. Este término modela el grosor de la apertura asumiendo idénticas corrientes magnéticas externa e interna. La citada aproximación demuestra ser muy rigurosa hasta grosores de apertura moderadamente altos, añadiendo un mínimo coste computacional. Por otro lado, el cambio de las condiciones de contorno de campo eléctrico en una apertura no infinitesimal, requiere establecer nuevos valores óptimos de los parámetros α y β en función del grosor t . El modelo longitudinal MoM-L con dichos valores ha mostrado una excelente precisión, similar al caso infinitesimal, en la caracterización de una apertura de grosor no nulo. Las conclusiones extraídas se pueden extender a los modelos propuestos en la Tabla 2.4 con corrientes transversales.

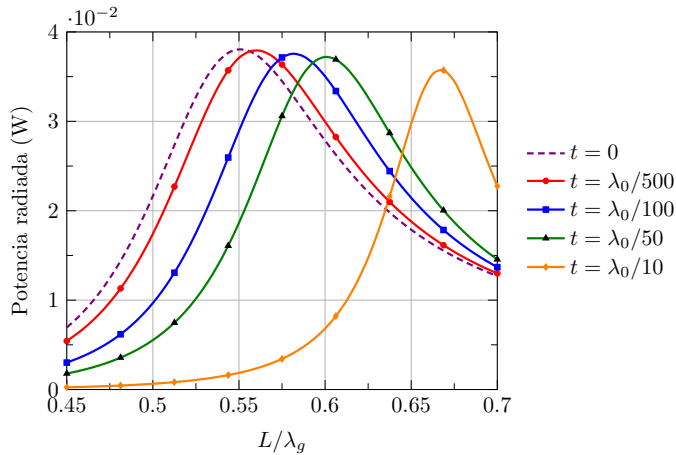


Figura 2.51: Potencia radiada por la ranura a 10 GHz en función de su longitud. Los datos corresponden a la ranura de la Tabla 2.1 con una orientación $\phi_{\zeta'} = \pi/4$, en el escenario 1 de la Tabla 2.2.

2.2. Modelo de la pareja ranura-dipolo

Una vez desarrollado el modelo completo de la ranura en la guía radial, la presente sección pretende extenderlo para contemplar el análisis de una pareja formada por una ranura y un dipolo parásito sobre ella. La mayoría de los razonamientos y conclusiones sobre la caracterización de la ranura serán completamente aplicables al análisis del dipolo gracias a su dualidad. No se va a realizar por tanto un estudio tan exhaustivo como el llevado a cabo en la Sección 2.1, para evitar la reiteración de conceptos y ganar brevedad. Esta sección se centra pues en las consideraciones particulares del dipolo y en el estudio de su interacción con la ranura. Se muestran además un conjunto de resultados lo suficientemente representativos para confirmar la asumida extrapolación del comportamiento de la ranura sobre el dipolo. Finalmente, se desarrolla un modelo eficiente para estimar el efecto del grosor finito del dipolo sobre el comportamiento de la pareja ranura-dipolo.

2.2.1. Formulación del Método de los Momentos

La estructura bajo estudio consiste en la ranura analizada en la Sección 2.1 sobre la que se sitúa un dipolo a una cierta altura sobre ella. El dipolo se define como una metalización de forma completamente rectangular tal y como se dibuja en la Fig. 2.52. En el primer escenario de la Fig. 2.52(a) el dipolo se encuentra flotando en el semiespacio aire hacia donde radia la ranura. No obstante, esta situación representa un caso ideal ya que el dipolo necesita una estructura donde descansar. El escenario habitual es el dibujado en la Fig. 2.52(b), donde el dipolo se encuentra inmerso en una estructura multicapa formada por uno o varios medios dieléctricos, cuya frontera inferior es el plano conductor de la apertura.

A partir de lo expuesto anteriormente, el problema electromagnético bajo análisis se encuentra esquematizado en la Fig. 2.53. Se puede comprobar que se trata de un escenario idéntico al tratado con la ranura en la Fig. 2.1, salvo por la presencia en el medio externo del dipolo parásito situado a una cierta altura h_d sobre ella. Por su parte, la ranura se sitúa sobre el conductor superior de una guía PPW, por la que se propaga un campo magnético incidente \mathbf{H}^{inc} . Por simplicidad, en la formulación desarrollada en este primer apartado se va a asumir que tanto el dipolo como la ranura presentan un grosor infinitesimal. El efecto del grosor no nulo de ambos elementos se trata en la Sección 2.2.3.

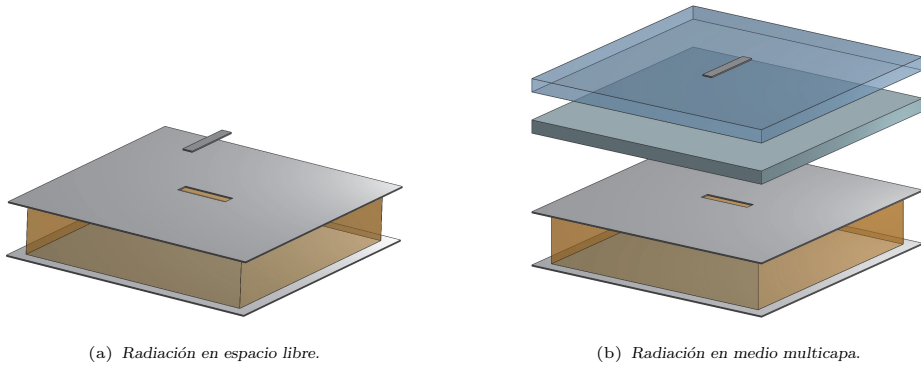


Figura 2.52: Ranura situada sobre una guía de placas paralelas con un dipolo parásito.

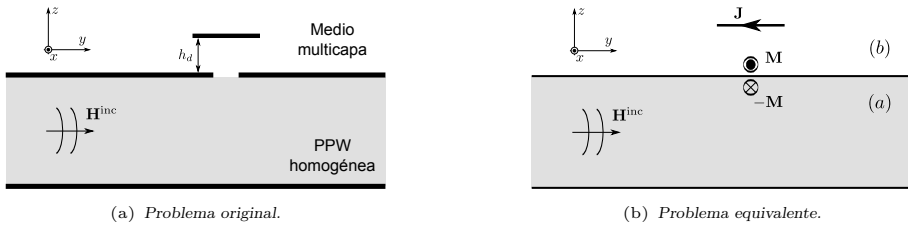


Figura 2.53: Esquema del problema electromagnético de la pareja ranura-dipolo.

Siguiendo la misma estrategia descrita en la Sección 2.1.1, la ranura infinitesimal se cubre por un conductor perfecto con una corriente magnética equivalente a cada lado, iguales y de signos opuestos. Por su parte, el dipolo se reemplaza por una corriente eléctrica equivalente situada en su misma superficie. De nuevo, el problema electromagnético queda dividido en la región interna (a) y la región externa (b), completamente aisladas por el conductor superior de la guía PPW.

El nuevo problema electromagnético se resuelve a partir de dos ecuaciones integrales. La primera corresponde a la ecuación AIE que fuerza la continuidad del campo magnético tangencial a ambos lados de la superficie S_r que ocupaba la apertura. Por tanto, la ecuación es idéntica a la establecida anteriormente para la ranura (2.1) salvo por el campo magnético generado por el dipolo. Esta ecuación se puede enunciar de la siguiente forma:

$$\mathbf{H}_{-M}^{(a)}(\mathbf{r}) + \mathbf{H}^{\text{inc}}(\mathbf{r}) = \mathbf{H}_M^{(b)}(\mathbf{r}) + \mathbf{H}_J^{(b)}(\mathbf{r}) \quad \mathbf{r} \in S_r \quad (2.52)$$

donde $\mathbf{H}_{-M}^{(a)}(\mathbf{r})$ denota el campo magnético en la región (a) debido a la corriente magnética $-M$, $\mathbf{H}_M^{(b)}(\mathbf{r})$ es el creado por M en la región (b), mientras que $\mathbf{H}_J^{(b)}(\mathbf{r})$ corresponde a la corriente eléctrica \mathbf{J} también en la región (b). Todos los campos referidos en la ecuación (2.52) incluyen únicamente las componentes tangenciales a la superficie S_r .

La segunda ecuación, denominada EFIE, impone un campo eléctrico tangencial nulo en la superficie S_d donde se encontraba el dipolo originalmente. Esta ecuación se escribe:

$$\mathbf{E}_M^{(b)}(\mathbf{r}) + \mathbf{E}_J^{(b)}(\mathbf{r}) = 0 \quad \mathbf{r} \in S_d \quad (2.53)$$

siendo $\mathbf{E}_M^{(b)}(\mathbf{r})$ el campo eléctrico debido a la corriente magnética M y $\mathbf{E}_J^{(b)}(\mathbf{r})$ el creado por la corriente eléctrica \mathbf{J} . Todos los campos incluidos en la ecuación (2.53) se refieren a las componentes tangenciales a la superficie S_d en la región externa (b).

Ambas ecuaciones integrales se resuelven numéricamente mediante el método MoM, expandiendo la corriente magnética y eléctrica con N_r y N_d funciones base respectivamente. Aplicando el procedimiento de test a las dos ecuaciones se llega a un sistema de N ecuaciones lineales con N incógnitas, siendo $N = N_r + N_d$ el número total de funciones base empleadas. La solución de dicho sistema proporciona la distribución de corriente magnética y eléctrica desconocida, a partir de las cuales es posible calcular el campo dispersado por la estructura. De esta forma, las corrientes incógnita se expanden como:

$$\begin{aligned}\mathbf{M}(\mathbf{r}') &= \sum_{i=1}^{N_r} V_i^{(r)} \mathbf{m}_i(\mathbf{r}') \\ \mathbf{J}(\mathbf{r}') &= \sum_{i=1}^{N_d} V_i^{(d)} \mathbf{j}_i(\mathbf{r}')\end{aligned}\tag{2.54}$$

donde $V_i^{(r)}$ son las tensiones incógnita de las funciones base sobre las que se expande la corriente magnética de la ranura mientras que $V_i^{(d)}$ son sus homólogas respecto a la corriente eléctrica del dipolo. Debido a las ventajas expuestas en la Sección 2.1, en este trabajo se escogen funciones separables en sus dos dimensiones principales, tanto para las funciones base del dipolo \mathbf{j}_i como de la ranura \mathbf{m}_i .

Suponiendo el caso habitual en el que únicamente se consideren corrientes paralelas a la dimensión longitudinal de la ranura o dipolo (véase Sección 2.1.3), las funciones base se pueden escribir como:

$$\begin{aligned}\mathbf{m}_i(\mathbf{r}') &= m_{\zeta,i}(\mathbf{r}') \hat{\zeta}' = f_i(\zeta') g_i(\xi') \hat{\zeta}' \\ \mathbf{j}_i(\mathbf{r}') &= j_{\zeta,i}(\mathbf{r}') \hat{\zeta}' = f_i(\zeta') g_i(\xi') \hat{\zeta}'\end{aligned}\tag{2.55}$$

Una vez aplicado el procedimiento de test sobre las ecuaciones integrales (2.52)-(2.53), se obtiene el siguiente sistema de ecuaciones:

$$\begin{bmatrix} [Y] & [T] \\ [S] & [Z] \end{bmatrix} \begin{bmatrix} [V^{(r)}] \\ [V^{(d)}] \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} [I] \\ [0] \end{bmatrix}\tag{2.56}$$

donde $[Y]_{N_r \times N_r}$ es la matriz de admitancias, $[Z]_{N_d \times N_d}$ la matriz de impedancias, $[T]_{N_r \times N_d}$ la matriz de interacciones ranura-dipolo, $[S]_{N_d \times N_r}$ la matriz de interacciones dipolo-ranura, $[I]_{N_r \times 1}$ el vector de excitación, $[V^{(r)}]_{N_r \times 1}$ y $[V^{(d)}]_{N_d \times 1}$ los vectores solución que contienen las amplitudes $V_i^{(r)}$ $V_i^{(d)}$ respectivamente y $[0]_{N_d \times 1}$ un vector todo ceros.

El cálculo de los elementos de la matriz de admitancias $[Y]$ y del vector de excitación $[I]$ a partir de las funciones base \mathbf{m}_i escogidas para la ranura es idéntico al expuesto en la Sección 2.1.1. Por otro lado, los elementos de la matriz de impedancias se calculan a partir de expresiones similares a las de las admitancias pero aplicando en este caso las funciones de Green correspondientes a corrientes eléctricas. En concreto, la entrada Z_{ji} representa la proyección de la función peso j -ésima de corriente eléctrica sobre el campo eléctrico tangencial creado por la función base i -ésima:

$$Z_{ji} = - \langle \mathbf{j}_j(\mathbf{r}), \mathbf{E}_{\mathbf{j}_i}(\mathbf{r}) \rangle = - \iint_{S_d} \mathbf{w}_j(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{E}_{\mathbf{j}_i}(\mathbf{r}) dS\tag{2.57}$$

donde $\mathbf{E}_{\mathbf{j}_i}(\mathbf{r})$ denota el campo eléctrico debido a la función base $\mathbf{j}_i(\mathbf{r}')$. Nótese que a diferencia de las admitancias, las impedancias no se dividen en dos regiones, calculando únicamente el campo eléctrico en la región (b). Dicho campo se obtiene a partir del potencial vector eléctrico y el potencial escalar magnético mediante la ecuación (A.3). De forma dual a las corrientes magnéticas, el campo eléctrico horizontal depende únicamente de la componente G_{xx}^A (A.9) de la función de Green del potencial vector y de la función de Green K^Φ (A.11) del potencial escalar. En consecuencia, la impedancia se obtiene como la suma de las contribuciones de ambos potenciales, de modo que $Z_{ji} = Z_{ji}^A + Z_{ji}^\Phi$. Adaptando la expresión correspondiente a las corrientes magnéticas (2.19), el término Z_{ji}^A se calcula como:

$$Z_{ji}^A = j\omega \int_{\tau} \int_{\nu} F(\tau)H(\nu)G_{xx}^A(\varrho)d\tau d\nu \quad (2.58)$$

donde $F(\tau)$ y $H(\nu)$ son las funciones de convolución definidas en (2.12)-(2.13). Por otro lado, la parte correspondiente al potencial escalar presenta una forma muy similar a (2.20), respondiendo a la siguiente expresión:

$$Z_{ji}^\Phi = \frac{1}{j\omega} \int_{\tau} \int_{\nu} \dot{F}(\tau)H(\nu)K^\Phi(\varrho)d\tau d\nu \quad (2.59)$$

siendo $\dot{F}_{ji}(\tau)$ la función de convolución (2.18).

Respecto a las interacciones entre las corrientes equivalentes magnéticas de la ranura y eléctricas del dipolo, cabe distinguir entre el elemento S_{ji} de la matriz $[S]$ y el elemento T_{ji} de la matriz $[T]$. Por un lado, el término $S_{ji} = -\langle \mathbf{j}_j(\mathbf{r}), \mathbf{E}_{\mathbf{m}_i}(\mathbf{r}) \rangle$ representa la interacción entre una corriente magnética fuente \mathbf{m}_i y una corriente eléctrica destino \mathbf{j}_j . Por otro lado, el elemento $T_{ij} = -\langle \mathbf{m}_i(\mathbf{r}), \mathbf{H}_{\mathbf{j}_j}(\mathbf{r}) \rangle$ es el término recíproco y por lo tanto testea sobre la corriente magnética destino \mathbf{m}_i el campo eléctrico debido a una corriente eléctrica fuente \mathbf{j}_j . En este punto también es posible emplear el teorema de reciprocidad que, en el caso de las interacciones entre corrientes magnéticas y eléctricas, establece que $S_{ji} = -T_{ij}$ y por lo tanto $[S] = -[T]^t$. Nótese que el citado teorema también determina para las impedancias la igualdad $Z_{ji} = Z_{ij}$.

La igualdad $S_{ji} = -T_{ij}$ facilita el cálculo de las interacciones entre corrientes magnéticas y eléctricas ya que únicamente es necesario obtener una de las dos matrices $[S]$ o $[T]$. En este caso se ha optado por el cálculo de los elementos S_{ji} , los cuales suponen evaluar el campo eléctrico debido a una corriente magnética. Para ello primero se especifican los sistemas de coordenadas locales al dipolo y ranura, que definirán a su vez sus superficies respectivas S_d y S_r . En la Fig. 2.54 se dibujan un dipolo y una ranura arbitrarios cuya posición y orientación vienen definidas por las variables ya introducidas en la Fig. 2.3. Por un lado, la ranura fuente de dimensiones $L_r \times w_r$ está situada en el punto definido por el vector de posición \mathbf{r}'_0 con una orientación establecida por el ángulo $\phi_{\zeta'}$. Cualquier punto de la superficie S_r que ocupa la ranura presenta unas coordenadas en el sistema de referencia local (ζ', ξ') . Por su parte, el dipolo destino de dimensiones $L_d \times w_d$ ocupa la superficie S_d sobre la que se define el sistema de referencia (ζ, ξ) . Su posición y orientación están en este caso establecidas por el vector de posición \mathbf{r}_0 y por el ángulo ϕ_ζ respectivamente.

A partir de lo descrito anteriormente, se pueden escribir las coordenadas del punto fuente en S_r y del punto destino en S_d como:

$$\begin{aligned} \mathbf{r}' &= x'\hat{\mathbf{x}} + y'\hat{\mathbf{y}} + z'\hat{\mathbf{z}} = \mathbf{r}'_0 + \zeta\hat{\zeta}' + \xi\hat{\xi}' \\ \mathbf{r} &= x\hat{\mathbf{x}} + y\hat{\mathbf{y}} + z\hat{\mathbf{z}} = \mathbf{r}_0 + \zeta\hat{\zeta} + \xi\hat{\xi} \end{aligned} \quad (2.60)$$

siendo $\mathbf{r}'_0 = (x'_0, y'_0, 0)$ el vector de posición del centro de la ranura y $\hat{\zeta}'$, $\hat{\xi}'$ los dos vectores unitarios que definen el sistema de referencia local de la ranura. En relación al

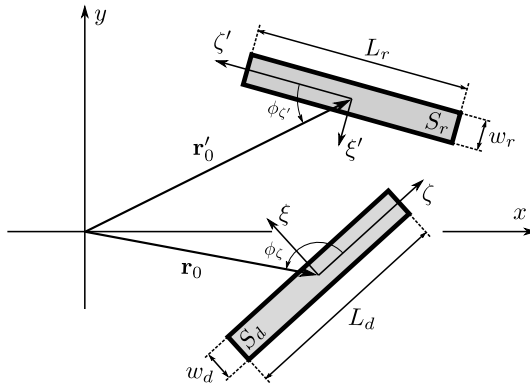


Figura 2.54: Sistemas de referencia de la ranura y el dipolo.

dipolo, su vector de posición es $\mathbf{r}_0 = (x_0, y_0, h_d)$ y $\hat{\zeta}$, $\hat{\xi}$ son los dos vectores unitarios que definen su sistema de referencia local.

El campo eléctrico generado por una corriente magnética se calcula mediante la ecuación (A.1) a partir de la función de Green diádica $\underline{\underline{\mathbf{G}}}^{EM}$. Aplicando dicha ecuación, el término S_{ji} se obtiene como:

$$S_{ji} = -\langle \mathbf{j}_j(\mathbf{r}), \mathbf{E}_{\mathbf{m}_i}(\mathbf{r}) \rangle = -\iint_{S_d} \mathbf{j}_j(\mathbf{r}) \cdot \iint_{S_r} \langle \underline{\underline{\mathbf{G}}}^{EM}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'); \mathbf{m}_i(\mathbf{r}') \rangle dS' dS \quad (2.61)$$

Si únicamente se consideran corrientes longitudinales en la ranura y el dipolo, aplicando la ecuación (2.55) se llega a la siguiente expresión:

$$S_{ji} = -\iint_{S_d} j_{\zeta,j}(\mathbf{r}) \iint_{S_r} m_{\zeta,i}(\mathbf{r}') \left[(\hat{\zeta} \cdot \hat{\zeta}') G_{xx}^{EM}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') + (\hat{\zeta} \cdot \hat{\xi}') G_{yx}^{EM}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \right] dS' dS \quad (2.62)$$

en la que $G_{xx}^{EM}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ y $G_{yx}^{EM}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ son los elementos de $\underline{\underline{\mathbf{G}}}^{EM}$ que relacionan las componentes de campo eléctrico x e y respectivamente con la componente x de la corriente magnética fuente. Ambas funciones de Green se evalúan siguiendo las expresiones (A.15) y (A.16) respectivamente.

El cálculo del elemento S_{ji} de la matriz $[S]$ supone por lo tanto la evaluación de una integral cuádruple definida sobre las superficies de la ranura fuente y el dipolo destino. Debido a la arbitrariedad en la posición y orientación de las superficies S_r y S_d no es posible reducir de forma sencilla la expresión (2.62) en una integral doble, tal y como ocurre con los términos Y_{ji} y Z_{ji} . Además, la dependencia de las funciones de Green involucradas con la posición relativa de los puntos fuente y destino y no únicamente con su distancia ϱ dificultaría aún más dicha reducción.

Otra diferencia respecto al cálculo de los elementos Y_{ji} y Z_{ji} proviene del comportamiento de las funciones de Green involucradas. Como ya se discutió en la Sección 2.1.1, en aquel caso se requería la extracción de la singularidad de la función de Green debido al solapamiento de los dominios de integración fuente y destino. Contrariamente, en el cálculo de S_{ji} la ranura y el dipolo se encuentran separados por una altura h_d , por lo que el integrando de (2.62) no presenta ningún comportamiento singular. Ahora bien, cuando la posición transversal del punto fuente (x', y') se aproxima a la del punto destino (x, y) , y como consecuencia $\varrho \rightarrow 0$, las funciones G_{xx}^{EM} y G_{yx}^{EM} en (2.62) crecen rápidamente aunque

como ya se ha comentado con valores siempre finitos. Este fenómeno se acentúa notablemente a medida que la distancia vertical h_d disminuye, y en consecuencia se debe tener en cuenta a la hora de escoger el orden de la cuadratura que evalúa numéricamente la integral (2.62). A raíz de lo expuesto, el cálculo de los términos S_{ji} suele suponer un mayor tiempo computacional que el necesario para Y_{ji} o Z_{ji} . Conviene recordar además que la matriz $[S]$ no presenta ninguna simetría aplicable, a diferencia de las matrices $[Y]$ y $[Z]$ para las que se omite el cálculo de los elementos por debajo de la diagonal principal.

Una formulación alternativa al término S_{ji} calcula el campo eléctrico generado por una corriente magnética mediante el potencial vector eléctrico \mathbf{F} . A partir de la ecuación (A.4), se puede derivar la siguiente expresión:

$$\mathbf{E}_{\mathbf{m}_i}(\mathbf{r}) = \frac{1}{j\omega\epsilon_m}\nabla \times \mathbf{H}_{\mathbf{m}_i}(\mathbf{r}) = -\frac{1}{\epsilon_{r,m}}\nabla \times \langle \underline{\underline{\mathbf{G}}}^F; \mathbf{m}_i \rangle = -\frac{1}{\epsilon_{r,m}}\nabla \times \mathbf{F}(\mathbf{r}) \quad (2.63)$$

donde $\epsilon_{r,m}$ es la permitividad eléctrica relativa de la capa m donde se sitúa el dipolo según la Fig. A.1 y $\underline{\underline{\mathbf{G}}}^F$ es la función diádica de Green del potencial vector eléctrico. De esta forma el término S_{ji} se puede escribir como:

$$S_{ji} = -\langle \mathbf{j}_j(\mathbf{r}), \mathbf{E}_{\mathbf{m}_i}(\mathbf{r}) \rangle = \frac{1}{\epsilon_{r,m}} \iint_{S_d} \mathbf{j}_j(\mathbf{r}) \cdot (\nabla \times \mathbf{F}(\mathbf{r})) dS = S_{ji}^{(t)} + S_{ji}^{(z)} \quad (2.64)$$

Las dos contribuciones en las que se divide S_{ji} corresponden con la separación del operador diferencial en sus partes transversal y normal, de modo que $\nabla = \nabla_t + \partial/\partial z \hat{\mathbf{z}}$. Dicho operador aplica sobre el vector $\mathbf{F}(\mathbf{r})$ que también se divide en sus componentes horizontal y vertical, esto es, $\mathbf{F}(\mathbf{r}) = F_{\zeta'}(\mathbf{r})\hat{\zeta}' + F_z(\mathbf{r})\hat{\mathbf{z}}$.

Por un lado, la parte correspondiente al operador diferencial vertical se calcula como:

$$S_{ji}^{(z)} = \frac{1}{\epsilon_{r,m}} \iint_{S_d} \mathbf{j}_j(\mathbf{r}) \cdot \left(\frac{\partial}{\partial z} \hat{\mathbf{z}} \times \mathbf{F}(\mathbf{r}) \right) dS = \frac{1}{\epsilon_{r,m}} \left(\hat{\zeta}' \cdot \hat{\zeta}' \right) \iint_{S_d} j_{\zeta',j}(\mathbf{r}) \frac{\partial F_{\zeta'}(\mathbf{r})}{\partial z} dS \quad (2.65)$$

siendo:

$$\frac{\partial F_{\zeta'}(\mathbf{r})}{\partial z} = \iint_{S_r} m_{\zeta',i}(\mathbf{r}') \frac{\partial G_{xx}^F(\mathbf{r}, \mathbf{r}')}{\partial z} dS' \quad (2.66)$$

La derivada respecto a z de la función de Green G_{xx}^F (A.10) se calcula analíticamente en el dominio espectral, evaluando posteriormente su transformada espacial del mismo modo que se procede con la función G_{xx}^F .

Por otro lado, la parte correspondiente al operador diferencial transversal se calcula de la siguiente manera:

$$S_{ji}^{(t)} = \frac{1}{\epsilon_{r,m}} \iint_{S_d} \mathbf{j}_j(\mathbf{r}) \cdot (\nabla_t \times \mathbf{F}(\mathbf{r})) dS = S_{ji}^{(t1)} + S_{ji}^{(t2)} \quad (2.67)$$

El operador diferencial transversal ∇_t se puede cambiar de posición aplicando la siguiente igualdad:

$$\mathbf{j}_j(\mathbf{r}) \cdot (\nabla_t \times \mathbf{F}(\mathbf{r})) = \mathbf{F}(\mathbf{r}) \cdot (\nabla_t \times \mathbf{j}_j(\mathbf{r})) + \nabla_t \cdot (\mathbf{j}_j(\mathbf{r}) \times \mathbf{F}(\mathbf{r})) \quad (2.68)$$

lo que da lugar a la separación de $S_{ji}^{(t)}$ en dos términos tal y como se expresa en (2.68). El primero de ellos aplica el operador diferencial a la función peso:

$$S_{ji}^{(t1)} = \frac{1}{\epsilon_{r,m}} \iint_{S_d} \mathbf{F}(\mathbf{r}) \cdot (\nabla_t \times \mathbf{j}_j(\mathbf{r})) dS = -\frac{1}{\epsilon_{r,m}} \iint_{S_d} F_z(\mathbf{r}) \frac{\partial j_{\zeta,j}(\mathbf{r})}{\partial \xi} dS \quad (2.69)$$

siendo la componente F_z del potencial vector:

$$F_z(\mathbf{r}) = \iint_{S_r} m_{\zeta,i}(\mathbf{r}') G_{zu}^F(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \left((\mathbf{r} - \mathbf{r}') \cdot \hat{\zeta}' \right) dS' \quad (2.70)$$

donde la función de Green G_{zu}^F se calcula mediante (A.14). El segundo término $S_{ji}^{(t2)}$ se convierte en una integral alrededor del contorno del dipolo de forma similar a lo ya razonado para la ecuación (2.15). En este caso, sin embargo, dicha integral no es completamente nula y es necesario evaluar la contribución a lo largo de los bordes longitudinales del dipolo, llegando a esta expresión:

$$S_{ji}^{(t2)} = \frac{1}{\epsilon_{r,m}} \iint_{S_d} \nabla_t \cdot (\mathbf{j}_j(\mathbf{r}) \times \mathbf{F}(\mathbf{r})) dS = \frac{1}{\epsilon_{r,m}} \int_{\zeta} \left[F_z^{\xi^+}(\zeta) - F_z^{\xi^-}(\zeta) \right] j_{\zeta,j}(\mathbf{r}) d\zeta \quad (2.71)$$

donde $F_z^{\xi^+}(\zeta) = F_z(\zeta, \xi = w_d/2)$ y $F_z^{\xi^-}(\zeta) = F_z(\zeta, \xi = -w_d/2)$ y la integral se realiza a lo largo de todo el dominio de definición de la variable longitudinal $\zeta \in [-L_d/2, L_d/2]$.

La diferencia básica entre las dos formulaciones descritas estriba en el modo en que se aplica la derivada transversal para obtener el campo eléctrico generado por la corriente magnética fuente. Así, mientras que en la primera formulación el operador diferencial está incluido en las funciones de Green $G_{xx}^{EM}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ y $G_{yx}^{EM}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ de (2.62), en la segunda se traslada el operador sobre la función peso $j_{\zeta,j}(\mathbf{r})$ (2.69). La ventaja de esta segunda formulación reside en que cuando $\varrho \rightarrow 0$ las funciones de Green del potencial vector involucradas crecen más lentamente que las correspondientes al campo eléctrico en la primera formulación. Esta diferencia se traduce en una integración numérica menos exigente en la formulación de los potenciales.

Aunque como se ha comentado la segunda formulación resulta más conveniente desde el punto de vista numérico, presenta ciertas restricciones relacionadas precisamente con la derivada de la función peso en la expresión (2.69). En los casos en los que la función $j_{\zeta,j}(\mathbf{r})$ incorpore la condición de contorno de corriente infinita en los extremos $\xi = \pm w_d/2$, la derivada respecto a ξ introduce dificultades a la hora de aplicar una integración numérica. Este es el caso de las funciones peso polinómicas cuando $\beta < 0$. Aunque bien es cierto que se podría escoger otro juego de funciones peso, por ejemplo tomando $\beta = 0$, esto supondría prescindir de las ventajas de la técnica Galerkin. Por ello, en el análisis propuesto con funciones base polinómicas se ha preferido la primera formulación asignando una cuadratura numérica de orden suficiente para evaluar el comportamiento de las funciones de Green cuando $\varrho \rightarrow 0$. Aun así, como se verá posteriormente, este incremento de coste computacional no resulta excesivo en un análisis completo de una gran agrupación de elementos.

Por último, aunque esta sección ha considerado únicamente corrientes eléctricas y magnéticas longitudinales (2.55), la formulación descrita se puede extender fácilmente al caso en el que se requiera incluir las componentes transversales. Por un lado, en el cálculo de la matriz de impedancias aplican las mismas expresiones descritas para la ranura en la Sección 2.1.3, con la susodicha permuta de las funciones de Green. Las interacciones entre ranuras y dipolos, por otro lado, se calcularían de forma idéntica a lo descrito en esta sección pero intercambiando las dimensiones longitudinal y transversal. Así por ejemplo, en la interacción sobre una corriente destino transversal se deberían realizar los cambios $L_d \rightarrow w_d$, $w_d \rightarrow L_d$, $\zeta \rightarrow \xi$, $\xi \rightarrow -\zeta$, $\hat{\zeta} \rightarrow \hat{\xi}$, $\hat{\xi} \rightarrow -\hat{\zeta}$.

2.2.2. Resultados numéricos

La formulación desarrollada se prueba a continuación sobre un caso de pareja ranura-dipolo representativo de las agrupaciones tratadas en esta tesis. Concretamente, las dimensiones, posición y orientación tanto de la ranura como del dipolo se recogen en la Tabla 2.5, mediante las variables definidas en la Fig. 2.54. Como se puede comprobar, en este caso se han escogido longitudes de ranura y dipolo menores a las analizadas para la ranura aislada, siendo una situación habitual en este tipo de agrupaciones. Por otra parte la ranura se coloca de forma oblicua, formando 45° con la dirección de propagación del modo cilíndrico incidente. El dipolo se orienta perpendicularmente a la ranura, maximizando de esta forma su acoplamiento y haciendo coincidir la polarización de su campo radiado. Esta configuración perpendicular es empleada en las agrupaciones con polarización lineal.

En cuanto a la estructura donde se dispone la pareja de elementos radiantes, sus características se resumen en el escenario 2 de la Tabla 2.6 distinguiendo entre el medio guiado y el medio externo. Por un lado, el medio interno corresponde con la misma guía PPW analizada para la ranura en la Sección 2.1. En cambio, en un caso práctico el medio externo ya no se puede identificar con el espacio libre debido a que el dipolo se debe sostener a una cierta altura de la ranura. La solución más frecuente consiste en colocar encima de la guía PPW un dieléctrico sobre el cual descansa el dipolo. De este modo, el medio externo corresponde a una estructura multicapa como la dibujada en la Fig. A.1 donde $N = 1$, con las características recogidas en la Tabla 2.6.

	Posición \mathbf{r}_0	Orientación ϕ_ζ	Longitud L	Anchura w	Frecuencia f
Ranura	$(10\lambda_g, 0, 0)$	$-\pi/4$	$0.35\lambda_g$	$0.05\lambda_g$	10 GHz
Dipolo	$(10\lambda_g, 0, d_1)$	$+\pi/4$	$0.4\lambda_g$	$0.05\lambda_g$	10 GHz

Tabla 2.5: Parámetros de la pareja ranura-dipolo simulada (ver Fig. 2.54).

	Medio interno	Medio externo	Frecuencia
Escenario 2	Guía PPW	1 dieléctrico	
	$\epsilon_r = 2.2$	$\epsilon_{r,1} = 2.2$	10 GHz
	$h = 6$ mm	$d_1 = 2$ mm	

Tabla 2.6: Datos del medio interno y externo para la pareja ranura-dipolo simulada.

Los resultados numéricos mostrados en esta sección pretenden averiguar si las conclusiones extraídas con el modelo de la ranura en la Sección 2.1 son directamente aplicables al caso ranura-dipolo. Para comenzar se muestra la distribución de corriente magnética M_ζ sobre la ranura y de corriente eléctrica J_ζ sobre el dipolo, variando diferentes parámetros respecto a los de partida de la Tabla 2.5. Estos resultados se han obtenido tomando el modelo completo MoM-full, pero únicamente se muestra la componente longitudinal predominante a lo largo del eje mayor del elemento. Primeramente, la Fig. 2.55 representa las susodichas corrientes para distintas longitudes L_d del dipolo.

Como se puede comprobar en la Fig. 2.55(b), todos los casos considerados presentan una corriente sobre el dipolo simétrica a lo largo de su dimensión longitudinal. Si se compara con los resultados de la Fig. 2.24, obtenidos para el caso de ranura sin dipolo, se observa que la corriente se comporta de forma similar teniendo en cuenta las longitudes $L_d \leq 0.5\lambda_g$ contempladas. En cuanto a la distribución de corriente magnética sobre la ranura de la Fig. 2.55(a), su forma se mantiene similar a la del dipolo salvo en el caso de $L_d = 0.5\lambda_g$.

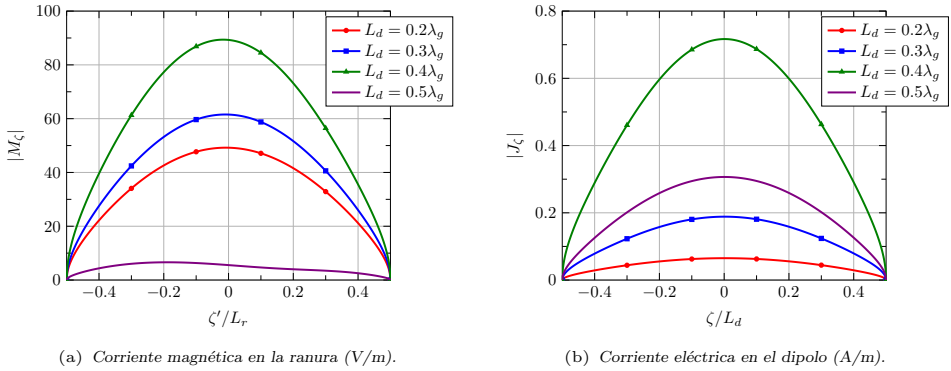


Figura 2.55: Módulo de la corriente magnética sobre la ranura y eléctrica sobre el dipolo en $\xi' = 0$ a 10 GHz para diferentes longitudes de dipolo L_d . Los datos corresponden a la ranura y el dipolo de la Tabla 2.5, salvo L_d , en el escenario 2 de la Tabla 2.6.

Con esta última longitud de dipolo, la corriente sobre la ranura decrece y se deforma notablemente, no presentando el habitual máximo en su centro. Esta situación provoca que la potencia radiada por la ranura sea muy baja, no siendo un caso muy representativo en las agrupaciones tratadas en esta tesis.

En la Fig. 2.56 se muestran los mismos resultados de corriente en la ranura y dipolo pero esta vez variando el ángulo $\phi_{\zeta d} - \phi_{\zeta r}$ formado entre ambos elementos. La longitud de dipolo corresponde a la de partida mostrada en la Tabla 2.5, que proporciona una excitación máxima de ambos elementos como refleja la Fig. 2.55. Se puede apreciar en la Fig. 2.56 que la variación del ángulo entre ranura y dipolo no cambia apreciablemente la forma de la corriente en ninguno de los dos elementos. En cambio, como era de esperar, la orientación del dipolo condiciona notablemente la amplitud de la corriente sobre ambos, alcanzando un máximo cuando se colocan de forma perpendicular. Si por el contrario el dipolo se orienta paralelamente a la ranura, su excitación es nula y el campo dispersado por la pareja provendrá exclusivamente de la ranura.

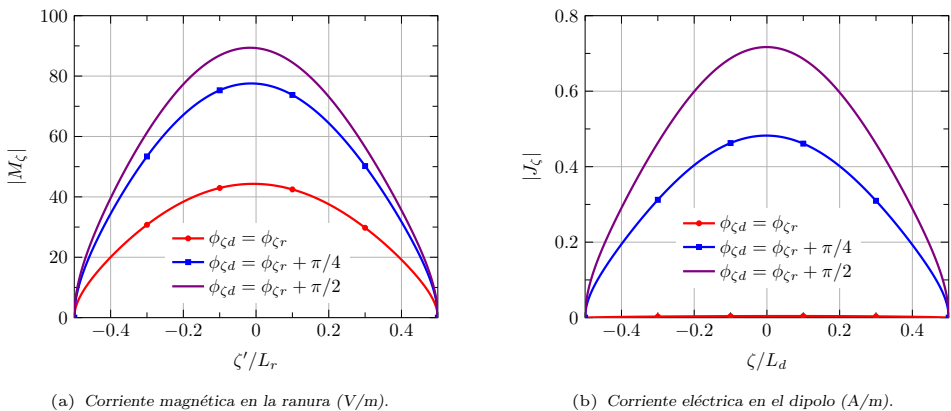


Figura 2.56: Módulo de la corriente magnética sobre la ranura y eléctrica sobre el dipolo en $\xi' = 0$ a 10 GHz para diferentes ángulos entre ranura y dipolo. Los datos corresponden a la ranura y el dipolo de la Tabla 2.5, salvo $\phi_{\zeta d}$, en el escenario 2 de la Tabla 2.6.

Una vez comprobada la similitud de las corrientes respecto a la ranura aislada, se podría asumir que todas las conclusiones de la Sección 2.1 se mantienen válidas en la caracterización de la pareja ranura-dipolo. Dichas conclusiones incluyen la excelente convergencia de las funciones base polinómicas, los valores óptimos que rigen las condiciones de contorno, la reducida influencia de las corrientes transversales o la idoneidad de los modelos propuestos. Obviamente, en esta sección no se va a llevar a cabo un análisis tan exhaustivo como el realizado con la ranura. El propósito consiste en mostrar una serie de resultados lo suficientemente representativos para confirmar, modificar o rebatir los argumentos de la Sección 2.1 al aplicarlos a la caracterización de la pareja ranura-dipolo.

El primer aspecto tratado concierne a la convergencia del modelo en función del número de funciones base. En la Fig. 2.57 se compara el campo radiado en la dirección broadside aplicando el modelo con funciones base polinómicas, sinusoidales y rooftops. Con la finalidad de realizar una comparativa equitativa, se consideran las N primeras funciones base polinómicas de corriente longitudinal con una distribución transversal uniforme. La visualización de la Fig. 2.57 confirma una óptima convergencia de las funciones base polinómicas en contraposición con la lenta evolución de los valores para las funciones rooftop y sinusoidales. Esta afirmación es análoga a la ya enunciada con la ranura sin dipolo a partir de los resultados mostrados la Fig. 2.17. Nótese que, debido a unas longitudes de ranura y dipolo que cumplen $L \leq 0.5\lambda_g$, la influencia de las funciones base con simetría impar es prácticamente nula.

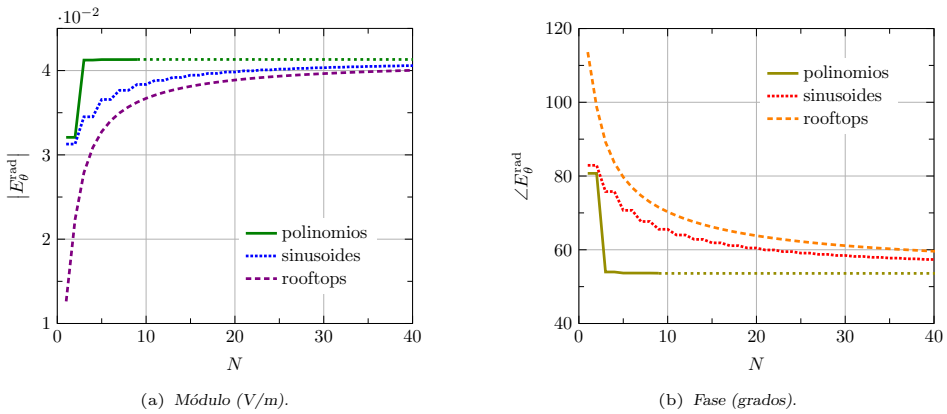


Figura 2.57: Módulo y fase de la componente E_{θ}^{rad} del campo radiado en dirección broadside $\theta = \phi = 0$ en función del número N de funciones base a 10 GHz. Los datos corresponden a la ranura y el dipolo de la Tabla 2.5 en el escenario 2 de la Tabla 2.6. Las funciones base polinómicas emplean $\alpha = 0.57$ y $\beta = 0$.

De modo similar al análisis de la ranura, se puede ajustar el valor de α de tal forma que un modelo reducido proporcione un campo dispersado lo más parecido posible al modelo completo. Se pretende que el modelo con corrientes longitudinales MoM-L de tres funciones base por elemento caracterice de forma precisa y eficiente la pareja ranura-dipolo. La referencia será de nuevo el modelo MoM-full de cincuenta funciones base, incluyendo tanto corrientes longitudinales como transversales. Como parámetro de estudio se calcula la potencia radiada por la pareja, representándose en la Fig. 2.58(a) en función del valor α . En este caso se sigue cumpliendo la condición (2.36) para el parámetro β . Únicamente se ha variado el valor α correspondiente a las funciones base sobre el dipolo, dejando fijo el de la ranura en el óptimo $\alpha = 0.57$ establecido en la Sección 2.1.3. Para aportar mayor generalidad en los resultados, se toman cuatro longitudes de dipolo diferentes dentro del rango de interés.

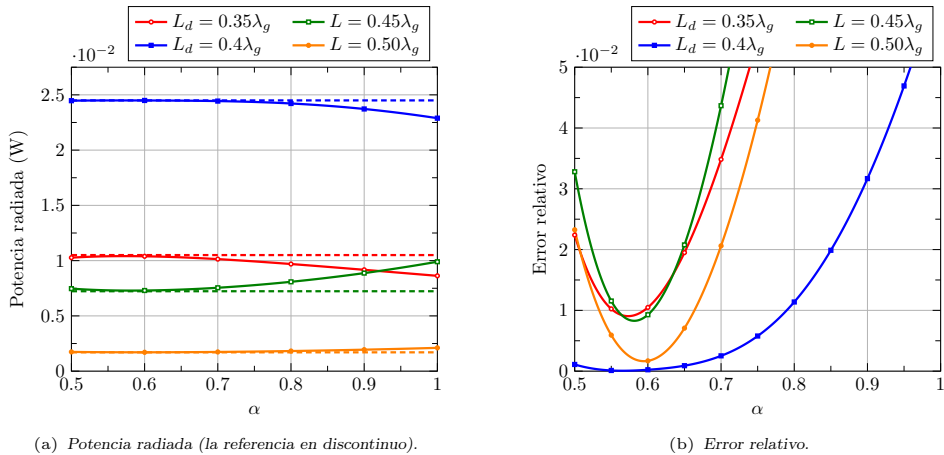


Figura 2.58: Potencia radiada a 10 GHz en función del parámetro α y error cometido comparado con la referencia. Los datos corresponden a la ranura y el dipolo de la Tabla 2.5 en el escenario 2 de la Tabla 2.6.

Las curvas presentes en la Fig. 2.58(a) indican que existe un valor α óptimo para el cual la potencia radiada del modelo MoM-L, trazada en línea continua, presenta un error mínimo respecto a la referencia, en línea discontinua. Este hecho, en mayor o menor medida, se repite para todas las longitudes de dipolo consideradas. Un mayor detalle se puede apreciar en la Fig. 2.58(b), donde se representa el error relativo de la potencia radiada respecto a la referencia. Como se puede comprobar, existe una zona de valores óptima en la que las curvas presentan un error mínimo, encontrándose precisamente alrededor de $\alpha = 0.57$. Este último valor, por lo tanto, se confirma como óptimo también en el caso de la caracterización de la pareja ranura-dipolo. No obstante, comparando la Fig. 2.58(b) con la anterior Fig. 2.37(a), el error cometido aquí se muestra bastante superior respecto al modelo de la ranura sin dipolo. A pesar de ello, la caracterización MoM-L con tres funciones base demuestra una buena precisión al estimar la potencia radiada por el conjunto con un error inferior al 1 %.

La buena precisión del método MoM-L se pone a prueba en la Fig. 2.59, variando los parámetros del dipolo y comparando sus resultados con la caracterización completa. También se incluye la potencia radiada proporcionada por una y nueve funciones base sinusoidales. En la Fig. 2.59(a) se observa que existe una longitud de dipolo de resonancia L_d^{res} que proporciona una máxima potencia radiada por la pareja. Por otro lado, la Fig. 2.59(b) demuestra que la radiación es máxima cuando ambos elementos se orientan perpendicularmente, aunque a partir de un ángulo alrededor de 70° su incremento es mínimo. Ambas figuras revelan una muy buena coincidencia entre la curva de referencia y el modelo longitudinal MoM-L, confirmando de este modo su buen comportamiento. El error máximo del modelo reducido se produce para un ángulo entre ranura y dipolo de 45° , principalmente debido a la mayor asimetría de corrientes en su dimensión transversal. Conviene recalcar que tal caso no representa una configuración en absoluto habitual, siendo la orientación perpendicular la más frecuente para la cual se minimiza el error cometido.

El buen comportamiento del modelo MoM-L contrasta con la consabida lenta convergencia de las funciones base sinusoidales, de nuevo demostrada en la Fig. 2.59 por la gran diferencia entre la referencia y la curva MoMsin-9. Nótese que este último modelo emplea nueve funciones base, aunque en la práctica serían equivalentes a cinco de ellas si se descartan las que presentan simetría impar. La descripción cualitativa del funcionamiento de los diferentes modelos se puede acompañar con la cuantificación del error cometido. Una forma sencilla de definir dicho error, con una implicación directa en el diseño de agrupacio-

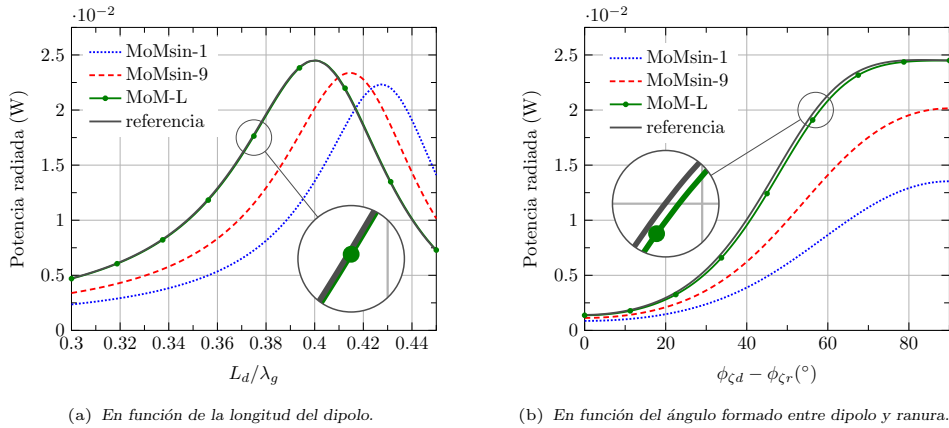


Figura 2.59: Potencia radiada a 10 GHz en función de la longitud del dipolo y del ángulo entre dipolo y ranura. Los datos corresponden a la ranura y el dipolo de la Tabla 2.5 en el escenario 2 de la Tabla 2.6.

nes, consiste en calcular la desviación de la longitud de resonancia para la cual la potencia radiada es máxima. En la Tabla 2.7 se recogen los valores de la longitud de resonancia del dipolo de L_d^{res} en base a los resultados de la Fig. 2.59 y su error respecto a la referencia. Para su comparativa se incluye también la longitud de resonancia L_r^{res} de la ranura sin dipolo. Los valores L_r^{res} de la Tabla 2.7 confirman la excelente precisión conseguida por el modelo MoM-L en la caracterización de la ranura con un error prácticamente nulo. En cambio, el método MoMsin-1 que emplea la conocida aproximación coseno, comete un error cercano al 3 % en la longitud de resonancia. Este error se reduce al 1 % para el modelo MoMsin-9 con nueve funciones base.

Modelo	Ranura		Ranura-Dipolo	
	$L_r^{\text{res}}/\lambda_g$	Error (%)	$L_d^{\text{res}}/\lambda_g$	Error (%)
MoMsin-1	0.5652	2.63	0.4275	6.91
MoMsin-9	0.5557	0.89	0.4145	3.67
MoM-L	0.5506	0.00	0.4002	0.09
Referencia	0.5507	—	0.3998	—

Tabla 2.7: Longitud de resonancia de ranura y dipolo con los distintos modelos y su error respecto a la referencia. Los datos corresponden a la ranura de la Tabla 2.1 en el escenario 1 de la Tabla 2.2 y la pareja ranura-dipolo de la Tabla 2.5 en el escenario 2 de la Tabla 2.6.

Similares conclusiones se extraen del análisis de los resultados de la longitud de dipolo de resonancia L_d^{res} de la Tabla 2.7. Sin embargo, en general se comete un mayor error en la caracterización de la pareja ranura-dipolo, enfatizando aun más si cabe la conveniencia de las funciones base polinómicas. Una de las causas del aumento del error proviene del menor ancho de banda del elemento ranura-dipolo comparado con el caso de la ranura aislada. En resumen, el método MoM-L predice la longitud L_d^{res} con un error menor al 0.1 %, que aun suponiendo un destacado aumento respecto a la ranura, se sitúa claramente por debajo del umbral de precisión requerido. En cambio, la aproximación coseno proporciona un valor de L_d^{res} casi un 7 % mayor al de referencia mientras que el método MoMsin-9 consigue rebajarlo hasta un 3.7 %. Así, el que podría ser un aceptable error cometido por este último método en el caso de la ranura se convierte en prácticamente inadmisibile cuando se analiza la pareja

ranura-dipolo. Se requeriría pues aumentar el número de funciones base sinusoidales para alcanzar precisiones razonables en la caracterización de este problema.

Una vez confirmado el óptimo funcionamiento del modelo longitudinal MoM-L, se debería comprobar la influencia de las corrientes transversales en el problema ranura-dipolo. Recuérdese que en la Sección 2.1.3 se concluyó que tales corrientes aportaban un campo radiado insignificante para las relaciones de aspecto de interés $w/L \leq 0.25$. No obstante, situaciones particulares ya mencionadas anteriormente pueden demandar la incorporación de dicha componente en la estimación de ciertos parámetros de la agrupación. Para dichos casos, se propusieron varios modelos simplificados recogidos en la Tabla 2.4, de los cuales destacan las variantes MoM-AB⁻ y MoM-AB⁺ en su compromiso entre precisión y eficiencia. Se pretende evaluar a continuación si los modelos propuestos siguen proporcionando unos resultados en línea con los obtenidos en la caracterización de la ranura. Para ello, en la Fig. 2.60 se representa la potencia radiada para los modelos escogidos MoM-L, MoM-AB⁻ y MoM-AB⁺ variando la relación de aspecto w/L simultáneamente en ranura y dipolo.

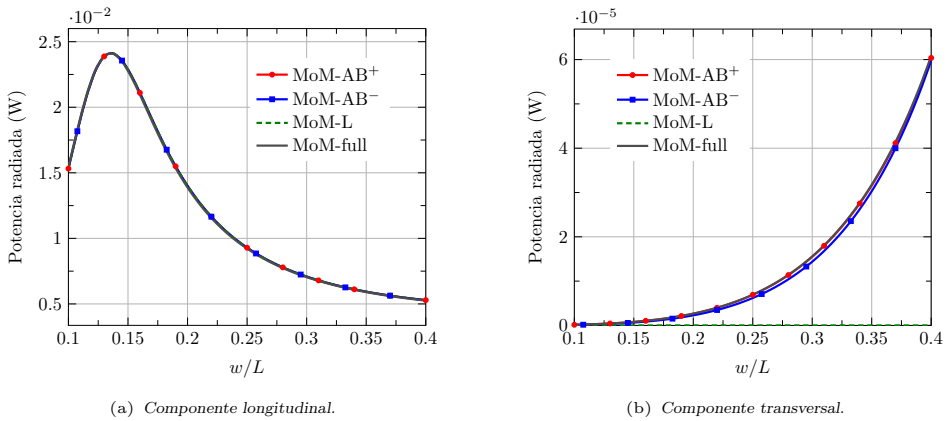


Figura 2.60: Potencia radiada a 10 GHz por ambas componentes de corriente en función de la relación de aspecto $w/L = w_r/L_r = w_d/L_d$. Los datos corresponden a la ranura y el dipolo de la Tabla 2.5 en el escenario 2 de la Tabla 2.6.

En cuanto a la contribución de las corrientes longitudinales a la potencia radiada, mostrada en la Fig. 2.60, los tres modelos proporcionan unas curvas completamente coincidentes con la de referencia MoM-full. Este resultado confirma la buena precisión ya obtenida en la Fig. 2.38 con la caracterización de la ranura. Respecto a la potencia radiada por las corrientes transversales, también se llegan a las mismas conclusiones de la Sección 2.1.3. El modelo MoM-AB⁻ aporta una buena estimación del comportamiento de las corrientes transversales, si bien el modelo MoM-AB⁺ demuestra una mayor precisión con un resultado prácticamente idéntico a la referencia. Conviene recordar que mientras el modelo MoM-AB⁺ incluye ocho funciones base por elemento, el MoM-AB⁻ únicamente considera cinco. Por último, el modelo longitudinal MoM-L obviamente radia una componente transversal de campo nula.

En conclusión, los resultados numéricos derivados del análisis del conjunto ranura y dipolo parásito confirman la idoneidad de las funciones base polinómicas para modelar las corrientes del problema electromagnético equivalente. Todas las conclusiones deducidas en la caracterización de la ranura se han confirmado como extrapolables al añadir un dipolo parásito. El modelo MoM-L de tres funciones base de corriente longitudinal, reducible a dos de ellas, proporciona una excelente precisión en los casos de interés de esta tesis. Se debe resaltar que dicho modelo sigue siendo muy riguroso a pesar de aumentar su error respecto a la caracterización completa. Sólo en aquellos casos en los que sea necesaria la incorporación

de corrientes transversales se debería recurrir a los modelos MoM-AB⁻ o MoM-AB⁺, ambos con un buen compromiso entre precisión y eficiencia. Por último, merece la pena comentar que las típicas funciones base sinusoidales empeoran notablemente su precisión en el análisis de la pareja ranura-dipolo comparada con la obtenida para la ranura aislada. Este hecho, unido a su ya apuntada lenta convergencia, obligarían a aumentar considerablemente el número de funciones base necesarias, desaconsejando de este modo su empleo.

2.2.3. Incorporación del grosor del dipolo

De forma similar a lo desarrollado para la ranura en la Sección 2.1.4, un modelo electromagnético completo del dipolo debería tener en cuenta el efecto de su grosor no nulo, especialmente en su análisis a altas frecuencias. No obstante, a diferencia de aquel caso, en el cual la ranura puede presentar grosores considerables si por ejemplo es fresada sobre aluminio, el dipolo no contempla dicha posibilidad. En todos los casos considerados aquí, los dipolos se fabrican sobre substratos de microondas convencionales donde el grosor de las metalizaciones se encuentra alrededor de las decenas de micras. Concretamente, en la parte alta de la banda de microondas donde se centran los diseños de esta tesis, un grosor típico de dipolo de 35 μm corresponde a un valor no superior a $\lambda_0/250$. De esta forma, el rango de validez del modelo desarrollado en este apartado no es tan exigente como en el caso de la ranura, restringiéndose a grosores de dipolo eléctricamente muy finos.

El problema electromagnético equivalente de la pareja ranura-dipolo, en el caso de un grosor no nulo tanto en la ranura como en el dipolo, se dibuja en la Fig. 2.61(a). Por un lado, la ranura se modela con dos corrientes magnéticas \mathbf{M} iguales y de signos opuestos que consideran el grosor de la ranura conforme a la denominada iteración 0 descrita en la Sección 2.1.4. Por otro lado, el dipolo tiene la forma de un cuboide metálico como el dibujado en la Fig. 2.61(b) de dimensiones $L_d \times w_d \times t_d$, siendo t_d su grosor. Un modelo riguroso del dipolo debería discretizar las seis caras del dipolo mediante funciones base que representen las corrientes eléctricas equivalentes sobre su superficie metálica. No obstante, teniendo en cuenta que $t_d \ll \lambda_0$ la influencia de las corrientes sobre las paredes verticales del dipolo se puede despreciar. De este modo, un modelo aproximado del dipolo consiste en discretizar únicamente las corrientes sobre sus caras horizontales inferior y superior, denotadas como S_{d1} y S_{d2} respectivamente.

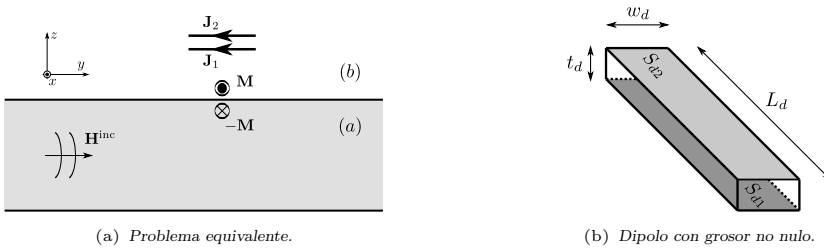


Figura 2.61: Esquema del problema electromagnético de la pareja ranura-dipolo con grosor no nulo.

El modelo propuesto aquí sustituye el dipolo por dos corrientes eléctricas equivalentes \mathbf{J}_1 y \mathbf{J}_2 situadas sobre las superficies S_{d1} y S_{d2} , tal y como se esquematiza en la Fig. 2.61(a). El análisis de dicho problema electromagnético se enuncia de forma similar a lo expuesto en la Sección 2.2.1, dando como resultado tres ecuaciones integrales correspondientes a las superficies S_r , S_{d1} y S_{d2} . De esta forma, la ecuación EFIE del dipolo (2.53) se desdobra en dos, aplicadas sobre las superficies S_{d1} y S_{d2} . Una vez enunciadas las tres ecuaciones integrales que modelan el problema, se resuelven de la forma habitual expandiendo las corrientes incógnitas (2.54) y aplicando el método de test MoM-Galerkin. En concreto, la

corriente \mathbf{M} se expande mediante N_r funciones base mientras que \mathbf{J}_1 y \mathbf{J}_2 se modelan con N_d funciones base cada una. Así, el análisis del problema mediante el método MoM queda reducido al siguiente sistema de $N_r + 2N_d$ ecuaciones:

$$\begin{bmatrix} [Y] & -[S_1]^t & -[S_2]^t \\ [S_1] & [Z_{11}] & [Z_{12}] \\ [S_2] & [Z_{21}] & [Z_{22}] \end{bmatrix} \begin{bmatrix} [V^{(r)}] \\ [V_1^{(d)}] \\ [V_2^{(d)}] \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} [I] \\ [0] \\ [0] \end{bmatrix} \quad (2.72)$$

La solución de este sistema se compone del vector $[V^{(r)}]_{N_r \times 1}$, que contiene las amplitudes $V_i^{(r)}$ de las funciones base en la expansión de \mathbf{M} , y de los vectores $[V_1^{(d)}]_{N_d \times 1}$ y $[V_2^{(d)}]_{N_d \times 1}$ correspondientes a las corrientes \mathbf{J}_1 y \mathbf{J}_2 respectivamente. Por otro lado, $[Y]_{N_r \times N_r}$ es la matriz de admitancias de \mathbf{M} , $[S_1]_{N_d \times N_r}$ la matriz de interacciones entre \mathbf{J}_1 y \mathbf{M} , $[S_2]_{N_d \times N_r}$ la matriz de interacciones entre \mathbf{J}_2 y \mathbf{M} y $[I]_{N_r \times 1}$ corresponde al vector de excitación de \mathbf{M} . Todos estas matrices se calculan conforme se detalla en la Sección 2.2.1.

Por último, el sistema (2.72) también incluye la matriz de autoimpedancia $[Z_{11}]_{N_d \times N_d}$ de la corriente \mathbf{J}_1 , su homóloga $[Z_{22}]_{N_d \times N_d}$ respecto a \mathbf{J}_2 y las matrices de impedancia mutua $[Z_{12}]_{N_d \times N_d}$ y $[Z_{21}]_{N_d \times N_d}$ entre las corrientes \mathbf{J}_1 y \mathbf{J}_2 . Estas matrices también se obtienen a partir de las expresiones expuestas en la Sección 2.2.1, evaluando las funciones de Green involucradas según la posición de las corrientes fuente y destino en cada caso. Nótese que en el caso habitual en el que se consideren las mismas funciones base en la expansión de \mathbf{J}_1 y \mathbf{J}_2 , se cumple por simetría que $[Z_{12}] = [Z_{21}]$.

La solución del sistema de ecuaciones (2.72) proporciona las corrientes incógnita del problema de la Fig. 2.61(a), a partir de las cuales ya es posible obtener el campo dispersado por la pareja ranura-dipolo. Con el objetivo de evaluar la diferencia entre las corrientes \mathbf{J}_1 y \mathbf{J}_2 , en la Fig. 2.62 se representa su distribución para diferentes grosores de dipolo t_d . La pareja ranura-dipolo analizada corresponde con la habitual, descrita en la Tabla 2.5 en el escenario 2 de la Tabla 2.6. En estos resultados se ha aplicado el modelo MoM-L, mostrando únicamente la corriente longitudinal a lo largo del eje mayor de ambos dipolos. En la Fig. 2.62 se observa que la amplitud de corriente aumenta levemente con el grosor del dipolo. Además, la comparativa entre ambas figuras demuestra que la corriente sobre la cara inferior del dipolo domina sobre la que fluye por la cara superior. Este desequilibrio se mantiene aun con grosores de dipolo insignificantes, marcando de esta forma una diferencia clara respecto al caso de la ranura donde las corrientes a ambos lados tendían a igualarse.

Suponiendo el caso más frecuente donde $N_r = N_d$, la incorporación del grosor del dipolo al análisis supone aumentar en un 50% el número de incógnitas, lo que se traduce en una matriz del sistema (2.72) con más del doble de elementos. Por lo tanto, el modelo del dipolo grueso introduce una carga computacional demasiado elevada especialmente teniendo en cuenta su reducido efecto. La simplificación del modelo se puede abordar teniendo en cuenta que, si se cumple $t_d \ll \lambda_0$, las corrientes \mathbf{J}_1 y \mathbf{J}_2 se podrían reemplazar por una única de amplitud $\mathbf{J}_1 + \mathbf{J}_2$. No se debe perder de vista que el objetivo del análisis MoM del dipolo consiste en estimar el campo dispersado, ya sea para evaluar el campo radiado o la interacción con otros elementos. En ese sentido, existe una mínima diferencia entre considerar dos corrientes extremadamente cercanas o una de amplitud suma. Esta aproximación permanecerá válida para calcular el campo dispersado en cualquier punto situado a una distancia $d \gg t_d$. Por lo tanto, se podría asumir que las únicas funciones base que percibirían la presencia de dos corrientes muy juntas en lugar de una única serían precisamente las que modelan las corrientes \mathbf{J}_1 y \mathbf{J}_2 sobre el propio dipolo.

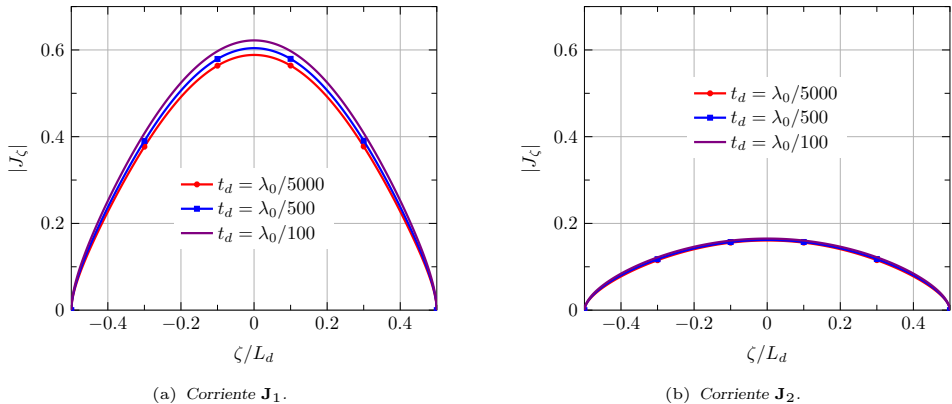


Figura 2.62: Módulo de la corriente eléctrica (A/m) en $\xi = 0$ en ambas caras del dipolo a 10 GHz para diferentes grosores t_d . Los datos corresponden a la ranura y el dipolo de la Tabla 2.5, en el escenario 2 de la Tabla 2.6.

Dicha aproximación se concreta analíticamente definiendo la corriente eléctrica suma \mathbf{J}_Σ y la corriente eléctrica diferencia \mathbf{J}_Δ de la siguiente forma:

$$\begin{aligned}\mathbf{J}_\Sigma &= \mathbf{J}_1 + \mathbf{J}_2 \\ \mathbf{J}_\Delta &= \mathbf{J}_1 - \mathbf{J}_2\end{aligned}\tag{2.73}$$

Realizando el cambio, el sistema (2.72) se puede expresar a partir de las nuevas corrientes de este modo:

$$\begin{bmatrix} [Y] & -\frac{1}{2} [S_1 + S_2]^t & -\frac{1}{2} [S_1 - S_2]^t \\ [S_1] & \frac{1}{2} [Z_{11} + Z_{12}] & \frac{1}{2} [Z_{11} - Z_{12}] \\ [S_2] & \frac{1}{2} [Z_{22} + Z_{12}] & \frac{1}{2} [Z_{12} - Z_{22}] \end{bmatrix} \begin{bmatrix} [V^{(r)}] \\ [V_\Sigma^{(d)}] \\ [V_\Delta^{(d)}] \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} [I] \\ [0] \\ [0] \end{bmatrix}\tag{2.74}$$

donde se ha asumido que $[Z_{12}] = [Z_{21}]$. La solución del sistema (2.74) proporciona los vectores $[V_\Sigma^{(d)}]_{N_d \times 1}$ y $[V_\Delta^{(d)}]_{N_d \times 1}$, que contiene las amplitudes de las funciones base en la expansión de \mathbf{J}_Σ y \mathbf{J}_Δ respectivamente. A partir de estas corrientes se obtienen las originales \mathbf{J}_1 y \mathbf{J}_2 como $\mathbf{J}_1 = \frac{1}{2}(\mathbf{J}_\Sigma + \mathbf{J}_\Delta)$ y $\mathbf{J}_2 = \frac{1}{2}(\mathbf{J}_\Sigma - \mathbf{J}_\Delta)$.

A diferencia del modelo la ranura, en este caso no es posible asumir una corriente diferencia \mathbf{J}_Δ nula, tal y como ha quedado demostrado en la Fig. 2.62. No obstante, conforme a lo razonado anteriormente, la corriente \mathbf{J}_Δ carece de influencia en las interacciones con otros elementos y en consecuencia el análisis MoM se puede limitar a obtener únicamente la corriente \mathbf{J}_Σ . Para ello, restando la segunda y tercera ecuación de (2.74) se llega a la expresión de la corriente diferencia:

$$[V_\Delta^{(d)}] = -[Z_{11} - 2Z_{12} + Z_{22}]^{-1} \left([Z_{11} - Z_{22}] [V_\Sigma^{(d)}] + 2[S_1 - S_2] [V^{(r)}] \right)\tag{2.75}$$

Sustituyendo ahora (2.75) en las dos primeras ecuaciones de (2.74), se puede definir un sistema donde desaparece la corriente diferencia como incógnita, como sigue:

$$\begin{bmatrix} [Y'] & -[S_\Sigma]^t \\ [S_\Sigma] & [Z_\Sigma] \end{bmatrix} \begin{bmatrix} [V^{(r)}] \\ [V_\Sigma^{(d)}] \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} [I] \\ [0] \end{bmatrix} \quad (2.76)$$

La nueva matriz de admitancias $[Y']$ en (2.76) se escribe como:

$$[Y'] = [Y] + [S_1 - S_2]^t [Z_{11} - 2Z_{12} + Z_{22}]^{-1} [S_1 - S_2] \quad (2.77)$$

De esta forma, a la matriz de admitancias original $[Y]$ se añade un término que tiene en cuenta la presencia de la corriente diferencia. No obstante, con el objetivo de no modificar el modelo de la ranura se puede asumir con un error mínimo que $[Y'] \approx [Y]$. Como ya se ha comentado anteriormente, supuestamente la ranura se encuentra suficientemente lejana para no percibir diferencia entre ambas corrientes. Este hecho se traduce en que la interacción entre la corriente \mathbf{M} y \mathbf{J}_1 representada por la matriz $[S_1]$ sea prácticamente igual a la matriz $[S_2]$ que caracteriza la interacción entre \mathbf{M} y \mathbf{J}_2 . Se puede comprobar como el término que modifica la matriz de admitancias original en (2.77) está multiplicado dos veces por la diferencia $[S_1 - S_2]$. Por lo tanto, queda plenamente justificada la aproximación $[Y'] \approx [Y]$. En cuanto a las matrices $[Z_\Sigma]$ y $[S_\Sigma]$, responden a las expresiones:

$$[Z_\Sigma] = \frac{1}{2} [Z_{11} + Z_{12}] - \frac{1}{2} [Z_{11} - Z_{12}] [Z_{11} - 2Z_{12} + Z_{22}]^{-1} [Z_{11} - Z_{22}] \quad (2.78)$$

$$[S_\Sigma] = [S_1] - [Z_{11} - Z_{12}] [Z_{11} - 2Z_{12} + Z_{22}]^{-1} [S_1 - S_2] \quad (2.79)$$

Por un lado, la matriz de impedancias $[Z_\Sigma]$ de la corriente suma sobre el dipolo, constituye la aportación fundamental a la diferencia entre el modelo infinitesimal y de grosor finito. Su expresión (2.78) contiene las matrices de interacción entre las corrientes que fluyen por ambas caras del dipolo. En cuanto a la matriz $[S_\Sigma]$, correspondiente a la interacción entre la ranura y la corriente suma del dipolo, se compone de dos términos. El primero supone la contribución predominante, siendo literalmente la matriz de interacción entre \mathbf{M} y \mathbf{J}_1 . Como se puede comprobar en (2.79), el segundo término es proporcional a la diferencia $[S_1 - S_2]$ y por tanto su influencia tiende a cero a medida que $t_d \rightarrow 0$. Aunque se podría directamente despreciar dicho término adicional actuando de forma similar que con la matriz $[Y']$, se debe tener en cuenta que su influencia aquí no es tan insignificante al aparecer $[S_1 - S_2]$ sólo una vez en su expresión. En la diferencia entre asumir o no la igualdad $[S_\Sigma] = [S_1]$ radica el rango de validez del modelo a medida que el grosor t_d aumenta.

En consecuencia, de forma similar al modelo de la ranura, se proponen dos aproximaciones en la caracterización del dipolo de grosor finito. La primera de ellas, que por comodidad se va a volver a denominar iteración 0, consiste en asumir a todos los efectos la igualdad $[S_1] = [S_2]$. Aplicándolo a las ecuaciones (2.77) y (2.79), el sistema a resolver sería el siguiente:

$$\begin{bmatrix} [Y] & -[S_1]^t \\ [S_1] & [Z_\Sigma] \end{bmatrix} \begin{bmatrix} [V^{(r)}] \\ [V_\Sigma^{(d)}] \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} [I] \\ [0] \end{bmatrix} \quad (2.80)$$

A partir de la solución al sistema planteado se obtiene la expansión de la corriente magnética \mathbf{M} y la corriente eléctrica suma \mathbf{J}_Σ . Por su parte, la corriente diferencia \mathbf{J}_Δ se podría calcular aplicando (2.75) donde se asumiría de nuevo la condición $[S_1] = [S_2]$. No obstante, en esta iteración 0 se va a despreciar la influencia de \mathbf{J}_Δ tanto en el campo radiado por el dipolo como en su interacción con otros elementos de la agrupación. Dicha aproximación será válida en el grado que se cumpla $t_d \ll \lambda_0$. Nótese que este modelo no

implica la igualdad $\mathbf{J}_1 = \mathbf{J}_2$, ya que sí que se tiene en cuenta la diferencia de corriente entre ambas caras mediante la matriz $[Z_\Sigma]$.

La iteración 0 propuesta constituye una forma extremadamente sencilla de estimar el efecto del grosor no nulo del dipolo. La diferencia entre el sistema de ecuaciones del dipolo grueso (2.76) con el asociado al grosor infinitesimal (2.56), reside únicamente en la nueva matriz de impedancias $[Z_\Sigma]$. Como consecuencia, el dipolo con grosor se modela del mismo modo que el dipolo infinitesimal pero sustituyendo su matriz de impedancias por la calculada siguiendo (2.78).

A simple vista pudiera parecer que la aproximación realizada no supone una reducción computacional importante, ya que todavía es necesario calcular las matrices $[Z_{22}]$ y $[Z_{12}]$ para obtener $[Z_\Sigma]$. La única matriz que se evita calcular corresponde a la interacción entre \mathbf{M} y \mathbf{J}_2 . Sin embargo, en el análisis de una agrupación de elementos, la aproximación propuesta ahorra el cálculo de todas las matrices de interacción que involucren a la corriente \mathbf{J}_2 de cada dipolo. En este sentido, un dipolo es visto por otros elementos como una única corriente sobre la superficie S_{d1} de la Fig. 2.61, esto es, como un dipolo infinitesimal. Como ya se ha comentado extensamente, el campo dispersado por \mathbf{J}_1 y \mathbf{J}_2 se aproxima por el de la corriente suma situada en la superficie que ocupa \mathbf{J}_1 . Esta aproximación aplica tanto a las interacciones mutuas entre elementos, incluida la ranura inferior, como al cálculo del campo radiado. En consecuencia, el esfuerzo computacional adicional que introduce el grosor del dipolo se limita al cálculo de dos matrices $[Z_{22}]$ y $[Z_{12}]$ de tamaño $N_d \times N_d$ por cada dipolo considerado. Conviene recordar que el sistema (2.72) original requería el cálculo de una matriz con más del doble elementos respecto al caso infinitesimal.

Una segunda aproximación que pretende refinar el resultado proporcionado por la iteración 0 descrita, viene dada por la denominada iteración 1. En este caso no se asume la condición $[S_1] = [S_2]$, salvo en la expresión (2.77), donde se sigue dejando inalterada la matriz de admitancias de la ranura y por lo tanto $[Y'] = [Y]$. La iteración 1 resuelve el sistema (2.76), teniendo en cuenta ahora la diferencia entre $[S_1]$ y $[S_2]$ en el cálculo de la matriz $[S_\Sigma]$ (2.79). Una vez obtenidos los coeficientes de la corriente sobre la ranura y la corriente suma sobre el dipolo, se calculan los correspondientes a la corriente diferencia mediante (2.75). La reconstrucción de \mathbf{J}_Σ y \mathbf{J}_Δ permite calcular las corrientes \mathbf{J}_1 y \mathbf{J}_2 sobre las dos caras del dipolo aplicando (2.73). Por lo tanto, la denominada iteración 1 resuelve el sistema MoM original (2.74) con la única aproximación de suponer $[Y'] = [Y]$. Aun así, en una agrupación sería posible asumir una única corriente en el cálculo de la interacción con otros elementos, reduciendo de esta forma su coste computacional en un orden similar a la iteración 0. El único elemento aparte del propio dipolo que tendría en consideración la presencia de dos corrientes sobre él sería su correspondiente ranura inferior.

A continuación se muestran una serie de resultados numéricos representativos con el objetivo de evaluar la precisión del método desarrollado. En primer lugar, en la Fig. 2.63 se representa el campo radiado para el mismo ejemplo anterior, considerando ahora un grosor de dipolo t_d y de ranura t_r igual a un valor típico de $35\mu\text{m}$. Se compara la solución exacta dada por el sistema (2.72) con la aproximación dada por las iteraciones 0 y 1 descritas anteriormente. Además se incluyen los resultados correspondientes a un grosor infinitesimal en dipolo y ranura y a un grosor infinitesimal sólo en ranura. En todos los casos se aplica el modelo longitudinal MoM-L. Como ya se observó en la Sección 2.1.4, la Fig. 2.63 muestra un desplazamiento de la curva $t_d = 0$ con grosor de ranura no nulo hacia longitudes mayores respecto al caso infinitesimal $t_r = t_d = 0$. A su vez, cuando se introduce el grosor del dipolo la curva se desplaza en sentido contrario, hacia longitudes de dipolo menores, debido a su comportamiento dual respecto a la ranura. No obstante, teniendo en cuenta la igualdad $t_r = t_d$, el grosor del dipolo revela un efecto notablemente inferior al grosor de la ranura. Finalmente, los resultados demuestran una diferencia prácticamente imperceptible entre la solución exacta y ambas aproximaciones propuestas.

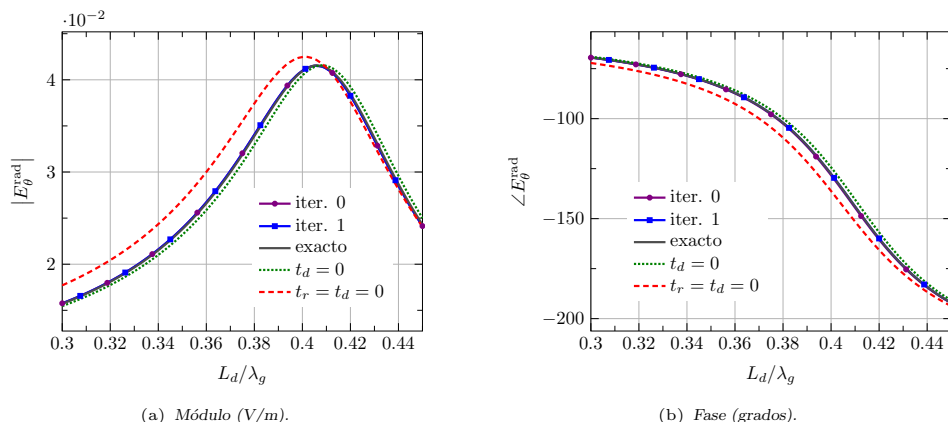


Figura 2.63: Módulo y fase de la componente E_{θ}^{rad} del campo radiado en dirección broadside $\theta = \phi = 0$ a 10 GHz en función de la longitud del dipolo. Los datos corresponden a la ranura y el dipolo de la Tabla 2.5, con un grosor de ranura y dipolo $t_r = t_d = 35 \mu\text{m}$, en el escenario 2 de la Tabla 2.6.

Con la finalidad de evaluar la precisión de la aproximación realizada, en la Fig. 2.64 se representa de nuevo el campo radiado pero esta vez variando el grosor del dipolo, manteniendo el de la ranura en $t_r = 35 \mu\text{m} \approx 0.001\lambda_0$. Tanto en módulo como en fase, la estimación de campo radiado aportada por la iteración 1 exhibe una destacada coincidencia con la solución exacta. En cuanto a la aproximación dada por la iteración 0, únicamente se podría dar por válida para grosores de dipolo $t_d < 0.005\lambda_0$. El módulo del campo radiado se mantiene cercano al valor exacto, hasta que comienza a separarse rápidamente a partir del umbral establecido. Por el contrario, su fase diverge lentamente de la solución exacta, aunque prediciendo su evolución descendente con el grosor del dipolo. Para poner en contexto el citado límite $t_d < 0.005\lambda_0$, correspondería con un grosor de dipolo de $150 \mu\text{m}$ a 10 GHz o $50 \mu\text{m}$ a 30 GHz, valores superiores a los comúnmente empleados. Conviene advertir la pequeña escala de la Fig. 2.64 para reparar en la reducida influencia de los típicos grosores de dipolo. En dicho escenario, la iteración 0 se muestra lo suficientemente precisa para estimar el ligero desplazamiento en frecuencia que introduce el grosor de los dipolos. En todo caso, en aquellas situaciones que fuera necesario, se podría recurrir a la iteración 1 para obtener una aproximación más precisa, sin apenas incremento de la carga computacional. Debido a su sencillez y relativo buen funcionamiento, de aquí en adelante se va a emplear por defecto la iteración 0 para modelar la influencia del grosor de los dipolos.

Otro aspecto fundamental que debe ser tratado consiste en comprobar si el modelo longitudinal MoM-L aplicado al dipolo con grosor mantiene su precisión respecto a una caracterización completa con corrientes transversales. Recuérdese que en el caso de la ranura, en la Sección 2.1.4 se observó que la acumulación de carga en sus extremos se reducía a medida que el grosor de la apertura aumentaba. Este fenómeno obligaba a definir un valor de α óptimo dependiente del citado grosor, pudiéndose aproximar por la fórmula (2.51). En la Sección 2.2.2 ya se ha comprobado que el valor de $\alpha = 0.57$ establecido para la ranura infinitesimal se mantenía como óptimo para la pareja ranura-dipolo, a pesar de aumentar ligeramente el error cometido.

Aunque se podría obtener de nuevo los valores de α óptimos correspondientes a la pareja ranura-dipolo en función de su grosor, se ha comprobado que se llegan a resultados similares a los de la Fig. 2.49. Con el objetivo de ganar generalidad y evitar duplicidades, se ha optado por mantener los valores α_{opt} dados por la fórmula (2.51) en la caracterización ranura-dipolo. Conviene recordar que dichos valores parten de resultados numéricos y podrían variar ligeramente en función del caso bajo estudio. Sin embargo, aseguran la adaptación

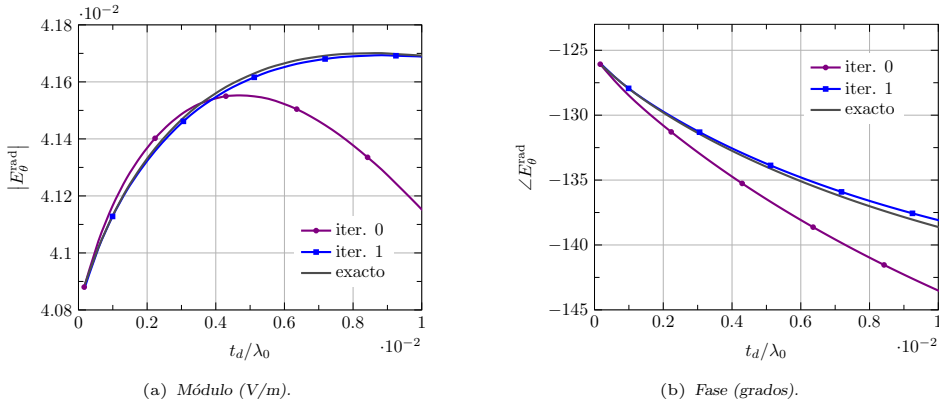


Figura 2.64: Módulo y fase de la componente E_{θ}^{rad} del campo radiado en dirección broadside $\theta = \phi = 0$ a 10 GHz en función del grosor del dipolo. Los datos corresponden a la ranura y el dipolo de la Tabla 2.5, con un grosor de ranura de $t_r = 35 \mu\text{m}$, en el escenario 2 de la Tabla 2.6.

del modelo a las condiciones de contorno de los campos en un elemento de grosor no nulo. Evidentemente, la traslación directa de los resultados de la ranura a la pareja ranura-dipolo requiere validación. Para este fin, en la Fig. 2.65 se representa la potencia radiada para dos grosores diferentes de dipolo, fijando el de la ranura a $t_r = 35 \mu\text{m}$. Se comparan los resultados obtenidos por el modelo longitudinal MoM-L con la referencia MoM-full. Como se aprecia a simple vista, ambos resultados demuestran una notable similitud tanto para un grosor muy fino como para uno relativamente grueso. En concreto, el grosor $t_d = 10 \mu\text{m}$ de la Fig. 2.65(a) establece un valor $\alpha_{\text{opt}} = 0.59$ mediante la fórmula (2.51), mientras que en el caso de $t_d = 100 \mu\text{m}$ de la Fig. 2.65(b) se fija $\alpha_{\text{opt}} = 0.64$. Entre ambos resultados se puede comprobar el ligero desplazamiento de la curva de resonancia hacia longitudes de dipolo menores a medida que t_d aumenta.

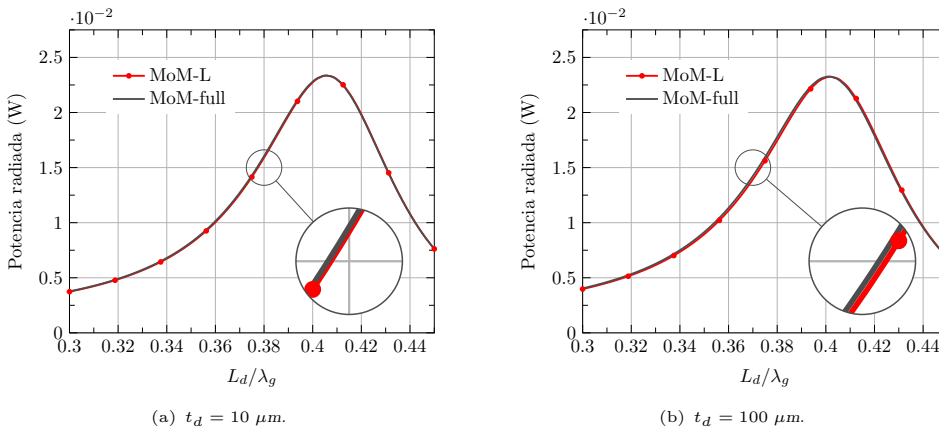


Figura 2.65: Potencia radiada a 10 GHz en función de la longitud del dipolo para dos grosores de dipolo t_d diferentes. Los datos corresponden a la ranura y el dipolo de la Tabla 2.5, con un grosor de ranura $t_r = 35 \mu\text{m}$, en el escenario 2 de la Tabla 2.6.

Como resumen de la Sección 2.2, se ha extendido el modelo de la ranura para la inclusión de un dipolo parásito sobre ella. En un primer paso, todas las conclusiones extraídas para la ranura infinitesimal son directamente extrapolables al dipolo, pudiendo de esta forma

analizar de forma muy precisa el conjunto con el modelo MoM-L de tres funciones base por elemento. Además, a pesar de su reducido efecto comparado con la ranura, se ha modelado el grosor del dipolo mediante una aproximación suficientemente precisa, sin añadir excesivo coste computacional. Por último, los valores α_{opt} definidos en la caracterización de la ranura permanecen válidos en el modelo de la pareja ranura-dipolo.

2.3. Modelo de la excitación coaxial

La caracterización electromagnética completa de una antena RLSA debe incluir la estimación de la impedancia en su puerto de entrada. En todas las agrupaciones tratadas en esta tesis dicho puerto corresponde con un interfaz coaxial convencional. Concretamente, la guía de placas paralelas o línea radial se alimenta mediante un conector coaxial, con el conductor externo unido eléctricamente al plano inferior de la guía y con el interno parcialmente introducido en forma de sonda. La impedancia de entrada de dicha transición coaxial-guía PPW es ajustada mediante la longitud de la sonda, pudiendo alcanzar buenos niveles de adaptación cuando la altura eléctrica de la guía supera cierto umbral.

En esta sección se desarrolla el análisis electromagnético de una sonda coaxial introducida en una guía de placas paralelas, dando como resultado el parámetro de adaptación en el puerto de entrada. Este análisis permite el diseño de la longitud de la sonda hasta alcanzar un nivel de adaptación óptimo en la transición entre el cable coaxial y la guía radial. Por último, a dicho modelo se le añade una distribución arbitraria de ranuras, pudiendo así obtener el parámetro de adaptación en el puerto de entrada de una antena RLSA.

2.3.1. Formulación del Método de los Momentos

La estructura del problema bajo estudio se puede visualizar en la Fig. 2.66(a). En una situación real, existe un conector que hace de interfaz entre el cable coaxial y la sonda que se introduce en la guía. El análisis de dicho conector queda fuera del alcance de este trabajo debido principalmente a su complejidad estructural, a la que hay que añadir su dependencia del modelo concreto empleado en la construcción. Por lo tanto, la caracterización formulada aquí supone la sonda como una simple prolongación del conductor interno del cable coaxial. Aunque obviamente dicha situación no corresponde con la antena real conectorizada, el modelo desarrollado proporciona una estimación válida de sus características de adaptación.

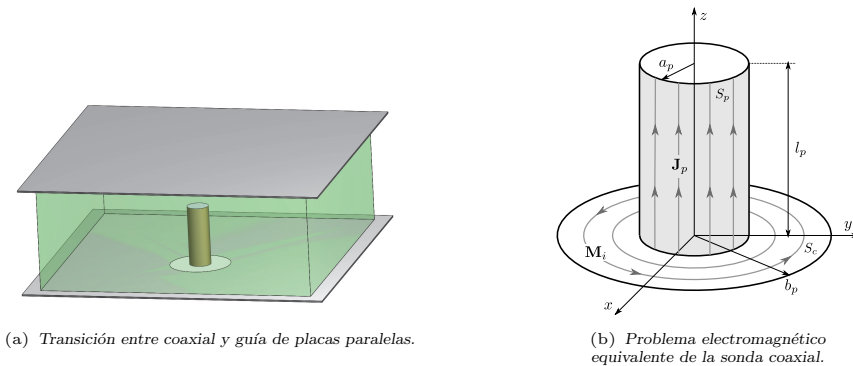


Figura 2.66: Análisis de la sonda coaxial introducida en una guía de placas paralelas.

A partir de la citada aproximación, el problema electromagnético equivalente se dibuja en la Fig. 2.66(b), reproduciendo el modelo de transición desarrollado en [110]. La sonda, prolongación del conductor interno coaxial, corresponde a un cilindro de radio a_p y altura l_p

introducido en una guía PPW de altura h , cumpliéndose por lo tanto $l_p < h$. El conductor externo presenta un radio igual a b_p , haciendo coincidir el centro de la base circular de la sonda coaxial con el origen de coordenadas.

Por una parte, la sonda conductora es reemplazada por una densidad de corriente eléctrica superficial \mathbf{J}_p . Suponiendo un radio a_p eléctricamente pequeño, $a_p \ll \lambda$, se puede asumir una corriente \mathbf{J}_p completamente vertical fluyendo únicamente sobre la superficie lateral S_p de la sonda cilíndrica. Por otra parte, dicha corriente se excita mediante el campo eléctrico TEM que proviene del cable coaxial. Dicho campo queda definido entre los conductores interno y externo del cable coaxial, es decir, sobre la superficie S_c de la Fig. 2.66(b). Tal y como se recoge en [110], se puede aplicar el principio de equivalencia transformando la superficie S_c en conductora y definiendo sobre ella una densidad de corriente magnética equivalente \mathbf{M}_i . A partir del campo eléctrico del modo TEM en el cable coaxial, dicha corriente se escribe como:

$$\mathbf{M}_i(\mathbf{r}) = -\frac{V_{cx}}{\rho \ln\left(\frac{b_p}{a_p}\right)} \hat{\phi} \quad \mathbf{r} \in S_c \quad (2.81)$$

siendo V_{cx} la tensión circuital definida sobre el cable coaxial.

En consecuencia, la aplicación de una tensión eléctrica V_{cx} sobre el coaxial genera un campo eléctrico incidente \mathbf{E}^{inc} , que a su vez excita una corriente \mathbf{J}_p sobre la sonda. El objetivo del análisis es encontrar la relación entre esa tensión y la corriente para calcular la impedancia circuital de la transición coaxial-guía. La distribución de corriente \mathbf{J}_p es aquella que hace cumplir una condición de campo eléctrico tangencial nulo sobre la misma sonda, condición que se resume en la siguiente ecuación integral:

$$\mathbf{E}_{\mathbf{J}_p}^{(a)}(\mathbf{r}) + \mathbf{E}^{inc}(\mathbf{r}) = 0 \quad \mathbf{r} \in S_p \quad (2.82)$$

donde $\mathbf{E}^{inc}(\mathbf{r})$ denota el campo eléctrico incidente mientras que $\mathbf{E}_{\mathbf{J}_p}^{(a)}(\mathbf{r})$ es el campo eléctrico generado por la corriente incógnita \mathbf{J}_p , ambos tangenciales a S_p .

A partir de las expresiones encontradas en [110], el campo incidente tangencial a S_p generado por la corriente \mathbf{M}_i únicamente presenta componente vertical, respondiendo a:

$$\mathbf{E}^{inc}(\mathbf{r}) = E_0^{inc} \sum_{m=0}^{\infty} \varepsilon_m J_0(k_{\rho m} a_p) \left[H_0^{(2)}(k_{\rho m} b_p) - H_0^{(2)}(k_{\rho m} a_p) \right] \cos(k_{zm} z) \hat{\mathbf{z}} \quad (2.83)$$

donde $k_{zm} = m\pi/h$ y $k_{\rho m} = \sqrt{k^2 - k_{zm}^2}$ tomando $\Im(k_{\rho m}) \leq 0$, k es el número de onda en el interior de la guía y la constante $\varepsilon_m = 1$ para $m = 0$ y $\varepsilon_m = 2$ para $m \neq 0$. Por otro lado, J_0 denota la función de Bessel de primera especie de orden 0 y $H_0^{(2)}$ la función de Hankel de segunda especie de orden 0. Por último, la amplitud $E_0^{inc} = \frac{j\pi V_{cx}}{2h \ln\left(\frac{b_p}{a_p}\right)}$.

La solución \mathbf{J}_p de la ecuación integral (2.82) a partir del campo incidente (2.83) se obtiene como habitualmente aplicando el método MoM. De esta forma, la corriente incógnita \mathbf{J}_p se aproxima como un sumatorio de N_p funciones base conocidas $\mathbf{j}_i^{(p)}$ con amplitudes incógnita $I_i^{(p)}$, de la siguiente forma:

$$\mathbf{J}_p(\mathbf{r}') = \sum_{i=1}^{N_p} I_i^{(p)} \mathbf{j}_i^{(p)}(\mathbf{r}') \quad (2.84)$$

De nuevo teniendo en cuenta que $a_p \ll \lambda$, se puede asumir que la corriente \mathbf{J}_p es uniforme a lo largo de la variable angular ϕ' , definiendo las funciones base como:

$$\mathbf{j}_i^{(p)}(\mathbf{r}') = j_{z,i}^{(p)}(\mathbf{r}') \hat{\mathbf{z}} = \frac{1}{2\pi a_p} f_i^{(p)}(z') \hat{\mathbf{z}} \quad \mathbf{r}' \in S_p \quad (2.85)$$

donde $f_i^{(p)}(z')$ es una función base unidimensional que representa la variación de la corriente en la dimensión z .

Aplicando un procedimiento de test Galerkin a la ecuación integral (2.82), se llega al siguiente sistema de N_p ecuaciones:

$$\left[Z^{(p)} \right] \left[I^{(p)} \right] = \left[V^{(p)} \right] \quad (2.86)$$

siendo $\left[Z^{(p)} \right]_{N_p \times N_p}$ la matriz de impedancias de la sonda, $\left[V^{(p)} \right]_{N_p \times 1}$ el vector de excitación y $\left[I^{(p)} \right]_{N_p \times 1}$ es el vector solución que contiene las amplitudes $I_i^{(p)}$ de las funciones base en (2.84).

En la elección de las funciones base $f_i^{(p)}(z')$ aparece un dilema muy similar al ampliamente discutido en la Sección 2.1.2 respecto al análisis de la ranura. En este caso, sin embargo, su importancia no resulta tan trascendente debido al mínimo coste computacional que supone el modelo de la sonda en un análisis completo de una RLSA. Entre las diferentes opciones, por su sencillez aquí se ha preferido escoger funciones base tipo rooftop para la discretización de la corriente por la sonda. Además, en esta decisión ha influido el hecho de que las funciones base de dominio completo presentan problemas numéricos de condicionamiento de matriz cuando se supera un número concreto de ellas. Esta problemática proviene de la reducida altura h de la guía de placas paralelas.

Por tanto, la distribución de la corriente sobre la sonda en la dimensión z se discretiza mediante N_p funciones base tipo rooftop, tal y como se esquematiza en la Fig. 2.67. Todos los rooftop presentan el mismo semiancho $d_p = l_p/N_p$ y amplitud unidad, numerándose de forma creciente desde la base de la sonda situada en $z = 0$. Como se observa en la Fig. 2.67, mientras que la última función base fuerza una corriente nula en el extremo ($z = l_p$), la primera de ellas determina la corriente a la entrada de la sonda ($z = 0$).

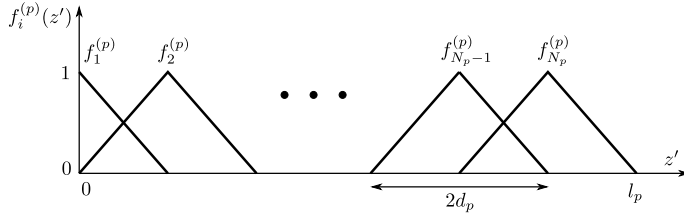


Figura 2.67: Funciones base tipo rooftop de la corriente sobre la sonda.

A partir de estas funciones base, el elemento $Z_{ji}^{(p)}$ de la matriz de impedancias $\left[Z^{(p)} \right]$ representa la interacción entre la corriente fuente $\mathbf{j}_i^{(p)}$ y la destino $\mathbf{j}_j^{(p)}$. La expresión de dicho elemento se escribe como:

$$Z_{ji}^{(p)} = - \left\langle \mathbf{j}_j^{(p)}(\mathbf{r}), \mathbf{E}_{\mathbf{j}_i^{(p)}}(\mathbf{r}) \right\rangle = - \int_{z=0}^{l_p} f_j^{(p)}(z) E_{z,i}(z) dz \quad (2.87)$$

donde $E_{z,i}(z)$ es la componente z del campo eléctrico generado por la función base $\mathbf{j}_i^{(p)}$. Este campo se obtiene de nuevo a partir de las expresiones encontradas en [110], llegando a la siguiente ecuación:

$$E_{z,i}(z) = - \frac{\eta}{4hk} \sum_{m=0}^{\infty} K_{m,i} \varepsilon_m k_{\rho m}^2 J_0(k_{\rho m} a_p) H_0^{(2)}(k_{\rho m} \rho) \cos(k_{zm} z) \quad (2.88)$$

siendo η la impedancia del medio en la guía PPW y $K_{m,i}$ representa la siguiente integral:

$$K_{m,i} = \int_{z=0}^{l_p} f_j^{(p)}(z) \cos(k_{zm} z) dz \quad (2.89)$$

Finalmente, aplicando (2.88) en (2.87), se obtiene la expresión del término $Z_{ji}^{(p)}$ como:

$$Z_{ji}^{(p)} = \frac{\eta}{4hk} \sum_{m=0}^{\infty} K_{m,i} K_{m,j} \varepsilon_m k_{\rho m}^2 J_0(k_{\rho m} a_p) H_0^{(2)}(k_{\rho m} a_p) \quad (2.90)$$

Los elementos de la matriz de impedancias presentan una expresión analítica cerrada en forma de sumatorio. Para los radios habituales de sonda empleados, el sumatorio converge con pocas decenas de términos, típicamente 20 o 30. De esta forma, el cálculo de la matriz $[Z^{(p)}]$ representa un coste computacional muy reducido. Nótese que las integrales $K_{m,i}$ disponen de una expresión analítica para las funciones base empleadas.

Por otro lado, aplicando un procedimiento similar se llega a la expresión del elemento i -ésimo del vector de excitación $V_i^{(p)} = \langle \mathbf{j}_i^{(p)}(\mathbf{r}), \mathbf{E}^{\text{inc}}(\mathbf{r}) \rangle$, a partir del campo incidente (2.83):

$$V_i^{(p)} = E_0^{\text{inc}} \sum_{m=0}^{\infty} K_{m,i} \varepsilon_m J_0(k_{\rho m} a_p) \left[H_0^{(2)}(k_{\rho m} b_p) - H_0^{(2)}(k_{\rho m} a_p) \right] \quad (2.91)$$

Una vez calculados todos los elementos del sistema (2.86) y obtenido su vector de solución $[I^{(p)}]$, se reconstruye la densidad de corriente \mathbf{J}_p sobre la sonda aplicando (2.84)-(2.85). Desde el punto de vista circuital interesa calcular la intensidad de corriente en la base de la sonda para evaluar la impedancia de entrada. Dicha intensidad I_{in} se obtiene realizando una integral de contorno de \mathbf{J}_p sobre la base de la sonda en $z = 0$. A partir de las ecuaciones (2.84)-(2.85) se llega fácilmente a la expresión $I_{\text{in}} = I_1^{(p)}$, es decir, la intensidad de entrada es directamente la amplitud del primer elemento del vector solución $[I^{(p)}]$. Por lo tanto, la impedancia a la entrada de la sonda se escribe como:

$$Z_{\text{in}} = \frac{V_{\text{in}}}{I_{\text{in}}} = \frac{V_{\text{cx}}}{I_1^{(p)}} \quad (2.92)$$

Si se considera una tensión $V_{\text{cx}} = 1$ V en el cálculo del vector de excitación (2.91), la impedancia de entrada es simplemente el inverso del primer elemento del vector de solución, esto es, $Z_{\text{in}} = 1/I_1^{(p)}$. A partir de este valor, se calcula el coeficiente de reflexión S_{11} en el puerto coaxial considerando normalmente una impedancia característica $Z_0 = 50 \Omega$.

2.3.2. Resultados numéricos

A continuación se comprueba la validez de la formulación desarrollada para el caso concreto de la guía de placas paralelas contemplada a lo largo de este capítulo. La descripción de la guía PPW se encuentra en la Tabla 2.5, presentando una altura $h = 6$ mm y rellena de un medio con una permitividad eléctrica relativa $\varepsilon_r = 2.2$. Las dimensiones de la sonda coaxial que sirve de transición corresponden a las de un conector SMA estándar, concretamente $a_p = 0.63$ mm y $b_p = 2.06$ mm. En primera instancia se toma una longitud de sonda intermedia, siendo $l_p = 4$ mm.

Previamente a cualquier otro resultado, conviene esclarecer primero el número N_p de funciones base necesarias sobre las que expandir la corriente a lo largo la sonda. En la Fig. 2.68 se representa la impedancia de entrada Z_{in} en función de la frecuencia para diferentes números N_p , calculada como (2.92). Las curvas mostradas prueban que tanto la parte real como imaginaria de la impedancia convergen progresivamente con el número de rooftops. Estos resultados indican que $N_p = 15$ rooftops son suficientes para alcanzar una muy buena estimación de la impedancia de entrada.

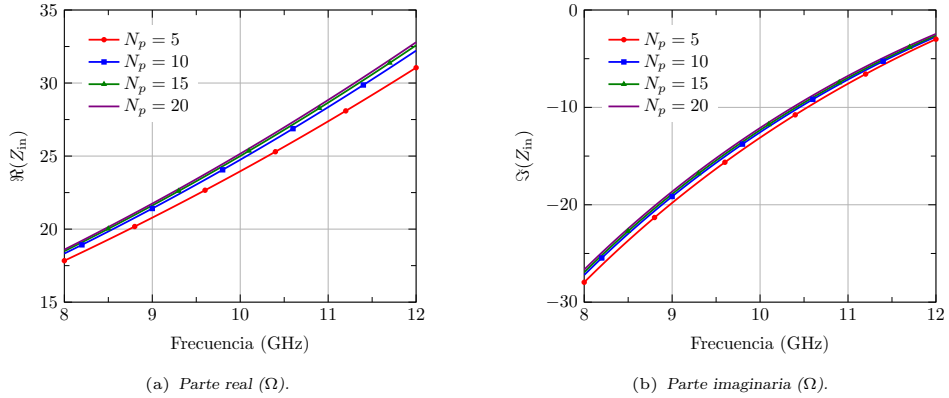


Figura 2.68: Impedancia de entrada Z_{in} de la transición SMA coaxial-guía en función de la frecuencia para diferente número N_p de funciones base. La longitud de la sonda es $l_p = 4$ mm en la guía PPW de la Tabla 2.5.

Estableciendo el número $N_p = 15$, los resultados anteriores se comparan en la Fig. 2.69 con los valores obtenidos mediante diferentes simuladores electromagnéticos comerciales. Específicamente, se emplea el programa CST Microwave Studio[®] [8], en sus dos versiones de Diferencias Finitas en el dominio del tiempo (FDTD), denotado como CST-T, y Elementos Finitos en el dominio de la frecuencia (FEM), referido como CST-F. Se incluye también los resultados simulados con el software Ansys HFSS[™] [7] que por su parte únicamente aplica el método FEM. La estructura simulada en ambos programas comerciales incluye un tramo del cable coaxial previo a la sonda, necesario para poder definir el puerto de entrada. Como se verá a continuación, esta diferencia respecto al modelo desarrollado aquí tiene su relativa importancia en los resultados de impedancia de entrada obtenidos.

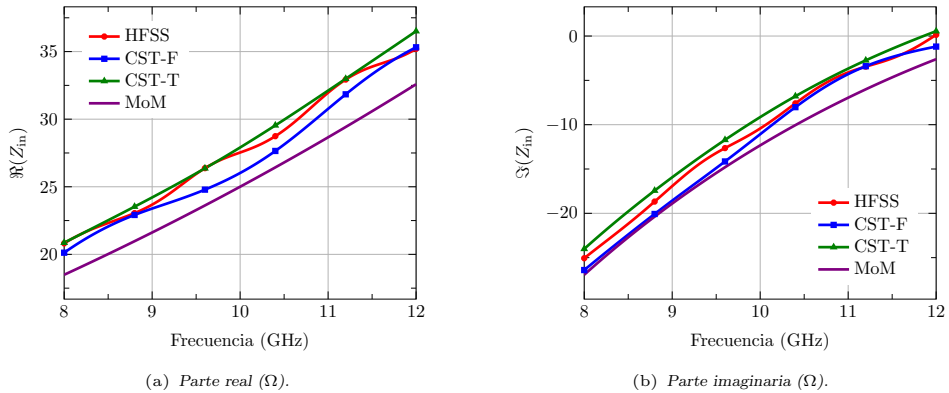


Figura 2.69: Impedancia de entrada Z_{in} de la transición SMA coaxial-guía en función de la frecuencia comparada con los resultados de diferentes simuladores comerciales. La longitud de la sonda es $l_p = 4$ mm en la guía PPW de la Tabla 2.5.

De la inspección de las curvas de impedancia de la Fig. 2.69 se concluye que la formulación MoM implementada simula satisfactoriamente la evolución de la impedancia con la frecuencia. No obstante, se observa un desplazamiento de la impedancia hacia frecuencias mayores si se compara con la tendencia general de los resultados de los simuladores comerciales. Esta diferencia está probablemente causada por la inclusión del cable coaxial comentada anteriormente. A pesar de ello, se puede afirmar que el modelo MoM desarro-

llado proporciona una estimación razonable del valor de la impedancia de entrada en la transición coaxial-guía. Por último, llama la atención la diferencia entre los simuladores comerciales a pesar de que dos de ellos hacen uso del mismo método FEM.

La aplicación más inmediata del análisis de la transición coaxial-guía PPW consiste en el diseño de la longitud de la sonda para una adaptación óptima. Una vez establecida la frecuencia de trabajo y la guía y dimensiones del coaxial, se realiza un barrido de la longitud l_p para determinar su valor óptimo l_p^{opt} que proporcione un coeficiente de reflexión S_{11}^{opt} mínimo. Evidentemente, existirán frecuencias para las que no será posible conseguir una buena adaptación independientemente de la longitud de sonda diseñada. Por lo tanto, dada una guía de placas paralelas, se puede determinar el margen de frecuencias válido para emplear una sonda coaxial como transición de entrada.

Tomando la misma guía anterior, en la Fig. 2.70 se representa por un lado la longitud l_p^{opt} en función de la frecuencia de trabajo y por otro lado el valor de adaptación mínimo S_{11}^{opt} conseguido para dicha sonda. En este estudio se ha establecido una separación mínima de $100 \mu\text{m}$ entre la parte superior de la sonda y el conductor de la guía, restringiéndose así a $l_p^{\text{opt}} < 5.9 \text{ mm}$. Como se observa en la Fig. 2.70(a), la longitud de sonda óptima disminuye con la frecuencia, alcanzando mejores valores de adaptación en la Fig. 2.70(b). Por otro lado, existe una frecuencia por debajo de la cual l_p^{opt} llega al límite establecido y en consecuencia los niveles de adaptación empeoran gradualmente. Se puede definir así una frecuencia mínima de funcionamiento de la transición coaxial-guía que depende principalmente de la altura h . La frecuencia máxima de funcionamiento, lejos del margen representado en la Fig. 2.70, viene marcada la propagación del primer modo de orden superior en la guía.

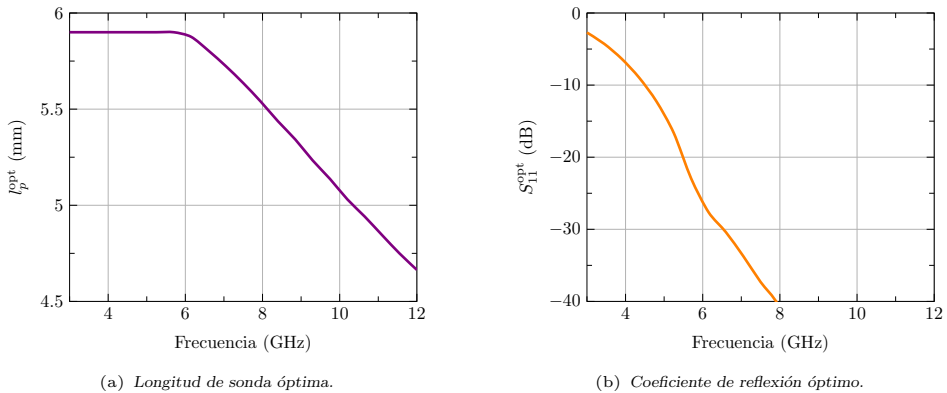


Figura 2.70: Longitud de sonda óptima l_p^{opt} en función de la frecuencia y valor del coeficiente de reflexión conseguido. Los datos corresponden a la transición SMA entre coaxial y la guía PPW de la Tabla 2.5.

2.3.3. Definición del coeficiente de reflexión equivalente

A partir del modelo MoM de la transición entre el cable coaxial y la guía de placas paralelas desarrollado anteriormente, resulta muy sencillo añadir una agrupación de ranuras para analizar de esta forma una antena RLSA completa. Para ello se resolvería un sistema de ecuaciones cuyas incógnitas serían la corriente eléctrica sobre la sonda y las corrientes magnéticas sobre las ranuras, a las que se unirían las corrientes en los dipolos parásitos si los hubiere. A partir de esta solución se podría evaluar cualquier parámetro de la antena bajo estudio, ya sea en adaptación o en radiación.

No obstante, los parámetros de radiación no dependen de la distribución concreta de corriente sobre la sonda. Esto es debido a que el campo incidente a las ranuras siempre

corresponde con el modo TEM cilíndrico con centro en la posición de alimentación. Por lo tanto, el único propósito para la inclusión de la sonda coaxial en la solución MoM consiste en evaluar la impedancia de entrada de la antena. A partir de este análisis se abre la posibilidad a optimizar la transición en términos de su adaptación teniendo en cuenta el efecto de las ranuras. Dicha optimización implica resolver el sistema completo MoM repetidamente hasta alcanzar el objetivo marcado. Afortunadamente, en el caso concreto de la sonda coaxial la única variable a ajustar sería su longitud, requiriendo previsiblemente unas pocas iteraciones en el proceso. Muchas más iteraciones se requerirían en cambio para una optimización multivariable si se consideran transiciones coaxial-guía más complejas, como por ejemplo una sonda rodeada de varias fundas [111]. En tales casos dicho procedimiento se alarga ostensiblemente, demandando por tanto una técnica eficiente para tener en cuenta el efecto de las ranuras sobre la alimentación de la guía.

Como se ha comentado anteriormente, el campo generado por una sonda coaxial en la guía PPW corresponde con un modo TEM cilíndrico que se propaga hacia fuera y actúa de excitación de las posibles ranuras. A partir de la expresión (2.88), si la corriente sobre la sonda se expande según (2.84), el campo eléctrico que se propaga por la guía es:

$$\mathbf{E}^{\text{inc}} \approx -\hat{\mathbf{z}} \frac{\eta k}{4h} J_0(k a_p) H_0^{(2)}(k\rho) \sum_{i=1}^{N_p} K_{0,i} I_i^{(p)} \quad (2.93)$$

donde se ha asumido que las ranuras se encuentran lo suficientemente lejanas a la sonda para ignorar los modos evanescentes ($m > 0$). La expresión (2.93) corresponde con un modo cilíndrico $H_0^{(2)}(k\rho)$, uniforme en la variable angular, cuya amplitud depende de la distribución de corriente sobre la sonda. El sumatorio en (2.93) tiene en cuenta la contribución $K_{0,i}$ de cada función base a dicho modo ponderada por su amplitud $I_i^{(p)}$.

Como consecuencia, la corriente sobre la sonda de alimentación únicamente influye en la amplitud del campo incidente sobre las ranuras. Este hecho posibilita la resolución independiente de ambos problemas, por un lado la alimentación y por otro las ranuras. La idea consiste en calcular el campo dispersado por las ranuras en respuesta a un modo cilíndrico incidente de amplitud unidad. Dicha respuesta se puede incluir en la función de Green de la corriente sobre la sonda, en forma de coeficiente de reflexión, para poder evaluar su impedancia de entrada en la guía PPW ranurada.

El primer paso de esta técnica resuelve el sistema MoM sin considerar la presencia de la sonda, obteniendo la corriente magnética sobre las ranuras y la corriente eléctrica sobre los dipolos parásitos si los hubiere. Como campo incidente se impone el determinado por la expresión (2.24), tomando una amplitud $A_0 = 1$ A/m, a partir del cual se calculan las componentes I_j del vector de excitación mediante (2.6). Por tanto, el campo eléctrico incidente sobre las ranuras sería:

$$\mathbf{E}_0^{\text{inc}} = -\hat{\mathbf{z}} j \eta H_0^{(2)}(k\rho) \quad (2.94)$$

Una vez obtenidas las amplitudes $V_j^{(r)}$ de las N_r funciones base sobre las que se expande la corriente magnética en las ranuras, se puede calcular el campo dispersado por ellas a partir de las expresiones del Apéndice B.1. Dicho campo corresponde a un conjunto de modos cilíndricos cuyos orígenes se localizan en el centro de cada una de las ranuras. Debido a que el objetivo es obtener el campo total dispersado sobre la sonda, resulta conveniente expresarlo en función de modos cilíndricos centrados en el origen de coordenadas. Para ello se aplica el conocido teorema de adición de la función de Hankel. De esta forma, se puede demostrar que dicho campo responde a la siguiente expresión:

$$\mathbf{E}_0^{\text{s}} = -\hat{\mathbf{z}} \frac{k}{4h} \sum_{j=1}^{N_r} V_j^{(r)} \sum_{n=-\infty}^{\infty} c_{n,j} J_n(k\rho) e^{jn\phi} \quad (2.95)$$

donde de nuevo se asume que la distancia entre las ranuras y el punto de observación es suficientemente grande para ignorar los modos evanescentes de la guía. El campo dispersado (2.95) se corresponde con un sumatorio de modos cilíndricos ponderados por la amplitud de cada corriente magnética. Nótese que, tal y como se dibuja en la Fig. 2.2(b), la amplitud de la corriente magnética en el interior de la guía presenta un signo menos. Después de varias manipulaciones, el coeficiente $c_{n,j}$, que representa la contribución de la corriente magnética j -ésima $m_{\zeta,j}(\mathbf{r}')$ al modo cilíndrico de orden n , se expresa como:

$$c_{n,j} = \iint_{S'_{r,j}} m_{\zeta,j}(\mathbf{r}') \left[\left(\hat{\zeta}' \cdot \hat{\rho}' \right) \frac{n}{k\rho'} H_n^{(2)}(k\rho') + j \left(\hat{\zeta}' \cdot \hat{\phi}' \right) H_n'^{(2)}(k\rho') \right] e^{-jn\phi'} dS' \quad (2.96)$$

donde $H_n^{(2)}$ es la función de Hankel de segunda especie de orden n , $H_n'^{(2)}$ su derivada y $S'_{r,j}$ es la superficie de la ranura donde se define la función base $m_{\zeta,j}(\mathbf{r}')$. Como se ha podido comprobar, en esta sección únicamente se contempla el caso habitual con funciones base $m_{\zeta,j}(\mathbf{r}')$, que representan corrientes paralelas al eje longitudinal de la ranura. A pesar de ello, la formula (2.96) se puede extender fácilmente a corrientes transversales reemplazando el vector unitario $\hat{\zeta}'$ por $\hat{\xi}'$.

Una vez conocido el campo dispersado por las ranuras en respuesta al modo cilíndrico de amplitud unidad, se puede modificar la formulación de la Sección 2.3.1 para modelar la sonda en el interior de la guía ranurada. Aplicando el teorema de superposición, el campo generado por una corriente $\mathbf{j}_i^{(p)}$ a lo largo de la sonda se obtiene añadiendo a la expresión original (2.88) el campo dispersado por las ranuras:

$$E_{z,i}(z) = -\frac{\eta}{4hk} \sum_{m=1}^{\infty} K_{m,i} \epsilon_m k_{\rho m}^2 J_0(k_{\rho m} a_p) H_0^{(2)}(k_{\rho m} \rho) \cos(k_{z m} z) - \frac{\eta k}{4h} K_{0,i} J_0(k a_p) \left[H_0^{(2)}(k\rho) + \sum_{n=-\infty}^{\infty} R_{c,n} J_n(k\rho) e^{jn\phi} \right] \quad (2.97)$$

La ecuación (2.97) incluye la respuesta de las ranuras al modo incidente $H_0^{(2)}(k\rho)$ en forma de un sumatorio infinito de modos cilíndricos que se propagan hacia dentro. De esta forma, $R_{c,n}$ se puede interpretar como un coeficiente de reflexión que proporciona la amplitud del modo de orden n reflejado por las ranuras. A partir de (2.95), se llega a la siguiente expresión de ese coeficiente:

$$R_{c,n} = j \frac{k}{4h\eta} \sum_{j=1}^{N_r} V_j^{(r)} c_{n,j} \quad (2.98)$$

El elemento $Z_{ji}^{(p)}$ de la matriz de impedancias modificada se obtiene proyectando el campo (2.97) sobre la función base j -ésima e integrando el resultado sobre la superficie S_p de la sonda. Afortunadamente, gracias a que las funciones $\mathbf{j}_j^{(p)}$ presentan simetría de revolución, únicamente el modo cilíndrico de orden $n = 0$ en (2.97) aporta una contribución no nula sobre el valor de $Z_{ji}^{(p)}$. En consecuencia, dicho término se puede escribir como:

$$Z_{ji}^{(p)} = \frac{\eta}{4hk} \sum_{m=1}^{\infty} K_{m,i} K_{m,j} \epsilon_m k_{\rho m}^2 J_0(k_{\rho m} a_p) H_0^{(2)}(k_{\rho m} a_p) + \frac{\eta k}{4h} K_{0,i} K_{0,j} J_0(k a_p) \left[H_0^{(2)}(k a_p) + R_c J_0(k a_p) \right] \quad (2.99)$$

donde $R_c = R_{c,0}$ es el denominado coeficiente de reflexión equivalente de la agrupación de ranuras.

Aplicando un procedimiento similar, el elemento $V_i^{(p)}$ del vector de excitación de la sonda se modifica para incluir la presencia de las ranuras:

$$V_i^{(p)} = E_0^{\text{inc}} \sum_{m=1}^{\infty} K_{m,i} \epsilon_m J_0(k_{\rho m} a_p) \left[H_0^{(2)}(k_{\rho m} b_p) - H_0^{(2)}(k_{\rho m} a_p) \right] \\ + E_0^{\text{inc}} K_{0,i} J_0(k a_p) \left[H_0^{(2)}(k b_p) - H_0^{(2)}(k a_p) \right] [J_0(k b_p) - J_0(k a_p)] \quad (2.100)$$

Para finalizar, conviene simplificar las expresiones anteriores teniendo en cuenta que únicamente se considera el modo cilíndrico de orden $n = 0$. Así, particularizando (2.96), el coeficiente $c_{0,j}$ se puede simplificar como:

$$c_{0,j} = -j \iint_{S'_{r,j}} m_{\zeta,j}(\mathbf{r}') H_1^{(2)}(k\rho') \left(\hat{\zeta}' \cdot \hat{\phi}' \right) dS' = j I_j \quad (2.101)$$

donde se llega a una relación muy sencilla en la que aparece el elemento de excitación I_j del sistema MoM de las ranuras. Este término es el obtenido con el campo incidente unitario definido al comienzo de este procedimiento. Introduciendo (2.101) en (2.98) se llega a la siguiente expresión del coeficiente de reflexión:

$$R_c = -\frac{k}{4h\eta} [V]^t [I] \quad (2.102)$$

donde $[V]$ es el vector que contiene las amplitudes $V_j^{(r)}$, mientras que $[I]$ incluye los elementos de excitación I_j .

En conclusión, el modelo de la sonda coaxial es modificado para tener en cuenta la presencia de las ranuras, dando lugar a nuevas expresiones (2.99)-(2.100) de los elementos del sistema MoM. El efecto de las ranuras sobre la sonda se caracteriza a partir de la definición de un coeficiente de reflexión equivalente R_c (2.102). Dicho coeficiente se obtiene evaluando la respuesta de la agrupación de ranuras a un modo cilíndrico con un campo magnético de amplitud unidad. Para ello, se resuelve el sistema MoM del conjunto de las ranuras aplicando un vector de excitación $[I]$ correspondiente a dicho campo incidente unitario. A partir de la solución $[V]$, que contiene las amplitudes de las funciones base sobre las ranuras, se calcula el coeficiente de reflexión equivalente de la agrupación aplicando (2.102). De esta forma, el vector $[V]$ obtenido proporciona toda la información necesaria para calcular tanto los parámetros de radiación como de adaptación de la agrupación de ranuras. Los resultados numéricos del método descrito se postergan a la Sección 2.4.3.

2.4. Análisis de grandes agrupaciones

Una vez desarrollado el modelo de una ranura, una pareja ranura-dipolo y de la excitación coaxial, en esta sección se articulan todos esos conceptos para el análisis de antenas RLSA compuestas por un gran número de elementos. Por simplicidad, la mayor parte de esta sección trata agrupaciones formadas únicamente por ranuras, extendiendo finalmente el análisis al caso de parejas ranura-dipolo. La finalidad básica de esta sección consiste en calcular todos los parámetros de una antena RLSA arbitraria a partir de sus parámetros estructurales y la distribución de sus elementos. Para situar más claramente el problema, se dibuja un ejemplo de RLSA en la Fig. 2.71. Como objetivo secundario se pretende proponer diferentes soluciones aproximadas al problema electromagnético, que permitan un análisis acelerado apto para los algoritmos de diseño y optimización tratados en el Capítulo 4.

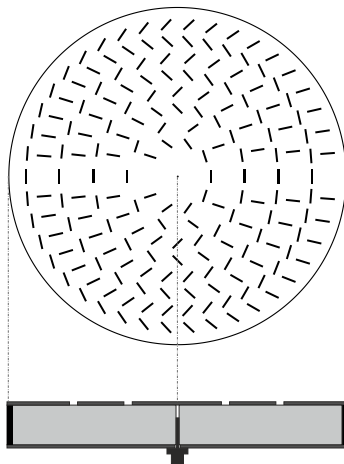


Figura 2.71: Ejemplo de la disposición de ranuras en una RLSA.

2.4.1. Formulación del Método de los Momentos

La agrupación bajo análisis está formada por P ranuras dispuestas de forma arbitraria sobre la cara superior de una guía de placas paralelas, como por ejemplo la dibujada en la Fig. 2.72. Aplicando el análisis desarrollado en la Sección 2.1.1, cada una de las ranuras se reemplaza por una distribución de corriente magnética, la cual se expande mediante N_0 funciones base de la forma (2.2). A partir de las conclusiones extraídas en la Sección 2.1.3, la práctica totalidad de los casos requiere considerar únicamente las corrientes paralelas al eje mayor de las ranuras. Por último, el grosor del conductor sobre el que se realizan las aperturas es caracterizado mediante la aproximación dada por la iteración 0 mediante el método descrito en la Sección 2.1.4.

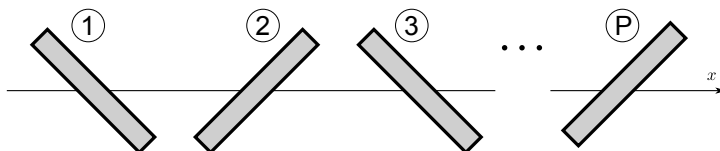


Figura 2.72: Disposición propuesta de ranuras: sus centros se sitúan sobre el eje x equiespaciados una distancia de $0.5\lambda_g$, colocándose el primero en $x_1 = 10\lambda_g$; se orientan alternativamente formando un ángulo de $\pm 45^\circ$; todas ellas presentan una misma longitud L y anchura w .

De modo general todas las ranuras se expanden con el mismo número N_0 de funciones base polinómicas de la forma (2.4). Por lo tanto, la aplicación del método MoM al problema electromagnético resultante da lugar a un sistema de ecuaciones (2.5) de tamaño $N = N_0P$ cuya solución proporciona las corrientes magnéticas incógnita. Dicho sistema se puede escribir de forma más conveniente como:

$$\begin{bmatrix} [Y_{11}] & [Y_{12}] & \cdots & [Y_{1P}] \\ [Y_{21}] & [Y_{22}] & \cdots & [Y_{2P}] \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ [Y_{P1}] & [Y_{P2}] & \cdots & [Y_{PP}] \end{bmatrix} \begin{bmatrix} [V_1] \\ [V_2] \\ \vdots \\ [V_P] \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} [I_1] \\ [I_2] \\ \vdots \\ [I_P] \end{bmatrix} \tag{2.103}$$

donde la matriz y los vectores involucrados se dividen en bloques correspondientes a las diferentes ranuras. Así, las matrices $[Y_{pp}]$ representan la interacción entre funciones base definidas sobre la misma ranura p , denominándose matrices de autoadmitancia. En cambio las matrices $[Y_{pq}]$ con $p \neq q$ corresponden a interacciones entre funciones base de las ranuras p y q , refiriéndose como matrices de admitancia mutua. Por otro lado, cada uno de los vectores $[V_p]$ recogen las amplitudes incógnita de las funciones base sobre las que se expande la ranura p , mientras que $[I_p]$ representa su vector de excitación.

Las matrices de autoadmitancia y el vector de excitación de cada ranura se calculan como si estuvieran aisladas, conforme a lo desarrollado en la Sección 2.1. Conviene recordar que la admitancia entre dos funciones base presenta tres partes: la interacción interna por la guía PPW, la externa a través del semiespacio libre o en general de un medio multicapa y el término que modela el grosor de la apertura. En cuanto al vector excitación, se impone como campo incidente el mismo modo TEM definido en (2.24) con $A_0 = 1$ A/m, a partir del cual también se caracterizan las ranuras en reflexión mediante el coeficiente R_c (2.102).

En cuanto a las matrices de admitancia mutua, el cálculo de sus elementos se realiza de forma diferente a lo expuesto en la Sección 2.1.1. Debido a la disposición arbitraria de las ranuras, no es posible calcular convoluciones separables en ambas dimensiones, estrategia seguida por los elementos de autoadmitancia. Afortunadamente, la dificultad que representaba la singularidad de la función de Green desaparece en el cálculo de la matriz de admitancia mutua. En consecuencia, se realiza un cálculo numérico directo de la expresión general de la admitancia sin ningún tratamiento previo.

En la Fig. 2.73 se dibuja un ejemplo de dos ranuras con disposiciones arbitrarias y sus sistemas de referencia locales (ζ, ξ) . La definición de (ζ, ξ) para cada una de las ranuras se debe escoger de tal forma que el vector $\hat{\zeta}$ sea paralelo a la dimensión mayor de la ranura y $\hat{\xi} = \hat{z} \times \hat{\zeta}$. La definición de estos vectores se debe evidentemente mantener a lo largo de todo el análisis. De esta forma, la admitancia Y_{ji} de la matriz $[Y_{pq}]$ representa la interacción entre la función base $\mathbf{m}_i(\mathbf{r}')$ definida sobre la superficie S_i de la ranura q y la función base $\mathbf{m}_j(\mathbf{r})$ definida sobre la superficie S_j de la ranura p .

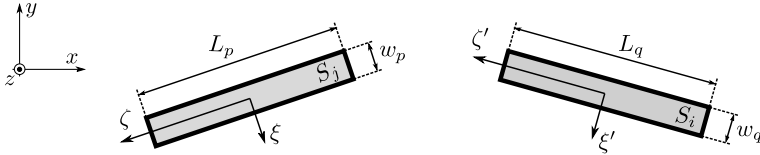


Figura 2.73: Sistemas de referencia de dos ranura arbitrarias.

A diferencia del cálculo de la autoadmitancia, el elemento Y_{ji} de la matriz de admitancia mutua no incorpora el término que modela el grosor de la apertura. De esta forma, Y_{ji} corresponde a la suma de la admitancia interna $Y_{ji}^{(a)}$ y la admitancia externa $Y_{ji}^{(b)}$, a su vez dividiéndose cada una de ellas en la contribución del potencial vector y del potencial escalar. A partir de la expresión (2.9), la parte del potencial vector de la admitancia interna $Y_{ji}^{(a)F}$ se puede escribir como:

$$Y_{ji}^{(a)F} = -j\omega(\hat{\zeta} \cdot \hat{\zeta}') \iint_{S_j} m_{\zeta,j}(\mathbf{r}) \iint_{S_i} m_{\zeta,i}(\mathbf{r}') G_{PPW}^F(\mathbf{r}, \mathbf{r}') dS' dS \quad (2.104)$$

mientras que la contribución del potencial escalar $Y_{ji}^{(a)\Psi}$ se calcula mediante la expresión:

$$Y_{ji}^{(a)\Psi} = \frac{1}{j\omega} \iint_{S_j} \frac{\partial m_{\zeta,j}(\mathbf{r})}{\partial \zeta} \iint_{S_i} \frac{\partial m_{\zeta,i}(\mathbf{r}')}{\partial \zeta'} K_{PPW}^{\Psi}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') dS' dS \quad (2.105)$$

Tal y como se ha razonado anteriormente, ambas integrales se evalúan de forma directa aplicando una cuadratura numérica. La definición de las funciones base polinómicas determina una cuadratura de Gauss-Jacobi [112] como óptima en ambas dimensiones de las superficies de integración S_i y S_j . Nótese que la derivada de la función base en (2.105) rebaja la potencia α en una unidad, lo que se debe tener presente al calcular los pesos y abscisas de la cuadratura en la dimensión longitudinal de la ranura.

Se ha comprobado que la cuadratura de Gauss-Jacobi proporciona excelentes resultados para una integración numérica eficiente. El orden de cuadratura mínimo para una precisión dada depende de la distancia entre ranuras y del orden del polinomio en las funciones base involucradas. La elección dinámica del número de puntos de cuadratura en las integrales (2.104)-(2.105) adquiere una importancia capital, ya que el cálculo de estas interacciones mutuas suele representar el mayor coste computacional en el análisis de grandes agrupaciones. Respecto a la admitancia mutua externa $Y_{ji}^{(b)}$, presenta expresiones idénticas a las anteriores tan sólo sustituyendo las funciones de Green con las correspondientes al medio externo. Todas las consideraciones previas aplican exactamente de la misma forma en el cálculo de la contribución externa.

A modo de primer ejemplo se considera la disposición de ranuras mostrada en la Fig. 2.72, donde se colocan un número de $P = 10$ ranuras con sus centros equiespaciados una distancia de $0.5\lambda_g$ sobre el eje x . Las ranuras se orientan formando un ángulo de $\pm 45^\circ$ alternativamente, que se puede considerar como el caso peor en lo que se refiere a la asimetría causada por acoplamientos mutuos. Cabe mencionar que esta disposición concreta de ranuras se encuentra habitualmente en el caso de las antenas RLSA. La guía donde se sitúan dichas ranuras es idéntica a la tratada a lo largo de esta sección, quedando definida en el escenario 1 de la Tabla 2.2. Por último, todas las ranuras presentan las mismas dimensiones de anchura $w = 0.05\lambda_g$, grosor $t = 35 \mu\text{m}$ y longitud L , que variará en los diferentes casos estudiados.

Esta pequeña agrupación se analiza con el modelo longitudinal MoM-L de tres funciones base por elemento, declarado como óptimo en la Sección 2.1 para las ranuras aquí tratadas. Los parámetros α y β que definen las condiciones de contorno vienen dados por las fórmulas (2.51)-(2.36), valores definidos como óptimos en la Sección 2.1.4. Un primer resultado muestra en la Fig. 2.74 la corriente magnética sobre las cinco primeras ranuras para dos longitudes L diferentes. Las gráficas representan únicamente la componente longitudinal de corriente a lo largo del eje mayor de cada elemento.

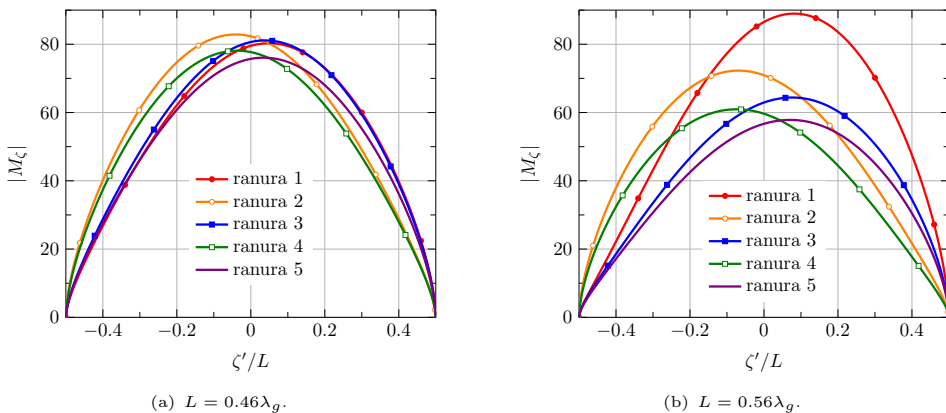


Figura 2.74: Módulo de la corriente magnética en $\xi' = 0$ a 10 GHz en las cinco primeras ranuras de la Fig. 2.72 con diferente longitud L . La anchura de las ranuras es $w = 0.05\lambda_g$, el grosor $t = 35 \mu\text{m}$ y se sitúan en el escenario 1 de la Tabla 2.2.

En el primer caso de la Fig. 2.74(a) donde $L = 0.46\lambda_g$, las ranuras se excitan débilmente y como consecuencia los acoplamientos mutuos entre ellas no deforman sensiblemente su distribución de corriente. La longitud de $L = 0.56\lambda_g$ por su parte corresponde con el punto de resonancia de las ranuras en esta configuración, tal y como se aprecia en la Fig. 2.44(a). De este modo, dicha longitud L supone el caso peor en cuanto a acoplamiento entre ranuras. Las distribuciones de corriente representadas en la Fig. 2.74(b) demuestran la mayor trascendencia de los acoplamientos entre ranuras que favorecen la excitación de los modos con simetría impar. Este hecho contrasta con el resultado de la Fig. 2.24(b), donde una ranura aislada de longitud $L = 0.5\lambda_g$ con esa inclinación presentaba una distribución de corriente prácticamente simétrica. Por último, también se manifiesta la mayor potencia radiada en la Fig. 2.74(b) si se repara en cómo decrece la amplitud de la corriente a medida que avanza la onda incidente, es decir, con el número de ranura. Este disminución progresiva no parece en absoluto tan evidente con las ranuras débilmente excitadas de la Fig. 2.74(a).

En este sentido conviene revisar la precisión del modelo longitudinal MoM-L ya que la presencia de la ranura dentro de una agrupación cambia completamente el campo incidente sobre ella respecto al caso aislado. Para ello, se recurre a la referencia proporcionada por la caracterización completa MoM-full de 50 funciones base por elemento, que incluye también corrientes transversales. Como complemento, la estructura se analiza también con el modelo longitudinal reducido MoM-L⁻ con dos funciones base por elemento, donde se desprecia el modo impar de corriente. Los detalles del conjunto de funciones base incluidas en cada modelo se pueden consultar en la Tabla 2.4. Aplicando las tres variantes mencionadas, en la Fig. 2.75 se representa el módulo del campo eléctrico radiado \mathbf{E}^{rad} en el corte $\phi = 0^\circ$, para los dos casos de longitudes de ranura tratados anteriormente.

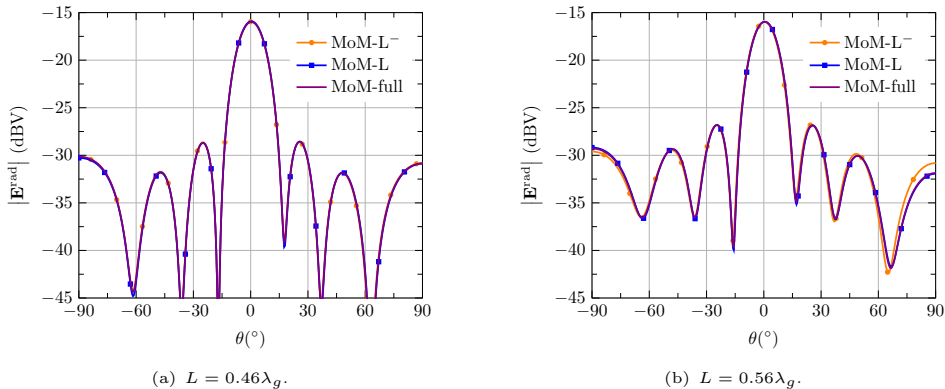


Figura 2.75: Módulo del campo eléctrico radiado a 10 GHz en $\phi = 0^\circ$ por las ranuras de la Fig. 2.72 con diferente longitud L . La anchura de las ranuras es $w = 0.05\lambda_g$, el grosor $t = 35 \mu\text{m}$ y se sitúan en el escenario 1 de la Tabla 2.2.

En el caso de las ranuras débilmente excitadas, en la Fig. 2.75(a) se observa un diagrama de radiación prácticamente idéntico para los tres juegos de funciones base consideradas. Este hecho confirma la escasa influencia de las corrientes de simetría impar en ranuras cortas con longitudes lejanas a la de resonancia. En cambio, cuando $L = 0.56\lambda_g$, en la Fig. 2.75(b) se aprecian pequeñas diferencias en los resultados de los modelos MoM-L y MoM-L⁻. La inclusión del primer modo impar en el modelo MoM-L se percibe en el diagrama de radiación cuando el ángulo de elevación es relativamente grande. Como se distingue en la Fig. 2.74(b), existe una apreciable asimetría longitudinal de la corriente causada por los fuertes acoplamientos mutuos, que por su definición el modelo MoM-L⁻ no es capaz de emular. No obstante, las pequeñas discrepancias en el diagrama de radiación se localizan

en ángulos de gran elevación con una mínima amplitud de campo. Por tanto, aun en un caso tan crítico como el tratado donde todas las ranuras se encuentran máximamente excitadas, el modelo MoM-L⁻ demuestra una precisión ciertamente buena. Conviene adelantar que esta combinación de ranuras resonantes es poco habitual en los diseños reales de antenas RLSA. En cuanto al modelo MoM-L, demuestra una precisión excelente sin diferencias apreciables respecto a la referencia en el diagrama de radiación. Nótese que se han tomado ranuras con relaciones de aspecto en torno a $L/w = 10$ para las cuales la influencia de las corrientes transversales es insignificante.

En conclusión, el análisis propuesto con tres funciones base longitudinales por elemento confirma su magnífica precisión en el caso de una pequeña agrupación de ranuras. La caracterización se puede reducir a dos funciones base por elemento manteniendo un buen comportamiento en la mayoría de los casos. Únicamente en ciertas situaciones extremas con fuertes acoplamientos mutuos pueden apreciarse pequeñas diferencias respecto a un análisis riguroso de la estructura.

2.4.2. Definición de la función base equivalente

La resolución del sistema de ecuaciones (2.103) proporciona las amplitudes incógnita de las funciones base y con ellas la distribución de corriente magnética sobre cada una de las ranuras. En consecuencia, dicho sistema contiene toda la información sobre las interacciones entre ranuras que pudiera ser necesaria en el diseño y optimización de una agrupación. Así por ejemplo, la contribución de la ranura q al campo magnético incidente sobre la ranura p viene representada por el producto matricial $[Y_{pq}][V_q]$. Por tanto, la cuantificación de las interacciones entre los elementos de la agrupación no aparece de forma clara en el sistema (2.103) sino que se encuentra dispersa entre varias entradas de la matriz. Del mismo modo ocurre con la amplitud de la corriente sobre cada ranura, que se halla repartida entre los coeficientes del vector solución correspondientes.

Una vez resuelto el sistema de ecuaciones y obtenidos los vectores $[V_p]$ para cada ranura, es posible expresar un sistema equivalente en el que se toma únicamente una función base por ranura. Dicha función equivalente corresponde con la combinación lineal de funciones base dada por la solución del sistema, es decir, por los vectores $[V_p]$. De esta forma, se puede definir la función base equivalente de la ranura p como:

$$\mathcal{M}_p(\mathbf{r}') = \frac{1}{A_p} \sum_{i=1}^{N_0} V_i^{(p)} \mathbf{m}_i(\mathbf{r}') \quad (2.106)$$

donde $V_i^{(p)}$ son las N_0 amplitudes contenidas en el vector solución $[V_p]$ correspondientes a la ranura p y A_p es el valor de la integral que permite normalizar la función base equivalente. Este término se calcula como:

$$A_p = \sum_{i=1}^{N_0} V_i^{(p)} A_{\mathbf{m}_i} \quad (2.107)$$

siendo $A_{\mathbf{m}_i}$ el área de la función base i -ésima:

$$A_{\mathbf{m}_i} = \iint_{S_p} m_{\zeta,i}(\mathbf{r}') dS' \quad (2.108)$$

Por lo tanto, se define una función base normalizada por ranura que representa la distribución de corriente magnética sobre ella, reconstruida a partir de la solución del sistema completo (2.103). Si se toma dicha función base equivalente en cada una de las ranuras se puede escribir el siguiente sistema de ecuaciones equivalente:

$$\begin{bmatrix} \bar{Y}_{11} & \bar{Y}_{12} & \cdots & \bar{Y}_{1P} \\ \bar{Y}_{21} & \bar{Y}_{22} & \cdots & \bar{Y}_{2P} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \bar{Y}_{P1} & \bar{Y}_{P2} & \cdots & \bar{Y}_{PP} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \bar{V}_1 \\ \bar{V}_2 \\ \vdots \\ \bar{V}_P \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \bar{I}_1 \\ \bar{I}_2 \\ \vdots \\ \bar{I}_P \end{bmatrix} \quad (2.109)$$

cuyo vector solución proporciona las amplitudes \bar{V}_p de las funciones base equivalentes \mathcal{M}_p . Los elementos de la matriz del sistema equivalente se pueden calcular como:

$$\bar{Y}_{pq} = [V_p]^t [Y_{pq}] [V_q] \quad (2.110)$$

mientras que los del vector de excitación son:

$$\bar{I}_p = [V_p]^t [I_p] \quad (2.111)$$

De este modo, el sistema completo de tamaño $N \times P$, siendo $N = N_0 \cdot P$ queda reducido a un sistema equivalente $P \times P$. La solución de este sistema reducido proporciona las mismas corrientes magnéticas que el sistema completo, calculando la corriente sobre la ranura p como $\mathbf{M} = \bar{V}_p \mathcal{M}_p$.

El sistema equivalente (2.109) ofrece una visión del problema electromagnético más concisa y representativa a nivel de ranura y por lo tanto más útil desde el punto de vista de la agrupación. Por un lado, el elemento \bar{Y}_{pq} de la matriz del sistema engloba en un único valor numérico la interacción entre la ranura p y la ranura q . De forma similar, el valor \bar{I}_p representa la excitación de la ranura p por parte del modo TEM incidente. Por último, la incógnita \bar{V}_p expresa la amplitud compleja de la corriente magnética sobre la ranura. En este sentido, gracias a la normalización de las funciones base equivalentes en (2.106), la representación gráfica del vector solución del sistema (2.109) facilita la visualización de la excitación de cada ranura. Esta estrategia de síntesis del problema electromagnético se explota en los algoritmos de optimización desarrollados en los Capítulos 4 y 5.

A las anteriores ventajas hay que añadir que el tiempo de solución de un sistema $P \times P$ supone un gran ahorro computacional respecto del sistema $N \times N$ completo. No obstante, los ordenadores personales modernos permiten en general resolver sistemas de varios miles de incógnitas en muy poco tiempo. Por lo tanto, el cálculo de la matriz MoM suele suponer un tiempo de computación mucho mayor que la resolución del sistema. Conviene recordar que gracias al óptimo funcionamiento de las funciones base propuestas, el valor de N_0 se mantiene contenido, siendo en general $N_0 = 2 - 3$. Este hecho alivia los requerimientos del ordenador para la resolución del sistema de ecuaciones completo, en comparación con los otros tipos de funciones base estudiadas.

Únicamente en los casos de agrupaciones con un número excesivo de elementos o con estaciones de trabajo de limitada memoria resulta imposible resolver directamente el sistema completo. En estas situaciones se puede recurrir a algoritmos iterativos de resolución, guardando para ello las submatrices en disco. El desarrollo de estos procedimientos queda fuera del alcance de esta tesis. Merece la pena recalcar que todos los diseños de antenas tratados aquí han permitido invertir la matriz del sistema completo de forma directa.

No obstante, la solución directa del sistema reducido puede aportar un ahorro computacional importante en grandes agrupaciones manteniendo el significado físico del problema. Desafortunadamente, el sistema reducido (2.109) no se puede resolver sin conocer las amplitudes $V_i^{(p)}$ que definen las funciones base equivalentes \mathcal{M}_p , las cuales provienen a su vez de la solución del sistema completo. Por lo tanto, se hace imprescindible realizar una estimación a priori de la forma de la corriente sobre cada ranura para generar su función

base equivalente \mathcal{M}_p y obtener la matriz del sistema reducido. Este planteamiento es similar al empleado por las Macro Funciones Base (MBF) [113][114] o las Funciones Base Características (CBFM) [115] para el análisis de grandes agrupaciones de elementos impresos. La diferencia radica en que esos métodos citados suelen obtener unas pocas funciones base características de cada elemento, el cual está discretizado con varias decenas o centenas de funciones base convencionales en el sistema original. El caso que nos ocupa difiere sustancialmente de tales planteamientos ya que las funciones base polinómicas ya son lo suficientemente representativas del elemento rectangular, disponiendo en general de tres de ellas. Para el problema que nos ocupa se podrían aplicar dichos procedimientos extendiendo la celda básica a un grupo de ranuras, aunque la falta de una disposición regular en las agrupaciones RLSA complica dicha opción.

Una última técnica ya nombrada en esta tesis, válida para obtener una función base representativa de la corriente sobre la ranura, es la Teoría de los Modos Característicos [105]. Como ya se explicó anteriormente, dicha teoría permite identificar las componentes de corriente fundamentales sobre la ranura. No obstante, si se pretende obtener una única función base por elemento se debería realizar el análisis de cada ranura con sus vecinas, las cuales modifican apreciablemente la distribución de corriente sobre ella. Por tanto, esta estrategia conllevaría una problemática similar a los métodos nombrados anteriormente. En antenas RLSA es complicado definir una ranura representativa debido a la irregularidad en la posición y orientación de los elementos.

Retomando lo anterior, el objetivo consiste en encontrar los pesos $V_i^{(p)}$ de las N_0 funciones base sobre las que se expande la corriente de cada ranura p y así determinar la función base equivalente. La opción más directa consiste en calcular los pesos $V_i^{(p)}$ resolviendo el problema de cada ranura de forma aislada, ignorando por tanto los acoplamientos con el resto de la agrupación. De esta forma, la primera estimación del vector $[V_p]$ que contiene las amplitudes $V_i^{(p)}$ se obtiene a partir de este sistema de ecuaciones:

$$[Y_{pp}] [V_p] = [I_p] \quad (2.112)$$

Con este primer conjunto de vectores $[V_p]$ se construye la matriz del sistema reducido (2.109) y su solución proporciona la amplitud de las funciones base equivalentes y la corriente magnética sobre cada ranura. Al resultado de esta primera estimación se le llama iteración 0. Una vez conocida la distribución de corrientes sobre la agrupación, se puede refinar la estimación de cada función base equivalente teniendo en cuenta el campo procedente del resto de ranuras. De esta forma, el vector $[V_p]$ se recalcula resolviendo el siguiente sistema de ecuaciones:

$$[Y_{pp}] [V_p] = [I_p] - \sum_{q \neq p} [Y_{pq}] [V_q] \quad (2.113)$$

De nuevo a partir de los vectores $[V_p]$ actualizados se reconstruye el sistema reducido y se obtiene su solución, pudiendo proceder con este algoritmo iterativo hasta alcanzar la convergencia. Este planteamiento se puede considerar como una adaptación del método iterativo MSMM (*Multiple Sweep Method of Moments*) [116] tomando como bloques básicos cada una de las ranuras.

El coste computacional de la resolución iterativa del sistema equivalente suele ser menor que la solución directa del sistema completo, aunque depende del número de incógnitas y el número de iteraciones necesarias. Concretamente, cada iteración necesita resolver un sistema $P \times P$ (2.109) además de los P sistemas $N_0 \times N_0$ (2.113) y calcular varios productos matriz por vector.

Con la finalidad de comprobar la convergencia del procedimiento iterativo descrito, éste se aplica al caso anterior de $P = 10$ ranuras de la Fig. 2.72. Se emplea el modelo MoM-L con $N_0 = 3$ funciones base por ranura. Primeramente, en la Fig. 2.76 se representa

la convergencia de la distribución de corriente sobre la segunda ranura comparada con la resolución exacta del sistema completo. En ambos casos de longitudes de ranura se puede comprobar que iteración 1 ya proporciona una solución prácticamente idéntica a la exacta. Dicha iteración corrige la primera estimación de la iteración 0, que no considera la presencia del resto de ranuras, introduciendo más asimetría en la distribución de corriente, en línea a lo ya discutido anteriormente. Como era de esperar, la diferencia entre la iteración 0 y la solución exacta se acentúa en el caso de $L = 0.56\lambda_g$ donde los acoplamientos mutuos son más fuertes. Nótese que en la Fig. 2.76(b) todavía se aprecia una ligera diferencia entre la corriente de la iteración 1 y la exacta, algo que no ocurre en la Fig. 2.76(a).

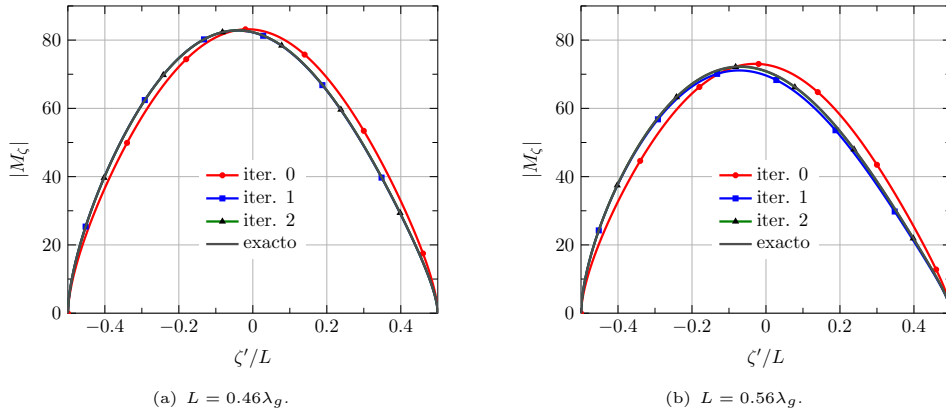


Figura 2.76: Módulo de la corriente magnética en $\xi' = 0$ a 10 GHz en la segunda ranura de la Fig. 2.72 para las diferentes iteraciones de la función base equivalente. La anchura de las ranuras es $w = 0.05\lambda_g$, el grosor $t = 35 \mu\text{m}$ y se sitúan en el escenario 1 de la Tabla 2.2.

El mismo estudio de convergencia se puede realizar representando en la Fig. 2.77 los diagramas de radiación calculados a partir de la solución aportada por las diferentes iteraciones. Por un lado, en el caso de ranuras más cortas, la diferencia observada previamente entre la iteración 0 y la solución exacta apenas se traslada al diagrama de radiación de la agrupación. En cambio con ranuras más largas, en la Fig. 2.77(b) se observa una ligera diferencia en el campo radiado hacia ángulos de elevación grandes. Esta discrepancia coincide con lo observado anteriormente ya que en este caso la excitación de los modos impares aumenta considerablemente. De hecho, el resultado de la iteración 0 en la Fig. 2.77(b) es muy similar al obtenido para la solución exacta con el modelo MoM- L^- , representado en la Fig. 2.75(b). Esto concuerda con el hecho de que la iteración 0 supone que las ranuras están aisladas para obtener la función base equivalente, por lo que la contribución de los modos impares se reduce notablemente.

Con el propósito de verificar el funcionamiento del procedimiento iterativo, se considera ahora una agrupación de un mayor número de ranuras. En concreto, se escoge una antena LP-RLSA convencional de cinco anillos con un espaciado angular entre elementos de $S_\phi = 0.5\lambda$ y una distancia al primer anillo de $\rho_0 = \lambda_g$. Los detalles de la topología de la antena se pueden consultar en el Capítulo 4. La agrupación se compone de un total de 244 ranuras idénticas de longitud L . Las características de la guía y el medio externo son las habituales, recogidas en la Tabla 2.2. Para esta antena, en la Fig. 2.78 se representan las primeras iteraciones de la función base equivalente en una de las ranuras de la agrupación. Se sigue distinguiendo entre las dos longitudes de ranura estudiadas anteriormente.

Si las ranuras están débilmente excitadas las funciones base equivalentes convergen tras pocas iteraciones, como se puede observar en la muestra representada en la Fig. 2.78(a). En el caso de $L = 0.56\lambda_g$, sin embargo, los fuertes acoplamientos mutuos hacen que el

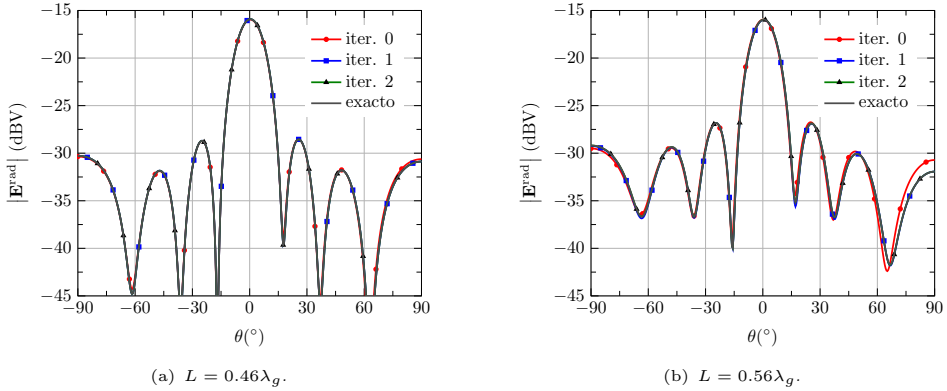


Figura 2.77: Módulo del campo eléctrico radiado a 10 GHz en $\phi = 0^\circ$ por las ranuras de la Fig. 2.72 para las diferentes iteraciones de la función base equivalente. La anchura de las ranuras es $w = 0.05\lambda_g$, el grosor $t = 35 \mu\text{m}$ y se sitúan en el escenario 1 de la Tabla 2.2.

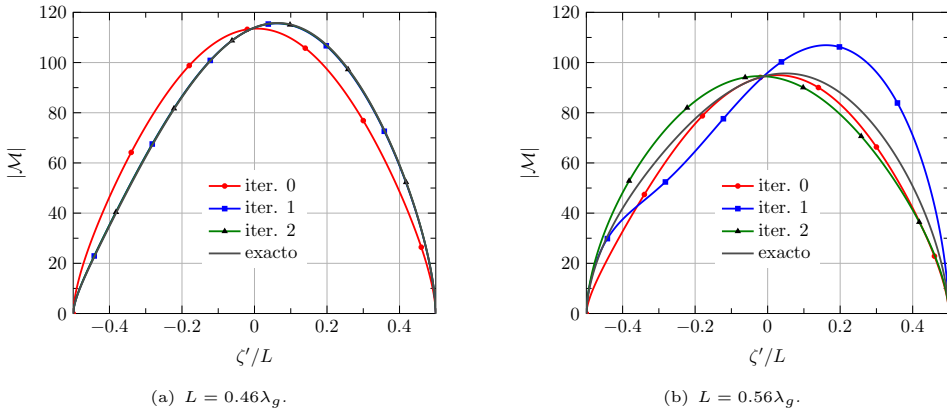


Figura 2.78: Módulo de la función base equivalente en $\xi' = 0$ a 10 GHz de la tercera ranura en una LP-RLSA de 5 anillos para las diferentes iteraciones. La anchura de las ranuras es $w = 0.05\lambda_g$, el grosor $t = 35 \mu\text{m}$ y se sitúan en el escenario 1 de la Tabla 2.2.

procedimiento iterativo no converja, principalmente por la fuerte influencia de la función base impar. La falta de convergencia proviene de una matriz del sistema que no es diagonalmente dominante. Este es un hecho sobradamente conocido en la resolución iterativa de sistemas de ecuaciones. Curiosamente en esta situación no convergente la mejor aproximación en la Fig. 2.78(b) viene dada por la iteración 0, para la cual no se tienen en cuenta los acoplamientos mutuos. El efecto sobre los diagramas se puede observar en la Fig. 2.79, donde se representa el campo radiado para los mismos casos anteriores.

Las conclusiones extraídas a partir de los diagramas repiten lo comentado anteriormente. Mientras que con ranuras cortas el procedimiento converge rápidamente, los fuertes acoplamientos que producen las ranuras más largas arruinan la convergencia de la solución. En este último caso, la estimación que proporciona la iteración 0 se convierte en la solución más fiable. A este respecto conviene adelantar que la topología de antena analizada se puede calificar como un caso crítico debido a que las reflexiones de todas las ranuras se suman en fase, aumentando notablemente los acoplamientos mutuos. Este fenómeno se agrava aún más por el hecho de que todas las ranuras presentan unas dimensiones reso-

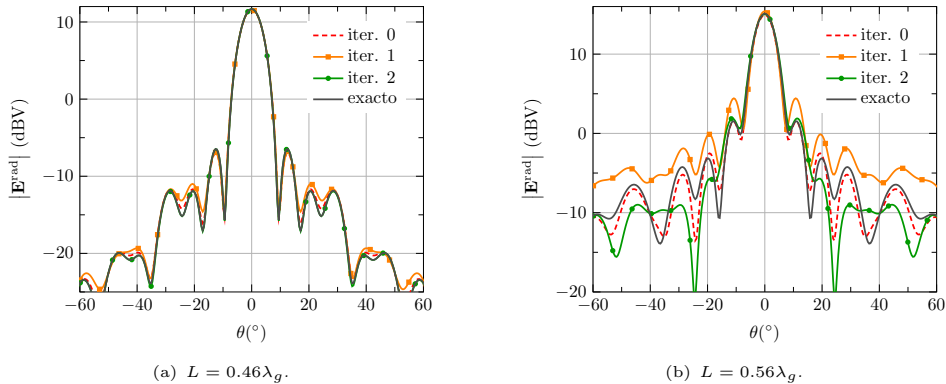


Figura 2.79: Módulo del campo eléctrico radiado a 10 GHz en $\phi = 0^\circ$ por una LP-RLSA de 5 anillos para las diferentes iteraciones de la función base equivalente.

nantes. El caso analizado por tanto no se puede considerar muy representativo de diseños de antenas prácticos. No obstante, el objetivo de este capítulo consiste en desarrollar una herramienta de análisis fiable por lo que definitivamente se descarta este procedimiento iterativo de solución. De aquí en adelante la resolución del sistema completo se va a llevar a cabo por defecto de forma directa. Como se ha comentado anteriormente, este proceso resulta abordable en las estaciones de trabajo actuales. El empleo de preconditionadores para intentar conseguir una matriz del sistema más apta para un sistema de resolución iterativo queda fuera del alcance de esta tesis.

En este punto, es importante comenzar ya a hacerse una idea de cómo se reparte el tiempo de computación en el análisis completo de una antena típica. A lo largo de toda esta tesis, las simulaciones se realizan en una estación de trabajo con un procesador Intel[®] Core[™]i7-860 a 2.8 GHz con 16 GB de memoria RAM. Para ponerlo en situación conviene citar que la máquina data de finales del año 2009. Este procesador i7 de primera generación permite usar la tecnología *Hyper-Threading* de tal forma que tiene disponibles ocho procesadores en total. De esta forma, parte del código se paraleliza para explotar este recurso empleando las utilidades que proporciona MATLAB[®]. Merece la pena recalcar que nunca se consigue dividir los tiempos de computación por el número de procesadores y la eficiencia de la paralelización depende fuertemente de la tarea implementada, siendo a veces contraproducente. Por lo tanto, únicamente la tarea más costosa del análisis MoM, el relleno de la matriz del sistema, es paralelizada convenientemente. Con esta estrategia se consigue menor o mayor eficacia en función del tamaño de la matriz, pero prácticamente siempre se rebaja el coste temporal de una ejecución secuencial. Con estas consideraciones, en el caso concreto de la agrupación LP-RLSA anterior, el análisis precisa de 0.89 segundos para el relleno de la matriz y 0.09 segundos para la solución directa del sistema.

Para evaluar ahora la precisión del análisis, en la Fig. 2.80 se compara el diagrama de radiación en el corte $\phi = 0^\circ$ con la referencia, representada como de costumbre por la caracterización MoM-full. Por conveniencia también se incluyen los resultados correspondientes a los modelos MoM-L⁻ y MoM-B. Como recordatorio (véase Tabla 2.4), el modelo MoM-B incorpora la variación impar transversal de la corriente longitudinal y transversal. La Fig. 2.80 revela de nuevo significativas diferencias entre el caso de las ranuras de longitud $L = 0.46\lambda_g$ y $L = 0.56\lambda_g$. Para el primer caso de ranuras menos excitadas, la Fig. 2.80(a) refleja una coincidencia prácticamente total entre los tres modelos considerados y con la referencia. Se confirma así la poca influencia de la función base (1,0) en la solución, siendo suficiente el modelo MoM-L⁻. Por el contrario, cuando $L = 0.56\lambda_g$ la Fig. 2.80(b) muestra ya diferencias apreciables entre los diagramas obtenidos. El modelo MoM-L⁻ subestima

apreciablemente el nivel del lóbulo secundario mayor situado en torno a $\theta = 20^\circ$. Se confirma de nuevo la necesidad de considerar la función base (1,0) en el análisis de ranuras largas fuertemente acopladas. En consecuencia, el modelo MoM-L muestra en general un mejor comportamiento aunque difiere de la referencia en otras direcciones menos significativas, especialmente al estimar el nivel de los mínimos del diagrama. A este respecto, añadiendo la función base longitudinal (0,1), con su homóloga (0,1) transversal, la coincidencia con el modelo MoM-full es prácticamente total, como demuestra la curva MoM-B en la Fig. 2.80(b). Evidentemente, la caracterización más completa MoM-AB⁺ también hubiera proporcionado excelentes resultados, aunque en este caso ha sido suficiente el modelo MoM-B debido a la escasa radiación de la corriente transversal.

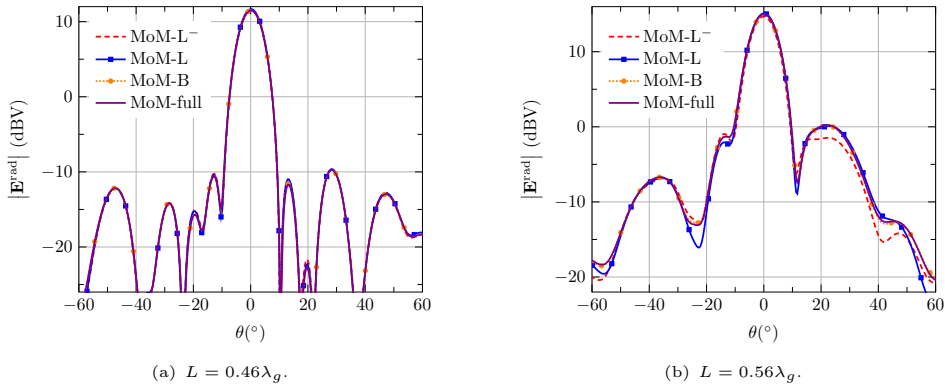


Figura 2.80: Módulo del campo eléctrico radiado a 10 GHz en $\phi = 0^\circ$ por una LP-RLSA de 5 anillos para diferentes modelos propuestos.

Modelo	N_0	N	Relleno de matriz (seg.)	Resolución del sistema (seg.)
MoM-L ⁻	2	488	0.77	0.03
MoM-L	3	732	0.89	0.09
MoM-B	5	1220	2.61	0.23
MoM-full	50	12200	599	130

Tabla 2.8: Número N_0 de funciones base por ranura, número N de incógnitas y tiempo de análisis de una LP-RLSA de 5 anillos con 244 ranuras para los modelos empleados en la Fig. 2.80.

Por último, en la Tabla 2.8 se recoge el tiempo de análisis de la antenna para los tres modelos considerados, separando la tarea de relleno de la matriz y el procedimiento de resolución del sistema. Cada uno de los análisis considerados incorpora un diferente número N_0 de funciones base por ranura, resultando en un sistema de $N = N_0 \cdot P$ incógnitas. Teóricamente el tiempo de cálculo de la matriz debería crecer como $\mathcal{O}(N^2)$ y su inversión como $\mathcal{O}(N^3)$. Inspeccionando los tiempos de la Tabla 2.8, por un lado se confirma que aproximadamente se cumple la ley de $\mathcal{O}(N^3)$ en la resolución del sistema. El tiempo de relleno de la matriz, por otro lado, también crece de forma prevista como $\mathcal{O}(N^2)$, aunque esta regla no se cumple de forma estricta para valores de N pequeños. La discrepancia se puede atribuir al conjunto de tareas comunes a realizar independientemente del número N , entre las que se incluye la evaluación de las funciones de Green. Como consecuencia, existe una diferencia de coste computacional mínima entre el análisis con $N_0 = 2$ y $N_0 = 3$

funciones base por ranura. El incremento temporal resulta ya más significativo para el modelo MoM-B con $N_0 = 5$, siendo prohibitivo en el caso de la referencia con $N_0 = 50$, como era de esperar. Cabe destacar que aunque el relleno de la matriz suele dominar el coste total del análisis, a medida que crece el número de incógnitas el tiempo dedicado a la resolución del sistema aumenta rápidamente. De esta forma, con $N = 488$ el tiempo de inversión de matriz es unas 30 veces inferior al de su cálculo, mientras que para $N = 12200$ esa relación se sitúa alrededor de 4:1. De hecho, el análisis MoM-full de esta agrupación de 244 ranuras necesita un tamaño de matriz que se encuentra ya cerca del límite máximo que el ordenador empleado es capaz de invertir en un tiempo razonable.

2.4.3. Cálculo de los parámetros de antena

El diseño y optimización de agrupaciones RLSA demanda al método de análisis electromagnético que proporcione los parámetros de antena tanto en radiación como en adaptación. Estos parámetros se calculan a partir de la resolución del sistema MoM tomando como campo incidente un modo cilíndrico TEM cuyo centro de fase coincide con la posición de la sonda de excitación. Dicho modo responde a la expresión (2.24), situando a la sonda en el origen de coordenadas. Como se explica en la Sección 2.3, la agrupación se caracteriza en reflexión a partir del coeficiente R_c , a través del cual se modela la sonda coaxial en el interior de la guía ranurada. Por otro lado, los parámetros de radiación son calculados a partir de las corrientes magnéticas sobre las ranuras empleando las expresiones de los campos radiados recogidas en el Apéndice C.

Aunque el diseño y optimización de la agrupación se suele llevar a cabo a una única frecuencia, se debe verificar el ancho de banda en el cual la antena mantiene sus propiedades de adaptación y radiación. Se requiere por tanto realizar un análisis de la misma estructura en un cierto margen de frecuencias. Esta repetición conllevaría multiplicar el tiempo de simulación por el número de puntos en frecuencia demandado, siendo en consecuencia recomendable aplicar algún tipo de interpolación. Entre las diferentes posibilidades, en esta tesis se ha optado por interpolar cada uno de los elementos de la matriz del sistema mediante *splines* cúbicos. El procedimiento de interpolación automático comienza realizando un análisis completo en las frecuencias extremo de la banda deseada. A continuación compara la solución interpolada con la solución exacta en el punto central y si la diferencia es superior a la tolerancia fijada divide en dos el intervalo de frecuencias. De esta forma, el algoritmo añade más soluciones de referencia en aquellas frecuencias donde sea necesario hasta alcanzar la caracterización completa de la antena en toda la banda de interés. Una vez finalizada, ya es posible analizar la agrupación a cualquier frecuencia con el único coste de evaluar la interpolación y resolver el sistema de ecuaciones.

Con el procedimiento descrito, el coste principal del barrido en frecuencia proviene del análisis exacto de la antena en los puntos que sirven de referencia en la interpolación. Con la finalidad de reducir al mínimo dicho número, es posible hacer uso de la variación en frecuencia conocida de cada uno de los elementos de la matriz interpolada. Por ejemplo, en la admitancia externa entre dos funciones base definidas sobre ranuras diferentes domina un término proporcional a e^{-jk_0d} , siendo d la distancia entre los centros de ambas ranuras y $k_0 = \omega/c_0$ el número de onda en el vacío. Del mismo modo, la admitancia interna varía en frecuencia principalmente como e^{-jkd} , donde k es el número de onda dentro de la guía. La estrategia consiste en dividir las entradas de la matriz por dichos factores dominantes previamente a interpolar. Se consigue así reducir la variación en frecuencia de cada término y en consecuencia aumentar la eficacia de la interpolación con un menor número de puntos. Evidentemente, para calcular la solución interpolada se debe multiplicar de nuevo por dichos factores conocidos.

Para comprobar la eficacia de la interpolación descrita, se aplica a la antena LP-RLSA de cinco anillos analizada anteriormente tomando $L = 0.46\lambda_g$ y el modelo MoM-L. El

margen de frecuencias de análisis abarca desde 9 GHz a 11 GHz, que corresponde con un ancho de banda relativo de un 20%. En este caso el algoritmo automático de interpolación consigue caracterizar el comportamiento de la antena a partir de únicamente dos puntos en frecuencia, con un error medio en el vector solución inferior a un 1%. Obviamente, el número de frecuencias requerido aumentará proporcionalmente al ancho de banda de interés para una tolerancia dada. Los resultados de esta interpolación, en forma de parámetros de antena en función de la frecuencia, se muestran en figuras sucesivas.

A continuación se describen los parámetros más representativos de una agrupación genérica y se calculan para la antena LP-RLSA bajo estudio. Además de los parámetros de antena habituales, se incluyen otras magnitudes de gran interés en los procedimientos de diseño y optimización descritos en el Capítulo 4. La estimación de todos los parámetros parte de la solución MoM del problema electromagnético, empleando el modelo habitual MoM-L en los resultados numéricos presentados.

Una de las propiedades más importantes que define el funcionamiento de la antena es el coeficiente de reflexión en el puerto coaxial de entrada. Su valor depende del coeficiente de reflexión equivalente R_c , obtenido a partir de las corrientes en las ranuras mediante las expresiones recogidas en la Sección 2.3. En la Fig. 2.81 se representa el valor complejo de R_c en todo el margen de frecuencias definido. Una vez caracterizada la agrupación en reflexión mediante R_c , se procede a calcular el parámetro S_{11} a la entrada del puerto coaxial a partir de las dimensiones de la sonda excitadora. En este caso se ha escogido un conector SMA estándar de radio interno $a_p = 0.63$ mm y radio externo $b_p = 2.06$ mm. La longitud de la sonda se ajusta de tal forma que proporcione, a la frecuencia central de la banda, una adaptación óptima a la guía de placas paralelas sin ranuras. A partir de la Fig. 2.70(a) dicha longitud óptima es $l_p = 5.1$ mm a 10 GHz. El coeficiente de reflexión de la transición a la guía PPW se representa en la Fig. 2.82(a), demostrando una óptima adaptación a la frecuencia central. A partir del coeficiente R_c se calcula el S_{11} , ahora en presencia de las ranuras, representándose en la Fig. 2.82(b). Como se puede apreciar, debido al mal comportamiento en reflexión intrínseco a una antena LP-RLSA, la adaptación es muy pobre en la frecuencia central de la banda.

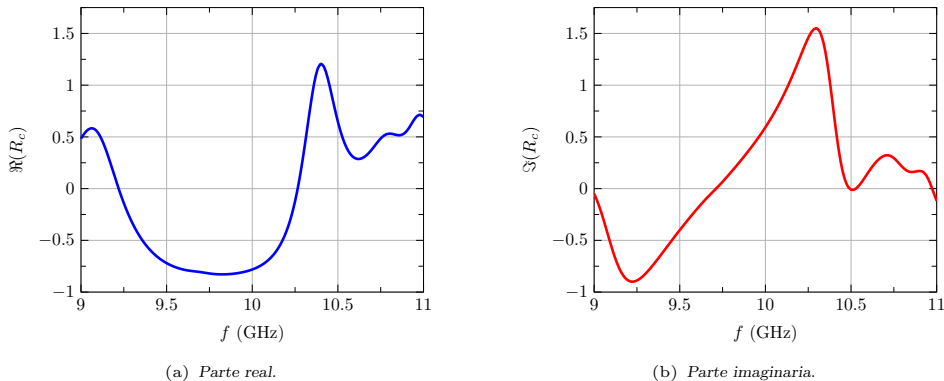


Figura 2.81: Coeficiente de reflexión equivalente de una LP-RLSA de 5 anillos en función de la frecuencia.

Los diagramas de radiación de la antena, que ya se han presentado en secciones anteriores, se evalúan usando las expresiones recogidas en el Apéndice C a partir de las corrientes sobre las ranuras. Las componentes esféricas del campo radiado ($E_\theta^{\text{rad}}, E_\phi^{\text{rad}}$) se transforman en su contribución copolar y contrapolar ($E_{\text{cp}}^{\text{rad}}, E_{\text{xp}}^{\text{rad}}$) en función de la polarización deseada en la antena. Para ello se aplica la comúnmente empleada definición general de

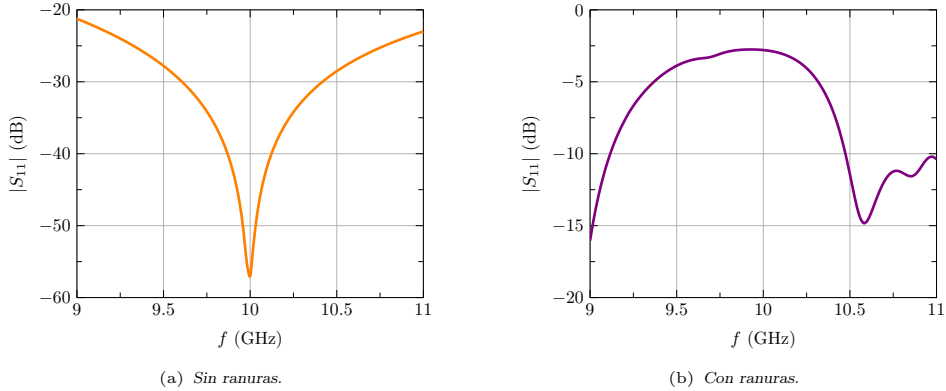


Figura 2.82: Módulo del coeficiente de reflexión (dB) en el puerto coaxial de una LP-RLSA de 5 anillos en función de la frecuencia.

Ludwig [117]. Por otro lado, la potencia radiada se calcula de la forma habitual mediante la integración del vector de Poynting sobre una esfera:

$$W_{\text{rad}} = \frac{1}{2\eta_0} \int_{\phi} \int_{\theta} \left(|E_{\theta}^{\text{rad}}|^2 + |E_{\phi}^{\text{rad}}|^2 \right) r^2 \sin\theta d\theta d\phi \quad (2.114)$$

donde las integrales se definen sobre los intervalos $\phi \in [0, 2\pi]$ y $\theta \in [0, \pi/2]$. Nótese que el dominio del ángulo de elevación sólo abarca el hemisferio norte de la esfera debido a la presencia del conductor infinito en $z = 0$. Aplicado a antenas muy directivas, la evaluación precisa de la integral doble (2.114) requiere un elevado número de puntos, lo que implica un alto coste computacional en agrupaciones con un gran número de elementos. Para aliviar dicho coste, aquí se ha optado por aplicar la técnica descrita en [118], la cual mejora sustancialmente la eficiencia de una cuadratura convencional empleando una expansión en modos esféricos.

Una vez determinada la potencia radiada, la directividad de la antena en cualquier dirección $D(\theta, \phi)$ se calcula de forma inmediata [2], siendo especialmente importante el valor de la directividad máxima D_{max} . La evaluación de W_{rad} permite también obtener la eficiencia de la antena, para lo cual se debe establecer primero el balance de potencias del problema electromagnético. En el interior de la guía se propagan dos campos, el incidente dado por (2.94) y el dispersado por las ranuras obtenido a partir de sus tensiones mediante (2.95). Combinando ambos campos se puede obtener el vector de Poynting que caracteriza el flujo de potencia en el interior de la guía. Integrando dicho vector sobre una superficie cilíndrica, definida por un radio ρ_{in} interno a la agrupación, puede evaluarse la potencia de entrada W_{in} a la antena, tal y como se dibuja en la Fig. 2.83. Si por el contrario se integra sobre una superficie externa de radio ρ_{out} se obtiene la potencia de salida W_{out} , que se propagaría hasta el infinito por el interior de la guía. El valor W_{out} se puede considerar como potencia residual ya que no contribuye a la radiación. En un caso sin pérdidas óhmicas, lógicamente la potencia de entrada se distribuye entre la potencia radiada y la potencia residual, de tal forma que se cumple $W_{\text{in}} = W_{\text{out}} + W_{\text{rad}}$. En los casos con pérdidas, el dieléctrico del interior de la guía absorbe una potencia igual a W_{loss} , cumpliéndose $W_{\text{in}} = W_{\text{out}} + W_{\text{rad}} + W_{\text{loss}}$.

El balance de potencias descrito se estima a partir del vector de Poynting en el interior de la guía, que se puede escribir como:

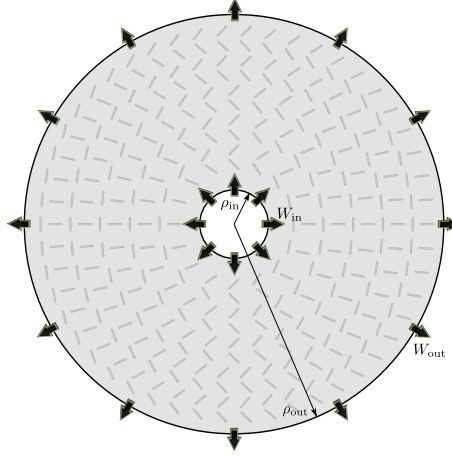


Figura 2.83: Potencias de entrada y salida de una agrupación de ranuras sobre una guía de placas paralelas.

$$\wp = \frac{1}{2} \Re [\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*] = -\hat{\rho} \frac{1}{2} \Re \left[\left(\mathbf{E}_z^{\text{inc}} + \mathbf{E}_z^{\text{s}} \right) \left(\mathbf{H}_\phi^{\text{inc}} + \mathbf{H}_\phi^{\text{s}} \right)^* \right] \quad (2.115)$$

donde $\mathbf{E}_z^{\text{inc}}$ y \mathbf{E}_z^{s} son la componente z del campo eléctrico incidente y dispersado respectivamente, mientras que $\mathbf{H}_{0\phi}^{\text{inc}}$ y $\mathbf{H}_{0\phi}^{\text{s}}$ denotan la componente ϕ del campo magnético asociado a cada uno de ellos.

El desarrollo realizado en la Sección 2.3.3 permite derivar una expresión sencilla de la potencia de entrada a partir del coeficiente de reflexión equivalente de la agrupación. Como se explica en esa sección, el campo dispersado por las ranuras se puede escribir como (2.95), asumiendo que ρ_{in} es inferior al vector de posición de las corrientes magnéticas. Al integrar el vector de Poynting sobre una superficie con simetría de revolución respecto al origen, únicamente es necesario considerar el modo de orden $n = 0$ en (2.95). De esta forma, a partir de la definición de R_c (2.98), y tomando el límite $\rho_{\text{in}} \rightarrow 0$ en las funciones de Bessel involucradas, se llega a la siguiente expresión:

$$W_{\text{in}} = \int_z \int_\phi \wp \cdot d\mathbf{S}_{\text{in}} = \frac{2\eta_0 h}{k_0 |\epsilon_r|} \left(1 + \Re(R_c) + \frac{2}{\pi} \arctan \left(\frac{\tan \delta}{2} \right) \right) \quad (2.116)$$

siendo η_0 y k_0 la impedancia y número de onda del vacío respectivamente mientras que ϵ_r y $\tan \delta$ son la permitividad eléctrica relativa y la tangente de pérdidas en el interior de la guía. Conviene mencionar que si no hay pérdidas óhmicas no es necesario aplicar el límite $\rho_{\text{in}} \rightarrow 0$ porque la potencia de entrada no depende del radio ρ_{in} considerado, siempre y cuando sea interno a las ranuras. En el caso sin pérdidas se cumple $\tan \delta = 0$ y la expresión (2.116) se reduce a:

$$W_{\text{in}} = \frac{2\eta h}{k} (1 + \Re(R_c)) \quad (2.117)$$

donde η y k son respectivamente la impedancia y número de onda en el interior de la guía.

La sencilla expresión obtenida para la potencia de entrada reafirma la utilidad del coeficiente de reflexión equivalente R_c al caracterizar la agrupación en reflexión. En este sentido, la parte real de dicho coeficiente proporciona la información de la potencia reflejada por las ranuras. Desgraciadamente, no es posible llegar a una expresión tan sencilla para la potencia residual W_{out} debido a que en este caso intervienen todos los modos $n \geq 0$. Se debe

recurrir a la expresión del campo generado por una corriente magnética (B.4), evaluar el vector de Poynting e integrarlo numéricamente, proceso que resulta bastante más costoso. Por fortuna, esta potencia residual no es necesaria para calcular los parámetros de la antena, aunque sirva para confirmar el balance de potencias en los casos sin pérdidas.

A modo de ejemplo, la antena anterior presenta un coeficiente $R_c = -0.873 + j0.567$ a 10 GHz, que aplicando (2.117) proporciona una potencia de entrada de $W_{in} = 2.127$ mW. Por otro lado, el cálculo de la potencia radiada mediante (2.114) da como resultado $W_{rad} = 0.583$ mW mientras que la integración numérica en la superficie externa estima la potencia de salida en $W_{out} = 1.545$ mW. Al estar la guía rellena con un dieléctrico sin pérdidas, teóricamente se establece que $W_{in} = W_{out} + W_{rad}$, condición que se cumple en este caso con un error inferior a un 0.06 %.

La eficiencia de radiación o eficiencia de pérdidas de la antena se calcula como el cociente entre la potencia radiada y la potencia de entrada, es decir, $\eta_{rad} = W_{rad}/W_{in}$. La potencia residual W_{out} también se puede considerar como pérdidas aparte de las óhmicas introducidas por el dieléctrico. Conviene aclarar aquí que el modelo electromagnético planteado desde el principio de esta tesis impide la incorporación de las pérdidas óhmicas en los conductores. Afortunadamente en este tipo de antenas RLSA la potencia consumida en los metales suele ser mínima comparada con la absorbida por el dieléctrico. Una vez calculada la eficiencia, la ganancia de la antena se obtiene como $G(\theta, \phi) = \eta_{rad}D(\theta, \phi)$ y en consecuencia la ganancia máxima es $G_{max} = \eta_{rad}D_{max}$. Ésta corresponde con la definición establecida oficialmente por el organismo IEEE [119], y como tal se puede encontrar entre los parámetros de la antena calculados por un simulador electromagnético. Sin embargo, en un caso práctico a dichas pérdidas se le deberían añadir las correspondientes a la desadaptación en el puerto de entrada coaxial, dadas por $\eta_{rfx} = 1 - |S_{11}|^2$. A la ganancia calculada teniendo en cuenta estas pérdidas adicionales se le denomina ganancia efectiva, referida en inglés como *realized gain*. En esta tesis se ha optado por emplear la definición convencional de la ganancia dada por IEEE, separando así los parámetros de radiación de los parámetros de adaptación.

Por último, la eficiencia de iluminación de la apertura que ocupa la agrupación se obtiene a partir de la directividad máxima como:

$$\eta_{il} = \frac{D_{max}}{A_{geom}} \frac{\lambda_0^2}{4\pi} \quad (2.118)$$

donde λ_0 es la longitud de onda en espacio libre y A_{geom} el área geométrica que ocupa la antena. Debido a la particular geometría de una RLSA, se ha optado por tomar el área de la mínima elipse que engloba todos los elementos de la agrupación. La eficiencia total de la apertura es el producto de las eficiencias de pérdidas y de iluminación, $\eta_{tot} = \eta_{il}\eta_{rad}$.

En relación a la misma LP-RLSA descrita anteriormente, en la Fig. 2.84(a) se representan las eficiencias de radiación, de iluminación y total en función de la frecuencia. Como se puede comprobar, la eficiencia de radiación aumenta con la frecuencia y en consecuencia con el tamaño eléctrico de las ranuras. Por el contrario, la eficiencia de iluminación se comporta de forma opuesta debido al aumento de los acoplamientos mutuos. Como resultado, el producto de ambas presenta un máximo a una frecuencia alrededor de 10 GHz. Este comportamiento global de las eficiencias se cumple en general en todas las antenas RLSA. En este caso concreto las curvas evolucionan de forma irregular debido a las fuertes reflexiones mencionadas anteriormente. Para completar el estudio, en la Fig. 2.84(b) se representan la directividad y ganancia máximas también en función de la frecuencia. Obviamente, la evolución de la directividad es similar al de la eficiencia de iluminación mientras que la ganancia emula el comportamiento de la eficiencia total.

Los parámetros de radiación y adaptación descritos cuantifican el comportamiento electromagnético de la agrupación, pudiendo comprobar de esta forma si la antena cumple las especificaciones requeridas. Sin embargo, a partir de ellos resulta complicado averiguar si

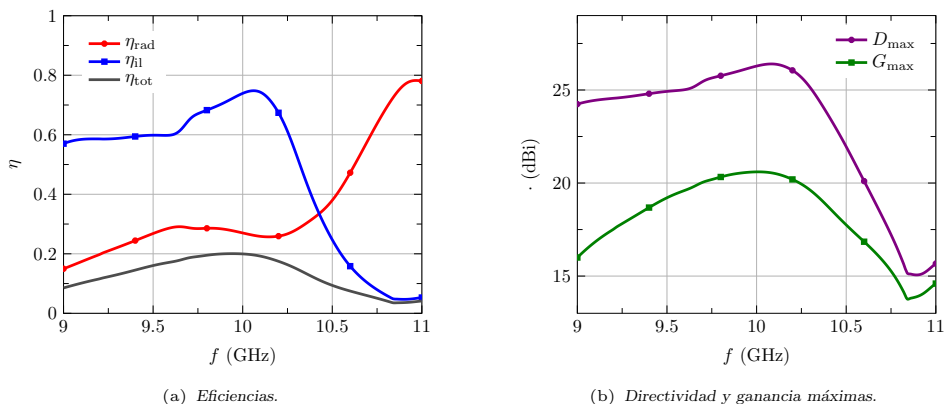


Figura 2.84: Eficiencias, directividad y ganancia máxima de una LP-RLSA de 5 anillos en función de la frecuencia.

hay algunos elementos que no cumplen su cometido. En este sentido, la optimización del diseño necesita alguna herramienta de diagnóstico que facilite el ajuste de las dimensiones o posición de los elementos que no cumplan su función de manera adecuada. Una de las representaciones gráficas más útiles en ese propósito consiste en visualizar el campo radiado por cada elemento en la dirección de máxima radiación. Debido al principio básico de funcionamiento de las antenas RLSA resulta más útil examinar la componente de campo copolar radiado por cada pareja de ranuras. En la Fig. 2.85 se representa dicha magnitud tanto en módulo como en fase para la antenna estudiada a lo largo de toda esta sección.

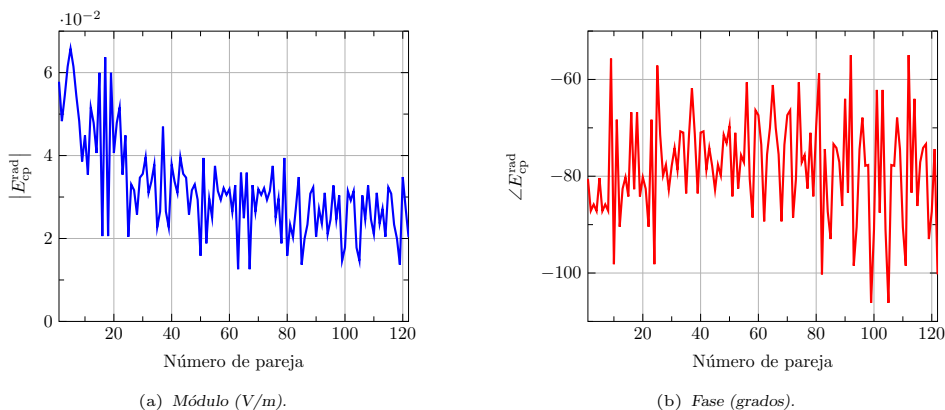


Figura 2.85: Componente de campo copolar radiado por cada pareja en una LP-RLSA de 5 anillos en la dirección $\theta = \phi = 0$ a 10 GHz.

Al inspeccionar la Fig. 2.85(a) se puede evaluar la aportación de cada pareja al máximo del diagrama y comprobar si cumple la distribución de amplitud deseada. En este caso la amplitud decae con el número de pareja, es decir, con la distancia a la excitación, debido a la distribución de potencia propia del modo cilíndrico. Para compensar dicha caída sería necesario aumentar progresivamente la longitud de ranura a medida que se aleja del punto de excitación. En cuanto a la fase representada en la Fig. 2.85(b), no se aprecia una tendencia clara en función del número de pareja. Ambos resultados exhiben una irregularidad evidente a causa de los fuertes acoplamientos mutuos repetidamente mencionados.

Por último, aunque el resultado anterior permite conocer de forma precisa la contribución de cada elemento a la radiación, su representación no aporta información espacial que ayude a detectar zonas de la antena que no funcionen como debieran. En este sentido, una herramienta de visualización muy útil consiste en representar los campos en la apertura calculados a partir del campo radiado. Las expresiones clásicas [120] de la expansión en ondas planas establecen que el campo se puede calcular en cualquier punto como:

$$\mathbf{E}(x, y, z) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{A}(k_x, k_y) e^{j(k_x x + k_y y + k_z z)} dk_x dk_y \quad (2.119)$$

donde $\mathbf{A}(k_x, k_y)$ denota el espectro de ondas planas, y el número de onda en z se calcula como $k_z^2 = k_0^2 - k_x^2 - k_y^2$. Esta expresión se suele emplear para reconstruir los campos en la apertura a partir de la medida de los diagramas de radiación. Esto es posible gracias a que los campos radiados proporcionan muestras del espectro de ondas planas dentro del círculo unidad $k_x^2 + k_y^2 < k_0^2$. Nótese que el resto del espectro corresponde con modos evanescentes imposibles de medir con un montaje convencional. De esta forma el espectro de ondas planas reconstruido $\mathbf{A}_0(k_x, k_y)$ se obtiene como:

$$\mathbf{A}_0(k_x, k_y) = \frac{1}{jk_0 \cos \theta} \mathbf{E}_0^{\text{rad}}(\theta, \phi) \quad (2.120)$$

donde $k_x = k_0 \sin \theta \cos \phi$ y $k_y = k_0 \sin \theta \sin \phi$, y $\mathbf{E}_0^{\text{rad}} = \mathbf{E}^{\text{rad}}/(e^{-jk_0 r}/r)$ es el campo radiado sin el término de la onda esférica. Esta estimación del espectro de ondas planas permite reconstruir los campos en la apertura evaluando la integral (2.119) en $z = 0$. La integral se reduce al interior del círculo unidad asumiendo nula la contribución de los modos evanescentes. El dominio de integración circular permite realizar un cambio de variable para mayor comodidad del cálculo, transformando la expresión (2.119) en:

$$\mathbf{E}(\rho, \phi, z) = \int_0^{2\pi} \left[\int_0^{k_0} \mathbf{A}_0(k_\rho, k_\phi) k_\rho e^{jk_\rho \rho \cos(k_\phi - \phi)} e^{jk_z z} dk_\rho \right] dk_\phi \quad (2.121)$$

donde (ρ, ϕ, z) denotan las coordenadas cilíndricas del punto donde se evalúa el campo y $k_\rho = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$ y $k_\phi = \arctan(k_y/k_x)$ son las variables espectrales de integración.

Aunque el análisis MoM permitiría obtener el espectro completo de ondas planas a partir de las corrientes magnéticas, se ha preferido seguir el mismo procedimiento descrito anteriormente que desestima los modos evanescentes. La razón estriba en que la distribución de corrientes magnéticas sobre cada una de las ranuras ya representa en sí misma el campo eléctrico tangencial sobre la apertura. Conviene recordar que se pretende proporcionar una herramienta de visualización global sobre cómo están contribuyendo cada una de las partes de la antena al campo radiado. Por esta razón, parece lógico emplear en este cálculo únicamente la zona propagativa del espectro de ondas planas e ignorar la región evanescente. Además, la aplicación del mismo procesamiento sobre los diagramas de radiación medidos posibilita una comparación directa con las simulaciones a nivel de campos en la apertura.

A modo de ejemplo, en la Fig. 2.86 se visualiza el campo eléctrico en la apertura de la misma antena, tomando únicamente la componente copolar, que en este caso corresponde con E_x . En la representación se ha superpuesto un dibujo de las ranuras que forman la agrupación para facilitar la identificación de las zonas de la antena. Debido a que al evaluar la integral (2.121) en realidad se está truncando el espectro con una ventana circular uniforme, los campos reconstruidos aparecen con ciertas réplicas indeseadas correspondientes a los lóbulos secundarios de la función *sinc*. Aplicando la teoría clásica de procesamiento de señal, aquí se ha empleado una ventana de Kaiser [121] que permite ajustar mediante un parámetro β el compromiso entre precisión y lóbulos secundarios. Después de varias pruebas subjetivas, aquí se ha optado por tomar $\beta = 2$ aunque este valor puede cambiar dependiendo del caso analizado.

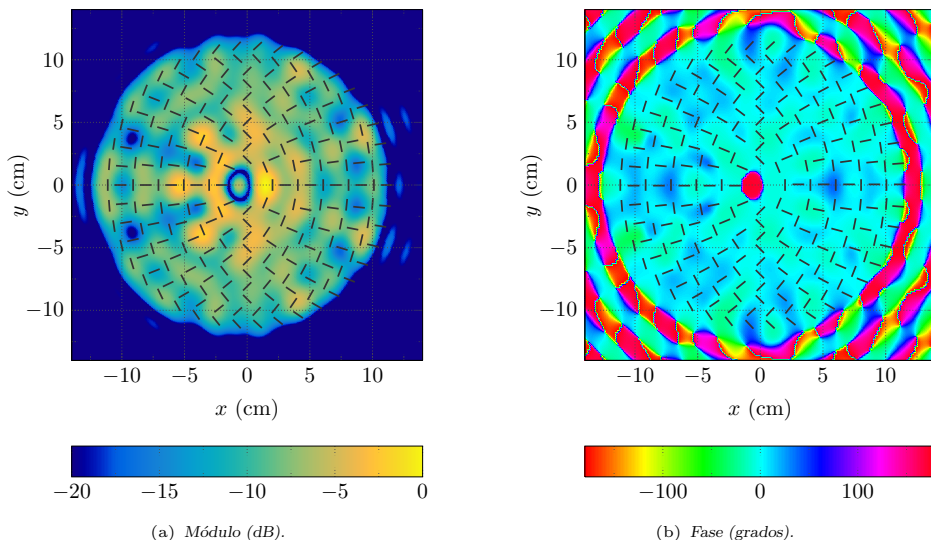


Figura 2.86: Componente E_x del campo eléctrico sobre la apertura en una LP-RLSA de 5 anillos a 10 GHz. Se aplica una ventana de Kaiser con $\beta = 2$.

El módulo del campo eléctrico en la apertura, como el mostrado en la Fig. 2.86(a), proporciona una herramienta muy útil para evaluar la distribución de amplitud sobre la agrupación. En este caso se confirma que las ranuras internas se encuentran más excitadas, apareciendo además ciertos nulos de campo debido a las fuertes reflexiones comentadas anteriormente. A este respecto, el objetivo de diseño para maximizar la directividad sería que la amplitud del campo sobre la apertura fuera lo más uniforme posible. En relación a la fase mostrada en la Fig. 2.86(b), se normaliza para una media nula minimizando de esta forma los posibles saltos de fase. De nuevo, un comportamiento ideal de la apertura debería mostrar una fase uniforme dentro del espacio que ocupan las ranuras.

2.4.4. Planteamiento de una solución aproximada

Los parámetros descritos en la sección anterior, consecuencia del análisis electromagnético de la agrupación, van a servir de referencia en el Capítulo 4 para la optimización de antenas RLSA. En este sentido, el análisis MoM detallado en la Sección 2.4.1 ha demostrado una eficiencia y precisión aptas para manejar grandes agrupaciones de elementos. No obstante, cabe preguntarse si es posible plantear una solución aproximada que proporcione una buena estimación de los parámetros de la antena y rebaje apreciablemente el tiempo de análisis. Dicha solución alternativa sería bienvenida al aplicar un procedimiento de optimización de la agrupación, el cual puede demandar resolver el problema electromagnético un número elevado de veces.

Una de las soluciones potencialmente capaces de disminuir el tiempo de análisis consiste en la reducción del sistema planteado en la Sección 2.4.2, mediante la definición de una función base equivalente por ranura. Como ya se ha verificado en dicha sección, sin embargo, la convergencia del procedimiento iterativo no está garantizada. No obstante, el carácter aproximado del análisis planteado ahora abre la posibilidad de reconsiderar dicha solución. La denominada iteración 0 se postula como el mejor candidato para rebajar al máximo el coste computacional, ya que resuelve una única vez el sistema de ecuaciones de tamaño $P \times P$. Además, en los problemas en los que el algoritmo iterativo no converge, esta primera iteración constituye la solución más cercana a la resolución exacta del sistema completo.

La aproximación comienza resolviendo el sistema (2.112) para cada una de las ranuras, sin tener en cuenta el resto de elementos. A partir de las N_0 amplitudes $V_i^{(p)}$ obtenidas para cada ranura, se define la función base equivalente \mathcal{M}_p (2.106), que caracteriza la distribución de corriente magnética sobre cada una de ellas. A partir de los P vectores $[V_p]$ que contienen los valores $V_i^{(p)}$, se calcula el sistema reducido (2.109) mediante las expresiones (2.110)-(2.111). La solución del sistema $P \times P$ proporciona las amplitudes \bar{V}_p de las funciones base equivalentes \mathcal{M}_p , y con ellas la corriente magnética sobre cada ranura.

Desafortunadamente, el tiempo de relleno de matriz se mantiene inalterado ya que el cálculo del sistema reducido necesita el sistema completo original. Este hecho reduce significativamente el ahorro temporal de la solución descrita debido a que el tiempo de relleno suele suponer el mayor esfuerzo computacional. Como alternativa, se propone aproximar las interacciones mutuas entre dos funciones base equivalentes, es decir, los elementos \bar{Y}_{pq} de la matriz (2.109) cuando $p \neq q$. La evaluación de dichos elementos supone la mayor carga computacional en el cálculo de la matriz reducida. Esta aproximación se fundamenta en el hecho que, como se puede comprobar en la Fig. 2.78, la función base equivalente dada por la iteración 0 tiene forma prácticamente cosenoidal. La diferencia de pendiente en los extremos de la ranura, a pesar de arruinar la convergencia de las funciones base sinusoidales, influye de forma mucho menos apreciable cuando se evalúa el campo dispersado por ella a una cierta distancia. Consecuentemente, la interacción \bar{Y}_{pq} se puede aproximar reemplazando las funciones base equivalentes por funciones coseno de área unitaria.

Por lo tanto, la solución aproximada propuesta evalúa los elementos fuera de la diagonal \bar{Y}_{pq} de la matriz reducida calculando la interacción entre dos funciones base cosenoidales, del siguiente modo:

$$\bar{Y}_{pq} = [V_p]^t [Y_{pq}] [V_q] \simeq \frac{\pi^2}{4L_p L_q} Y_{pq}^{(0)} \quad (2.122)$$

donde L_p y L_q son las longitudes de las dos ranuras involucradas y $Y_{pq}^{(0)}$ denota la admitancia mutua considerando una función base y peso cosenoidal, de la forma:

$$\mathbf{m}_i(\mathbf{r}') = m_{\zeta,k}(\mathbf{r}') \hat{\zeta}' = \frac{1}{w_k} \cos\left(\frac{\pi \zeta'}{L_k}\right) \hat{\zeta}' \quad (2.123)$$

donde w y L son la anchura y longitud de la ranura y k es igual a p o q en la función base o peso respectivamente. Nótese que estas funciones base son idénticas a las de primer orden definidas en la Sección 2.1.2.

En consecuencia, la aproximación propuesta sustituye el cálculo de cada matriz $[Y_{pq}]$ del sistema original de tamaño $N_0 \times N_0$ por un único término de interacción. De este modo, el número total de términos mutuos a calcular pasa de ser del orden de $\mathcal{O}(N_0^2 P^2)$ a $\mathcal{O}(P^2)$. El coste computacional del relleno de matriz por tanto será similar al asociado a una única función base por ranura.

En cuanto a los elementos de la diagonal \bar{Y}_{pp} de la matriz reducida, la solución aproximada sí necesita la matriz $[Y_{pp}]$ original correspondiente a las N_0 funciones base. A partir de las funciones base equivalentes de cada ranura \mathcal{M}_p , calcula los elementos de auto-interacción \bar{Y}_{pp} aplicando la expresión:

$$\bar{Y}_{pp} = [V_p]^t [Y_{pp}] [V_p] \quad (2.124)$$

Como último paso del cálculo del sistema reducido, su vector de excitación se obtiene a partir de $[V_p]$ aplicando (2.111). En la obtención de los vectores $[V_p]$ que definen las funciones base equivalentes, la solución aproximada también propone modificar el método original de la iteración 0. Así, al resolver el problema dado por la ecuación (2.112) se plantea tomar como excitación un campo uniforme en lugar del modo TEM original. Se define así una respuesta característica de la ranura sin tener en cuenta la excitación concreta, haciendo de

esta forma el método mucho más general. Dicha modificación permite aplicar la técnica en ciertas ocasiones donde el campo incidente a las ranuras no resulta evidente. Ese es el caso por ejemplo de una ranura excitada por el campo acoplado a través de otras aperturas, como ocurre en ciertas estructuras descritas en el Capítulo 3. En consecuencia, el vector $[V_p]$ que define la función base equivalente de cada ranura se obtiene resolviendo:

$$[Y_{pp}][V_p] = [I_{p0}] \quad (2.125)$$

siendo $[I_{p0}]$ un vector que contiene el área A_{m_i} de cada función base, dada por la expresión (2.108).

En relación al cálculo de los vectores $[V_p]$, otra opción factible ya mencionada hubiera sido escoger como función base equivalente el primer modo característico de la ranura definido en [105]. Aunque no se exponen aquí los resultados, se ha comprobado que ese primer modo característico presenta una forma muy similar a la calculada mediante (2.125). Nótese que la aproximación propuesta calcula la función base equivalente como la respuesta de la ranura a una onda plana incidiendo de forma perpendicular.

Por último, cabe mencionar un par de consideraciones adicionales de carácter práctico. Por un lado, las funciones base equivalentes obtenidas mediante (2.125) presentan simetría par, por lo que es recomendable no incluir las componentes de corriente impar. En consecuencia, la solución aproximada empleará siempre el modelo reducido MoM-L⁻ con $N_0 = 2$. No tiene sentido recurrir a modelos más rigurosos entre los recogidos en la Tabla 2.4 debido al carácter aproximado de la solución. No obstante, como se ha comprobado anteriormente la función base impar (1,0) ignorada por el modelo MoM-L⁻ puede jugar un papel importante en antenas con fuertes acoplamientos mutuos. Sea como fuere, su exclusión en el modelo ya se hace efectiva implícitamente al aproximar las interacciones mutuas mediante funciones base cosenoidales. Por otro lado, una ventaja de desvincular las funciones base equivalentes de la excitación es su única dependencia de las dimensiones de la ranura. Este hecho puede suponer un cierto ahorro computacional en agrupaciones con gran redundancia en dichas dimensiones.

Con el propósito de evaluar la precisión de la solución aproximada propuesta, ésta se aplica al análisis de una antena RLSA y se compara con la solución del sistema completo. Para intentar realizar una comparativa sobre un caso lo más realista posible, se toma la antena LP-RLSA de haz inclinado diseñada y medida en el Capítulo 4. La agrupación en cuestión se compone de 1404 ranuras dispuestas a lo largo de la apertura. Los detalles de la estructura de la antena y la distribución de sus elementos se pueden encontrar en la Sección 4.2.2. Aquí no se van a mostrar los resultados experimentales ya que el objetivo se focaliza sobre la precisión de la aproximación respecto la solución exacta. También se debe mencionar que el análisis realizado aquí considera una guía PPW infinita en lugar de la cavidad circular fabricada, que se aborda en la Sección 2.4.5.

La agrupación es analizada primero resolviendo de forma convencional la matriz MoM completa resultante de aplicar del modelo MoM-L. A continuación, se procede a obtener la solución aproximada descrita en esta sección, que se va a denotar de aquí en adelante como MoM-0. Los resultados proporcionados por ambos casos convendría acompañarlos por una referencia, hasta ahora aportada por la caracterización MoM-full. Sin embargo, las cincuenta funciones base que impone este último modelo por ranura derivarían en un sistema más de 70000 incógnitas, imposible de resolver en la actual estación de trabajo. Por tanto, en este caso así como en algunos posteriores va a servir como referencia el modelo MoM-AB⁺, que ha demostrado en la Sección 2.1.3 una gran precisión en la caracterización de las corrientes transversales.

Previamente a mostrar los resultados de los diferentes análisis, conviene evaluar el ahorro temporal que supone la solución aproximada en una gran agrupación real como la analizada. En la Tabla 2.9 se recogen los tiempos de las diferentes tareas llevadas a cabo en el análisis,

para los tres métodos aplicados. Concretamente se contemplan las dos tareas primordiales, esto es, el relleno de la matriz y la resolución del sistema de ecuaciones resultante. Para realizar una comparativa más precisa se distingue entre el tiempo de cálculo de los términos de auto-interacción, correspondientes a la diagonal de la matriz, y el resto, que modelan la interacción mutua.

Método	Relleno de matriz		Resolución del sistema
	(auto)	(mutua)	
MoM-L (4212 incog.)	0.27	30.12	5.88
MoM-0 (1404 incog.)	0.13	8.77	0.33
MoM-AB ⁺ (11232 incog.)	1.05	210.0	99.2

Tabla 2.9: Tiempo (segundos) de análisis de una antena LP-RLSA con 1404 ranuras con los diferentes modelos, separado por tareas específicas.

En relación al tiempo de cálculo de los términos mutuos, que suele ser dominante en el cómputo total, decrece de manera sustancial con la solución aproximada. Conviene recordar que esta aproximación calcula dichos elementos tomando una única función base por ranura. De forma cuantitativa, la solución MoM-0 reduce en torno a un 70 % el coste temporal de relleno de matriz del análisis MoM-L exacto. El modelo de referencia MoM-AB⁺ por su parte multiplica por seis este tiempo, debido a que emplea más del doble de incógnitas respecto al análisis MoM-L. Merece la pena comparar los 217 segundos necesarios para llenar la matriz de 11232 incógnitas en la Tabla 2.9 con los 599 segundos para 12200 de ellas en la Tabla 2.8. Esta gran diferencia de coste proviene de la particular programación del código, que resulta más beneficiosa para la situación más usual de muchas ranuras con pocas funciones base cada una. Nótese que en el análisis de la Tabla 2.8 se tomaban $N_0 = 50$ funciones base para cada una de las $P = 244$ ranuras mientras que en este caso de la Tabla 2.9 se emplean $N_0 = 8$ funciones base con $P = 1404$ ranuras.

En cuanto a la resolución del sistema, el método MoM-0 también rebaja incluso de forma más acusada su coste temporal respecto al análisis MoM-L. Dicha reducción se puede cuantificar alrededor de un 95 % para el caso analizado. Como se puede comprobar comparando los tiempos de la Tabla 2.9, el coste asociado a la inversión del sistema crece muy rápidamente con el número de incógnitas. Ya se ha comentado que este coste temporal sigue aproximadamente la ley $\mathcal{O}(N^3)$, siendo N el número de incógnitas. Por lo tanto, el análisis riguroso de grandes agrupaciones puede requerir un tiempo muy elevado, haciéndolo impracticable cuando se alcanzan los límites establecidos por la estación de trabajo. En este punto es donde cobra una importancia capital la excelente precisión alcanzada con un mínimo número de funciones base por elemento.

En total, el método aproximado propuesto reduce un 75 % el tiempo total de análisis respecto al modelo exacto MoM-L. Los tiempos mostrados en la Tabla 2.9 confirman la importante mejora de la solución aproximada, especialmente en el caso de agrupaciones con un elevado número de elementos. Obviamente este notable ahorro temporal de la solución MoM-0 debe sustentarse con una buena precisión de los resultados, siempre teniendo presente del carácter aproximado del análisis. Con la finalidad de evaluar cuantitativamente dicha precisión se va a proceder a comparar una selección de los parámetros de la agrupación descritos en la Sección 2.4.3. En concreto, en la Tabla 2.10 se recogen el coeficiente de reflexión en el puerto coaxial, la directividad máxima y la eficiencia de radiación a la frecuencia central de 17 GHz, obtenidos mediante los tres métodos estudiados anteriormente.

Una rápida inspección de los resultados de la Tabla 2.10 confirma la buena concordancia de los tres métodos considerados. Por un lado, la solución aproximada proporciona una muy buena estimación de los parámetros de la agrupación, especialmente si se tiene en cuenta la

Método	S_{11} (dB)	D_{\max} (dBi)	η_{rad} (%)
MoM-L	-28.82	30.859	76.665
MoM-0	-27.55	30.749	78.890
MoM-AB ⁺	-27.39	30.775	76.627

Tabla 2.10: Parámetros de una antena LP-RLSA de 1404 ranuras a 17 GHz aplicando diferentes métodos.

reducción de coste computacional asociada. Si por otro lado se comparan los resultados del modelo MoM-L con la referencia, la coincidencia también resulta muy satisfactoria en todos los parámetros calculados. Se demuestra por tanto la reducida influencia de las corrientes transversales y la estimable precisión del modelo longitudinal MoM-L en el análisis de una agrupación RLSA real.

Una segunda comprobación de las conclusiones anteriores se evidencia representando los diagramas de radiación obtenidos con las tres soluciones. En las Fig. 2.87 y Fig. 2.88 se muestran el diagrama de radiación en plano E y plano H respectivamente, a la misma frecuencia de 17 GHz. Ambas figuras manifiestan una excelente concordancia del modelo MoM-L con la caracterización de referencia. También se aprecia la valiosa estimación de los diagramas realizada por la solución aproximada propuesta.

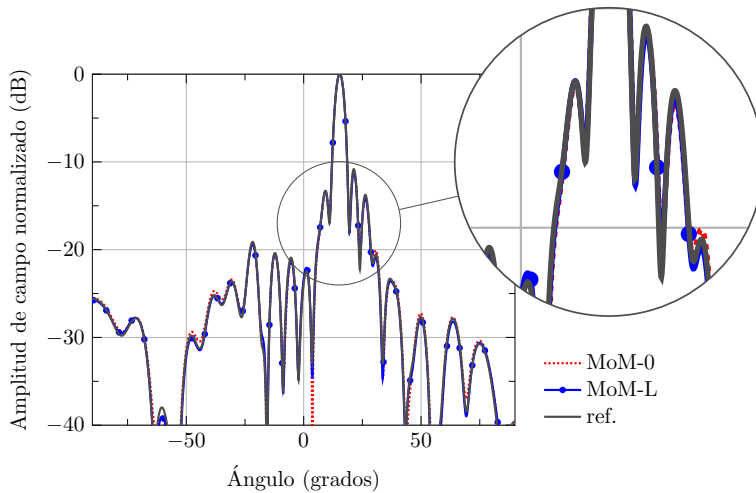


Figura 2.87: Diagrama de radiación del campo total en plano E de una antena LP-RLSA de 1404 ranuras con diferentes métodos a 17 GHz.

En el cálculo de los campos radiados también es posible realizar una aproximación adicional que supone un ahorro en el coste computacional asociado. Esta aproximación consiste en asumir que la función base equivalente responde a una función cosenoidal de área unitaria. De esta forma, en lugar de emplear la expansión (2.106) con N_0 funciones base, se propone calcular el campo radiado a partir de una única función por ranura. El error cometido en el diagrama del elemento suele ser insignificante cuando se trata de un número elevado de ranuras, donde domina el factor de la agrupación. El ahorro computacional propuesto resulta de especial interés en la evaluación de la potencia radiada y la directividad. Para comprobar la precisión de esta modificación, en la Fig. 2.89 se representan los diagramas correspondientes al cálculo exacto y a la aproximación coseno propuesta. Como se puede comprobar en ambos cortes de la Fig. 2.89, el cálculo exacto y la aproximación coseno proporcionan resultados indistinguibles. De forma cuantitativa,

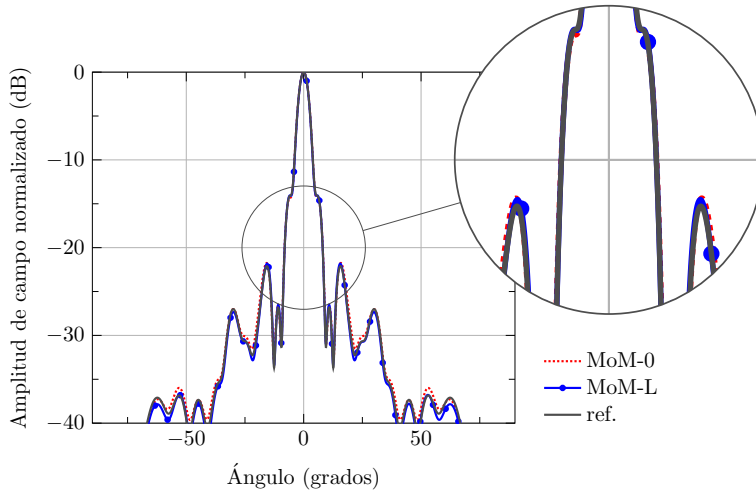


Figura 2.88: Diagrama de radiación del campo total en plano H de una antena LP-RLSA de 1404 ranuras con diferentes métodos a 17 GHz.

la directividad máxima dada por la aproximación es 30.745 dBi, mientras que su cálculo exacto proporciona un valor de 30.749 dBi. En este punto conviene tener en cuenta que la excelente coincidencia mostrada puede alterarse en el caso de agrupaciones muy pequeñas, donde el diagrama del elemento adquiere más importancia. Por ello, esta aproximación coseno únicamente se llevará a cabo en conjunción con la solución aproximada MoM-0.

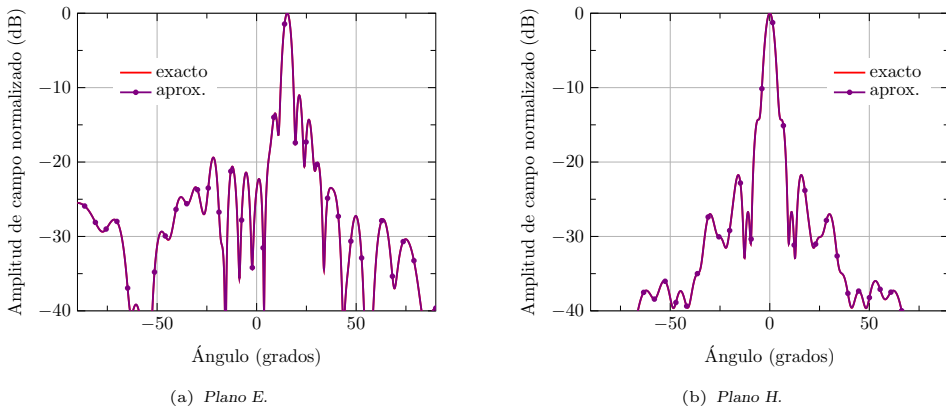


Figura 2.89: Diagrama de radiación del campo total de una antena LP-RLSA de 1404 ranuras a 17 GHz calculado de forma exacta y empleando la aproximación coseno.

Para concluir, se ha demostrado que la solución aproximada propuesta proporciona una buena estimación de los parámetros de la agrupación con una significativa reducción del coste computacional. De aquí en adelante en esta tesis se van a considerar por defecto dos soluciones MoM diferentes en el análisis de agrupaciones RLSA. La solución principal responderá a la resolución del sistema MoM completo tomando el modelo MoM-L con $N_0 = 3$ funciones base por elemento, la cual ha venido demostrando una excelente precisión. Por otro lado, cuando se requiera un análisis rápido de la antena, especialmente apto para algoritmos de optimización, se empleará la solución aproximada propuesta en esta sección,

identificada como MoM-0. En ciertos casos particulares se validarán los resultados mediante uno de los modelos con corrientes transversales recogidos en la Tabla 2.4. Se debe mencionar que para la mayoría de las agrupaciones tratadas no se dispondrá de la caracterización más completa MoM-full ya que sus requerimientos de memoria desbordan la capacidad de la estación de trabajo empleada. No obstante, en dichas situaciones se aplicarán otros modelos reducidos como el MoM-AB⁺ o el MoM-AB que han demostrado ser una referencia muy válida en casos anteriores.

El estudio se completa con el análisis en frecuencia de la antena bajo estudio comparando las dos soluciones propuestas. El barrido se calcula empleando la interpolación descrita en la Sección 2.4.3, necesitando únicamente tres puntos en frecuencia para conseguir un error inferior al 0.2% en la solución. El ancho de banda de la interpolación abarca desde 16 GHz hasta 18 GHz. Si se compara con el barrido llevado a cabo en la Sección 2.4.3, aquí se requiere un mayor número de frecuencias de referencia para un ancho de banda relativo similar, debido principalmente al mayor tamaño de la agrupación. La Fig. 2.90 muestra el coeficiente de reflexión y la directividad y ganancia máximas para ambas soluciones. Los resultados mostrados corroboran el buen comportamiento de la solución aproximada en todo el margen de frecuencias representado.

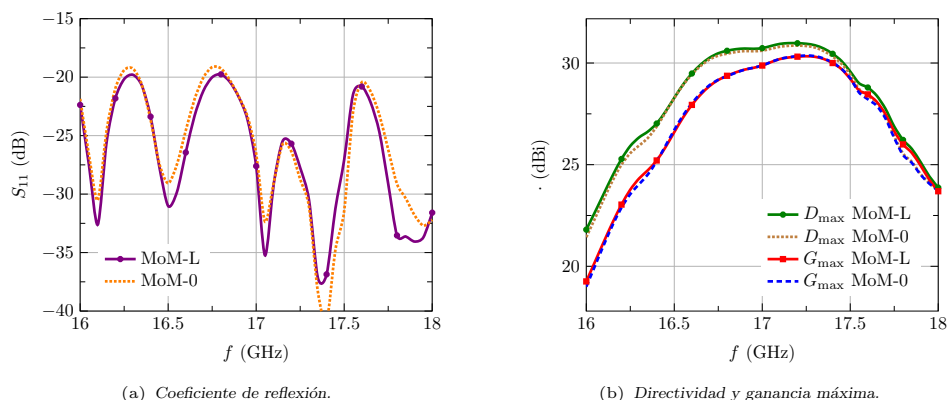


Figura 2.90: Parámetros en frecuencia de una antena LP-RLSA de 1404 ranuras con solución exacta y aproximada.

2.4.5. Incorporación del cortocircuito de la guía radial

El análisis de la agrupación realizado hasta ahora supone que las ranuras están situadas sobre una guía de placas paralelas infinita. Evidentemente, esa situación no corresponde con ningún caso práctico a menos que se coloque un material absorbente al final de la guía, lo cual no suele ser habitual. La alternativa más generalizada y recomendable consiste en cortocircuitar el límite de la guía formando así un anillo conductor circular. Como consecuencia, el medio interno se convierte en una cavidad circular con una relación de aspecto muy desproporcionada, siendo el radio del cilindro conductor significativamente superior a su altura.

La introducción del cortocircuito demanda modificar el análisis MoM en lo que respecta al modelado de la región interna, afectando tanto a la admitancia de las ranuras como al vector de excitación. Por una parte, la admitancia interna de las funciones base involucran ahora la función de Green de campo magnético de la cavidad circular. Las expresiones del campo generado por una corriente magnética puntual en dicho medio se recogen en el Apéndice B.1.2. Tal y como se desarrolla en ese apartado, el campo magnético en la cavidad

$\mathbf{H}^{(a)}(\mathbf{r})$ se puede expresar como la suma del generado por la corriente en la guía PPW infinita $\mathbf{H}^{\text{PPW}}(\mathbf{r})$ más el dispersado por el cortocircuito final $\mathbf{H}^{\text{short}}(\mathbf{r})$. Como consecuencia, se pueden considerar dos contribuciones: Y_{ji}^{PPW} correspondiente a la guía PPW calculada hasta ahora y Y_{ji}^{short} que modela el anillo conductor. La suma de ambas, $Y_{ji}^{(a)} = Y_{ji}^{\text{PPW}} + Y_{ji}^{\text{short}}$, proporciona la admitancia interna deseada $Y_{ji}^{(a)}$ en el interior de la cavidad circular.

El nuevo término Y_{ji}^{short} a calcular se obtiene a partir de las expresiones (B.19)-(B.20) del campo magnético dispersado por el cortocircuito. Dichas expresiones asumen que el origen del sistema de coordenadas coincide con el centro del círculo que forma la superficie metálica superior de la cavidad, tal y como se observa en la Fig B.2(a). Según se aprecia en esa figura, el ángulo ϕ_{M} con el eje x define la orientación de la corriente magnética. En las expresiones de esta sección dicho ángulo se denota como ϕ_f para la ranura fuente y ϕ_d para la destino.

Debido a que el campo $\mathbf{H}^{\text{short}}(\mathbf{r})$ no presenta un comportamiento singular, el término de autoadmitancia no requiere ningún tratamiento especial y por tanto comparte su expresión con la admitancia mutua. Como se desarrolla en el Apéndice B.1.2, el campo se expresa como un sumatorio de modos TE y TM, de tal forma que la admitancia Y_{ji}^{short} se puede escribir como suma de esas dos contribuciones:

$$Y_{ji}^{\text{short}} = - \iint_S \mathbf{m}_j(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{H}_{\mathbf{m}_i}^{\text{short}}(\mathbf{r}) dS = Y_{ji}^{\text{short,TE}} + Y_{ji}^{\text{short,TM}} \quad (2.126)$$

Después de varios pasos que por brevedad se omiten aquí, se llega a la siguiente expresión de la contribución TE de la admitancia:

$$Y_{ji}^{\text{short,TE}} = - \frac{1}{j\omega\mu} \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} R_{mn}^{\text{TE}} \beta_{mn} k_{zm} I_{mn}^{\text{TE}} \quad (2.127)$$

donde R_{mn}^{TE} es el coeficiente de reflexión modal TE dado por (B.17) mientras que μ es la permeabilidad magnética del medio con el que se rellena la cavidad y $k_{zm} = m\pi/h$. El coeficiente β_{mn} se obtiene con la siguiente expresión:

$$\beta_{mn} = - \frac{j}{8h} \frac{k_{zm}\varepsilon_m}{k_{\rho m}} \left[e^{-j\phi_f} I'_{m,n-1} - e^{j\phi_f} I'_{m,n+1} \right] \quad (2.128)$$

siendo h la altura de la cavidad, $k_{\rho m} = \sqrt{k^2 - k_{zm}^2}$ tal y como se define en el Apéndice B.1.2, k es el número de onda en el interior de la cavidad y la constante $\varepsilon_m = 1$ para $m = 0$ y $\varepsilon_m = 2$ para $m \neq 0$. Por otra parte, el término I'_{mn} corresponde a la integral modal de la función base fuente, definida como sigue:

$$I'_{mn} = \iint_{S'} m_{\zeta,i}(\mathbf{r}') J_n(k_{\rho m}\rho') e^{-jn\phi'} dS' \quad (2.129)$$

donde $m_{\zeta,i}(\mathbf{r}')$ es la componente longitudinal de la corriente magnética en la ranura fuente y J_n denota la función de Bessel de primera especie. Por último, el término I_{mn}^{TE} corresponde con la siguiente integral modal de la función base destino:

$$I_{mn}^{\text{TE}} = \iint_S m_{\zeta,j}(\mathbf{r}) \left[k_{\rho m} J'_n(k_{\rho m}\rho)(\hat{\zeta} \cdot \hat{\rho}) + \frac{jn}{\rho} J_n(k_{\rho m}\rho)(\hat{\zeta} \cdot \hat{\phi}) \right] e^{jn\phi} dS \quad (2.130)$$

siendo J'_n la derivada de la función de Bessel de primera especie.

De forma similar al caso TE, la contribución TM de la admitancia se calcula como:

$$Y_{ji}^{\text{short, TM}} = - \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} R_{mn}^{\text{TM}} \alpha_{mn} I_{mn}^{\text{TM}} \quad (2.131)$$

siendo R_{mn}^{TM} es el coeficiente de reflexión modal TM dado por (B.18), mientras que el término α_{mn} es:

$$\alpha_{mn} = \frac{j\omega\epsilon}{8h} \frac{\epsilon_m}{k_{\rho m}} \left[e^{-j\phi_f} I'_{m,n-1} - e^{j\phi_f} I'_{m,n+1} \right] = - \frac{\omega\epsilon}{k_{zm}} \beta_{mn} \quad (2.132)$$

donde ϵ es la permitividad eléctrica del medio homogéneo en el interior de la cavidad. La integral modal I_{mn}^{TM} , en este caso TM, de la función base destino se obtiene evaluando esta otra expresión:

$$I_{mn}^{\text{TM}} = \iint_S m_{\zeta,j}(\mathbf{r}) \left[\frac{jn}{\rho} J_n(k_{\rho m}\rho)(\hat{\zeta} \cdot \hat{\rho}) - k_{\rho m} J'_n(k_{\rho m}\rho)(\hat{\zeta} \cdot \hat{\phi}) \right] e^{jn\phi} dS \quad (2.133)$$

Como se puede comprobar en las expresiones (2.127) y (2.131), la admitancia correspondiente al cortocircuito se evalúa como un sumatorio de un producto de términos que incluye una integral en el dominio fuente y otra en destino. Este producto de integrales separables permite acelerar significativamente los cálculos necesarios ya que el coste computacional pasa de ser proporcional a $\mathcal{O}(N^2)$ a ser $\mathcal{O}(N)$. Por tanto, primero se evalúan las integrales modales I'_{mn} , I_{mn}^{TM} , I_{mn}^{TE} sobre todas las funciones base, cuyo coste temporal se mantiene directamente proporcional al número N . A partir de estas integrales, se obtienen las contribuciones TE y TM mediante los sumatorios (2.127) y (2.131), siendo su coste proporcional al cuadrado del número de funciones base. Afortunadamente esta segunda tarea requiere un esfuerzo computacional significativamente inferior a la primera y por tanto se puede asumir que el coste temporal crece sólo como $\mathcal{O}(N)$.

Por otro lado, los sumatorios modales (2.127) y (2.131) se deben truncar en un número N_{max} para n y M_{max} para m , para los cuales se asegure una buena precisión. En cuanto a N_{max} , su valor depende de la distancia de la ranura fuente o destino al origen de coordenadas. En este caso se ha preferido fijar un mismo número de modos para todas las ranuras, suficiente para proporcionar resultados precisos con las ranuras más alejadas del centro de la cavidad. Concretamente, se toma como N_{max} el número entero más cercano al valor $kR_0 + 10$, siendo R_0 el radio de la cavidad.

En lo que respecta a m , la decisión resulta más sencilla ya que todos los modos de índice $m > 0$ son evanescentes, asumiendo que se cumple la condición $h < \pi/k$. Por lo tanto, sólo cuando ambas ranuras, fuente y destino, se encuentren muy cerca del anillo conductor externo, los modos $m > 0$ influirán apreciablemente en el valor de su admitancia mutua. Aquí se ha optado por tomar un valor $M_{\text{max}} = 2$ para las ranuras cercanas al borde de la cavidad mientras que se mantiene $M_{\text{max}} = 0$ para el resto. Para discriminar entre ambos casos se ha escogido un umbral igual a una longitud de onda. Nótese que los términos del sumatorio (2.127) cuando $m = 0$ son nulos debido a la presencia de $k_{zm} = m\pi/h$, por lo que en la contribución TE a la admitancia únicamente influyen los modos evanescentes. Se cumple de esta forma que, en el caso más habitual de las ranuras alejadas donde sólo se considera el único modo propagativo, la admitancia es igual a su contribución TM:

$$Y_{ji}^{\text{short}} \approx - \sum_{n=-\infty}^{\infty} R_{0n}^{\text{TM}} \alpha_{0n} I_{0n}^{\text{TM}} \quad (2.134)$$

Además de las admitancias incluidas en la matriz del sistema MoM, la introducción del cortocircuito también requiere modificar el vector de excitación $[I]$, a partir del nuevo campo magnético incidente sobre las ranuras. Este campo $\mathbf{H}^{\text{inc}}(\mathbf{r})$ ahora se compone

de la suma del modo cilíndrico TEM original $\mathbf{H}_{\text{PPW}}^{\text{inc}}(\mathbf{r})$, que parte de la excitación, y del campo $\mathbf{H}_{\text{short}}^{\text{inc}}(\mathbf{r})$ dispersado por el anillo conductor final. Ambas contribuciones se esquematizan en la Fig. 2.91. Por un lado, el campo directo consiste en el modo TEM dado por la ecuación (2.24) donde, como se observa en la Fig. 2.91(a), se asume que el origen de coordenadas se encuentra centrado en la excitación. Este campo es idéntico al empleado en el análisis de la agrupación sobre la guía PPW. Por otro lado, la nueva situación se dibuja en la Fig. 2.91(b), donde el origen de coordenadas coincide con el centro de la cavidad para facilitar la evaluación del campo dispersado por la pared conductora final. La nueva contribución al campo incidente se calcula realizando una sencilla traslación de coordenadas, colocando ahora la excitación en el punto de coordenadas cilíndricas (ρ_p, ϕ_p) .

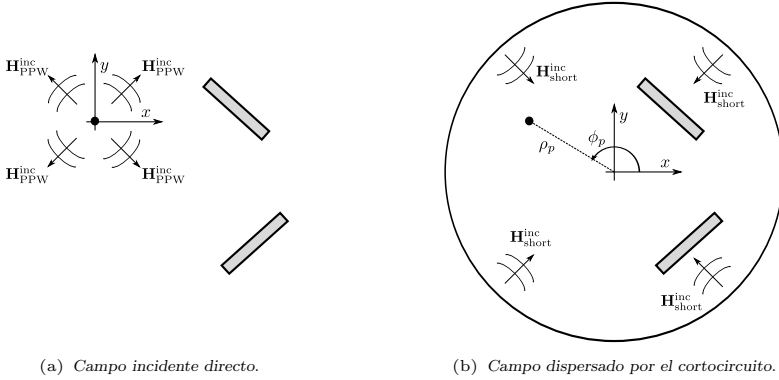


Figura 2.91: Campo magnético incidente sobre las ranuras en una cavidad circular, separado en sus dos contribuciones.

Como consecuencia a lo descrito anteriormente, el término de excitación de una ranura se puede expresar como $I_j = I_j^{\text{PPW}} + I_j^{\text{short}}$, donde I_j^{PPW} se mantiene idéntico al caso de la guía PPW infinita de la Sección 2.1.1, mientras que I_j^{short} constituye la contribución del cortocircuito. Gracias a que el campo magnético asociado al modo TEM no presenta componente z , el campo dispersado por el anillo conductor exterior $\mathbf{H}_{\text{short}}^{\text{inc}}(\mathbf{r})$ se puede descomponer como una expansión de modos sólo TM. A partir de un sencillo desarrollo similar al expuesto en el Apéndice B.1.2, el término I_j^{short} se puede escribir como:

$$I_j^{\text{short}} = - \iint_S \mathbf{m}_j(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{H}_{\text{short}}^{\text{inc}}(\mathbf{r}) dS \approx - \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n R_{0n}^{\text{TM}} I_{0n}^{\text{TM}} \quad (2.135)$$

donde a_n depende de la posición de la sonda de excitación de la siguiente forma:

$$a_n = \frac{1}{k} J_n(k\rho_p) e^{-jn\phi_p} \quad (2.136)$$

Como se puede comprobar, el vector de excitación depende de la integral I_{0n}^{TM} previamente calculada para evaluar la matriz de admitancias, por lo que el coste de evaluación de la expresión (2.135) es mínimo. La aproximación declarada en (2.135) proviene de la exclusión de los modos evanescentes $m > 0$, justificada por la suficiente separación entre la sonda y el cortocircuito. Por último, cabe añadir que las expresiones detalladas se pueden extender de forma inmediata a las corrientes transversales modificando adecuadamente los vectores unitarios que aparecen en (2.130) y (2.133).

Una vez calculada la matriz del sistema y el vector de excitación como se ha descrito, se procede a resolverlo, obteniendo así las amplitudes de las corrientes magnéticas sobre las ranuras. El procedimiento de cálculo de los diferentes parámetros de radiación de la antena

es idéntico al explicado en la Sección 2.4.3, ya que no se modifica el problema externo. En cambio, la caracterización de la agrupación en reflexión debe tener en cuenta la presencia del anillo conductor externo. De la misma forma que en el problema de la guía infinita, se define un coeficiente de reflexión equivalente R_c que engloba el campo dispersado por las ranuras en el nuevo medio interno. Dicho coeficiente debe incluir también la reflexión en el cortocircuito del mismo modo TEM generado por la excitación. Conviene resaltar que el valor de R_c debe caracterizar todo campo diferente al generado por la sonda en la guía de placas paralelas, tanto si proviene de las ranuras como del cortocircuito. Así, siguiendo un procedimiento similar al desarrollado en la Sección 2.3.3, se llega a la siguiente expresión de dicho coeficiente:

$$R_c = -\frac{k}{4h\eta} [V]^t [I] + \sum_{n=-\infty}^{\infty} R_{0n}^{\text{TM}} J_n^2(k\rho_p) \quad (2.137)$$

donde $[V]$ es el vector solución que contiene las tensiones sobre las ranuras y $[I]$ contiene los elementos de excitación I_j . Comparando la expresión de la cavidad (2.137) con la correspondiente a la guía PPW dada por (2.102), la única diferencia viene dada por el segundo término que tiene en cuenta la reflexión del modo TEM en el cortocircuito. No hay que olvidar que el vector $[I]$ también considera la reflexión propia del campo dispersado por las ranuras. A este respecto, la situación óptima en cuanto a adaptación de la sonda sería que no hubiera diferencia respecto a la guía PPW, y por lo tanto R_c fuera nulo. Como implica la ecuación (2.137), esta condición sólo se puede hacer realidad si ambos términos se anulan, es decir, si el campo dispersado por las ranuras compensa la reflexión total del modo TEM en el cortocircuito.

Otra diferencia respecto a la agrupación sobre la guía de placas paralelas reside en el cálculo del balance de potencias detallado en la Sección 2.4.3. En el caso de una guía cortocircuitada, parece evidente que la potencia residual W_{out} descrita en la Fig 2.83 se debe considerar nula. La definición anterior de dicha potencia pierde su sentido ya que para medios sin pérdidas toda la potencia de entrada se radia ahora al medio externo y por tanto $W_{\text{rad}} = W_{\text{in}}$. En un caso con pérdidas, en cambio, la eficiencia de radiación $\eta_{\text{rad}} = W_{\text{rad}}/W_{\text{in}}$ cuantifica de forma práctica la potencia no absorbida por los medios dieléctricos. Conviene recordar que todos los conductores se han asumido perfectos en los modelos electromagnéticos desarrollados a lo largo de esta tesis.

El modelo descrito de la agrupación en cavidad circular se aplica de nuevo a la antena LP-RLSA de 1404 ranuras tratada en la sección anterior, esta vez considerando el cortocircuito final. Los datos de la posición de la sonda excitadora respecto al centro de la cavidad resultante se pueden consultar en la Sección 4.2.2. Previamente a mostrar algunos resultados representativos del análisis, merece la pena conocer el coste computacional adicional que supone la caracterización del cortocircuito. La Tabla 2.11 recoge los tiempos ya estudiados en la sección anterior para ambos modelos, a los que se añade el cálculo de la contribución del cortocircuito a las admitancias. Como se puede comprobar, el modelado del cortocircuito supone un coste temporal minoritario respecto al tiempo total del análisis. Este buen comportamiento se produce gracias a que su coste crece como $\mathcal{O}(N)$. Dicha tendencia se confirma comparando el tiempo dedicado por el análisis MoM-L con el correspondiente a la solución MoM-0, cuyo número de incógnitas es la tercera parte.

Los diagramas de radiación calculados a la frecuencia central se representan en la Fig. 2.92. Se confirma de nuevo el excelente comportamiento de la solución aproximada para este caso de una agrupación cortocircuitada. Por otro lado, llama la atención la gran similitud de los diagramas obtenidos con los correspondientes a la misma agrupación sobre una guía PPW infinita mostrados en las Figs. 2.87 y 2.88. Tal y como se explica en el Capítulo 4, el diseño de la antena RLSA tiene como objetivo que la mayor parte de la potencia se radie antes de alcanzar el cortocircuito final. Se consigue así minimizar el efecto

Método	Relleno de matriz			Resolución del sistema
	(auto)	(mutua)	(corto)	
MoM-L	0.27	30.12	4.19	5.88
MoM-0	0.13	8.77	1.44	0.33

Tabla 2.11: Tiempo (segundos) de análisis de una antena LP-RLSA cortocircuitada con 1404 ranuras separado por tareas específicas, para la solución completa y aproximada.

de cavidad y aumentar por tanto el ancho de banda de la antena. Nótese que la potencia residual W_{out} que se escapaba por la guía infinita en el análisis sin cortocircuito era un 23.3% de la potencia de entrada.

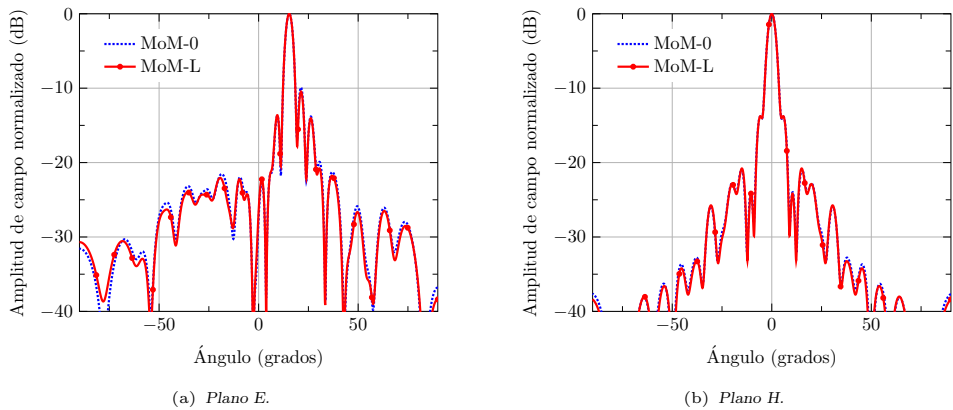


Figura 2.92: Diagrama de radiación del campo total de una antena LP-RLSA cortocircuitada de 1404 ranuras a 17 GHz.

La directividad evaluada a partir del análisis exacto presenta un valor máximo de 30.61 dBi a 17 GHz, mientras que la eficiencia de radiación se estima en un 92.4%. El resto hasta el 100% se atribuye a la potencia absorbida por el dieléctrico que rellena la guía. Un análisis de la misma antena sin pérdidas devuelve una eficiencia de radiación de 100.15%. Esta mínima discrepancia del 0.15% en el balance de potencias se atribuye a la misma precisión de los cálculos realizados por el método numérico.

Para finalizar, se calcula el campo en la apertura a la misma frecuencia comparándolo en la Fig. 2.93 con el correspondiente a la agrupación sobre una guía PPW infinita. Aunque los detalles de la interpretación de este resultado se dejan para el Capítulo 4, el gráfico revela que la excitación de los elementos presenta una distribución similar en ambos casos. Este hecho confirma la pretendida poca influencia del cortocircuito, ya observada en los diagramas de radiación. Como era de esperar, la diferencia más significativa reside en una mayor excitación de los últimos elementos de la agrupación, situados más próximos al conductor final.

Un análisis rápido en frecuencia de la RLSA cortocircuitada requiere la interpolación de las nuevas contribuciones Y_{ji}^{short} de la admitancia. Esos términos representan la interacción entre dos corrientes magnéticas en el interior una cavidad de grandes dimensiones. El gran número de resonancias que presenta dicha cavidad provoca que la variación en frecuencia de Y_{ji}^{short} no sea apta para una interpolación directa. En concreto las resonancias se localizan en los términos R_{mn}^{TE} y R_{mn}^{TM} de las expresiones (2.127) y (2.131) respectivamente. Afortunadamente, el mayor coste computacional del cálculo del término Y_{ji}^{short} proviene de

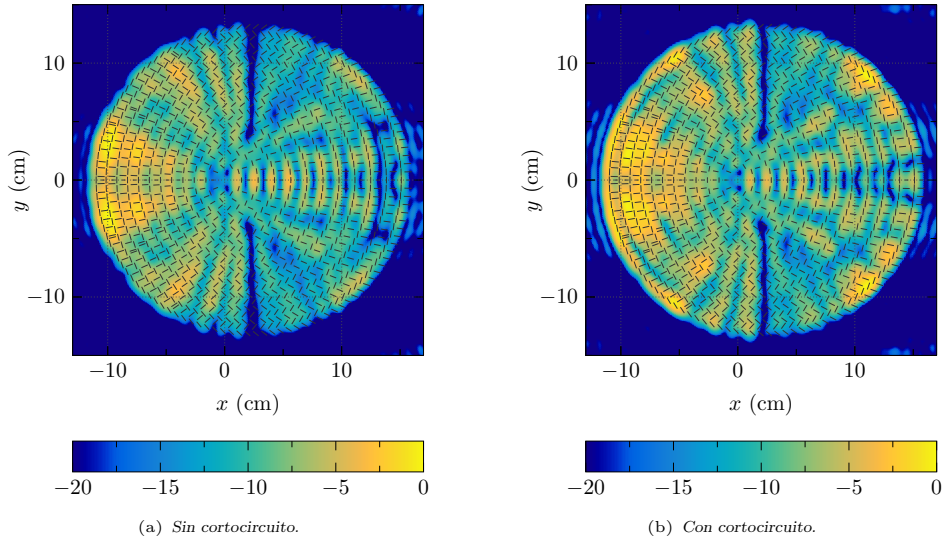


Figura 2.93: Módulo (dB) de la componente E_x del campo eléctrico sobre la apertura en una LP-RLSA de 1404 ranuras a 17 GHz. Se aplica una ventana de Kaiser con $\beta = 2.5$.

la evaluación de las integrales I'_{mn} , I_{mn}^{TE} y I_{mn}^{TM} sobre cada ranura, cuya variación con la frecuencia es relativamente suave. A partir de lo expuesto, se opta por aplicar la interpolación sobre dichas integrales, calculando los coeficientes R_{mn}^{TE} y R_{mn}^{TM} de forma exacta para cada frecuencia a analizar.

La estrategia descrita se emplea en la agrupación anterior sobre el ancho de banda de 2 GHz alrededor de la frecuencia central de 17 GHz. Como resultado, se requieren 11 análisis exactos a diferentes frecuencias para describir la antena en todo el ancho de banda, con un error en la solución inferior al 1%. A pesar de que la interpolación funciona de forma razonable terminando el análisis en pocos minutos, su eficiencia se reduce notablemente respecto al mismo caso sobre una guía infinita. Este último requería únicamente tres puntos en frecuencia. El empeoramiento proviene del gran tamaño eléctrico de la cavidad, aliviándose para agrupaciones con valores de R_0 menores. Nótese que el caso analizado consiste en una cavidad con un diámetro aproximado de 23 veces la longitud de onda guiada. No obstante, el coste temporal se puede reducir si en esas frecuencias adicionales se calculan únicamente los términos de la matriz relativos al cortocircuito. Conviene recordar que el cálculo de estas contribuciones supone una parte menor en el tiempo total de análisis, tal y como se advierte en la Tabla 2.11. Para futuros trabajos se propone modificar la interpolación directa empleada por otro método que extraiga previamente el comportamiento frecuencial de las integrales modales.

Los resultados del barrido en frecuencia se muestran en la Fig. 2.94. Por un lado, el coeficiente de reflexión en el puerto coaxial, representado en la Fig. 2.94(a), demuestra una buena adaptación en toda la banda de frecuencias. Si se compara con los resultados del análisis PPW de la Fig. 2.90(a), la introducción del cortocircuito ocasiona un ligero empeoramiento de la adaptación a frecuencias bajas. Este comportamiento suele ser norma general en este tipo de antenas, ya que a medida que la frecuencia disminuye las ranuras radian menos potencia y como consecuencia aumenta la reflexión en el conductor final. En la parte alta de la banda de frecuencias ocurre el fenómeno contrario y por tanto el coeficiente S_{11} de la agrupación en la cavidad y en la guía PPW prácticamente coinciden. Por otro lado, la ganancia máxima se representa en la Fig. 2.94(b), donde también se

observa en la banda alta una gran similitud con los valores del análisis sobre guía infinita de la Fig. 2.90(b). Cabe destacar finalmente que la respuesta en frecuencia de la agrupación reafirma la excelente estimación que aporta la solución aproximada.

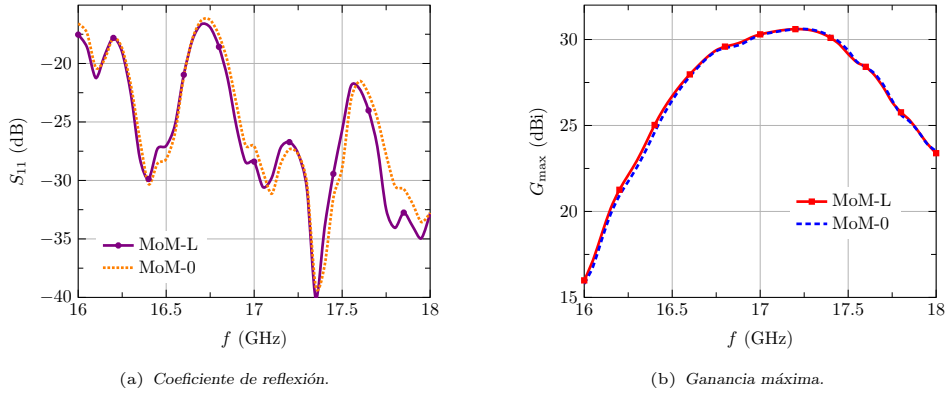


Figura 2.94: Parámetros en frecuencia de una antena LP-RLSA cortocircuitada de 1404 ranuras con la solución completa y aproximada.

2.4.6. Extensión del análisis a agrupaciones con dipolos

El análisis descrito en las secciones anteriores se puede extender de forma relativamente sencilla al caso de agrupaciones compuestas por ranuras sobre las que se colocan dipolos parásitos. La formulación del método va a asumir que por cada ranura existe un dipolo justo sobre ella. El análisis se fundamenta sobre el estudio realizado en la Sección 2.2 de una pareja ranura-dipolo. La mayor parte de las consideraciones expuestas para agrupaciones de ranuras en la Sección 2.4 se mantienen igualmente válidas cuando se colocan los dipolos parásitos. En consecuencia, la presente sección únicamente va a desarrollar las particularidades que implican la introducción de los nuevos elementos.

La agrupación bajo análisis está formada por P ranuras y P dipolos, como por ejemplo los mostrados en la Fig. 2.95. Las ranuras se distribuyen de forma arbitraria sobre la cara superior de una guía de placas paralelas infinita o bien de una cavidad circular. Por su parte los dipolos se encuentran a una cierta altura fija sobre las ranuras, inmersos en un medio multicapa arbitrario. Si bien éste representa el caso de mayor utilidad práctica, el análisis se podría extender sin dificultad para considerar diferentes alturas de dipolos, sin más que modificar las funciones de Green involucradas. También conviene aclarar que aunque todas las antenas RLSA tratadas en esta tesis orientan los dipolos de forma perpendicular a la ranura, como en la Fig. 2.95, la formulación y el código desarrollados no asumen ninguna condición sobre su orientación.

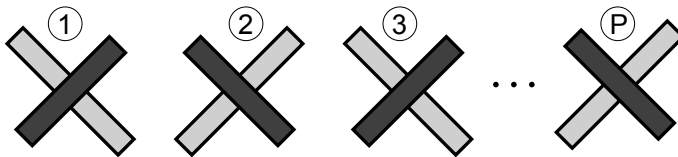


Figura 2.95: Ejemplo de agrupación de ranuras y dipolos.

El modelo de las ranuras se mantiene completamente idéntico al desarrollado en la sección anterior, expandiendo cada una de las ranuras mediante N_r funciones base de la

forma (2.54). El grosor de las aperturas se caracteriza mediante la iteración 0 del análisis desarrollado en la Sección 2.1.4. En cuanto a los dipolos, extendiendo el análisis desarrollado en la Sección 2.2, cada uno de ellos se reemplaza por una distribución de corriente eléctrica, la cual se expande mediante N_d funciones base de la forma (2.54). El grosor de los dipolos se modelan mediante la aproximación descrita en la Sección 2.2.3, añadiendo un término a la matriz de autoimpedancias. De nuevo por una cuestión de simplificación en notación y código, se van a asumir el mismo número N_0 de funciones base sobre las ranuras y dipolos, de tal modo que $N_0 = N_r = N_d$.

La aplicación del método MoM al problema electromagnético resultante da lugar a un sistema de ecuaciones de tamaño $N = 2N_0 \cdot P$, cuya solución reconstruye las corrientes magnéticas y eléctricas incógnita. Dicho sistema se puede escribir de la siguiente forma:

$$\begin{bmatrix} [Y_{11}] & \cdots & [Y_{1P}] \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ [Y_{P1}] & \cdots & [Y_{PP}] \\ [S_{11}] & \cdots & [S_{1P}] \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ [S_{P1}] & \cdots & [S_{PP}] \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} [S_{11}] & \cdots & [S_{1P}] \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ [S_{P1}] & \cdots & [S_{PP}] \\ [Z_{11}] & \cdots & [Z_{1P}] \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ [Z_{P1}] & \cdots & [Z_{PP}] \end{bmatrix}^t \begin{bmatrix} [V_1^{(r)}] \\ \vdots \\ [V_P^{(r)}] \\ [V_1^{(d)}] \\ \vdots \\ [V_P^{(d)}] \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} [I_1] \\ \vdots \\ [I_P] \\ [0] \\ \vdots \\ [0] \end{bmatrix} \quad (2.138)$$

El sistema completo (2.138) presenta la misma estructura que el asociado a una única pareja ranura-dipolo (2.56), pero donde cada matriz se divide en bloques que representan la interacción entre los diferentes elementos de la agrupación. De esta forma, los bloques $[Y_{pp}]$ y $[Z_{pp}]$ son matrices de autoadmitancia y autoimpedancia respectivamente, que modelan la interacción entre funciones base definidas sobre la misma ranura p o dipolo p . En cambio, las matrices de admitancia mutua $[Y_{pq}]$ e impedancia mutua $[Z_{pq}]$ con $p \neq q$ corresponden a interacciones entre funciones base de las ranuras o dipolos p y q .

De modo similar, la matriz $[S_{pp}]$ representa la interacción entre la ranura p y el dipolo p situado sobre ella, mientras que la matriz $[S_{pq}]$ se refiere a la influencia de la ranura q sobre el dipolo p . Nótese que sobre el sistema (2.138) se ha aplicado el teorema que impone que las interacciones recíprocas entre corrientes magnéticas y eléctricas son idénticas pero de signo contrario. En cuanto al término independiente, el vector $[I_p]$ representa la excitación de la ranura p mientras que la excitación de los dipolos es nula. La solución de este sistema proporciona el conjunto de vectores $[V_p^r]$ y $[V_p^d]$ que contienen las amplitudes incógnita de las funciones base de la ranura p y dipolo p respectivamente.

Debido a que el modelo de las ranuras se mantiene idéntico, el cálculo de los elementos de las matrices de admitancia y el vector de excitación se lleva a cabo según lo desarrollado en la Sección 2.4.1. En lo que respecta a los dipolos, se distingue entre las matrices de autoimpedancia y las de impedancia mutua. Las primeras contienen las impedancias entre funciones base sobre el mismo dipolo y se evalúan conforme a la formulación de la Sección 2.2. Estos términos son la suma de la impedancia de un dipolo infinitesimal desarrollada en la Sección 2.2.1, más la contribución que modela el posible grosor del dipolo, tratada en la Sección 2.2.3.

En cuanto a las matrices de impedancia mutua entre dipolos, su cálculo se realiza de forma prácticamente idéntica a la admitancia mutua externa entre ranuras. La única diferencia respecto a las expresiones de la Sección 2.4.1 la constituyen las funciones de Green involucradas. Conviene recordar que en este caso la impedancia mutua no incluye ningún término relativo al grosor del dipolo, por las razones expuestas en la Sección 2.2.3. Así, la

impedancia Z_{ji} perteneciente a la matriz $[Z_{pq}]$ representa la interacción entre la función base $\mathbf{j}_i(\mathbf{r}')$ definida sobre la superficie S_i del dipolo q y la función base $\mathbf{j}_j(\mathbf{r})$ definida sobre la superficie S_j el dipolo p . De forma similar a la expresión (2.104), la parte del potencial vector de la impedancia mutua se puede escribir como:

$$Z_{ji}^A = -j\omega(\hat{\zeta} \cdot \hat{\zeta}') \iint_{S_j} j_{\zeta,j}(\mathbf{r}) \iint_{S_i} j_{\zeta,i}(\mathbf{r}') G_{xx}^A(\mathbf{r}, \mathbf{r}') dS' dS \quad (2.139)$$

Por otro lado, la contribución del potencial escalar se calcula a partir de:

$$Z_{ji}^\Phi = \frac{1}{j\omega} \iint_{S_j} \frac{\partial j_{\zeta,j}(\mathbf{r})}{\partial \zeta} \iint_{S_i} \frac{\partial j_{\zeta,i}(\mathbf{r}')}{\partial \zeta'} K^\Phi(\mathbf{r}, \mathbf{r}') dS' dS \quad (2.140)$$

siendo la impedancia total $Z_{ji} = Z_{ji}^A + Z_{ji}^\Phi$. En cuanto a la interacción ranura-dipolo, en el cálculo del elemento S_{ji} se emplean exactamente las expresiones recogidas en la Sección 2.2.1, con las mismas consideraciones allí planteadas. Por último, de nuevo cabe aclarar que la formulación de las impedancias (2.139)-(2.140) se puede extrapolar para caracterizar las corrientes transversales, sin más que aplicar un simple cambio de los vectores unitarios.

La posibilidad de recurrir a una solución aproximada del problema adquiere más importancia si cabe en el caso de agrupaciones formadas por parejas ranura-dipolo. Se debe advertir que el sistema completo (2.138) dobla el número de incógnitas respecto al análisis de las ranuras, aumentando de forma considerable el coste computacional. La solución aproximada propuesta sigue la misma estrategia descrita en la Sección 2.4.4, aplicada esta vez a parejas ranura-dipolo. Así, se construye un sistema reducido con una única función base equivalente por elemento. Dicho sistema de tamaño $2P \times 2P$ se escribe como:

$$\begin{bmatrix} \bar{Y}_{11} & \cdots & \bar{Y}_{1P} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \bar{Y}_{P1} & \cdots & \bar{Y}_{PP} \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} \bar{S}_{11} & \cdots & \bar{S}_{1P} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \bar{S}_{P1} & \cdots & \bar{S}_{PP} \end{bmatrix}^t \begin{bmatrix} \bar{V}_1^{(r)} \\ \vdots \\ \bar{V}_P^{(r)} \\ \bar{V}_1^{(d)} \\ \vdots \\ \bar{V}_P^{(d)} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \bar{I}_1 \\ \vdots \\ \bar{I}_P \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \end{bmatrix} \quad (2.141)$$

El primer paso de la solución aproximada consiste en definir las funciones base equivalentes sobre las ranuras y dipolos. En lugar de analizar por separado la ranura y el dipolo, se ha preferido caracterizar conjuntamente la pareja para obtener las funciones base equivalentes. Por lo tanto, de forma similar al procedimiento descrito en la Sección 2.4.4, se analiza cada pareja ranura-dipolo de forma aislada haciendo incidir un campo uniforme sobre la ranura. Concretamente, para la pareja p se resuelve el siguiente sistema de ecuaciones de tamaño $2N_0 \times 2N_0$:

$$\begin{bmatrix} [Y_{pp}] & -[S_{pp}]^t \\ [S_{pp}] & [Z_{pp}] \end{bmatrix} \begin{bmatrix} [V_p^{(r)}] \\ [V_p^{(d)}] \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} [I_{p0}] \\ [0] \end{bmatrix} \quad (2.142)$$

siendo $[I_{p0}]$ un vector que contiene las áreas de las funciones base definidas en la ranura. La solución de este sistema proporciona los vectores $[V_p^{(r)}]$ y $[V_p^{(d)}]$ que definen la forma de

la corriente sobre la ranura y el dipolo respectivamente, en respuesta a un campo incidente uniforme. La solución aproximada asume que los acoplamientos mutuos con el resto de la agrupación no modifica la forma de dicha distribución, sino únicamente su amplitud. Por lo tanto, esos vectores se mantienen inalterados y definen la función base equivalente sobre la ranura y el dipolo. Aplicando dicha aproximación, los elementos de autoadmitancia del sistema reducido (2.141) se calculan como:

$$\bar{Y}_{pp} = \left[V_p^{(r)} \right]^t [Y_{pp}] \left[V_p^{(r)} \right] \quad (2.143)$$

mientras que los términos de autoimpedancia se obtienen aplicando:

$$\bar{Z}_{pp} = \left[V_p^{(d)} \right]^t [Z_{pp}] \left[V_p^{(d)} \right] \quad (2.144)$$

Por último el elemento que representa la interacción entre la ranura p y su pareja el dipolo p , se calcula mediante esta expresión:

$$\bar{S}_{pp} = \left[V_p^{(d)} \right]^t [S_{pp}] \left[V_p^{(r)} \right] \quad (2.145)$$

y el elemento de excitación de la ranura p es:

$$\bar{I}_p = \left[V_p^{(r)} \right]^t [I_p] \quad (2.146)$$

Además de rebajar el tiempo de inversión del sistema reducido, la solución aproximada propone una forma alternativa de calcular los acoplamientos mutuos entre diferentes parejas ranura-dipolo. De este modo la admitancia \bar{Y}_{pq} entre ranura diferentes se aproxima mediante la interacción entre dos corrientes magnéticas cosenoidales de área unitaria, según la expresión (2.122). El cálculo del término \bar{Z}_{pq} sigue la misma estrategia evaluando la impedancia entre dos corrientes eléctricas cosenoidales unitarias situadas sobre los dipolos involucrados. Idéntico procedimiento se aplica en el cálculo de \bar{S}_{pq} mediante la interacción entre una corriente eléctrica sobre el dipolo y una corriente magnética sobre la ranura. Por lo tanto, todos los términos fuera de las diagonales de las matrices de admitancia, impedancia e interacción ranura-dipolo del sistema reducido se obtienen mediante la aproximación cosenoidal.

Con la finalidad de evaluar la precisión y eficiencia de la solución aproximada propuesta, ésta se aplica al análisis de una antena RLSA con dipolos, comparándola con la solución exacta del sistema completo. De nuevo intentando realizar el estudio sobre un ejemplo representativo, se toma la antena LP-RLSA de haz inclinado, diseñada y medida en el Capítulo 4. La agrupación en cuestión se compone de 1140 parejas ranura-dipolo dispuestas a lo largo de la apertura. Los detalles de la estructura de la antena y la distribución de sus elementos se pueden encontrar en la Sección 4.3.2. La antena se analiza mediante el modelo MoM-L con $N_0 = 3$ y la solución aproximada MoM-0, la cual por las razones expuestas en la Sección 2.4.4 toma un valor $N_0 = 2$. Como análisis de referencia para validar la precisión de los anteriores métodos se va a emplear de nuevo el modelo MoM-AB⁺, que toma $N_0 = 8$ incluyendo corrientes transversales.

Primeramente, en la Tabla 2.12 se recogen los tiempos de relleno de matriz y resolución del sistema para los diferentes análisis planteados. Para facilitar su interpretación, el tiempo de cálculo de la matriz se divide en cuatro subtarefas correspondientes a los tres grandes bloques del sistema MoM, más el asociado al cortocircuito de la guía. Específicamente, el tiempo de relleno se divide en el dedicado a calcular la submatriz de admitancias Y , impedancias Z , interacciones ranura-dipolo S y la contribución del cortocircuito a las admitancias Y^{short} . A pesar de pertenecer al cálculo de la matriz de admitancias, este último tiempo se ha anotado por separado para poder evaluar también el coste del análisis en la guía no cortocircuitada.

Método	Relleno de matriz				Resolución del sistema
	Y	Y^{short}	Z	S	
MoM-L (6840 incog.)	26.64	2.81	13.50	25.03	23.96
MoM-0 (2280 incog.)	7.63	0.92	3.80	8.25	1.19
MoM-AB ⁺ (18240 incog.)	146.9	13.73	105.1	148.7	430.4

Tabla 2.12: Tiempo (segundos) de análisis de una antena LP-RLSA con 1140 parejas ranura-dipolo con diferentes métodos, separado por tareas específicas.

Inspeccionando los tiempos reflejados en la Tabla 2.12, se llegan a conclusiones similares a las extraídas en el análisis de agrupaciones compuestas únicamente por ranuras. Cuantitativamente, la solución aproximada rebaja alrededor de un 70 % el coste temporal de relleno de matriz respecto del análisis MoM-L, mientras que la reducción en la inversión del sistema sube al 95 %. Como se puede comprobar, estos valores de ahorro computacional son prácticamente idénticos a los obtenidos con la agrupación de ranuras de la Tabla 2.9. En total, la solución aproximada reduce en alrededor de un 76 % el tiempo total de análisis respecto al método MoM-L.

En cuanto al reparto temporal en las diferentes tareas, la evaluación de las submatrices Y y S suponen el mayor esfuerzo computacional en el relleno de la matriz, ambas con costes similares. El cálculo de las contribuciones del cortocircuito conlleva en torno a un 10 % de tiempo adicional en la evaluación de las admitancias. Por otra parte, la submatriz de impedancias implica un coste temporal de aproximadamente la mitad del tiempo dedicado a la matriz Y . Esta proporción es completamente lógica si se tiene en cuenta que las admitancias se componen de dos términos relativos al medio externo e interno. Por último, el cálculo de la submatriz S emplea alrededor del doble de tiempo que la evaluación de la submatriz Z . Nótese que en la submatriz S se deben evaluar todos sus elementos debido su falta de simetría, en contraste con la submatriz Z para la que sólo es necesario calcular alrededor de la mitad de ellos.

Respecto al análisis de referencia, encarnado en este caso por el modelo MoM-AB⁺, prácticamente triplica el número de incógnitas del sistema del modelo MoM-L. Como consecuencia, el coste temporal asociado tanto al relleno de la matriz como a su inversión crece de forma excesiva. Especialmente llamativo resulta el esfuerzo necesario para resolver el sistema de ecuaciones, multiplicando por 18 su tiempo de ejecución respecto al análisis MoM-L. Tal desmedido incremento tiene su origen en la dependencia $\mathcal{O}(N^3)$ de dicha tarea. En lo que concierne al relleno de la matriz, los tiempos de la Tabla 2.12 también reflejan un notable incremento, si bien en menor medida. En concreto, esta tarea supone un coste temporal unas 6 veces superior al requerido por el modelo MoM-L, relación que se sitúa en la línea de la regla $\mathcal{O}(N^2)$. Lo comentado anteriormente conduce a una inversión de orden en el modelo MoM-AB⁺, siendo la tarea de resolución del sistema más costosa computacionalmente que el cálculo de la matriz.

La precisión de las soluciones se valora a partir de una muestra de los principales parámetros de la agrupación. Primero, en la Tabla 2.13 se recogen el coeficiente de reflexión en el puerto coaxial, la directividad máxima, la eficiencia de radiación evaluados a la frecuencia central de 15.5 GHz. Respetando la estructura de la antena fabricada, en el análisis se ha incluido el cortocircuito al final de la guía. Los resultados de la Tabla 2.13 constatan la inmejorable precisión del modelo MoM-L respecto a la referencia, confirmando la escasa influencia de las corrientes transversales en este tipo de antenas. Por otro lado, la solución aproximada aporta una excelente estimación de los parámetros de la agrupación, especialmente teniendo en cuenta la notable reducción de coste computacional demostrada en la Tabla 2.12.

Método	S_{11} (dB)	D_{\max} (dBi)	η_{rad} (%)
MoM-L	-27.35	32.490	91.506
MoM-0	-25.71	32.429	91.724
MoM-AB ⁺	-27.65	32.515	91.506

Tabla 2.13: Parámetros a 15.5 GHz de una antena LP-RLSA cortocircuitada con 1140 parejas ranura-dipolo con diferentes métodos de análisis.

Si se realiza un estudio comparativo con los resultados de la Tabla 2.10 correspondientes a una RLSA convencional, se llega a la conclusión que la solución aproximada proporciona una estimación más precisa en este caso. La razón primordial proviene de la menor longitud eléctrica de los elementos que suelen emplear las agrupaciones de parejas ranura-dipolo. Con tales longitudes, los modos impares se excitan en menor medida y por tanto la estimación de los acoplamientos mutuos mediante la aproximación coseno se ajusta más a la realidad. Además, como se discutirá en la Sección 4, la introducción de los dipolos parásitos reduce notablemente la interacción entre elementos. Esto a su vez repercute en una menor deformación de la distribución de corriente sobre ranuras y dipolos gracias a una débil excitación de los modos impares de corriente en ambas dimensiones. Como resultado, mejora la precisión de los modelos reducidos, como se puede contrastar con la escasa diferencia entre la referencia y el análisis MoM-L, y entre éste y la solución aproximada MoM-0.

Los diagramas de radiación calculados a la frecuencia de 15.5 GHz, correspondientes a ambas soluciones, se representan en la Fig. 2.96. El campo radiado en ambos planos confirma el magnífico comportamiento de la solución aproximada. Conviene recordar que esta solución acelera también el cálculo de los campos radiados, aproximando la corriente sobre dipolos y ranuras por una función coseno. Además, no existen diferencias apreciables entre los diagramas correspondientes a la referencia y al modelo MoM-L, corroborando así la excelente precisión de este último.

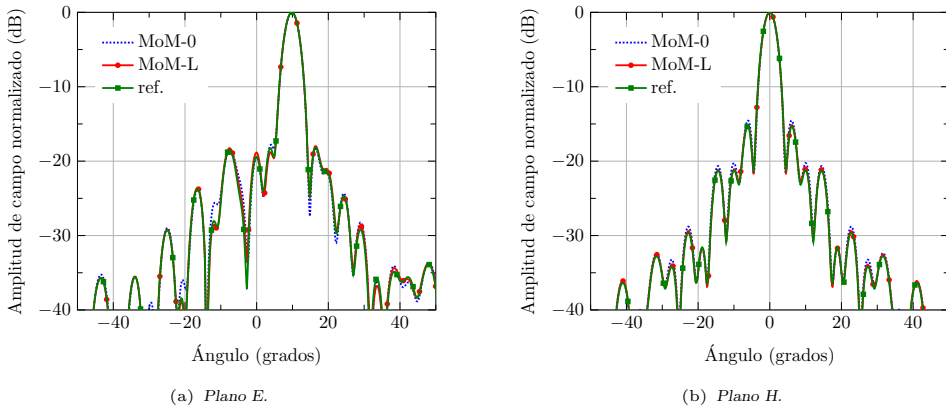


Figura 2.96: Diagrama de radiación del campo total a 15.5 GHz de una antena LP-RLSA cortocircuitada con 1140 parejas ranura-dipolo para la solución aproximada y exacta.

En lo que respecta al cálculo de la eficiencia de la antena, la necesaria presencia de un medio estratificado en las agrupaciones con dipolos impone ciertas particularidades sobre las que merece la pena discutir. No se ha mencionado previamente este aspecto porque las agrupaciones de ranuras habitualmente radian hacia el semiespacio aire. Las funciones de Green empleadas en el modelo asumen que todas las capas que forman el medio estratificado son de extensión infinita. Esta aproximación conlleva consecuencias directas sobre el balance

de potencias del problema electromagnético. El reparto de potencias se esquematiza en la Fig. 2.97, tanto en el caso de un análisis PPW como cuando se considera una cavidad circular como medio interno.

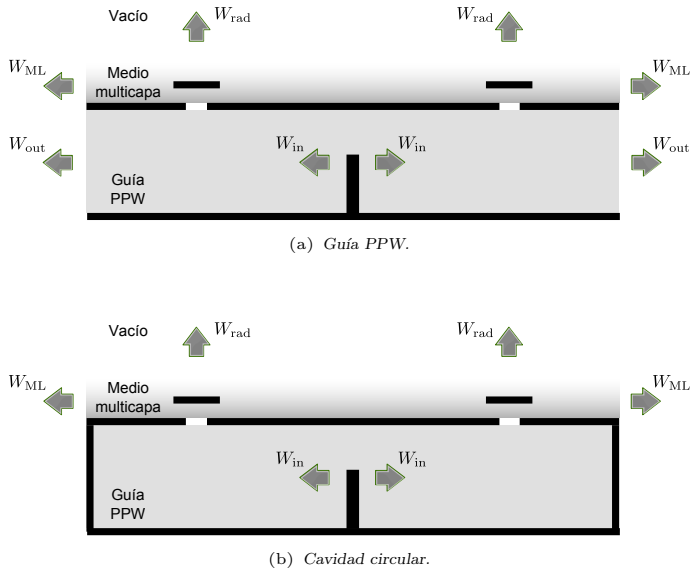


Figura 2.97: Esquema del balance de potencias de la agrupación sobre una guía de placas paralelas o una cavidad circular.

La principal particularidad que introduce el medio estratificado proviene del cálculo del campo radiado. Como se detalla en el Apéndice C, se evalúan las funciones de Green en la capa superior del medio externo, esto es, el semiespacio aire. De esta forma, cuando se calcula la potencia radiada W_{rad} mediante la integración de ese campo, no se incluye la potencia W_{ML} que se escapa por el interior del medio multicapa en forma de ondas de superficie. El escenario cuando se considera una guía PPW como medio interno se dibuja en la Fig. 2.97(a). En el caso sin pérdidas, la potencia de entrada W_{in} se distribuye entre la potencia radiada W_{rad} al semiespacio aire, la potencia residual W_{out} que se escapa por la guía y la mencionada potencia W_{ML} que se propaga hasta el infinito por el medio multicapa. Se cumple así la ecuación $W_{in} = W_{rad} + W_{out} + W_{ML}$. Esta última potencia asociada al medio multicapa también se podría catalogar como potencia residual, formando parte de las pérdidas de la antena cuando se calcula la eficiencia de radiación como $\eta_{rad} = W_{rad}/W_{in}$.

Con la finalidad de dar algunas cifras que permitan valorar el reparto de potencias en una agrupación típica, se lleva a cabo un análisis PPW del ejemplo anterior ignorando las pérdidas de todos los medios involucrados. En esas condiciones, a la frecuencia de 15.5 GHz, la potencia radiada W_{rad} supone el 74.3 % de la potencia de entrada W_{in} , mientras que las potencias W_{out} y W_{ML} representan el 25.2 % y el 0.8 % respectivamente. La suma de las tres potencias se desvía únicamente un 0.3 % del resultado teórico del 100 %, validando de este modo el balance descrito anteriormente.

Por otro lado, el balance de potencias de la agrupación sobre la cavidad circular se dibuja en la Fig. 2.97(b). En este caso, todas las consideraciones anteriores permanecen válidas imponiendo ahora una potencia residual $W_{out} = 0$. De nuevo analizando la antena en un caso sin pérdidas, pero esta vez con cortocircuito final, la potencia radiada se eleva a un 96.9 %, mientras que la potencia perdida en el medio multicapa se sitúa en el 2.7 %. Aunque aumenta respecto al caso PPW, la potencia W_{ML} supone afortunadamente una mínima parte de la total. En la totalidad de los casos tratados en esta tesis la potencia

que se propaga por la guía supera ampliamente la que lo hace por los medios estratificados considerados. En cualquier caso, la potencia W_{ML} siempre se va a considerar como pérdidas en la definición de la eficiencia de la antena. Se debe puntualizar que la situación descrita difiere en una agrupación real, donde las capas dieléctricas no son infinitas. En ese caso la onda de superficie alcanza el final del medio multicapa, reflejándose una parte de nuevo hacia la antena y contribuyendo el resto al campo radiado. Se debe controlar por tanto el valor de la potencia W_{ML} para evitar efectos indeseables al llevar el diseño a la práctica.

Por último, cuando los dieléctricos considerados presentan pérdidas, éstas aparecen en el balance de potencias, pudiéndose estimar como $W_{loss} = W_{in} - W_{rad} - W_{out} - W_{ML}$. En el análisis de la antena anterior con pérdidas incluidas, dicha potencia W_{loss} asciende a un 5.8% de la potencia de entrada. Todas estas potencias citadas en los diferentes casos se recogen en la Tabla 2.14 para facilitar su interpretación.

Caso	W_{rad}/W_{in} (%)	W_{out}/W_{in} (%)	W_{ML}/W_{in} (%)	W_{loss}/W_{in} (%)
PPW (sin pérdidas)	74.3	25.2	0.8	–
Cavidad (sin pérdidas)	96.9	–	2.7	–
Cavidad (con pérdidas)	91.5	–	2.5	5.8

Tabla 2.14: Balance de potencias a 15.5 GHz de una antena LP-RLSA con 1140 parejas ranura-dipolo.

El resto de parámetros de la agrupación no mencionados aquí, como la distribución de campo sobre la apertura o el campo radiado por cada elemento, no suponen ninguna modificación respecto a lo explicado en la Sección 2.4.3. En cuanto al análisis en frecuencia, conviene mencionar la forma en la que se interpolan los nuevos elementos de la matriz del sistema. Éstos representan las interacciones en el medio multicapa externo, ya sea entre dipolos o entre dipolos y ranuras. En general, cualquier interacción entre dos funciones base en dicho medio presenta una variación con la frecuencia proporcional a $e^{-jp_0(\omega)d}$, siendo d la distancia entre ellas y $p_0(\omega)$ la constante de propagación de la onda de superficie dominante. Del mismo modo que en el análisis de las ranuras, extrayendo dicho término previamente a realizar la interpolación en frecuencia se reduce significativamente el número de puntos de referencia necesarios. Conviene aclarar que dicha aproximación es tanto más realista cuanto mayor sea la distancia d entre los elementos involucrados. Eso supone una ventaja ya que precisamente los términos que relacionan los elementos lejanos presentan una mayor excursión en frecuencia.

La estrategia descrita se aplica a la antena bajo estudio en un ancho de banda de 1 GHz alrededor de la frecuencia central de 15.5 GHz. Como resultado, la interpolación proporciona un error en la solución inferior al 1.5% con cinco análisis exactos, mientras que si se toman como referencia nueve frecuencias, el error se sitúa por debajo del 0.1%. Los resultados del barrido en frecuencia se muestran en la Fig. 2.98, donde se ha omitido la referencia una vez comprobada la exactitud del modelo MoM-L. Por un lado, el coeficiente de reflexión en el puerto coaxial representado en la Fig. 2.98(a) demuestra una buena adaptación en toda la banda de frecuencias. La ganancia máxima de la antena, por otro lado, se representa en la Fig. 2.98(b), donde se observa que el máximo corresponde aproximadamente con la frecuencia central. Ambos resultados vuelven a confirmar la más que razonable estimación que aporta la solución aproximada en todo el ancho de banda de la agrupación.

Como conclusión a este apartado, el modelo electromagnético se ha extendido para el análisis de grandes agrupaciones de parejas ranura-dipolo. Las consideraciones a tener en cuenta son prácticamente idénticas a las expuestas para antenas RLSA convencionales. La única diferencia a reseñar consiste en la potencia que se escapa en forma de ondas de superficie por el interior del medio multicapa infinito. En general, el modelo MoM-

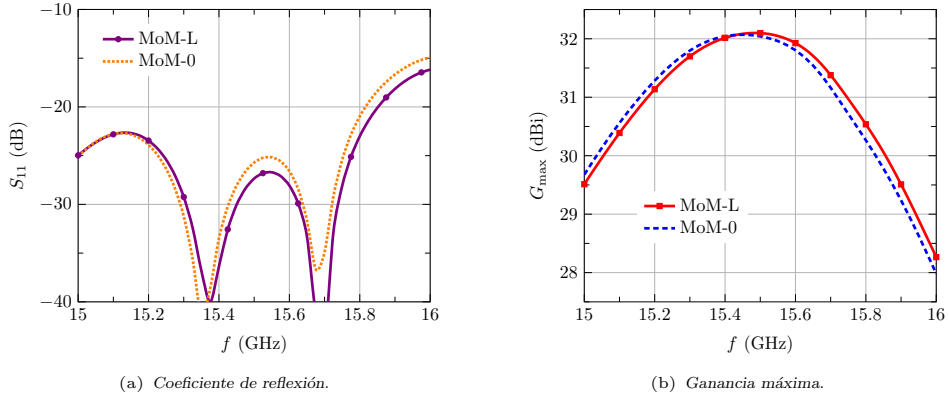


Figura 2.98: Parámetros en frecuencia de una antena LP-RLSA cortocircuitada con 1140 parejas ranura-dipolo con el método completo y la solución aproximada.

L mejora su precisión en la caracterización de agrupaciones ranura-dipolo debido a una menor interacción entre elementos. Por esa misma razón, la solución aproximada aporta una excelente estimación de los parámetros de antena, con una reducción significativa del coste computacional. Este buen comportamiento alivia en cierta forma la mayor exigencia de recursos que conlleva el análisis de grandes agrupaciones ranura-dipolo.

2.5. Comparativa con simuladores comerciales

Para finalizar este extenso capítulo sobre el análisis de antenas RLSA, en la presente sección se pretende validar el código implementado a partir de una comparativa con varios simuladores comerciales. Dada su versatilidad y disponibilidad, se ha optado por emplear los simuladores CST Microwave Studio[®] [8] y Ansys HFSSTM [7] ya anteriormente mencionados en la Sección 2.3.2. De esta forma, se van a distinguir en esta sección entre las simulaciones CST-F y HFSS, ejecutadas en el software CST y HFSS respectivamente aplicando el método FEM, y la simulación CST-T en la que se usa el programa CST con el método FDTD.

El carácter general de estos simuladores no hace viable analizar agrupaciones de grandes dimensiones sin sobrepasar la memoria disponible en la mayoría de las estaciones de trabajo convencionales. En este sentido si la memoria necesaria para el mallado tridimensional de toda la estructura excede el límite de memoria física, la simulación se demora de forma muy significativa al recurrir a la memoria virtual sobre el disco duro. Por lo tanto se han escogido dos ejemplos representativos de tamaño mediano, que permitan un mallado lo suficientemente fino para obtener resultados fiables en unos tiempos razonables.

Ejemplo 1: Agrupación de ranuras

El primer caso simulado consiste en una RLSA formada por 478 ranuras con un diámetro en torno a ocho longitudes de onda a la frecuencia de diseño de 10.5 GHz. Esta antena corresponde con la RLSA de polarización circular enfocada en campo cercano, diseñada y fabricada en el Capítulo 4, a la que se añade un cortocircuito final para facilitar su modelado mediante los simuladores comerciales. Los detalles de esta antena se pueden encontrar en la Sección 4.1.3. No obstante, para una mejor interpretación de los resultados obtenidos, conviene mencionar que se trata de una antena con polarización circular enfocada en cam-

po cercano. Los diagramas de radiación simulados, por lo tanto, no serán completamente óptimos en cuanto a directividad o relación axial.

A partir de la definición completa de la estructura se generan los modelos electromagnéticos en ambos programas comerciales. Una vista de dichos modelos se recoge en la Fig. 2.99. En la caracterización electromagnética de los materiales se han incluido las pérdidas reales de los dieléctricos, ignorando la de los metales para facilitar la comparativa con el código propio. La principal diferencia entre el modelo de los simuladores comerciales y el análisis desarrollado en este capítulo reside sobre el plano conductor en el que se sitúan las ranuras. Mientras que en los primeros se modelan las dimensiones reales de la antena, el análisis MoM asume que dicho conductor se extiende hasta el infinito, ignorando de este modo los campos radiados por debajo de ese plano. La comparativa con los simuladores comerciales por tanto permitirá evaluar la magnitud de la ignorada radiación trasera, así como el efecto de la difracción en los bordes del plano conductor finito.

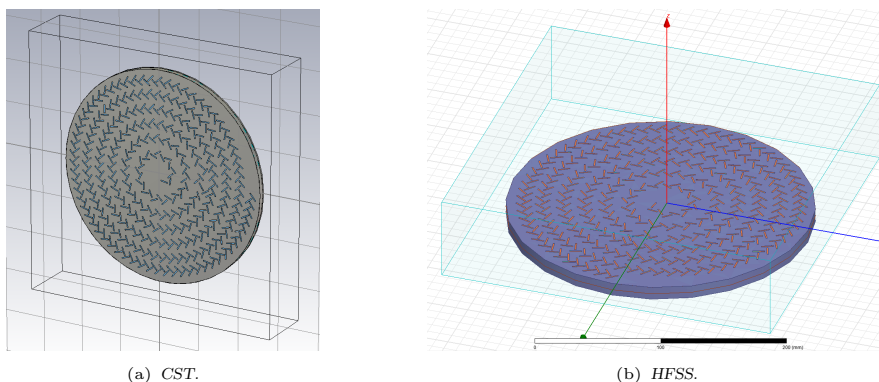


Figura 2.99: Vista de los modelos de la antena RLSA en los programas CST y HFSS.

Los diagramas de radiación de la antena RLSA, comparando los tres simuladores comerciales CST-T, CST-F y HFSS con el análisis MoM-L propio, se representan en una serie de figuras desde la Fig. 2.100 a la Fig. 2.107. Aunque la antena haya sido diseñada a la frecuencia de 10.5 GHz, su enfoque en campo cercano hace que el máximo de directividad en campo lejano ocurra a la frecuencia de 10.8 GHz. Los diagramas representados corresponden a esta última frecuencia.

Antes de interpretar los resultados merece la pena valorar el tiempo de simulación invertido en cada uno de los análisis a una única frecuencia. Por un lado, las simulaciones CST-F y HFSS aplican un método FEM con un mallado adaptativo hasta alcanzar una convergencia dada en los parámetros de reflexión del puerto. A este respecto, la simulación HFSS necesita unos 27 minutos para alcanzar una precisión del 1%, con un mallado de 386 millares de tetraedros y un pico de 9.5 GB de memoria ocupada. Si se exige una convergencia del 0.1%, el mismo simulador emplea 81 minutos con un mallado de 668 millares de tetraedros y un máximo de memoria de 13.6 GB. Por otro lado, con la simulación CST-F únicamente se ha podido alcanzar una convergencia del 1% para un tiempo de análisis razonable. En concreto, el programa requiere 251 minutos para 661 millares de tetraedros, ocupando 9.6 GB de memoria. En este caso llama la atención la diferencia entre estos dos simuladores, empleando el mismo método FEM en el análisis. Parece que el software HFSS está más optimizado si se compara con el programa CST, que incorporó el análisis FEM más recientemente.

Por otro lado, el simulador CST-T con el método FDTD consume unos 780 minutos, con un mallado de 30 millones de hexaedros y una memoria máxima de 8.7 GB. Aunque

el tiempo requerido por este método es claramente el mayor de los tres, hay que tener en cuenta que este análisis, a diferencia de los dos anteriores, proporciona la respuesta de la antena en toda la banda. En este caso no se ha recurrido a un mallado adaptativo porque multiplicaría el ya de por sí largo tiempo de simulación. Para finalizar, el método propio MoM-L emplea 5.5 segundos en el análisis a una frecuencia, aunque no es el propósito aquí comparar con los simuladores comerciales. El número de funciones base con las que se discretiza la estructura es de 1434, correspondiendo a tres de ellas por ranura, mientras que la memoria ocupada por los procesos de MATLAB[®] ha presentado un pico de 1.7 GB. Todos estos valores se resumen en la Tabla 2.15 para facilitar su comparación.

Simulador	Precisión estimada	Número de celdas de mallado (miles)	Tiempo de simulación (seg)	Memoria ocupada (GB)
CST-T	–	30589	46802	8.7
CST-F	1 %	661	15063	9.6
HFSS	0.1 %	668	4879	13.6
MoM-full	–	1.4	5.5	1.7

Tabla 2.15: Datos de la simulación de una antena CP-RLSA de 478 ranuras a 10.8 GHz comparando diferentes simuladores.

Las dos primeras figuras reproducen el diagrama de radiación copolar normalizado en el corte $\phi = 0^\circ$, en la Fig. 2.100 con el rango completo del ángulo de elevación, y mostrando el detalle alrededor del haz principal en la Fig. 2.101. Como se ha comentado anteriormente la simulación MoM-L únicamente puede representar los diagramas en el rango $-90^\circ < \theta < 90^\circ$. A partir de los resultados de los simuladores comerciales se puede afirmar que la radiación trasera ignorada resulta poco significativa, debido a que se encuentra por debajo de -40 dB respecto al máximo de radiación.

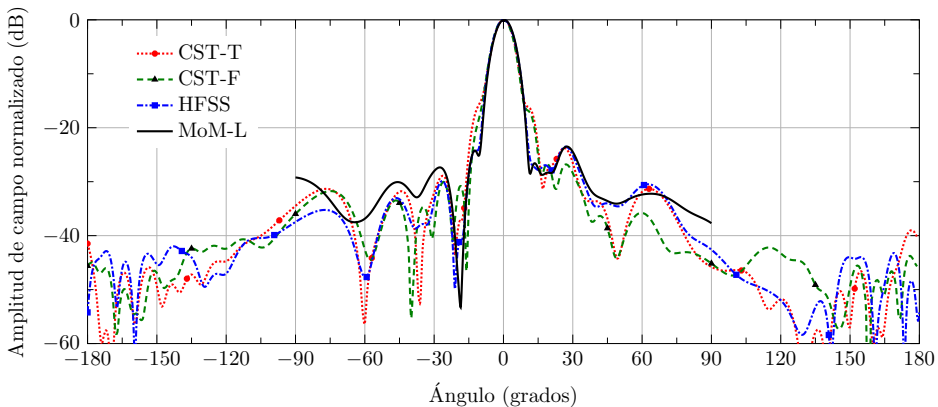


Figura 2.100: Diagrama de radiación copolar normalizado en el corte $\phi = 0^\circ$ a 10.8 GHz de una antena CP-RLSA de 478 ranuras comparando diferentes simuladores.

La Fig. 2.101 posibilita realizar un estudio más detallado de la coincidencia entre las cuatro simulaciones mostradas. El análisis MoM-L propio muestra una muy buena concordancia con la simulación HFSS, tanto en el haz principal como en los lóbulos secundarios. Sin embargo, las simulaciones CST-F y CST-T presentan un ensanchamiento repentino del haz en torno a $\theta = \pm 10^\circ$, no presente en el análisis MoM-L ni en HFSS. Aunque de forma general no se puede establecer cuál de los tres simuladores comerciales proporciona

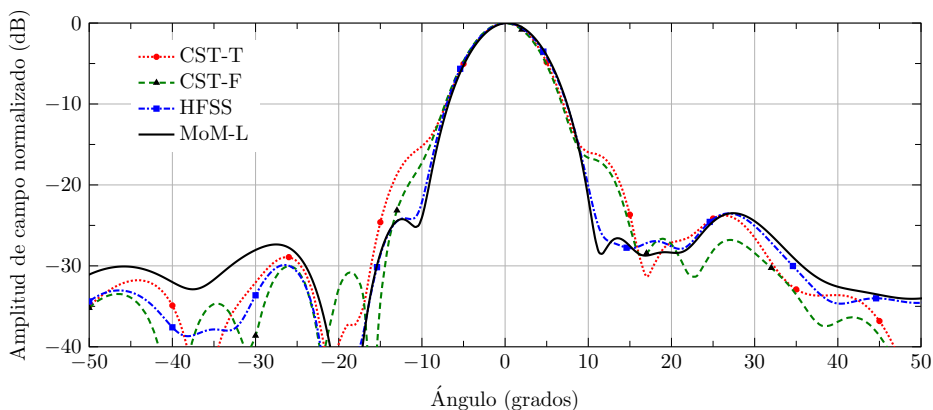


Figura 2.101: Detalle del diagrama de radiación copolar normalizado en el corte $\phi = 0^\circ$ a 10.8 GHz de una antena CP-RLSA de 478 ranuras comparando diferentes simuladores.

resultados más precisos, los datos de convergencia en el mallado invitan a pensar que la simulación HFSS sea más fiable.

En las Fig. 2.102 y Fig. 2.103 se muestran los mismos resultados, esta vez correspondientes al corte $\phi = 90^\circ$. Las conclusiones extraídas de la inspección de los diagramas son muy similares a las ya expuestas anteriormente. Se aprecia un grado de similitud muy significativo del análisis propio respecto a la simulación HFSS, mientras que los diagramas CST-T y CST-F siguen una evolución más dispar, especialmente alrededor de $\theta = \pm 10^\circ$. En cuanto a la radiación trasera, los niveles de campo se encuentran mayoritariamente por debajo de -40 dB respecto al haz principal.

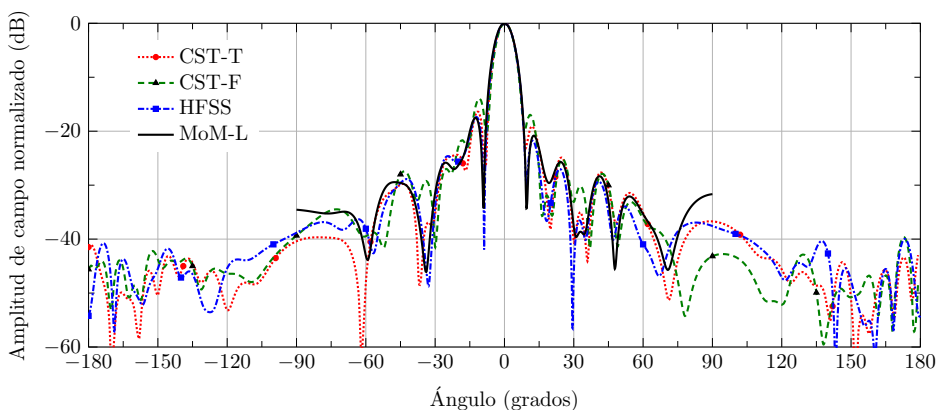


Figura 2.102: Diagrama de radiación copolar normalizado en el corte $\phi = 90^\circ$ a 10.8 GHz de una antena CP-RLSA de 478 ranuras comparando diferentes simuladores.

Las dos figuras siguientes muestran la comparativa del diagrama contrapolar en el corte $\phi = 0^\circ$. Por un lado, la visualización a lo largo de todo el meridiano de la esfera, representada en la Fig. 2.104, permite evaluar la radiación trasera e la antena. En este caso, los tres simuladores comerciales confirman que la componente contrapolar del campo radiado presenta una magnitud apreciable en torno a -25 dB, justo en la dirección opuesta al haz principal. El análisis MoM-L no puede predecir dicha radiación trasera, cometiendo de esta forma un cierto error asumible, ya conocido de antemano.

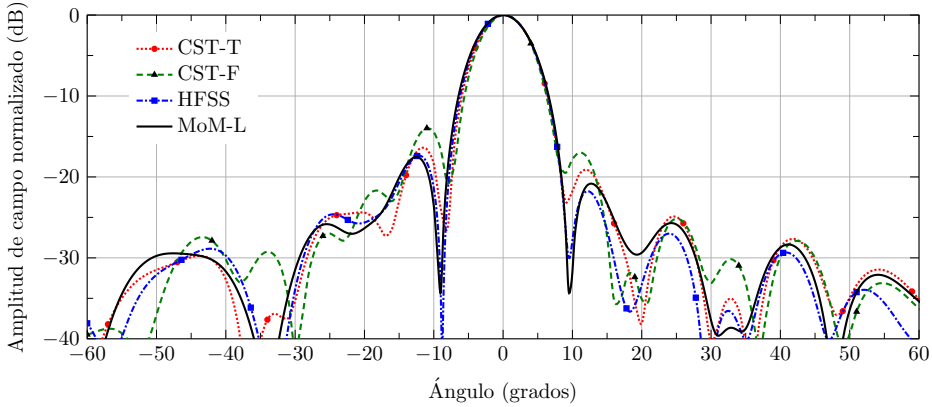


Figura 2.103: Detalle del diagrama de radiación copolar normalizado en el corte $\phi = 90^\circ$ a 10.8 GHz de una antena CP-RLSA de 478 ranuras comparando diferentes simuladores.

En cuanto al detalle de los niveles de radiación contrapolar alrededor del haz principal, mostrado en la Fig. 2.105, la interpretación de los resultados resulta más compleja. En este caso, debido a los niveles más bajos del campo representado, aumenta la disparidad entre los valores proporcionados por las distintas simulaciones. Se adivina un sutil parecido entre el análisis MoM-L y la simulación en el dominio del tiempo CST-T. La discrepancia mostrada se verá reflejada posteriormente en los valores de relación axial.

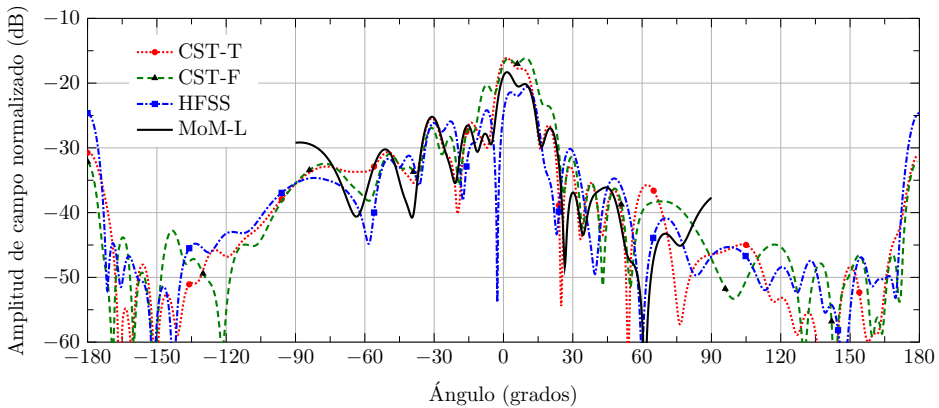


Figura 2.104: Diagrama de radiación contrapolar en el corte $\phi = 0^\circ$ a 10.8 GHz de una antena CP-RLSA de 478 ranuras comparando diferentes simuladores.

Para finalizar, las Figs. 2.106 y 2.107 muestran respectivamente el diagrama de radiación contrapolar y su detalle en el corte $\phi = 90^\circ$. De nuevo en este caso existe bastante disparidad entre las diferentes simulaciones, sin ni siquiera aparecer de forma evidente cuál de los tres simuladores comerciales presenta mayor similitud con el código propio. También en este corte se aprecia claramente el lóbulo de radiación trasera en dirección $\theta = 180^\circ$ ya observado anteriormente.

La relación axial de la antena alrededor del haz principal se muestra para ambos cortes en la Fig. 2.108. La discrepancia en la pureza de polarización ya advertida previamente se confirma al comparar los valores de relación axial proporcionados por las cuatro simulaciones. Aun así, en ambos cortes se observa una concordancia razonablemente buena en la

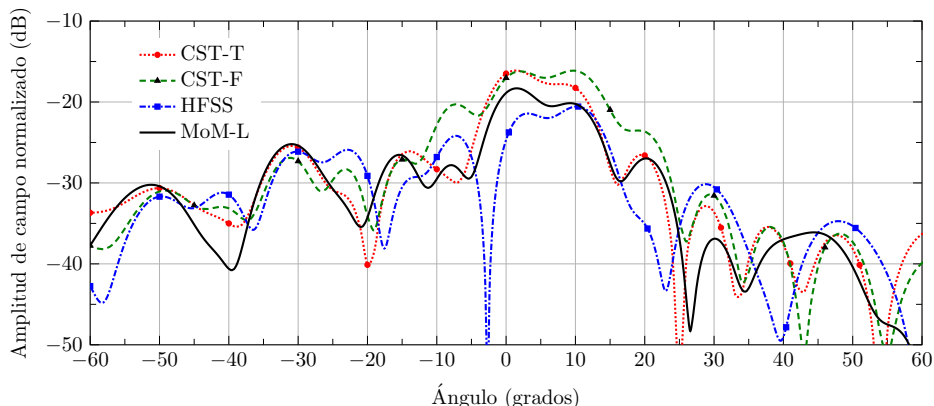


Figura 2.105: Detalle del diagrama de radiación contrapolar en el corte $\phi = 0^\circ$ a 10.8 GHz de una antena CP-RLSA de 478 ranuras comparando diferentes simuladores.

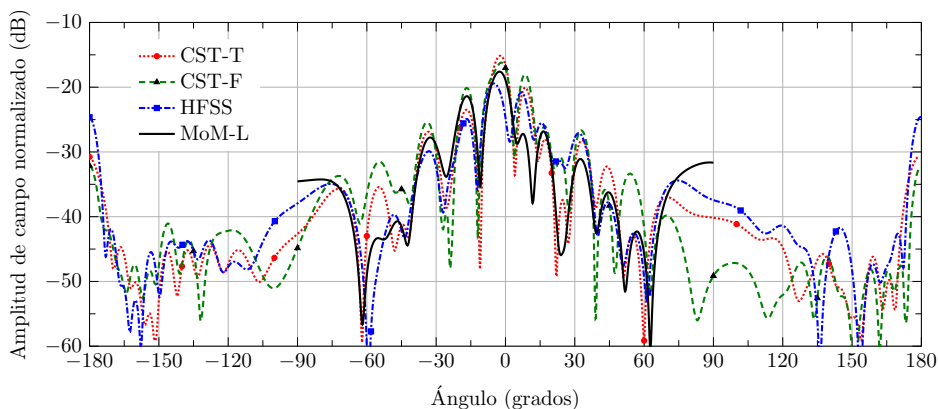


Figura 2.106: Diagrama de radiación contrapolar en el corte $\phi = 90^\circ$ a 10.8 GHz de una antena CP-RLSA de 478 ranuras comparando diferentes simuladores.

tendencia de las curvas con el ángulo de elevación. En este sentido, el análisis MoM-L se puede situar en un punto medio entre las simulaciones CST-T y CST-F, con un resultado más similar entre ellas, y la simulación HFSS.

Los parámetros más representativos de la antena a la frecuencia de 10.8 GHz se recogen en la Tabla 2.16, incluyendo los distintos simuladores considerados. En concreto, se contempla el coeficiente de reflexión en el puerto coaxial, directividad máxima, ganancia máxima, eficiencia de radiación y relación axial en el máximo del diagrama de radiación. Primeramente, todos los simuladores ofrecen valores muy similares del parámetro de adaptación, salvo el correspondiente al análisis CST-T. Por otro lado, la directividad máxima presenta una concordancia ciertamente llamativa entre las cuatro simulaciones, con una mínima discrepancia alrededor de 0.1 dBi. La ganancia máxima también ofrece valores prácticamente idénticos entre las simulaciones CST-T, CST-F y MoM-L. Aunque mínima, la mayor discordancia aparece en la simulación HFSS, debida a que el modelo estima una eficiencia de radiación de 102.1 %, claramente errónea. En este sentido, los valores de eficiencia más similares los ofrecen los simuladores CST-T y MoM-L, los cuales se encuentran dentro del rango típico en este tipo de antenas. Por último, las cifras de relación axial manifiestan la diferencia ya observada anteriormente entre las cuatro simulaciones.

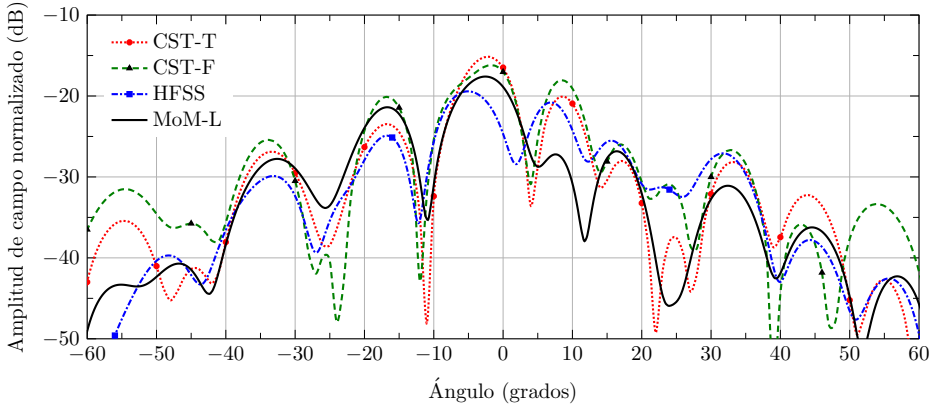


Figura 2.107: Detalle del diagrama de radiación contrapolar en el corte $\phi = 90^\circ$ a 10.8 GHz de una antena CP-RLSA de 478 ranuras comparando diferentes simuladores.

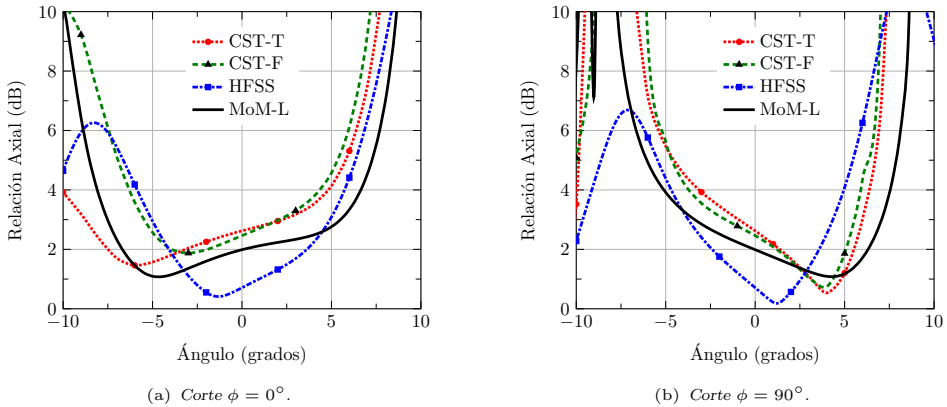
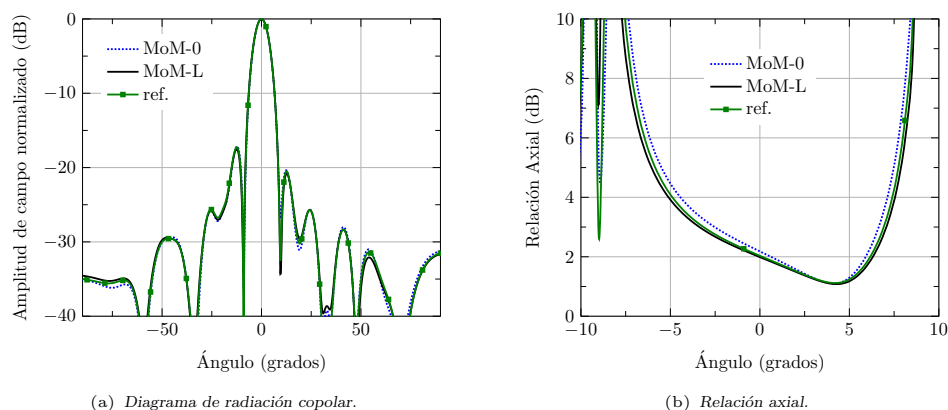


Figura 2.108: Relación axial a 10.8 GHz de una antena CP-RLSA de 478 ranuras comparando diferentes simuladores.

Para finalizar con el estudio a la frecuencia central, merece la pena detenerse a confirmar la validez del modelo MoM-L considerado. Como viene siendo habitual, la precisión del análisis se evalúa contrastando los resultados mediante la solución de referencia, aportada aquí por el modelo MoM-AB⁺. No se pretende repetir el extenso catálogo de resultados anteriormente expuesto, sino únicamente escoger una muestra significativa. En este caso se ha optado por representar el diagrama de radiación copolar en la Fig. 2.109(a) y la relación axial en la Fig. 2.109(b), ambos en el corte $\phi = 90^\circ$. Las figuras confirman la reiterada excelente concordancia entre el modelo MoM-L y la referencia, validando así los resultados mostrados anteriormente. Las curvas correspondientes a la solución aproximada también se muestran en la Fig. 2.109 para completar el estudio. Se demuestra de nuevo la mínima diferencia ente dicha solución y el modelo exacto MoM-L.

A continuación se representan los resultados correspondientes a un barrido en frecuencia entre 10 GHz y 11.5 GHz. Su ejecución implica añadir un tiempo adicional a las simulaciones FEM por cada punto en frecuencia. Concretamente el simulador CST-F requiere 2890 segundos por frecuencia calculada mientras que el HFSS necesita 2555 segundos. En cuanto al simulador CST-T, el método FDTD ofrece todos los puntos en frecuencia con el mismo tiempo de simulación recogido en la Tabla 2.15. Por último, el análisis MoM realiza el

Simulador	S_{11} (dB)	D_{\max} (dBi)	G_{\max} (dBi)	η_{rad} (%)	RA (dB)
CST-T	-29.0	26.85	26.68	96.28	2.62
CST-F	-20.4	26.73	26.70	99.40	2.46
HFSS	-21.0	26.79	26.88	102.1	0.95
MoM-L	-22.2	26.86	26.71	97.20	1.99

Tabla 2.16: Parámetros de una antena CP-RLSA de 478 ranuras a 10.8 GHz comparando diferentes simuladores.

Figura 2.109: Diagrama de radiación copolar normalizado y relación axial en el corte $\phi = 90^\circ$ a 10.8 GHz de una CP-RLSA de 478 ranuras comparando diferentes modelos MoM.

barrido interpolado comentado en la Sección 2.4.3, el cual requiere siete análisis completos como los de la Tabla 2.15, a partir de los cuales obtiene cualquier punto en frecuencia con un tiempo mínimo adicional.

El primer resultado mostrado corresponde al coeficiente de reflexión a la entrada del puerto coaxial, representado en la Fig. 2.110. Aunque en general no existe demasiada concordancia entre las diferentes simulaciones, la mayor similitud se produce entre el programa HFSS y el análisis propio MoM-L. Ambos análisis presentan una muy buena correspondencia en la parte baja de la banda, separándose ligeramente a frecuencias mayores aunque evolucionando de forma similar. Cabe recordar las diferencias en el modelo del puerto coaxial ya expuestas en la Sección 2.3. A ello hay que añadir los buenos niveles de adaptación conseguidos en la Fig. 2.110, más sensibles a errores numéricos. Este hecho queda patente por la diferencia entre las curvas correspondientes a las simulaciones CST-F y HFSS cuando de hecho aplican el mismo método de análisis. Teniendo todo esto presente y asumiendo la simulación HFSS como la más precisa por su buena convergencia, el código propio estima de forma satisfactoria los niveles de adaptación en el puerto coaxial.

A continuación, en la Fig. 2.111 se muestra la directividad máxima en función de la frecuencia. Como se puede comprobar, los cuatro simuladores exhiben un ancho de banda similar pero con ligeros desplazamientos en frecuencia. El análisis CST-F proporciona una banda centrada en torno a 11 GHz mientras que en la simulación CST-T se desplaza a 10.9 GHz aproximadamente. Por último, tanto el modelo HFSS como el análisis propio estiman una directividad máxima en la frecuencia de 10.8 GHz. Por lo tanto, de nuevo en este caso el código propio aporta resultados muy similares a los proporcionados por el programa HFSS. La coincidencia entre ambas curvas en la parte central y alta del margen de frecuencias es notoria en la Fig. 2.111. A medida que la frecuencia se acerca al límite inferior, el valor de directividad obtenido con el análisis MoM-L se separa lentamente del aportado

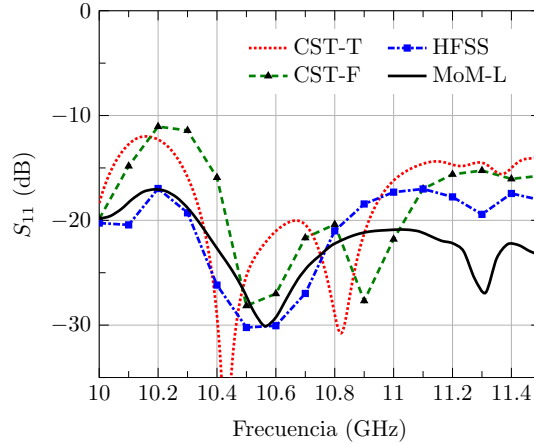


Figura 2.110: Coeficiente de reflexión en el puerto coaxial de una antena CP-RLSA de 478 ranuras en función de la frecuencia, comparando diferentes simuladores.

por los simuladores comerciales. A este respecto, un hecho que se repite en los resultados de directividad de la Fig. 2.111 y del coeficiente de reflexión en la Fig. 2.110 es la buena concordancia de los cuatro análisis a la frecuencia de 10.8 GHz. Resulta especialmente llamativo si se compara con la deriva paulatina en el resto del margen de frecuencias. Conviene puntualizar que tanto el análisis CST-F como HFSS emplean esa frecuencia para comprobar la convergencia en el refinamiento del mallado. La precisión de ambos métodos a esa frecuencia queda en cierta forma garantizada, lo cual no se puede afirmar en el resto de la banda, donde no se repite el estudio de convergencia. Ésta se adivina como la causa fundamental de la buena coincidencia de los distintos análisis a la frecuencia central.

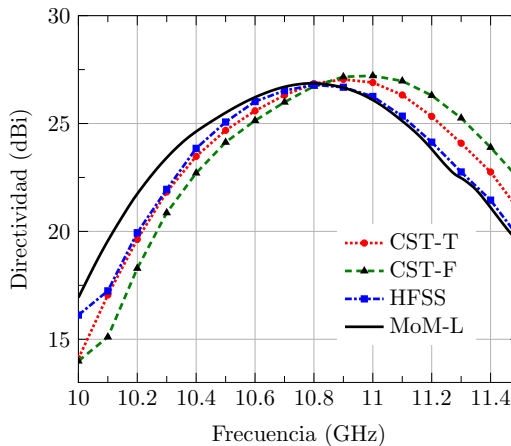


Figura 2.111: Directividad máxima de una antena CP-RLSA de 478 ranuras en función de la frecuencia, comparando diferentes simuladores.

A raíz de la Fig. 2.112, donde se aprecian diferentes desplazamientos en frecuencia en función del mallado realizado, se puede apuntar un fenómeno similar en el análisis MoM. La problemática aparece cuando se aplican las funciones base sinusoidales tratadas en la Sección 2.1.2, tradicionalmente usadas en el análisis de antenas RLSA [84]. Para demostrarlo, en la Fig. 2.112 se representa la directividad máxima en frecuencia con diferente

número de funciones base sinusoidales, comparada con el análisis MoM-L. Como se puede comprobar, a medida que se discretizan más exhaustivamente las ranuras, y con ello se permiten cambios más bruscos en el campo eléctrico en las aperturas, la banda se desplaza progresivamente hacia frecuencias menores. Idealmente, esas curvas alcanzarían el resultado de MoM-L cuando se consideraran un número suficiente de funciones base. Este hecho explicaría los resultados de la Fig. 2.111 donde, con diferentes discretizaciones de la estructura, se obtienen distintos desplazamientos de la banda de directividad de la antena.

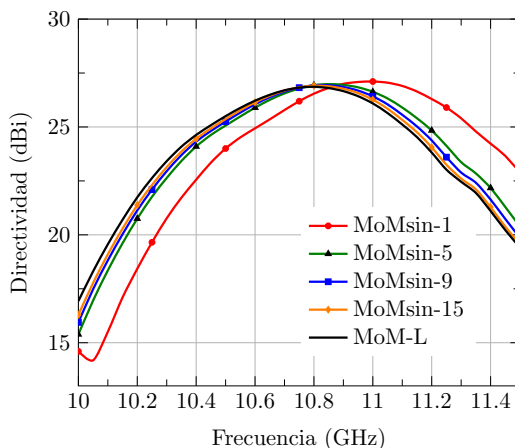


Figura 2.112: Directividad máxima de una antena CP-RLSA de 478 ranuras en función de la frecuencia, comparando las funciones base sinusoidales y polinómicas.

Para finalizar, en las Fig. 2.113(a) y 2.113(b) se muestran la eficiencia de radiación y la relación axial en el máximo de radiación respectivamente, en función de la frecuencia. En lo que respecta a la eficiencia, el análisis MoM-L demuestra una buena concordancia con los valores proporcionados por el simulador CST-T, dentro del rango típico de este tipo de antenas. En cambio, como ya se ha comentado anteriormente, el simulador HFSS no es capaz de estimar de forma adecuada la eficiencia y aporta valores por encima del 100 %. El simulador CST-F, por último, tampoco parece representar una referencia fiable en cuanto a la eficiencia calculada, especialmente a frecuencias altas donde prácticamente alcanza el 100 %, a pesar de las pérdidas en el dieléctrico. En cuanto a la relación axial mostrada en la Fig. 2.113(b), las conclusiones son similares a las ya comentadas al inspeccionar sus valores a la frecuencia central. Los simuladores ofrecen unos resultados de pureza de polarización bastante dispares entre sí. La relación axial predicha por el análisis MoM-L se encuentra en un punto intermedio entre la estimada por el simulador CST en sus dos versiones y la calculada por el programa HFSS.

Como resumen del informe de resultados mostrado, el análisis MoM-L proporciona una muy buena estimación de los parámetros de la agrupación de ranuras, comparado con los simuladores comerciales. Esta concordancia resulta especialmente satisfactoria con el simulador HFSS, tanto en los diagramas de radiación como en los valores de directividad máxima. No obstante, la estimación de la eficiencia por parte de ese programa no resulta adecuada, siendo en este caso el análisis CST-T el que aporta unos resultados más fiables y a la vez similares a los proporcionados por el código propio. En cuanto a la pureza de polarización, no se han podido establecer unas conclusiones válidas debido a la disparidad de los resultados obtenidos con todos los simuladores. Por último, el único inconveniente percibido en el análisis MoM proviene de la aproximación de conductor infinito, que omite la radiación trasera de la antena. Dicho aspecto tendrá un menor efecto en agrupaciones de mayor tamaño eléctrico.

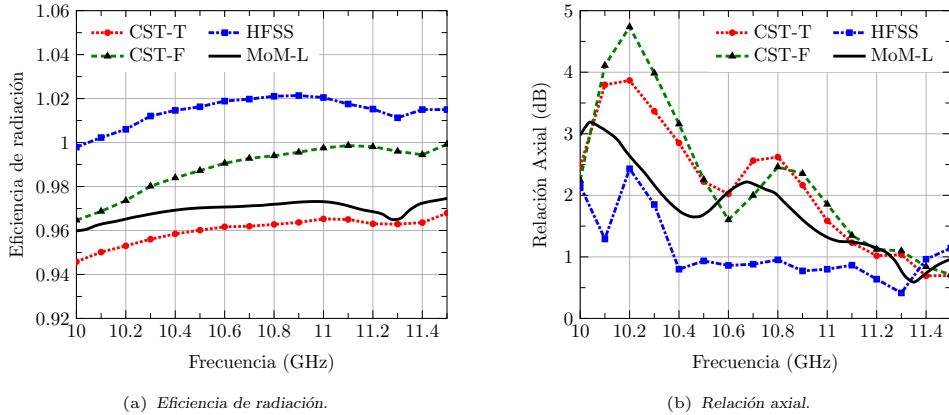


Figura 2.113: Eficiencia de radiación y relación axial en el máximo de una antena CP-RLSA de 478 ranuras en función de la frecuencia, comparando diferentes simuladores.

Ejemplo 2: Agrupación de ranuras y dipolos

La comparativa con simuladores comerciales se realiza sobre un segundo caso de antena real, consistente esta vez en una agrupación de parejas ranura-dipolo. Este segundo ejemplo permitirá validar el modelo del dipolo, así como el cálculo de las funciones de Green multicapa. En concreto la agrupación se trata de una RLSA formada por 172 parejas ranura-dipolo, con un diámetro en torno a cinco longitudes de onda en espacio libre a la frecuencia de diseño de 13.5 GHz. La antena corresponde con la RLSA de polarización lineal y haz inclinado, diseñada y fabricada en el Capítulo 4. Los detalles estructurales de la misma se pueden encontrar en la Sección 4.3.2. Desde el punto de vista operativo, se trata de una antena de polarización lineal, con el haz principal apuntado hacia una dirección aproximada de $\phi = 0^\circ$ y $\theta = 10^\circ$. A diferencia del caso anterior, esta agrupación se diseña de la forma convencional con un enfoque en infinito.

La antena bajo estudio presenta un tamaño eléctrico inferior al caso anterior, aunque aporta la dificultad añadida de la capa de dieléctrico donde descansan los dipolos parásitos sobre las ranuras. Se captura una vista de los modelos electromagnéticos creados en los programas CST y HFSS, mostrándolos en la Fig. 2.114. De nuevo en el análisis se han incorporado los datos de la tangente de pérdidas de los dieléctricos, ignorando las pérdidas óhmicas de los conductores.

La antena se analiza con los tres simuladores disponibles, además del código propio, a la frecuencia central de 13.5 GHz. Los datos de las diferentes simulaciones respecto al mallado, tiempo invertido y recursos empleados se recogen en la Tabla 2.17. Comparando con las simulaciones de la antena anterior de la Tabla 2.15, se observa un orden de magnitud similar de los distintos valores. No obstante, merece la pena resaltar que el simulador CST-F y el HFSS invierten su papel, requiriendo el segundo en este caso un mayor tiempo y número de tetraedros para alcanzar la precisión demandada. Si se tiene en cuenta el menor tamaño eléctrico de la antena, ambos simuladores aplican una mayor densidad de mallado, posiblemente causada por la mayor concentración de campo entre ranura y dipolo.

A continuación se muestran los diagramas de radiación a la frecuencia central, comenzando en la Fig. 2.115 con la componente copolar normalizada en el corte $\phi = 0^\circ$. Se puede apreciar una muy buena concordancia entre todos los simuladores en el rango $-90^\circ < \theta < 90^\circ$. La radiación trasera no contemplada en el análisis MoM-L demuestra ser poco significativa, situándose mayoritariamente por debajo de -35 dB respecto al máximo de radiación. Observando con más detalle el haz principal en la Fig. 2.116, se reafirma la

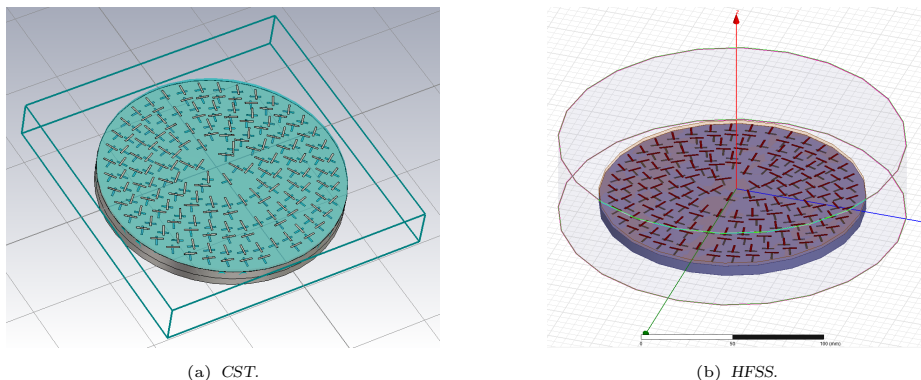


Figura 2.114: Vista de los modelos de la antena RLSA con dipolos en los programas CST y HFSS.

Simulador	Precisión estimada	Número de celdas de mado (miles)	Tiempo de simulación (seg)	Memoria ocupada (GB)
CST-T	–	35280	40615	7.3
CST-F	0.1 %	545	5987	6.8
HFSS	0.1 %	712	15115	14.8
MoM-L	–	1.0	3.3	1.5

Tabla 2.17: Datos de la simulación de una antena LP-RLSA de 172 parejas ranura-dipolo a 13.5 GHz comparando diferentes simuladores.

notable similitud de los resultados del análisis propio con los proporcionados por el resto de simuladores. También destaca la mayor coincidencia entre los diferentes simuladores si se compara con la agrupación de ranuras del apartado anterior.

La representación del diagrama copolar en el otro corte principal, correspondiente al plano H, no resulta evidente debido al apuntamiento no broadside del diagrama. Dicho plano no está definido por un valor constante de ϕ por lo que resulta complicado extraer los datos de los simuladores. Por esta razón se ha optado alternativamente por representar en la Fig. 2.117 la componente contrapolar en el corte $\phi = 90^\circ$. Conviene aclarar que la simetría de la antena determina una radiación contrapolar nula en el plano $\phi = 0^\circ$. A partir de la Fig. 2.117 se comprueba que no se reproduce el lóbulo trasero contrapolar detectado en el ejemplo anterior. El detalle representado en la Fig. 2.118 revela una gran concordancia especialmente entre el análisis MoM-L y la simulación en el dominio del tiempo CST-T. En cambio, los otros dos simuladores, CST-F y HFSS, muestran un pico mayor en el nivel de contrapolar. Cabe destacar que todas las simulaciones presentan un acusado nulo en dirección broadside debido a la simetría de la antena.

Los parámetros de la antena proporcionados por los distintos simuladores a la frecuencia de 13.5 GHz se recogen en la Tabla 2.18. En cuanto al parámetro de adaptación, los simuladores comerciales ofrecen valores más similares entre sí que el correspondiente al análisis MoM-L. La directividad máxima, por otro lado, muestra una buena concordancia entre las cuatro simulaciones con una discrepancia de 0.2 dBi. La ganancia máxima también ofrece valores razonablemente parecidos dentro de un rango de 0.3 dBi. Por último, todos los simuladores estiman la eficiencia de radiación con valores razonables en este caso, aunque el programa HFSS sigue proporcionando el valor más elevado.

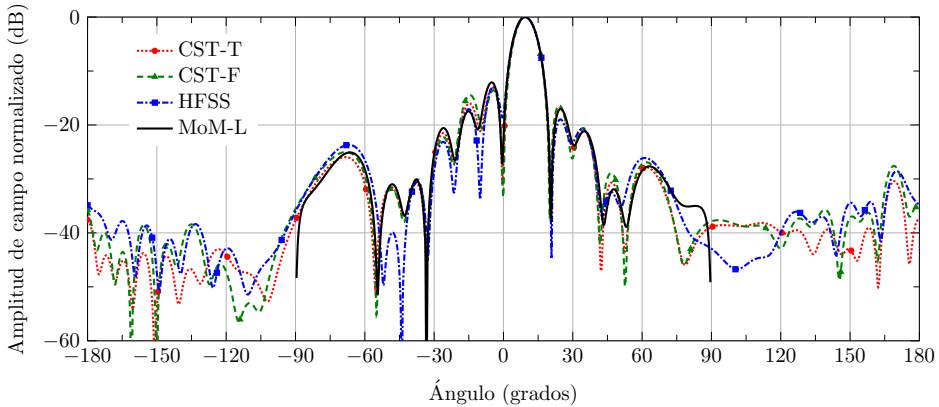


Figura 2.115: Diagrama de radiación copolar en el corte $\phi = 0^\circ$ a 13.5 GHz de una antena LP-RLSA de 172 parejas ranura-dipolo comparando diferentes simuladores.

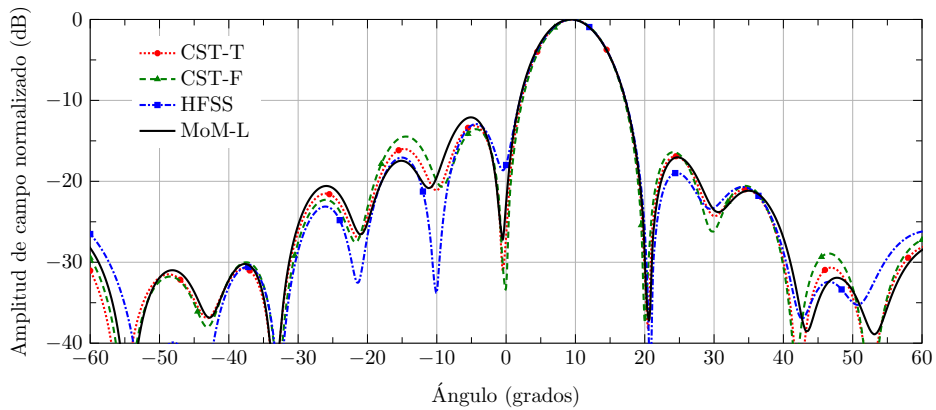


Figura 2.116: Detalle del diagrama de radiación copolar en el corte $\phi = 0^\circ$ a 13.5 GHz de una antena LP-RLSA de 172 parejas ranura-dipolo comparando diferentes simuladores.

El catálogo de resultados a la frecuencia central se completa con una comparativa entre las diferentes soluciones MoM ya contempladas en el ejemplo anterior. Se pretende de esta forma validar la precisión de la simulación MoM-L utilizada en los resultados anteriores. En la Fig. 2.119 se incluyen los diagramas de radiación copolar y contrapolar en los cortes $\phi = 0^\circ$ y $\phi = 90^\circ$ respectivamente. De nuevo en este caso se aprecia una coincidencia total entre el análisis MoM-L y la referencia aportada por el modelo MoM-AB⁺. La solución aproximada MoM-0 por su parte muestra un comportamiento óptimo, con diferencias prácticamente inapreciables respecto al modelo MoM-L. Esta gran similitud entre los tres análisis en un caso de agrupación ranura-dipolo sigue la tendencia ya observada en la Sección 2.4.6. Los resultados de la Fig. 2.119 confirman por tanto la validez del modelo MoM-L para la caracterización de la agrupación bajo estudio.

A continuación se representan los parámetros de la agrupación correspondientes a un barrido en frecuencia entre 13.1 GHz y 14.1 GHz. El primer resultado se muestra en la Fig. 2.120 y corresponde al coeficiente de reflexión a la entrada del puerto coaxial. Se puede comprobar que, salvo en la parte más alta de la banda mostrada, las curvas proporcionadas por los tres simuladores comerciales siguen aproximadamente la misma tendencia. En cambio, el análisis propio MoM-L presenta unos valores de adaptación notablemente

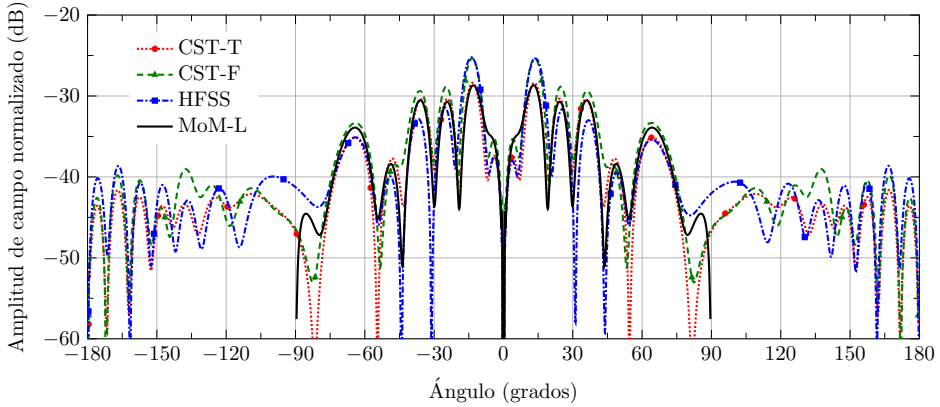


Figura 2.117: Diagrama de radiación contrapolar en el corte $\phi = 90^\circ$ a 13.5 GHz de una antena LP-RLSA de 172 parejas ranura-dipolo comparando diferentes simuladores.

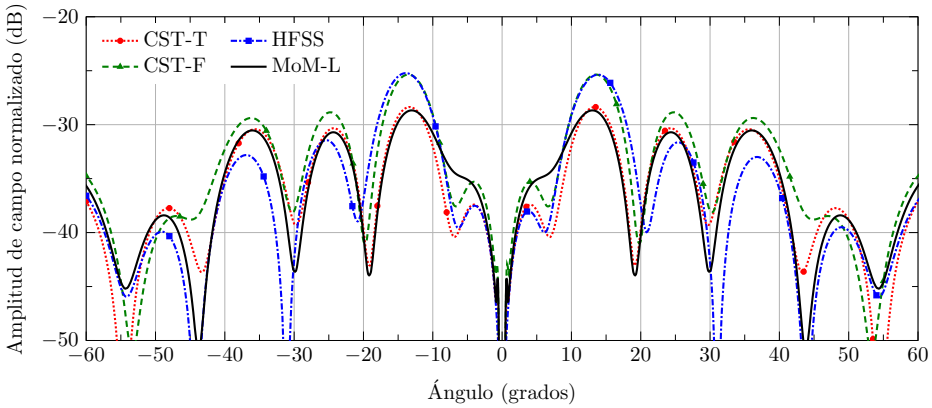
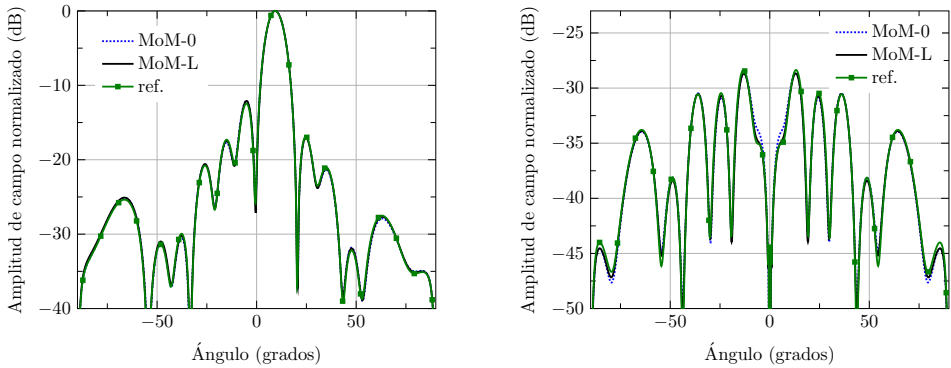


Figura 2.118: Detalle del diagrama de radiación contrapolar en el corte $\phi = 90^\circ$ a 13.5 GHz de una antena LP-RLSA de 172 parejas ranura-dipolo comparando diferentes simuladores.



(a) Diagrama de radiación copolar en $\phi = 0^\circ$.

(b) Diagrama de radiación contrapolar en $\phi = 90^\circ$.

Figura 2.119: Diagrama de radiación copolar y contrapolar a 13.5 GHz de una antena LP-RLSA de 172 parejas ranura-dipolo comparando diferentes modelos MoM.

Simulador	S_{11} (dB)	D_{\max} (dBi)	G_{\max} (dBi)	η_{rad} (%)
CST-T	-20.3	25.30	25.07	94.75
CST-F	-21.0	25.09	24.97	97.1
HFSS	-23.0	25.26	25.20	98.57
MoM-L	-27.0	25.18	24.93	94.39

Tabla 2.18: *Parámetros de una antena LP-RLSA de 172 parejas ranura-dipolo a 13.5 GHz comparando diferentes simuladores.*

diferentes en la parte baja de la banda, aunque a medida que aumenta la frecuencia se acercan a los resultados de los simuladores comerciales. Hay que tener en cuenta que en los modelos de los programas CST y HFSS se ha definido el cable coaxial con su dieléctrico interno, simulando por tanto la transición completa. En contraste, como se explica en la Sección 2.3, el análisis propio únicamente modela la parte interna de la sonda introducida en la guía, lo que puede explicar en cierta medida la diferencia de resultados. A pesar de todo ello, la medida de adaptación de la antena fabricada mostrada en la Fig. 4.65, presenta una mayor similitud con el análisis MoM-L que con los simuladores comerciales.

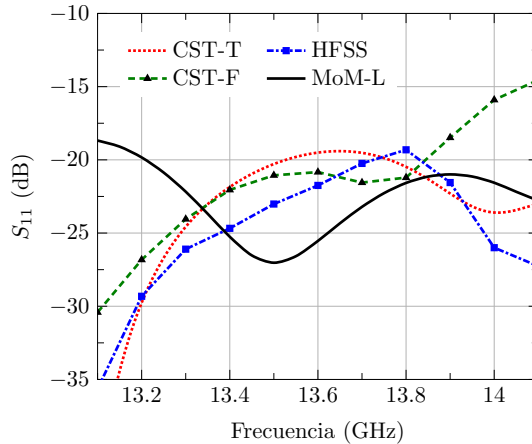


Figura 2.120: *Coefficiente de reflexión en el puerto coaxial de una antena LP-RLSA de 172 parejas ranura-dipolo en función de la frecuencia, comparando diferentes simuladores.*

En lo que respecta a los parámetros de radiación, primero se muestra en la Fig. 2.121 la directividad máxima en función de la frecuencia. Como se puede comprobar, los simuladores HFSS y CST-T exhiben en este caso una muy buena correspondencia con el análisis propio, siendo la simulación CST-F la que más se diferencia respecto a las demás. La similitud del análisis MoM-L con el programa HFSS en los valores de directividad sorprende gratamente, con una discrepancia inferior a 0.1 dBi en prácticamente toda la banda.

De nuevo en este caso se representa en la Fig. 2.122 la curva de directividad en frecuencia del análisis MoM-L, comparada con las proporcionadas por un número creciente de funciones base sinusoidales. Para esta antena formada por parejas ranura-dipolo, se hace más patente la lenta convergencia de las tradicionalmente empleadas funciones sinusoidales y la idoneidad por tanto de las funciones polinómicas. Conviene recordar que el análisis MoM-L discretiza cada elemento de la agrupación únicamente con tres funciones base, proporcionando resultados muy precisos como se desprende de la comparativa con los simuladores comerciales. En cambio, aun tomando 15 funciones sinusoidales por elemento la curva resultante no termina de converger y aparece desplazada unos 100 MHz respecto

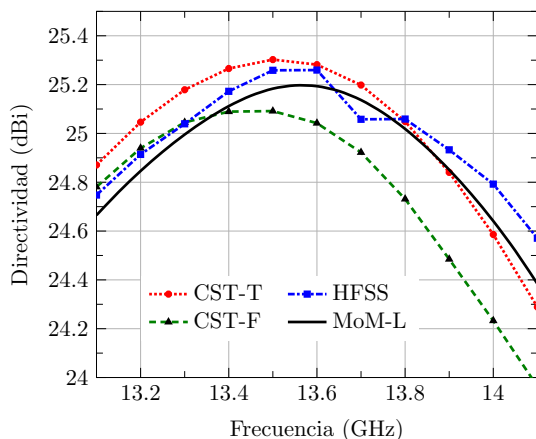


Figura 2.121: Directividad máxima de una antena LP-RLSA de 172 parejas ranura-dipolo en función de la frecuencia, comparando diferentes simuladores.

del análisis MoM-L. Comparando estos resultados con sus homólogos de la agrupación de ranuras anterior de la Fig. 2.112, se constata la más lenta convergencia de las funciones sinusoidales en el análisis de parejas ranura-dipolo, ya ampliamente discutida.

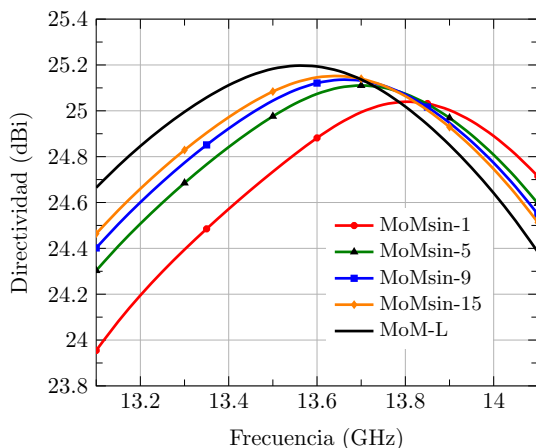


Figura 2.122: Directividad máxima de una antena LP-RLSA de 172 parejas ranura-dipolo en función de la frecuencia, comparando las funciones base sinusoidales y polinómicas.

En la Fig. 2.123, por último, se representa la eficiencia de radiación estimada por los distintos simuladores en función de la frecuencia. De modo similar a la antena de ranuras del ejemplo anterior, el análisis MoM-L demuestra una destacada concordancia con los valores de eficiencia proporcionados por el simulador CST-T. De nuevo aquí el simulador HFSS es el que más sobrestima la eficiencia de radiación, aunque ciertamente sin sobrepasar aquí el límite teórico del 100%.

A partir de los resultados expuestos sobre esta segunda antena formada por parejas ranura-dipolo, se puede confirmar que el análisis MoM-L proporciona una muy buena concordancia en los parámetros de la agrupación respecto a los simuladores comerciales. De hecho, la similitud con los simuladores resulta en general más satisfactoria que en el ejemplo anterior de agrupación de ranuras. La posible causa de esta mejora reside sobre la mayor

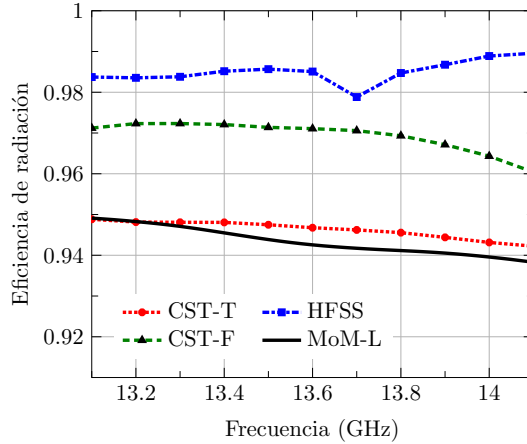


Figura 2.123: Eficiencia de radiación y relación axial en el máximo de una antena LP-RLSA de 172 parejas ranura-dipolo en función de la frecuencia, comparando diferentes simuladores.

densidad de mallado que han aplicado los simuladores comerciales, en parte posible por el menor tamaño eléctrico de la antena analizada. No obstante, se pueden establecer algunas conclusiones comunes respecto al análisis propio si se interpretan conjuntamente los resultados de ambos ejemplos. Por un lado, la predicción del ancho de banda relativo a la directividad máxima resulta especialmente afín con las simulaciones del programa HFSS. En cambio, la estimación de la eficiencia de radiación se adecua más al análisis en el dominio del tiempo CST-T, situándose los valores proporcionados por HFSS por encima de lo esperado. En cuanto al coeficiente de reflexión en la entrada coaxial, el diferente modelado del puerto causa una apreciable discrepancia en los valores de adaptación. El nivel promedio de adaptación en la banda de trabajo, no obstante, es similar al proporcionado por los simuladores comerciales. Por último, no conviene olvidar la aproximación de conductor infinito intrínseca al análisis MoM, cuya influencia se reduce a medida que aumenta el tamaño de la agrupación.

Capítulo 3

Análisis de agrupaciones en guía rectangular

3.1. Introducción

El análisis de agrupaciones de ranuras en guías rectangulares monomodo ha sido objeto de extensa investigación en las pasadas décadas, debido a sus excelentes características eléctricas y mecánicas ya comentadas en el Capítulo 1. Una ranura situada en la cara ancha de una guía rectangular monomodo ha sido ampliamente estudiada ya desde los años 50 en una serie de artículos clásicos de Stevenson [122], Stegen [123] y Oliner [124]. Después de estos primeros trabajos no se consiguen avances significativos hasta los años 70, cuando comienzan a emplearse las capacidades de los ordenadores. En este contexto destacan los trabajos de Khac [125] y posteriormente de Elliot [126],[103].

A partir de esos primeros estudios, en las últimas dos décadas se han desarrollado una ingente cantidad de investigación sobre el análisis y diseño de estas agrupaciones, aprovechando la creciente potencia computacional de las estaciones de trabajo. En cuanto al análisis propiamente dicho, destacan los trabajos de Montisci y Mazzarella [26]-[28] y Rengarajan [23],[24]-[25]. Estos estudios abarcan tanto el modelado de las agrupaciones de ranuras propiamente dichas, como del acoplamiento a las guías inferiores de alimentación.

El objetivo principal del presente capítulo consiste en adaptar el modelo electromagnético desarrollado en el Capítulo 2, para ser capaz de evaluar los parámetros de adaptación y radiación de agrupaciones de ranuras en guía rectangular. Gran parte de las conclusiones y razonamientos realizados allí son perfectamente extrapolables a este caso. No obstante, la particular configuración del campo incidente en la guía respecto a la habitual disposición de las ranuras, impone ciertas diferencias en cuanto al grado de precisión del modelo. Como consecuencia, el mayor grado de asimetría del campo en la apertura obliga a utilizar modelos con corrientes transversales, aumentando inevitablemente el número de funciones base respecto a la ranura en una guía de placas paralelas. Este hecho se torna ineludible si se demanda una caracterización rigurosa de la respuesta en adaptación de grandes agrupaciones resonantes, especialmente en aquellas que incluyan ranuras de anchura apreciable.

El grado de precisión del modelo permanece íntimamente ligado a la disposición de las ranuras en la guía rectangular. La configuración más extendida y versátil consiste en colocarlas sobre la cara ancha de una guía rectangular monomodo. Se orientan de forma paralela al eje de la guía situándose alternativamente a ambos lados, tal y como se observa en el dibujo de la Fig. 3.1. La guía por su parte se termina con un cortocircuito formando así una agrupación resonante. Otra alternativa también muy difundida coloca las ranuras sobre la cara estrecha de la guía, abrazando ligeramente la cara ancha para alcanzar su dimensión resonante. El análisis de este tipo de estructura requiere un modelado tridi-

mensional completamente diferente al abordado en esta tesis. El estudio realizado aquí se restringe a la configuración clásica de ranuras radiantes longitudinales sobre cara ancha.

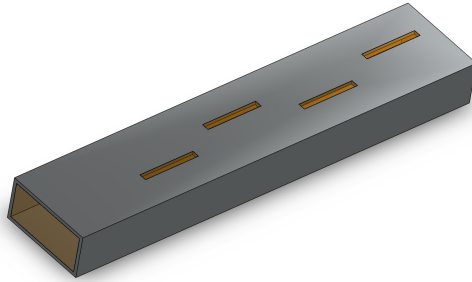


Figura 3.1: Agrupación de ranuras longitudinales situadas sobre la cara ancha de una guía rectangular.

Como se ha venido repitiendo a lo largo del documento, el principal interés en esta tesis se focaliza sobre el análisis y diseño eficientes de grandes agrupaciones de ranuras. A este respecto, la configuración básica de la Fig. 3.1 se puede replicar sin dificultad hasta conseguir una apertura de las dimensiones deseadas. De forma general la antena estará compuesta por un número K de guías rectangulares ranuradas. En consecuencia, la alimentación de este tipo de agrupaciones requiere de una red de distribución de potencia, generalmente implementada en la misma tecnología de guía rectangular. La conexión general entre una antena y su red de alimentación se esquematiza en la Fig. 3.2. La red incorpora un puerto de entrada y K puertos de salida, éstos conectados a las K guías de las que dispone la antena. A partir de las matrices de dispersión de la red $[S]_{net}$ y la antena $[S]_{ant}$, se puede llevar a cabo un sencillo análisis circuital para evaluar el parámetro de adaptación en el puerto 0 de entrada a la red. Estas matrices únicamente incluyen el modo fundamental en cada uno de los puertos, asumiendo que el punto de conexión se encuentra lo suficientemente lejos de cualquier discontinuidad en las guías que sirven de interfaz.

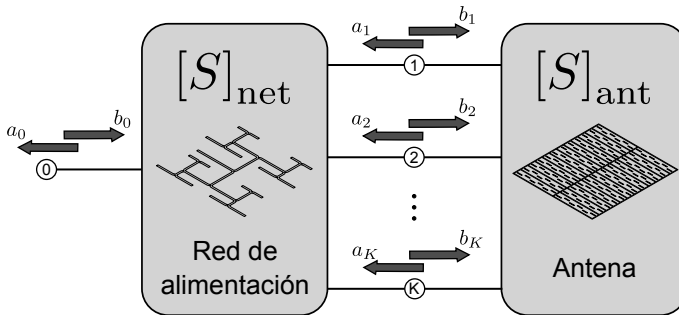


Figura 3.2: Esquema general de conexión entre una antena y su red de alimentación.

El análisis circuital del esquema de la Fig. 3.2 también proporciona el reparto de pesos entre los diferentes puertos de la antena. A partir de las amplitudes b_i de las ondas incidentes en cada guía de entrada, se calculan los parámetros de radiación aplicando el análisis MoM de la estructura radiante. No obstante, el flujo de trabajo habitual lleva a cabo los diseños de la red de alimentación y la agrupación radiante de forma independiente. Esta separación permanece válida si se consigue reducir al máximo las ondas a_i reflejadas en los K puertos de entrada a la antena. De esta forma, se define el coeficiente de reflexión activo en cada puerto como el cociente $S_{ii}^A = a_i/b_i$, cuando se alimenta la antena simultáneamente con un

determinado conjunto de ondas incidentes $\{b_i, \dots, b_K\}$. El diseño de la antena se realiza con el objetivo de minimizar el coeficiente de reflexión activo en cada puerto, imponiendo la excitación $\{b_i, \dots, b_K\}$ deseada. La red se diseña por su parte para sintetizar ese conjunto de pesos, asumiendo una adaptación perfecta en cada una de sus K salidas.

Esta tesis no abarca el diseño de la red de alimentación, salvo en ciertas excepciones consideradas posteriormente. Por consiguiente, la mayoría de los análisis asumirán la excitación deseada y calcularán los parámetros de radiación y coeficientes de reflexión activos. No obstante, en aquellos casos en los que se disponga de la caracterización de la red finalmente empleada, se procederá a evaluar el conjunto tanto en radiación como en adaptación. En tales casos, por tanto, será necesario obtener la matriz $[S]_{\text{ant}}$ completa. Este cálculo supone analizar la estructura radiante K veces, excitando la antena individualmente por cada uno de los puertos de entrada.

Previamente a detallar el contenido de este capítulo, conviene introducir las estructuras radiantes objeto de análisis. La meta consiste en sintetizar una apertura de grandes dimensiones, a partir de la combinación de ranuras dispuestas sobre la cara ancha de guías rectangulares monomodo. El caso más sencillo se compone de la yuxtaposición de agrupaciones unidimensionales como la mostrada en la Fig. 3.1. La estructura resultante, dibujada en la Fig. 3.3(a), se puede extender indefinidamente en ambas dimensiones consiguiendo aperturas de mayores dimensiones. Sin embargo, esta sencilla solución presenta serias dificultades. Si en primer lugar se disponen un número elevado de guías, la red de alimentación se complica en exceso, aumentando tanto la dificultad de diseño como las pérdidas de distribución. A ello contribuye sin duda la gran cercanía de los puertos de salida necesarios. Por otro lado, la extensión de la agrupación en la otra dimensión obliga a emplear guías rectangulares cada vez más largas. Esto conlleva una conocida reducción del ancho de banda por el carácter resonante de la agrupación. La solución clásica consiste en dividir la antena en bloques más pequeños, aunque la excitación axial de las guías limita esta alternativa. Por ejemplo, en la Fig. 3.3(b) se dibuja la posible división de una agrupación en dos bloques, disponiendo las entradas en ambos extremos. No parece vislumbrarse una subdivisión sencilla más allá de la mostrada.

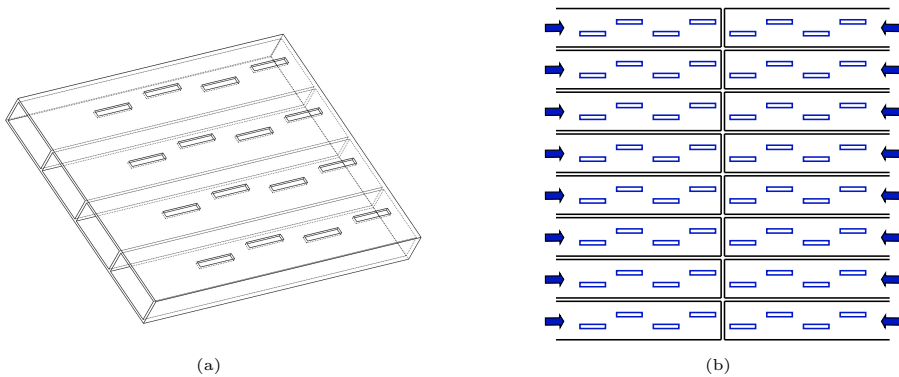


Figura 3.3: Ejemplo de agrupación bidimensional de ranuras: (a) vista en perspectiva de un sólo bloque, (b) posible división en dos bloques

Una alternativa para simplificar la red de alimentación, y a su vez facilitar la subdivisión de la agrupación, consiste en distribuir la potencia mediante una guía inferior. En la Fig. 3.4(a) se puede apreciar el esquema básico de acoplamiento. La potencia se reparte a través de una serie de ranuras que comunican cada una de las guías radiantes superiores con la inferior de acoplo. Nótese que las guías radiantes se encuentran ahora cortocircuitadas en ambos extremos, formando en realidad una cavidad rectangular. La disposición más ex-

tendida, mostrada en la Fig. 3.4(a), emplea ranuras centradas, inclinadas alternativamente para igualar las fases. Entre los mayores inconvenientes destacan la mayor complicación de la estructura y el menor ancho de banda intrínseco a esta excitación serie. No obstante, cabe mencionar que la necesidad de un nivel inferior en la red de alimentación parece inevitable en grandes agrupaciones. La ventaja fundamental radica en que la antena asume parcialmente la función de distribución de potencia, reduciendo así el número de puertos de entrada y simplificando la red de alimentación. Además, la subdivisión de la agrupación resulta más sencilla, como se puede comprobar en la Fig. 3.4(b) con un ejemplo de 2×2 bloques. Tal y como se aprecia en esta figura, el espacio ocupado por las guías de acoplo impide un diseño convencional de la red de alimentación a su mismo nivel. Se debería para ello acceder a los puertos por la parte externa, aumentando así la superficie de la estructura. Por último, la topología de la Fig. 3.4(b), aunque posibilita una subdivisión arbitraria en la dimensión horizontal, hereda la dificultad de aumentar el número de bloques en vertical.

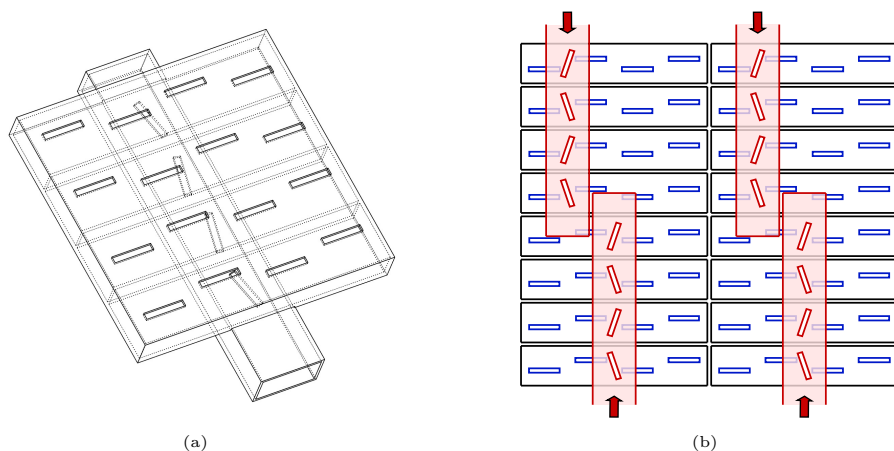


Figura 3.4: Ejemplo de agrupación de ranuras con un nivel inferior de acoplamiento: (a) vista en perspectiva de un sólo bloque, (b) posible división en cuatro bloques

Este concepto de acoplamiento a partir de un nivel inferior se puede llevar un paso más allá para solventar las restricciones de la anterior configuración. En concreto, es una técnica extendida emplear una guía inferior a la de acoplo, que sirva de entrada a cada uno de los bloques en los que se divide la antena. En este aspecto, existen diferentes alternativas en función de la disposición de la guía de entrada respecto a la de acoplo. Concretamente, aquí se contemplan tres posibilidades que se dibujan en la Fig. 3.5. Las dos primeras topologías colocan la guía de entrada en plano H con orientaciones contrarias. Así, las guías de acoplo y de entrada forman un ángulo de 90° en el primer caso, mientras que son paralelas en el segundo. Este hecho obliga a colocar la ranura de entrada de forma longitudinal al eje de la guía de entrada y transversal respectivamente. La última topología emplea una guía de entrada en plano E, que implica indefectiblemente hacer uso de una ranura longitudinal. Cabe mencionar que las ranuras longitudinales responden a un circuito equivalente paralelo mientras que las transversales lo hacen en serie.

La introducción de un tercer nivel de entrada facilita enormemente el diseño de la red de alimentación. Posibilita así una subdivisión arbitraria de la antena sin límite en el número de bloques. Un ejemplo de agrupación 2×2 se dibuja en la Fig. 3.6. Como se puede apreciar, el espacio libre a nivel inferior permite ahora colocar la red de alimentación sin aparentes problemas. En el caso de la Fig. 3.6, las cuatro entradas coloreadas en verde se podrían alimentar a partir de una red formada por dos sencillos divisores 1:2 en plano H.

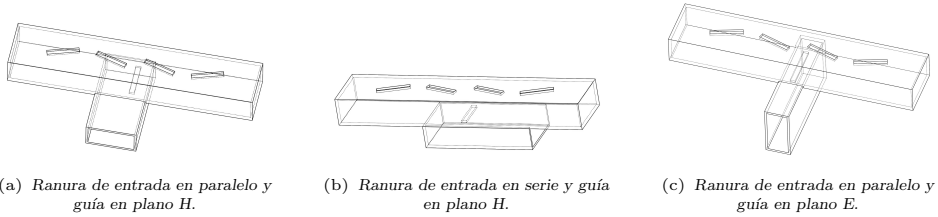


Figura 3.5: Diferentes topologías de un acoplador de dos niveles a través de ranuras.

La extensión a un mayor número de bloques en este caso no presenta ninguna restricción. Nótese que aunque en este ejemplo se ha empleado una guía de entrada en plano H con ranura en paralelo, cualquiera de las dos otras alternativas serían posibles. La selección entre una u otra topología de acoplador depende principalmente del extremo por donde se requiera colocar el puerto de entrada a la red. Otro aspecto a considerar es el menor espacio horizontal ocupado por la guía de entrada en plano E, que puede facilitar el diseño de la red si se lleva a cabo una intensiva subdivisión en bloques.

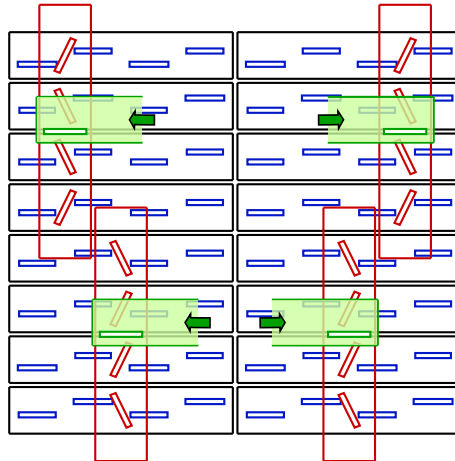


Figura 3.6: Ejemplo de subdivisión en cuatro bloques de una agrupación de ranuras con dos niveles inferiores.

Una vez conocidas las estructuras bajo estudio, el presente capítulo se organiza como sigue. En la primera sección se modifica el modelo MoM de la ranura rectangular, reemplazando la guía de placas paralelas por la guía rectangular monomodo. A continuación se verifica la precisión del nuevo análisis con diferentes parámetros de ranura, incluyendo una evaluación de la idoneidad de los diferentes modelos propuestos. Posteriormente, en la Sección 3.3 se incluye la formulación necesaria para el análisis de una agrupación arbitraria de ranuras sobre una o varias guías rectangulares. La aplicación directa sobre agrupaciones de ranuras radiantes a un nivel se trata en la Sección 3.4, obteniendo los parámetros fundamentales de la antena. En este caso también se propone la solución aproximada, evaluando su precisión y eficiencia comparada con el modelo MoM completo. Esta solución alternativa resulta indispensable para aplicar los algoritmos de optimización del Capítulo 5.

La Sección 3.5 contempla el acoplamiento de varias guías a través de ranuras, valorando la precisión del modelo con las diferentes topologías mencionadas anteriormente. La combinación de ambos análisis permite la caracterización de agrupaciones de dos y tres niveles, tratada en la Sección 3.6. A continuación, la Sección 3.7 incorpora dipolos parásitos en

un medio multicapa sobre las ranuras, añadiendo de esta forma nuevas funcionalidades a la agrupación. Por último, en la Sección 3.8 se realiza una comparativa de resultados con simuladores comerciales, en base a varios ejemplos de agrupaciones representativas.

3.2. Modelo de la ranura en guía rectangular

La estructura a analizar se puede observar en la Fig. 3.7(a). Consiste en una ranura rectangular situada sobre la cara ancha de una guía rectangular de dimensiones $a \times b$. Tal y como se define en el Capítulo 2, la ranura radia de forma general hacia un medio multicapa como el definido en la Fig. A.1, aunque el caso más habitual se corresponde con un semiespacio aire. La única suposición realizada limita el estudio al rango de frecuencias donde la guía rectangular presenta un funcionamiento monomodo. Aunque el análisis se podría extender a una guía multimodo sin demasiadas dificultades, la práctica totalidad de los casos reales emplean guías por las que se propaga únicamente el modo fundamental.

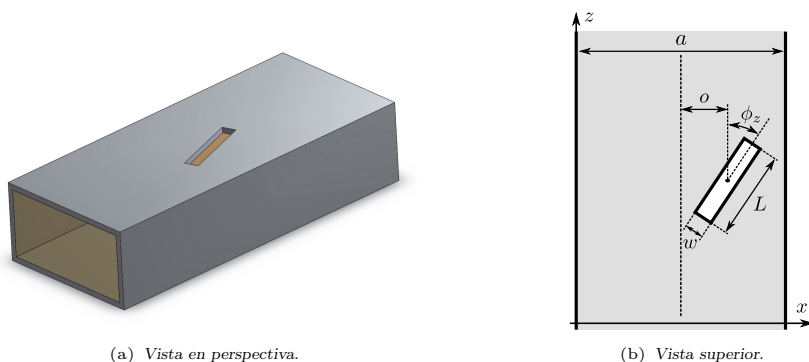


Figura 3.7: Ranura situada sobre la cara ancha de una guía rectangular.

Formulación del Método de los Momentos

La ecuación integral que modela el problema electromagnético equivalente de la ranura sobre la guía rectangular, se mantiene idéntica a la formulada en la Sección 2.1. La única diferencia la impone el nuevo medio interno (a) de la Fig. 2.42(b), que en este caso corresponde con una guía rectangular. La formulación del Método de los Momentos por tanto no cambia salvo por la definición de las admitancias internas (2.8).

En cuanto al grosor de la ranura, se incluye en el modelo tal y como se explica en la Sección 2.1.4. No obstante, en este punto conviene remarcar que, a diferencia de las antenas RLSA, las agrupaciones en guías rectangulares se suelen fabricar sobre bloques de aluminio. La robustez necesaria en el ensamblado de las piezas suele demandar grosores eléctricos de ranura apreciables, especialmente comparados con los asociados a una fabricación sobre sustratos dieléctricos. Como consecuencia, conviene tener muy presente el rango de validez de la aproximación empleada, que asume corrientes magnéticas iguales a ambos lados de la apertura. Por dicha razón en ciertos problemas de este capítulo, a diferencia del anterior, se incluyen los resultados de una caracterización completa del grosor de la apertura. Aunque los detalles se encuentran en la Sección 2.1.4, recuérdese que el coste adicional de esta alternativa recae únicamente sobre la resolución del sistema.

De forma idéntica al capítulo anterior, el método de los momentos resuelve la ecuación integral expandiendo la corriente magnética mediante la combinación lineal (2.31) de N funciones base $\mathbf{m}_i(\mathbf{r}')$. Gracias a su excelente comportamiento en el modelo de la ranura

sobre una guía de placas paralelas, se van a emplear las funciones base polinómicas definidas en la Sección 2.1.2. Los parámetros α y β , que rigen las condiciones de contorno de la corriente en los bordes de la ranura, se modifican convenientemente en función de su grosor para amoldarse al comportamiento del campo en la apertura. En la Sección 2.1.4 se abordó un estudio que dio como resultado una estimación de los valores óptimos de α y β (2.51)(2.36), los cuales se van a suponer como válidos a lo largo este capítulo. El análisis habitual denotado como MoM-L, que asume una corriente exclusivamente longitudinal sobre la ranura, se acompaña de los modelos MoM-AB⁻ y MoM-AB⁺, los cuales han demostrado el mejor compromiso precisión-eficiencia en la incorporación de las corrientes transversales. Merece la pena recordar que los modelos MoM-L, MoM-AB⁻ y MoM-AB⁺ proporcionan un grado creciente de precisión, con tres, cinco y ocho funciones base por ranura respectivamente. Por último, el modelo MoM-full con 50 funciones base, se emplea de nuevo en este capítulo como resultado de referencia para validar la precisión del resto.

Una vez escogidas las funciones base y aplicado el procedimiento de test Galerkin sobre la ecuación integral, el sistema MoM (2.32) está definido por una matriz de admitancias $[Y]$ y un vector de excitación $[I]$. La solución $[V]$ de este sistema proporciona las amplitudes V_i incógnita de las funciones base en (2.31). La matriz de admitancias es la suma de tres contribuciones: la matriz que modela el grosor de la apertura $2 \left[Y_{\Delta}^{(c)} \right]$, la matriz de admitancia de la región externa $\left[Y^{(b)} \right]$ y la matriz de admitancia de la región interna $\left[Y^{(a)} \right]$. Las dos primeras contribuciones permanecen inalterables respecto a las expresiones vistas en la Sección 2.1, mientras que la última requiere una nueva formulación que involucre las funciones de Green de la guía rectangular.

Las expresiones de las funciones de Green de la guía rectangular se recogen en el Apéndice B.2.1, así como la forma más eficiente de evaluarlas en cada caso. Tal y como se explica allí, la representación por imágenes resulta más idónea para distancias cortas entre fuente y destino, mientras que la expansión en modos se evalúa de forma muy eficiente para distancias mayores. En el caso del análisis de una ranura aislada, la superficie fuente y destino coinciden, empleando en consecuencia la primera opción. De esta forma, el campo se calcula mediante una serie infinita de imágenes de la fuente en las paredes laterales $x = 0$ y $x = a$. La admitancia Y_{ji}^{WR} entre dos funciones base en la guía rectangular, se expresa por tanto como un sumatorio infinito de admitancias en una guía PPW como sigue:

$$Y_{ji}^{(a)} = Y_{ji}^{\text{WR}} = Y_{ji}^{\text{PPW}} + \sum_k Y_{ji(k)}^{\text{PPW}} \quad (3.1)$$

donde Y_{ji}^{PPW} denota la admitancia, tomando como medio interno la guía de placas paralelas equivalente con altura b . Esta admitancia se calcula conforme a lo desarrollado en la Sección 2.1.1. Por otro lado, el sumatorio en (3.1) abarca el conjunto infinito de admitancias $Y_{ji(k)}^{\text{PPW}}$ correspondientes a cada una de las imágenes, según se definen en la Fig. B.4. Estas admitancias se calculan a partir de las ecuaciones de la Sección 2.4.1, también asumiendo como medio interno la guía PPW equivalente. La convergencia del sumatorio de todas estas imágenes se acelera empleando la técnica de Shanks [127].

Una alternativa que resulta más eficiente en el análisis de grandes agrupaciones, consiste en calcular previamente las funciones de Green de la guía rectangular. Tal y como se explica en el Apéndice B.2.1, se pueden evaluar las componentes $G_{F_x}^{\text{WR}}$ y $G_{F_z}^{\text{WR}}$ correspondientes a la suma de todas las imágenes excepto la original. Aplicándolas a la expresión general de la admitancia, se obtiene directamente el término correspondiente al sumatorio en (3.1). Conviene mencionar que la integral involucrada presenta un comportamiento regular, ya que las funciones de Green no incorporan la singularidad ya incluida en el término Y_{ji}^{PPW} .

Con la intención de reutilizarlas en el cálculo de otras interacciones, estas funciones de Green se evalúan en una cierta área alrededor de la fuente, para guardarlas e interpolárlas posteriormente. Se toman para ello un número suficiente de puntos en el dominio (x, x', z)

siendo $z' = 0$, extrayendo la imagen más próxima con el propósito suavizar las funciones a interpolar. Esta acción resulta fundamental en los casos donde la fuente se encuentra muy cercana a una de las paredes laterales. Este cálculo previo de las funciones de Green se limita a puntos cercanos a la fuente, restringiéndose al dominio $|z - z'| < \lambda_g$, donde λ_g es la longitud de onda del modo fundamental en la guía. Por tanto, el coste computacional asociado a esta tarea representa una mínima parte del total del análisis, consumiendo en general un tiempo inferior a un par de décimas de segundo. Nótese que, en un problema de agrupación de grandes dimensiones, se suelen mantener las dimensiones de las guías rectangulares, reutilizando así esta evaluación previa de funciones de Green.

Una vez calculada la matriz de admitancias de la ranura, es necesario definir el campo incidente que se propaga por la guía. Al ser ésta una guía monomodo, se excita la estructura mediante el modo fundamental TE_{10} . Por motivos de correspondencia con análisis posteriores, se va a considerar que dicho modo se propaga en dirección $-\hat{\mathbf{z}}$, por lo que el campo magnético incidente se define como:

$$\mathbf{H}^{\text{inc}}(\mathbf{r}) = \left[-j\beta \sin\left(\frac{\pi x}{a}\right) \hat{\mathbf{x}} + \frac{\pi}{a} \cos\left(\frac{\pi x}{a}\right) \hat{\mathbf{z}} \right] e^{j\beta z} \quad (3.2)$$

siendo β la constante de propagación del modo TE_{10} . A partir de este campo incidente, los elementos I_j del vector de excitación $[I]$ se calculan aplicando la expresión 2.6, dando como resultado:

$$I_j = - \iint_S \mathbf{w}_j(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{H}^{\text{inc}}(\mathbf{r}) dS = j\beta \left(\hat{\boldsymbol{\zeta}} \cdot \hat{\mathbf{x}} \right) I_{x,j} - \frac{\pi}{a} \left(\hat{\boldsymbol{\zeta}} \cdot \hat{\mathbf{z}} \right) I_{z,j} \quad (3.3)$$

donde $\hat{\boldsymbol{\zeta}}$ es el vector unitario que define la orientación de la ranura, y los términos $I_{x,j}$ y $I_{z,j}$ denotan respectivamente la integral de la función base sobre la componente H_x y H_z del campo incidente:

$$I_{x,j} = \iint_S m_{\zeta,j}(\mathbf{r}) \sin\left(\frac{\pi x}{a}\right) e^{j\beta z} dS \quad (3.4)$$

$$I_{z,j} = \iint_S m_{\zeta,j}(\mathbf{r}) \cos\left(\frac{\pi x}{a}\right) e^{j\beta z} dS \quad (3.5)$$

A partir del vector de excitación y la matriz de admitancias, se resuelve el sistema de ecuaciones MoM y se reconstruye con ello la corriente magnética sobre la ranura. El campo radiado se calcula de la misma forma que en el Capítulo 2, mediante las expresiones recogidas en el Apéndice C. Conviene recordar que la propia formulación de la ecuación integral impone que las ranuras se encuentran sobre un plano conductor infinito.

En cuanto al campo dispersado por la ranura en el interior de la guía, es posible definir un coeficiente de *scattering* S_{11} generalizado, que relaciona la amplitud del modo incidente y el reflejado por la ranura. La situación se dibuja en la Fig. 3.8, donde se observa la ranura situada en la guía infinita, sobre la que se definen dos puertos. A través del puerto 1 incide el modo \mathbf{H}^{inc} , dado por la ecuación (3.2), y la ranura dispersa un campo $\mathbf{H}^{\text{s}+}$, propagándose hacia el puerto 1, y otro $\mathbf{H}^{\text{s}-}$ de misma amplitud que sale por el puerto 2.

Tal y como se detalla en el Apéndice B.2.1, el campo dispersado por una corriente magnética se puede expresar como un sumatorio de todos los modos que soporta la guía rectangular. El coeficiente S_{11} mencionado anteriormente, relaciona la amplitud del modo fundamental dispersado $\mathbf{H}^{\text{s}+}$ con la del incidente \mathbf{H}^{inc} . Aplicando el mismo concepto, se puede definir el coeficiente S_{21} que relaciona el modo que sale por el puerto 2 con el incidente, aunque este cociente no proporciona información adicional dada la simetría del problema. En este trabajo no se consideran el resto de parámetros de *scattering* generalizados que involucran modos evanescentes, aunque su cálculo sería similar.

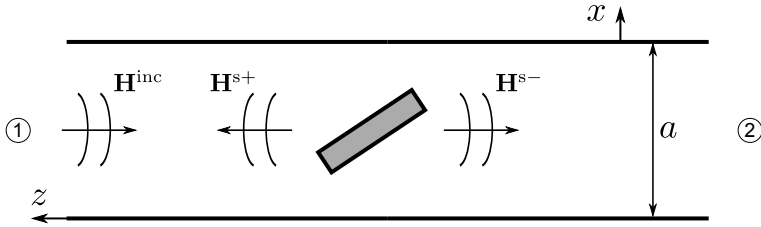


Figura 3.8: Campo incidente y dispersado por la ranura en el interior de la guía rectangular infinita.

A partir de las funciones de Green del Apéndice B.2.1, se puede deducir fácilmente la amplitud del modo fundamental dispersado por cada una de las funciones base. Por reciprocidad, dicha amplitud se puede calcular en función de la excitación I_j , con lo que se llega a la siguiente expresión del coeficiente:

$$S_{11} = -\frac{1}{\eta k \beta_{ab}} [V]^t [I] \quad (3.6)$$

donde k y η son respectivamente el número de onda y la impedancia del medio en el interior de la guía rectangular. El coeficiente de reflexión así obtenido considera que el puerto se encuentra en el centro de la ranura, pudiendo desplazar esa referencia mediante la formulación habitual. La expresión (3.6) es muy similar a la correspondiente al coeficiente de reflexión equivalente de una agrupación de ranuras sobre una guía PPW, dada por (2.102). Como en ese caso, la reflexión de la ranura se obtiene a partir del producto escalar del vector de excitación $[I]$ y el vector solución $[V]$ del sistema MoM. Por último, cabe mencionar que los elementos de excitación (3.3) se calculan de idéntica manera para las funciones base que representan corrientes transversales, sin más que cambiar el vector unitario en el que se orienta la corriente.

Resultados numéricos

La formulación desarrollada se aplica primero para analizar el comportamiento de la ranura en la guía rectangular, para posteriormente evaluar la precisión de los diferentes modelos. Con el objetivo de disponer de una referencia válida, se ha optado por tomar los datos del artículo clásico de Elliot [103] sobre ranuras resonantes longitudinales en guía rectangular. De este modo, se escoge el modelo WR-90 de guía rectangular de dimensiones $a = 22.86$ mm y $b = 10.16$ mm rellena de aire, con un grosor $t = 0.127$ mm a una frecuencia de trabajo de 9 GHz.

Sobre dicha guía se analizan diferentes ranuras empleando distintas combinaciones de los parámetros que la definen, tal y como se dibuja en la Fig. 3.7(b). A las dimensiones $L \times w$ de la ranura se le debe añadir su orientación, dada por el ángulo ϕ_z respecto al eje z , y su *offset*, definido por la distancia desde su centro al eje de la guía. Como ejemplo de test, se toma la ranura resonante según [103] correspondiente a un offset de 0.1 pulgadas. Los datos de esta ranura de referencia se recogen en la Tabla 3.1. Esta configuración de ranura con $\phi_z = 0$, orientada de forma paralela al eje de la guía, es la habitualmente empleada como elemento radiante en agrupaciones en guía rectangular.

Longitud L (mm)	Anchura w (mm)	Offset o (mm)	Orientación ϕ_z	Grosor t (mm)
15.329	1.588	2.54	0°	0.127

Tabla 3.1: Parámetros de la ranura de referencia (véase Fig. 3.7(b)).

La primera figura recoge la distribución de corriente para diferentes longitudes de ranura, alrededor del valor de resonancia L^{res} de la Tabla 3.1. Debido a la escasa presencia de la componente transversal, en la Fig. 3.9 únicamente se representa la corriente longitudinal en ambas dimensiones. Los resultados mostrados confirman que la mayor excitación aparece sobre la ranura resonante. Por otro lado, salvo en el caso poco frecuente de la ranura de mayor longitud, la corriente en la dimensión longitudinal presenta una distribución bastante simétrica, con poca aportación de los modos impares. En la dimensión transversal, en cambio, la corriente manifiesta una apreciable asimetría a pesar de la reducida anchura de la apertura analizada. Sobre este último fenómeno se discutirá más adelante debido a sus importantes implicaciones.

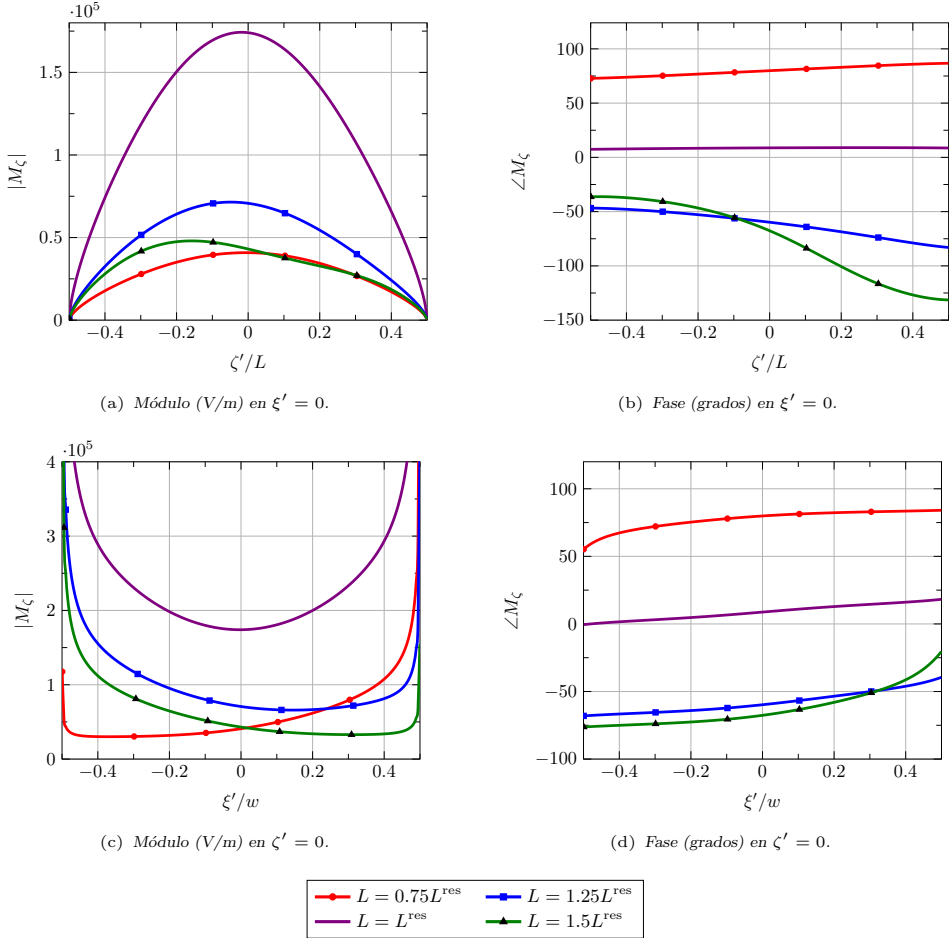


Figura 3.9: Módulo y fase de la componente longitudinal de corriente magnética a 9 GHz sobre una ranura en una guía WR-90. Se toma la ranura de la Tabla 3.1 variando su longitud.

El mismo estudio se lleva a cabo ahora variando el ángulo ϕ_z de la ranura resonante de la Tabla 3.1. La distribución de corriente longitudinal en ambos planos se representa en la Fig. 3.10. Como se puede apreciar, al tratarse de un offset pequeño, la mayor excitación se produce cuando se coloca la ranura de forma perpendicular al eje de la guía, es decir, $\phi_z = \pi/2$. En cuanto a la forma de la corriente, se confirma que el caso peor en cuanto a asimetría se produce con la ranura longitudinal estudiada anteriormente. A medida que

aumenta el ángulo ϕ_z , se observa una mayor simetría en la magnitud y uniformidad en la fase, en la corriente a lo largo de ambas dimensiones. Esta evolución resulta lógica si se tiene en cuenta el campo incidente a la ranura, correspondiente al modo fundamental de una guía rectangular.

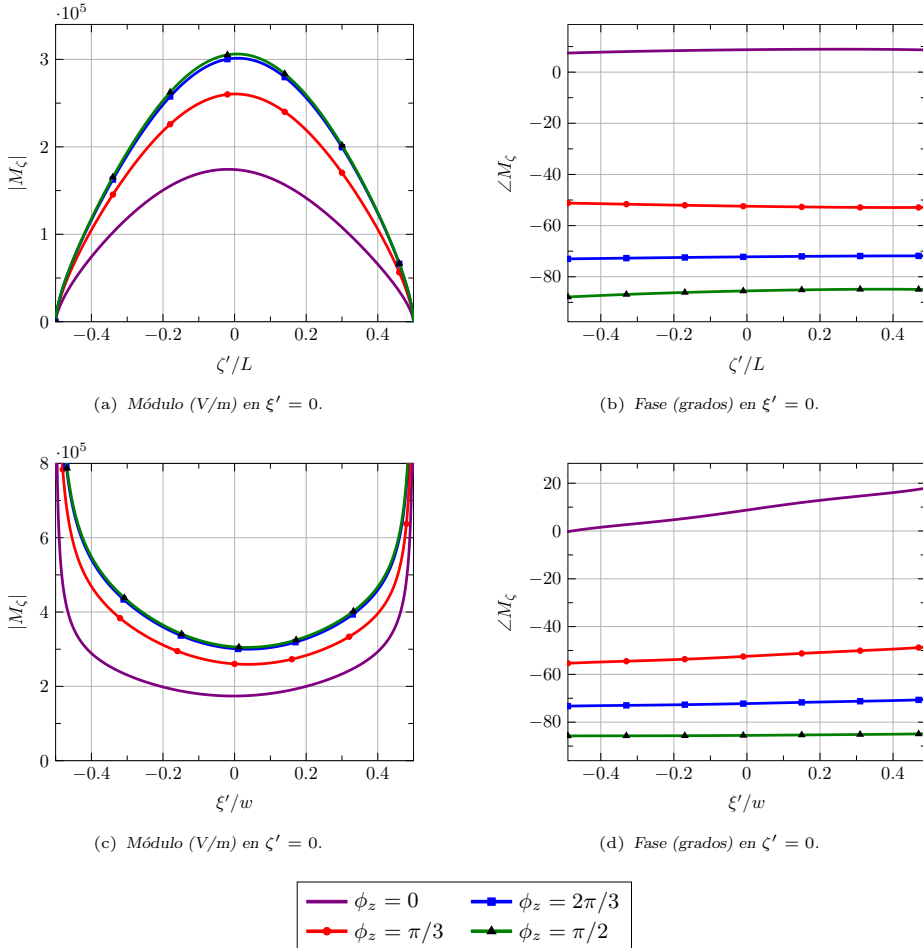


Figura 3.10: Módulo y fase de la componente longitudinal de corriente magnética a 9 GHz sobre una ranura en una guía WR-90. Se toma la ranura de la Tabla 3.1 variando su ángulo de orientación.

Por último, en la Fig. 3.11 se muestra la distribución de corriente sobre la ranura longitudinal anterior, pero variando aquí la distancia al eje de la guía. Los casos considerados representarían ranuras con diferente grado de excitación sobre una agrupación típica. De modo coherente, tal y como se aprecia en la Fig. 3.11(a), la mayor amplitud de corriente fluye sobre la ranura de mayor offset, a pesar de no ser estrictamente resonante. En cuanto a la distribución de corriente a lo largo de la dimensión transversal, en la Fig. 3.11(c) no se observan diferencias significativas entre las cuatro ranuras consideradas. La Fig. 3.11(d) demuestra sin embargo que la uniformidad de la fase en la dimensión transversal de la ranura, se deteriora rápidamente a medida que el offset disminuye. El caso peor lo constituye el de menor o , con una diferencia de fase de prácticamente 40 grados entre ambos lados de la apertura.

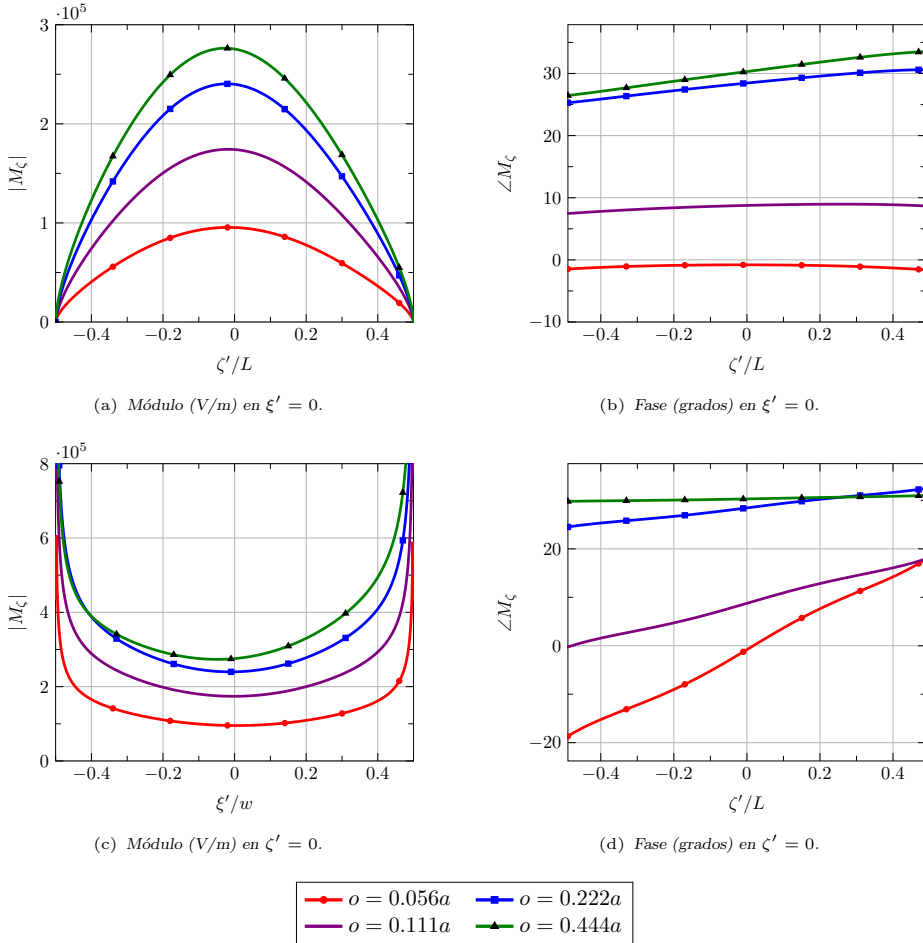


Figura 3.11: Módulo y fase de la componente longitudinal de corriente magnética a 9 GHz sobre una ranura en una guía WR-90. Se toma la ranura de la Tabla 3.1 variando su desplazamiento respecto al eje de la guía.

Conviene detenerse en este punto para discutir sobre la causa del comportamiento de la fase en la Fig. 3.11(d), y sus posibles implicaciones en el modelo. La asimetría de la fase en la dimensión transversal se explica de nuevo a partir del campo incidente. La orientación de la ranura dictamina que la corriente longitudinal predominante se excite mediante la componente H_z del modo fundamental en la guía. Como es bien conocido, este campo presenta fases opuestas a ambos lados del eje de la guía. Es de esperar por tanto que la excitación de los modos impares en la dimensión transversal, aumente a medida que la ranura se acerque al eje $x = a/2$. A este respecto, el caso extremo sería una ranura con offset nulo. En tal situación, la corriente longitudinal a ambos lados del eje mayor de la ranura se encuentra en oposición de fase, estando ausentes los modos pares de corriente.

Con la intención de apreciar adecuadamente este fenómeno, la Fig. 3.12 recoge una representación bidimensional de la corriente sobre la apertura. En este gráfico ya empleado en el Capítulo 2, la escala de colores representa la magnitud logarítmica de la corriente, mientras que las flechas se orientan según la dirección de \mathbf{M} en un determinado instante temporal. En este caso se ha escogido $\omega t = \pi/4$ para intentar equilibrar la presencia de modos impares y pares, mayoritariamente en cuadratura. El primer gráfico de la Fig. 3.12(a)

corresponde con la citada ranura de offset nulo. Se puede apreciar una corriente longitudinal dominante, en oposición de fase a ambos lados de la dimensión transversal. Como consecuencia, la corriente exhibe un nulo a lo largo del eje mayor de la ranura. Aunque en esta situación la radiación es prácticamente insignificante por la reducida anchura de la ranura, ésta dispersa un campo apreciable en el interior de la guía. Corresponde por tanto a un elemento caracterizado por una admitancia prácticamente imaginaria pura.

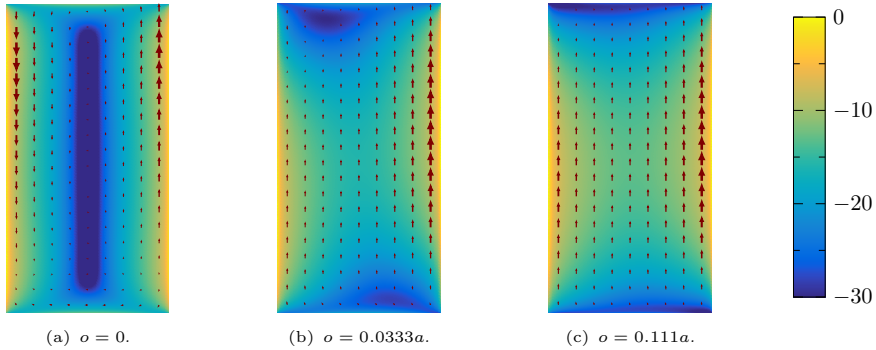


Figura 3.12: Módulo normalizado (dB) de la corriente magnética a 9 GHz sobre una ranura longitudinal en una guía WR-90. Corresponde a la ranura de la Tabla 3.1 variando su desplazamiento respecto al eje de la guía. La escala de colores aplicada se muestra a la derecha y las flechas representan el vector de corriente en el instante $\omega t = \pi/4$.

A partir de este caso extremo, si la ranura se separa progresivamente del eje de la guía, comienza a excitarse la componente par de corriente longitudinal. Este hecho se comprueba en las Figs. 3.12(b)-3.12(c). Nótese que el caso concreto de la Fig. 3.12(c) corresponde con la ranura resonante de referencia, cuya corriente ha sido mostrada repetidamente con anterioridad. Se puede comprobar que, a pesar de la mayoritaria presencia de una corriente con simetría par, todavía se revela una diferencia de fase a ambos lados de la dimensión corta de la ranura.

Una vez analizado el comportamiento de las corrientes en función de los diferentes parámetros de la ranura, se procede ahora a comprobar la precisión de los modelos propuestos en el Capítulo 2. En concreto, el interés se centra sobre ranuras longitudinales cercanas a la resonancia, las cuales suelen dominar en agrupaciones sobre guías rectangulares. A la vista de los resultados anteriores, parece evidente que una caracterización precisa de las ranuras con poco offset requiere la inclusión de la función base (0,1) de corriente longitudinal. El modelo MoM-L, recomendado en el análisis de antenas RLSA, será por tanto impreciso en dicha situación. Se vuelve imprescindible por tanto emplear modelos que incorporen corrientes transversales, al menos la componente (0,1). Esta necesidad de considerar el campo eléctrico E_z en ranuras longitudinales débilmente excitadas, ya ha sido apuntado con anterioridad por otros autores [28]-[24]. Este tipo de elementos con offset reducido suelen aparecer en grandes agrupaciones, donde la excitación se reparte entre un número mayor de elementos.

La principal magnitud que caracteriza la ranura, en aras de formar parte de una agrupación en guía rectangular, es el coeficiente S_{11} calculado como (3.6). Este parámetro permite obtener la longitud resonante en función del offset de la ranura. Recuérdese que una ranura resonante es aquella cuyo coeficiente de reflexión es puramente real. Con esta afirmación en mente, en la Fig. 3.13 se representa el parámetro S_{11} de la ranura de referencia, en función de su offset. Se comparan los resultados obtenidos mediante el modelo de referencia MoM-full, el modelo longitudinal MoM-L, y el modelo MoM-AB⁺. Además, se incluyen los valores obtenidos mediante el simulador HFSS con el objetivo de validar los resultados.

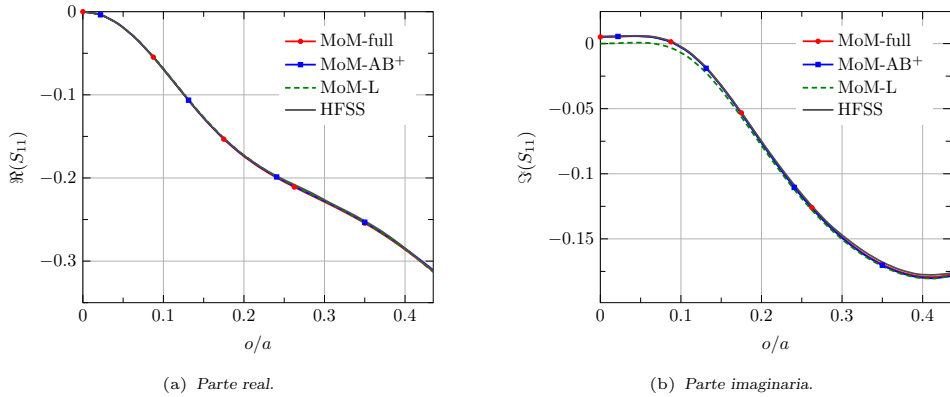


Figura 3.13: Coeficiente S_{11} a 9 GHz de la ranura de la Tabla 3.1 sobre una guía WR-90 en función del offset.

Por una parte, las curvas de la Fig. 3.13(a) correspondientes a la parte real del parámetro de reflexión, muestran una coincidencia inmejorable. Tanto los diferentes modelos MoM entre ellos, como con la simulación HFSS, proporcionan unos valores prácticamente idénticos. El buen comportamiento del modelo MoM-L se produce gracias a que la parte real del S_{11} engloba el carácter radiante de la ranura, el cual depende casi exclusivamente de la componente par de corriente. La parte imaginaria, representada en la Fig. 3.13(b), concentra en cambio la naturaleza reactiva de la ranura, más emparentada en este caso con modos poco radiantes. Se puede apreciar en consecuencia que el modelo MoM-L presenta cierto error en esta otra componente, para valores de o pequeños. Dicha discrepancia decrece progresivamente a medida que el offset aumenta, convergiendo así con la curva de referencia. El resto de simulaciones siguen manifestando una excelente concordancia en todo el rango de offsets, validando de esta forma su rigurosidad.

Conviene inspeccionar con mayor detalle el rango de offsets bajos, para los cuales el modelo MoM-L no consigue caracterizar la ranura de forma adecuada. Este detalle de la parte imaginaria del coeficiente de reflexión se recoge en la Fig. 3.14(a). Primeramente se confirma la excelente coincidencia entre los modelos MoM-full, MoM-AB⁺ y la simulación HFSS. Se han incluido además los resultados del modelo MoM-AB⁻, el cual aporta una buena estimación de la parte imaginaria del coeficiente S_{11} . En cuanto al modelo MoM-L, en la Fig. 3.14(a) se aprecia claramente el error cometido. En el caso concreto de $o = 0$, donde la ranura presenta un S_{11} puramente imaginario positivo, el modelo MoM-L predice una excitación completamente nula. Esta respuesta se debe a la simetría impar del campo incidente no replicada en las funciones base. A medida que o aumenta, la parte imaginaria de S_{11} aumenta muy sutilmente, hasta que comienza a decrecer pasando así por su resonancia. En consecuencia, el modelo MoM-L predice la resonancia para un offset $o \approx 0.07a$, mientras que el resto de modelos lo hace para $o \approx 0.09a$. Aquí se puede comprobar la magnitud del error cometido por el modelo MoM-L.

Parece lógico que la citada desviación del modelo MoM-L sea mayor a medida que aumente la anchura w de la ranura. Un valor w mayor induce corrientes transversales más fuertes, aumentando además la potencial excitación de los modos impares en la dimensión transversal. Conviene especificar que el caso analizado anteriormente corresponde con una relación de aspecto reducida, aproximadamente $w/L \approx 0.1$. Con el propósito de comprobar su influencia, en la Fig. 3.14(b) se representa de nuevo la parte imaginaria de S_{11} con una anchura doble de ranura. Las curvas mostradas confirman un agravamiento del error cometido por el modelo MoM-L para ranuras débilmente excitadas. El resto de modelos, por su

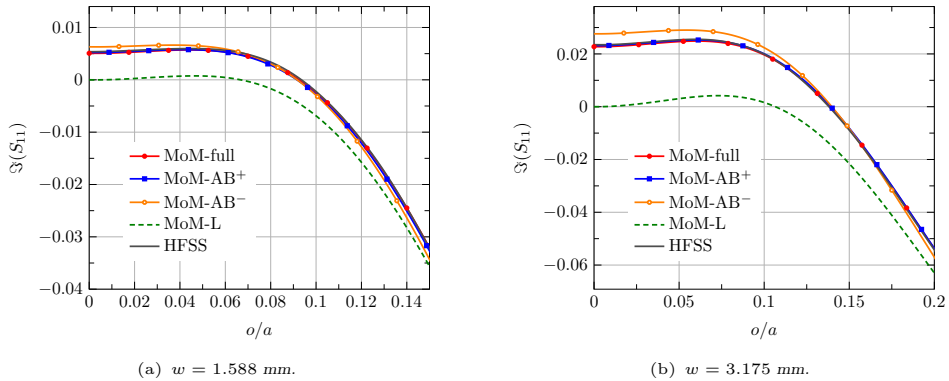


Figura 3.14: Parte imaginaria del coeficiente S_{11} a 9 GHz de la ranura de la Tabla 3.1 sobre una guía WR-90 en función del offset. Se toman dos anchuras de ranura diferentes.

parte, repiten el excelente comportamiento observado anteriormente, con una coincidencia prácticamente total respecto a la simulación HFSS.

Aunque ya se ha verificado la precisión del modelo propio con una simulación externa, merece la pena aportar una comparativa más precisa con otros resultados ya publicados. En el delicado caso de la caracterización de ranuras longitudinales débilmente excitadas, se pueden encontrar dos referencias [28]-[24] que abordan dicha problemática. Ambas coinciden en aplicar el método MoM incluyendo la componente transversal de corriente magnética, difiriendo en las funciones base empleadas. Mientras que en [28] se escogen funciones sinusoidales, en [24] se opta por polinomios de Chebyshev con su función peso original. Este último modelo correspondería con el implementado en esta tesis asumiendo $\alpha = 0.5$ y $\beta = -0.5$. No obstante, en [24] se consideran exclusivamente aperturas de grosor infinitesimal. Como se ha comprobado en la Sección 2.1.4, se debe relajar la condición de contorno en los bordes para poder modelar con precisión ranuras con grosores moderados. En cuanto al trabajo [28], se aplica el modelo tanto a ranura infinitesimales como de grosor finito. No obstante, como ya se ha comentado ampliamente, las funciones sinusoidales escogidas convergen lentamente, especialmente en el caso de aperturas eléctricamente finas.

Aprovechando el ejercicio de comparación ya realizado en [28], en la Tabla 3.2 se repiten los valores del coeficiente de reflexión allí encontrados. A los datos correspondientes a la simulación de HFSS le acompañan los proporcionados por los modelos [28] y [24]. En concreto, [24] emplea 20 funciones base de corriente longitudinal y 10 de transversal, mientras que [28] incorpora 10 en longitudinal y 2 en transversal. A estos datos se añade la estimación dada por el modelo propio MoM-AB⁺, que incluye 5 funciones base longitudinales y 3 transversales (véase Tabla 2.4). El problema analizado corresponde a una ranura longitudinal de dimensiones muy similares a las analizadas anteriormente, cuyas dimensiones concretas se encuentran en el pie de la Tabla 3.2.

En primer lugar se analiza la ranura infinitesimal $t = 0$, para la cual se encuentran disponibles todas las simulaciones. Se consideran dos casos diferentes, un offset nulo y un valor $o = 2.54$ mm. De la comparativa de resultados, destaca la similitud entre el modelo propio y la referencia [24], hecho lógico ya que comparten la naturaleza de las funciones base empleadas. No obstante, merece la pena resaltar las $N = 30$ funciones base aplicadas en [24], respecto a $N = 8$ en el modelo propio. Esta diferencia explica el mayor parecido con la simulación aportada por el software HFSS, que podría servir de referencia. El análisis [28] por otro lado, también aporta una buena estimación del coeficiente de reflexión, aunque se aleja ligeramente del resto de simulaciones. A pesar de emplear $N = 12$ funciones base, se hace notar la lenta convergencia de las funciones sinusoidales en la ranura infinitesimal.

	$t = 0$ mm		$t = 1.27$ mm	
	$o = 0$ mm	$o = 2.54$ mm	$o = 0$ mm	$o = 2.54$ mm
HFSS	0.0056/90.0°	0.0850/176.0°	0.0049/90.0°	0.0669/-147.7°
MoM [24]	0.0062/90.3°	0.0847/175.2°	–	–
MoM [28]	0.0067/90.1°	0.0842/177.8°	0.0057/90.1°	0.0660/-147.5°
MoM-AB ⁺	0.0065/90.3°	0.0848/174.7°	0.0052/90.2°	0.0662/-147.7°

Tabla 3.2: Parámetro S_{11} a 9 GHz de una ranura longitudinal sobre una guía WR-90 para diferentes grosores t y offsets o . La longitud de la ranura es 15.395 mm y su ancho 1.5875 mm. Los datos se toman de la referencia [28]. En [24] se utilizan $N = 30$ funciones base, en [28] $N = 12$ y el modelo MoM-AB⁺ impone $N = 8$.

Respecto a la apertura de grosor finito, se considera un valor $t = 1.27$ mm imponiendo los mismos offsets anteriores. En este caso no están disponibles los datos de la referencia [24], ya que se restringía a un modelo de ranura infinitesimal. Inspeccionando los valores de la Tabla 3.2, se aprecia una importante variación respecto al caso infinitesimal, causado por un grosor eléctrico moderadamente alto. En cuanto a la comparativa entre los tres análisis válidos, los datos exhiben una notable concordancia tanto en módulo como en fase del coeficiente de reflexión. Si de nuevo se toma como referencia la simulación HFSS, el modelo propio se muestra más preciso que el método [28], a pesar de emplear un menor número de funciones base. A pesar de ello, al tratarse de una ranura de grosor moderado, las funciones base sinusoidales en [28] confirman su mejor comportamiento respecto al caso infinitesimal.

En resumen, los datos recogidos en la Tabla 3.2 demuestran la validez del modelo propio en la caracterización de ranuras longitudinales débilmente excitadas. Se ha debido incluir para ello las corrientes transversales sobre la ranura, escogiendo el modelo MoM-AB⁺ por su excelente precisión, con un número moderado de funciones base. Este modelo proporciona resultados rigurosos tanto en el caso de la ranura infinitesimal como con una apertura de grosor moderado. Recuérdese que para ello adapta las condiciones de contorno a medida que cambia el grosor de la ranura. En este sentido, se puede considerar un método más robusto, respecto a anteriores caracterizaciones [28]-[24] de este tipo de ranuras. Una valoración global de los resultados mostrados en la Tabla 3.2, confirman la comparable precisión del modelo propuesto con un menor número de funciones base.

Para finalizar con los resultados numéricos, correspondientes al modelo de la ranura en guía rectangular infinita, se muestran a continuación una serie de resultados de gran interés práctico. Como ya se ha mencionado anteriormente, la mayoría de las agrupaciones sobre guía rectangular se componen de una serie ranuras funcionando en resonancia. El diseño de estas agrupaciones requiere por tanto la búsqueda de la longitud resonante en función del offset, el cual marcará el grado de excitación de cada ranura. Este proceso se refleja en la Fig. 3.15, donde se represente el coeficiente S_{11} en función de la longitud de la ranura, para diferentes valores de offset. El caso analizado corresponde a la ranura de referencia de la Tabla 3.1 sobre una guía WR-90 a 9 GHz. La longitud de resonancia viene dada por el cruce por cero de la curva correspondiente a la parte imaginaria de S_{11} . En la Fig. 3.15(b) se puede apreciar que la longitud L^{res} disminuye con el offset de la ranura. Sin embargo, tal y como se advierte en [128], las ranuras muy débilmente excitadas no alcanzan una naturaleza resonante. Este fenómeno limita el uso de estas ranuras a un offset mínimo, por debajo del cual no es posible encontrar la longitud L^{res} . La ausencia de resonancia se puede apreciar en el caso de la curva $o = 0.03a$ de la Fig. 3.15(b), la cual no llega a cruzar por cero presentando siempre valores positivos. Este comportamiento está ligado a la fuerte excitación de los modos impares ya mencionados con anterioridad. En cuanto a la parte real de S_{11} mostrada en la Fig. 3.15(a), siempre presenta valores negativos alrededor de la resonancia, hecho que se refleja en la admitancia en paralelo de su circuito equivalente.

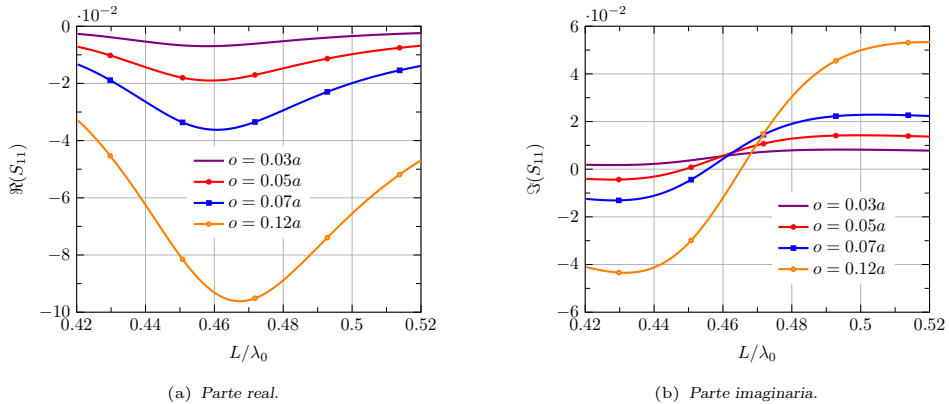


Figura 3.15: Coeficiente S_{11} a 9 GHz de la ranura de la Tabla 3.1 sobre una guía WR-90 en función de su longitud. Se toman diferentes offsets.

El estudio anterior da como resultado la longitud de resonancia en función del offset, cuya curva se representa en la Fig. 3.16(a). Estos valores constituyen una valiosa referencia en el diseño de agrupaciones resonantes. En la figura se incluyen los resultados proporcionados por la solución MoM-full, junto con los modelos MoM-L y MoM-AB⁺. La curva obtenida presenta un aspecto muy similar a los valores, tanto experimentales como numéricos, obtenidos en el trabajo clásico de Elliot [103]. La longitud de resonancia se mantiene dentro del rango $L^{\text{res}}/\lambda_0 \in [0.45, 0.51]$ para todos los casos considerados. En cuanto a la precisión de los modelos, el análisis MoM-AB⁺ aporta unos resultados prácticamente idénticos a los de referencia. El modelo MoM-L en cambio, comete un cierto error para los valores más bajos de offset, por las causas anteriormente mencionadas. Concretamente, predice una longitud resonante un 7% superior a la de referencia, para el caso peor de $o = 0.05a$. Recuérdese que la ranura comienza a no resonar para offsets inferiores a dicho valor.

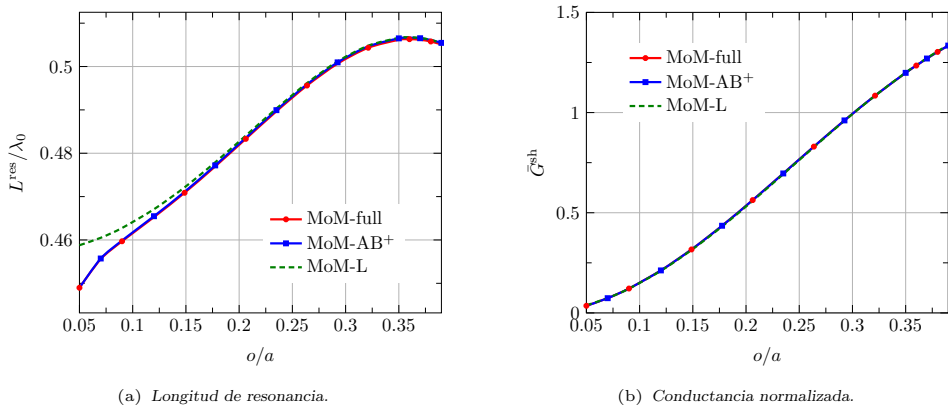


Figura 3.16: Longitud de resonancia y conductancia normalizada a 9 GHz de una ranura longitudinal en función de su offset. La ranura corresponde a los datos de la Tabla 3.1 sobre una guía WR-90.

Otro parámetro de gran importancia en el diseño de agrupaciones consiste en la admitancia equivalente de la ranura. Como es bien conocido, una ranura longitudinal se comporta, alrededor de la frecuencia de resonancia, como un circuito RLC serie conectado en paralelo. Su admitancia normalizada \bar{Y}^{sh} se puede calcular como:

$$\bar{Y}^{\text{sh}} = \frac{-2S_{11}}{1 + S_{11}} \quad (3.7)$$

Obviamente, la admitancia \bar{Y}^{sh} de la ranura resonante es en realidad una conductancia \bar{G}^{sh} , debido al carácter real del parámetro de reflexión. Por tanto, para cada una de las longitudes de resonancia de la Fig. 3.16(a), se puede calcular una conductancia equivalente \bar{G}^{sh} aplicando (3.7). La evolución de \bar{G}^{sh} para el caso analizado se representa en la Fig. 3.16(b). Como era de esperar, la conductancia crece de forma monótona con el offset aplicado, indicando una mayor excitación de la ranura. En este caso, los tres modelos aportan valores apreciablemente idénticos, aunque una inspección más detallada revela una ligera desviación del modelo MoM-L para offsets bajos.

Como conclusión a esta sección, se ha aplicado con éxito el modelo desarrollado en el Capítulo 2, para la caracterización de la ranura sobre una guía rectangular. La comparativa con un simulador comercial y otras referencias anteriores, confirma el buen comportamiento del modelo propio en el análisis de ranuras longitudinales. La única diferencia significativa respecto al Capítulo 2, reside en el considerable efecto de los modos impares de corriente en ranuras débilmente excitadas. Este fenómeno se traduce en un perceptible error cometido por el modelo MoM-L, cuando se estima el campo dispersado por la ranura en el interior de la guía. En la siguiente sección se evaluará la dimensión de la influencia de dicho error sobre los parámetros de una agrupación típica.

Por último, conviene recalcar la diferencia entre la configuración de las ranuras en una agrupación RLSA y una sobre guía rectangular. En el primer caso, el modelo MoM-L ha demostrado una excelente precisión en el Capítulo 2. La uniformidad del campo que se propaga por la guía de placas paralelas y su carácter TEM, no favorece la excitación de los modos impares ni de la componente transversal de corriente. Al contrario, el modo incidente en la guía rectangular, exhibe una distribución no uniforme sobre el frente de fase, potenciando así la aparición de distribuciones de corriente impares. Este fenómeno se agrava con ranuras longitudinales de offsets reducidos, situadas cerca del eje de la guía, donde aumenta fuertemente la asimetría del campo. Además, la componente de campo magnético transversal exhibe un máximo en esa zona, potenciando aún más la aparición de corrientes transversales. La conjunción de todos estos aspectos explica la menor precisión del modelo MoM-L, en el análisis de ranuras longitudinales sobre guía rectangular.

3.3. Formulación general del análisis de agrupaciones

El análisis de la ranura aislada expuesto en la sección anterior se extiende ahora para un problema genérico, compuesto por un conjunto de ranuras dispuestas sobre una o varias guías rectangulares. El objetivo consiste en ser capaz de analizar cualquier agrupación de las descritas en la introducción a este capítulo. De forma genérica, cada ranura comunica dos regiones, las cuales pueden ser el espacio libre, una guía rectangular semiinfinita o una cavidad rectangular. La admitancia entre dos funciones base se compone de esta forma de dos contribuciones, la superior y la inferior. Excepto en el caso de espacio libre, donde interaccionan todas las ranuras entre sí, gran parte de dichas admitancias entre funciones base son nulas. Nótese que las diferentes guías o cavidades que forman la estructura están completamente aisladas entre sí. Debido a la gran variedad de los casos considerados, no se detalla la estructura de la matriz MoM de cada uno de ellos. Únicamente se va a recoger aquí la formulación de la admitancia genérica entre dos funciones base, en el interior de una guía semiinfinita o una cavidad rectangular.

En cuanto a la excitación, en todas las estructuras analizadas la alimentación siempre se aplica sobre una guía semiinfinita. Antes de calcular el vector de excitación del sistema MoM, se debe determinar el campo que se propaga por la guía de entrada e incide sobre

las ranuras. Siguiendo la referencia del Apéndice B.2.2, se va a suponer el cortocircuito en el plano $z = 0$, de tal forma que la guía ocupa el espacio $z > 0$. Al tratarse de una guía con dimensiones monomodo, el campo será la suma del modo fundamental TE_{10} , propagándose hacia z negativa, más su reflexión en el cortocircuito. La nueva configuración de las diferentes ondas propagándose por el interior de la guía cortocircuitada se dibuja en la Fig. 3.17. En consecuencia, el campo incidente $\mathbf{H}^{\text{inc}} = \mathbf{H}^{\text{inc}+} + \mathbf{H}^{\text{inc}-}$ se define como:

$$\mathbf{H}^{\text{inc}}(\mathbf{r}) = \beta \sin\left(\frac{\pi x}{a}\right) \cos(\beta z) \hat{\mathbf{x}} - \frac{\pi}{a} \cos\left(\frac{\pi x}{a}\right) \sin(\beta z) \hat{\mathbf{z}} \quad (3.8)$$

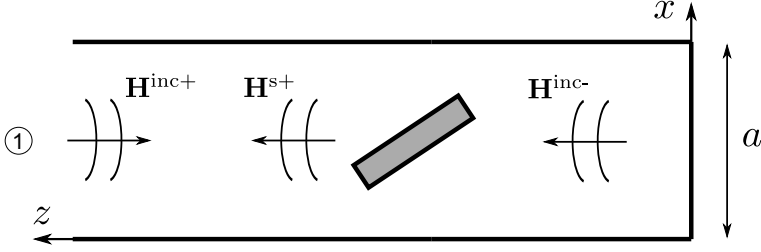


Figura 3.17: Campo incidente y reflejado por la ranura en el interior de la guía rectangular semiinfinita.

A partir de este nuevo campo incidente, los elementos I_j del vector de excitación $[I]$ se calculan aplicando la expresión 2.6, lo que lleva a la ecuación:

$$I_j = - \iint_S \mathbf{w}_j(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{H}^{\text{inc}}(\mathbf{r}) dS = \beta (\hat{\boldsymbol{\zeta}} \cdot \hat{\mathbf{x}}) \Re(I_{x,j}) - \frac{\pi}{a} (\hat{\boldsymbol{\zeta}} \cdot \hat{\mathbf{z}}) \Im(I_{z,j}) \quad (3.9)$$

donde $I_{x,j}$ y $I_{z,j}$ son las integrales de la función base sobre el modo fundamental, definidas en (3.4) y (3.5) respectivamente.

De idéntica manera que en la guía infinita, el coeficiente de reflexión a la entrada se puede calcular a partir del vector de excitación $[I]$. Con la ayuda del dibujo la Fig. 3.17, la onda que entra por el puerto sería la correspondiente al campo $\mathbf{H}^{\text{inc}+}$, mientras que la que sale se atribuiría a la suma del campo $\mathbf{H}^{\text{inc}-}$ más el dispersado $\mathbf{H}^{\text{s}+}$ por las ranuras. Nótese que este último también estaría compuesto por una contribución directa más la reflexión en el cortocircuito. De forma similar al caso de la guía infinita, el campo $\mathbf{H}^{\text{s}+}$ se obtiene por dualidad a partir del producto escalar del vector de excitación $[I]$ y el vector solución $[V]$ del sistema MoM. Con todo esto, el coeficiente S_{11} se puede escribir como:

$$S_{11} = \frac{4}{\eta k \beta a b} [V]^t [I] - 1 \quad (3.10)$$

donde el primer término correspondería al campo dispersado por las ranuras, mientras que el segundo se atribuye a la reflexión total del modo fundamental en el cortocircuito. De forma lógica, las ranuras deben dispersar un campo del mismo módulo que el incidente, para conseguir una adaptación total en el puerto de entrada.

En cuanto al cálculo de las admitancias, primero se contempla la interacción de dos funciones base en el interior de una guía semiinfinita. Tal y como se expone en el Apéndice B.2.2, el campo dispersado por la ranura se compone de la superposición de dos problemas. El primero trata la misma ranura en una guía infinita y el segundo incorpora la presencia del cortocircuito. En esta tesis se ha optado por mantener estas dos contribuciones separadas, a pesar de un ligero incremento de coste temporal. Esta división permite una formulación más adecuada de los algoritmos de optimización desarrollados en el Capítulo 5.

En consecuencia, la admitancia en la guía semiinfinita, entre la función base i -ésima fuente y la j -ésima destino, se divide de la siguiente forma:

$$Y_{ji}^{\text{WR(semi)}} = Y_{ji}^{\text{WR(0)}} + Y_{ji}^{\text{WR(s)}} \quad (3.11)$$

donde $Y_{ji}^{\text{WR(0)}}$ constituye la interacción en el interior de una guía rectangular infinita, mientras que $Y_{ji}^{\text{WR(s)}}$ responde a la presencia del cortocircuito final.

El primer paso por tanto consiste en el cálculo de la admitancia mutua $Y_{ji}^{\text{WR(0)}}$ en la guía infinita, el cual distingue entre dos situaciones, en función de la distancia entre ambas funciones base. Si la ranura fuente y destino se encuentran cercanas, se procede de idéntica manera a la explicada en la sección anterior. Se hace uso por tanto de la interpolación de las funciones de Green en la guía rectangular, ya calculadas con anterioridad. Recuérdese que estas funciones precalculadas se restringen a puntos cercanos a la fuente. Por otro lado, cuando la distancia $|z - z'|$ entre la apertura fuente y destino supera cierto umbral, la admitancia mutua se puede evaluar de forma más eficiente a partir de una formulación modal. Partiendo de las ecuaciones (B.21),(B.23),(B.26) se puede expresar la admitancia mutua entre dos funciones base de forma general como:

$$Y_{ji}^{\text{WR}} = j \frac{k}{2\eta ab} \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\varepsilon_m \varepsilon_n}{2\gamma_{mn}} [\zeta_z \zeta'_z Y_{zz} + \zeta_z \zeta'_x Y_{zx} + \zeta_x \zeta'_z Y_{xz} + \zeta_x \zeta'_x Y_{xx}] \quad (3.12)$$

siendo la constante $\varepsilon_m = 1$ para $m = 0$ y $\varepsilon_m = 2$ para $m \neq 0$, y el coeficiente de propagación complejo $\gamma_{mn} = \sqrt{\left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2 - k^2}$. Por otro lado, las constantes $\zeta_x = \hat{\zeta} \cdot \hat{x}$ y $\zeta_z = \hat{\zeta} \cdot \hat{z}$ definen la orientación de la ranura destino, mientras que $\zeta'_x = \hat{\zeta}' \cdot \hat{x}$ y $\zeta'_z = \hat{\zeta}' \cdot \hat{z}$ hacen lo propio con la ranura fuente.

Si se aplica la expresión general (3.12) al caso de la guía infinita, las contribuciones modales Y_{zz} , Y_{zx} , Y_{xz} y Y_{xx} se obtienen siguiendo las ecuaciones del Apéndice B.2.2, con lo que se llega a:

$$\begin{aligned} Y_{zz} &= Y_{zz}^{(0)} = \left(1 + \frac{\gamma_{mn}^2}{k^2}\right) I_{mn,j}^{z+} I_{mn,i}^{z-} \\ Y_{zx} &= Y_{zx}^{(0)} = -\frac{\gamma_{mn}}{k^2} \frac{m\pi}{a} I_{mn,j}^{z+} I_{mn,i}^{x-} \\ Y_{xz} &= Y_{xz}^{(0)} = \frac{\gamma_{mn}}{k^2} \frac{m\pi}{a} I_{mn,j}^{x+} I_{mn,i}^{z-} \\ Y_{xx} &= Y_{xx}^{(0)} = \left(1 - \left(\frac{m\pi}{ka}\right)^2\right) I_{mn,j}^{x+} I_{mn,i}^{x-} \end{aligned} \quad (3.13)$$

donde $I_{mn,j}^{z+}$, $I_{mn,j}^{z-}$, $I_{mn,j}^{x+}$ y $I_{mn,j}^{x-}$ corresponden a las siguientes integrales modales aplicadas sobre la función base fuente o destino:

$$\begin{aligned} I_{mn,j}^{z+} &= \iint_S m_{\zeta,j}(\mathbf{r}) \cos\left(\frac{m\pi x}{a}\right) e^{-\gamma_{mn} z} dS \\ I_{mn,j}^{z-} &= \iint_S m_{\zeta,j}(\mathbf{r}) \cos\left(\frac{m\pi x}{a}\right) e^{\gamma_{mn} z} dS \\ I_{mn,j}^{x+} &= \iint_S m_{\zeta,j}(\mathbf{r}) \sin\left(\frac{m\pi x}{a}\right) e^{-\gamma_{mn} z} dS \\ I_{mn,j}^{x-} &= \iint_S m_{\zeta,j}(\mathbf{r}) \sin\left(\frac{m\pi x}{a}\right) e^{\gamma_{mn} z} dS \end{aligned} \quad (3.14)$$

Conviene mencionar que las expresiones (3.12)-(3.14) asumen que todos los puntos de la ranura fuente y destino cumplen $z > z'$. En caso contrario, se aplica reciprocidad para calcular la admitancia mutua correspondiente. Recuérdese que esta formulación únicamente se emplea entre ranuras lejanas, evitando así el solapamiento de las coordenadas z y z' .

La formulación de la variante modal en la evaluación de las admitancias viene justificada por su menor coste computacional. En primer lugar, la integral cuádruple en la interacción entre dos funciones base se convierte en un sumatorio de productos de integrales dobles. Este hecho ya supone un ahorro computacional importante si el número de modos a considerar se mantiene reducido. Por dicha razón, el cálculo modal de la admitancia se restringe al caso de ranuras lo suficientemente lejanas. Por otro lado, la expresión modal de las funciones de Green presenta un carácter separable entre fuente y destino, permitiendo calcular las integrales (3.14) una única vez por función base. El coste computacional por tanto pasa a ser $\mathcal{O}(N)$, en lugar del convencional $\mathcal{O}(N^2)$, siendo N el número de funciones base.

En consecuencia, el procedimiento comienza calculando las integrales (3.14) de cada función base sobre los K modos considerados. Se contemplan los K primeros modos de la guía rectangular ordenados por su frecuencia de corte. El número de modos a incluir en (3.12) depende de la distancia mínima $|z - z'|$, a partir de la cual esta formulación debe permanecer válida. En esta tesis se han empleado un máximo de $K = 10$ modos, para aquellas ranuras que cumplan $|z - z'| > 0.5\lambda_g$ en toda su superficie, siendo λ_g la longitud de onda guiada del modo fundamental. El procedimiento no obstante comprueba la convergencia del sumatorio modal (3.12), avisando en caso contrario. En aquellas situaciones en las que no se cumpla la condición impuesta, o el sumatorio modal no converja, la admitancia mutua se puede calcular empleando las funciones de Green interpoladas.

Respecto a la evaluación del término $Y_{ji}^{\text{WR}(s)}$, correspondiente a la contribución del cortocircuito, se procede de forma similar al caso de la guía infinita. En este problema sin embargo, se debe tomar como referencia la distancia entre la ranura destino, y la imagen de la ranura fuente sobre el cortocircuito. Si dicha separación supera el umbral anterior, es decir si $(z + z') > 0.5\lambda_g$, la admitancia mutua se calcula a partir de la formulación modal. Merece la pena indicar que únicamente se deja de cumplir dicha condición si ambas ranuras, fuente y destino, se encuentran cercanas al cortocircuito. En la práctica, la formulación modal del término $Y_{ji}^{\text{WR}(s)}$ se aplica en casi todos los casos, salvo en los términos de autointeracción de la ranura más próxima al conductor final.

El cálculo modal de $Y_{ji}^{\text{WR}(s)}$ sigue la expresión general (3.12), con estos nuevos términos:

$$\begin{aligned}
 Y_{zz} &= Y_{zz}^{(s)} = - \left(1 + \frac{\gamma_{mn}^2}{k^2} \right) I_{mn,j}^{z+} I_{mn,i}^{z+} \\
 Y_{zx} &= Y_{zx}^{(s)} = - \frac{\gamma_{mn}}{k^2} \frac{m\pi}{a} I_{mn,j}^{z+} I_{mn,i}^{x+} \\
 Y_{xz} &= Y_{xz}^{(s)} = - \frac{\gamma_{mn}}{k^2} \frac{m\pi}{a} I_{mn,j}^{x+} I_{mn,i}^{z+} \\
 Y_{xx} &= Y_{xx}^{(s)} = \left(1 - \left(\frac{m\pi}{ka} \right)^2 \right) I_{mn,j}^{x+} I_{mn,i}^{x+}
 \end{aligned} \tag{3.15}$$

En cuanto a la interacción entre funciones base sobre ranuras cercanas, que no cumplan la condición anterior, el cálculo se lleva a cabo a partir de la ranura fuente imagen. Tal y como se dibuja en la Fig. B.5, la contribución del cortocircuito se puede evaluar como la admitancia entre la ranura destino y la ranura fuente, esta última reflejada respecto al conductor final. La nueva interacción se produce en una guía infinita sin cortocircuito, procediendo en consecuencia de forma idéntica al cálculo de $Y_{ji}^{\text{WR}(0)}$, detallado anteriormente.

Por último, la admitancia entre dos funciones base en el interior de una cavidad rectangular sigue una estrategia análoga a la descrita para la guía semiinfinita, de tal forma que se puede escribir como:

$$Y_{ji}^{\text{WR}(\text{cav})} = Y_{ji}^{\text{WR}(0)} + Y_{ji}^{\text{WR}(\text{sc})} \quad (3.16)$$

donde $Y_{ji}^{\text{WR}(\text{sc})}$ representa la contribución de ambos cortocircuitos finales en la admittancia mutua, la cual se puede calcular conforme a la expresión modal general (3.12). Tal y como se recoge en el Apéndice B.2.3, los cortocircuitos se suponen colocados en $z = 0$ y $z = c$, siendo los términos modales asociados a ambos:

$$\begin{aligned} Y_{zz} &= Y_{zz}^{(\text{sc})} = - \left(1 + \frac{\gamma_{mn}^2}{k^2} \right) \left[I_{mn,j}^{z-} I_{mn,i}^{z-} + 2 \frac{e^{\gamma_{mn}c}}{\sinh(\gamma_{mn}c)} I_{mn,j}^{zsh} I_{mn,i}^{zsh} \right] e^{-2\gamma_{mn}c} \\ Y_{zx} &= Y_{zx}^{(\text{sc})} = \frac{\gamma_{mn}}{k^2} \frac{m\pi}{a} \left[I_{mn,j}^{z-} I_{mn,i}^{x-} - 2 \frac{e^{\gamma_{mn}c}}{\sinh(\gamma_{mn}c)} I_{mn,j}^{zsh} I_{mn,i}^{xch} \right] e^{-2\gamma_{mn}c} \\ Y_{xz} &= Y_{xz}^{(\text{sc})} = \frac{\gamma_{mn}}{k^2} \frac{m\pi}{a} \left[I_{mn,j}^{x-} I_{mn,i}^{z-} - 2 \frac{e^{\gamma_{mn}c}}{\sinh(\gamma_{mn}c)} I_{mn,j}^{xch} I_{mn,i}^{zsh} \right] e^{-2\gamma_{mn}c} \\ Y_{xx} &= Y_{xx}^{(\text{sc})} = \left(1 - \left(\frac{m\pi}{ka} \right)^2 \right) \left[I_{mn,j}^{x-} I_{mn,i}^{x-} + 2 \frac{e^{\gamma_{mn}c}}{\sinh(\gamma_{mn}c)} I_{mn,j}^{xch} I_{mn,i}^{xch} \right] e^{-2\gamma_{mn}c} \end{aligned} \quad (3.17)$$

De nuevo en aquellos casos donde la función base fuente y destino se encuentren ambas cercanas a uno de los cortocircuitos finales, se aplica un procedimiento de imágenes en el cálculo del término $Y_{ji}^{\text{WR}(\text{sc})}$. Como se dibuja en la Fig. B.6, esta contribución se puede obtener como la interacción con la corriente imagen en el interior de una cavidad de longitud $2c$. Esta estrategia se aplica si se cumple la condición $(z+z') < 0.5\lambda_g$ o $(2c-z-z') < 0.5\lambda_g$.

El último caso a tratar implica la evaluación de la admittancia entre dos funciones base, situadas en distintas caras de la guía o cavidad rectangular. Por un lado, para el término $Y_{ji}^{\text{WR}(0)}$ entre corrientes cercanas se aplica el mismo procedimiento explicado anteriormente, pero empleando ahora las funciones de Green calculadas para $y = 0$ y $y' = b$. Por otro lado, el cálculo del resto de interacciones mediante el sumatorio modal utiliza la misma fórmula general (3.12), con la única salvedad de la introducción del término $(-1)^n$, el cual tiene en cuenta el diferente plano en la dimensión y de fuente y destino.

Para finalizar, conviene explicar la estrategia seguida para llevar a cabo un análisis en frecuencia eficiente de una agrupación. Aplicando el mismo método explicado en la Sección 2.4.3, las entradas de la matriz MoM son interpoladas, extrayendo previamente su variación en frecuencia predominante. La diferencia en este caso estriba en el tratamiento de la admittancia en una guía o cavidad rectangular. En este último caso conviene remarcar que, en la condición de resonancia de la cavidad, que suele coincidir con la frecuencia de diseño de la agrupación, la admittancia (3.12) presenta un valor infinito. Recuérdese que idéntica problemática ocurría en el análisis de una RLSA cortocircuitada. Con el propósito de mantener la eficiencia de la interpolación, la admittancia interna se divide en dos contribuciones, la aportada por el modo fundamental y la atribuida a los modos evanescentes. Esta última suele presentar una variación suave en frecuencia y en consecuencia es interpolada eficientemente sin ningún tratamiento previo. En cuanto al término dominante de la admittancia, correspondiente al modo fundamental en (3.12), manifiesta una mayor deriva frecuencial, especialmente con ranuras alejadas entre sí o cerca de la frecuencia de resonancia de la cavidad. Por esta razón, alternativamente se ha optado por interpolar las integrales modales (3.14), las cuales exhiben un comportamiento muy suave respecto a la frecuencia. Nótese que este procedimiento es similar al utilizado en la Sección 2.4.5, con las admittancias en el interior de una cavidad circular. Una vez interpolado el valor de las integrales modales, se calcula el sumatorio (3.12) para cada frecuencia, pero considerando únicamente el término correspondiente al modo fundamental. El coste numérico asociado a esta tarea se reduce por tanto notablemente.

3.4. Agrupaciones de ranuras radiantes

En esta sección se van a presentar los primeros resultados de agrupaciones aplicando la formulación desarrollada anteriormente. Específicamente se van a tratar agrupaciones de ranuras de un nivel, dispuestas sobre guías rectangulares semiinfinitas, como la mostrada en la Fig. 3.3. Cada una de las guías están alimentadas por su extremo no cortocircuitado mediante el modo fundamental de una determinada amplitud. En ningún caso se pretenden mostrar agrupaciones perfectamente optimizadas como las tratadas en el Capítulo 5. El foco se centra en cambio sobre ejemplos con parámetros constitutivos lo suficientemente sencillos como para poder ser replicados en futuros análisis. Aun así, estas agrupaciones de test son ajustadas en adaptación para ser lo suficientemente representativas de casos reales.

Agrupación unidimensional

El primer ejemplo consiste en ocho ranuras longitudinales idénticas, dispuestas conforme a la típica configuración de agrupación resonante. Un dibujo de la estructura se puede visualizar en la Fig. 3.18, en cuyo pie se detallan los parámetros que definen las ranuras. En este tipo de agrupaciones, los elementos se disponen alternativamente a ambos lados del eje de la guía, separados una distancia de $\lambda_g/2$ a la frecuencia de diseño, en este caso 9 GHz. La última ranura se encuentra a $\lambda_g/4$ del cortocircuito final. El sistema de coordenadas en espacio libre, tomado como referencia para el campo radiado, se incluye en la Fig. 3.18. Esta orientación se mantiene de aquí en adelante, omitiéndose en futuros ejemplos. La guía semiinfinita corresponde al mismo modelo WR-90 empleado hasta ahora, presentando un grosor de $t = 0.127$ mm. Con el propósito de analizar un ejemplo de diseño, se ha escogido de la Fig. 3.16 la longitud de resonancia que proporciona una conductancia $G^{\text{sh}} = 1/8$ a la frecuencia de trabajo. Con dicho valor, la agrupación teóricamente presentaría una adaptación perfecta a 9 GHz, ya que se cumpliría $\bar{Y}_{\text{in}} = 1$. Sin embargo, el efecto de los acoplamientos mutuos externos en espacio libre e internos por modos evanescentes, desintonizan típicamente la respuesta de la agrupación en adaptación.

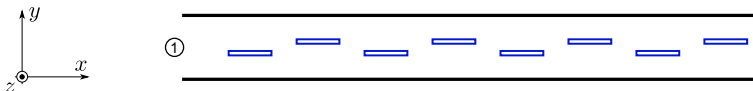


Figura 3.18: Agrupación de ocho ranuras en la cara ancha de una guía rectangular semiinfinita. Todas las ranuras son iguales, siendo $L = 15.321$ mm, $w = 1.588$ mm, $o = 2.086$ mm $\phi_z = 0^\circ$ y $t = 0.127$ mm. La guía corresponde al modelo WR-90. La distancia longitudinal entre centros de ranuras es $d_H = 24.31$ mm y de la última al cortocircuito $d_H/2$.

En primer lugar, la agrupación de la Fig. 3.18 es analizada a la frecuencia central de 9 GHz, mediante los diferentes modelos bajo test. La componente copolar del diagrama de radiación normalizado se representa en la Fig. 3.19, para ambos cortes principales. Siguiendo el dibujo de la Fig. 3.18, el campo copolar corresponde con la componente E_y , mientras que la contrapolar sería la magnitud E_x . A su vez, el plano E referencia al corte $\phi = 90^\circ$ y el plano H denota las direcciones angulares con $\phi = 0^\circ$ constante. Esta convención, habitualmente empleada en este tipo de antenas, se mantiene para todas las agrupaciones analizadas a lo largo de esta tesis.

El diagrama copolar en el plano directivo, mostrado en la Fig. 3.19(a), refleja una concordancia total entre los cuatro modelos contemplados. Respecto al plano E, se corresponde principalmente con el diagrama de la ranura sobre el plano conductor infinito. El resultado de la Fig. 3.19(b) manifiesta también una superposición prácticamente perfecta de las curvas. La única ligera diferencia se atribuye al modelo MoM-L en elevaciones cercanas a

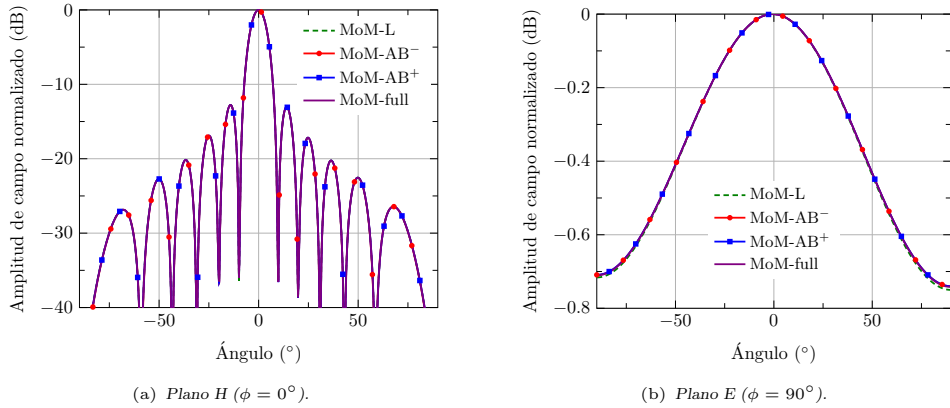


Figura 3.19: Componente copolar del diagrama de radiación normalizado a 9 GHz por la agrupación de la Fig. 3.18.

$\theta = \pm 90^\circ$. Esta discrepancia es causada por la ausencia de las corrientes impares en la dimensión transversal. A este respecto, el error cometido sería mayor si se emplearan ranuras de mayor anchura eléctrica. No obstante, su efecto en una agrupación bidimensional suele ser despreciable, debido al enmascaramiento producido por el factor de la agrupación. Por último, cabe mencionar que el diagrama real de una agrupación unidimensional, diferiría notablemente en este corte por el efecto de bordes no contemplado en el análisis.

Por otro lado, en la Fig. 3.20 se representa ahora la componente contrapolar del diagrama de radiación normalizado. En este caso se ha incluido el corte directivo $\phi = 0^\circ$ y el correspondiente a $\phi = 45^\circ$, el cual exhibe un mayor nivel de radiación contrapolar. La Fig. 3.20(a) demuestra una similitud razonable del nivel de campo en el corte $\phi = 0^\circ$. Como se puede comprobar, la componente E_x en este plano presenta niveles muy reducidos, ya que depende exclusivamente de unas débiles corrientes transversales. Por esta misma razón, el modelo MoM-L predice un diagrama contrapolar completamente nulo en este plano H. En cuanto a los otros análisis, aunque el modelo MoM-AB⁺ se asemeja en mayor medida a la referencia, la solución MoM-AB⁻ también aporta una estimación satisfactoria de la reducida radiación contrapolar. Respecto al corte $\phi = 45^\circ$ de la Fig. 3.20(b), los diferentes análisis manifiestan una mejor concordancia. Hay que tener en cuenta que el mayor nivel de contrapolar exhibido en direcciones *endfire*, viene determinado principalmente por las corrientes longitudinales sobre las ranuras. En este caso, el modelo MoM-L sí aporta una buena estimación del nivel de campo, salvo cerca de la dirección *broadside* donde exhibe un nulo. Los modelos MoM-AB⁺ y MoM-AB⁻, por su parte, proporcionan unos valores prácticamente idénticos a la referencia.

En lo que respecta al parámetro de adaptación, en la Tabla 3.3 se incluye el valor complejo S_{11} a la frecuencia de 9 GHz, para los diferentes modelos aplicados. También se incorpora la directividad máxima de la agrupación para completar la comparativa. La estimación de S_{11} proporcionada por los modelos MoM-AB⁺ y MoM-AB⁻, apenas presentan diferencias entre sí, situándose ambas muy cercanas al valor de referencia, con apenas 0.3 dB de diferencia en módulo y 0.7° en fase. En cambio, el error cometido por el modelo MoM-L aumenta notablemente, desviándose prácticamente 2.5 dB en módulo y 10° en fase. Esta discrepancia era esperable a la vista de los resultados de la Fig. 3.14(a), donde se confirma la diferencia en el parámetro S_{11} para el offset $o \approx 0.09a$ empleado aquí. En cuanto a los valores de directividad máxima, todos los modelos estiman unas cifras casi idénticas entre sí. Esta afinidad resulta coherente con la concordancia del diagrama copolar observada en la Fig. 3.19.

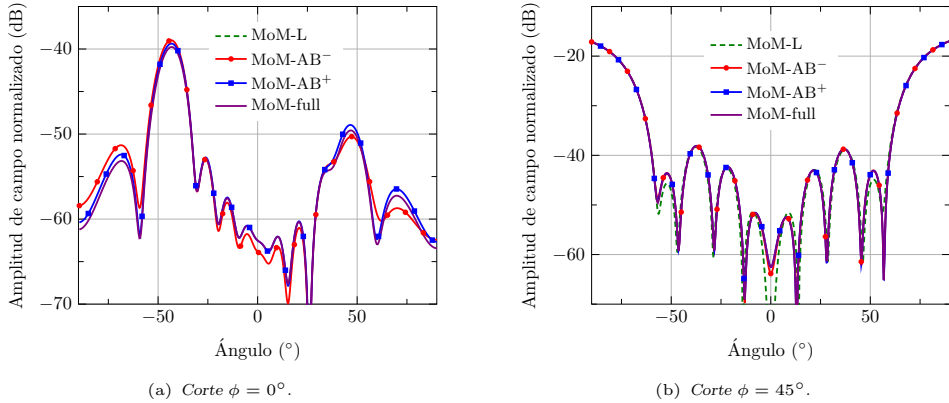


Figura 3.20: Componente contrapolar del diagrama de radiación normalizado a 9 GHz por la agrupación de la Fig. 3.18.

Método	$ S_{11} $ (dB)	$\angle S_{11}$ ($^\circ$)	D_{\max} (dBi)
MoM-L	-19.20	-67.0	13.926
MoM-AB ⁻	-22.28	-57.3	13.926
MoM-AB ⁺	-22.27	-57.1	13.923
MoM-full	-22.60	-56.6	13.924

Tabla 3.3: Parámetros a 9 GHz de la agrupación de la Fig. 3.18 aplicando diferentes métodos.

Un último parámetro no tratado aún se refiere a la eficiencia de radiación de la antena. A diferencia de las antenas RLSA, en las cuales el medio interno de la guía consistía en un dieléctrico con eventuales pérdidas, las guías rectangulares suelen permanecer huecas. Por esa razón, las pérdidas óhmicas en la estructura provienen exclusivamente de la potencia consumida en los conductores, generalmente fabricados sobre aluminio. En consecuencia, el modelo MoM desarrollado en esta tesis, no es capaz de evaluar las reducidas pérdidas que suelen presentar este tipo de agrupaciones. Como demostración, el análisis de la antena bajo estudio ofrece un valor de eficiencia de radiación $\eta_{\text{rad}} = W_{\text{rad}}/W_{\text{in}} \approx 1.0002$. No obstante, sigue siendo posible establecer una cota superior, en base al conocido coeficiente de atenuación de la guía rectangular monomodo, y la máxima longitud eléctrica recorrida por la onda antes de transmitirse a espacio libre.

A continuación se lleva a cabo un análisis en frecuencia de la agrupación bajo estudio. El procedimiento descrito en la sección anterior se aplica a la agrupación de la Fig. 3.18, en el ancho de banda entre 8.5 GHz y 9.5 GHz. La interpolación únicamente necesita las dos frecuencias extremo, para alcanzar un error medio inferior al 0.9% en el vector de solución en toda la banda. Este buen comportamiento confirma la notable eficacia del método de interpolación. Como resultado, el coeficiente de reflexión y la directividad máxima se representan en la Fig. 3.21 en función de la frecuencia. Por un lado, la Fig. 3.21(a) demuestra que el mínimo de la curva de adaptación no se consigue exactamente a la frecuencia de diseño de 9 GHz, sino que se desplaza hacia una frecuencia ligeramente inferior. Por el efecto de los acoplamientos mutuos, principalmente a través del espacio libre, tanto la longitud de ranura resonante como su conductancia asociada se ven modificadas levemente. Cabe mencionar que en esta agrupación unidimensional las ranuras están colocadas a lo largo del plano de menor radiación de la ranura. En cuanto a la comparativa entre análisis, los modelos MoM-AB⁺ y MoM-AB⁻ ofrecen una respuesta en frecuencia prácticamente

idéntica a la de referencia. En cambio, como era de esperar, el modelo MoM-L difiere de forma más apreciable, produciéndose un claro desplazamiento de la respuesta en frecuencia. No obstante, el resultado de la Fig. 3.21(a) se puede valorar como razonablemente bueno, ya que el citado desplazamiento se cifra en apenas un 0.3%.

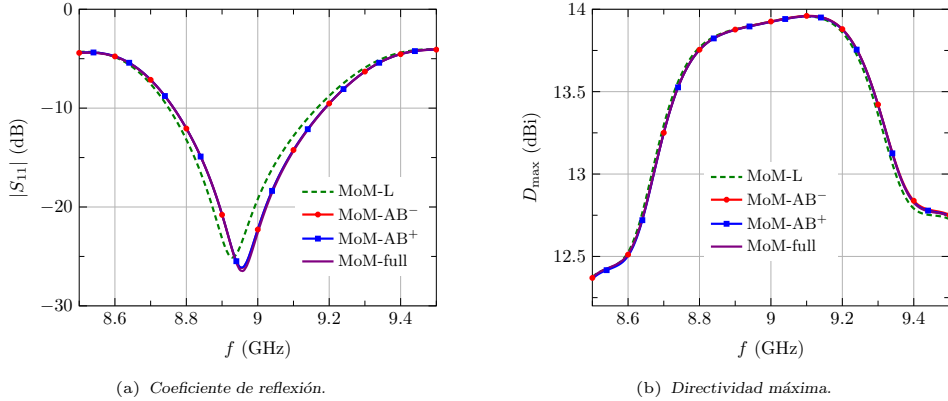


Figura 3.21: Módulo del coeficiente de reflexión y directividad máxima de la agrupación de la Fig. 3.18 en función de la frecuencia.

Por otro lado, la directividad máxima mostrada en la Fig. 3.21(b) refleja una excelente concordancia entre todos los análisis contemplados. En este caso, el desplazamiento en frecuencia detectado con el modelo MoM-L es prácticamente despreciable, mucho menor en todo caso que en el resultado de adaptación. Este mejor comportamiento del modelo MoM-L al estimar los parámetros de radiación, ya había sido revelado en el análisis a la frecuencia central.

A la vista de los resultados de la Sección 3.2, parece evidente que el error cometido por el modelo MoM-L se vería agravado si se incluyeran ranuras con un menor offset o una mayor anchura. Respecto a la primera opción, implicaría que al aumentar el número de elementos de una agrupación adaptada, la estimación de S_{11} del modelo MoM-L sería cada vez menos rigurosa. Para comprobar este hecho, se analiza una agrupación de 16 ranuras en las mismas condiciones anteriores, pero modificando adecuadamente la longitud y offset de las ranuras. Se escoge para ello los valores que proporcionan la condición de resonancia en la situación de ranura aislada, con una conductancia de $\bar{G}^{sh} = 1/16$. Estas dimensiones se recogen en el pie de la Fig. 3.22, reduciéndose el offset alrededor de un 30% respecto al caso anterior de 8 ranuras. La respuesta en frecuencia del parámetro S_{11} se representa en la Fig. 3.22(a), donde se aprecia un desplazamiento del modelo MoM-L similar al de la agrupación de 8 ranuras. Concretamente, dicha traslación se puede cifrar alrededor de un 0.25%, ligeramente inferior al caso anterior. A pesar de ello, se confirma el aumento del error absoluto del coeficiente S_{11} a la frecuencia central, causado por el menor ancho de banda intrínseco a esta agrupación más larga.

El mismo estudio se practica ahora sobre una agrupación compuesta de 8 ranuras de anchura doble a la nominal de la Fig. 3.18. De nuevo se modifica la longitud de ranura y offset para cumplir la condición de adaptación asumiendo una ranura aislada. Los parámetros empleados se detallan en el pie de la Fig. 3.22, representando el resultado del coeficiente S_{11} en la Fig. 3.22(b). Un simple vistazo de las curvas confirma un mayor desplazamiento en frecuencia en el modelo MoM-L respecto a la referencia. En este caso se puede estimar en un 1.05% el error cometido en la predicción de la frecuencia de máxima adaptación. Por último, tanto el modelo MoM-AB⁺ como MoM-AB⁻ demuestran una excelente concordancia respecto a la referencia en los dos casos estudiados.

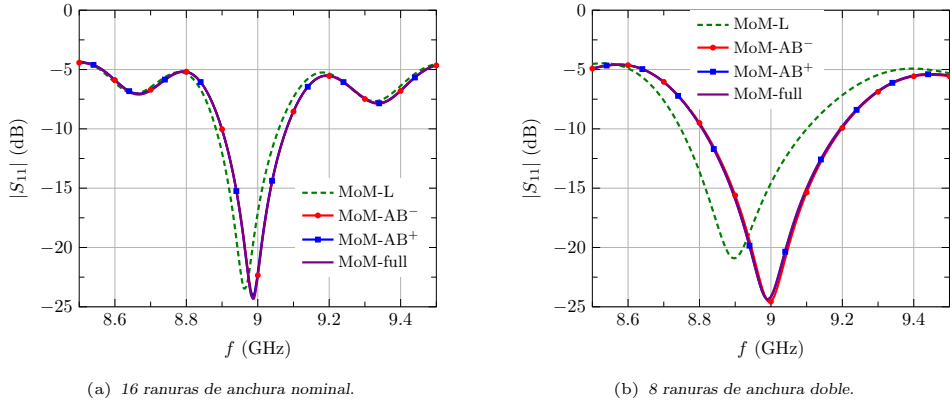


Figura 3.22: Módulo del coeficiente de reflexión en función de la frecuencia. Se analizan dos modificaciones de la agrupación de la Fig. 3.18. La primera considera 16 ranuras con los parámetros $L = 15.137$ mm, $w = 1.588$ mm y $o = 1.479$ mm. La segunda congrega 8 ranuras de anchura doble, aplicando los valores $L = 14.843$ mm, $w = 3.175$ mm y $o = 2.108$ mm.

Agrupación bidimensional

Un segundo ejemplo extiende la agrupación anterior en plano E, mediante la yuxtaposición de varias guías. Concretamente, se colocan 8 guías iguales como se dibuja en la Fig. 3.23, separadas mediante una pared de grosor $s = 1$ mm. Sobre cada uno de los puertos numerados incide el modo fundamental con una amplitud compleja independiente del resto. En un primer caso se ha supuesto una alimentación uniforme en todas las guías. Con este supuesto, si se escoge la ranura resonante empleada en la agrupación unidimensional, el parámetro de adaptación empeora de forma ostensible hasta valores superiores a -10 dB. Este deterioro está claramente causado por los fuertes acoplamientos externos de las ranuras, dispuestas ahora a lo largo del plano E. Por esta razón, la longitud y offset de las ranuras es ajustada para alcanzar una buena adaptación a la frecuencia central. Para facilitar la repetitividad, estos valores se mantienen constantes en toda la agrupación, detallándose en el pie de la Fig. 3.23.

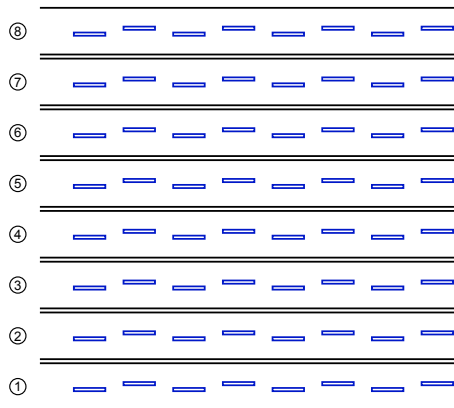


Figura 3.23: Agrupación de 64 ranuras sobre la cara ancha de 8 guías rectangulares semiinfinitas. Todas las ranuras son iguales, siendo $L = 15.5$ mm, $w = 1.588$ mm, $o = 1.5$ mm y $t = 0.127$ mm. Las guías se corresponden con el modelo WR-90, separadas mediante una pared de grosor $s = 1$ mm.

Se comienza este estudio representando en la Fig. 3.24(a) el juego de parámetros de dispersión entre el puerto 4 y el resto, en función de la frecuencia. Siguiendo fielmente su definición, el parámetro S_{ij} se calcula alimentando la estructura únicamente por la guía j -ésima. La onda saliente por el mismo puerto j -ésimo se obtiene aplicando (3.10), mientras que en el resto de puertos se emplea la misma fórmula (3.10) sin restar uno. La evaluación de la matriz de parámetros S completa necesita por tanto obtener la solución N_g veces, siendo N_g el número de guías. Afortunadamente, la matriz del sistema se mantiene, cambiando exclusivamente el vector de excitación, por lo que se puede hacer uso de por ejemplo la factorización LU para ahorrar tiempo de inversión.

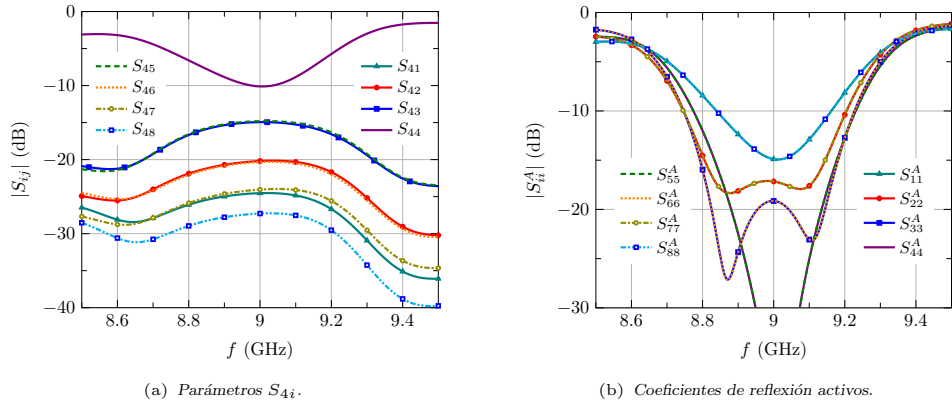


Figura 3.24: Parámetros S_{4i} y coeficientes de reflexión activos de la agrupación de la Fig. 3.23 en función de la frecuencia, para una alimentación uniforme.

El resultado de la Fig. 3.24(a) confirma un lógico mayor acoplamiento entre guías vecinas. Por otro lado, los valores del parámetro S_{44} podrían llevar a la conclusión errónea que la guía 4 no se encuentra bien adaptada. Como ya se ha explicado en la parte introductoria a este capítulo, la condición de adaptación en el escenario real de operación de la agrupación, viene determinada por el coeficiente de reflexión activo S_{ii}^A . La Fig. 3.24(b) muestra el módulo de dicho parámetro en cada puerto, cuando todos ellos se alimentan mediante una onda incidente de la misma amplitud. Se puede comprobar ahora la adaptación óptima del puerto 4 a la frecuencia central. Nótese que el resto de puertos empeoran progresivamente su nivel de adaptación, requiriendo un diseño individualizado de las ranuras en cada guía. Estos aspectos se tratarán en el Capítulo 5.

Con el propósito de valorar las soluciones aportadas por los diferentes métodos de análisis, en la Fig. 3.25 se compara el comportamiento en frecuencia del coeficiente S_{44}^A para dos excitaciones diferentes. En el caso de la Fig. 3.25(a), con una alimentación uniforme, los modelos MoM-AB⁺ y MoM-AB⁻ predicen de forma fiel la resonancia dada por la referencia. Lo mismo ocurre en la Fig. 3.25(b) cuando las guías se excitan siguiendo una distribución de pesos Taylor de 25 dB, apreciando sólo una mínima discrepancia en los niveles más bajos del parámetro S_{44}^A . Cabe destacar que a pesar del cambio en la alimentación, el coeficiente de reflexión activo varía muy sutilmente, manteniendo prácticamente el mismo ancho de banda de adaptación. En cierta forma, la diferencia entre ambas excitaciones es mínima, al tratarse de una guía central. En lo que respecta al modelo MoM-L, se advierte el ya repetido desplazamiento en frecuencia de la respuesta en adaptación.

Por último, el estudio en frecuencia termina con la representación en la Fig. 3.26(a) de la directividad máxima de la antena, al excitar las guías con pesos uniformes. La concordancia de todos los análisis es excelente, resultando el desplazamiento del modelo MoM-L prácticamente despreciable. Aunque el parámetro de directividad permite comprobar si se

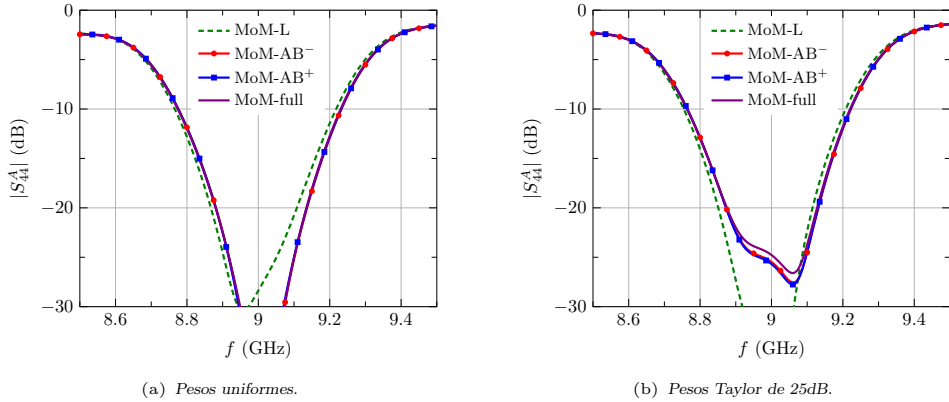


Figura 3.25: Módulo del coeficiente de reflexión activo en el puerto 4 de la agrupación de la Fig. 3.23 en función de la frecuencia, para dos distribuciones diferentes en plano E.

alcanza la especificación, es en cambio la eficiencia de iluminación el valor que evalúa de forma más clara la eficacia de la síntesis realizada. Para su cálculo, se toma como área geométrica el espacio ocupado por las guías, cifrando la dimensión horizontal en $N_c d_H$, con N_c el número de ranuras en horizontal y d_H su separación. El resultado de la eficiencia de iluminación en función de la frecuencia se muestra en la Fig. 3.26(b), donde de nuevo se aprecia la notable coincidencia entre todos los análisis.

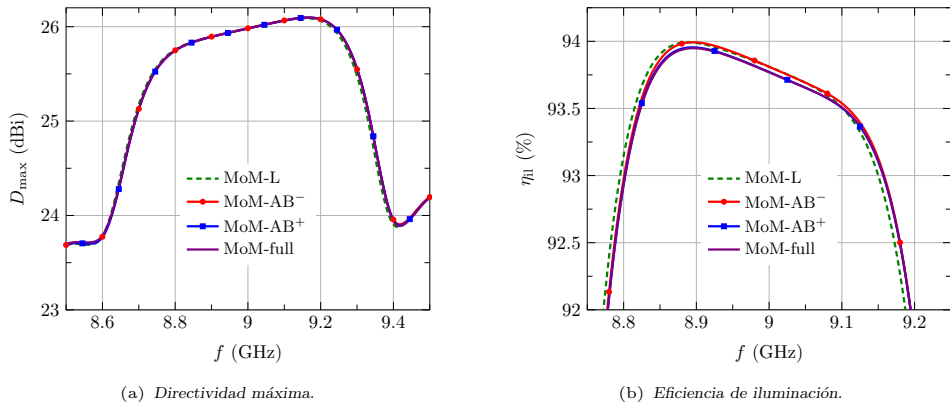


Figura 3.26: Directividad máxima y eficiencia de iluminación de la agrupación de la Fig. 3.23 en función de la frecuencia, para una alimentación uniforme.

A continuación se representa una muestra del diagrama de radiación de la agrupación 8×8 a la frecuencia central. En la Fig. 3.27 se expone primero las componentes copolar y contrapolar normalizadas en el plano H, con una excitación uniforme. Los resultados obtenidos son apreciablemente idénticos a los correspondientes a la agrupación unidimensional. Por otro lado, en la Fig. 3.28 se recoge la componente copolar en plano E, imponiendo una distribución de pesos en las guías tanto uniforme como Taylor de 25 dB. Ambos responden a la síntesis de diagrama deseada, exhibiendo un nivel de lóbulo secundario aproximado de 13 dB y 24 dB respectivamente. La diferencia entre los diferentes métodos de análisis aplicados es de nuevo inapreciable.

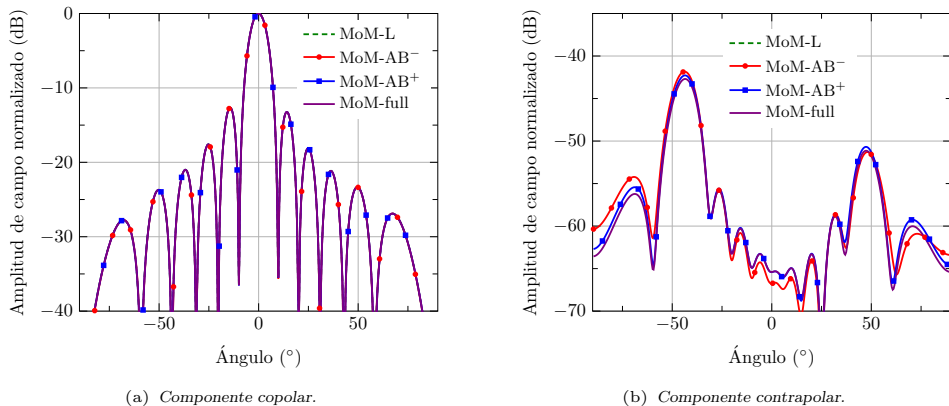


Figura 3.27: Componente copolar y contrapolar en el corte $\phi = 0^\circ$ del diagrama de radiación normalizado a 9 GHz de la agrupación de la Fig. 3.23, alimentada con unos pesos uniformes.

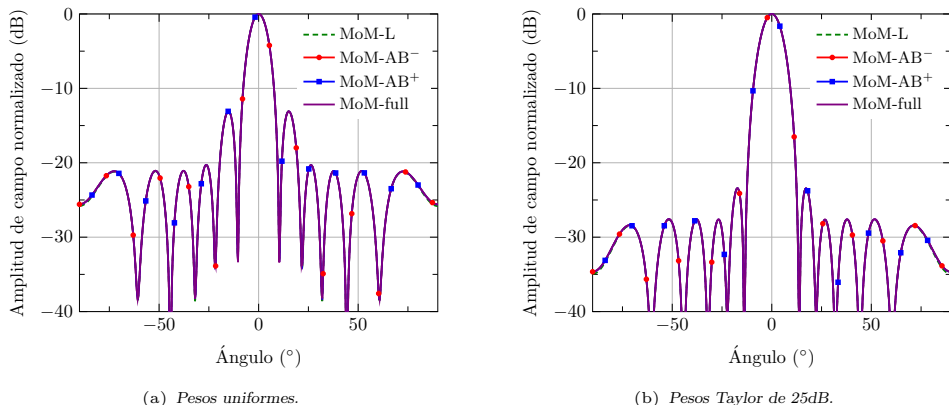


Figura 3.28: Componente copolar en el corte $\phi = 90^\circ$ del diagrama de radiación normalizado a 9 GHz de la agrupación de la Fig. 3.23, para dos distribuciones diferentes en plano E.

Como síntesis del informe de resultados de los dos ejemplos bajo test, han sido confirmadas las conclusiones del estudio realizado en la sección anterior sobre la ranura aislada. El análisis de agrupaciones mediante el método MoM-AB⁺ ha mostrado una excelente precisión en relación a la referencia. Además, el modelo MoM-AB⁻ se postularía como un candidato idóneo para reducir el coste computacional, gracias a su gran similitud con el análisis MoM-AB⁺. Respecto al modelo MoM-L, su precisión se resiente debido a la particular configuración de ranuras longitudinales en la guía rectangular. Este deterioro se traduce en un desplazamiento en frecuencia de la respuesta de la agrupación, principalmente en adaptación. No obstante, el modelo MoM-L proporciona una razonable estimación del funcionamiento de la antena con un menor coste computacional. A pesar de ello, siempre habrá que tener presente que el error cometido se agrava notablemente en agrupaciones largas de banda estrecha, o cuando aumenta la anchura de las ranuras. A esto se debe añadir su incapacidad para estimar el nivel de campo contrapolar en ambos planos principales.

A partir de las conclusiones anteriores, se podría descartar el método MoM-L para el análisis riguroso de agrupaciones en guía rectangular. Aunque siempre se podría mantener la solución MoM-L como alternativa para un análisis rápido de la estructura, en tal caso resulta

más apropiada la solución aproximada MoM-0 propuesta en el Capítulo 2. Merece la pena recordar que la solución MoM-0 supone una aproximación al modelo MoM-L, reduciendo notablemente el tiempo de cálculo de los acoplamientos mutuos. El análisis rápido MoM-0 juega un papel de vital importancia en los algoritmos de diseño y optimización desarrollados en el Capítulo 5. Con la intención de valorar la precisión de la solución aproximada MoM-0 respecto al modelo MoM-L, en la Fig. 3.29 se muestra su comparativa respecto al coeficiente S_{44}^A y a la directividad máxima. Se percibe en ambos casos una concordancia en frecuencia muy razonable, teniendo en cuenta el carácter aproximado de la solución MoM-0. Aunque no se ha mencionado, parece evidente que esta solución aproximada va a manifestar los mismos puntos débiles anteriormente evidenciados para el modelo MoM-L.

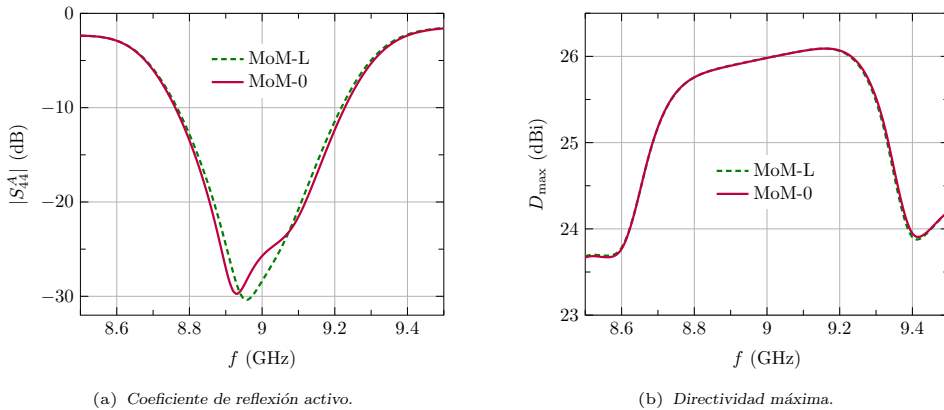


Figura 3.29: Módulo del coeficiente de reflexión activo en el puerto 4 y directividad máxima de la agrupación de la Fig. 3.23 en función de la frecuencia, para una alimentación uniforme.

Por último, la comparativa entre modelos no sería completa sin una valoración del tiempo de ejecución de cada uno de ellos. En la Tabla 3.4 se recoge el coste temporal, dividido en las tareas correspondientes al relleno de la matriz de admitancias externa, interna y el ocupado en resolver N_g veces el sistema MoM. También se detallan el número de incógnitas, el coeficiente de reflexión activo en el cuarto puerto y la directividad máxima, para poder valorar a su vez la precisión de los modelos. El análisis realizado corresponde a la agrupación 8×8 tratada hasta ahora. Los valores temporales recogidos en la Tabla 3.4 evidencian el obvio incremento de coste computacional a medida que aumenta el número de incógnitas del modelo. El caso extremo lo representa el análisis MoM-full, que con 3200 incógnitas requiere un tiempo superior a 30 segundos en todo el proceso. El resto de métodos finalizan el análisis en un tiempo inferior a 1.5 segundos en todos los casos.

Modelo	N	$ S_{44}^A $ (dB)	D_{\max} (dBi)	T_{int} (seg.)	T_{ext} (seg.)	T_{sol} (seg.)
MoM-0	64	-25.7	25.98	0.22	0.11	0.0
MoM-L	192	-28.4	25.98	0.25	0.15	0.00
MoM-AB ⁻	320	-44.2	25.98	0.81	0.24	0.02
MoM-AB ⁺	512	-44.6	25.98	0.92	0.40	0.06
MoM-full	3200	-40.9	25.98	11.6	19.6	5.61

Tabla 3.4: Número N de incógnitas, coeficiente $|S_{44}^A|$ y directividad máxima a 9 GHz, tiempo de relleno de la matriz de admitancias interna T_{int} y externa T_{ext} y tiempo total de resolución T_{sol} de todos los sistemas. Corresponde al análisis a la agrupación 8×8 de la Fig. 3.23.

La interpretación de los tiempos de la Tabla 3.4 queda lastrada por el mínimo coste que suponen cada una de las tareas. Estos análisis tan cortos no aprovechan todo el potencial de la implementación paralela del código. Además, en estos casos resulta más difícil establecer una tendencia del coste computacional asociado a cada uno de los procesos. Por dicha razón, se repite el estudio con una agrupación de 30×30 ranuras, mostrando ahora los datos en la Tabla 3.5. Nótese que se ha omitido el modelo MoM-full por su elevado coste computacional. Los valores de directividad máxima y coeficiente de reflexión activo muestran una notable concordancia, este último sin duda ayudado por el pobre nivel de adaptación. En cuanto al tiempo de ejecución, las diferentes tareas se comportan conforme a lo esperado. El coste temporal asociado al cálculo de las interacciones externas suele dominar sobre el atribuido a las admitancias internas. Recuérdese que estas últimas se evalúan exclusivamente entre ranuras situadas en la misma guía. La inversión del sistema, por otro lado, pasa de ocupar un tiempo prácticamente inadvertido a convertirse en la tarea más pesada a medida que aumenta el número de incógnitas. Dicho tiempo incluye la resolución de los N_g sistemas de ecuaciones necesarios para evaluar la matriz $N_g \times N_g$ de parámetros de dispersión. No obstante, en el caso habitual en el que no se requiriera la matriz S , el tiempo T_{sol} se reduciría aproximadamente a un tercio del indicado en la Tabla 3.4.

Modelo	N	$ S_{44}^A $ (dB)	D_{max} (dBi)	T_{int} (seg.)	T_{ext} (seg.)	T_{sol} (seg.)
MoM-0	900	-4.57	37.64	1.21	1.11	0.24
MoM-L	2700	-4.79	37.63	1.35	4.43	3.99
MoM-AB ⁻	4500	-4.78	37.63	5.08	13.8	19.8
MoM-AB ⁺	7200	-4.77	37.63	5.90	26.3	66.3

Tabla 3.5: Número N de incógnitas, coeficiente $|S_{44}^A|$ y directividad máxima a 9 GHz, tiempo de relleno de la matriz de admitancias interna T_{int} y externa T_{ext} y tiempo total de resolución T_{sol} de todos los sistemas. Corresponde al análisis a una agrupación 30×30 con los parámetros de la Fig. 3.23.

3.5. Acopladores entre guías a través de ranuras

El siguiente paso con vista al objetivo final de caracterización de agrupaciones multinivel, consiste en el análisis de acopladores entre guías situadas a distintos niveles. El acoplamiento a través de ranuras rectangulares posibilita su modelado siguiendo la misma formulación descrita en la Sección 3.3. Concretamente, se va a analizar primero la distribución de potencia entre la guía de acoplo y las guías radiantes, cuyo esquema se dibuja en la Fig. 3.4. Posteriormente, se extiende este concepto a un acoplador de dos niveles entre una guía de entrada inferior y las guías superiores, pasando a través de una guía de acoplo intermedia. Se van a considerar específicamente las tres alternativas dibujadas en la Fig. 3.5, que son empleadas posteriormente en los diseños del Capítulo 5.

Previamente a mostrar resultados de acopladores completos, conviene revisar el comportamiento de una ranura de acoplo genérica. Como se aprecia en la Fig. 3.4, ésta consiste en una ranura inclinada con un offset nulo que comunica dos guías entre sí. En contraste con una ranura longitudinal, el circuito equivalente de este elemento corresponde con una carga conectada en serie. Por tanto, su comportamiento respecto al modo fundamental de la guía se modela con una impedancia normalizada \bar{Z}^{ser} . Este valor complejo se obtiene a partir del coeficiente S_{11} de la ranura en una guía de acoplo infinita como:

$$\bar{Z}^{\text{ser}} = \frac{2S_{11}}{1 - S_{11}} \quad (3.18)$$

El nivel de acoplamiento viene determinado por el ángulo ϕ_z de orientación respecto al eje de la guía. Siguiendo un procedimiento similar al de una ranura longitudinal, se puede determinar la longitud de resonancia L^{res} en función del ángulo ϕ_z . Cada una de esas ranuras resonantes presenta una impedancia \bar{Z}^{ser} real, es decir, una resistencia normalizada \bar{R}^{ser} equivalente. Las curvas L^{res} y \bar{R}^{ser} en función del ángulo ϕ_z se representan en la Fig. 3.30. Este resultado aporta una herramienta capital en el procedimiento de diseño del acoplador, detallado en el Capítulo 5. La guía radiante superior corresponde al modelo WR-90, y la inferior debe presentar una anchura tal que cumpla $\lambda_g/2 = d_V$, siendo d_V el espaciado a nivel superior. Las dimensiones de la guía de acoplo se recogen en el pie de la Fig. 3.30.

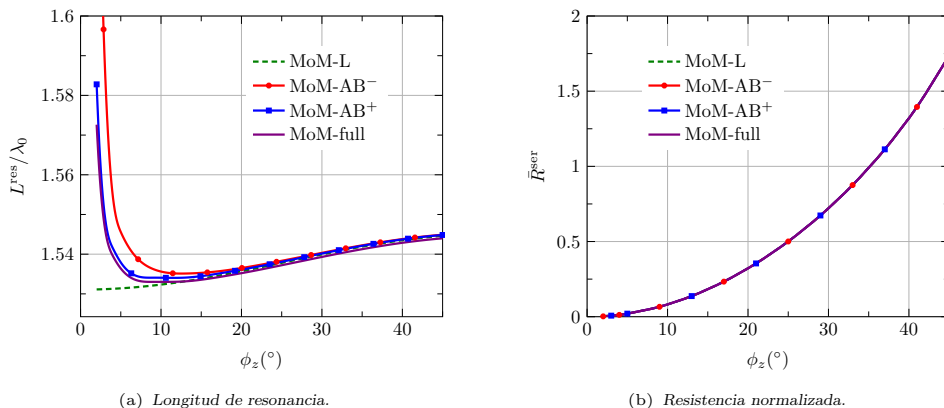


Figura 3.30: Longitud de resonancia y resistencia normalizada a 9 GHz de una ranura en función de su ángulo de inclinación. La ranura corresponde a los datos de la Tabla 3.1, con un offset nulo, comunicando una guía de acoplo de dimensiones $a = 23.259$ mm y $b = 11.63$ mm con una guía WR-90 superior.

La Fig. 3.30(a) muestra una longitud resonante lentamente decreciente a medida que disminuye su nivel de acoplamiento. No obstante, por debajo de un determinado ángulo, el valor L^{res} aumenta bruscamente, evidenciando su dificultad para alcanzar la condición de resonancia. Concretamente, no se ha encontrado la longitud resonante para ángulos $\phi_z < 3^\circ$. Este fenómeno representa un comportamiento ya observado con ranuras longitudinales débilmente excitadas. En cuanto a la comparación de los diferentes modelos, existe una buena concordancia entre ellos si $\phi_z > 10^\circ$. Sin embargo, para ángulos inferiores, cuando la ranura comienza a presentar dificultades para resonar, la discrepancia entre análisis aumenta claramente. La única curva que sigue fielmente la evolución de los valores de referencia corresponde al modelo MoM-AB⁺. El análisis MoM-AB⁻ intenta emular el resultado de referencia aunque aporta valores apreciablemente diferentes. Por último, el modelo MoM-L no cambia su comportamiento y continúa una tendencia monótonamente decreciente, lejos de la referencia. Se repite por tanto la imprecisión en la caracterización de elementos débilmente excitados, cuando el modo fundamental de la ranura pierde su carácter predominante. En cuanto a la resistencia equivalente, mostrada en la Fig. 3.30(b), todos los modelos reproducen unos valores apreciablemente idénticos.

Acoplador de un nivel

Aplicando el resultado de la Fig. 3.30, se construye un acoplador de un nivel desde una guía de acoplo a ocho superiores. El esquema se muestra en la Fig. 3.31. Las ranuras de acoplo se espacian una distancia de $\lambda_g/2$ en la guía de acoplo, alternando el ángulo para conseguir una excitación en fase de las guías superiores. Para alcanzar la adaptación, se escoge el ángulo y la longitud de ranura resonante de la Fig. 3.30(a), que otorga una

resistencia $\bar{R}^{\text{ser}} = 1/8$ en la Fig. 3.30(b). Todos los datos constitutivos del acoplador se detallan en el pie de la Fig. 3.31. Nótese que aunque la estructura se refiere como un acoplador 1:8, a nivel superior se definen 16 puertos iguales dos a dos. De esta forma, en la Fig. 3.32 se muestra el comportamiento en frecuencia de los coeficientes S_{i1} , que caracterizan el factor de acoplamiento a cada una de las guías superiores. El circuito se comporta conforme a lo esperado, fluyendo una onda de idéntica amplitud hacia todos los puertos a frecuencia central, y desequilibrándose progresivamente en el resto de la banda. El caso peor en cuanto a ancho de banda lo constituye la ranura más alejada del cortocircuito en la guía de acoplo.

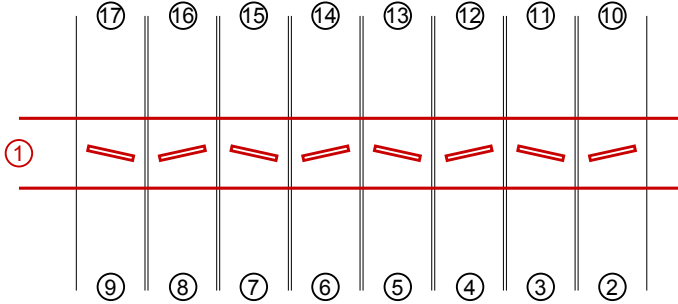


Figura 3.31: Acoplador de un nivel entre una guía de acoplo semiinfinita y ocho guías superiores. El acoplamiento se realiza por ocho ranuras iguales de $L = 15.33$ mm, $w = 1.588$ mm, $o = 0$ mm, $t = 0.127$ mm y $\phi_z = \pm 12.41^\circ$. Las ranuras están equiespaciadas entre ellas y con el cortocircuito una distancia de 23.86 mm. Las guías superiores corresponden al modelo WR-90 y la inferior tiene unas dimensiones $a = 23.259$ mm y $b = 11.63$ mm.

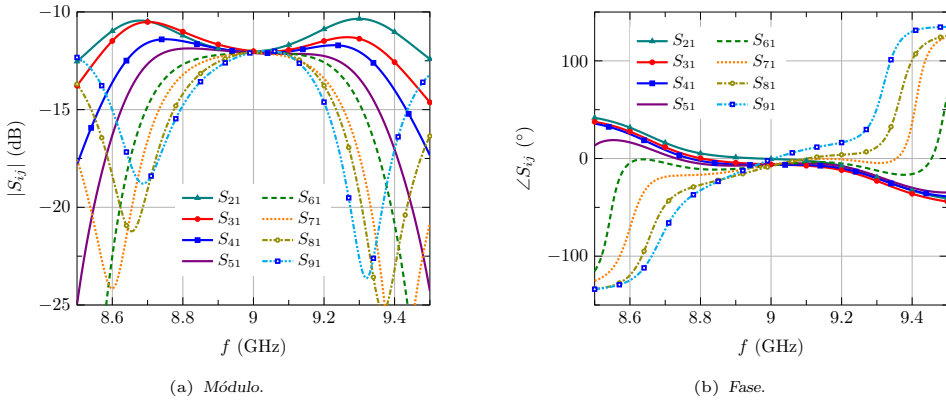


Figura 3.32: Parámetros S_{i1} del acoplador de la Fig. 3.31 en función de la frecuencia.

En cuanto a la adaptación en el puerto de entrada, la Fig. 3.33 muestra el coeficiente de reflexión S_{11} en función de la frecuencia. Se puede apreciar una buena adaptación a la frecuencia central, aunque no perfecta debido a las interacciones mutuas en forma de modos evanescentes en la guía de acoplo. La Fig. 3.33 también incluye las curvas correspondientes a los diferentes modelos propuestos. Como ya se ha razonado anteriormente, en el análisis de agrupaciones en guía rectangular se descarta el modelo MoM-L en favor de la solución aproximada MoM-0. En este caso, todos los modelos considerados muestran una destacable similitud en todo el margen de frecuencias. Nótese que el ángulo $\phi_z = 12.41^\circ$ empleado se encuentra, en la Fig. 3.30(a), dentro del rango de valores de convergencia entre modelos.

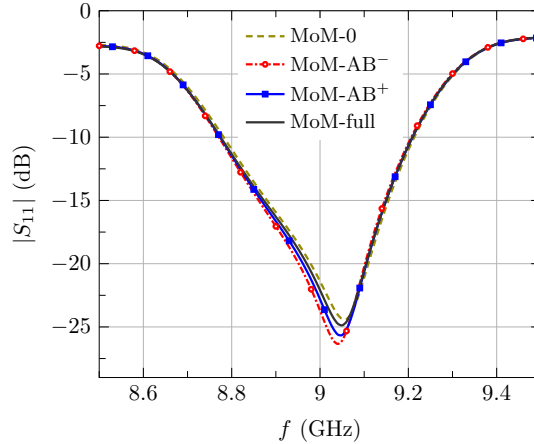
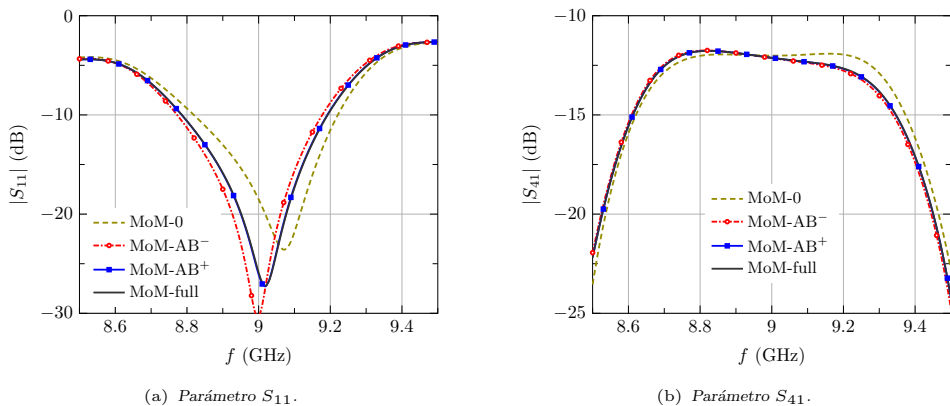


Figura 3.33: Módulo del parámetro S_{11} del acoplador de la Fig. 3.31 en función de la frecuencia.

De forma similar al caso de ranuras longitudinales, la discrepancia entre modelos aumenta con un mayor número de elementos. Esto se debe a la necesidad de emplear ranuras menos excitadas para mantener la adaptación. No obstante, el caso 1:8 analizado ya presenta un número de ranuras considerable respecto a los típicamente usados. Alternativamente, el error cometido por los modelos reducidos también empeora con la anchura de las ranuras, situación más frecuente en el intento de aumentar el ancho de banda del acoplador. Así por ejemplo, se considera el mismo caso anterior pero con una anchura de ranura doble. La longitud y ángulo de las aperturas de acoplo se ajustan para mantener el valor de $\bar{R}^{\text{ser}} = 1/8$ con la ranura aislada. Una vez analizado el nuevo caso, en la Fig. 3.34 se representa el coeficiente S_{11} y S_{41} para los diferentes modelos considerados. La comparativa con la Fig. 3.33 confirma una mayor discrepancia de los modelos con un menor número de funciones base. En cambio, el análisis MoM-AB⁺ mantiene su excelente precisión, sin diferencias apreciables en relación a la referencia. De forma más concreta, el modelo MoM-AB⁻ presenta un error de un 0.23 % en la predicción de la frecuencia de máxima adaptación, mientras que con la solución MoM-0 dicho error sube hasta el 0.58 %. Este desplazamiento también aparece, aunque en bastante menor medida, en el factor de acoplamiento de la Fig. 3.34(b).



(a) Parámetro S_{11} .

(b) Parámetro S_{41} .

Figura 3.34: Módulo de los parámetros S_{11} y S_{41} del acoplador de la Fig. 3.31 en función de la frecuencia. Se cambian los siguientes parámetros de las ranuras de acoplo: $w = 3.175$ mm, $L = 15.2$ mm y $\phi_z = \pm 12.59^\circ$.

Acoplador de dos niveles

El análisis anterior se extiende para caracterizar un acoplador de doble nivel, el cual supone una solución más versátil desde el punto de vista del diseño del conjunto de la agrupación. En concreto, se van a considerar los tres tipos de acoplamiento desde la guía de entrada, contemplados en la introducción a este capítulo. Todos ellos incorporan el mismo conjunto de ranuras de acoplo, intercambiando únicamente la ranura de entrada y la disposición de la guía inferior. El análisis de los resultados expuestos posibilita la evaluación de la precisión de los diferentes modelos. Cabe resaltar que la caracterización rigurosa del sensible parámetro de adaptación, depende en gran medida del modelado de la ranura de entrada inferior. Se debe por tanto tener constancia del posible error cometido por cada uno de los modelos, en función de la alternativa escogida a nivel de guía de entrada.

Todos los datos relativos a las ranuras y guías involucradas en los tres acopladores se recogen en la Tabla 3.6. Las dimensiones de las guías superiores radiantes e intermedia de acoplo se mantienen respecto al caso anterior. En cuanto a la nueva guía inferior de entrada, suele corresponder con un modelo estándar para facilitar su conexión y medida. En este caso se ha escogido también el modelo WR-90. En cambio el grosor, tanto de las ranuras de acoplo como de entradas, se ha incrementado notablemente respecto al valor $t = 0.127$ mm tomado hasta ahora. A este respecto, hay que tener en cuenta que la fabricación y ensamblado de los diferentes niveles que conforman la estructura requiere de piezas lo suficientemente robustas. Se ha optado por tanto por establecer un grosor estándar de $t = 1$ mm para todas las ranuras involucradas. La anchura de todas ellas también se ha aumentado hasta $w = 2.5$ mm, que da lugar a una relación de aspecto más habitual para este tipo de aperturas. A partir de estos condicionantes, se ajustan el resto de parámetros que definen las ranuras a los diferentes niveles, para alcanzar un valor de adaptación lo suficientemente bueno a la frecuencia central.

	L (mm)	w (mm)	t (mm)	ϕ_z ($^\circ$)	o (mm)	d_V (mm)	d_s (mm)
Acoplo (Todas)	15.5	2.5	1	± 17	0	23.86	23.86
Entrada (Fig. 3.35)	16.7	2.5	1	0	4.6	–	12.16
Entrada (Fig. 3.37)	15.0	2.5	1	90	0	–	17.70
Entrada (Fig. 3.39)	20.4	2.5	1	90	0	–	19.20

Tabla 3.6: Parámetros de las ranuras de acoplo y de entrada correspondientes a los acopladores de dos niveles de las Figs. 3.35, 3.37 y 3.39. Se define su longitud L , anchura w , grosor t , orientación ϕ_z , offset o , espaciado entre elementos d_V y distancia desde el centro de la última ranura al cortocircuito d_s . Las guías superiores y de entrada corresponden al modelo WR-90 y la intermedia de acoplo tiene dimensiones $a = 23.259$ mm y $b = 11.63$ mm.

La primera topología corresponde a un acoplador con una guía de entrada colocada en plano H, de forma perpendicular a la de acoplo. El dibujo de la estructura analizada se encuentra en la Fig. 3.35. En la Fig. 3.36 se representa el coeficiente de reflexión S_{11} y el parámetro de acoplamiento S_{41} en función de la frecuencia. Se puede apreciar en ambos casos una muy buena concordancia de todos los modelos considerados. La única salvedad la representa la solución aproximada MoM-0, aunque el desplazamiento en frecuencia en este caso es despreciable. Esta relevante concordancia se explica a partir del elevado offset de la ranura de entrada así como del moderado ángulo de las ranuras de acoplo. En general, este tipo de acopladores de doble nivel necesitan elementos altamente excitados, para mantener la condición de adaptación en ambas guías. Como se ha discutido anteriormente, la situación no sería tan favorable en el caso de acopladores con un mayor número de elementos.

La segunda topología rota la guía de entrada colocándola ahora completamente encima de la guía de acoplo, paralelamente a ella. Así, la ranura inferior se orienta ahora transversalmente al eje de la guía de entrada. Se puede consultar el dibujo de la estructura en la

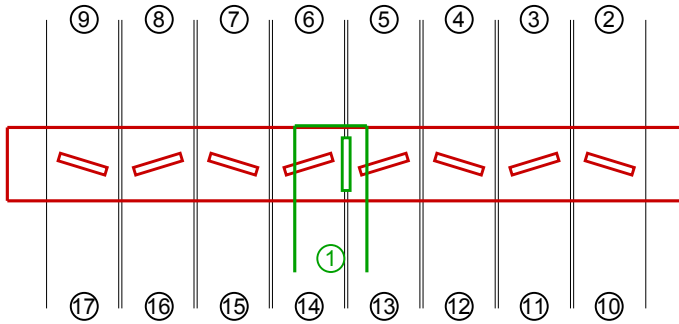


Figura 3.35: Acoplador 1:8 de dos niveles con ranura de entrada paralelo en plano H. Los parámetros que definen las ranuras y las guías involucradas se detallan en la Tabla 3.6.

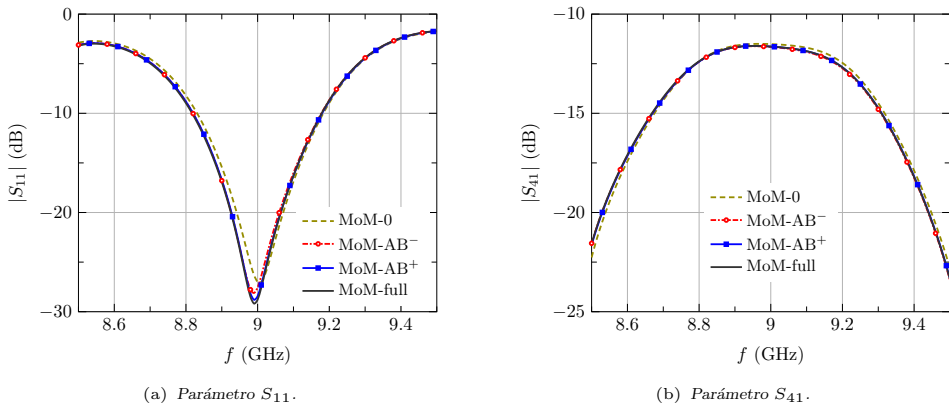


Figura 3.36: Módulo de los parámetro S_{11} y S_{41} del acoplador de la Fig. 3.35 en función de la frecuencia.

Fig. 3.37. Para este acoplador, se representan de nuevo los coeficientes S_{11} y S_{41} en función de la frecuencia, ahora en la Fig. 3.38. Todas las curvas reflejan una manifiesta coincidencia, incluso superior a la del ejemplo anterior. La explicación reside de nuevo sobre la moderada excitación de todas las ranuras presentes. Adicionalmente en este caso, la precisión de los modelos MoM-AB⁻ y MoM-0 está favorecida por la nula aportación de los modos de corriente longitudinal impar en la ranura de entrada.

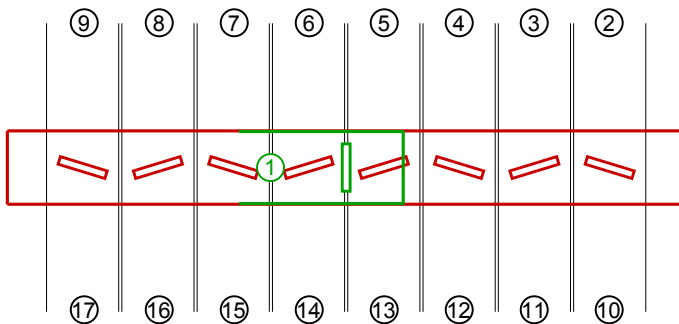


Figura 3.37: Acoplador 1:8 de dos niveles con ranura de entrada serie en plano H. Los parámetros que definen las ranuras y las guías involucradas se detallan en la Tabla 3.6.

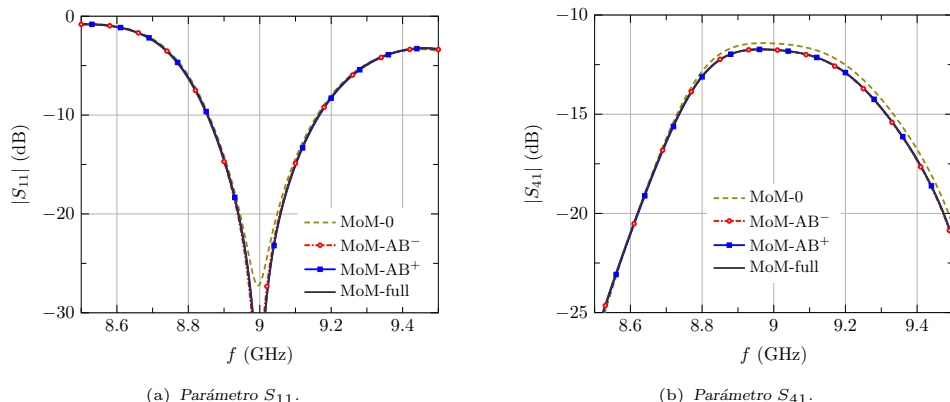


Figura 3.38: Módulo de los parámetro S_{11} y S_{41} del acoplador de la Fig. 3.37 en función de la frecuencia.

La última configuración de acoplador gira la guía de entrada colocándola en plano E, de tal forma que la ranura se sitúa sobre su cara estrecha. La estructura en cuestión se dibuja en la Fig. 3.39. Éste constituye el único caso donde se considera una ranura colocada sobre la cara estrecha de una guía rectangular. El análisis MoM se mantiene idéntico al seguido para el resto de ranuras, pero intercambiando el sistema de referencia en la guía. El único cambio reside sobre la definición del campo incidente sobre la ranura y el cálculo del vector de excitación. Esta modificación es evidente a partir de lo desarrollado en la Sección 3.3 y se omite aquí por brevedad. Las curvas correspondientes a los parámetros S_{11} y S_{41} proporcionados por los distintos modelos se trazan en la Fig. 3.40 respecto a la frecuencia. La inspección de estos resultados confirma de nuevo la notable similitud entre los análisis considerados. Únicamente se aprecia un mínimo desplazamiento en frecuencia para los modelos MoM-L y MoM-AB⁻.

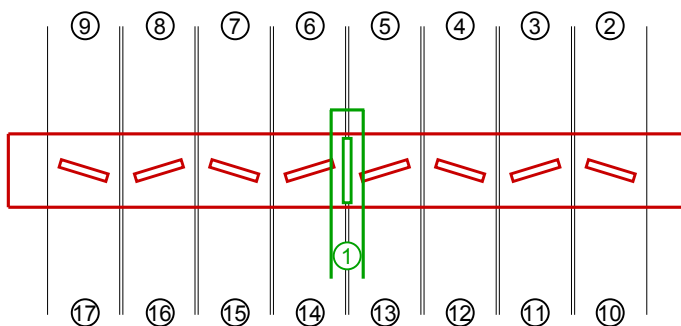


Figura 3.39: Acoplador 1:8 de dos niveles con ranura de entrada paralelo en plano E. Los parámetros que definen las ranuras y las guías involucradas se detallan en la Tabla 3.6.

Como resumen, el análisis de las diferentes topologías de acopladores muestra una precisión dispar, dependiente de las características de las ranuras y del modelo MoM aplicado. Por un lado, en todos los casos considerados el modelo más completo MoM-AB⁺ ha demostrado una excelente concordancia respecto a la referencia. En cambio, el modelo más reducido MoM-AB⁻ puede llegar a cometer un error apreciable en el caso de acopladores con un gran número de elementos, o si éstos presentan una anchura eléctrica moderada. No obstante, dicho error está mitigado en los diseños de acopladores de doble nivel debido a la intrínseca mayor excitación de las ranuras. En los casos típicos analizados en esta sección no

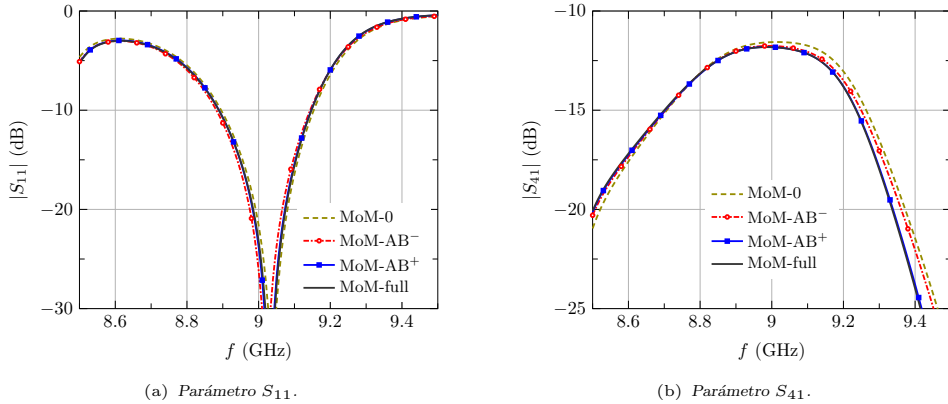


Figura 3.40: Módulo de los parámetro S_{11} y S_{41} del acoplador de la Fig. 3.39 en función de la frecuencia.

se han encontrado diferencias significativas del modelo MoM-AB⁻ respecto a la referencia. Por último, la solución aproximada aporta una valiosa estimación de los parámetros del acoplador, mostrándose ligeramente menos precisa que el modelo MoM-AB⁻.

3.6. Agrupaciones de ranuras a varios niveles

En esta sección se analizan dos ejemplos representativos de agrupaciones que combinan el nivel de ranuras radiantes de la Sección 3.4 con los acopladores de la Sección 3.5. Para facilitar la comparativa con resultados anteriores, ambos casos corresponden a una agrupación de 8×8 ranuras radiantes. Como primer paso se analiza la estructura formada por las guías radiantes y una guía de acoplo inferior. Posteriormente se aborda el caso general, constituido por tres niveles, el radiante, el de acoplo y el de entrada.

3.6.1. Agrupaciones con dos niveles de guías

La agrupación bajo estudio se dibuja esquemáticamente en la Fig. 3.41. Se trata de una agrupación de 64 ranuras colocadas sobre 8 guías radiantes, a las que se acopla una guía inferior a través de ranuras. Con este ejemplo se ha pretendido evaluar un caso crítico respecto a la precisión de la solución aproximada. Por una parte, como ya se ha razonado anteriormente, la excitación axial de la guía de acoplo impone el empleo de ranuras menos excitadas, lo que redundará en una mayor influencia de las corrientes transversales. Además, se ha escogido una anchura de ranura mayor de lo habitual para forzar una excitación más fuerte de dicha componente transversal. Los detalles de las dimensiones de las ranuras a ambos niveles se pueden consultar en el pie de la Fig. 3.41.

El primer paso consiste en evaluar la respuesta en frecuencia de la agrupación. De forma similar a los ejemplos de la Sección 3.5, la interpolación propuesta proporciona un error inferior al 0.9%, calculando únicamente la solución exacta en ambos extremos de la banda. A partir de este barrido, se obtiene el coeficiente de reflexión en el puerto de entrada y la directividad máxima, representándolos en la Fig. 3.42 para los diferentes modelos. En cuanto al parámetro S_{11} de la Fig. 3.42(a), destaca de nuevo la excelente precisión del modelo MoM-AB⁺, mostrando una coincidencia total con el análisis de referencia en este parámetro tan crítico. En lo que respecta al modelo MoM-AB⁻, sigue de forma muy satisfactoria la curva de referencia, salvo para niveles de adaptación mejores a -20 dB. A este respecto, este análisis predice de forma adecuada la banda de funcionamiento de la antena. Por último, la curva de la solución MoM-0 manifiesta un previsible desplazamiento en frecuencia respecto

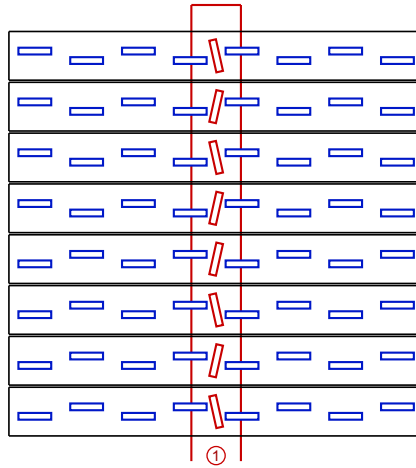


Figura 3.41: Agrupación de 8×8 ranuras con un nivel inferior de acoplo. Las ranuras radiantes se definen con los parámetros $L = 15.4$ mm, $w = 3.175$ mm, $o = 2.22$ mm y $t = 0.127$ mm y las de acoplo con $L = 15.2$ mm, $w = 3.175$ mm, $t = 0.127$ mm y $\phi_z = \pm 12.59^\circ$. Las guías radiantes corresponden al modelo WR-90 y la de acoplo tiene unas dimensiones $a = 23.259$ mm y $b = 11.63$ mm.

a la referencia. No obstante, su predicción funciona de forma razonable, siendo todavía apta para un análisis rápido de la estructura, inmerso en un proceso de optimización. Los valores de directividad por otro lado, muestran la habitual concordancia entre los modelos MoM-AB⁻, MoM-AB⁺ y la referencia. Únicamente la solución aproximada exhibe un mínimo desplazamiento de la banda de funcionamiento de la antena.

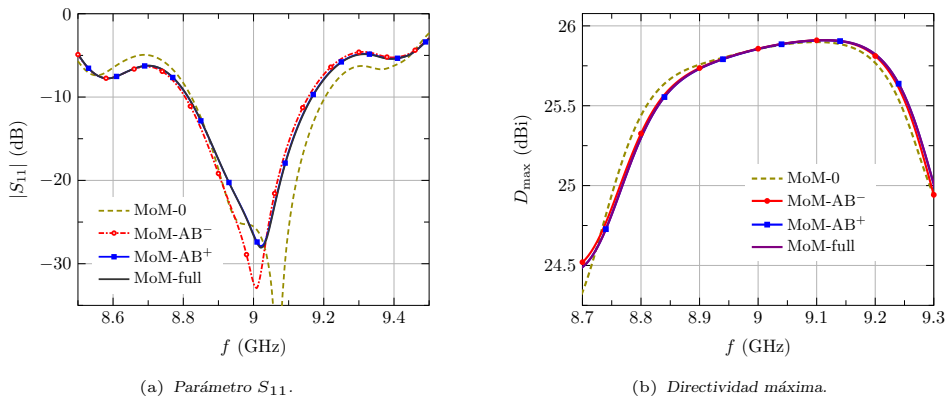


Figura 3.42: Módulo del coeficiente de reflexión y directividad máxima de la agrupación de la Fig. 3.41 en función de la frecuencia.

Otro aspecto a juzgar, debido a la apreciable anchura de las ranuras, apunta al nivel de radiación contrapolar. En la Fig. 3.43 se representa dicha componente a la frecuencia central de 9 GHz, a lo largo de los cortes $\phi = 45^\circ$ y $\phi = 90^\circ$. Se omite en este estudio el plano H por su reducido nivel de radiación contrapolar. En ambos casos se aprecia una coincidencia total del modelo MoM-AB⁺ con la referencia, mientras que el análisis MoM-AB⁻ muestra diferencias poco significativas. La solución MoM-0, por su parte, estima de forma adecuada los niveles más altos de radiación contrapolar en el corte $\phi = 45^\circ$. La discrepancia aumenta no obstante con los valores inferiores cerca de la dirección broadside. En cuanto al corte

$\phi = 90^\circ$, el análisis aproximado no aporta ninguna estimación de la radiación contrapolar, ya que ésta depende exclusivamente de las corrientes transversales ausentes en el modelo.

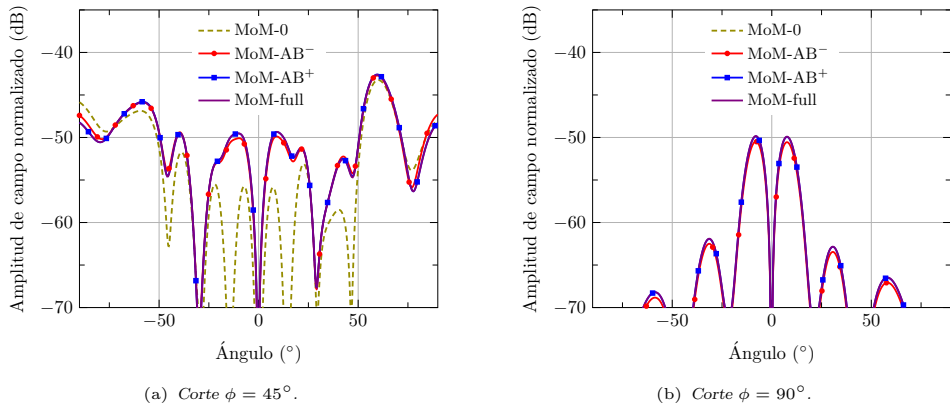


Figura 3.43: Componente contrapolar del diagrama de radiación normalizado a 9 GHz de la agrupación de la Fig. 3.41.

3.6.2. Agrupaciones con tres niveles de guías

El análisis de un panel radiante se completa mediante la introducción de un tercer nivel, correspondiente a la guía de entrada. De las tres alternativas analizadas en la Sección 3.5, se escoge la más habitual que coloca la guía de entrada en plano H con una ranura longitudinal. La estructura de la agrupación bajo estudio se dibuja en la Fig. 3.44, en cuyo pie se pueden encontrar las dimensiones de las ranuras a los tres niveles. Con la intención de aportar un cierto grado de novedad respecto a los casos analizados anteriormente, se han escogido de forma diferente los parámetros de las distintas ranuras. En las agrupaciones tratadas hasta ahora, se ajustaban para conseguir aproximadamente un diseño adaptado a nivel radiante, de acoplo y de entrada. Sin embargo, aquí se ha aplicado una desintonización en los diferentes niveles, que bien combinados pueden proporcionar un diseño con un mejor ancho de banda en adaptación. Este aspecto se trata en detalle en el Capítulo 5.

Como resultado, en la Fig. 3.45(a) se representa el coeficiente de adaptación en el puerto de entrada en función de la frecuencia. Efectivamente se aprecia de forma evidente un notable incremento del ancho de banda en adaptación, en contraste con las agrupaciones anteriores que exhibían una resonancia más estrecha. En cuanto a la precisión de los diferentes análisis, tanto el modelo MoM-AB⁻ como el MoM-AB⁺ demuestran una concordancia excelente con la referencia en toda la banda de trabajo. Por su parte, la solución aproximada exhibe diferencias mucho más apreciables, aunque proporciona una buena estimación del ancho de banda de la antena. Por último, la Fig. 3.45(b) recoge la directividad de pico de la agrupación en el margen de frecuencias analizado. Las conclusiones extraídas en base a este resultado son idénticas a las ya establecidas anteriormente.

En resumen, hasta este punto se ha evaluado la precisión de los diferentes modelos de ranura propuestos en el Capítulo 2, aplicados aquí al análisis de agrupaciones de ranuras en guía rectangular con varios niveles de acoplamiento. Como resultado, el modelo más completo MoM-AB⁺ ha demostrado una precisión excelente en todos los casos, en comparación con el análisis de referencia. Por su parte, el modelo más reducido MoM-AB⁻ también proporciona una óptima caracterización del funcionamiento de la agrupación. No obstante, se debe tener presente que éste puede resultar menos riguroso si se emplean elementos débilmente excitados, o se aumenta apreciablemente su anchura. En tales casos habría que

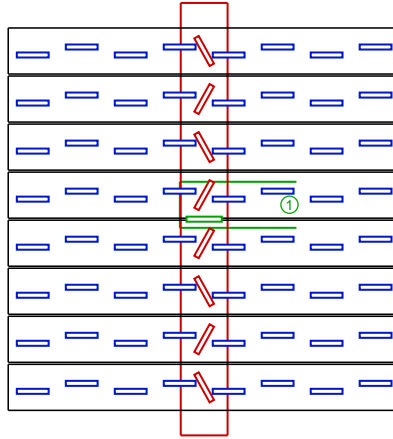


Figura 3.44: Agrupación de 8×8 ranuras con dos niveles inferiores de acoplamiento. Todas las ranuras tienen una anchura $w = 2.5$ mm y grosor $t = 1$ mm. Las ranuras radiantes se definen con los parámetros $L = 15.8$ mm, y $o = 1.98$ mm, las de acoplamiento con $L = 15.65$ mm y $\phi_z = \pm 29^\circ$ y la de entrada $L = 17.55$ mm y $o = 7.13$ mm. Las guías radiantes y de entrada corresponden al modelo WR-90 y la de acoplamiento tiene unas dimensiones $a = 23.259$ mm y $b = 11.63$ mm.

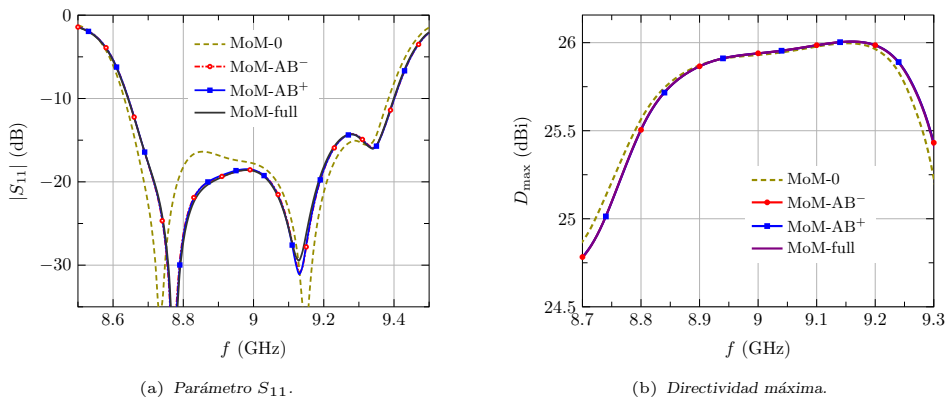


Figura 3.45: Módulo del coeficiente de reflexión y directividad máxima de la agrupación de la Fig. 3.44 en función de la frecuencia.

recurrir al modelo MoM-AB⁺ para garantizar la precisión del análisis. Por último, la solución aproximada MoM-0 aporta una estimación razonable de los parámetros eléctricos de la antena, con un reducido coste computacional.

3.7. Inclusión de dipolos y medios multicapa

Aunque no representa una solución habitual, el análisis desarrollado en el Capítulo 2 permite incorporar una serie de dipolos parásitos sobre las ranuras. Como se indica en el Capítulo 5, esta alternativa permite obtener de forma sencilla una antena con polarización circular, manteniendo las ventajas de las agrupaciones de ranuras convencionales. En esta sección se pretende validar la precisión de los modelos MoM, con un ejemplo típico en la línea de los analizados en secciones anteriores. Evidentemente, la inclusión de los dipolos parásitos requiere de un medio multicapa sobre las ranuras, cuyas funciones de Green se evalúan conforme a lo descrito en el Apéndice A. Una aplicación adicional de dichas

funciones consiste en evaluar el efecto de un radomo, usualmente empleado en este tipo de antenas como medida de protección climatológica. Para lograrlo, se debe aproximar dicho radomo como un medio multicapa transversalmente infinito. No obstante, en esta tesis no se recoge ningún ejemplo a este respecto, a pesar de que el código desarrollado permite su análisis. Cabe mencionar en este sentido que generalmente resulta complicado conocer las características dieléctricas de los diferentes medios que componen un radomo.

En cuanto a la formulación necesaria para el análisis de una agrupación de ranuras con dipolos parásitos, no se realiza ninguna mención adicional a lo ya expuesto en el Capítulo 2. El modelo del dipolo permanece idéntico a lo allí explicado, y lo mismo ocurre con las ranuras radiantes. A la matriz MoM se añaden las nuevas submatrices de interacción entre dipolos y entre dipolos y ranuras. Las admitancias externas entre ranuras contemplan ahora el nuevo medio multicapa en lugar del espacio libre considerado hasta ahora.

El ejemplo bajo test corresponde a una agrupación de 8×8 parejas ranura-dipolo con dos niveles inferiores de acoplo. En este caso se ha permutado la guía de entrada, colocándola ahora en plano E con una ranura longitudinal. El dibujo de la estructura se recoge en la Fig. 3.46, así como todos los parámetros que definen los elementos. Por una parte, las ranuras se han dispuesto para conseguir un diseño prácticamente sintonizado a todos los niveles a la frecuencia central. Los dipolos por su parte se han ajustado en orientación y longitud para radiar polarización circular en dirección broadside. Como plataforma de sustento de los dipolos, se ha alojado una capa dieléctrica sobre las ranuras con una permitividad $\epsilon_r = 1.05$ y grosor $d = 4$ mm, que pretende emular un material derivado del *foam*. Se deja para el Capítulo 5 el detalle de las diferentes estrategias empleadas para fijar los dipolos sobre las ranuras.

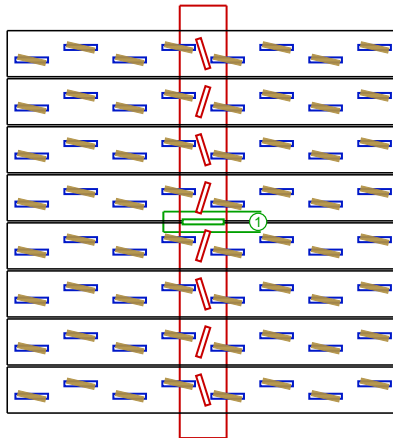


Figura 3.46: Agrupación de 8×8 parejas de ranura-dipolo con dos niveles inferiores de acoplo. Las ranuras tienen un grosor $t = 1$ mm, los dipolos $t = 35$ μm y todos los elementos una anchura de $w = 2.5$ mm. Los parámetros de las ranuras radiantes son $L = 16.2$ mm, y $o = 3.1$ mm, de las de acoplo $L = 15.5$ mm y $\phi_z = \pm 17.5^\circ$, de la de entrada $L = 20.4$ mm y $d_s = 19.2$ mm y de los dipolos $L = 13.9$ mm y $\phi_z = 13^\circ$. Las guías radiantes y de entrada corresponden al modelo WR-90 y la de acoplo tiene unas dimensiones $a = 23.259$ mm y $b = 11.63$ mm. Entre ranuras y dipolos se aloja un dieléctrico de grosor $d = 4$ mm y permitividad $\epsilon_r = 1.05$.

Como viene siendo habitual, se comparan los resultados en adaptación y radiación proporcionados por los diferentes análisis, en la banda de trabajo de la antena. En primer lugar, el coeficiente de reflexión en el puerto de entrada se expone en la Fig. 3.47(a). El comportamiento de los modelos aplicados se mantiene en la misma línea ya percibida anteriormente. El modelo MoM-AB⁺ proporciona unos valores perfectamente coincidentes con la referencia, mientras que el análisis MoM-AB⁻ se separa ligeramente, aunque predice

la banda de trabajo de la agrupación de forma muy satisfactoria. Por último, a pesar de que la solución aproximada comete un mayor error, aún se puede considerar como una estimación razonable del parámetro de adaptación. Se debe recalcar en este caso que el ahorro temporal absoluto que supone la solución MoM-0, aumenta considerablemente en el análisis de agrupaciones formadas por parejas ranura-dipolo. El papel que juega este último análisis cobra pues mayor importancia en la optimización multiobjetivo que requieren este tipo de antenas.

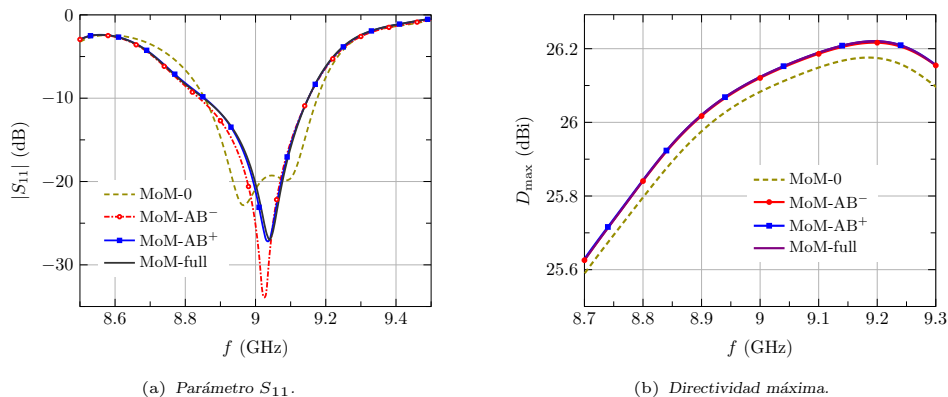


Figura 3.47: Módulo del coeficiente de reflexión y directividad máxima de la agrupación de ranuras y dipolos de la Fig. 3.46 en función de la frecuencia.

La directividad máxima de la agrupación en función de la frecuencia se representa en la Fig. 3.47(b). Existe una diferencia casi inapreciable entre los modelos MoM-AB⁺ y MoM-AB⁻ con la referencia. La solución MoM-0 sigue la evolución del resto de curvas aún cuando subestima ligeramente el valor de la directividad. La discrepancia no obstante se puede calificar de intrascendente, manteniéndose inferior a 0.1 dB en la banda de trabajo.

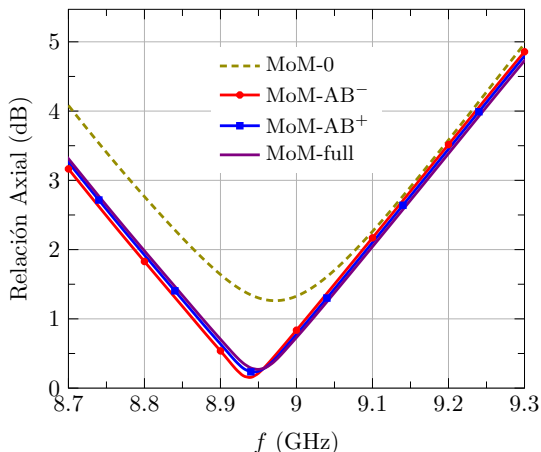


Figura 3.48: Relación axial en dirección broadside de la agrupación de ranuras y dipolos de la Fig. 3.46 en función de la frecuencia.

Un parámetro de radiación que ha revelado anteriormente una gran sensibilidad a la precisión del análisis es la relación axial. A diferencia de las antenas previas con polarización lineal, la pureza de la polarización circular en este caso dictamina de forma estricta el ancho

de banda de operación. Por dicha razón, se debe estimar de forma rigurosa la relación axial en el haz principal en función de la frecuencia. Este resultado se recoge en la Fig. 3.48. Se puede apreciar, que aún habiendo ligeras diferencias entre los modelos MoM-AB⁺ y MoM-AB⁻ y la referencia, las curvas presentan una destacable similitud entre ellas. No es el caso de la aproximación MoM-0, que a pesar de predecir un mínimo de relación axial en la banda de trabajo, los valores difieren especialmente en la parte baja de la banda. Nótese que la orientación inclinada de los dipolos fomenta una mayor influencia de los modos impares y la componente transversal de corriente, sobre un parámetro tan sensible como la pureza de polarización circular.

3.8. Comparativa con simuladores comerciales

En esta última sección se pretende validar el modelo desarrollado realizando una comparativa con los simuladores comerciales disponibles. Como en el capítulo anterior, se escogen los programas HFSS y CST, éste último en su versión FEM. Se descarta en este caso su versión FDTD debido al reducido ancho de banda de las estructuras analizadas. Las simulaciones se han ejecutado con la precisión suficiente para poder dar por válidos los resultados obtenidos. Concretamente, se ha escogido una selección de los ejemplos analizados a lo largo de este capítulo, los cuales presentan un tamaño mediano, apto para una simulación sin excesivos requerimientos hardware.

En cuanto al análisis propio, en la comparativa se ha empleado el modelo MoM-AB⁺, el cual ciertamente ha demostrado una excelente precisión con un número moderado de funciones base. La única excepción reside sobre ciertas estructuras con grosores de ranura eléctricamente apreciables. Como ya se ha comentado repetidamente, las agrupaciones sobre guía rectangular requieren frecuentemente de ranuras de grosor moderado por razones de robustez mecánica. En tales situaciones, una caracterización precisa, especialmente del parámetro de adaptación, requiere un modelo más riguroso de la apertura. Por tanto, ciertos casos analizados incluyen también el resultado correspondiente al modelo completo del grosor de la ranura, el cual no asume corrientes iguales a ambos lados de la apertura. Recuérdese que el coste adicional asociado a este análisis recae casi exclusivamente sobre el tiempo de inversión de la matriz del sistema. Con el propósito de simplificar la notación, al modelo MoM-AB⁺ convencional se va a distinguir como MoM, mientras que MoMth referencia a su versión con la caracterización completa del grosor de la apertura.

El primer caso bajo estudio consiste en la agrupación de 8×8 ranuras radiantes de la Fig. 3.23. La excitación de las guías semiinfinitas se realiza por su extremo, aplicando una distribución de Taylor de 25 dB en plano E. Para esta estructura particular, la simulación de CST no se encuentra disponible debido a su dificultad a la hora de definir la excitación individual de cada puerto. Los diagramas de radiación en los dos cortes principales a la frecuencia central, se representan en las Figs. 3.49 y 3.50. Por un lado, el diagrama en el plano H de la Fig. 3.49 corresponde al de una típica excitación uniforme, incluyendo la caída relativa al diagrama del elemento. La simulación HFSS coincide plenamente con el análisis MoM en el haz principal y en los lóbulos secundarios. De forma esperada, la diferencia entre ambos resultados es más apreciable a medida que la dirección de radiación se acerca a $\theta = \pm 90^\circ$, debido a la aproximación de plano de masa infinito. Respecto al plano E, a lo largo del cual tiene efecto la distribución Taylor, la concordancia entre ambas simulaciones también es muy satisfactoria. Coinciden en todo el ancho de haz principal y predicen aproximadamente el mismo nivel de lóbulo secundario, con una discrepancia de apenas 1 dB. La ligera mayor diferencia entre diagramas en este caso se atribuye, tanto al menor nivel de los lóbulos secundario, como a la mayor influencia del efecto de bordes en la dirección de máxima radiación de la ranura.

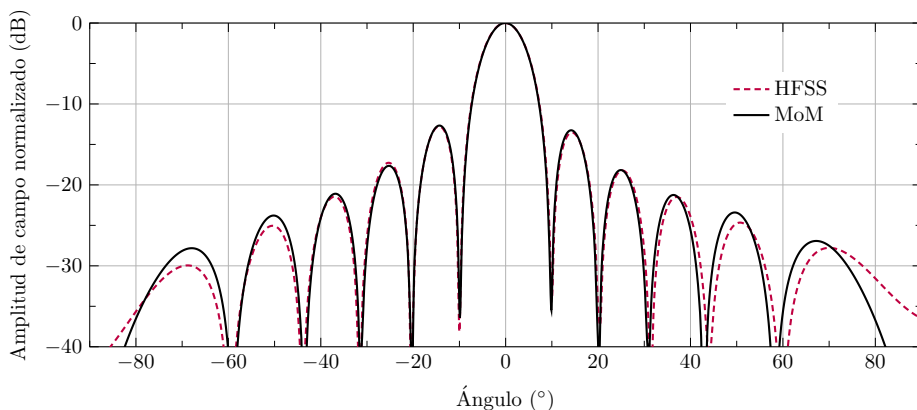


Figura 3.49: Diagrama de radiación copolar en $\phi = 0^\circ$ a 9 GHz, de la agrupación de la Fig. 3.23 para una alimentación tipo Taylor. Incluye la comparativa con el simulador HFSS.

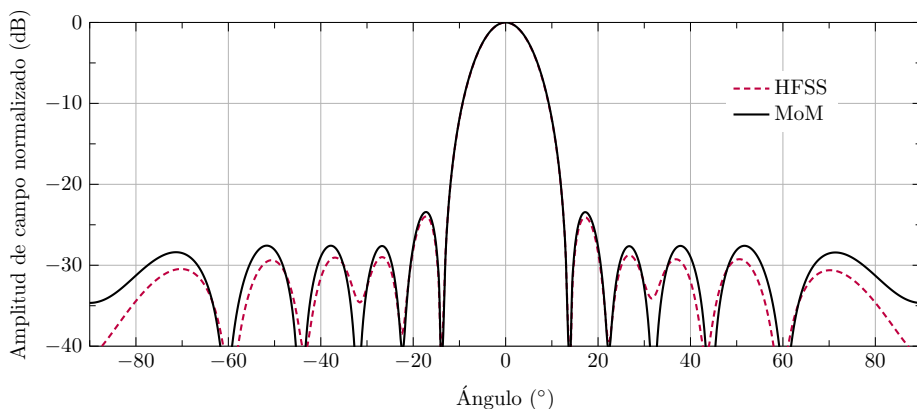


Figura 3.50: Diagrama de radiación copolar en $\phi = 90^\circ$ a 9 GHz, de la agrupación de la Fig. 3.23, para una alimentación tipo Taylor. Incluye la comparativa con el simulador HFSS.

A partir del barrido en frecuencia de la estructura, se representa en la Fig. 3.51(a) el módulo de los coeficientes de reflexión activos en la banda de trabajo. La gráfica se limita a los tres primeros puertos para una mejor lectura de los resultados. Ambas simulaciones coinciden completamente en la estimación del coeficiente de adaptación en el primer puerto, que se corresponde con los valores de reflexión más altos. En la adaptación de los otros dos puertos también se aprecia una notable similitud, salvo en los niveles más bajos de los coeficientes, potencialmente más sensibles a errores numéricos. No obstante, la coincidencia de ambas simulaciones en la predicción de la banda de trabajo de la agrupación es reseñable. En lo relativo al ancho de banda de radiación, en la Fig. 3.51(b) se trazan los valores de directividad máxima aportados por ambos análisis. La correspondencia entre ellos es óptima, exhibiendo una diferencia inferior a 0.1 dB en toda la banda de trabajo.

El siguiente caso de interés abarca los acopladores por ranura abordados en la Sección 3.5. Se ha preferido estudiar individualmente las estructuras de acoplo, para así poder detectar posibles fuentes de discrepancia en una antena completa. Además, la simulación de estas estructuras cerradas mediante HFSS o CST puede presumir de una gran precisión, si se aplica un mallado lo suficientemente fino. Específicamente, se han escogido los acopladores de doble nivel con guía de entrada en plano H de la Fig. 3.35 y en plano E de la

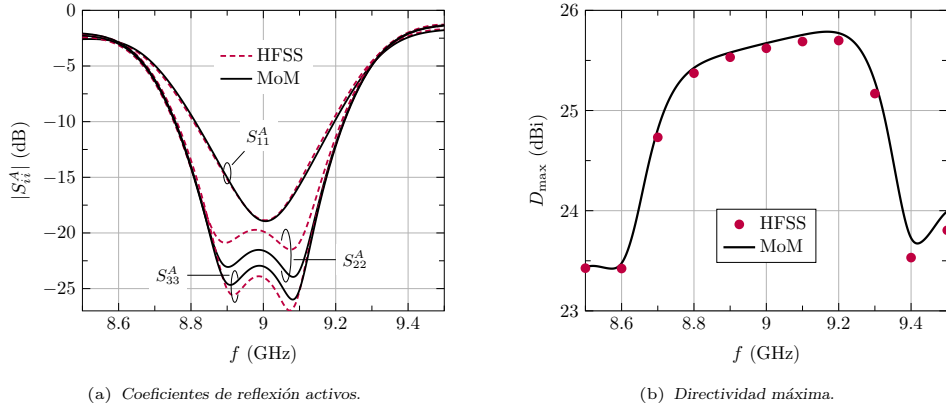


Figura 3.51: Módulo de los coeficientes de reflexión activos y directividad máxima de la agrupación de la Fig. 3.23 en función de la frecuencia, para una alimentación tipo Taylor. Incluye la comparativa con el simulador HFSS.

Fig. 3.39. La comparativa se lleva a cabo sobre el parámetro más sensible del acoplador, el coeficiente de reflexión en el puerto de entrada. Su módulo se representa en la Fig. 3.52 en función de la frecuencia, incluyendo los simuladores HFSS y CST y el código propio. En el primer caso de la Fig. 3.52(a) destaca sobremanera la coincidencia de los tres análisis en todo el margen de frecuencias. La precisión del modelo MoM se puede considerar en consecuencia excelente, gracias a la demostrada fiabilidad de ambos simuladores comerciales en la caracterización de este tipo de estructuras.

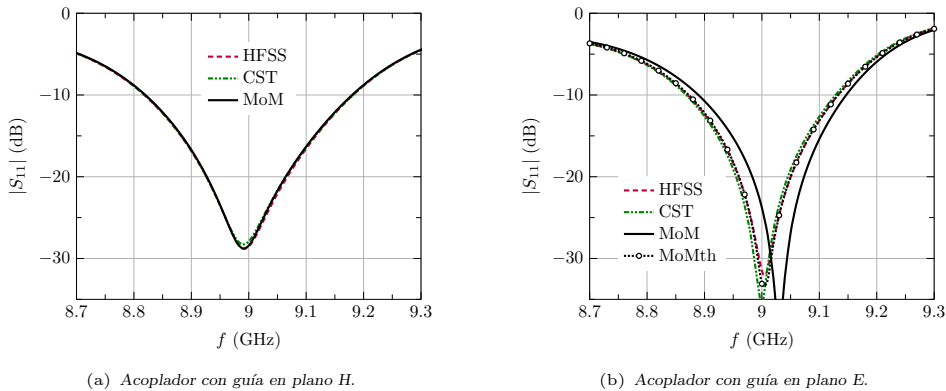


Figura 3.52: Módulo del coeficiente de reflexión en función de la frecuencia, correspondiente al acoplador con guía en plano H de la Fig. 3.35 y en plano E de la Fig. 3.39. Incluye la comparativa con los simuladores HFSS y CST.

Respecto al acoplador con guía de entrada en plano E, cuyo parámetro S_{11} se muestra en la Fig. 3.52(b), el comportamiento del modelo MoM no es tan satisfactorio. Se aprecia un desplazamiento de la resonancia respecto a los simuladores comerciales, los cuales coinciden ampliamente entre sí. Este hecho se ve agravado por el estrecho ancho de banda del acoplador, aumentando por consiguiente el error cometido. Sin embargo la curva MoMth, que incorpora el modelo completo de la apertura, exhibe una convergencia prácticamente absoluta con la simulación HFSS. Nótese que con el acoplador de la Fig. 3.52(a) no se ha incluido el resultado MoMth, debido a su escasa diferencia con el modelo MoM. La dife-

rencia de comportamiento en la Fig. 3.52(b) se puede atribuir a la particular geometría de este acoplador en plano E, con una ranura especialmente larga muy cercana a las paredes laterales de las guías superior e inferior (véase Fig. 3.39). Cabe mencionar además el moderado grosor $t = 1$ mm que exhiben todas las ranuras presentes en el acoplador.

La próxima estructura bajo estudio consiste en la agrupación de la Fig. 3.41, con 8×8 ranuras radiantes y un nivel de acoplo. El interés de esta agrupación radica en la moderada relación de aspecto de los elementos y la débil excitación de las ranuras de acoplo. Como se ha comprobado en la Sección 3.6.1, esta antena precisa de una rigurosa caracterización de las corrientes transversales. En primer lugar, se comparan los diagramas de radiación a la frecuencia central. La componente copolar en los dos planos principales, mostrada en las Figs. 3.53 y 3.54, revela una considerable similitud entre las tres simulaciones. Coinciden plenamente tanto en el haz principal como en los primeros lóbulos secundarios. La concordancia en el nivel del resto de lóbulos laterales también resulta muy satisfactoria. Como era de esperar, la mayor discrepancia con el modelo MoM se produce cerca del ángulo de elevación $\theta = \pm 90^\circ$, causada por la aproximación de conductor infinito.

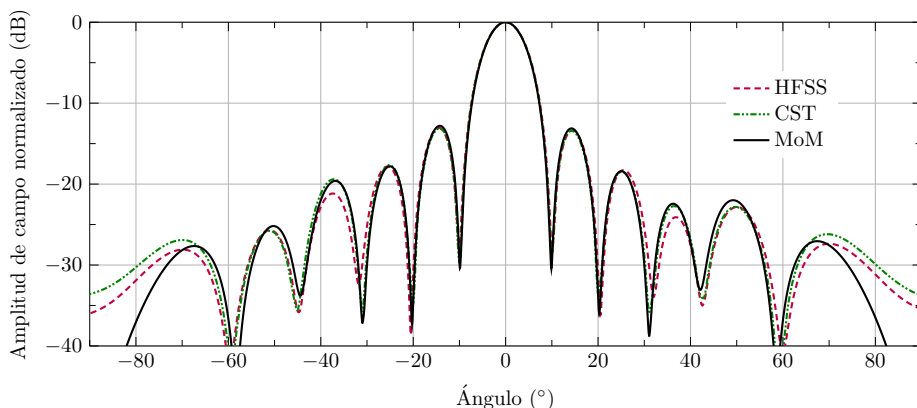


Figura 3.53: Diagrama de radiación copolar en $\phi = 0^\circ$ a 9 GHz, de la agrupación de la Fig. 3.41. Incluye la comparativa con los simuladores HFSS y CST.

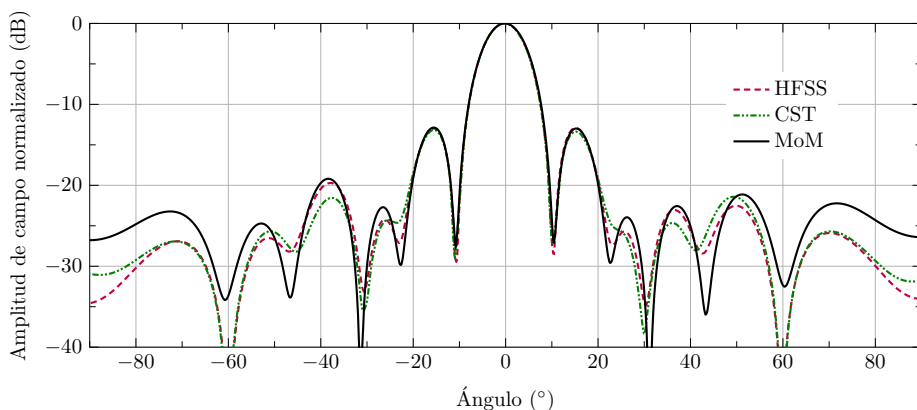


Figura 3.54: Diagrama de radiación copolar en $\phi = 90^\circ$ a 9 GHz, de la agrupación de la Fig. 3.41. Incluye la comparativa con los simuladores HFSS y CST.

Un aspecto trascendental cuando se emplean ranuras con anchuras eléctricamente apreciables es la estimación del nivel de radiación contrapolar. El ejemplo tratado representa un caso adecuado para valorar la precisión en esta cuestión, debido a la moderada anchura de las ranuras radiantes. Los cortes calculados en la Sección 3.6.1, incluyendo ahora el resultado de los simuladores comerciales, se recogen en las dos figuras siguientes. Por un lado, en la Fig. 3.55 se muestra la componente contrapolar en el corte $\phi = 45^\circ$. De forma global, el nivel de campo es similar para las tres simulaciones, presentando un nulo en dirección broadside. Sin embargo, la evolución de las curvas exhibe un comportamiento bastante dispar, reflejando la dificultad de estimar la componente contrapolar con niveles tan bajos. Similar disparidad se manifiesta en el corte $\phi = 90^\circ$ mostrado en la Fig. 3.56. En este corte, no obstante, destaca la caída del campo estimado por el método MoM, no reproducido por las otras dos simulaciones. Se debe tener en cuenta que en este corte únicamente contribuyen las corrientes transversales sobre las ranuras radiantes, las cuales presentan un nulo a $\theta = \pm 90^\circ$. La ausencia de esa caída en el campo simulado por HFSS y CST revelaría la contribución del efecto de bordes. De la exploración de los diagramas se desprende por tanto una destacada concordancia en la componente copolar, y una razonable estimación del reducido nivel de radiación contrapolar.

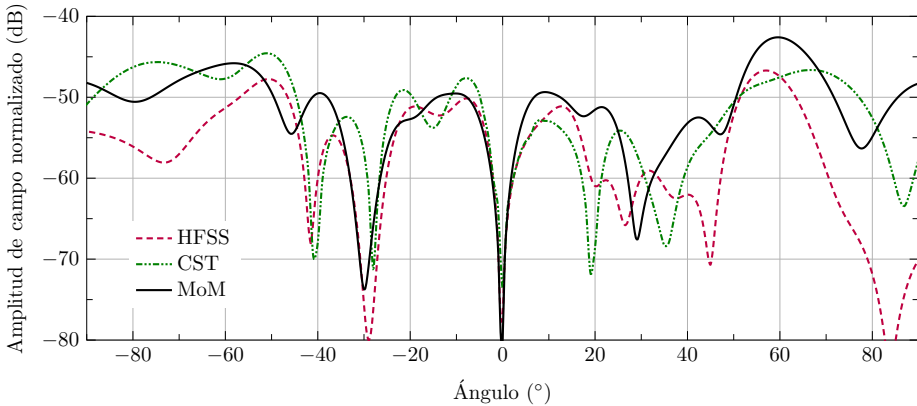


Figura 3.55: Diagrama de radiación contrapolar en $\phi = 45^\circ$ a 9 GHz, de la agrupación de la Fig. 3.41. Incluye la comparativa con los simuladores HFSS y CST.

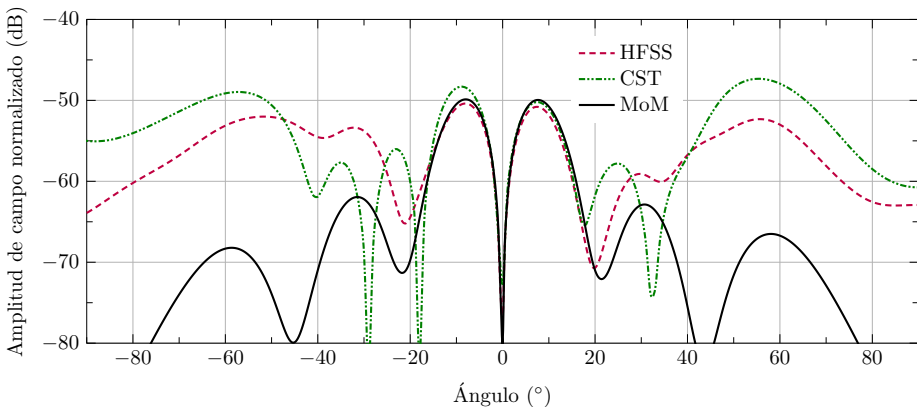


Figura 3.56: Diagrama de radiación contrapolar en $\phi = 90^\circ$ a 9 GHz, de la agrupación de la Fig. 3.41. Incluye la comparativa con los simuladores HFSS y CST.

El barrido en frecuencia de la antena, tanto en adaptación como en directividad máxima, se estudia en la Fig. 3.57. Respecto al coeficiente de reflexión mostrado en la Fig. 3.57(a), destaca la coincidencia prácticamente total entre el código propio y el simulador CST. Aunque la simulación HFSS difiere ligeramente, su similitud con las otras dos curvas confirma la validez del análisis. Nótese que en este caso no se incluye el análisis MoMth por el menor grosor de las aperturas. En cuanto a los valores de directividad máxima, marcados en la Fig. 3.57(b), la concordancia entre las tres simulaciones también resulta óptima. Un buen indicio de la conveniencia del modelo MoM parece su posición intermedia entre los dos valores proporcionados por los simuladores comerciales. Nótese que la diferencia entre ellos se concentra en un rango de apenas ± 0.1 dB en toda la banda de trabajo.

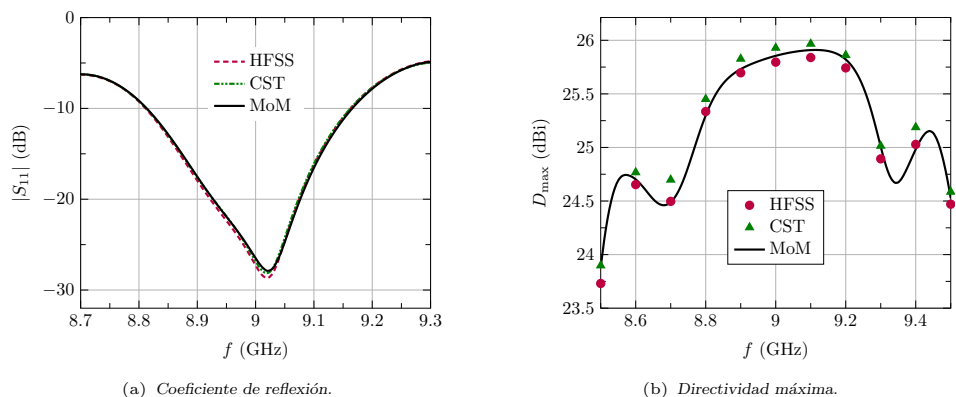


Figura 3.57: Módulo del coeficiente de reflexión y directividad máxima de la agrupación de la Fig. 3.41, en función de la frecuencia. Incluye la comparativa con los simuladores HFSS y CST.

La última agrupación de ranuras bajo análisis involucra al diseño desintonizado de la estructura de triple nivel correspondiente a la Fig. 3.44. El interés se centra sobre la ampliada respuesta en frecuencia de la antena, ya que los diagramas de radiación se mantienen similares a los ya expuestos con el ejemplo anterior. El comportamiento en frecuencia del coeficiente de reflexión en el puerto de entrada se compara en la Fig. 3.58(a). El apreciable grosor de las ranuras obliga en este caso a incluir en la gráfica el modelo completo de apertura. La comparativa de los análisis es completamente esclarecedora, exhibiendo las curvas MoMth, CST y HFSS una coincidencia prácticamente inmejorable. El modelo MoM con aproximación de apertura, aún y cuando se comporta de forma satisfactoria, comete un cierto error al predecir los niveles más bajos de adaptación. Esta diferencia se percibe únicamente en el sensible coeficiente de adaptación, siendo los parámetros de radiación más inmunes al modelo de apertura. Como demostración, en la Fig. 3.58(b) se representa la directividad máxima en el mismo rango de frecuencias. Se puede apreciar una práctica superposición de las curvas MoM y MoMth, cifrándose su diferencia en apenas unas pocas centésimas de decibelio. Por otra parte, la correspondencia con los simuladores comerciales sigue siendo excelente, especialmente aquí con el software HFSS.

Para finalizar, se repite el análisis en frecuencia ahora sobre una agrupación que incorpora dipolos parásitos. En concreto, se estudia la antena de la Fig. 3.46, diseñada para radiar polarización circular en el haz principal. Cabe aclarar que esta estructura ha podido ser simulada exclusivamente con el software CST, debido a los altos requerimientos de memoria de HFSS para alcanzar una aceptable precisión en este caso. Se ha podido comprobar que la presencia de los dipolos fuerza un mallado extremadamente fino en sus alrededores. El primer resultado, relativo al coeficiente de reflexión, se encuentra en la Fig. 3.59(a). A pesar de la extrema dificultad del análisis, la coincidencia de la simulación CST con el código

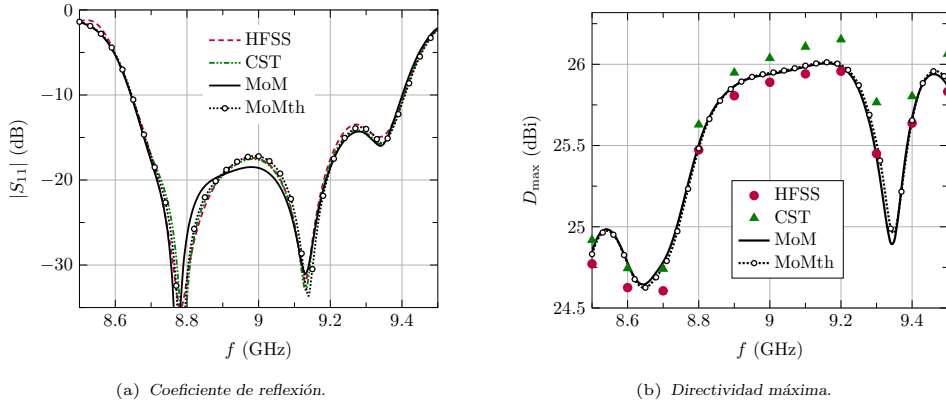


Figura 3.58: Módulo del coeficiente de reflexión y directividad máxima de la agrupación de la Fig. 3.44 en función de la frecuencia. Incluye la comparativa con los simuladores HFSS y CST.

propio MoMth se mantiene en niveles muy altos. La estimación de la frecuencia central y ancho de banda de adaptación proporcionada por ambos análisis es prácticamente idéntica. De nuevo en este caso, el elevado grosor de la apertura causa un ligero desplazamiento en el análisis MoM con aproximación de apertura.

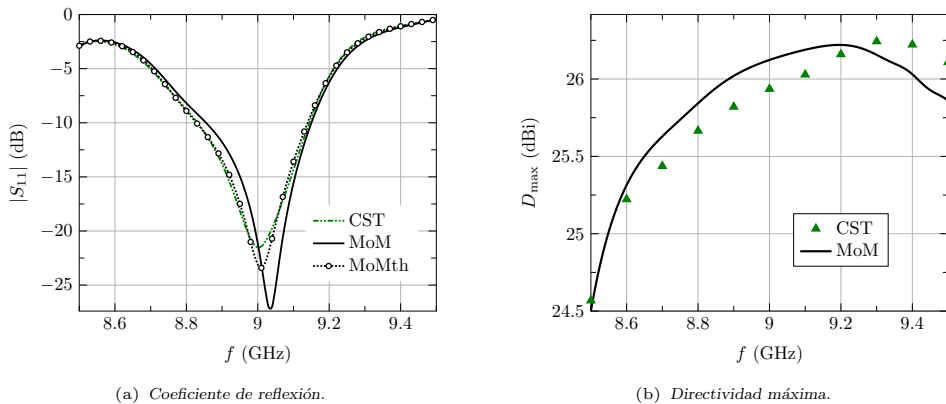


Figura 3.59: Módulo del coeficiente de reflexión y directividad máxima de la agrupación de la Fig. 3.46 en función de la frecuencia. Incluye la comparativa con el simulador CST.

La directividad máxima, por otro lado, se marca en la Fig. 3.59(b), donde se han fundido los modelos MoM y MoMth en una única curva, por su escasa diferencia ya revelada anteriormente. La comparativa de los valores aportados por CST y el código propio resulta satisfactoria, con una discrepancia en todo caso inferior a 0.2 dB. No obstante, la evolución global de ambos resultados sí revela una aparente disconformidad, relativa al ancho de banda de operación. En líneas generales, se puede adivinar que la banda estimada por CST se encuentra desplazada unos 0.1 GHz respecto a la del código MoM. Este hecho representa un indicio claro de la aumentada dificultad de análisis de esta antena respecto a una agrupación de ranuras convencional.

Una propiedad especialmente sensible a la precisión del análisis es la pureza de polarización circular. Ya la comparativa llevada a cabo con antenas RLSA dejó en evidencia una gran disparidad en la relación axial estimada por los diferentes simuladores. Para el caso tratado aquí, en la Fig. 3.60(a) se recogen los valores de RA en función de la frecuencia,

aportados por CST y el código propio. Esta gráfica revela de nuevo un desplazamiento en frecuencia entre ambas simulaciones, esta vez inferior a 0.1 GHz, pero en sentido contrario al producido en los valores de directividad. No obstante, el comportamiento de las curvas es muy similar, prediciendo un mínimo alrededor de la frecuencia central, y empeorando rápidamente la pureza de polarización hacia los extremos de la banda. La relativamente alta discrepancia entre los valores de RA a una determinada frecuencia, es causada por el estrecho ancho de banda de la antena en polarización. Así por ejemplo, a la frecuencia central de 9 GHz, el software CST estima una relación axial de 1.8 dB, mientras que con el código MoM mejora hasta 0.8 dB.

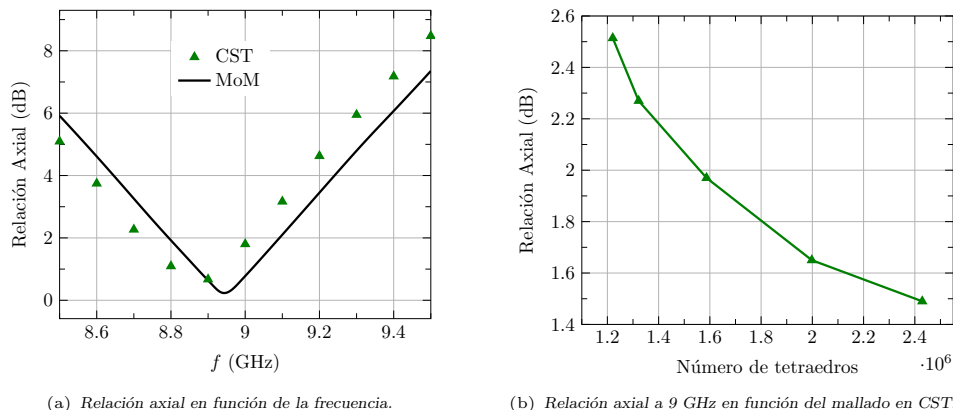


Figura 3.60: Relación axial de la agrupación de la Fig. 3.46 en función de la frecuencia. Incluye la comparativa con el simulador CST y un estudio de su convergencia.

Una posible pista sobre la discrepancia entre ambos análisis viene dada por la gráfica de la Fig. 3.60(b). En ella, se representa el valor de RA a la frecuencia central en función del número de tetraedros empleados por CST en su simulación. Como se puede apreciar, la pureza de polarización permanece muy sensible al mallado aplicado, tendiendo hacia valores inferiores al estimado en la simulación anterior. Este hecho desvela que la aparente convergencia en el parámetro de reflexión no se traslada al sensible valor de relación axial. En este sentido, la tendencia en la Fig. 3.60(b) apunta hacia un valor inferior de RA, en la línea de lo estimado por el código MoM. Cabe mencionar que esta afirmación no se ha podido llegar a comprobar, por las limitaciones de memoria de la estación de trabajo empleada.

Como conclusión, el modelo desarrollado ha demostrado una óptima concordancia con los resultados proporcionados por los simuladores comerciales. El alto grado de similitud mostrado en todos los casos avala la rigurosa caracterización de las agrupaciones de ranura en guía rectangular.

Capítulo 4

Optimización de agrupaciones en guía radial

Este capítulo pretende hacer uso del método de análisis desarrollado en el Capítulo 2 para el diseño y optimización de agrupaciones RLSA. La eficiencia y rigurosidad del modelo juegan un papel de importancia capital en el éxito de los procedimientos aplicados en este capítulo. Las diferentes configuraciones de agrupación estudiadas siguen una misma estrategia. En una primera etapa se validan las prestaciones del diseño teórico de una agrupación RLSA. A continuación, se propone un algoritmo de optimización para corregir las carencias observadas en su funcionamiento. El último paso consiste en una validación experimental de los resultados simulados mediante la fabricación y medida de un prototipo. En última instancia, la comparativa entre medidas y simulaciones sirve para validar el método de análisis implementado.

En una primera sección se estudia la agrupación CP-RLSA, que presenta el mejor comportamiento en adaptación. Aunque este tipo de antenas han demostrado ya todo su potencial en anteriores trabajos, sirve de referencia para el resto de agrupaciones propuestas. Además, en esta sección se presenta la estrategia básica seguida en el diseño y optimización del resto de agrupaciones tratadas. Esta sección finaliza con una aplicación todavía no explorada por esta clase de RLSA, como es el enfoque en la región de campo cercano. La fabricación de un prototipo pretende validar finalmente los resultados obtenidos.

La segunda sección trata el caso más problemático de una RLSA con polarización lineal. Como ya se ha detallado en el Capítulo 1, esta modalidad presenta un intrínseco déficit, relativo al parámetro de adaptación del diseño original. En consecuencia, se estudia el funcionamiento de las dos soluciones más habituales, la inclinación del haz principal y la introducción de elementos canceladores, proponiendo un algoritmo de optimización para corregir su adverso comportamiento inicial. De nuevo se confirman los resultados en base a la medida de sendos prototipos. Así, se consigue mejorar los valores de eficiencia total alcanzados hasta la fecha en anteriores publicaciones para este tipo de antenas. No obstante, la necesaria modificación del diseño inicial introduce serias dificultades que no se logran solventar por completo. En consecuencia, las prestaciones de las agrupaciones LP-RLSA quedan muy lejos de aquellas logradas por sus homólogos con polarización circular.

La meta final de este capítulo consiste en paliar las dificultades de las agrupaciones LP-RLSA, sin incrementar enormemente su complejidad de fabricación, para intentar acercarse a las prestaciones de una agrupación CP-RLSA. Con dicho propósito, se sugiere un nuevo radiador básico consistente en una pareja ranura-dipolo. La incorporación de un dipolo parásito sobre la ranura fomenta su radiación a espacio libre, a costa del campo dispersado hacia la guía. De este modo, la mejor adaptación del elemento promete aliviar el punto débil de las agrupaciones LP-RLSA. El primer paso hacia su diseño consiste en estudiar

el comportamiento del nuevo radiador y presentar las elecciones de diseño en el nuevo escenario. A continuación, los dipolos son incorporados al diseño de una RLSA, evaluando las prestaciones alcanzadas. Como resultado, se modifica la disposición de elementos inicial y se proponen nuevos algoritmos de optimización. La modificación del elemento radiante abre la posibilidad de nuevas topologías de agrupación LP-RLSA, las cuales se presentan en la última parte del capítulo. Las alternativas más adecuadas son finalmente contrastadas a partir de la fabricación y medida de un prototipo.

4.1. CP-RLSA: RLSA con polarización circular

Las agrupaciones RLSA en su versión con polarización circular (CP-RLSA) han sido investigadas con éxito en las pasadas décadas. Un amplio informe sobre las diferentes topologías y prestaciones conseguidas se puede encontrar en el Capítulo 1. Como se comenta allí, este tipo de antenas son capaces de alcanzar eficiencias totales superiores al 80% con buena adaptación y pureza de polarización. A ello se une su sencillez estructural y facilidad de construcción, convirtiéndolas en un candidato ideal para una fabricación en masa y difusión comercial.

4.1.1. Descripción de una antena CP-RLSA

La disposición de las ranuras en una configuración CP-RLSA clásica se dibuja en la Fig. 4.1(a). La antena consiste en una guía de placas paralelas alimentada típicamente por una sonda coaxial, situada en el origen de coordenadas. Puesto que la altura de la guía cumple $h < \lambda_g/2$, siendo λ_g la longitud de onda en su interior, se propaga un modo cilíndrico TEM en dirección radial. Así, la potencia transportada por este campo se acopla a las ranuras, radiándose progresivamente hasta que alcanza el final de la guía. Por tanto, la antena presenta un modo de operación en onda progresiva, pudiendo acabar la guía con una carga adaptada que absorba la potencia residual. No obstante, la mayoría de los diseños prácticos suelen colocar un cortocircuito final con la intención de minimizar las pérdidas.

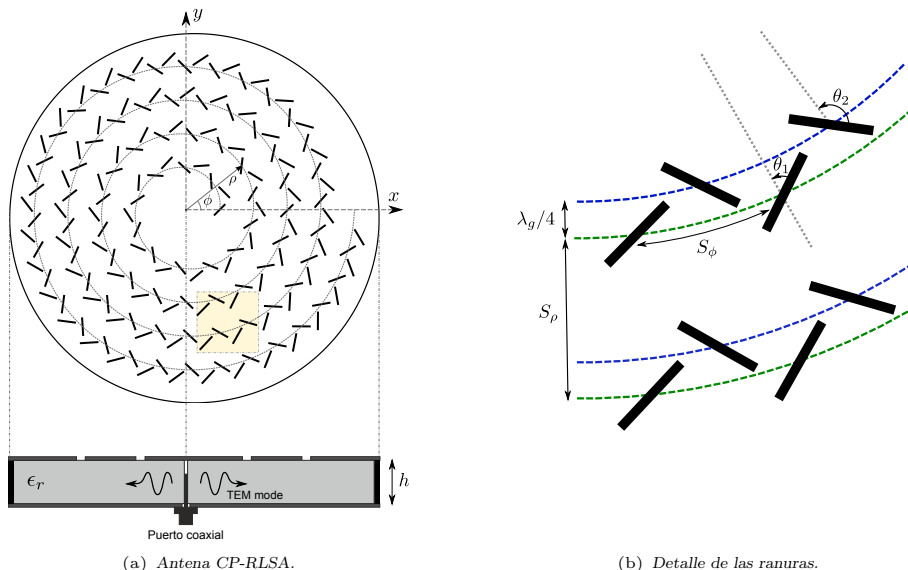


Figura 4.1: Dibujo de una antena CP-RLSA y detalle de la disposición de las ranuras.

El elemento radiante básico de polarización circular se compone de una pareja de ranuras, separadas entre sí una distancia radial de $\lambda_g/4$ para una excitación en cuadratura. La polarización deseada se completa inclinando las ranuras unos ángulos $\theta_1 = \pi/4$ y $\theta_2 = 3\pi/4$ respecto al eje radial. El detalle de la orientación de las ranuras se puede apreciar en la Fig. 4.1(b). La agrupación completa dispone un conjunto de repeticiones de esta celda básica, a lo largo de N vueltas de una espiral con centro en la sonda, en sentido contrario a las agujas del reloj. Con ello se consigue una suma coherente de radiación circular a derechas en dirección broadside, siempre y cuando el espaciado de dicha espiral cumpla $S_\rho = \lambda_g$. En consecuencia, la guía se debe rellenar de un material dieléctrico para evitar la aparición de lóbulos de difracción en los diagramas de radiación. Por otro lado, el espaciado angular S_ϕ se puede escoger de forma libre, aunque generalmente la uniformidad de campos en la apertura mejora si se aproximan los elementos. En este caso, el límite inferior sería aquel que evita un solapamiento masivo de las ranuras. Por último, la agrupación se completa definiendo la distancia radial $\rho_0 = n_0\lambda_g$ de la primera ranura a la sonda, siendo $n_0 = 1$ un valor típico.

A partir de esta descripción básica, resulta muy sencillo diseñar una agrupación CP-RLSA de un determinado número N de vueltas. La única precaución a tener en cuenta reside sobre la distribución de amplitud de campo deseada sobre la apertura. Si se pretende mantener una excitación uniforme en cada pareja de elementos, la caída del modo cilíndrico se debe compensar con una longitud de ranura creciente en dirección radial. A este decrecimiento natural como $1/\sqrt{\rho}$ de la amplitud del modo TEM, se une la potencia ya radiada por los elementos anteriores. De esta manera, se debe compensar la caída del campo incidente a cada ranura aplicando un diseño clásico de onda progresiva. El esquema principal se dibuja en la Fig. 4.2. Cada una de las vueltas de la espiral queda definida por una eficiencia de radiación η_i , la cual cuantifica la potencia radiada en función de la incidente. Con unas sencillas operaciones se obtiene el juego de eficiencias necesario para conseguir la distribución de potencias W_i^{rad} demandada, una vez dada la relación $t_{\text{res}} = W^{\text{out}}/W^{\text{in}}$ de potencia residual. Los valores de potencia W_i^{rad} se calculan a partir de la amplitud a_i deseada en cada vuelta, compensando la caída radial del modo TEM. Por tanto, se cumple que $W_i^{\text{rad}} = K a_i \rho_i$, siendo ρ_i el valor medio del radio de cada vuelta de la espiral. Nótese que la constante K viene determinada a partir de la potencia residual de diseño.

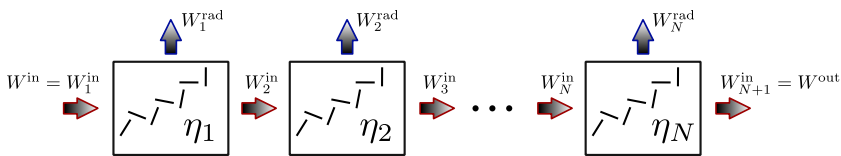


Figura 4.2: Esquema de diseño de eficiencias en una agrupación de onda progresiva.

Una vez conocidas las eficiencias de cada vuelta, éstas se deben traducir en el conjunto de longitudes de ranura. Se requiere por tanto una curva que relacione ambas magnitudes. Este procedimiento se puede llevar a cabo siguiendo diversas estrategias. Como se describe en el Capítulo 1, la alternativa más común entre referencias anteriores consiste en recurrir a una agrupación equivalente rectangular. Se estudia así la potencia radiada por una pareja de ranuras inmersa en una agrupación infinita, aplicando condiciones de contorno periódicas. En esta tesis se ha optado no obstante estimar la eficiencia siguiendo un modelo más sencillo. Para ello, se calcula primero la potencia radiada W^{rad} por una pareja de ranuras aislada, situada a una cierta distancia radial ρ_0 de la sonda. A partir de este resultado, la eficiencia de una vuelta completa se estima como:

$$\eta = \frac{2\pi\rho_0}{S_\phi} \frac{W^{\text{rad}}}{W^{\text{in}}} \quad (4.1)$$

siendo W^{in} la potencia de entrada y S_ϕ el espaciado angular deseado. A pesar del carácter un tanto burdo de la aproximación realizada, ésta aporta una estimación eficiente que funciona de forma razonable. Nótese que ya el balance de potencias de la Fig. 4.2 supone una primera aproximación debido a la omisión de los acoplamientos mutuos y la potencia reflejada por cada bloque. Cabe mencionar que la distribución de amplitud sintetizada se puede corregir a posteriori, corrigiendo la eficiencia en base al resultado obtenido con el análisis completo de la agrupación.

A continuación se expone un ejemplo de diseño típico que permita evaluar las prestaciones de una antena CP-RLSA. La guía escogida presenta una altura $h = 6$ mm, rellena con un medio dieléctrico de permitividad $\epsilon_r = 2.26$. La frecuencia de diseño se fija a 12 GHz, lo que se traduce en una longitud de onda guiada de $\lambda_g = 16.85$ mm. La anchura de las ranuras se establece en $w = 1$ mm, con un grosor infinitesimal ideal y un espaciado entre elementos de $S_\phi = 0.45\lambda_0$. El primer paso consiste en estimar la eficiencia η (4.1) en función de la longitud de la ranura, aplicando el método anterior. Este resultado se representa en la Fig. 4.3(a), respondiendo a la típica curva de resonancia. A partir de ella se establece un valor de longitud resonante $L^{\text{res}} = 0.54\lambda_g$. El diseño de las longitudes de las ranuras se lleva a cabo a partir de la curva de la Fig. 4.3(a) en el rango $L < L^{\text{res}}$.

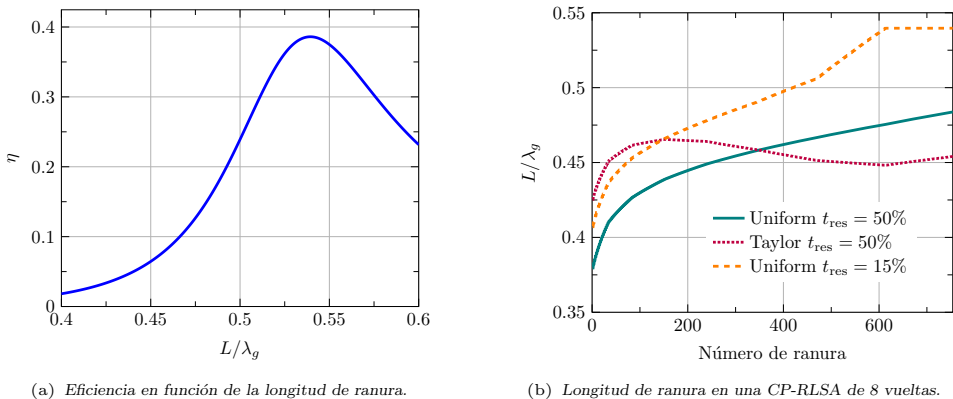


Figura 4.3: Eficiencia en función de la longitud de ranura en una configuración CP-RLSA con $S_\phi = 0.45\lambda_0$, y aplicación al diseño de una agrupación de 8 vueltas. Se considera una distribución uniforme y Taylor de 25 dB a 12 GHz, tomando $n_0 = 1$, con diferentes potencias residuales. La guía tiene una altura $h = 6$ mm y permitividad $\epsilon_r = 2.26$ y las ranuras una anchura $w = 1$ mm.

El segundo paso consiste en obtener, a partir del esquema de la Fig. 4.2, las eficiencias requeridas en cada vuelta, para una distribución de amplitud dada. En un primer ejemplo, se ha escogido una distribución uniforme sobre una CP-RLSA de $N = 8$ vueltas, comenzando la espiral con $n_0 = 1$, y estableciendo la potencia residual en un valor $t_{\text{res}} = 50\%$. El último paso consiste en combinar la información anterior para llegar a la longitud de cada una de las ranuras que componen la agrupación. Este resultado final se representa en la Fig. 4.3(b) en línea continua. Como se puede apreciar, la curva sigue una progresión monótonamente creciente debido a la compensación de la caída del modo cilíndrico y la progresiva radiación de potencia. Nótese que, aunque el balance de potencias de la Fig. 4.2 proporciona un valor de eficiencia, y por tanto una longitud de ranura por cada vuelta, se sigue una progresión lineal dentro de ella para compensar el incremento de distancia radial.

En la misma Fig. 4.3(b) también se incluyen dos ejemplos representativos adicionales. En uno de ellos se asume una distribución de amplitud tipo Taylor con 25 dB como objetivo. Como demuestra la curva correspondiente, la caída requerida se consigue con una longitud de ranura prácticamente constante. El último ejemplo supone una distribución uniforme, pero con una potencia residual reducida al 15%. En este caso, no es posible lograr la síntesis deseada, ya que requiere eficiencias por encima del máximo alcanzado en la Fig. 4.3(a). En dicha situación, se puede optar por aumentar la potencia residual manteniendo la distribución uniforme, o renunciar a esta última asegurando el valor t_{res} demandado. Aquí se ha preferido elegir la última opción, apareciendo en consecuencia una caída de amplitud en los últimos elementos.

A partir del diseño de las longitudes, se construye la CP-RLSA con la disposición de ranuras detallada en la Fig. 4.1, para la distribución uniforme y $t_{\text{res}} = 50\%$. Con el propósito de evaluar su funcionamiento eléctrico, se lleva a cabo un análisis de la antenna a la frecuencia de diseño de 12 GHz. Este análisis asume una guía de placas paralela infinita que permite evaluar el funcionamiento en modo onda progresiva. A este respecto, la mejor herramienta de visualización espacial para diagnosticar las posibles disfunciones de la agrupación, consiste en representar los campos en la apertura, junto con la posición de los elementos que la componen. Los detalles del cálculo de este gráfico se incluyen la Sección 2.4.3, mostrándose el resultado de este caso en la Fig. 4.4. Por un lado, la distribución del módulo de campo en la Fig. 4.4(a) exhibe una óptima uniformidad a lo largo de toda la apertura. Se confirma por tanto la validez del diseño de las longitudes de ranura propuesto anteriormente. Sin embargo, el comportamiento de la fase en la Fig. 4.4(b) exhibe una clara evolución decreciente en dirección radial. La deriva de fase desde el primer elemento hasta el último es superior a 100° , lo cual se refleja en una deformación apreciable de los diagramas de radiación y una menor directividad. Este diseño inicial de una antenna CP-RLSA precisa en consecuencia un método de optimización de fase.

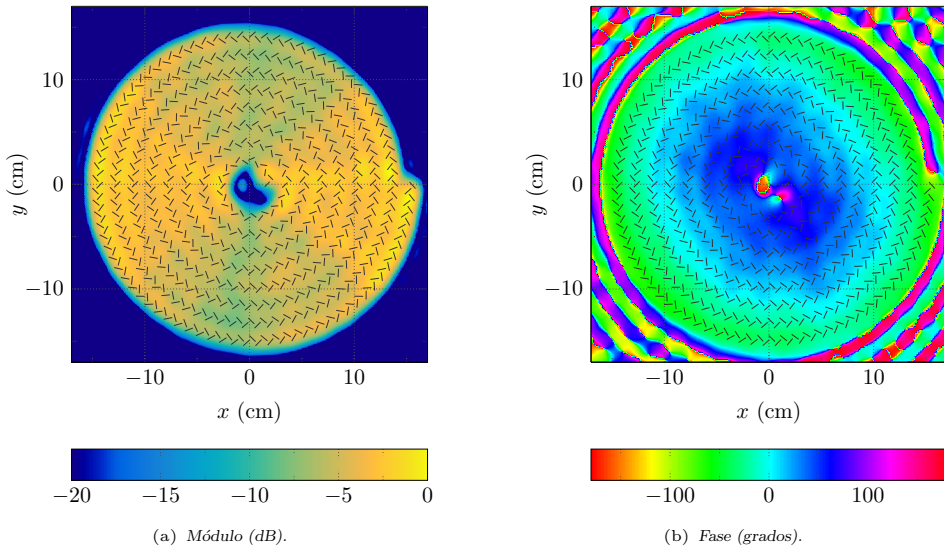


Figura 4.4: Componente copolar del campo eléctrico sobre la apertura en una CP-RLSA de 8 vueltas a 12 GHz. Se toma $S_\phi = 0.45\lambda_0$, $n_0 = 1$, $t_{\text{res}} = 0.5$ y una distribución de amplitud uniforme.

4.1.2. Optimización de una antena CP-RLSA

El ejemplo de diseño tratado anteriormente demuestra que la presencia de las ranuras modifica notablemente la constante de propagación del modo en el interior de la guía radial. Este fenómeno causa una fase decreciente de la excitación de los elementos en dirección radial. Por lo tanto, una antena eficiente requiere un algoritmo de compensación que ajuste la posición de las ranuras en busca de una fase uniforme. Esta necesidad ha quedado sobradamente ilustrada con anterioridad en los trabajos mencionados en el Capítulo 1.

El procedimiento de optimización propuesto aquí parte de la fase de campo copolar, radiado por cada una de las parejas en dirección broadside. Esta magnitud se calcula de forma inmediata gracias a la propia naturaleza del método MoM aplicado, representándose en la Fig. 4.5 en la curva roja, para el mismo ejemplo anterior. Como ya se había percibido anteriormente, esta fase decrece a medida que la onda avanza a lo largo de la agrupación. La meta consiste en corregir dicho comportamiento hasta convertirlo en una distribución de fase lo más uniforme posible. Como objetivo se puede tomar por ejemplo la media de la fase de los elementos en la primera vuelta, representándose esa referencia también en la Fig. 4.5. Así, la diferencia entre la fase sintetizada y la referencia corresponde al error de fase $\Delta\alpha_i$ de cada pareja, el cual se puede corregir moviendo ambas ranuras una distancia $\Delta\rho_i$ en dirección radial. El desplazamiento óptimo de cada pareja se puede estimar como:

$$\Delta\rho_i = \frac{\Delta\alpha_i}{k_g} \tag{4.2}$$

donde $k_g = 2\pi/\lambda_g$. Debido a que dicha diferencia suele ser negativa, tal y como se aprecia en la Fig. 4.5, el desplazamiento mayoritario de las ranuras se produce hacia el centro de la antena, acercándose entre ellas. No obstante, la aplicación estricta de la fórmula 4.1 puede resultar contraproducente debido a la alta irregularidad de la fase mostrada en la Fig. 4.5. Este comportamiento se encuentra de forma general en antenas RLSA debido al carácter multimodal de la guía de placas paralelas. Nótese que del centro de cada ranura parte un modo TEM cilíndrico diferente, lo cual provoca interferencias constructivas y destructivas con un patrón poco predecible. Por dicha razón, en lugar de calcular el error $\Delta\alpha_i$ respecto a la fase real, se suaviza ésta previamente con el propósito de eliminar dicha aleatoriedad. La exploración del comportamiento de la fase lleva a proponer la siguiente estimación:

$$\alpha_i \approx P_3(\rho_i) + A \sin(2\phi_i + \phi_0) \tag{4.3}$$

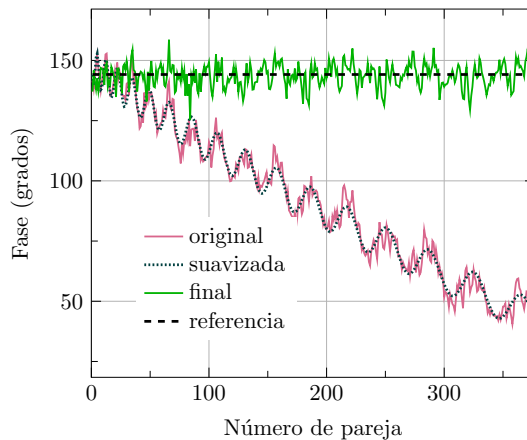


Figura 4.5: Fase del campo copolar radiado por cada pareja a 12 GHz para la antena CP-RLSA de 8 vueltas de la Fig. 4.4.

Como indica la fórmula (4.3), la variación radial de la fase se aproxima con un polinomio de grado 3, sobre la que se añade la distribución angular caracterizada por una función sinusoidal. Las magnitudes ρ_i y ϕ_i corresponden a las coordenadas polares de la pareja i -ésima, mientras que los coeficientes del polinomio y las constantes A y ϕ_0 se obtienen de forma sencilla mediante un procedimiento de mínimos cuadrados. La fase así aproximada, con un comportamiento suavizado, se representa en la misma Fig. 4.5. Se puede apreciar su buena adaptación al comportamiento de la fase original. A partir de esta curva de fase suavizada, se obtiene el error $\Delta\alpha_i$ respecto a la referencia y se corrige la posición de los elementos aplicando (4.2).

El proceso descrito se repite hasta alcanzar una determinada convergencia, acabando generalmente en no más de tres iteraciones. La fase optimizada en el caso tratado también se incluye en la Fig. 4.5. Destaca la importante corrección del comportamiento decreciente de la fase original. Debido al procedimiento de suavizado, se mantiene la irregularidad de la fase optimizada, aunque ésta apenas afecta al comportamiento de los diagramas de radiación. Por último, cabe mencionar que a pesar del mencionado suavizado, existen ciertos casos extremos en los que el desplazamiento requerido de las ranuras provoca solapamientos puntuales. En tales situaciones, se ha programado un algoritmo de corrección que mueve las ranuras involucradas, en dirección preferentemente angular, para eliminar su solapamiento.

Como resultado de la optimización, en la Fig. 4.6 se incluye el campo en la apertura con la nueva posición de las ranuras. Este gráfico revela claramente la restauración de la uniformidad deseada en la fase, si se compara con la Fig. 4.4. La única salvedad reside sobre una sutil variación angular de la fase que no ha sido corregida completamente por el procedimiento de optimización. En cuanto al módulo, su distribución apenas aparece modificada, manteniendo así su óptimo comportamiento. Por otro lado, los diagramas de radiación en ambos cortes, del diseño original y la antenna optimizada, se representan en la Fig. 4.7. Se percibe claramente la mejora del diagrama optimizado, especialmente en el nivel de los lóbulos secundarios y la eliminación del relleno de los nulos. En ambos cortes, la estructura optimizada muestra un diagrama de radiación correspondiente a una apertura circular uniforme.

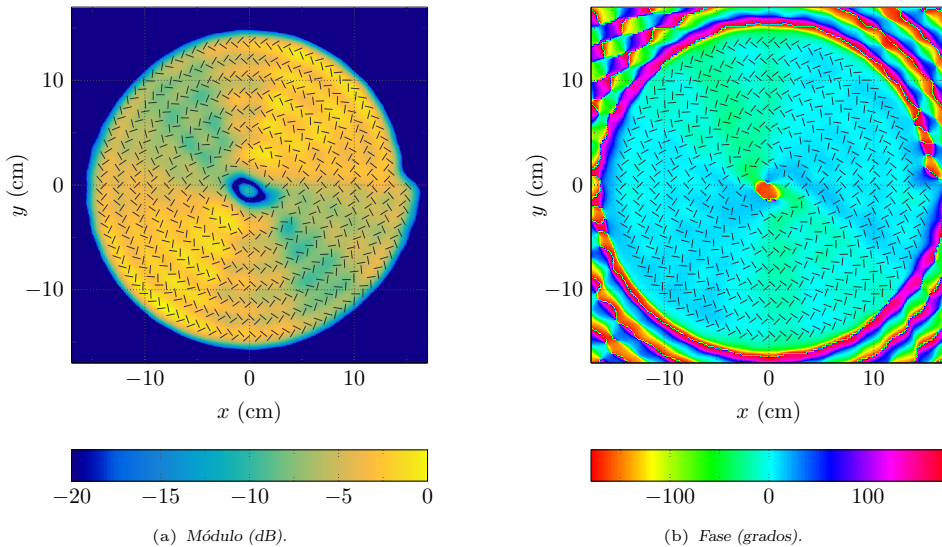


Figura 4.6: Componente copolar del campo eléctrico a 12 GHz, sobre la apertura de la antenna CP-RLSA de 8 vueltas de la Fig. 4.4, una vez aplicado el algoritmo de optimización.

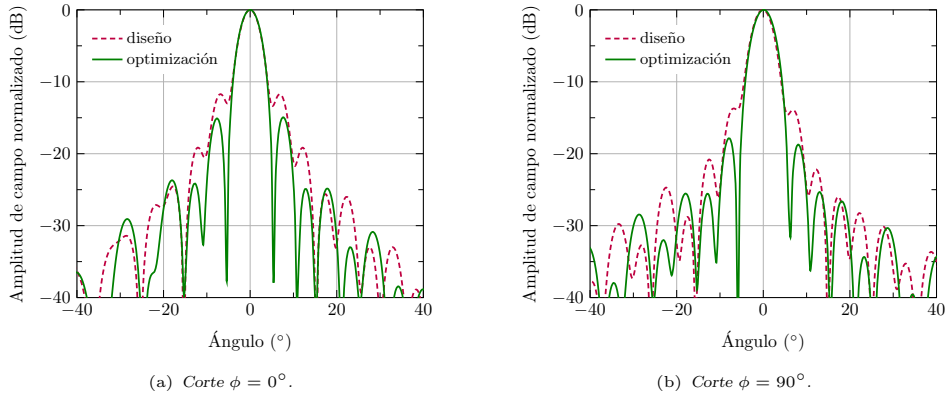


Figura 4.7: Componente copolar del diagrama de radiación normalizado a 12 GHz, para la antena CP-RLSA de 8 vueltas de la Fig. 4.4, correspondiente al diseño original y a su optimización.

Por último, los principales parámetros de antena a la frecuencia central se recogen en la Tabla 4.1 para ambas agrupaciones. Se puede apreciar el buen comportamiento en adaptación, intrínseco a una disposición de ranuras en la CP-RLSA que fomenta una cancelación mutua de reflexiones. La pureza de polarización también muestra un óptimo valor de relación axial en ambos casos. En cuanto a la directividad, el procedimiento de optimización demuestra su eficacia al aumentar su valor máximo en casi 1 dB, incrementando a su vez la eficiencia de iluminación hasta un 90 %. En este cálculo se ha tomado como área de apertura aquella de la elipse mínima que contiene a todas las ranuras. Por último, la eficiencia de radiación se sitúa en un 43 % para el diseño optimizado, razonablemente cercano al 50 % tomado como objetivo en el diseño. Como resultado, la eficiencia total de la apertura resultante se encuentra alrededor de un 40 %.

	$ S_{11} $ (dB)	RA (dB)	D_{\max} (dBi)	η_{rad} (%)	η_{il} (%)	η_{tot} (%)
Diseño	-45.5	0.04	30.11	40.9	69.7	28.5
Optimización	-31.8	0.14	30.98	42.9	90.4	38.8

Tabla 4.1: Parámetros a 12 GHz de la antena CP-RLSA de 8 vueltas de la Fig. 4.4, comparando diseño y optimización.

El algoritmo de corrección de fase demuestra un excelente funcionamiento al restaurar la uniformidad de campo en la apertura. Obviamente, el salto hasta alcanzar eficiencias totales en torno a un 80 % pasa por aumentar la potencia radiada, disminuyendo el parámetro t_{res} de diseño. Además, con el propósito de evitar el uso de una carga adaptada y a su vez maximizar la potencia radiada, se suele colocar un cortocircuito al final de la guía. En dicha situación, se debe radiar la mayor parte de la potencia de entrada antes del final de la guía, si se pretende evitar el efecto negativo de su reflexión en el anillo externo. A este respecto, se debe evaluar el compromiso que aparece entre potencia radiada y uniformidad de campo en la apertura, causado por el aumento de los acoplamientos mutuos. Para ello, en la Fig. 4.8 se calculan las eficiencias de radiación e iluminación en función de la potencia residual de diseño, con la misma configuración de antena anterior. Para reafirmar la necesidad del proceso de optimización, se estudia primero en la Fig. 4.8(a) los parámetros relativos al diseño inicial. Se percibe claramente que a medida que aumenta la potencia radiada, la

eficiencia de iluminación decrece rápidamente. Resulta llamativo la cifra $\eta_{\text{il}} \approx 20\%$ que se obtiene con potencias residuales típicas en torno al 10%.

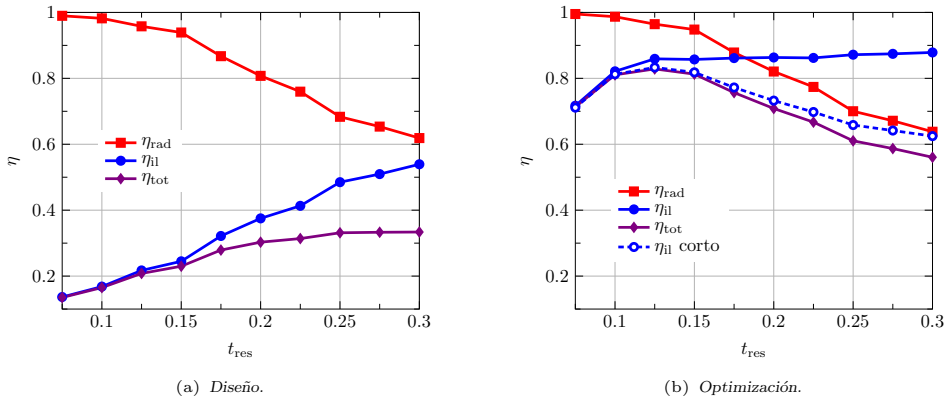


Figura 4.8: Eficiencias a 12 GHz del diseño y optimización de la antena CP-RLSA de 8 vueltas de la Fig. 4.4, en función de la potencia residual de diseño.

Como era previsible, el citado comportamiento mejora de forma sustancial al aplicar el método de optimización de fase, tal y como se refleja en la Fig. 4.8(b). A pesar de que se conserva el esperado compromiso entre una eficiencia de radiación creciente y de iluminación decreciente, esta última se mantiene en valores superiores al 80%, excepto para una potencia radiada excesiva. En consecuencia, la eficiencia total exhibe un máximo de $\eta_{\text{tot}} = 83\%$, correspondiente a unos valores de $\eta_{\text{rad}} = 96\%$ y $\eta_{\text{il}} = 86\%$. Cabe recordar que el dieléctrico con el que se rellena la guía se ha considerado idealmente libre de pérdidas.

Una vez optimizada la agrupación en su modo de onda progresiva, asumiendo una guía de placas paralelas infinita, se procede a considerar la colocación del cortocircuito. El objetivo consiste en descubrir el radio y centro del anillo conductor final, que muestre la menor influencia posible sobre el funcionamiento óptimo de la agrupación. Debido a la particular geometría de la antena (véase Fig. 4.1), un cortocircuito circular no representa una solución completamente óptima. Nótese que la disposición en espiral se traduce en una distancia variable entre las últimas ranuras de la agrupación y la pared final. A este respecto, se han propuesto diversas alternativas en anteriores referencias, detalladas en el Capítulo 1, como la introducción de anillo final en forma de espiral. Estas nuevas estructuras quedan fuera del alcance de esta tesis por su dificultad de modelado.

Después del precedente estudio, se ha llegado a la conclusión que la posición óptima del cortocircuito circular sitúa su centro coincidente con el del rectángulo de mínima área que encierra todas las ranuras. Respecto a su radio, la menor influencia en el comportamiento de la agrupación se produce con una separación $d_s = 0.5\lambda_g$ entre el centro de la última ranura y la pared circular. En este caso se ha tomado como referencia las ranuras extremas a lo largo del eje x . La colocación típica resultante se puede apreciar en la Fig. 4.1(a). Aplicando estrictamente esta directriz, y manteniendo la posición de las ranuras, se calcula la eficiencia de iluminación una vez colocado el cortocircuito. El resultado se incluye también en la Fig. 4.8(b). Lógicamente, si la potencia radiada es insuficiente, la presencia del cortocircuito arruina el valor de la eficiencia de apertura. Ésta se acerca progresivamente a la curva de η_{il} original a medida que aumenta la eficiencia de radiación de la antena en la guía PPW infinita. Como consecuencia, se alcanza un pico de $\eta_{\text{il}} = 83.3\%$, que corresponde justamente con la misma antena para la cual η_{tot} es máxima con la guía infinita. En este sentido, la eficiencia de iluminación decrece únicamente un 2.6% por la presencia del cortocircuito,

validando por tanto su óptima colocación. Nótese que, debido a la omisión de las pérdidas, el valor η_{il} corresponde directamente con la eficiencia total en la antena cortocircuitada.

Como resumen del procedimiento de optimización de antenas CP-RLSA, se ha demostrado la posibilidad de alcanzar eficiencias totales en torno a un 80%. Si al valor de $\eta_{il} = 83.3\%$ obtenido anteriormente se incorporan las pérdidas típicas en este tipo agrupaciones, da como resultado una eficiencia total alrededor del 80% mencionado. En torno a esa cifra se encuentran los valores documentados por esta modalidad de RLSA. Para superar estos números, es necesario recurrir a una disposición de ranuras circular denominada CA-RLSA, que fuerza a modificar la sencilla alimentación por una única sonda coaxial. Como se comenta en el Capítulo 1, esta alternativa aumenta la simetría del campo en la apertura, alcanzando con ello eficiencias totales en torno al 85%.

El estudio realizado en esta sección ha servido para ilustrar la estrategia seguida en el diseño y optimización de una agrupación RLSA. La disposición estándar de las ranuras junto con la determinación de sus longitudes conforman el diseño inicial. Una vez analizada esta primera agrupación en una guía PPW, se aplica sobre ella un algoritmo de optimización. Este procedimiento se centra especialmente en la restauración de la fase requerida en la apertura, generalmente uniforme. Como resultado se obtiene una nueva disposición de las ranuras en la guía PPW. Por último, se diseñan las dimensiones y posición del cortocircuito final manteniendo inalteradas las ranuras. La meta consiste en lograr la mínima perturbación de los parámetros de la agrupación en la cavidad circular respecto a los conseguidos en el análisis en guía infinita. El proceso descrito se resume mediante el diagrama de la Fig. 4.9. Esta estrategia general se sigue en el diseño y optimización del resto de agrupaciones tratadas en el presente capítulo.



Figura 4.9: Flujo de diseño y optimización de una agrupación RLSA.

4.1.3. CP-RLSA enfocada en campo cercano

El demostrado óptimo funcionamiento de las antenas CP-RLSA, tanto en adaptación como en radiación, ha sido ya ampliamente documentado en trabajos anteriores. Sin embargo, un modo de operación no explorado hasta la fecha con este tipo de agrupaciones consiste en diseñar la apertura para un enfoque en campo cercano [129]. Estas antenas encuentran aplicación por ejemplo en la lectura de identificación por radiofrecuencia, la caracterización remota de alimentos o la inspección industrial. En este sentido, la estructura de una CP-RLSA resulta ideal por su alta ganancia, facilidad de fabricación y sencillez de alimentación. Además, la polarización circular es la más empleada en este tipo de sistemas.

Previamente a tratar el diseño de una CP-RLSA enfocada en campo cercano, conviene investigar primero su funcionamiento ideal. Si se requiere maximizar el campo en un determinado punto $(x, y, z) = (0, 0, r_0)$, la distribución de la fase del campo sobre la apertura debe responder a una función aproximadamente cuadrática. De este modo se consigue compensar la diferencia de caminos entre los diferentes puntos de la apertura, situada en el plano XY, y el foco, asegurando una suma coherente en dicho punto. Concretamente la fase del campo en un punto $(x', y', 0)$ de la apertura debe cumplir:

$$\angle E_{cp} = \frac{2\pi}{\lambda_0} \left(\sqrt{x'^2 + y'^2 + r_0^2} - r_0 \right) \quad (4.4)$$

Con la intención de entender mejor las características de la focalización conseguida, se considera una apertura circular ideal de 30 cm de diámetro, centrada en el origen, a la frecuencia de 12 GHz. Imponiendo una distribución de campo de amplitud uniforme y fase dada por (4.4), se evalúa el campo a lo largo del eje z para diferentes valores r_0 de distancia focal. Este cálculo se realiza aplicando la integral (2.121), mostrándose los resultados en la Fig. 4.10(a). Como se puede apreciar, el grado de focalización aumenta al disminuir la distancia focal. Cabe destacar que el máximo de campo para una r_0 dada no se produce en el foco, sino a una distancia ligeramente inferior. Este conocido efecto se debe a la caída como $1/R^2$ del campo en la región cercana a la apertura. No obstante, el campo en un punto es máximo cuando se suman las fases constructivamente, es decir, cuando se cumple (4.4). Así por ejemplo, en $z = 50$ cm la apertura que presenta una mayor magnitud de campo es la correspondiente a $r_0 = 50$ cm, a pesar de que por ejemplo el caso $r_0 = 100$ cm exhibe un máximo a esa misma distancia. Los puntos marcados en la gráfica, correspondientes a la distancia focal de cada caso, representan la mayor amplitud de campo posible en dicho punto, para ese tamaño de apertura y distribución de amplitud.

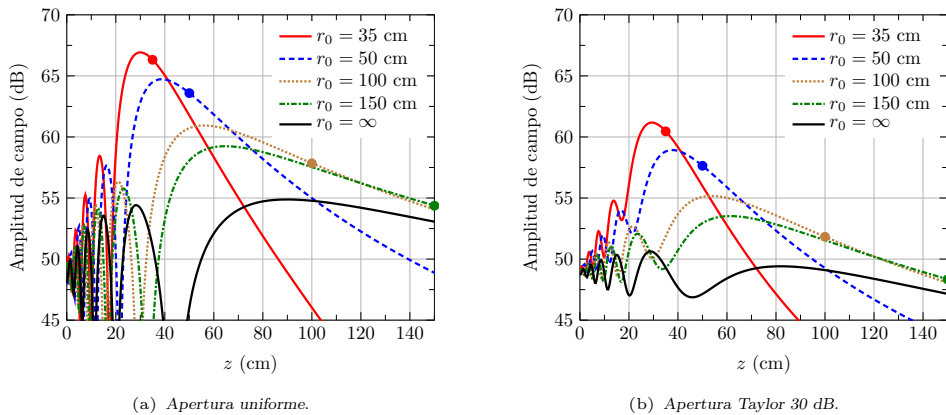


Figura 4.10: Amplitud de campo a lo largo del eje z generado por una apertura circular de 30 cm de diámetro a 12 GHz. Se considera una distribución de amplitud uniforme y Taylor de 30 dB.

Una vez superado el foco, la amplitud de campo comienza a decaer tanto más rápido como menor sea la distancia focal. Este fenómeno se debe a una mayor cancelación de las contribuciones por la distribución de fase cuadrática. Obviamente, la apertura que decae más lentamente corresponde al diseño convencional con una distancia de enfoque infinita. El mismo estudio se repite en la Fig. 4.10(b), pero aplicando ahora una distribución de amplitud tipo Taylor con un SLL de 30 dB. Como era de esperar, la amplitud de campo en el foco decrece respecto a la distribución uniforme, a cambio de un menor nivel de radiación fuera de foco. Para comprobar esto último, en la Fig. 4.11(a) se representa la magnitud de campo normalizada para la apertura con $r_0 = 35$ cm en el plano XZ, comparando ambas distribuciones. Alrededor de la región de enfoque, se percibe una clara disminución del campo atribuido a los lóbulos secundarios cuando se aplica la distribución Taylor. No obstante, la magnitud de dichos lóbulos se sitúa por encima de la meta de 30 dB, debido a la falta de validez de la aproximación de rayos paralelos. Esta degradación del nivel NLPS ya se menciona en la referencia clásica [129]. Por último, cabe mencionar que el gráfico de la Fig. 4.11(a) refleja claramente la altura z del foco, para la cual se producen los nulos laterales de campo más marcados alrededor del máximo central.

Generalmente, las especificaciones de este tipo de antenas se enuncian en términos de anchura de foco en lugar de la directividad o ganancia habituales. Así, la distancia focal y del

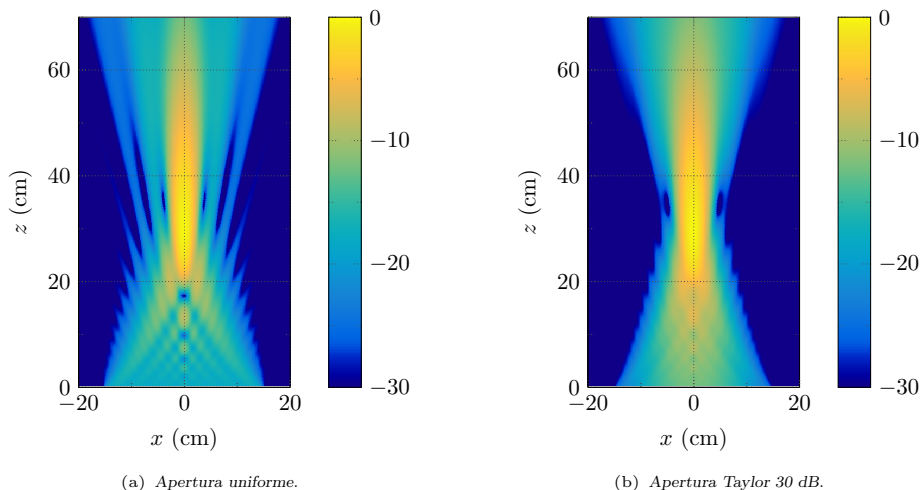


Figura 4.11: Amplitud de campo normalizada (dB) en el plano XZ, generado por una apertura circular de 30 cm de diámetro a 12 GHz y distancia focal $r_0 = 35$ cm. Se considera una distribución de amplitud uniforme y Taylor de 30 dB.

ancho del foco requeridos determinarán el tamaño de apertura mínimo. En la Fig. 4.12(a) se representa el ancho del foco a -3 dB en función de la distancia focal r_0 , para diferentes diámetros D de una apertura ideal uniforme. Obviamente el área del foco aumenta con la distancia focal y disminuye a medida que el tamaño de la apertura aumenta. Si se realiza el mismo estudio pero imponiendo la distribución de amplitud Taylor, el resultado se puede observar en la Fig. 4.12(b). En este caso, al disminuir el área efectiva de la apertura, la focalización disminuye, aumentando así la anchura del foco respecto al caso uniforme. Estas curvas ideales proporcionan una guía de diseño para estimar el tamaño de apertura necesario según las especificaciones requeridas.

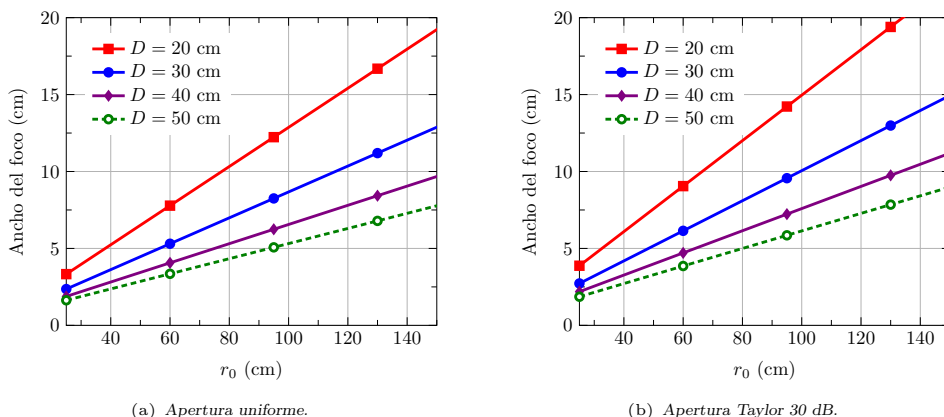


Figura 4.12: Ancho del foco a -3 dB para una apertura circular de 30 cm de diámetro a 12 GHz, en función de la distancia focal r_0 y el diámetro D de la apertura. Se considera una distribución de amplitud uniforme y Taylor de 30 dB.

Las características de enfoque de la apertura ideal se pueden sintetizar mediante una agrupación CP-RLSA. El procedimiento de diseño se mantiene conforme a lo comentado en

la Sección 4.1.1, salvo en lo que respecta a la posición de las ranuras. Ésta debe modificarse de tal forma que el campo copolar radiado por cada pareja siga la expresión (4.4). Como resultado, las vueltas de la espiral resultante tienden a acercarse entre sí a medida que r_0 disminuye. Una vez analizado el diseño inicial, el algoritmo de optimización explicado en la Sección 4.1.2 sigue la misma estrategia, tomando aquí como referencia la fase (4.4).

El funcionamiento de una CP-RLSA enfocada en campo cercano se ilustra a partir de un ejemplo de diseño. En concreto, se toman los mismos datos de la antenna de la Fig. 4.4, con una distancia focal de $r_0 = 35$ cm y una potencia residual $t_{\text{res}} = 10\%$. La disposición final de las ranuras de la agrupación optimizada se muestra en la Fig. 4.13(a), junto con la fase del campo en la apertura. Por un lado, la comparativa respecto al diseño convencional enfocado en infinito de la Fig. 4.6(b) confirma la mayor cercanía entre elementos, especialmente en las últimas vueltas de la espiral. En este sentido, se debe tener un mayor cuidado a la hora de evitar el solapamiento entre ranuras, suponiendo un límite para la distancia de enfoque mínima. Por otro lado, se aprecia claramente el incremento gradual de fase en dirección radial, que posibilita la suma constructiva a una altura $z = r_0$ de la apertura. El módulo de campo en dicho plano $z = r_0$, alrededor del foco, se representa en la Fig. 4.13(b). La distribución mostrada corresponde aproximadamente a la de una agrupación circular uniforme, salvo por ciertas irregularidades atribuibles de la asimetría de la agrupación. Sirva de ilustración que el máximo de campo no sigue una forma completamente circular. No obstante, se aprecian claramente los nulos de campo alrededor del foco, validando de esta forma el buen funcionamiento del enfoque a la distancia deseada.

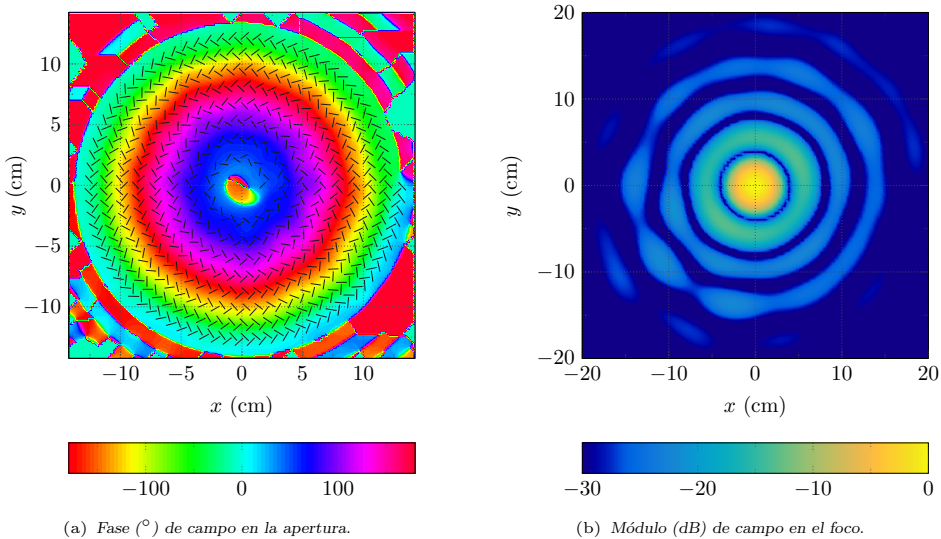


Figura 4.13: Fase del campo en $z = 0$ y módulo de campo $z = r_0$, generado por una CP-RLSA de 8 vueltas enfocada en $r_0 = 35$ cm a 12 GHz. Se toma $S_\phi = 0.45\lambda_0$, $n_0 = 1$, $t_{\text{res}} = 0.1$ y una distribución de amplitud uniforme.

En cuanto a la evolución del campo en la dirección de propagación, se representa primero en la Fig. 4.14(a) a lo largo del eje z , perpendicular a la apertura. En el gráfico se incluyen también las curvas correspondientes al diseño original sin optimizar y a la antenna de la Fig. 4.6 con enfoque en infinito. Se puede comprobar cómo, a pesar de que el diseño original proporcionaba un resultado razonablemente bueno, el algoritmo de optimización mejora el comportamiento del enfoque. Como resultado, la antenna optimizada aumenta la magnitud del campo en el foco unos 16 dB respecto al diseño convencional con enfoque infinito.

Para finalizar, la Fig. 4.14(b) representa el módulo de campo esta vez en un corte $y = 0$ por encima de la apertura. Esta figura muestra claramente la evolución del campo hasta enfocar a la altura $z = 35$ cm, apareciendo unos rayos secundarios propios de la distribución uniforme.

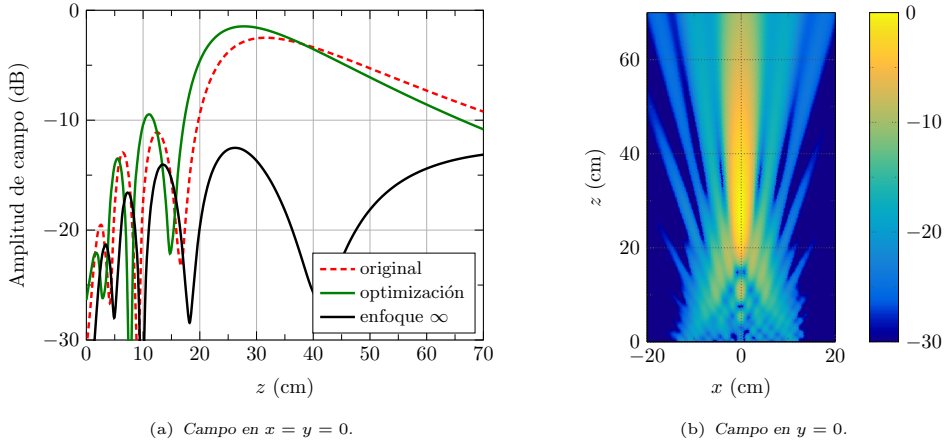


Figura 4.14: Módulo de campo (dB) a 12 GHz a lo largo del eje z y en el plano $y = 0$, generado por la CP-RLSA de la Fig. 4.13(a) enfocada en $r_0 = 35$ cm.

Validación experimental

El confinamiento de haz en campo cercano por parte de una CP-RLSA se valida a partir de la fabricación de un prototipo. La antena en cuestión está vinculada a un proyecto de detección remota de humedad en granos de arroz. Aunque la definición y montaje del sistema completo queda fuera del alcance de esta tesis, se trata de una configuración de medida en reflexión a partir de dos antenas. La muestra bajo estudio se coloca en el foco de ambas aperturas, las cuales se orientan de forma oblicua. Por las particularidades del sistema de medida, se requiere una antena de poco volumen y polarización circular, por lo que una agrupación CP-RLSA se postula como un candidato idóneo. Concretamente, las especificaciones requeridas en el diseño de la antena son:

- Frecuencia central: 10.5 GHz
- Diámetro de la antena: < 25 cm
- Polarización: Circular (RHCP)
- Anchura del *spot* de focalización: 10 cm
- Nivel de lóbulo principal a secundario: 25 dB
- ROE en el puerto coaxial: < 1.4 ($|S_{11}| < -15.6$ dB)

Los requerimientos enumerados presentan a priori dos dificultades principales al aplicarlos al diseño de una CP-RLSA. La primera de ellas advierte sobre el pequeño tamaño de la apertura, con un radio apenas superior a $4\lambda_0$. Como se ha comentado anteriormente, la buena eficiencia de una agrupación CP-RLSA pasa por radiar un mayoritario porcentaje de potencia antes de alcanzar el final de la guía. Este requisito queda comprometido con

tamaños de apertura reducidos, debiendo a recurrir a ranuras muy excitadas. En consecuencia, los acoplamientos entre ellas aumentan, corrompiendo así la uniformidad de campo en la apertura y aumentando a su vez el riesgo de solapamiento. La segunda dificultad proviene del nivel NLPS requerido por la especificación. Se ha comprobado en la Sección 4.1.2 que el nivel de lóbulos secundarios alrededor del foco no está garantizado por el objetivo SLL de la distribución de amplitud empleada. Por dicha razón, en este caso se ha optado por aplicar un cierto margen de seguridad, escogiendo para ello los coeficientes Taylor correspondientes a un NLPS de 30 dB.

Otra consecuencia del pequeño tamaño de la antena tiene relación con el inicio de la espiral, a lo largo de la que se disponen los elementos en la agrupación CP-RLSA. Como se puede apreciar por ejemplo en la Fig. 4.6(a), la necesaria separación del primer elemento más interno de la alimentación, genera una zona central sin radiadores, cuya consecuencia más inmediata es un aumento del nivel de lóbulos secundarios. Para mitigar en la medida de lo posible este bloqueo central, se ha reducido al máximo el radio inicial $\rho_0 = n_0 \lambda_g$ donde comienza la espiral. En esta decisión se ha debido tener en cuenta que valores pequeños de n_0 causan un deterioro de la simetría cilíndrica del modo TEM, afectando en consecuencia a la excitación de las ranuras.

A partir de lo expuesto anteriormente, se enumeran a continuación los parámetros que definen la CP-RLSA diseñada, ajustándose a las especificaciones anteriores:

- Guía radial: Nelco NY9220; Altura $h = 6$ mm; permitividad $\epsilon_r = 2.2$; tangente de pérdidas $\tan \delta = 0.0009$; grosor del conductor $t = 35$ μm .
- Distancia de enfoque: $r_0 = 73$ cm.
- Número de vueltas de la agrupación: $N = 6.15$.
- Radio del primer elemento: $n_0 = 0.6$.
- Espaciado angular: $S_\phi = 0.4\lambda_0$.
- Anchura de las ranuras: $w = 1.2$ mm.
- Potencia residual estimada: $t_{\text{res}} = 5\%$.
- Distribución de amplitud: Taylor SLL = 30 dB.

Los parámetros de diseño se han ajustado siguiendo diferentes criterios que se resumen a continuación. El número de vueltas viene determinado por el diámetro máximo de la agrupación final, dado el valor $n_0 = 0.6$. Por su parte, la distancia de enfoque corresponde a la que proporciona el ancho de foco requerido para el tamaño de apertura dado. El espaciado angular se ha minimizado en lo posible para aumentar la potencia radiada y mejorar la uniformidad del campo en la apertura. Por último, se ha escogido la potencia residual de eficiencia óptima, según un estudio similar al realizado en la Fig. 4.8.

Una vez optimizado el diseño inicial, se coloca idealmente un cortocircuito circular en el final de la guía. Los parámetros que se han mostrado como óptimos en el funcionamiento de la agrupación, sitúan el centro de la pared circular en el punto (x_0, y_0) , siendo $x_0 = 3.5$ mm y $y_0 = 4$ mm, con un radio $R_0 = 12.31$ mm. La antena así formada cumple por tanto las especificaciones de tamaño dadas. No obstante, en este punto conviene aclarar que la antena se fabrica sin la pared final conductora, dejando la guía en abierto. Este tipo de estructura, con un final de guía radiante, no corresponde con el modelo MoM desarrollado. Adquiere mayor relevancia por tanto el requerimiento de diseño de una potencia residual mínima para minimizar efectos adversos no contemplados en el análisis. En la comparativa posterior con las medidas se muestran ambas simulaciones, la aproximación de guía infinita y la que incorpora el cortocircuito final.

La disposición final de las ranuras en el diseño optimizado se muestra en la Fig. 4.15(a). Se puede distinguir en la parte derecha una ligera alteración de la distribución estándar de las ranuras, forzada por el algoritmo corrector de solapamiento. Sobre la misma figura se ha superpuesto el campo en la apertura, correspondiente a la simulación en guía PPW infinita a la frecuencia de diseño de 10.5 GHz. Además, en la Fig. 4.15(b) se representa el mismo resultado en relación al análisis de la guía acabada en cortocircuito, trazando en línea blanca la posición de éste. La comparativa de ambas figuras confirma la búsqueda mínima influencia de la pared conductora final. Se pretende así que esta afirmación se traslade a la guía en abierto de la antenna finalmente fabricada. En cuanto a la distribución de amplitud, ésta sigue el perfil Taylor deseado con una caída aproximada de 11 dB entre el centro y el borde de la apertura. Por último, se percibe claramente la presencia de la zona nula central anteriormente mencionada.

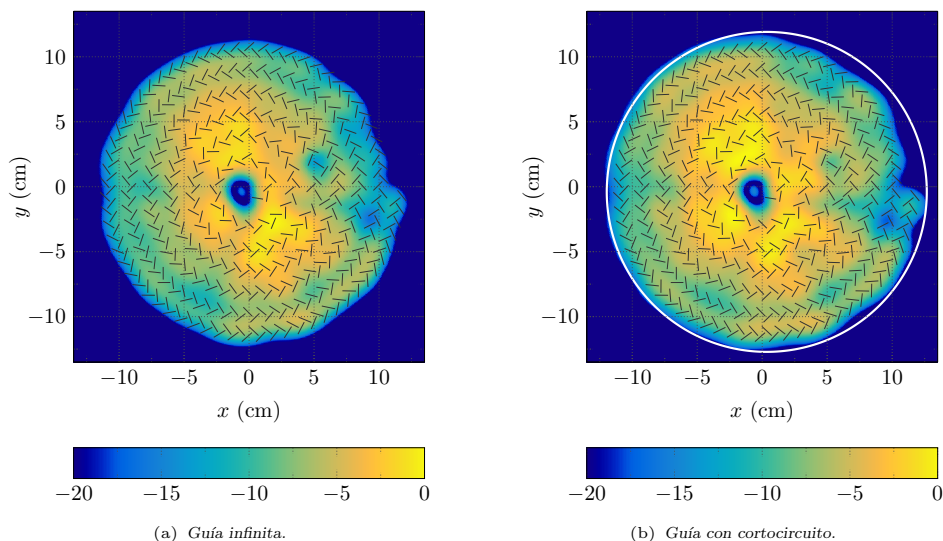


Figura 4.15: Módulo (dB) de campo en la apertura a 10.5 GHz, de la agrupación CP-RLSA enfocada en campo cercano.

La distribución de campo alrededor del foco, en un corte $z = r_0$ paralelo a la apertura, se representa en la Fig. 4.16(a). Corresponde en este caso a la simulación de la antenna cortocircuitada. Como se puede comprobar, la agrupación consigue un *spot* de campo muy marcado, confirmando la eficacia de la focalización. Sin embargo, a pesar de que la radiación fuera del foco es mínima, se aprecian claramente unos lóbulos secundarios con un nivel por encima del límite de -25 dB requerido en la especificación. Estos lóbulos están asociados al ya mencionado bloqueo central en la apertura, apareciendo precisamente a lo largo de la dimensión mayor de dicha zona de campo nulo. Como ya se ha comentado anteriormente, resulta complicado reducir el área del bloqueo sin comprometer el funcionamiento de la antenna. A pesar de ello, exceptuando ese primer lóbulo secundario, el resto de campo fuera del foco se mantiene por debajo de -25 dB. En lo que respecta específicamente a la forma del máximo, la Fig. 4.16(a) traza las curvas de contorno correspondientes a diferentes niveles. Esta representación sirve para ratificar que el foco presenta aproximadamente un ancho a -3 dB de unos 10 cm, cumpliendo adecuadamente con la especificación.

Para finalizar con la exposición de resultados de la simulación, en la Fig. 4.17 se recogen los dos cortes del campo eléctrico a lo largo de la dirección perpendicular a la apertura. Por un lado, el corte $y = 0$ de la Fig. 4.17(a) muestra un haz limpio sin lóbulos secun-

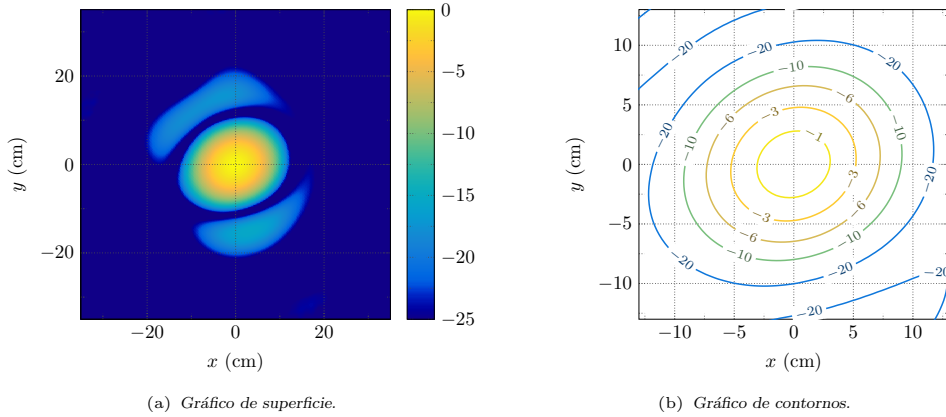


Figura 4.16: Módulo (dB) de campo alrededor del foco en el corte $z = r_0$ a 10.5 GHz, generado por la agrupación CP-RLSA enfocada en campo cercano.

darios. Recuérdese que la distancia de enfoque corresponde a $r_0 = 73$ cm. Por otro lado, la Fig. 4.17(b) representa el corte $x = 0$, donde aparecen los rayos laterales anteriormente percibidos en la Fig. 4.16(a).

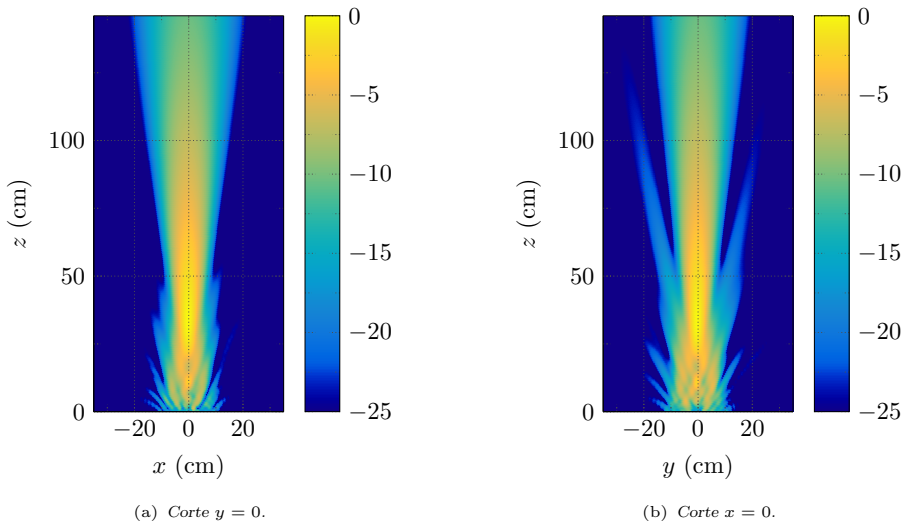
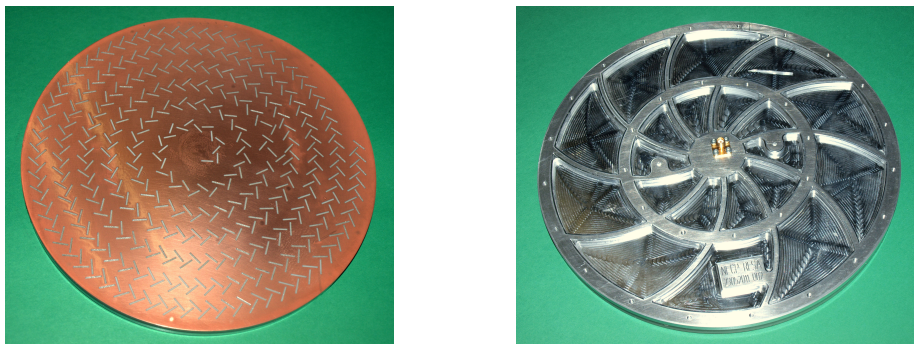


Figura 4.17: Módulo (dB) de campo en los cortes $x = 0$ y $y = 0$, generado por la agrupación CP-RLSA enfocada en campo cercano.

La validación experimental del diseño se lleva a cabo a partir de la fabricación de dos prototipos. Como se ha comentado anteriormente, la aplicación final demanda dos antenas idénticas. No obstante, los resultados experimentales recogidos aquí únicamente reflejan el comportamiento eléctrico de una de ellas, dada su gran similitud. Las ranuras se fresan sobre el cobre correspondiente al sustrato Nelco NY9220, con las características ya detalladas anteriormente. La particularidad de la alternativa escogida estriba sobre el conductor inferior, que consiste en un bloque de aluminio de un grosor similar al dieléctrico. La razón de dicha elección reside de nuevo sobre los requerimientos de la aplicación destino, la cual precisaba de un conector fácilmente reemplazable. Así, la estructura de aluminio

permite insertar un conector SMA mediante tornillos en lugar del clásico soldado al cobre inferior. El prototipo construido se puede observar en las dos fotografías incluidas en la Fig. 4.18. Como se puede apreciar, se ha rebajado en lo posible el aluminio de la parte trasera para reducir el peso de la antena.



(a) Vista superior.

(b) Vista inferior.

Figura 4.18: Vista superior e inferior de la agrupación CP-RLSA fabricada.

El primer resultado experimental corresponde al coeficiente de reflexión medido en el puerto coaxial de entrada. Como ya se ha mencionado, se emplea un conector SMA, cuya prolongación acaba en una sonda, la cual se introduce en la guía radial. El ajuste cuidadoso de la longitud l_p de la sonda resulta fundamental para alcanzar buenos valores de adaptación. Se debe señalar que las dimensiones del conector no facilitan realizar un corte preciso de la sonda a la longitud deseada. A este respecto, el procedimiento de ajuste en todas las antenas RLSA de esta tesis sigue una estrategia de prueba y error hasta alcanzar la adaptación deseada. Generalmente, la sonda original se recorta de forma aproximada a una longitud superior a la de diseño. A continuación, mediante un procedimiento de limado, se acorta la sonda de forma progresiva, midiendo el parámetro de adaptación en diferentes pasos intermedios. Finalmente, se mantiene la sonda que proporcione un nivel adecuado del coeficiente de reflexión.

Aplicado al prototipo de CP-RLSA actual, la longitud de sonda óptima en simulación, dada la guía y la frecuencia central, resulta ser $l_p = 4.99$ mm. Nótese que se escoge la sonda que mejor adapte la transición desde el puerto coaxial a la guía de placas paralelas, tal y como se explica en la Sección 2.3. El coeficiente de reflexión medido se representa en la Fig. 4.19, comparado con el análisis en guía infinita y con cortocircuito final. Como excepción, en este caso se han incluido las curvas correspondientes a los dos prototipos fabricados. La finalidad reside en confirmar la sensibilidad del parámetro de adaptación a las tolerancias de fabricación. La notable diferencia entre ambas medidas se debe en parte a los buenos valores de adaptación obtenidos, mayoritariamente por debajo de -20 dB. Inspeccionando la Fig. 4.19, se podría decir que las curvas más similares corresponden a la medida del primer prototipo y a la simulación con cortocircuito. En todo caso, las medidas demuestran sobradamente el cumplimiento de la especificación en términos de adaptación.

En las siguientes figuras se muestran los resultados relativos a la distribución de campo alrededor del foco. En ellas, únicamente se incluyen las medidas del primer prototipo debido a su similitud con el segundo, y con la intención de facilitar la lectura de las mismas. El primer resultado muestra en la Fig. 4.20 la evolución del campo medido y simulado a lo largo del eje z . Por su complicación, se ha descartado realizar la medida de campo moviendo una de las dos antenas dentro de la cámara anecoica. Por el contrario, se ha preferido medir el espectro completo de ondas planas, a partir del cual es posible obtener el campo en

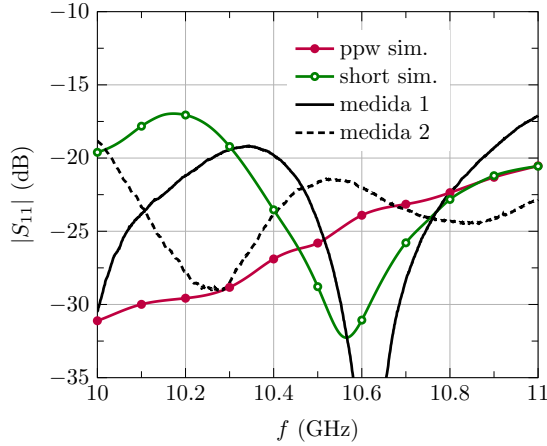


Figura 4.19: Coeficiente de reflexión medido y simulado en función de la frecuencia, correspondiente al prototipo de CP-RLSA enfocada en campo cercano.

cualquier punto, omitiendo los modos evanescentes. Como se percibe en la Fig. 4.20, la correlación entre medidas y simulación es muy satisfactoria. La antena por tanto enfoca en $r_0 = 73$ cm, conforme lo previsto en el diseño. Se ha comprobado que la ganancia de campo, respecto a una antena convencional enfocada en infinito, se sitúa alrededor de 2 dB. Esta cifra relativamente baja, si se compara especialmente con los valores obtenidos en la Fig. 4.14(a), se debe a un menor tamaño de apertura y una distancia r_0 elevada, marcadas ambas por las especificaciones del diseño.

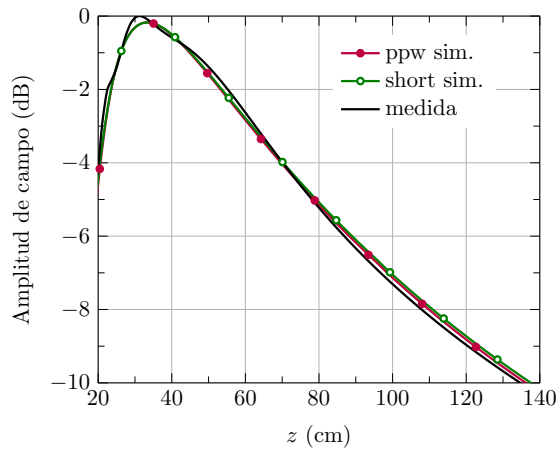


Figura 4.20: Módulo de campo medido y simulado a lo largo del eje z a 10.5 GHz, correspondiente al prototipo de CP-RLSA enfocada en campo cercano.

A continuación, la Fig. 4.21(a) representa el corte $y = 0$ de la magnitud de campo alrededor del foco. La similitud de la medida con el análisis con cortocircuito es destacable, tanto en ancho de haz principal como en nivel de los lóbulos secundarios. Como ya se ha discutido anteriormente, este corte no sufre el efecto del bloqueo central, cumpliendo prácticamente la especificación en cuanto a NLPS. Por otro lado, la relación axial en el mismo corte se muestra en la Fig. 4.21(b). A diferencia del caso anterior, la medida de este parámetro muestra una mayor similitud con el análisis en guía infinita. Para explicar este

hecho, merece la pena recordar que la reflexión del campo guiado en un cortocircuito suele radiar con una polarización de signo contrario al naturalmente generado por la agrupación. En este sentido, el análisis en guía infinita tiene mayor similitud al caso real de la antena fabricada. A la vista del resultado de la medida en la Fig. 4.21(b), la reflexión en el final de la guía tiene un efecto positivo en términos de pureza de polarización. Como consecuencia, la relación axial medida se mantiene mejor que 1 dB en todo el ancho de haz.

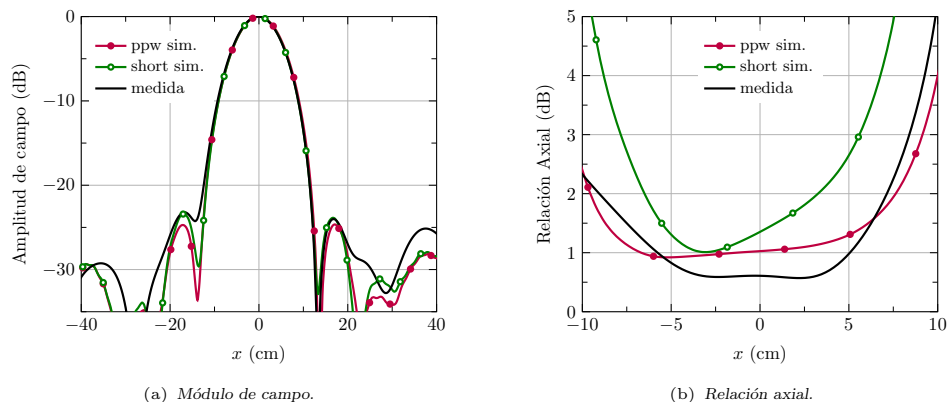


Figura 4.21: Módulo de campo y relación axial medidos y simulados en $z = r_0$ y $y = 0$ a 10.5 GHz, correspondiente al prototipo de CP-RLSA enfocada en campo cercano.

Por último, en la Fig. 4.22 se recogen los mismos resultados relativos ahora al corte $x = 0$ del foco. Como muestra la Fig. 4.22(a), de nuevo se percibe una notable concordancia entre simulación y medida. El nivel de los lóbulos secundarios aumenta conforme a lo previsto hasta unos 15 dB, debido al ya mencionado efecto del bloqueo central en la apertura. No obstante, el resto de lóbulos laterales se mantienen en la medida por debajo del objetivo de -25 dB. Respecto a la relación axial representada en la Fig. 4.22(b), la similitud entre medida y simulación no es tan satisfactoria, por las razones expuestas anteriormente. A pesar de ello, la pureza de polarización medida mantiene unos niveles adecuados, con una RA por debajo de 2 dB en el haz principal. Respecto a la anchura del foco a -3 dB, las Figs. 4.21(a)-4.22(a) confirman que se cumple la especificación de 10 cm en ambos cortes.

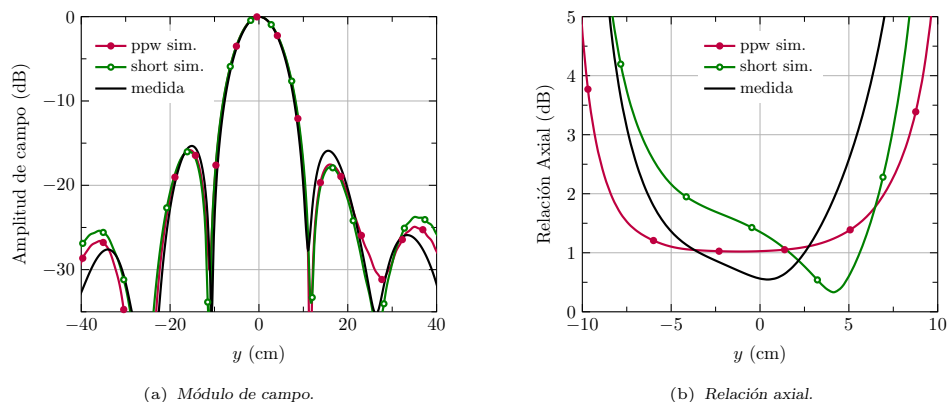


Figura 4.22: Módulo de campo y relación axial medidos y simulados en $z = r_0$ y $x = 0$ a 10.5 GHz, correspondiente al prototipo de CP-RLSA enfocada en campo cercano.

En conclusión, el prototipo fabricado confirma el buen comportamiento del enfoque previsto por las simulaciones. La mayor discrepancia entre medidas y simulaciones se produce en el parámetro de adaptación y la relación axial, aunque ambos cumplen holgadamente las especificaciones requeridas. Se debe recordar que el análisis realizado difiere de la antena fabricada en lo que respecta al final de guía abierto, afectando más sensiblemente a estos dos parámetros. En contraposición, la medida del módulo de campo en el foco manifiesta una excelente concordancia con las simulaciones. La ausencia de elementos en la parte central de la agrupación aumenta el nivel del primer lóbulo secundario en uno de los cortes, situándose por encima de especificación. El resto de lóbulos se mantienen por debajo del valor deseado. Cabe mencionar que ambas antenas fabricadas han sido utilizadas con éxito en el proyecto de medida de humedad para el que fueron concebidas.

4.2. LP-RLSA: RLSA con polarización lineal

La conversión de una agrupación CP-RLSA a una antena con polarización lineal resulta conceptualmente sencilla. La espiral original se convierte en una serie de anillos circulares con centro en la sonda de alimentación, a lo largo de los que se disponen las parejas de ranuras. Una configuración típica compuesta por cuatro anillos se dibuja en la Fig. 4.23(a). Cada pareja radia la misma polarización lineal si se orientan de forma adecuada siguiendo los ángulos $\theta_1 = \pi/2 - \phi/2$ y $\theta_2 = \pi - \phi/2$. El detalle de la definición de estos ángulos se dibuja en la Fig. 4.23(b). En este caso, la polarización lineal requiere una suma en fase, por lo que las dos ranuras de una misma pareja se separan $\lambda_g/2$ en dirección radial. Obviamente, el espaciado entre anillos vuelve a ser $S_\rho = \lambda_g$, si se requiere un haz directivo en dirección broadside. El resto de consideraciones se mantienen idénticas a lo ya expuesto para las agrupaciones con polarización circular.

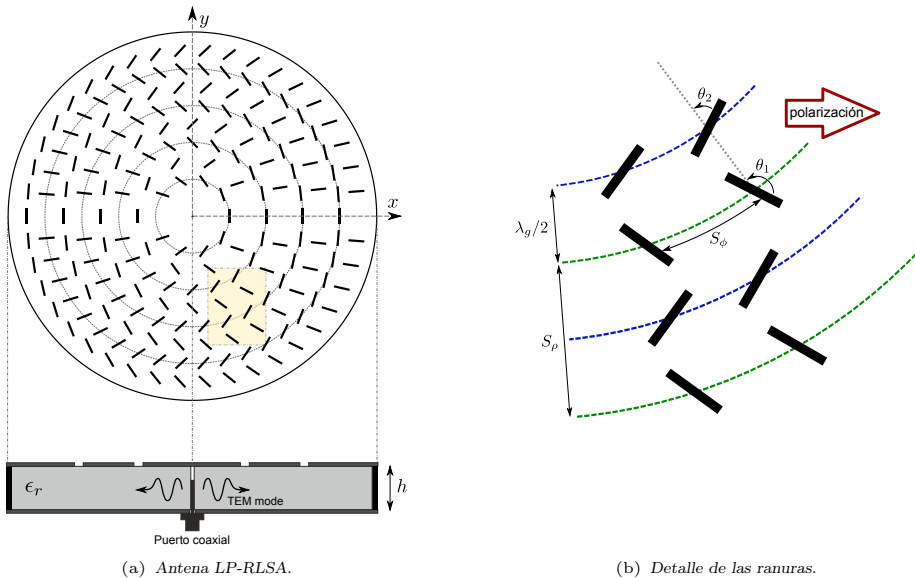


Figura 4.23: Dibujo de una antena LP-RLSA y detalle de la disposición de las ranuras.

La configuración básica descrita sufre un fatal inconveniente, que irremediabilmente arruina su utilidad práctica. Del mismo modo que otras agrupaciones de onda progresiva apuntando en dirección broadside, se produce un fuerte rechazo de potencia en el puerto

de entrada. La particular colocación de las ranuras causa una suma constructiva de reflexiones en el punto de alimentación. Tal y como se indica en el Capítulo 1, en referencias anteriores se han propuesto dos soluciones básicas para afrontar esta problemática. La más inmediata sugiere la introducción de ranuras canceladoras de reflexiones. No obstante, éstas introducen inconvenientes adicionales, como el aumento de los acoplamientos mutuos o la aparición de una importante radiación contrapolar. Por dicha razón, los diseños recogidos en la literatura se limitan a disponer ranuras débilmente excitadas, con el propósito de minimizar la distorsión del campo en la apertura. Esta estrategia requiere colocar una carga adaptada al final de la guía, disminuyendo en consecuencia la eficiencia de la antena.

La segunda técnica para mejorar el comportamiento en adaptación propone alejar el haz principal de la dirección broadside. Esta solución representa una estrategia habitual en el diseño de agrupaciones de onda progresiva. No obstante, las antenas RLSA suponen un caso especial entre éstas, debido al carácter multimodo de la guía transportadora de potencia. Así, la introducción de incluso una mínima inclinación del haz, genera una asimetría en la disposición de los elementos que arruina por completo la uniformidad del campo en la apertura. Probablemente por la razón expuesta, los diseños anteriores encontrados en la literatura de antenas LP-RLSA de haz inclinado, también confían su buen funcionamiento al empleo de ranuras débilmente excitadas.

En consecuencia, el diseño de antenas RLSA con polarización lineal demuestra ser una ardua tarea. Hasta la fecha, este tipo de antenas han quedado en cierta forma relegadas por el lastre de su mal comportamiento en adaptación. Las soluciones propuestas hasta ahora no han proporcionado resultados completamente satisfactorios, necesitando aún de avances significativos. Tanto la introducción de ranuras canceladoras, por su alta densidad de elementos, como la inclinación del haz, debido a la aparición de una fuerte asimetría, deben ser rigurosamente analizadas para explotar al máximo sus capacidades. En este sentido, el eficiente método de análisis desarrollado aquí posibilita explorar los límites de una LP-RLSA, tanto en radiación como en adaptación. En las siguientes secciones se tratan por separado ambas técnicas, proponiendo un procedimiento de optimización y evaluando las prestaciones alcanzadas. Los resultados y conclusiones alcanzados se confirman en base a la fabricación y medida de un prototipo.

4.2.1. LP-RLSA con ranuras canceladoras

La introducción de una serie de ranuras canceladoras a la configuración básica de la Fig. 4.23(a) se puede afrontar de diversas formas. La propuesta original añade una ranura canceladora por cada una original. Con una separación radial aproximada de $\lambda_g/4$ y una longitud adecuada, la ranura canceladora puede neutralizar casi por completo la reflexión de su compañera radiante. El nuevo conjunto de ranuras se puede colocar en la superficie donde se disponen las ranuras originales o alternativamente en el conductor trasero de la guía. El inconveniente de esta última opción reside sobre la aparición de radiación trasera, siendo su principal ventaja el significativo aumento de la pureza de polarización. Esta última característica resulta fundamental en aplicaciones de recepción de TV por satélite.

La configuración estándar de la celda básica con ranuras canceladoras originalmente propuesta, se dibuja en la Fig. 4.24(a). Cada ranura radiante se acompaña de una canceladora separada radialmente una distancia típica de $\lambda_g/4$. Para maximizar el efecto cancelador, las nuevas ranuras se orientan de forma perpendicular al flujo de corriente radial. La longitud de cada ranura canceladora corresponde con la proyección de su compañera radiante sobre el frente de onda cilíndrico. Esta disposición de elementos aumenta considerablemente la densidad de ranuras, perturbando notablemente la propagación natural del campo a lo largo de la guía radial. Con el propósito de mitigar parcialmente este fenómeno, aquí se propone el uso de una única ranura canceladora por pareja radiante. Esta nueva disposición se dibuja en la Fig. 4.24(b). La posición típica sitúa el elemento cancelador en el punto

medio entre las dos radiantes, aunque su separación se mantiene como un parámetro de diseño. Por otro lado, estableciendo una longitud de ranura canceladora idéntica a la de su pareja radiante, se consigue neutralizar gran parte de la reflexión de ésta. En este trabajo se ha optado por colocar las ranuras canceladoras en la superficie trasera, con la intención de minimizar la componente contrapolar y evitar el probable solapamiento entre elementos.

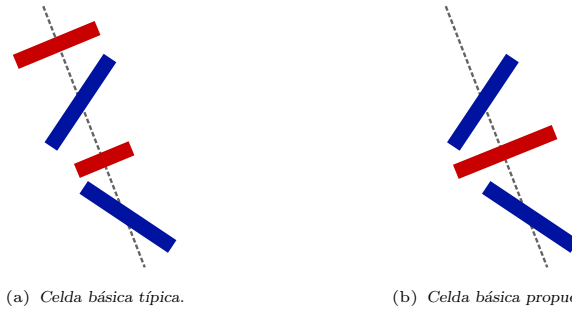


Figura 4.24: Composición de una celda básica estándar con ranuras canceladoras y alternativa propuesta. Las ranuras radiantes se pintan en azul y las canceladoras en rojo, junto con la línea correspondiente a la dirección radial. La separación entre ranuras radiantes es $\lambda_g/2$ y entre radiante y canceladora típicamente $\lambda_g/4$.

Las ranuras canceladoras así definidas cumplen adecuadamente su función con ambas configuraciones, contrarrestando de forma efectiva las reflexiones y dando lugar a antenas con satisfactorios niveles de adaptación. No obstante, una agrupación LP-RLSA sufre la misma problemática que su homóloga CP-RLSA. Las ranuras fuertemente excitadas, requeridas si se pretende reducir la potencia residual, alteran ostensiblemente la constante de propagación del modo guiado. Como consecuencia, la fase presumiblemente uniforme de campo en la apertura decae progresivamente en dirección radial. Este comportamiento sin embargo está agravado en el caso de una LP-RLSA, debido a la introducción de las ranuras canceladoras. El algoritmo de optimización de fase debe actuar por tanto de forma más cuidadosa, siendo poco recomendable un ajuste global de posiciones como el propuesto en la Sección 4.1.2.

La particular disposición de ranuras mostrada en la Fig. 4.23(a) permite afrontar el proceso de optimización mediante una estrategia diferente. A diferencia de una CP-RLSA, las ranuras se agrupan formando N anillos, constituyendo por tanto bloques claramente diferenciados. Este carácter separable permite proponer un algoritmo secuencial de ajuste de fase, respetando el modo de operación en onda progresiva de la agrupación. El procedimiento de optimización ideado se resume mediante el diagrama de flujo de la Fig. 4.25.

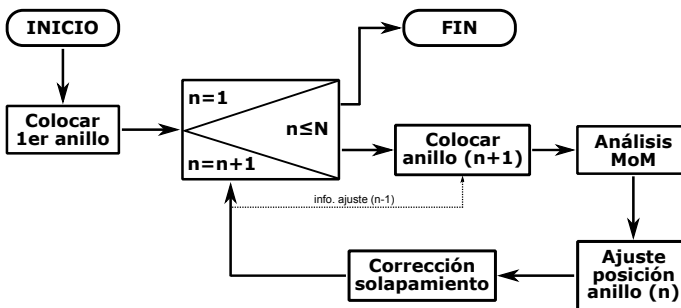


Figura 4.25: Diagrama de flujo del algoritmo de optimización de una agrupación LP-RLSA.

El algoritmo descrito comienza colocando los dos primeros anillos de elementos, tanto radiantes como canceladores. A partir del análisis MoM, se desplaza radialmente el primer anillo completo para ajustar su fase de campo radiado copolar. Para ello, se toma como referencia el campo medio del primer anillo, calculando el error de fase de cada pareja radiante y aplicando (4.2). Nótese que, aunque se calcula el error sobre el campo radiado por las ranuras radiantes, se aplica el desplazamiento a toda la celda básica de la Fig. 4.24, incluidas canceladoras. En este caso, para evitar que el comportamiento irregular de la fase se traslade al desplazamiento de las ranuras y provoque un solapamiento masivo, se ha optado por interpolar las posiciones corregidas a una elipse. Por tanto, la fórmula (4.2) proporciona unas posiciones corregidas que son posteriormente suavizadas a una elipse óptima, aplicando un procedimiento de mínimos cuadrados. Así se consigue un espaciado regular de elementos, evitando mayoritariamente el solapamiento entre ranuras. No obstante, una vez aplicado el ajuste de posiciones se ejecuta el algoritmo de corrección de solapamiento.

Como dicta el diagrama de flujo de la Fig. 4.25, el algoritmo continúa de forma secuencial colocando anillos y corrigiendo su posición, hasta que alcanza el final de la agrupación. En el ajuste del anillo n -ésimo, intervienen en el análisis las ranuras de los anillos $j = 1, \dots, n + 1$. El modo de operación en onda progresiva de la antena asegura una influencia menor de los anillos más externos al número $n + 1$. Este último sí se considera debido a su gran proximidad al anillo sobre el que se realiza el ajuste. La aproximación explicada ha demostrado ofrecer buenos resultados, reduciendo apreciablemente el coste computacional. Tal y como se incluye en la Fig. 4.25, se hace uso de la información del desplazamiento aplicado al anillo n cuando se coloca posteriormente el anillo $n + 2$. Este ajuste previo mejora el funcionamiento global de la optimización, especialmente cuando se lleva a cabo un intensivo desplazamiento de anillos. Finalmente, el procedimiento termina realizando un análisis de la agrupación completa y corrigiendo la posición del último anillo. Aunque el algoritmo podría continuar iterando, comenzando de nuevo en el primer anillo o bien en el último en sentido contrario, se ha comprobado que aporta una mejora poco significativa al resultado de la optimización.

El procedimiento secuencial propuesto presenta ciertas ventajas frente a una optimización global iterativa. Como se ha comentado anteriormente, un ajuste parcial proporciona mejores resultados debido al fuerte efecto de los acoplamientos mutuos. Por otro lado, la estrategia de considerar únicamente los anillos más internos en cada etapa, generalmente disminuye el coste computacional total, aunque depende obviamente del número de anillos. Finalmente, la filosofía secuencial posibilita su integración en un método recursivo de solución de un problema MoM. Concretamente, se ha probado el método MSMM [116] por su gran similitud con el algoritmo de optimización propuesto. Básicamente, el MSMM divide una estructura en diferentes bloques, lo más independientes entre sí posible, refinando la solución MoM en diferentes iteraciones. Aplicado a una LP-RLSA, primero calcula la solución del anillo 1, teniendo en cuenta únicamente el modo TEM incidente. A continuación, calcula el vector de solución del anillo 2, considerando como excitación el modo TEM y el campo generado por el primer anillo a partir de las tensiones anteriores. El procedimiento sigue esta estrategia hasta alcanzar el último anillo, para luego continuar iterando en sentido contrario hacia el primer anillo. Este camino de ida y vuelta se repite hasta alcanzar la tolerancia deseada en las tensiones sobre las ranuras.

El método MSMM así concebido reduce el coste computacional de inversión de matriz, debido a que en cada iteración únicamente resuelve el sistema asociado a las ranuras de un anillo. En la integración del MSMM con el algoritmo de optimización de la Fig. 4.25, éste correspondería con la primera iteración de ida del procedimiento de solución descrito. En las posteriores iteraciones, no se realizan ajustes de la posición de los elementos, únicamente se refina el vector de solución final. Como resultado del método integrado, se obtienen tanto la disposición de las ranuras en la agrupación como las tensiones sobre ellas. Este procedimiento puede ahorrar un apreciable tiempo de análisis, especialmente con grandes

agrupaciones de elementos o en estaciones de trabajo con limitados recursos. No obstante, se debe prestar cierta atención a la convergencia del método MSMM. A este respecto, el procedimiento iterativo deja de converger si los bloques definidos no son lo suficientemente independientes entre sí. Aplicado al caso de una LP-RLSA, ese requisito no es fácilmente acatable por el alto acoplamiento entre anillos vecinos, dificultando la convergencia en la mayoría de los casos.

Con el propósito de mejorar la convergencia del método MSMM original, se propone una modificación relativa a la definición de los bloques o secciones. La idea consiste en introducir un cierto solapamiento entre secciones durante el procedimiento iterativo. Para ello, se escogen unos bloques más amplios que un anillo, pero manteniendo el paso de un anillo en el proceso de barrido. De esta forma, cada ranura actualiza su tensión varias veces durante un mismo barrido, mejorando así su convergencia. Obviamente, esta redundancia afecta al coste computacional de cada iteración, debiendo escoger el solapamiento de forma cuidadosa. Después de varias pruebas, se llega a la conclusión que la sección óptima incorpora al anillo actual la pareja radiante-canceladora más cercana del anterior y del siguiente anillo. La sección así formada se dibuja en la Fig. 4.26. Aunque por brevedad, no se muestran tiempos globales de solución, se ha comprobado que el método MSMM modificado mejora notablemente su robustez en el análisis de agrupaciones LP-RLSA.

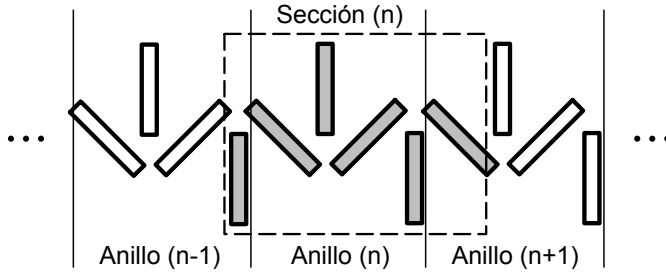


Figura 4.26: Sección del método MSMM modificado aplicado a una LP-RLSA con ranuras canceladoras.

El procedimiento descrito se aplica sobre una agrupación LP-RLSA típica con ranuras canceladoras. Se escoge una guía con $h = 6$ mm y $\epsilon_r = 2.26$ a la frecuencia de 12.5 GHz. Por simplicidad, se escogen unas dimensiones de ranura uniformes en toda la apertura, con un ancho $w = 1$ mm, longitud $L = 7.5$ mm y grosor idealmente nulo. El funcionamiento del procedimiento de optimización de fase sobre la configuración clásica de dos canceladoras se resume en la Fig. 4.27. Por un lado, la Fig. 4.27(a) muestra la directividad de la antena en dirección broadside, comparando la disposición original con la agrupación optimizada, para un número creciente de anillos. La distorsión de fase en la apertura original limita fuertemente el crecimiento de la directividad. Si se compara con una CP-RLSA típica, es evidente el peor comportamiento del diseño teórico de una LP-RLSA, causado por la presencia de las ranuras canceladoras. Las curvas mostradas confirman el óptimo funcionamiento del ajuste de fase, restaurando el deficiente comportamiento de la agrupación sin corregir. Como consecuencia, queda reforzada la necesidad del procedimiento de optimización, el cual alcanza mejoras de directividad de hasta 8 dBi en el caso analizado de 11 anillos.

El presunto buen funcionamiento del algoritmo de optimización en cuanto a la corrección de fase, queda en evidencia con la gráfica de la Fig. 4.27(b). En ella se representa la potencia radiada por la disposición original y la agrupación optimizada. Para el diseño original, se aprecia el lógico aumento continuo de la potencia con un mayor número N de anillos. Sin embargo, una vez corregida la fase de los elementos, se reduce drásticamente su excitación. Como resultado, la potencia se mantiene en el mismo bajo nivel, independientemente del número de anillos. Por tanto, a pesar del notable incremento en directividad aportado por

la optimización, la ganancia decrece debido a la pobre eficiencia de radiación. Se podría concluir que la pareja de ranuras canceladoras bloquean de alguna forma la potencia radiada por el conjunto de la agrupación.

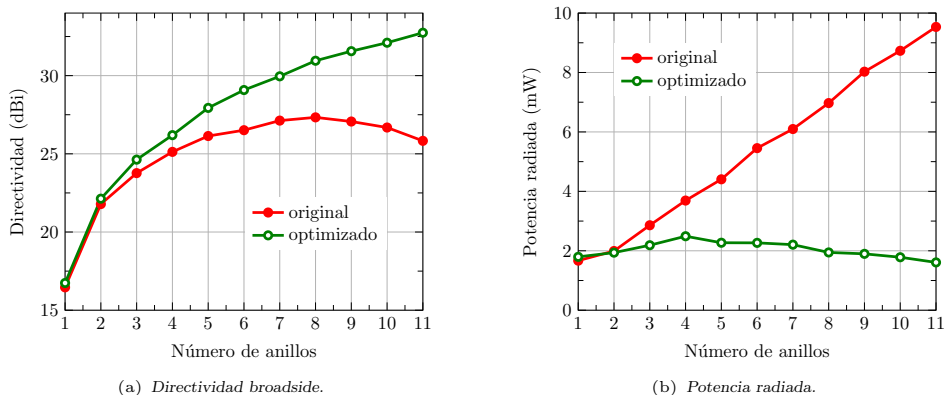


Figura 4.27: Directividad y potencia radiada en función del número de anillos de una LP-RLSA. Corresponde a la configuración de dos ranuras canceladoras de la Fig. 4.24(a).

Este inesperado fenómeno, no mencionado en anteriores referencias, ha incitado la propuesta de una nueva celda básica, compuesta por una única ranura canceladora (véase Fig. 4.24(b)). La posición óptima tiende a alejarse ligeramente del punto medio, acercándose a la primera ranura de la pareja radiante. Después de varias simulaciones, se ha comprobado que una separación de $0.2\lambda_g$ resulta óptima en términos de máxima adaptación y mínima potencia radiada por la ranura canceladora. En la Fig. 4.28 se repite el mismo estudio anterior con esta nueva disposición de ranuras. Por un lado, la directividad sigue un comportamiento idéntico al caso anterior, con una marcada restauración de la uniformidad de fase en la apertura. Por otro lado, la potencia radiada confirma la conveniencia de esta segunda configuración, devolviendo la eficiencia de radiación a los niveles previos a la optimización. Por tanto, este estudio descarta definitivamente la celda original con dos ranuras canceladoras, decantándose por la configuración propuesta con sólo una de ellas. Dicha disposición de ranuras permite el diseño y optimización de agrupaciones LP-RLSA eficientes con adecuados niveles de adaptación.

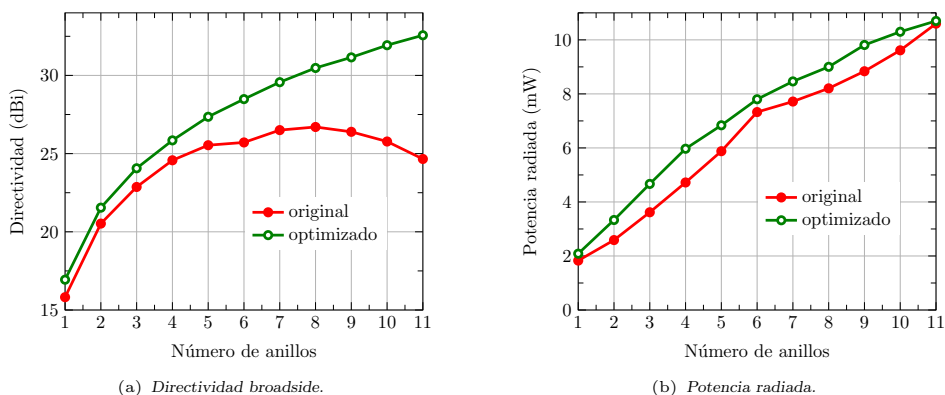


Figura 4.28: Directividad y potencia radiada en función del número de anillos de una LP-RLSA. Corresponde a la configuración de una ranura canceladora de la Fig. 4.24(b).

Validación experimental

Con el objetivo de ilustrar los beneficios de la configuración propuesta, se diseña una LP-RLSA a la frecuencia de 12.5 GHz, de la cual se fabrica un prototipo. Se pretende en este caso conseguir una agrupación eficiente de grandes dimensiones, que permita emular las características de un reflector parabólico. Nótese que la frecuencia escogida se encuentra en una banda típica de recepción de TV por satélite. Su carácter plano, bajo volumen y ligero peso otorgan a las agrupaciones LP-RLSA claros beneficios respecto a los reflectores convencionales. A continuación se enumeran los datos principales del diseño inicial:

- Frecuencia de diseño: 12.5 GHz
- Diámetro de la antena: 47 cm
- Polarización: Lineal
- Distribución de amplitud: Uniforme.
- Guía radial: Polipropileno con aluminio adhesivo; Altura $h = 6$ mm; permitividad $\epsilon_r = 2.26$; grosor del conductor $t = 35$ μm .
- Número de anillos: $N = 14$.
- Número de ranuras: $P = 2870$, siendo 1904 radiantes y 966 canceladoras.
- Radio del primer elemento: $n_0 = 2$.
- Espaciado angular: $S_\phi = 0.5\lambda_0$.
- Anchura de las ranuras: $w = 1$ mm.
- Potencia residual estimada: $t_{\text{res}} = 10$ %.

El diseño de las longitudes de ranuras se lleva a cabo conforme a lo explicado en la Sección 4.1.1. Lógicamente, en este caso se debe considerar la celda básica de la Fig. 4.24(b) en la estimación de la eficiencia de cada anillo. Como resultado, las longitudes de ranura radiante oscilan entre 6.1 mm y 7.6 mm. Respecto a las canceladoras, ya se ha comentado anteriormente que toman una longitud igual a las radiantes para neutralizar de forma óptima sus reflexiones. Su separación radial respecto a la primera ranura radiante se fija en $0.2\lambda_g$, colocándose en superficies opuestas de la guía de placas paralelas.

Una vez establecido el diseño inicial, se aplica el algoritmo de optimización propuesto anteriormente. La disposición final de las ranuras se puede observar en el dibujo de la Fig. 4.29. Los principales parámetros de la antena antes y después de la corrección se comparan en la Tabla 4.2. El análisis MoM supone una guía de placas paralela infinita, definiendo la eficiencia de radiación como la relación entre la potencia radiada por las ranuras radiantes y la potencia de entrada. Nótese que el campo radiado por las ranuras canceladoras traseras contribuye a las pérdidas de la antena, de forma similar a la eficiencia de desbordamiento de un receptor parabólico. Los datos de la Tabla 4.2 confirman la enorme mejora del pobre comportamiento directivo del diseño original. Además, el punto débil de este tipo de antenas, el parámetro de adaptación, presenta un nivel particularmente bueno. Finalmente, la óptima eficiencia de iluminación es penalizada por la radiación trasera, consiguiendo una eficiencia total en torno a un 50%. Se debe mencionar que habría que añadir las pérdidas del dieléctrico, no consideradas en el análisis por la falta de datos del material empleado.

El extraordinario aumento en directividad se traslada directamente al diagrama de radiación, representando en la Fig. 4.30(a) el corte en plano H de ambas antenas. El diagrama

	$ S_{11} $ (dB)	D_{\max} (dBi)	η_{rad} (%)	η_{il} (%)	η_{tot} (%)
Diseño	-45.5	24.0	53.0	6.6	0.04
Optimización	-31.8	34.7	65.1	77.3	50.3

Tabla 4.2: Parámetros simulados a 12.5 GHz de la agrupación LP-RLSA de 14 anillos con ranuras canceladoras.

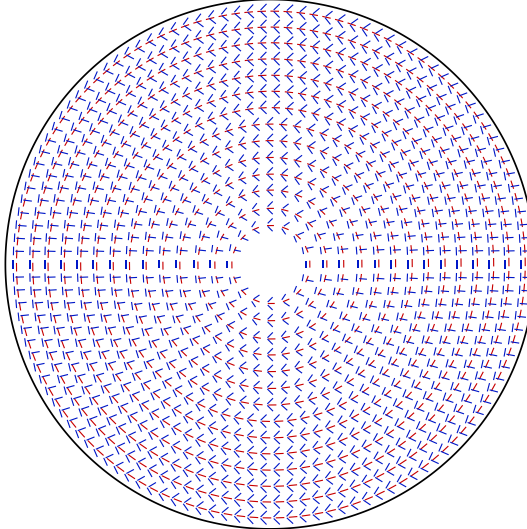
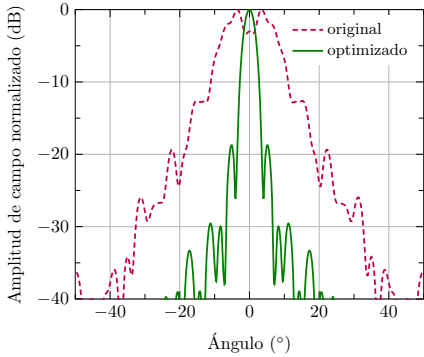


Figura 4.29: Disposición de las ranuras de la agrupación LP-RLSA de 14 anillos. Las ranuras radiales se colorean en azul y las canceladoras en rojo.

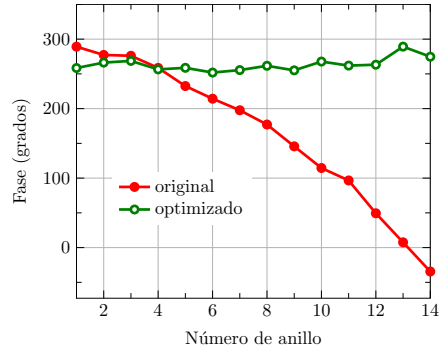
previo a la corrección aparece completamente distorsionado, exhibiendo más bien un patrón cónico debido a la variación lineal de la fase en dirección radial. El proceso de optimización consigue corregir completamente dicho comportamiento, ofreciendo un diagrama directivo bien conformado. La variación de la fase en la apertura se puede explorar de forma sencilla si se representa la fase del campo copolar medio radiado por cada anillo. Estas curvas se encuentran en la Fig. 4.30(b), donde se aprecia claramente el beneficioso efecto del procedimiento de optimización. Sirva de ilustración la enorme variación de fase en el diseño inicial, correspondiendo prácticamente a un ciclo completo entre el primer y último anillo.

El diseño mostrado se lleva a la práctica mediante la fabricación de un prototipo. El elevado diámetro de la agrupación dificulta su fresado en máquinas convencionales. Por dicha razón, y con la intención de probar un método alternativo de muy bajo coste, se opta por fabricar la antena siguiendo el proceso detallado en [77]. Así, la guía radial se construye a partir de una capa de polipropileno y una hoja de aluminio adhesivo. Las ranuras se realizan sobre dicha hoja empleando una máquina cortadora de vinilo controlada por ordenador. Este proceso se ilustra en la fotografía de la Fig. 4.31(a), recogiendo un detalle del resultado en la Fig. 4.31(b). Como se aprecia en la Fig. 4.31(c), la alimentación consiste en una sonda estándar tipo SMA, soldada a un disco de cobre adhesivo pegado en la zona central de la agrupación. La longitud de la sonda se ajusta a $l_p = 4.74$ mm, siguiendo el proceso descrito con el prototipo de CP-RLSA de la Sección 4.1.3. Por último, el final de la línea radial se deja en abierto. Una vista de la antena completa por ambas caras se incluye en la Fig. 4.32.

La antena se somete a un proceso de medida tanto de los diagramas de radiación como del parámetro de adaptación. En las Figs. 4.33 y 4.34 se comparan los diagramas de



(a) Diagrama copolar en plano H.

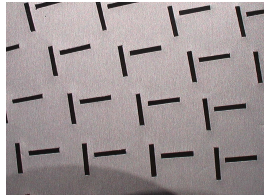


(b) Fase media de los anillos.

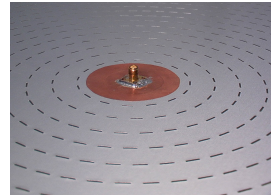
Figura 4.30: Comparativa del diseño original y la optimización de la agrupación LP-RLSA de 14 anillos con ranuras canceladoras. Se representa el diagrama copolar en $\phi = 90^\circ$ y la fase de la media de campo radiado por cada anillo.



(a) Proceso de fabricación.

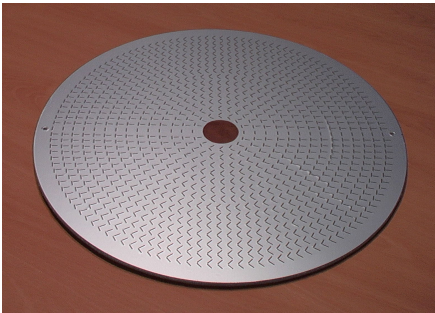


(b) Detalle de la cara superior.

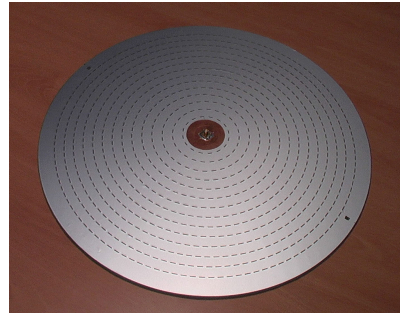


(c) Detalle de la cara inferior.

Figura 4.31: Distintas fotografías del prototipo LP-RLSA con ranuras canceladoras.



(a) Vista superior.



(b) Vista inferior.

Figura 4.32: Vista superior e inferior del prototipo LP-RLSA con ranuras canceladoras.

radiación copolar medidos y simulados en plano E y H respectivamente. Se puede apreciar una razonable similitud entre ellos, teniendo en cuenta las limitaciones del procedimiento de fabricación. En la Fig. 4.35 por otro lado se representa el diagrama de radiación contrapolar en plano H. La concordancia de las medidas con las simulaciones resulta muy satisfactoria, salvo en la predicción del nulo central. Nótese que el campo contrapolar en dirección broadside debiera ser nulo debido a la simetría de la agrupación. Esta discrepancia se puede explicar por un error durante la etapa manual del procedimiento de fabricación. En el proceso de su pegado al polipropileno, la hoja de aluminio inferior con las ranuras

canceladoras, quedó inadvertidamente rotada en torno a 1° con respecto a la referencia. La asimetría así introducida ha tenido un impacto apreciable en el nivel de contrapolar. Queda por tanto en evidencia la vital importancia del alineamiento cuando intervienen varias capas de elementos en la estructura fabricada.

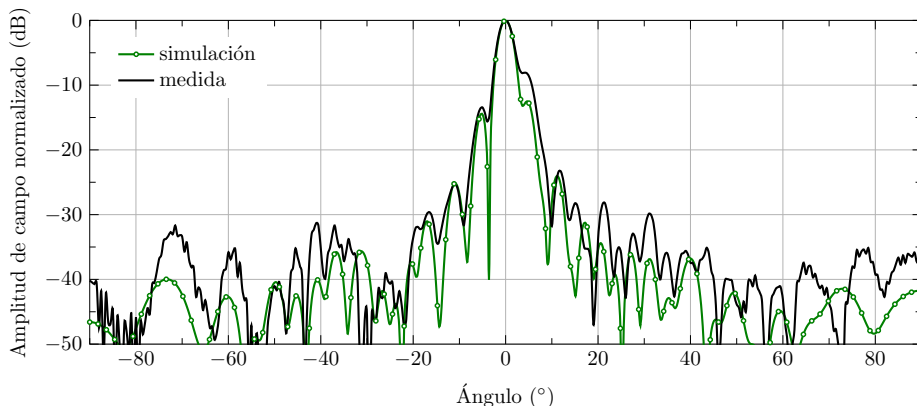


Figura 4.33: Diagrama de radiación copolar en el plano E a 12.5 GHz del prototipo LP-RLSA con ranuras canceladoras.

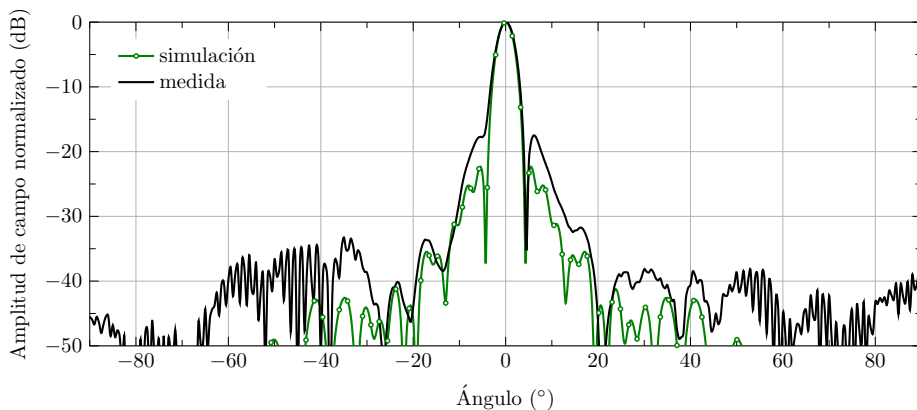


Figura 4.34: Diagrama de radiación copolar en el plano H a 12.5 GHz del prototipo LP-RLSA con ranuras canceladoras.

Finalmente, la Fig. 4.36 muestra la caracterización en frecuencia de la antena, en términos del coeficiente de reflexión y la ganancia en dirección broadside. El comportamiento del parámetro de adaptación medido muestra una buena similitud con las simulaciones. La eficacia de las ranuras canceladoras queda por tanto demostrada. En cuanto a la ganancia, la simulación predice de forma adecuada la banda de trabajo de la antena. A pesar de ello, se aprecia una clara diferencia de unos 2 dB en el valor de la ganancia. La discrepancia se puede atribuir principalmente a las pérdidas óhmicas de la estructura, especialmente en las láminas de aluminio adhesivo. Estas altas pérdidas también fueron percibidas en los prototipos fabricados en [77]. A este fenómeno contribuyen sin duda las fuertes corrientes inducidas por la gran densidad de elementos.

Como conclusión, la inclusión de ranuras canceladoras ha demostrado su capacidad para adaptar agrupaciones LP-RLSA eficientes. El algoritmo de optimización concebido propor-

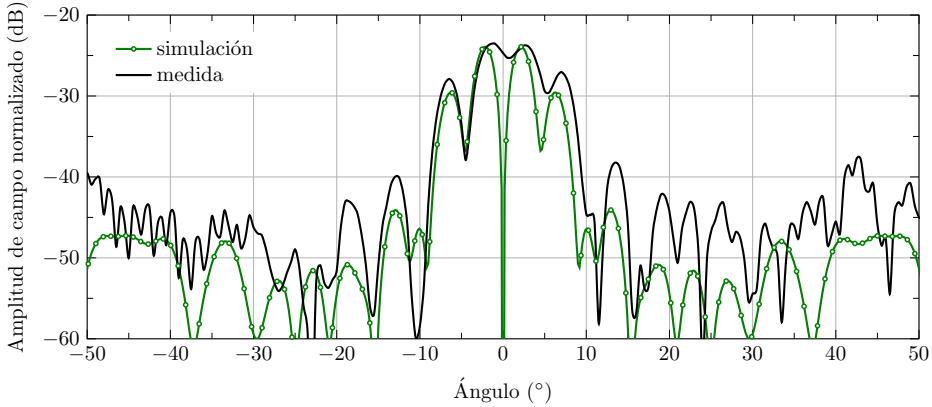
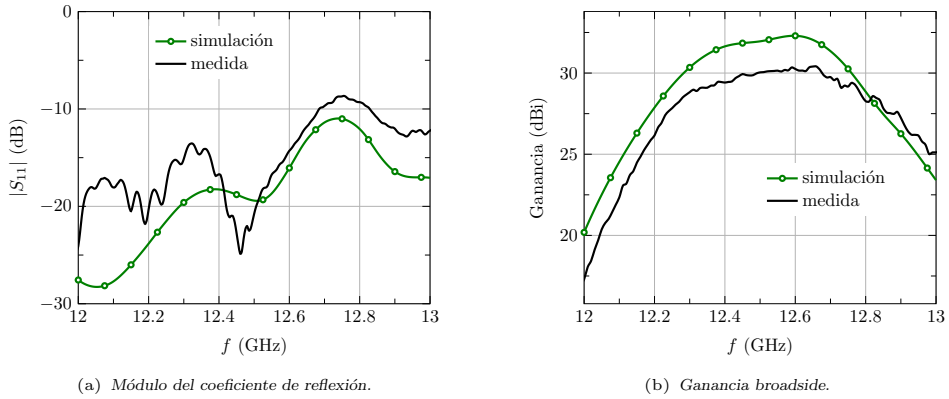


Figura 4.35: Diagrama de radiación contrapolar en el plano H a 12.5 GHz del prototipo LP-RLSA con ranuras canceladoras.



(a) Módulo del coeficiente de reflexión.

(b) Ganancia broadside.

Figura 4.36: Coeficiente de reflexión y ganancia broadside en función de la frecuencia, correspondiente al prototipo LP-RLSA con ranuras canceladoras.

ciona buenos resultados, llegando a alcanzar eficiencias totales en torno a un 50%. No obstante, la necesidad de colocar las nuevas ranuras en la superficie inferior para mantener la pureza de polarización conlleva ciertos inconvenientes. Además de penalizar la ganancia potencial de la agrupación, la radiación trasera puede ser molesta en el escenario final de instalación de la antena. La medida del prototipo ha confirmado el buscado buen comportamiento en adaptación, a pesar de no alcanzar la ganancia esperada debido al proceso de fabricación de bajo coste empleado.

4.2.2. LP-RLSA de haz inclinado

Una técnica habitual para adaptar agrupaciones de onda progresiva consiste en inclinar el haz unos pocos grados respecto a la dirección broadside. Tal modificación del diseño de una RLSA afecta al espaciado radial entre elementos, induciendo a su vez una cancelación de las reflexiones. A pesar de haber confirmado su mejora en adaptación, los trabajos realizados hasta la fecha no realizan un estudio profundo sobre las implicaciones en el funcionamiento global de la antena. Como se comprueba en esta sección, la modificación de la disposición circular original causa una pérdida de la simetría cilíndrica en la propagación del campo a lo largo de la guía. La consecuencia inmediata es una importante alteración

de la uniformidad de campo en la apertura. Este fenómeno se agrava notablemente si se requieren diseños eficientes y por tanto con elementos fuertemente excitados. Se debe mencionar que los trabajos anteriores [77] se restringen a agrupaciones con baja eficiencia, donde una parte importante de potencia residual es absorbida por un material absorbente. Todas estas consideraciones se deben tener en cuenta en el diseño haciendo uso de una rigurosa herramienta de análisis como la desarrollada en esta tesis.

Una agrupación LP-RLSA de haz inclinado modifica convenientemente la disposición de las ranuras para que el haz principal apunte en la dirección (θ_T, ϕ_T) deseada. Aquí se ha escogido siempre una inclinación dentro del plano de polarización, es decir, fijando $\phi_T = 0$. Con este valor se mantiene la simetría de la antena, reduciendo así la radiación de componente contrapolar. Las parejas de ranuras ya no recaen sobre círculos concéntricos sino a lo largo de curvas similares a elipses, las cuales dejan de estar centradas en el punto de alimentación. Estas curvas se definen completamente a partir de la separación radial en función de la posición angular:

$$S_\rho = \frac{\lambda_g}{1 - \frac{1}{\sqrt{\epsilon_r}} \sin \theta_T \cos \phi'} \tag{4.5}$$

Merece la pena mencionar que existe un error en la definición original [76] de este espaciado, específicamente en la dependencia con la permitividad ϵ_r . Como ilustración, en la Fig. 4.37 se dibuja un ejemplo de LP-RLSA tomando $\theta_T = 20^\circ$, y el detalle de la disposición de las ranuras. Como se puede apreciar, la distancia entre las dos ranuras de una pareja se mantiene en $\lambda_g/2$ para conseguir polarización lineal. Los ángulos θ_1 y θ_2 que definen su orientación también conservan el valor del diseño broadside, puesto que $\phi_T = 0$. Previamente a mostrar el funcionamiento de una LP-RLSA de haz inclinado, conviene examinar primero la distribución de las ranuras en la Fig. 4.37. Aunque se suele adoptar un espaciado angular S_ϕ uniforme en toda la antena, los elementos en la parte izquierda, cerca del semieje x negativo, están más próximos entre sí debido a un mínimo de la separación radial (4.5). Esta tendencia se intensifica con mayores inclinaciones de haz, aumentando potencialmente los acoplamientos mutuos.

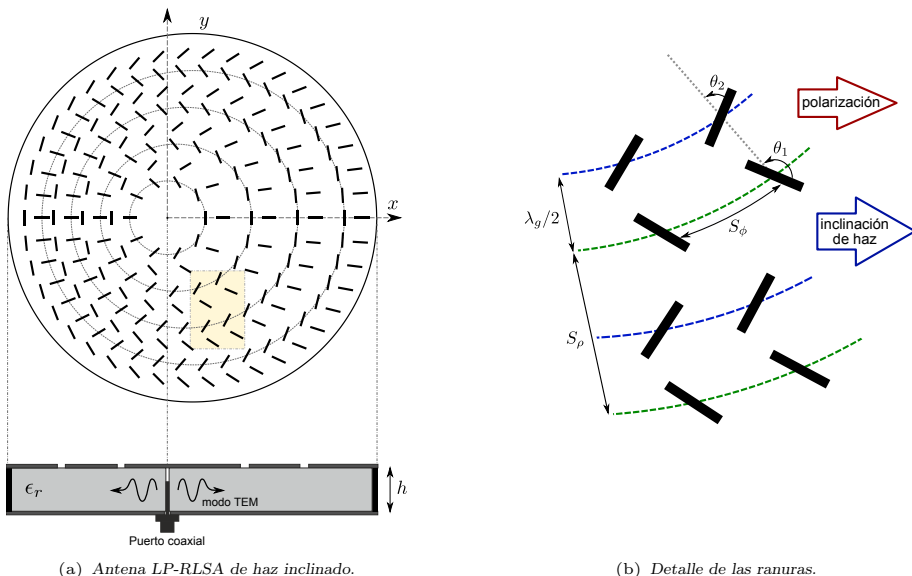


Figura 4.37: Dibujo de una antena LP-RLSA de haz inclinado y detalle de la disposición de las ranuras.

Primeramente se debe evaluar la supuesta capacidad de la técnica de inclinación de haz para mejorar la adaptación de una agrupación LP-RLSA. Para ello, se construye la guía radial sobre un sustrato Nelco NY9220 de altura $h = 3.175$ mm, permitividad $\epsilon_r = 2.2$ y grosor de conductor $t = 35$ μm , a la frecuencia central de 17 GHz. Para evaluar el funcionamiento de la antenna, se estudian dos ejemplos diferentes de 6 y 11 anillos respectivamente, en función del ángulo de elevación θ_T impuesto. La agrupación más pequeña radia aproximadamente el 20% de la potencia de entrada, mientras que la mayor aumenta dicho porcentaje hasta el 80%. Se escoge un espaciado angular de $S_\phi = 0.4\lambda_0$, con un radio inicial $n_0 = 1$ y una anchura de ranura $w = 0.7$ mm.

Con la disposición anteriormente descrita y un diseño de longitudes de ranura para una distribución uniforme, se calcula el parámetro de reflexión y la directividad máxima, representándose en la Fig. 4.38. Como era de esperar, la configuración broadside ($\theta_T = 0^\circ$) rechaza gran parte de la potencia en el puerto de entrada. A medida que θ_T aumenta, ese pobre comportamiento en adaptación mejora gradualmente, independientemente del tamaño de antenna o potencia radiada. Como consecuencia, se consiguen pérdidas de retorno mejores que 20 dB, ya con ángulos de inclinación en torno a $\theta_T = 8^\circ$. Se confirma así la eficacia de esta técnica para adaptar agrupaciones LP-RLSA. Desafortunadamente, la Fig. 4.38(b) revela que incluso imponiendo pequeños ángulos de inclinación, la directividad cae dramáticamente debido a la pérdida de simetría. Este fenómeno se torna más acusado en grandes agrupaciones o con elementos fuertemente excitados. Nótese que la directividad cae 2 dB para el caso de 6 anillos y 7 dB en el de 11 anillos, ambos con un ángulo $\theta_T = 10^\circ$.

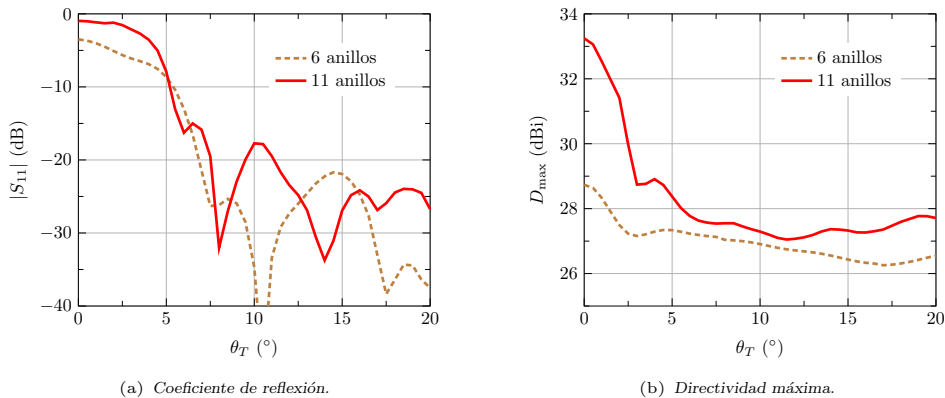


Figura 4.38: Coeficiente de reflexión y directividad máxima de una LP-RLSA en función del ángulo θ_T de inclinación de haz.

La causa principal del percibido deterioro en radiación, proviene de la conocida modificación de la constante de propagación en la guía ranurada. Este fenómeno se agrava notablemente al inclinar el haz, como revela la diferencia de directividad en la Fig. 4.38(b) respecto al diseño broadside. Se debe aplicar por tanto un procedimiento de corrección de fase sobre el diseño inicial. La meta consiste en ajustar la posición de las parejas de ranuras hasta conseguir una suma constructiva hacia el ángulo de elevación θ_T deseado. Nótese que la orientación del haz en acimut se cumple automáticamente gracias a la simetría de la antenna. El procedimiento de optimización propuesto para una LP-RLSA de haz desapuntado, sigue el mismo diagrama de flujo de la Fig. 4.25. La única diferencia respecto a una antenna con apuntamiento broadside, reside en la dirección (θ_T, ϕ_T) en la que se calcula la fase del campo radiado. Demanda ahora mayor atención la corrección del solapamiento, debido a la mencionada mayor densidad de elementos en una zona de la agrupación.

Los resultados de adaptación y directividad, una vez optimizada la agrupación, se representan en la Fig. 4.39. Únicamente se considera ahora el caso más realista de 11 anillos. Como se puede observar, se restauran parcialmente los valores de directividad, confirmando así la idoneidad del algoritmo de corrección para ángulos de inclinación moderados. Como contrapartida, el comportamiento en adaptación en general empeora, aunque siempre se puede conseguir un resultado satisfactorio si se escoge un ángulo θ_T suficientemente grande.

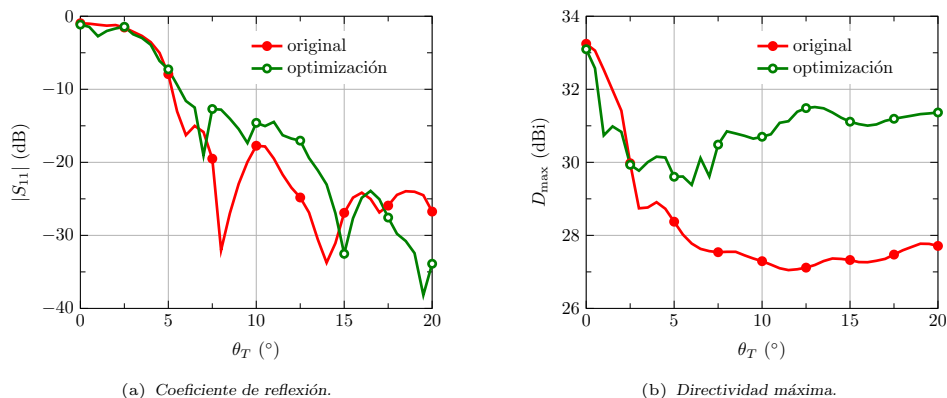


Figura 4.39: Coeficiente de reflexión y directividad máxima de una LP-RLSA de 11 anillos, en función del ángulo θ_T de inclinación de haz, comparando el diseño original y optimizado.

Con el objetivo de aportar un mejor entendimiento sobre el funcionamiento de la antena, la Fig. 4.40 muestra el campo copolar en la apertura optimizada, con cuatro ángulos θ_T diferentes. Primeramente, el diseño broadside exhibe una distribución de campo extremadamente simétrica gracias a la disposición cilíndrica de los elementos. Se aprecia también una caída de amplitud en los anillos centrales causada por la suma coherente de reflexiones. Sin embargo, incluso con una pequeña inclinación de haz ($\theta_T = 5^\circ$), la asimetría en la disposición de las ranuras arruina por completo la uniformidad del modo guiado, provocando así una drástica reducción de la directividad. Se percibe con claridad en la Fig. 4.40(b) la tendencia de la onda a propagarse en la dirección sobre la cual se inclina el haz, en este caso a lo largo del eje x . La irregularidad del campo en la guía se acentúa aún más por la suma coherente de reflexiones, complicando sobremanera el proceso de optimización y el algoritmo de corrección de solapamiento. Este último se enfrenta a una tarea complicada, fracasando en varios casos debido al solapamiento masivo de elementos.

Afortunadamente, la uniformidad del campo en la apertura se restaura parcialmente para ángulos de inclinación mayores ($\theta_T=10-15^\circ$), gracias a la mayor aleatoriedad de los acoplamientos mutuos. Este hecho justifica la recuperación de directividad percibida en la Fig. 4.39(b). No obstante, no se consigue restaurar el óptimo comportamiento del campo en la apertura exhibido por el diseño broadside. Se puede concluir por tanto que inclinaciones de haz superiores a $10^\circ-12^\circ$ proporcionan la deseada mejora en adaptación, manteniendo al mismo tiempo un aceptable comportamiento en radiación.

Validación experimental

Como se ha concluido anteriormente, una elección adecuada del ángulo de inclinación de haz, combinada con un procedimiento de optimización de fase, posibilita agrupaciones LP-RLSA bien adaptadas sin arruinar por completo la uniformidad de campo en la apertura. Para demostrar esta afirmación, se diseña y fabrica un prototipo compuesto por 11 anillos. Los parámetros de la agrupación se mantienen inalterados respecto a los emplea-

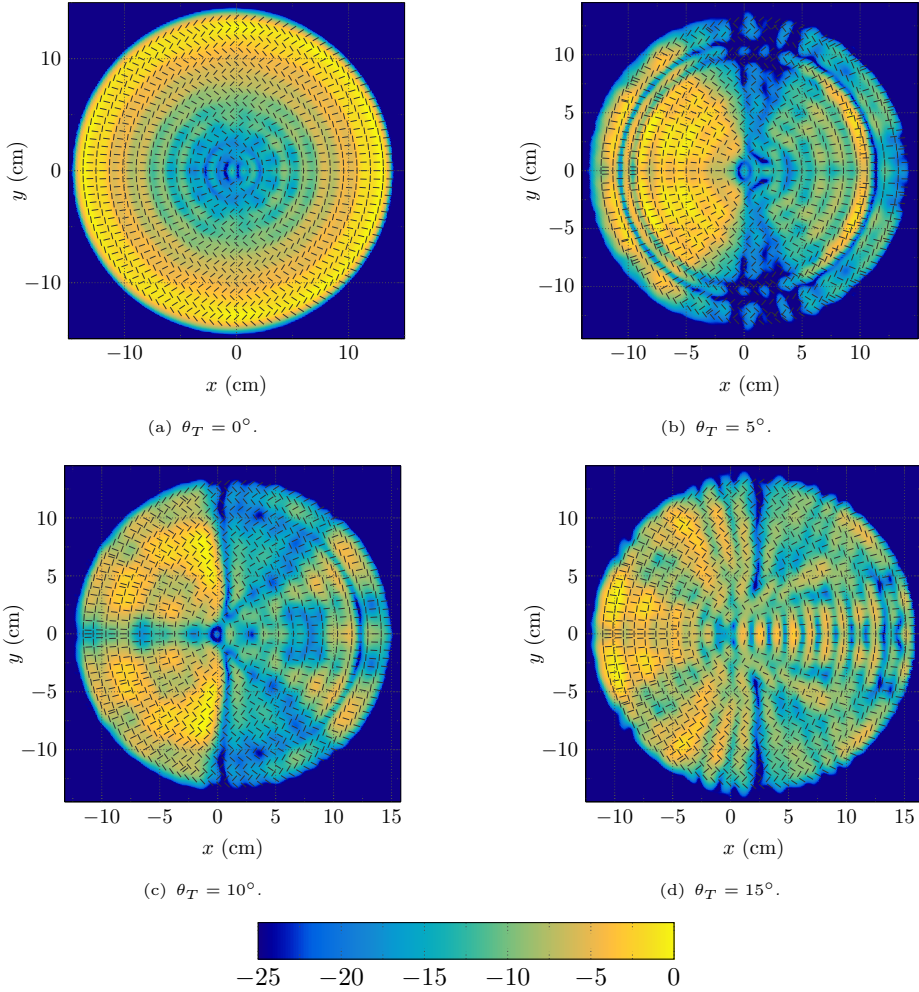


Figura 4.40: Componente E_x de campo eléctrico a 17 GHz sobre la apertura de una LP-RLSA optimizada de 11 anillos, para diferentes ángulos θ_T de inclinación de haz.

dos anteriormente. La decisión fundamental de diseño recae sobre el ángulo de inclinación de haz. Aunque la Fig. 4.39(b) presenta el mejor valor de directividad para $\theta_T = 13^\circ$, se escoge finalmente un valor de $\theta_T = 15^\circ$ porque mejora el comportamiento en frecuencia de la adaptación, manteniendo a su vez un buen nivel de directividad. Nótese que un valor θ_T mucho mayor causaría un irremediable solapamiento entre ranuras en la parte izquierda de la antena. Se enumeran a continuación los datos principales de la agrupación:

- Frecuencia de diseño: 17 GHz
- Diámetro de la antena: 27 cm
- Polarización: Lineal
- Distribución de amplitud: Uniforme.
- Apuntamiento del haz principal: $\phi_T = 0^\circ$ y $\theta_T = 15^\circ$.

- Guía radial: Nelco NY9220; Altura $h = 3.175$ mm; permitividad $\epsilon_r = 2.2$; grosor del conductor $t = 35$ μm .
- Número de anillos: $N = 11$.
- Número de ranuras: $P = 1404$.
- Radio del primer elemento: $n_0 = 1$.
- Espaciado angular: $S_\phi = 0.4\lambda_0$.
- Anchura de las ranuras: $w = 0.7$ mm.
- Potencia residual estimada: $t_{\text{res}} = 15\%$.

El diseño de las longitudes de ranura para una distribución uniforme da como resultado un rango entre 4.45 mm y 6.15 mm. En cuanto a la sonda, corresponde con un conector de dimensiones SMA estándar, con una longitud ajustada a $l_p = 2.77$ mm. Una vez optimizadas las posiciones de las ranuras para un modo de funcionamiento en guía infinita, ésta se cortocircuita para evitar pérdidas de potencia. El radio y posición de la pared conductora circular se optimizan en relación al coeficiente de reflexión y la directividad a la frecuencia central. La distancia óptima del centro del cortocircuito respecto a la sonda es $x_0 = 2.36$ cm, siendo su radio $R_0 = 13.71$ cm, correspondiente a una separación respecto al último anillo en torno a $0.4\lambda_g$. Con el propósito de evaluar la influencia de la pared conductora final, en la Tabla 4.3 se recogen los parámetros más relevantes de la agrupación, comparados con el análisis en guía infinita.

	$ S_{11} $ (dB)	D_{max} (dBi)	θ_T ($^\circ$)	η_{rad} (%)	η_{il} (%)	η_{tot} (%)
PPW	-30.8	30.86	15.38	76.7	51.0	39.1
Cavidad	-30.2	30.61	15.37	92.4	48.2	44.5

Tabla 4.3: Parámetros simulados a 17 GHz de la agrupación LP-RLSA de 11 anillos con haz inclinado.

Cabe mencionar que la topología de una LP-RLSA facilita el diseño del cortocircuito. Se puede percibir en la Fig. 4.37 que, a pesar de que los elementos no se disponen sobre circunferencias, es posible colocar el conductor final de tal forma que su distancia al último anillo sea prácticamente constante. Contrasta la diferencia con una CP-RLSA, donde la distribución en espiral imposibilita este hecho. En consecuencia, se puede diseñar la agrupación asumiendo una potencia residual mayor, con la beneficiosa reducción en acoplamientos mutuos asociada. Así por ejemplo, este caso impone $t_{\text{res}} = 15\%$, en lugar de un 5% típico en una CP-RLSA, ofreciendo unos resultados satisfactorios. Sirva de demostración la escasa diferencia en el parámetro de adaptación y directividad entre la agrupación en guía PPW y con cortocircuito. El apuntamiento del haz también se mantiene prácticamente inalterado, en torno al valor de diseño. En cuanto a la eficiencia, la agrupación en guía infinita radia en torno al 77% de la potencia de entrada. El 23% restante se divide entre un 10% de pérdidas en el dieléctrico y un 13% de potencia que se escapa por la guía infinita. Este último valor concuerda satisfactoriamente con el parámetro de diseño $t_{\text{res}} = 15\%$. Finalmente, la agrupación en la cavidad alcanza una eficiencia total de un 44%, dada por un 48% de eficiencia de apertura y un 8% de potencia absorbida por el dieléctrico.

Obviamente, el efecto del cortocircuito final sobre el funcionamiento de la antena depende de la cantidad de potencia no radiada cuando la onda alcanza el final de la guía. En general, la eficiencia de radiación de las ranuras crece con la frecuencia debido a su

longitud menor que la de resonancia. Por tanto, es esperable una mayor reflexión en la pared conductora final según decrezca la frecuencia. El funcionamiento de la agrupación en la banda de trabajo, tanto en guía PPW como con el cortocircuito final, se presenta en la Fig. 4.41. Por una parte, la Fig. 4.41(a) confirma un empeoramiento del parámetro de adaptación a frecuencias bajas. En la parte alta de la banda, las curvas de adaptación de ambos análisis registran un comportamiento muy similar. En cuanto a la directividad, la Fig. 4.41(a) acredita el mayor efecto del cortocircuito a frecuencias bajas. No obstante, la agrupación en cavidad siempre presenta una ganancia mayor que en la guía PPW, gracias a la eliminación de la potencia residual. Queda demostrada por tanto la conveniencia de la incorporación de un cortocircuito convenientemente diseñado en una agrupación LP-RLSA.

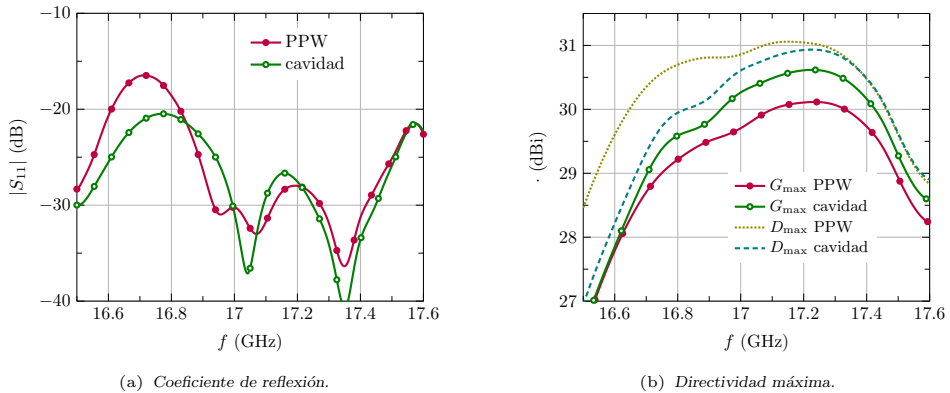
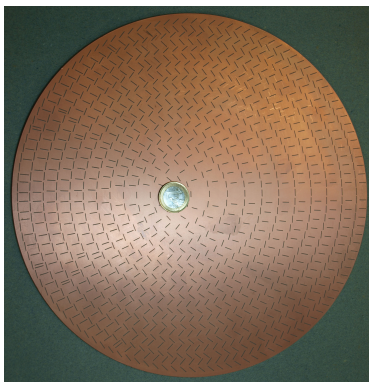


Figura 4.41: Coeficiente de reflexión y directividad máxima de la agrupación LP-RLSA de 11 anillos con haz inclinado, en función de la frecuencia. Se compara la simulación en guía PPW y en cavidad circular.

En la Fig. 4.42 se muestran un par de fotografías del prototipo fabricado. Se pueden distinguir en la Fig. 4.42(a) un conjunto de ranuras en la parte izquierda, claramente desplazadas de su posición original por efecto del algoritmo de corrección de solapamiento. Tal y como se percibe en la Fig. 4.42(b), el cortocircuito se ha implementado aplicando una pintura conductora por todo el borde circular del sustrato. La concordancia entre simulaciones y medidas confirman la validez de esta solución.



(a) Vista superior.



(b) Vista lateral.

Figura 4.42: Prototipo LP-RLSA con haz inclinado.

A continuación se recoge una selección representativa de la batería de medidas realizadas sobre el prototipo. En primer lugar, en la Fig. 4.43 se muestra el campo en la apertura a la frecuencia central, reconstruido a partir del diagrama de radiación en la esfera completa. La línea blanca corresponde al borde de la antenna física. Se puede observar cómo el módulo de campo exhibe las irregularidades ya percibidas en las simulaciones. En cuanto a la fase, se aprecia claramente su variación lineal a lo largo del plano de inclinación de haz. También aparecen ciertas alteraciones respecto al ideal frente de fase lineal, causadas por los fuertes acoplamientos mutuos.

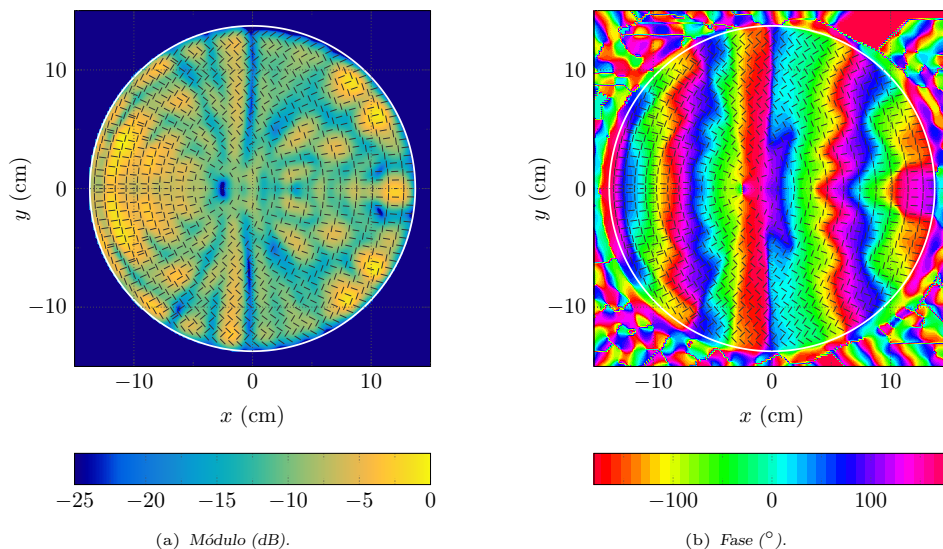


Figura 4.43: Componente E_x de campo eléctrico sobre la apertura reconstruido a 17 GHz para el prototipo de LP-RLSA con haz inclinado.

El diagrama de radiación copolar medido a 17 GHz se representa en las Figs. 4.44 y 4.45 a lo largo de ambos planos principales. Destaca la excelente concordancia entre simulaciones y medida, tanto en el ancho de haz principal como en el nivel de lóbulos secundarios. Se comprueba que el diagrama apunta en la dirección prevista en el plano E. Aparece también un lóbulo secundario relativamente alto, causado por la mayor asimetría del campo en la apertura en este plano. Este esperado comportamiento se podría aliviar modificando la distribución de amplitud en el corte sobre el que se inclina el haz. Finalmente, la Fig. 4.46 recoge la componente contrapolar en plano H, a lo largo del cual aparece su mayor contribución. De nuevo la similitud entre medida y simulaciones demuestra ser óptima. La pureza de polarización resulta satisfactoria, manteniendo el nivel de contrapolar siempre por debajo de 25 dB.

En cuanto a la respuesta en frecuencia de la agrupación, la Fig. 4.47(a) representa el coeficiente de reflexión medido comparado con la simulación. La ya mencionada dificultad de ajustar la longitud de la sonda a su valor óptimo $l_p = 2.77$ mm, causa una importante discrepancia entre simulación y medida. Por dicha razón, la Fig. 4.47(a) también incluye la curva denotada como simulación 2, correspondiente a una longitud $l_p = 3.0$ mm, que parece ajustarse más a la realidad. La concordancia de esta simulación con la medida resulta bastante adecuada. En este punto, conviene tener en cuenta que el conector SMA empleado presenta un límite superior de operación en 18 GHz, lo cual puede dificultar conseguir mejores niveles de adaptación en la transición coaxial-guía. No obstante, la antenna exhibe unas pérdidas de retorno mejores que 15 dB en prácticamente toda la banda de trabajo.

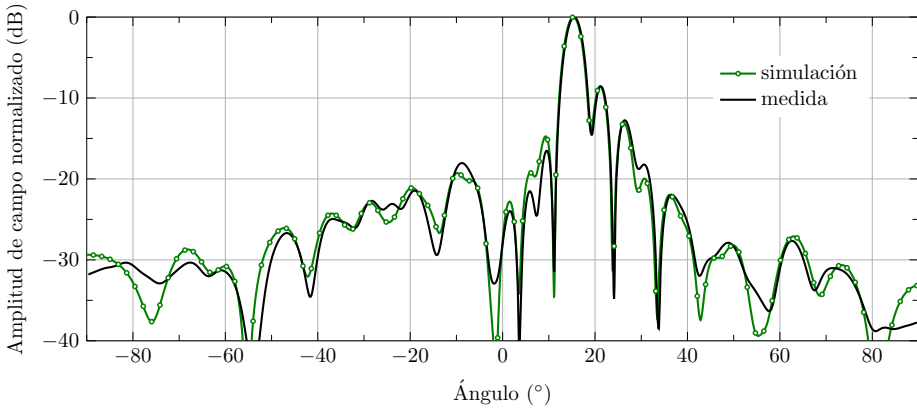


Figura 4.44: Diagrama de radiación copolar en el plano E a 17 GHz del prototipo LP-RLSA con haz inclinado.

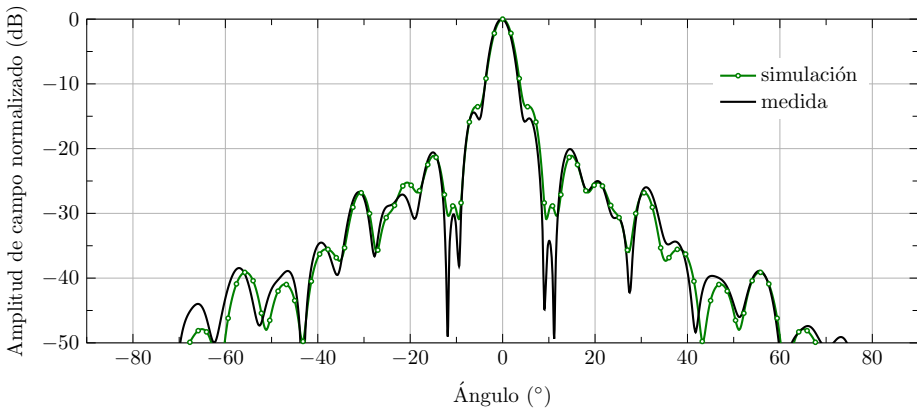


Figura 4.45: Diagrama de radiación copolar en el plano H a 17 GHz del prototipo LP-RLSA con haz inclinado.

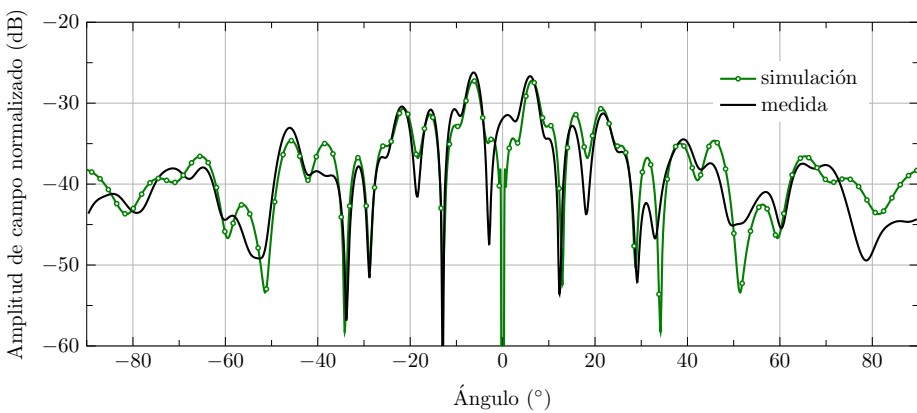


Figura 4.46: Diagrama de radiación contrapolar en el plano H a 17 GHz del prototipo LP-RLSA con haz inclinado.

Por otro lado, en la Fig. 4.47(b) se marcan los valores de la directividad máxima medida a distintas frecuencias, superpuestos a la curva correspondiente con el análisis. La similitud

entre simulaciones y medida de nuevo demuestra ser excelente, con una diferencia máxima inferior a 0.15 dBi. La directividad medida presenta un valor de pico de 31.09 dBi a la frecuencia de 17.3 GHz. A partir del área circular que ocupa la agrupación, dicho valor correspondería con una eficiencia de iluminación máxima de un 52.1 %.

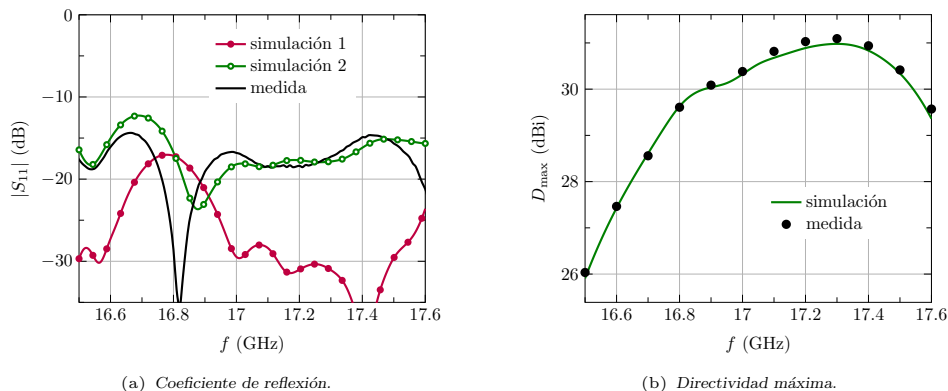


Figura 4.47: Coeficiente de reflexión y directividad máxima en función de la frecuencia del prototipo de LP-RLSA con haz inclinado. La simulación 1 corresponde toma $l_p = 2.77$ mm y la simulación 2 impone $l_p = 3$ mm.

Finalmente, la Fig. 4.48 representa los valores de ganancia medidos junto con la curva simulada. De nuevo la correlación entre medidas y simulaciones resulta extremadamente elevada. La ganancia de pico medida se cifra en 30.7 dBi a la frecuencia de 17.3 GHz. De su diferencia con la directividad, se estima la eficiencia de pérdidas en un 94 %. Esta cifra confirma las bajas pérdidas asociadas a este tipo antenas, especialmente comparadas con agrupaciones microstrip. Los valores medidos sitúan en un 49 % la eficiencia total máxima de la agrupación.

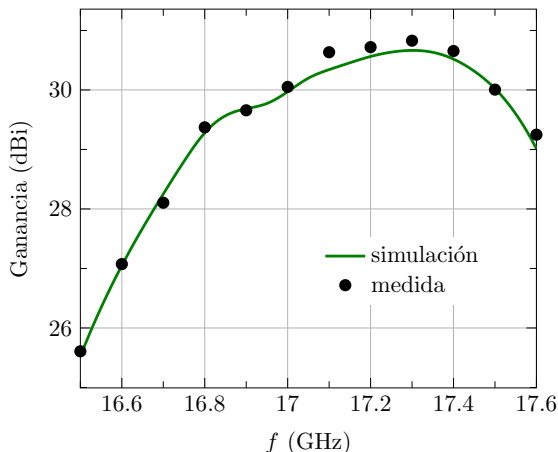


Figura 4.48: Ganancia en función de la frecuencia del prototipo de LP-RLSA con haz inclinado.

En conclusión, la técnica de inclinación de haz ha demostrado su eficacia para adaptar agrupaciones LP-RLSA. La alteración de la simetría en la apertura demanda un algoritmo de optimización de fase que corrija la fuerte distorsión en la excitación de las ranuras. Como resultado, unos ángulos de elevación moderados proporcionan la deseada adaptación, conservando de forma razonable el comportamiento de los diagramas de radiación. A pesar de

no alcanzar los valores óptimos de un diseño broadside desadaptado, el prototipo fabricado confirma la posibilidad de conseguir eficiencias razonables con una agrupación LP-RLSA adaptada. Por último, la concordancia entre simulaciones y medidas ha demostrado ser excelente en todos los aspectos, validando así el modelo de análisis MoM desarrollado.

4.3. LP-RLSA con dipolos parásitos

En la sección anterior se ha logrado contrarrestar con éxito el punto débil de las agrupaciones LP-RLSA. La introducción de ranuras canceladoras o la inclinación del haz principal proporcionan la mejora de adaptación deseada con una elevada eficiencia de radiación. No obstante, ambas presentan importantes inconvenientes que lastran el funcionamiento de la antena en radiación. Por un lado, las ranuras canceladoras introducen una apreciable radiación trasera, o en su defecto una relevante radiación contrapolar. Por otro lado, si se aplica la técnica de inclinación de haz, la uniformidad de campo en la apertura se daña seriamente. No obstante, la disponibilidad de una herramienta de análisis eficiente y el empleo de algoritmos de optimización dedicados, han permitido alcanzar eficiencias totales medidas en torno a un 50 %. Aunque esta cifra supone sin duda un paso adelante respecto a anteriores trabajos, se encuentra aún lejos de los valores logrados por las agrupaciones con polarización circular. La utilización práctica de agrupaciones LP-RLSA demandaría nuevas técnicas que posibiliten un funcionamiento en radiación similar al de sus homólogas con polarización circular. Teniendo en cuenta el punto de partida, una meta razonable sería alcanzar eficiencias totales en torno a un 70 %.

La raíz de la problemática en las agrupaciones LP-RLSA reside en la suma coherente de las reflexiones provenientes de las ranuras. Dichas reflexiones se pueden interpretar como consecuencia de la desadaptación entre la ranura y la misma guía de alimentación. Una técnica conocida para mejorar la adaptación consiste en añadir un dipolo conductor justo encima de la ranura. El nuevo radiador consistiría por tanto en una pareja ranura-dipolo. Aplicado a una LP-RLSA, la disposición de las ranuras sería idéntica a la explicada anteriormente, mostrando un ejemplo en la Fig. 4.49(a). El dipolo se debe orientar de forma perpendicular a la ranura para conservar la misma polarización lineal. El detalle de la nueva celda básica de una LP-RLSA cargada con dipolos parásitos se dibuja en la Fig. 4.49(b).

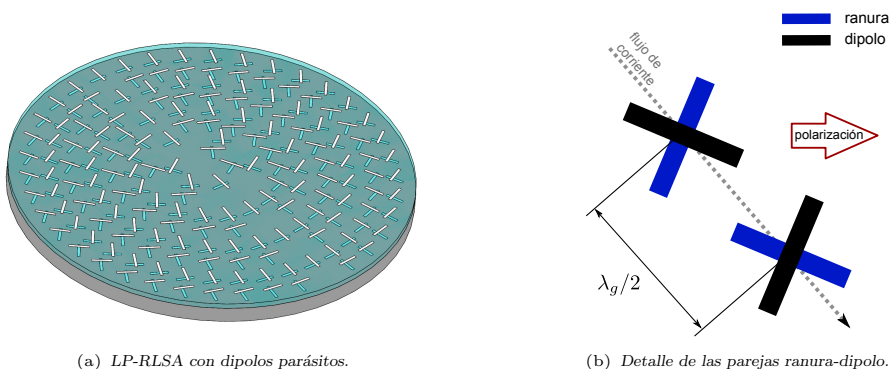


Figura 4.49: Vista en perspectiva de una agrupación LP-RLSA cargada con dipolos parásitos y detalle de la celda básica de radiación.

La nueva estructura de la agrupación se aprecia más claramente en el corte en alzado de la Fig. 4.50(a). La colocación de los dipolos a una cierta altura sobre las ranuras requiere la introducción de un nuevo medio. El caso más habitual consiste en alojar encima de las ranuras una capa de dieléctrico sobre la que descansan los dipolos. El dibujo de la

Fig. 4.50(b) muestra la composición de la nueva estructura. En general, el grosor d_1 del nuevo dieléctrico suele presentar un valor sensiblemente menor que la altura h de la guía radial. Aunque ésta suele ser la composición más habitual, el dieléctrico entre dipolos y ranuras se puede dividir en varias capas diferentes. A lo largo de esta tesis se muestran diferentes topologías según la idoneidad de la fabricación y ensamblado de la estructura.

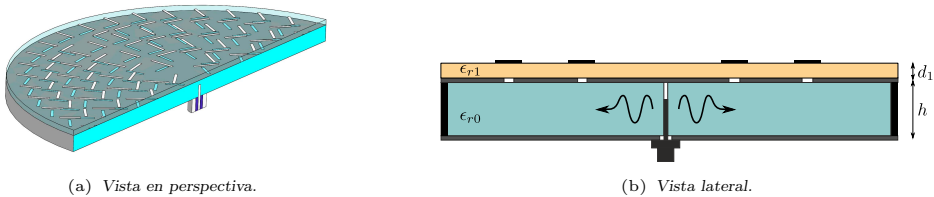


Figura 4.50: Vista lateral de una agrupación LP-RLSA cargada con dipolos parásitos.

Si se coloca lo suficientemente cerca de la ranura, el dipolo parásito manifiesta una fuerte influencia sobre su comportamiento. De este modo, una correcta combinación ranura-dipolo permite mejorar la adaptación del elemento radiante. A pesar de ello, la severa suma coherente de reflexiones en una LP-RLSA, aún imposibilita alcanzar aceptables niveles de adaptación con la disposición estándar de una LP-RLSA. La mejora no obstante del comportamiento del elemento, permite aplicar de forma más efectiva las técnicas de adaptación tratadas anteriormente. Esta nueva configuración resulta prometedora en vista al objetivo principal de mejorar el comportamiento en radiación de agrupaciones LP-RLSA adaptadas.

Esta sección se estructura como se detalla a continuación. Primeramente, la Sección 4.3.1 estudia el elemento radiante básico, formado por una pareja ranura-dipolo. Se investigan sus beneficios en el compromiso entre adaptación y radiación, y las reglas de diseño básicas aplicables a una LP-RLSA. Los primeros resultados de una agrupación completa con dipolos parásitos se muestran seguidamente. A partir de este estudio inicial, por un lado la Sección 4.3.2 adopta la técnica de inclinación de haz en el diseño de una LP-RLSA con dipolos parásitos. Por otro lado, en la Sección 4.3.3 trata la incorporación de elementos canceladores para mejorar la adaptación del diseño broadside. Finalmente, esta configuración de LP-RLSA evoluciona en la Sección 4.3.4 hacia una topología más conveniente formada por anillos dobles, los cuales consiguen cancelarse mutuamente en reflexión.

4.3.1. Estudio de la pareja ranura-dipolo

El primer aspecto a confirmar es la supuesta mejor adaptación de la pareja ranura-dipolo respecto a la ranura aislada. En los resultados de esta sección se analiza la estructura de la Fig. 4.50(b), tomando una guía de altura $h = 6$ mm y permitividad eléctrica relativa $\epsilon_{r0} = 2.26$. El dieléctrico entre ranuras y dipolos tiene un grosor $d_1 = 1.143$ mm y permitividad $\epsilon_{r1} = 2.2$. Tanto la ranura como el dipolo presentan una anchura fija de $w = 1$ mm, con un grosor infinitesimal. Se estudia primero la potencia radiada por una ranura aislada, y cuando se coloca sobre ella la capa de dieléctrico con un dipolo perpendicular. Para completar la comparativa, se calcula también la potencia dispersada por la ranura en el interior de la guía de placas paralelas, en ambas situaciones. Estas potencias se representan en la Fig. 4.51 en función de la longitud L_r de la ranura. El dipolo, cuando está presente, mantiene una longitud fija de $L_d = 6.5$ mm.

Las curvas de la Fig. 4.51 confirman la mejor adaptación de la pareja ranura-dipolo, revelada por la menor potencia dispersada hacia la guía. Así, a diferencia de la ranura aislada, la pareja ranura-dipolo analizada radia una potencia superior a la dispersada anteriormente. No obstante, el mayor inconveniente reside en una menor potencia radiada de

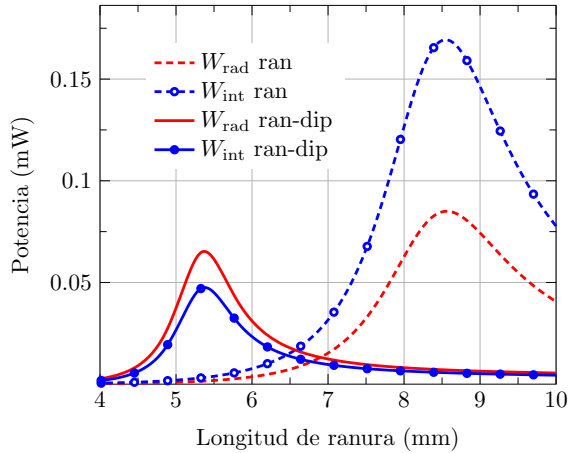


Figura 4.51: Potencia radiada y dispersada en la guía de una pareja ranura-dipolo a 12.1 GHz, en función de la longitud de la ranura. La guía se define con $h = 6$ mm y $\epsilon_{r0} = 2.26$ y la capa de dieléctrico $d_1 = 1.143$ mm y $\epsilon_{r1} = 2.2$. La longitud del dipolo es $L_d = 6.5$ mm y la anchura de ranura y dipolo $w = 1$ mm.

pico cuando se carga la ranura con el dipolo parásito. Esta limitación cobra gran importancia en el diseño de pequeñas agrupaciones. Por último, se percibe una menor anchura de la campana de resonancia con la pareja ranura-dipolo, lo que se convierte en un indicador de su menor ancho de banda.

Aunque el estudio anterior aporta una clara comparativa respecto a la ranura, resulta más conveniente representar los resultados en función de la longitud de dipolo. En todos los diseños de esta tesis se mantiene la longitud ranura constante, ajustando la del dipolo para conseguir la excitación deseada. Como se comprobará posteriormente, esta estrategia resulta más adecuada ya que la ranura determina las propiedades de radiación y adaptación de la pareja. En la Fig. 4.52(a) se representa la potencia radiada en función de la longitud del dipolo, tomando diferentes longitudes de ranura. La comparativa de las curvas conducen a varias conclusiones. Por un lado, la curva de resonancia se desplaza hacia longitudes de dipolo mayores a medida que se acorta la ranura. Además, tanto la potencia radiada máxima como el ancho de banda del elemento disminuyen si aumenta la longitud de la ranura.

La primera decisión de diseño consiste en la elección de la longitud de ranura constante para todos los elementos, el cual determina el grado de adaptación del elemento a la guía. Este aspecto se puede evaluar mediante el cociente entre la potencia dispersada internamente hacia la guía y la radiada externamente. Dicha relación se representa en la Fig. 4.52(b) para los mismos casos anteriores. Las curvas muestran una gran similitud, mejorando en todas la adaptación del elemento a medida que la longitud del dipolo aumenta. Aunque pudiera parecer que apenas existen diferencias en la elección de la longitud de ranura, se deben explorar las Figs. 4.52(a) y 4.52(b) conjuntamente. Una menor longitud de ranura requiere una mayor longitud de dipolo para la misma potencia radiada, mejorando en consecuencia la adaptación del elemento.

La elección de la longitud de ranura constituye por tanto un compromiso entre la adaptación del elemento por un lado, y por otro la potencia radiada y el ancho de banda. Como regla general, se escoge la mínima longitud de ranura que proporcione la potencia radiada necesaria, siempre y cuando no restrinja excesivamente el ancho de banda. En el diseño de la LP-RLSA, la síntesis de las eficiencias necesarias en cada anillo se lleva a cabo a partir del ajuste de la longitud de los dipolos. La eficiencia de un anillo, calculada conforme a lo explicado en la Sección 4.1.1, se representa en la Fig. 4.53(a) en función de la longitud de dipolo. Se observa que eficiencia máxima se encuentra en torno a un 20 %, ligeramente

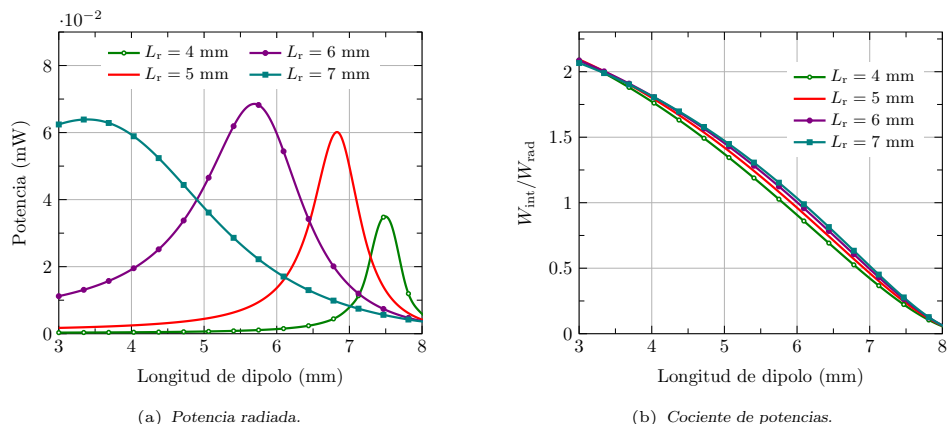


Figura 4.52: Potencia radiada y cociente entre potencia dispersada internamente y radiada dispersada de una pareja ranura-dipolo a 12.1 GHz. Se representa en función de la longitud de dipolo tomando diferentes longitudes de ranura. Los datos corresponden a los de la Fig. 4.51.

inferior a la de la ranura aislada, cifrada alrededor del 25 %. Finalmente, aunque por brevedad no se muestran los resultados correspondientes, se ha evaluado el efecto de la distancia eléctrica entre ranuras y dipolos. Se puede concluir que con dieléctricos más gruesos, se produce una mejora en la adaptación del elemento a costa de una menor potencia radiada máxima. En dicho sentido, su efecto es equivalente al de disminuir la longitud de la ranura, desplazando también el dipolo resonante hacia longitudes mayores.

La segunda decisión de diseño involucra a la longitud variable de los dipolos. A partir de la Fig. 4.53(a), esta longitud puede ser muestreada a ambos lados de la campana de resonancia para sintetizar la distribución deseada. En este caso, la menor longitud de los elementos abre la posibilidad de escoger longitudes de dipolo por encima de la de resonancia. Nótese que esta alternativa no se contempla en agrupaciones de ranuras, debido a que la mayor longitud de éstas causaría un inevitable solapamiento. Por tanto, en todos los diseños realizados en esta tesis se distingue si se emplean dipolos por encima o por debajo de la longitud de resonancia.

La elección entre ambas zonas de trabajo lleva asociada varias consecuencias. La más obvia es el mayor tamaño de los dipolos post-resonancia, conllevando un mayor riesgo de solapamiento entre elementos. La ventaja reside en que dipolos más largos aportan una mejor adaptación a la guía para la misma potencia radiada. Por último, la elección de una de las dos faldas de la campana de resonancia establece un diferente comportamiento de la fase de excitación. Para ilustrar este fenómeno, la Fig. 4.53(b) representa la fase del campo radiado copolar en los mismos casos anteriores. Comparando las Figs. 4.53(a) y 4.53(b) se puede comprobar que si se trabaja en la zona pre-resonante, la fase del campo radiado decrece con la excitación del elemento. El comportamiento contrario aparece escogiendo dipolos más largos que el de resonancia. Como se comprobará más adelante, este hecho tiene implicaciones directas sobre la posición óptima de los elementos en una LP-RLSA.

Con el propósito de confirmar la mejora en adaptación de una LP-RLSA formada por parejas ranura-dipolo, se prueban varios ejemplos representativos de su funcionamiento. Se disponen los elementos conforme a una LP-RLSA estándar de 8 anillos, con los parámetros típicos de $n_0 = 1$ y $S_\phi = 0.45\lambda_0$ y distribución uniforme. La potencia residual de diseño se fija en $t_{res} = 50\%$, tomando una anchura de elementos de $w = 1$ mm. Se consideran tres agrupaciones diferentes, una compuesta únicamente por ranuras, y las otras dos por parejas ranura-dipolo en ambas zonas de trabajo. Como resultado del procedimiento de diseño de las longitudes de ranura, éstas varían desde 6.25 mm a 7.97 mm. En cuanto a las

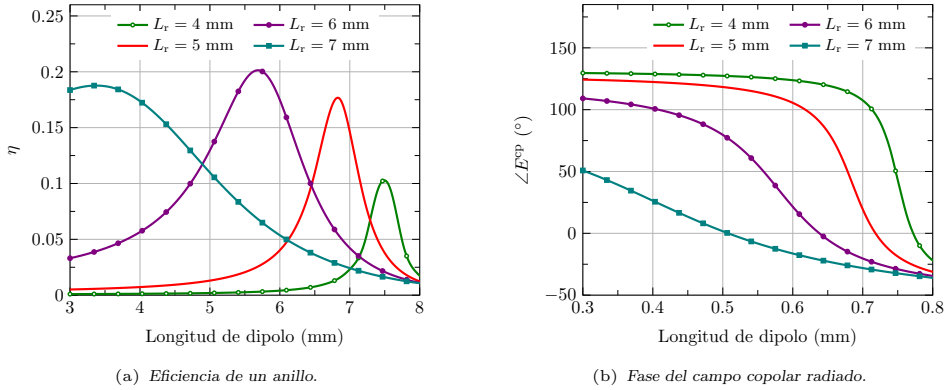


Figura 4.53: Eficiencia de anillo y fase de campo copolar radiado por una pareja ranura-dipolo a 12.1 GHz. Los datos corresponden a los de la Fig. 4.51, con un espaciado angular en el anillo de $S_{\phi} = 0.45\lambda_0$.

dos agrupaciones con parejas ranura-dipolo, se fija la longitud $L_r = 5$ mm para todos los elementos. Con los dipolos pre-resonantes, el diseño proporciona un juego de longitudes L_d desde 5.28 mm hasta 6.82 mm, mientras que los dipolos post-resonantes se encuentran en el rango de 7.85 mm a 6.82 mm. Nótese que en ambos casos el último anillo corresponde al dipolo resonante, revelando la saturación del procedimiento de diseño.

Los parámetros fundamentales de las tres agrupaciones a la frecuencia de diseño de 12.1 GHz se recogen en la Tabla 4.4. Los datos confirman sin género de dudas la mejoría en adaptación de las agrupaciones formadas por parejas ranura-dipolo. Como era de esperar, los dipolos post-resonantes proporcionan el mejor parámetro de adaptación, incluso lastrados por su mayor eficiencia de radiación. Traduciendo los valores a escala lineal, mientras que la agrupación de ranuras refleja un 69 % de la potencia en su puerto de entrada, esa cantidad se reduce a un 38 % y un 27 % con los nuevos elementos. Respecto a la directividad, teniendo en cuenta el idéntico tamaño de las antenas, el mejor caso lo constituye la agrupación con dipolos pre-resonantes. Nótese que la menor potencia dispersada internamente lleva asociada una reducción de acoplos mutuos internos y por tanto una mejora en la uniformidad de campo en la apertura. Por último, la caída de directividad con los dipolos post-resonantes es causada en parte por su mayor potencia radiada.

	$ S_{11} $ (dB)	D_{max} (dBi)	η_{rad} (%)
Ranura	-1.59	30.13	44.3
Ranura-dipolo pre-res.	-4.23	30.29	46.1
Ranura-dipolo post-res.	-5.68	29.95	60.3

Tabla 4.4: Parámetros a 12.1 GHz de diferentes agrupaciones LP-RLSA de 8 anillos.

La distribución de fase en la apertura se representa en la Fig. 4.54, correspondiente a las dos agrupaciones con dipolos parásitos. Su rápida inspección revela claramente el diferente comportamiento de ambos diseños. Por un lado, cuando se escogen dipolos pre-resonantes, la fase desciende con la separación al centro de la apertura. En este sentido, su comportamiento similar al de una agrupación de ranuras. La necesaria optimización de fase dará como resultado una disposición de elementos más próximos entre sí. Al contrario, los dipolos post-resonantes radian un campo con una fase creciente, a medida que se encuentran más cercanos al borde de la apertura. El algoritmo de optimización por tanto necesitará

aumentar el espaciado entre anillos para corregir el error de fase. Esta distribución tan distinta entre ambas alternativas tiene su origen en las curvas mostradas en la Fig. 4.53. Finalmente, se aprecia una mayor excursión de fase con dipolos post-resonantes, hecho que también explica su menor directividad en la Tabla 4.4.

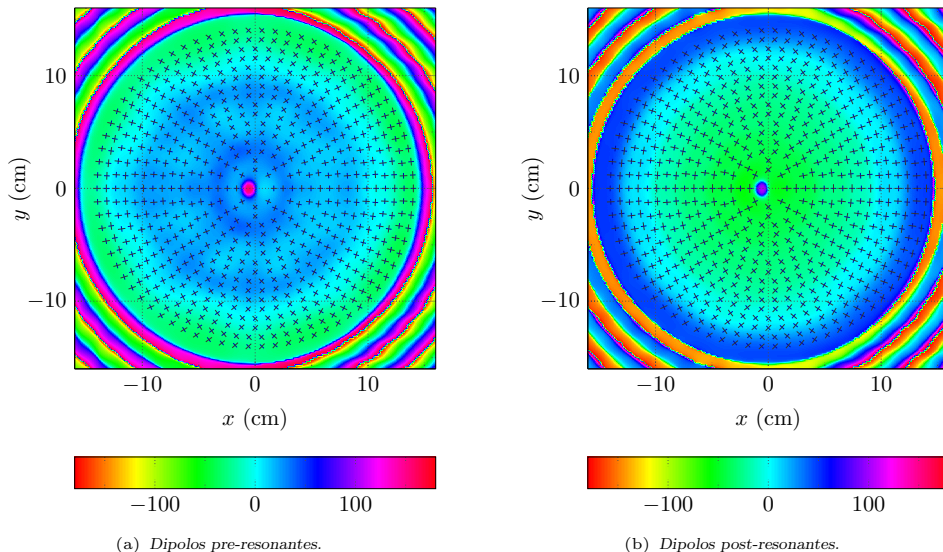


Figura 4.54: Fase de la componente E_x de campo eléctrico sobre la apertura a 12.1 GHz, para dos agrupaciones LP-RLSA con dipolos parásitos de 8 anillos.

Como resumen de este estudio preliminar, se ha comprobado que la incorporación de un dipolo parásito sobre las ranuras mejora su adaptación a la guía radial. La mayor versatilidad de diseño de la pareja ranura-dipolo conlleva varias decisiones. Por un lado, la longitud de ranura se debe escoger valorando el compromiso entre mayor potencia radiada y mejor adaptación. Por otro lado, se debe elegir la zona de trabajo en el diseño de la longitud de los dipolos. Si éstos son más largos que el de resonancia, la adaptación mejora a coste de un posible solapamiento de elementos.

No obstante, como se ha podido verificar, la simple inclusión de los dipolos parásitos no elimina por completo las reflexiones internas. La evidente mejora en adaptación no es suficiente, debido a la crítica suma coherente de esas reflexiones. Como consecuencia, se requiere aplicar las técnicas ya empleadas en agrupaciones LP-RLSA convencionales, con el propósito de conseguir diseños eficientes con buenos valores de adaptación. La combinación de dichas estrategias con el mejorado comportamiento del elemento radiante, constituye una solución prometedora en el objetivo perseguido en esta sección.

4.3.2. Agrupación con haz inclinado

La solución más directa para mejorar la adaptación de una LP-RLSA con dipolos parásitos, sin necesidad de incluir elementos adicionales, consiste en inclinar el haz unos pocos grados. La disposición de elementos resultante se mantiene idéntica a la detallada en la Sección 4.2.2. A partir de dicho diseño inicial, con las longitudes de dipolo adecuadas para sintetizar la distribución deseada, se aplica un procedimiento de optimización de fase. El algoritmo sigue la misma secuencia ya explicada con una agrupación de ranuras, correspondiente al diagrama de flujo general de la Fig. 4.25. La única diferencia reside sobre la magnitud a corregir, siendo en este caso la fase del campo copolar radiado por cada

pareja de elementos ranura-dipolo. Conforme al procedimiento general de la Fig. 4.9, la optimización se aplica sobre la agrupación en guía infinita, dejando la incorporación del cortocircuito para la etapa final del diseño.

Se muestran a continuación unos resultados preliminares con la intención de evaluar las prestaciones de esta nueva concepción de LP-RLSA con dipolos parásitos y haz inclinado. Además, se pretende confirmar la idoneidad del algoritmo de optimización de fase con los nuevos elementos ranura-dipolo. Como guía radial se toma un sustrato de altura $h = 3.175$ mm y permitividad $\epsilon_{r0} = 2.2$, mientras que el dieléctrico entre ranuras y dipolos se define con $d_1 = 1.143$ mm y $\epsilon_{r1} = 2.2$ (véase Fig. 4.50(b)). La agrupación bajo test consta de 11 anillos, con los parámetros $n_0 = 1$ y $S_\phi = 0.4\lambda_0$. La longitud de ranura uniforme se establece en $L_r = 4$ mm, con una anchura $w = 0.7$ mm para todos los elementos, siendo 15 GHz la frecuencia de diseño.

El primer estudio se centra sobre el valor del ángulo θ_T que define el apuntamiento del haz principal. Como ya se ha comprobado en la Sección 4.2.2, el buen funcionamiento de la agrupación se cimienta sobre una adecuada elección del valor θ_T de diseño. Este caso también restringe el estudio a una inclinación del haz a lo largo del plano de polarización. El coeficiente de reflexión a la frecuencia central en función de θ_T se representa en la Fig. 4.55, tanto para la disposición original como para la optimizada. Se distinguen los diseños con una longitud de dipolos a ambos lados de la campana de resonancia. El comportamiento en todos los casos mostrados sigue la misma tendencia ya percibida con agrupaciones de ranuras. La inapropiada adaptación del diseño broadside mejora progresivamente a medida que aumenta la inclinación del haz principal. Como resultado, se consigue una buen coeficiente de reflexión ya con un ángulo $\theta_T = 5^\circ$, aunque es recomendable aumentar dicho valor si se pretende mantener el comportamiento en toda la banda de trabajo. Respecto a la comparativa con las agrupaciones sin dipolos, se advierte aquí una mejor adaptación, ya que en aquel caso se requería un ángulo θ_T mayor para lograr un buen resultado. Por último, aunque la diferencia entre ambos tipos de dipolos no es significativa, se distingue un mejor comportamiento en el caso de tomar longitudes mayores a la resonante.

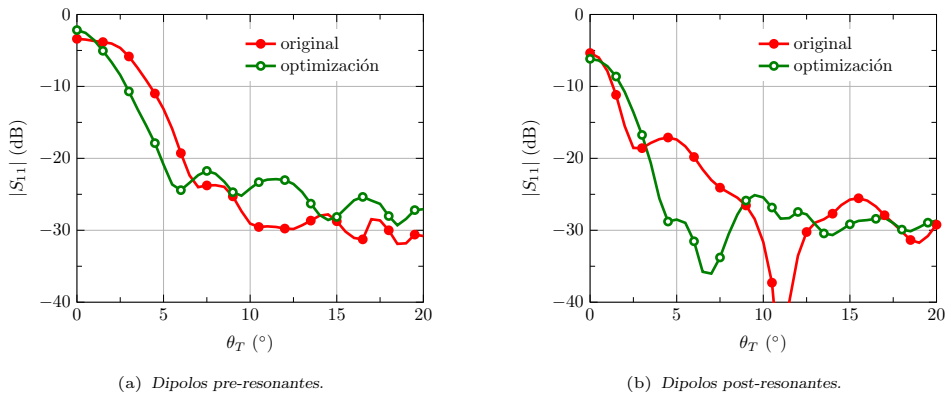


Figura 4.55: Coeficiente de reflexión a 15 GHz de una LP-RLSA con dipolos parásitos de 11 anillos, en función del ángulo θ_T de inclinación de haz.

A continuación se evalúa el funcionamiento en radiación respecto al ángulo de apuntamiento. Para ello, se estima la eficiencia de iluminación a partir del área de la mínima elipse que contiene todos los elementos. Nótese que la antena sobre la guía PPW no presenta bordes sobre los que definir el área ocupada. Las curvas obtenidas se recogen en la Fig. 4.56. La evolución del diseño original sigue la tendencia esperada, con una uniformidad óptima de la agrupación broadside y un descenso drástico al inclinar el haz. De modo similar a las

agrupaciones de ranuras, la asimetría en la disposición de elementos arruina la uniformidad del campo en la apertura. No obstante, la incorporación de dipolos parásitos alivia este fenómeno, como demuestran los mejores valores de eficiencia de apertura alcanzados. Tomando como referencia el ángulo $\theta_T = 5^\circ$, que presenta una adaptación adecuada, el diseño original consigue un valor η_{hi} en torno a un 40% con dipolos pre-resonantes y superior al 60% para dipolos más largos. Queda pues en evidencia el mejor comportamiento de los dipolos post-resonantes gracias a su mejor adaptación a la guía radial.

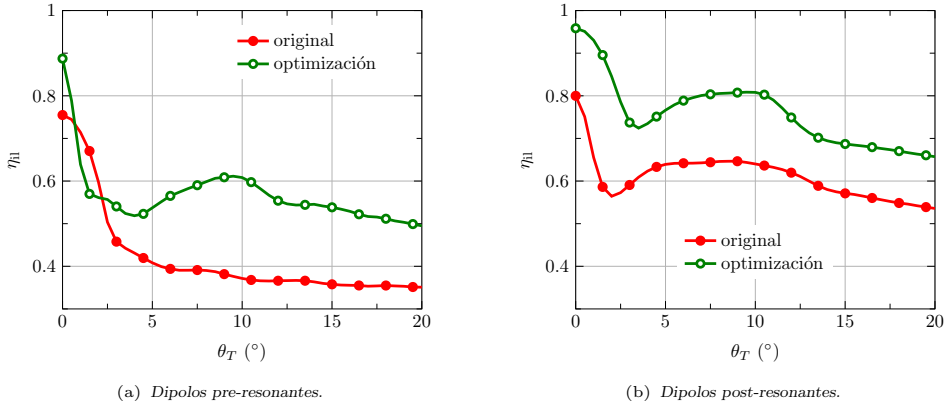


Figura 4.56: Eficiencia de iluminación a 15 GHz de una LP-RLSA con dipolos parásitos de 11 anillos, en función del ángulo θ_T de inclinación de haz, comparando el diseño original y optimizado.

Al aplicar el algoritmo de optimización al diseño inicial, se restaura sensiblemente la uniformidad de fase del campo en la apertura. Este hecho se refleja en un incremento de los valores de eficiencia de iluminación, alcanzando un máximo alrededor de un 60% con dipolos cortos y un 80% con dipolos largos. De nuevo se confirma la superioridad de los dipolos post-resonantes en el objetivo de reducir al máximo la perturbación del modo guiado. Respecto a la elección del ángulo de apuntamiento, un valor en torno a $\theta_T = 10^\circ$ proporciona un robusto nivel de adaptación con un óptimo funcionamiento en radiación. El valor de eficiencia de apertura de un 80% destaca en contraposición a un máximo de un 50% anteriormente ofrecido por las agrupaciones de ranuras. Este contundente incremento se encuentra en la línea del objetivo marcado al comienzo de esta sección.

A partir del valor θ_T escogido, la siguiente elección de diseño reside sobre la uniforme longitud L_r de ranura. Además, se debe establecer la potencia residual t_{res} óptima que proporcione un máximo de eficiencia total. La evolución de las diferentes eficiencias en función de t_{res} se representa en la Fig. 4.57, tomando $\theta_T = 10^\circ$ y $L_r = 4$ mm. El comportamiento muestra el habitual compromiso ya explicado con las agrupaciones de ranuras. A medida que la agrupación radia más potencia en el análisis de guía infinita, la uniformidad de apertura disminuye, dando como resultado un óptimo en la eficiencia total. Cuando se coloca el cortocircuito a una distancia óptima del último anillo, también aparece un máximo en la eficiencia de iluminación que dicta la potencia residual óptima.

La eficiencia de apertura una vez colocado el cortocircuito, se representa ahora para diferentes longitudes de ranura en la Fig. 4.57(b). De estas curvas se extrae la longitud L_r y la potencia residual t_{res} óptimas. También es posible fijar un valor $t_{res} = 0.2$, que proporciona generalmente buenos resultados, y realizar un barrido exclusivamente sobre L_r . En este caso, las curvas representadas parecen apuntar a $L_r = 4$ mm como valor óptimo y una potencia residual alrededor de un 20-25%. Como ya se ha comentado con anterioridad, la elección de L_r supone un compromiso entre una mayor potencia radiada y una mejor adaptación del elemento a la guía. Se requiere por tanto un estudio paramétrico

similar al presentado para realizar un ajuste fino que maximice la eficiencia de la apertura. Debido a su similitud y por motivos de brevedad, se omite este necesario estudio con el resto de agrupaciones diseñadas en este capítulo.

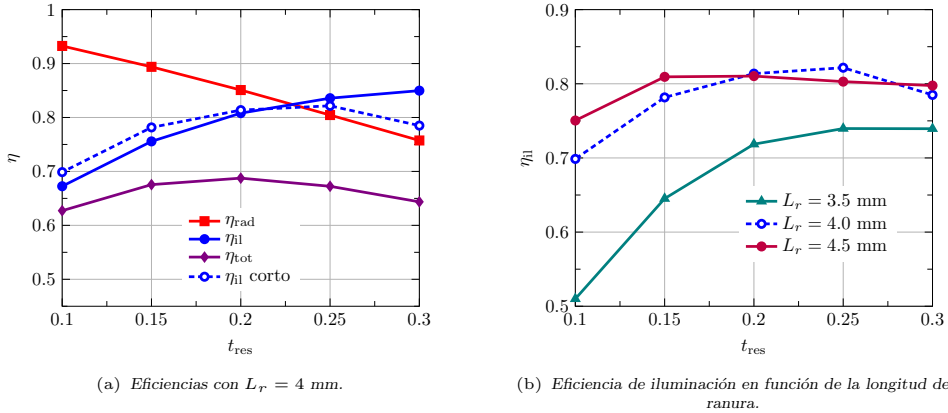


Figura 4.57: Eficiencias a 15 GHz de una LP-RLSA con dipolos parásitos de 11 anillos, en función de la potencia residual de diseño.

Validación experimental: Prototipo 1

Con la intención de demostrar el buen funcionamiento de una LP-RLSA de haz inclinado con dipolos parásitos, se diseña y fabrica un prototipo compuesto por 10 anillos. Siguiendo las consideraciones realizadas anteriormente, se realiza un estudio paramétrico para escoger la longitud de ranura óptima con los nuevos datos de diseño. A partir de los resultados anteriores, el ángulo de elevación de haz se mantiene en $\theta_T = 10^\circ$. En la siguiente lista se enumeran los datos principales de diseño:

- Frecuencia de diseño: 15.5 GHz
- Diámetro de la antena: 29.4 cm
- Polarización: Lineal
- Distribución de amplitud: Uniforme.
- Apuntamiento del haz principal: $\phi_T = 0^\circ$ y $\theta_T = 10^\circ$.
- Guía radial: Nelco NY9220; Altura $h = 3.175$ mm; permitividad $\epsilon_{r0} = 2.2$; tangente de pérdidas $\tan \delta = 0.0009$; grosor del conductor $t = 35$ μm .
- Dieléctrico entre ranuras y dipolos: Nelco NY9220; Altura $d_1 = 1.143$ mm; permitividad $\epsilon_{r1} = 2.2$; tangente de pérdidas $\tan \delta = 0.0009$; grosor del conductor $t = 35$ μm .
- Número de anillos: $N = 10$.
- Número de elementos ranura-dipolo: $P = 1140$.
- Radio del primer elemento: $n_0 = 1$.
- Espaciado angular: $S_\phi = 0.4\lambda_0$.

- Potencia residual estimada: $t_{\text{res}} = 20\%$.
- Anchura de ranuras y dipolos: $w = 0.7$ mm.
- Longitud de ranura: $L_r = 4.1$ mm.
- Longitud de dipolos: Zona post-resonancia.

El diseño de las longitudes de dipolo para una distribución uniforme proporciona un rango entre 6.52 mm y 5.58 mm. En cuanto a la sonda, corresponde con un conector de dimensiones SMA estándar, con una longitud ajustada a $l_p = 2.9$ mm. El radio y posición del cortocircuito circular se optimizan, resultando en una distancia óptima desde su centro a la sonda de $x_0 = 1.55$ cm y un radio $R_0 = 14.71$ cm, correspondiente a una separación respecto al último anillo de $0.5\lambda_g$. En la Tabla 4.5 se recogen los parámetros más relevantes de la agrupación, comparando el análisis en guía infinita y en cavidad circular.

	$ S_{11} $ (dB)	D_{max} (dBi)	θ_T (°)	η_{rad} (%)	η_{pl} (%)	η_{tot} (%)
PPW	-27.8	32.37	9.61	78.8	75.8	59.7
Cavidad	-28.8	32.46	9.75	91.9	77.3	71.0

Tabla 4.5: Parámetros simulados a 15.5 GHz de la agrupación LP-RLSA con dipolos parásitos de 10 anillos con haz inclinado.

Los datos de la Tabla 4.5 confirman el buen funcionamiento del cortocircuito final, mejorando incluso los parámetros de la agrupación en guía infinita. Como resultado, la agrupación presenta una destacada eficiencia total de un 71% a la frecuencia central. La disposición de las ranuras y dipolos se dibuja en la Fig. 4.58, junto con la distribución de campo en la apertura. Si se compara ésta con la correspondiente al prototipo con ranuras de la Fig. 4.43, se confirma una notable mejora en uniformidad a lo largo de toda la apertura.

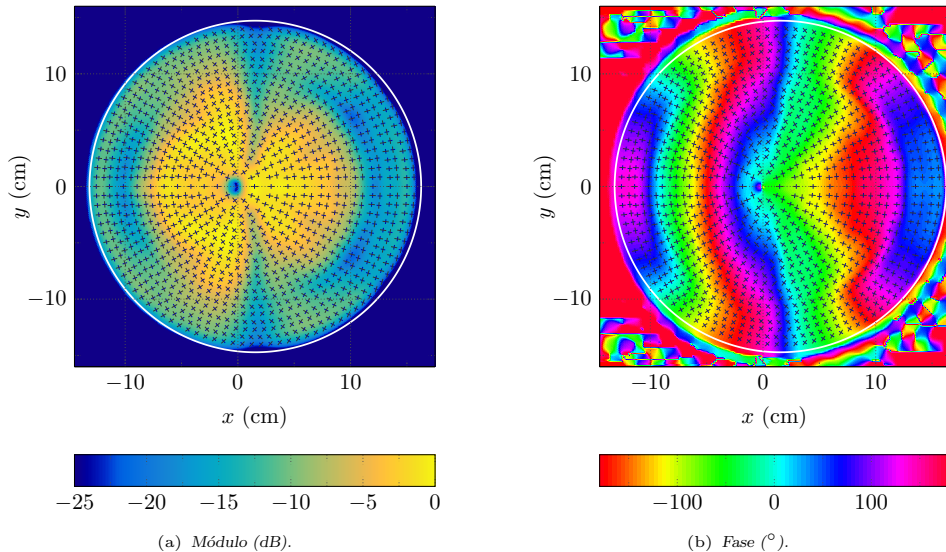


Figura 4.58: Componente E_x de campo eléctrico sobre la apertura simulado a 15.5 GHz para el prototipo 1 de LP-RLSA con dipolos parásitos y haz inclinado.

En la Fig. 4.59 se muestran las fotografías del prototipo fabricado. La estructura responde al dibujo de la Fig. 4.50(b). Sobre el sustrato más grueso que conforma la guía radial se fresan las ranuras sobre una de sus caras. Los dipolos por su parte se fresan sobre el sustrato más fino, una vez eliminado completamente el cobre de la superficie inferior. Después de cortar los dos sustratos con la forma circular deseada, se pegan entre sí mediante un adhesivo colocado en diversos puntos. El resultado se aprecia en la Fig. 4.59(b). Finalmente, aunque no aparece en las fotografías, al borde de la guía radial se le aplica una pintura conductora que actúa como un cortocircuito entre ambas caras.

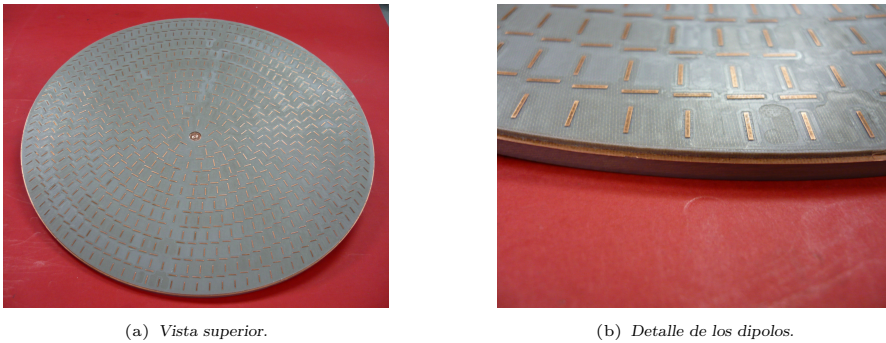


Figura 4.59: Prototipo 1 de LP-RLSA con dipolos parásitos y haz inclinado.

La primera medida del prototipo fabricado corresponde con el coeficiente de reflexión, representado en la Fig. 4.60 en función de la frecuencia y comparado con la simulación. Aparece la ya habitual discrepancia en este parámetro causada por la mencionada dificultad de modelar el conector SMA y de ajustar con precisión la longitud de la sonda. No obstante, el nivel de adaptación de medida y simulación es similar. Gracias a ello, se consigue un coeficiente de reflexión mejor que -15 dB en todo el margen de frecuencias de 2 GHz representado. Este resultado experimental confirma el buen funcionamiento de la técnica de inclinación de haz para adaptar en banda ancha la agrupación LP-RLSA.

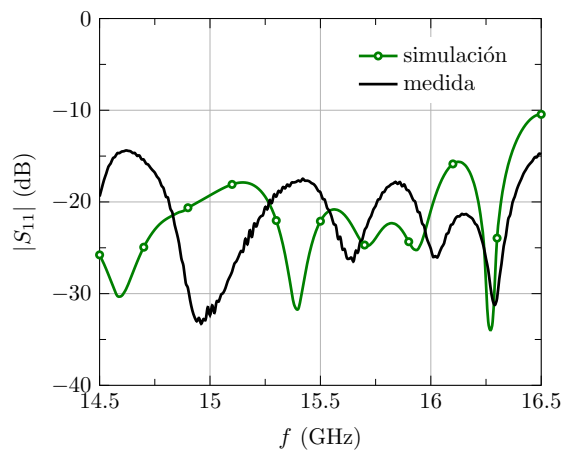


Figura 4.60: Coeficiente de reflexión en función de la frecuencia del prototipo 1 de LP-RLSA con dipolos parásitos y haz inclinado.

Respecto al comportamiento radiante, en la Fig. 4.61 se marcan los valores de la directividad máxima medida junto con la curva simulada. Este gráfico revela una manifiesta

diferencia entre simulación y medida. Así, mientras que el análisis aporta una directividad de pico de 32.5 dBi, correspondiente a una eficiencia de apertura de un 78 %, la medida se queda en unos valores de 31.1 dBi y 55 % respectivamente. El indicio más claro de dicha discrepancia se aprecia en la Fig. 4.62(a), donde se muestra la reconstrucción del campo en la apertura a 15.5 GHz a partir del diagrama de radiación medido. Si se compara con el resultado simulado de la Fig. 4.58(a), se percibe una caída más acentuada de la medida en dirección radial. Esto es debido a una sobreexcitación de los elementos ranura-dipolo respecto a la simulación, que provoca un consumo más rápido de la potencia transportada por la onda progresiva.

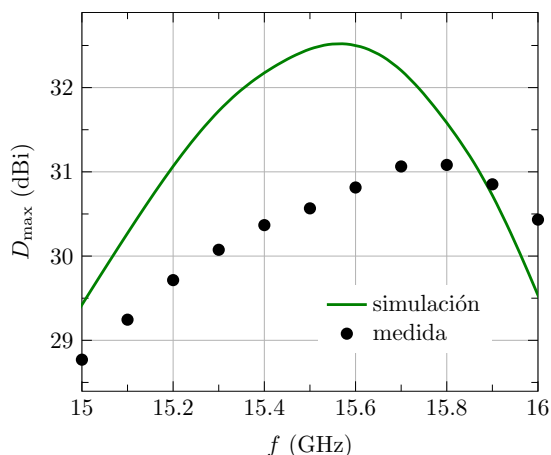
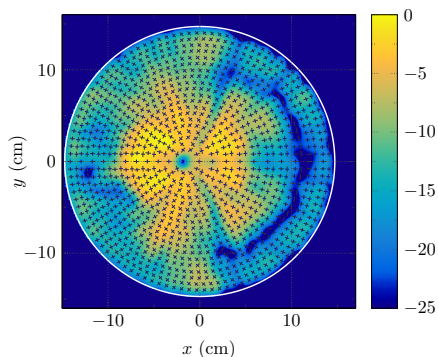
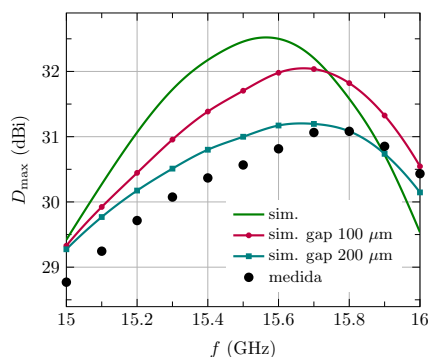


Figura 4.61: Directividad máxima en función de la frecuencia del prototipo 1 de LP-RLSA con dipolos parásitos y haz inclinado.



(a) Módulo (dB) de campo en la apertura.



(b) Directividad máxima medida comparada con varias simulaciones.

Figura 4.62: Componente E_x de campo reconstruido sobre la apertura a 15.5 GHz y directividad máxima en función de la frecuencia comparada con varias simulaciones. Corresponde con el prototipo 1 de LP-RLSA con dipolos parásitos y haz inclinado.

La buena precisión demostrada por el método de análisis sugiere que tan acusada diferencia se debe a un error en el procedimiento de fabricación. Tras una inspección del prototipo fabricado, se detecta un ligero abombamiento del dieléctrico donde se fresan los dipolos. Este inoportuno defecto está relacionada con el proceso de fresado sobre una fina lámina de dieléctrico de grandes dimensiones. Como consecuencia, la adhesión al sustrato

de la guía inferior se produce de forma imperfecta, quedando en la práctica un pequeño hueco de aire entre ambos medios. Aunque se ha intentado aplanar el dieléctrico y emplear una capa de adhesivo más uniforme, los resultados tampoco han sido satisfactorios. El sensible efecto de una pequeña capa de aire entre las ranuras y el dieléctrico se refleja en la gráfica de la Fig. 4.62(b). En ella se incluye la directividad de la simulación original y la correspondiente a un gap de aire de diferente grosor. Como se aprecia, un mínimo hueco de $100 \mu\text{m}$ desplaza sensiblemente la banda de funcionamiento, rebajando a su vez la directividad máxima. Los datos medidos presentan una notable similitud con la simulación que incorpora un gap de aire de $200 \mu\text{m}$ entre las ranuras y el dieléctrico con los dipolos.

Validación experimental: Prototipo 2

El fallido prototipo anterior conduce a replantear la estructura de dieléctricos de la que se compone la antena. Como se ha comprobado, el funcionamiento de la agrupación es muy sensible a pequeños huecos de aire sobre las ranuras. La capacidad de radiación de éstas cambia ostensiblemente si sobre ellas se sitúa directamente el dieléctrico, o si por el contrario existe una pequeña capa de aire entre ambos. Lógicamente, dicha diferencia se paliaría si el sustrato en cuestión tuviera unas propiedades eléctricas más similares a las del aire. Por consiguiente, la idea detrás del nuevo prototipo propuesto consiste en emplear un material tipo foam sobre el que se colocan los dipolos.

A partir de lo argumentado anteriormente, los datos que definen el diseño de la nueva agrupación son los siguientes:

- Frecuencia de diseño: 13.5 GHz
- Diámetro de la antena: 14.6 cm
- Polarización: Lineal
- Distribución de amplitud: Uniforme.
- Apuntamiento del haz principal: $\phi_T = 0^\circ$ y $\theta_T = 10^\circ$.
- Guía radial: Nelco NY9220; Altura $h = 6$ mm; permitividad $\epsilon_{r0} = 2.2$; tangente de pérdidas $\tan \delta = 0.0009$; grosor del conductor $t = 35 \mu\text{m}$.
- Dieléctrico entre ranuras y dipolos: Rohacell 71 HF; Altura $d_1 = 2$ mm; permitividad $\epsilon_{r1} = 1.09$; tangente de pérdidas $\tan \delta = 0.0038$.
- Número de anillos: $N = 4$.
- Número de elementos ranura-dipolo: $P = 172$.
- Radio del primer elemento: $n_0 = 0.8$.
- Espaciado angular: $S_\phi = 0.4\lambda_0$.
- Potencia residual estimada: $t_{\text{res}} = 20\%$.
- Anchura de ranuras y dipolos: $w = 1$ mm.
- Longitud de ranura: $L_r = 6.6$ mm.
- Longitud de dipolos: Zona post-resonancia.

La diferencia fundamental respecto al prototipo anterior, además del sustrato de los dipolos, reside sobre el tamaño de la agrupación. La mayor altura eléctrica de la guía radial facilita la radiación del elemento ranura-dipolo, permitiendo así concebir una agrupación con menor número de anillos. El diseño de las longitudes de dipolo para una distribución uniforme da como resultado un rango entre 9.2 mm y 7.5 mm. La longitud de la sonda por su parte se ajusta a $l_p = 4.3$ mm. El cortocircuito circular cumple la misma separación al último anillo del prototipo anterior, resultando en una distancia óptima desde su centro a la sonda $x_0 = 0.66$ cm y un radio $R_0 = 7.3$ cm. En la Tabla 4.6 se recogen los parámetros más relevantes de la agrupación, comparando el análisis en guía infinita y cavidad.

	$ S_{11} $ (dB)	D_{\max} (dBi)	θ_T (°)	η_{rad} (%)	η_{il} (%)	η_{tot} (%)
PPW	-22.7	24.94	9.50	77.9	73.2	57.0
Cavidad	-26.3	25.18	9.34	94.4	77.4	73.1

Tabla 4.6: Parámetros simulados a 13.5 GHz de la agrupación LP-RLSA con dipolos parásitos de 4 anillos con haz inclinado.

Los parámetros de la Tabla 4.6 de nuevo confirman el buen funcionamiento del cortocircuito final. Como resultado, la antena consigue alcanzar una eficiencia total de un 73 % a la frecuencia central. Cabe mencionar la mayor dificultad para lograr altas eficiencias de apertura en agrupaciones pequeñas. Por un lado, se deben incorporar elementos fuertemente excitados, capaces de radiar la mayor parte de la potencia antes del final de la agrupación, aumentando en consecuencia los acoplamientos mutuos. Por otro lado se encuentra la mayor penalización que supone el área, libre de elementos radiantes, exterior hasta el cortocircuito y central hasta el primer anillo. Por ambas razones, resulta muy meritoria la cifra de eficiencia total alcanzada en el diseño.

La disposición de las ranuras y dipolos se dibuja en la Fig. 4.63, superpuesta a la distribución de campo en la apertura a la frecuencia de diseño. Se puede comprobar cómo el proceso de optimización realiza su función de forma adecuada. El campo en la apertura corresponde a una distribución en amplitud uniforme y fase lineal a lo largo del eje x .

En la Fig. 4.64 se exponen unas fotografías mostrando las partes del prototipo y las diferentes etapas del procedimiento de fabricación. Las ranuras se fresan sobre el sustrato grueso, ya empleado en el prototipo de CP-RLSA de la Sección 4.1.3, con aluminio como conductor inferior. A continuación, se adhiere sobre ellas una capa de Rohacell, una vez rebajado al grosor de 2 mm requerido. Sobre éste se pega una fina lámina de cobre empleando un spray adhesivo. Por último, se fresan los dipolos sobre el cobre, pudiendo ver el resultado final en la Fig. 4.64(c). En este caso, el cortocircuito del borde de la guía se materializa mediante una lámina de cobre adhesivo en forma de anillo.

El prototipo fabricado se mide en adaptación, mostrando en la Fig. 4.65 el módulo del coeficiente de reflexión en función de la frecuencia. Se compara con la simulación nominal, para la longitud de sonda $l_p = 4.3$ mm de diseño, a la que se añade una segunda con $l_p = 4$ mm, la cual presenta un mayor parecido con la medida. Como se puede comprobar, este segundo prototipo presenta un buen comportamiento en adaptación, exhibiendo un nivel de pérdidas de retorno superior a 15 dB en toda la banda de trabajo.

A continuación se miden los diagramas de radiación en la esfera completa, permitiendo calcular los valores de directividad máxima, los cuales se recogen en la Fig. 4.66(a). La comparativa con la curva simulada refleja un desplazamiento en frecuencia, que se puede estimar en torno a unos 300 MHz. Se reproduce así un comportamiento similar al del primer prototipo. Afortunadamente, en este caso la directividad de pico medida dista únicamente 0.35 dBi respecto a la estimada por el análisis. La búsqueda de la causa de este desplazamiento en frecuencia descarta en un primer momento un error del modelo MoM.

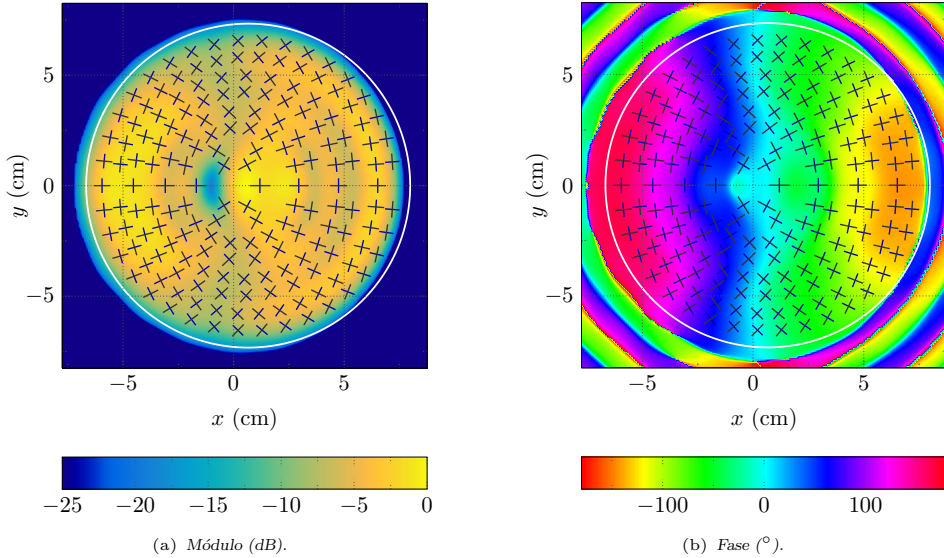


Figura 4.63: Componente E_x de campo eléctrico sobre la apertura simulado a 13.5 GHz para el prototipo 2 de LP-RLSA con dipolos parásitos y haz inclinado.

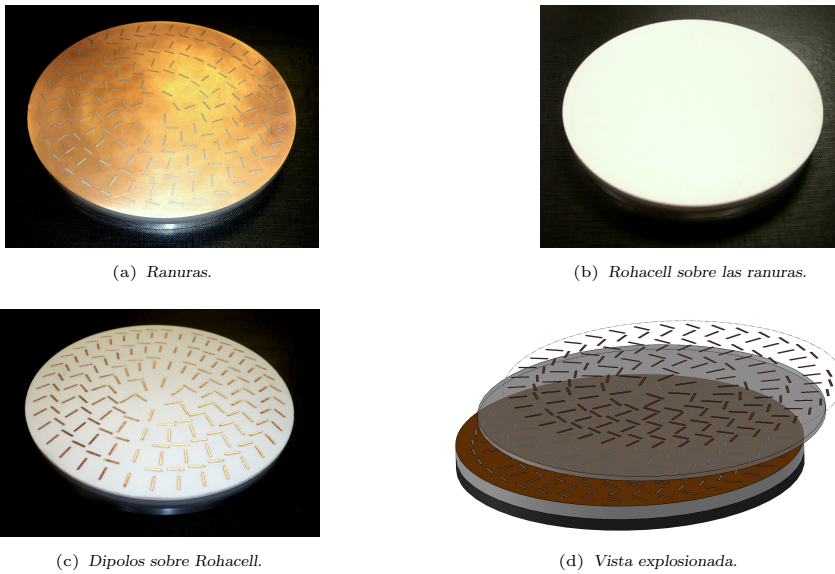


Figura 4.64: Prototipo 2 de LP-RLSA con dipolos parásitos y haz inclinado.

Esta antena ha sido objeto de análisis en la Sección 2.5, empleando diferentes simuladores comerciales. Concretamente, la Fig. 2.121 muestra la directividad máxima en función de la frecuencia, apreciándose una notable concordancia entre los diferentes resultados. Ninguno de ellos predice el desplazamiento en frecuencia obtenido en la medida.

Como consecuencia, la exploración de la causa apunta de nuevo al procedimiento de fabricación, específicamente en el proceso de pegado de la lámina de cobre sobre el foam.

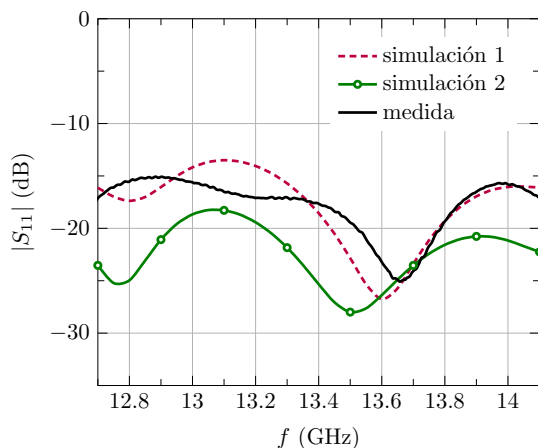


Figura 4.65: Coeficiente de reflexión en función de la frecuencia del prototipo 2 de LP-RLSA con dipolos parásitos y haz inclinado. La simulación 1 corresponde a la longitud de sonda nominal de $l_p = 4.3$ mm, mientras que la simulación 2 toma $l_p = 4$ mm.

El spray adhesivo empleado, debido a su carácter semi-líquido y a la naturaleza porosa del Rohacell, se extiende sobre este material, cambiando presumiblemente sus propiedades eléctricas. Aunque resulta complicado confirmar esta hipótesis, se han llevado a cabo varias simulaciones para comprobar su validez. Como resultado, modificando la permitividad del Rohacell de su valor nominal $\epsilon_{r1} = 1.09$ a $\epsilon_{r1} = 1.28$, se reproduce en la simulación el mismo desplazamiento en frecuencia observado en la medida. La nueva curva de directividad máxima también se incluye en la Fig. 4.66(a). Se puede apreciar la similitud de las medidas con la nueva simulación en toda la banda representada. Para finalizar el informe sobre el comportamiento en frecuencia de la agrupación, se representa la ganancia medida en la Fig. 4.66(b). Se incluyen también la simulación con el Rohacell nominal y con su permitividad modificada que modelaría el efecto del adhesivo. El comportamiento observado es similar al de la directividad, siendo 24.5 dBi la ganancia de pico medida.

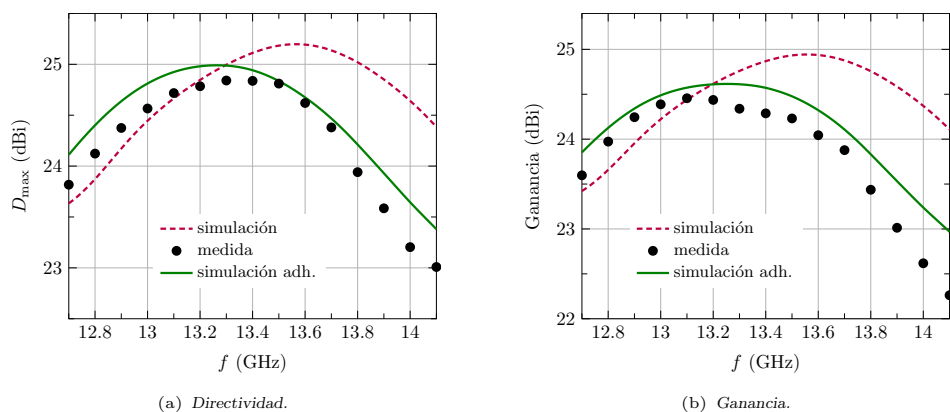


Figura 4.66: Directividad máxima y ganancia en función de la frecuencia del prototipo 2 de LP-RLSA con dipolos parásitos y haz inclinado. En la simulación con adhesivo se toma una permitividad $\epsilon_{r1} = 1.28$.

A partir de estos resultados, en la Tabla 4.7 se apunta la ganancia de pico y la frecuencia a la que se produce. Se incluyen también, para la misma frecuencia, la directividad y las

eficiencias de radiación, de apertura y total. Los datos de la medida se comparan con las dos simulaciones mencionadas anteriormente. La eficiencia total máxima medida se sitúa en un 70 %, correspondiente a un 74 % de eficiencia de apertura y un 94 % de pérdidas. La discrepancia en la fabricación solamente reduce en un 3 % el valor de eficiencia total respecto a la simulación del diseño. Esta cifra contrasta con la mayor diferencia entre simulación y medida del prototipo anterior, justificando así la elección del foam como sustrato. También merece la pena mencionar que, reduciendo el área de la apertura a la de la mínima elipse que contiene todos los elementos, la eficiencia total subiría notablemente hasta un valor del 77 %. Este apreciable incremento se debe al pequeño tamaño de la agrupación.

	f_0 (GHz)	G_{\max} (dBi)	D_{\max} (dBi)	η_{rad} (%)	η_{hl} (%)	η_{tot} (%)
Simulación	13.55	24.94	25.20	94.3	77.2	72.8
Simulación adh.	13.25	24.61	24.99	91.7	76.7	70.3
Medida	13.10	24.46	24.72	94.2	73.9	69.6

Tabla 4.7: Ganancia de pico y eficiencias del prototipo 2 de LP-RLSA con dipolos parásitos y haz inclinado.

La medida del diagrama de radiación copolar a la frecuencia de máxima ganancia se representa, en ambos planos principales, en las Figs. 4.67 y 4.68. Una vez modificada la permitividad del Rohacell en la simulación, mejora la concordancia entre simulaciones y medida, tanto en el ancho de haz principal como en el nivel de lóbulos secundarios. El diagrama apunta en la dirección prevista en el plano E, con un nivel de lóbulos correspondiente a una distribución uniforme. Finalmente, la Fig. 4.69 recoge la componente contrapolar, omitiendo el plano E, donde su valor es mínimo debido a la simetría de la antena. La similitud entre medida y simulación resulta satisfactoria en ambos cortes mostrados, situando el nivel de contrapolar por debajo de -23 dB.

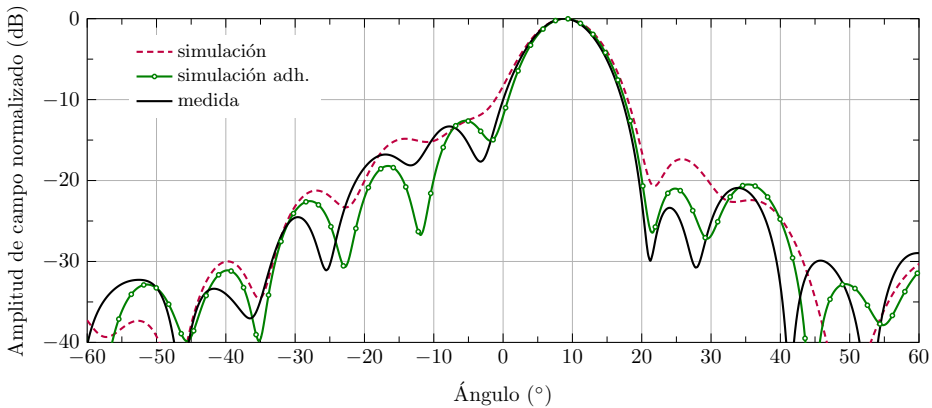


Figura 4.67: Diagrama de radiación copolar en el plano E a 13.1 GHz del prototipo 2 de LP-RLSA con dipolos parásitos y haz inclinado.

Para concluir, los resultados experimentales relativos al segundo prototipo confirman la conveniencia de emplear elementos ranura-dipolo en agrupaciones de haz inclinado. La combinación de ambas técnicas permite diseñar antenas adaptadas en un amplio margen de frecuencias, sin perturbar excesivamente la uniformidad de campo en la apertura. Como resultado, se ha alcanzado un valor medido de eficiencia total de un 70 %, mejorando en un 20 % la obtenida por la agrupación de ranuras equivalente. Esta cifra cumple adecuadamente con el objetivo marcado al comienzo de esta sección. Además, parece factible llegar a valores

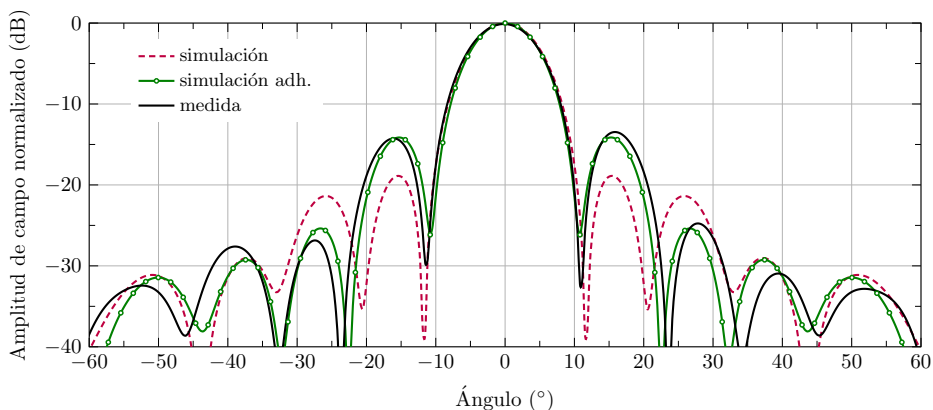


Figura 4.68: Diagrama de radiación copolar en el plano H a 13.1 GHz del prototipo 2 de LP-RLSA con dipolos parásitos y haz inclinado.

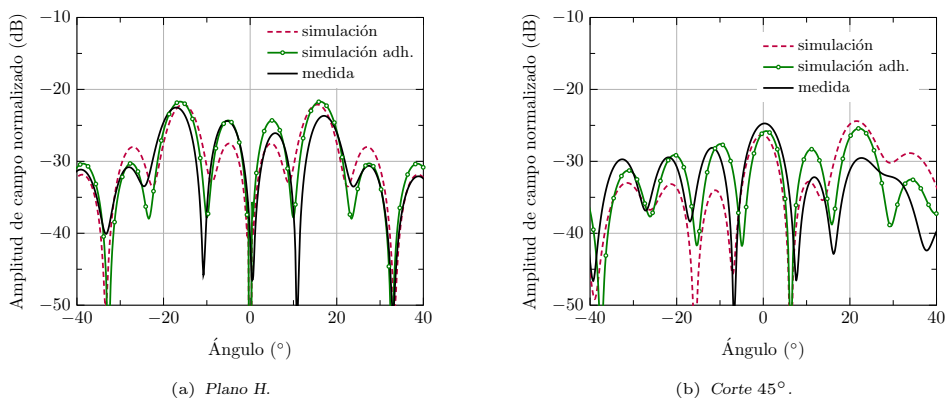


Figura 4.69: Diagrama de radiación contrapolar a 13.1 GHz del prototipo 2 de LP-RLSA con dipolos parásitos y haz inclinado.

de eficiencia total hasta al menos un 75 %, aumentando el tamaño de la agrupación e incluyendo en el diseño los efectos adversos del procedimiento de fabricación. En este último aspecto, se debería confirmar la repetibilidad de la modificación de la permitividad del foam al impregnarlo con el spray adhesivo. En este sentido, una alternativa quizás más controlable sería el empleo de láminas de material adhesivo, previamente caracterizadas eléctricamente. Esta última opción ha sido utilizada con éxito en un prototipo del Capítulo 5.

4.3.3. Incorporación de ranuras canceladoras

Sin necesidad de desapuntar el haz principal, la opción más inmediata para neutralizar las reflexiones provenientes de los nuevos elementos radiantes consiste en introducir ranuras canceladoras, similares a las consideradas en la Sección 4.2.1. Como ya se ha comprobado en la Fig. 4.51, la ranura sin dipolo dispersa hacia el interior de la guía una potencia superior a la que radia externamente. Este comportamiento la convierte en idónea para cancelar las reflexiones internas, minimizando su interferencia en los diagramas de radiación. Se plantea por tanto su colocación en la misma superficie de los elementos radiantes, gracias

a su previsible menor contribución sobre la componente contrapolar de campo. Con esta variación se elimina la radiación trasera del diseño propuesto en la Sección 4.2.1.

La disposición resultante se muestra en la Fig. 4.70(a) con un ejemplo típico de 4 anillos. Por cada anillo de elementos radiantes se incorpora un anillo de ranuras canceladoras, transversales al flujo de corriente para maximizar su efecto. Cada ranura adicional se coloca entre dos elementos radiantes para evitar su solapamiento. El detalle de su posición se dibuja en la Fig. 4.70(b). En esta nueva configuración se debe optimizar tanto la longitud L_c de la ranura canceladora, como su distancia radial d_c al primer elemento de su correspondiente pareja radiante. A diferencia de una agrupación de ranuras, no es posible establecer a priori el valor de dichos parámetros, por la diferente naturaleza del elemento radiante y cancelador. Por tanto, el ajuste de las ranuras canceladoras, junto con la habitual corrección de fase, conforman un nuevo algoritmo de optimización para esta topología de agrupación.

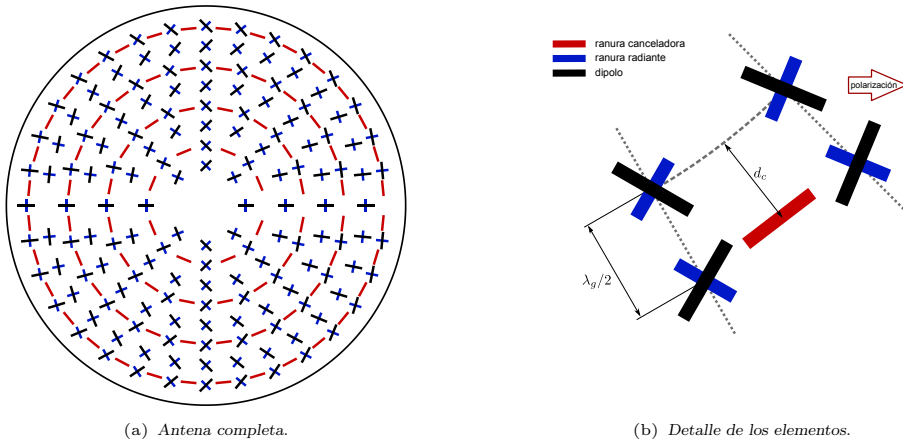


Figura 4.70: Dibujo de una antena LP-RLSA con dipolos parásitos y ranuras canceladoras.

El concepto del proceso de optimización propuesto se resume en el diagrama de flujo de la Fig. 4.71. El primer paso consiste en evaluar el comportamiento de la ranura canceladora, en términos del campo reflejado por la misma en función de su longitud. Este cálculo posibilita su ajuste posterior. A partir de este punto, el algoritmo sigue la misma estrategia progresiva adoptada en optimizaciones anteriores. En la corrección del anillo n intervienen los anteriores ya optimizados y el siguiente $n+1$. El ajuste realizado se divide en dos etapas. La primera de ellas corrige la posición del anillo completo, incluidas las canceladoras, para restaurar la fase del campo radiado. El segundo paso corrige la longitud y posición de cada ranura canceladora para contrarrestar la reflexión de su pareja radiante. Con la intención de prevenir una alta irregularidad en estos parámetros, se toma una longitud L_c constante por anillo y la posición de las ranuras canceladoras se ajustan a elipses. Se ha comprobado que esta simplificación mejora los resultados de adaptación y radiación logrados.

La corrección de cada anillo continúa de forma iterativa hasta que se alcanza la meta deseada. Ésta se expresa en términos de dos umbrales, correspondientes a la condición de radiación y adaptación. Por un lado, la fase del campo radiado por el anillo debe ser lo suficientemente parecida a la de los anteriores ya corregidos. Por otro lado, el campo reflejado por el anillo debe ser inferior a un determinado umbral. Cuando se cumplen estas dos condiciones, el algoritmo prosigue con el siguiente anillo. Cada uno de los ajustes realizados necesita comprobar si conlleva un solapamiento entre elementos, corrigiéndolo en caso necesario. Salvo en casos extremos, la corrección de cada anillo finaliza en no más de dos o tres iteraciones. Como señala el diagrama de flujo, la información de los parámetros de corrección en anillos anteriores se aprovecha en la colocación de los siguientes.

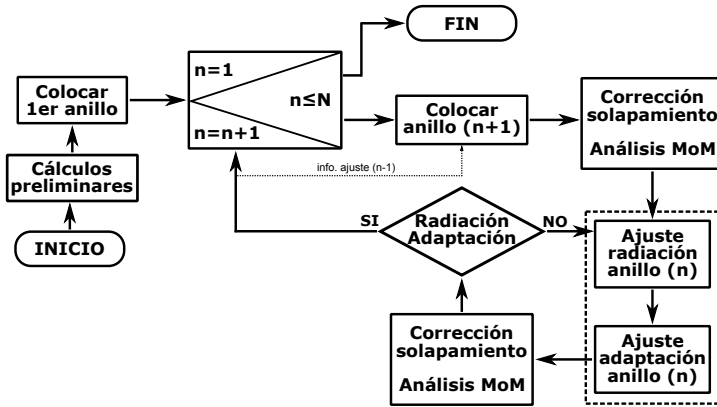


Figura 4.71: Diagrama de flujo del algoritmo de optimización de una agrupación LP-RLSA con dipolos parásitos y elementos canceladores.

El procedimiento descrito se aplica a una LP-RLSA de 10 anillos con los parámetros habituales. La guía presenta una altura de $h = 6$ mm y permitividad $\epsilon_{r0} = 2.26$, mientras que el dieléctrico entre ranuras y dipolos tiene un grosor $d_1 = 1.143$ mm y permitividad $\epsilon_{r1} = 2.2$. Tanto ranuras como dipolos exhiben una anchura $w = 1$ mm y grosor infinitesimal, siendo 12.1 GHz la frecuencia de trabajo. Se consideran dos agrupaciones, cada una trabajando con longitudes de dipolo a un lado de la campana resonancia. La longitud de las ranuras radiantes se establece en $L_r = 5$ mm, diseñando la longitud de los dipolos para una distribución de amplitud uniforme. Una vez aplicado el algoritmo de optimización, ambas agrupaciones radian alrededor de un 90% de la potencia de entrada a la guía infinita. Constituyen por tanto ejemplos lo suficientemente representativos para obtener conclusiones válidas. Teniendo en cuenta la presencia de ranuras canceladoras, la idoneidad de ambos diseños viene marcada por los parámetros de antena más críticos, esto es, el coeficiente de reflexión a la entrada y la componente contrapolar de campo radiado. Ambas magnitudes se representan en la Fig. 4.72, comparando las dos alternativas de diseño.

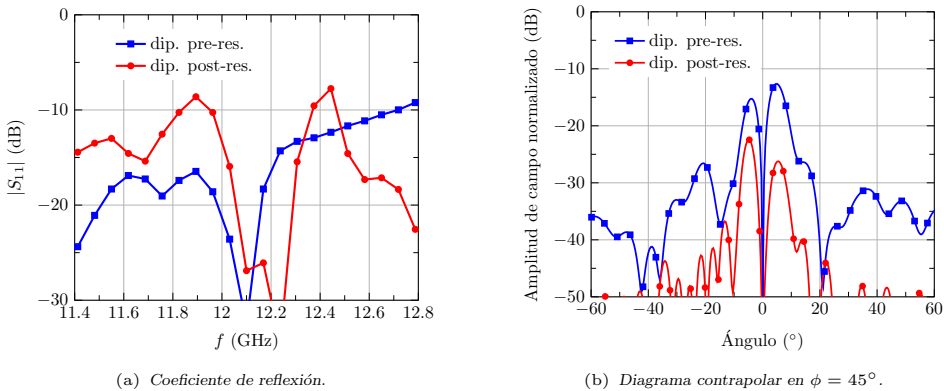


Figura 4.72: Coeficiente de reflexión en función de la frecuencia y diagrama contrapolar en el corte $\phi = 45^\circ$ a 12.1 GHz, correspondientes a una LP-RLSA con dipolos parásitos y ranuras canceladoras.

Respecto al parámetro de adaptación de la Fig. 4.72(a), el algoritmo de optimización adapta con éxito ambas agrupaciones a la frecuencia central. No obstante, se distingue un

mejor comportamiento con los dipolos pre-resonantes. Esta diferencia apunta al distinto comportamiento en fase mencionado en la Sección 4.3.1. Así, la mayor similitud entre el comportamiento de la ranura canceladora y la pareja ranura-dipolo pre-resonante, beneficia la conservación del efecto cancelador en un mayor margen de frecuencias. Ocurre lo contrario con los dipolos post-resonantes, para los cuales la buena adaptación a la frecuencia central se diluye rápidamente.

Por otro lado, el diagrama de radiación contrapolar mostrado en la Fig. 4.72(b) consume el compromiso existente entre ambas opciones de diseño. De este modo, la agrupación con los dipolos más cortos constituye el caso peor, aumentando en casi 10 dB el buen nivel de contrapolar exhibido por la antena con dipolos más largos. La razón proviene de la demostrada mejor adaptación de los elementos con dipolos post-resonantes. La menor reflexión interna inducida por éstos no exige unas ranuras canceladoras tan excitadas, con la consecuente reducción de radiación contrapolar.

En definitiva, la agrupación LP-RLSA con dipolos parásitos y ranuras canceladoras no constituye una solución completamente satisfactoria. La elección de una de las alternativas de diseño de dipolos introduce un efecto adverso diferente, ya sea el reducido ancho de banda en adaptación o el incremento de radiación contrapolar. Una posible solución a este último inconveniente consiste en modificar la disposición de las ranuras canceladoras, de tal forma que neutralicen su componente contrapolar. Esto se consigue desdoblado cada una de ellas, formando así una pareja cuya suma de campo radiado sea únicamente copolar. La distribución de los elementos quedaría tal y como muestra la Fig. 4.73. Aunque se ha comprobado que esta nueva configuración aporta la mejora deseada en radiación contrapolar, constituye un paso intermedio en la evolución de la agrupación hacia una topología en doble anillo.

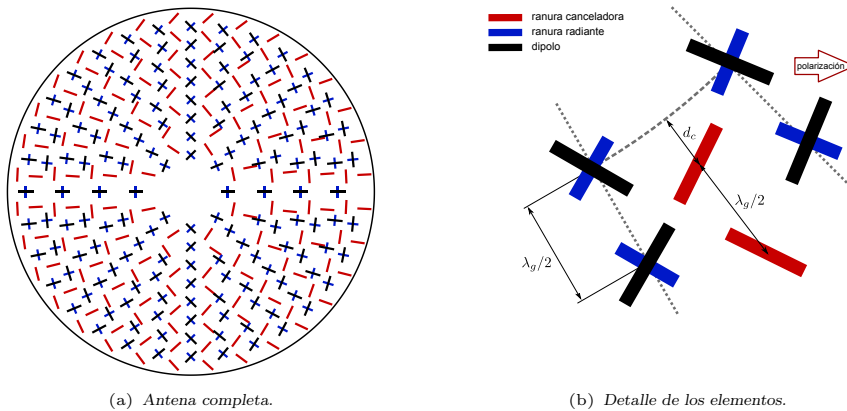


Figura 4.73: Dibujo de una antena LP-RLSA con dipolos parásitos y parejas de ranuras canceladoras.

4.3.4. Topología en doble anillo

La evolución natural de los diseños anteriores consiste en colocar dipolos sobre las ranuras canceladoras, de tal forma que cada anillo esté compuesto por dos subanillos intercalados de parejas de elementos ranura-dipolo. Esta nueva topología se dibuja en la Fig. 4.74. La función del anillo adicional consiste en cancelar las reflexiones del primario, sin introducir componente contrapolar en el diagrama de radiación. La nueva configuración propuesta presenta varias ventajas respecto a los casos anteriores. Primeramente, la única existencia de elementos ranura-dipolo maximiza el campo radiado a la vez que garantiza una cancelación de reflexiones internas. Además, la eliminación de las ranuras aisladas minimiza la

fuerte perturbación que producen éstas sobre la uniformidad del modo guiado. Finalmente, una ventaja adicional reside sobre el hecho que los anillos secundarios, que hacen la función de canceladores de reflexión, presentan un comportamiento en frecuencia similar a los primarios debido a su misma naturaleza. Este hecho maximiza el margen de frecuencias donde dicho papel cancelador funciona de forma efectiva, aumentando en consecuencia el ancho de banda en adaptación.

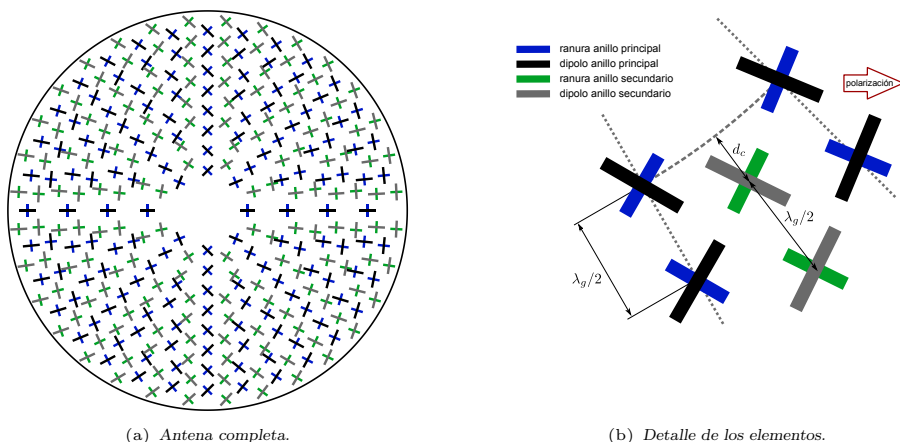


Figura 4.74: Dibujo de una antena LP-RLSA con dipolos parásitos en anillo doble.

Como se intuye a partir de la Fig. 4.74(a), la mayor densidad de elementos trae consigo una mayor probabilidad de solapamiento entre ellos. De hecho, nótese como la disposición estándar dibujada en la Fig. 4.74(a) incluye varios casos críticos de solapamiento de dipolos. El mayor peligro se centra sobre los largos dipolos post-resonantes, siendo por tanto esta nueva topología más adecuada con dipolos pre-resonantes. Así, el empleo de dipolos post-resonantes requiere generalmente aumentar el espaciado entre elementos por encima de los valores típicos. Obviamente, el algoritmo de corrección de solapamiento cobra un papel fundamental en el proceso de optimización de esta nueva configuración. Cabe mencionar que la topología en anillo doble podría haber sido aplicada a agrupaciones de ranuras, eliminando el efecto adverso de las ranuras canceladoras. Sin embargo, la gran densidad de elementos la hace impracticable debido a los fuertes acoplamientos internos existentes entre ranuras.

El diseño inicial de una agrupación LP-RLSA con topología en doble anillo sigue la estrategia habitual. La longitud de ranura se mantiene uniforme en todos los elementos, eligiéndose a partir del compromiso ya explicado con anterioridad. En cuanto al diseño de la longitud de los dipolos, la única diferencia radica sobre el cálculo de las eficiencias de anillo, el cual considera ahora la nueva celda básica consistente en cuatro elementos ranura-dipolo. A la disposición habitual de los anillos principales se le unen los anillos secundarios, separándolos radialmente una distancia típica de $d_c = 0.25\lambda_g$ e intercalándolos en la dirección angular (véase Fig. 4.74(b)). Una vez posicionados todos los elementos, se ejecuta el algoritmo de detección y corrección de solapamiento.

El algoritmo de optimización concebido para la topología en doble anillo presenta un diagrama de flujo idéntico al de la Fig. 4.71. El primer paso consiste ahora en precalcular la variación de campo reflejado por una pareja en función de la longitud de dipolo. Una vez comenzado el proceso, éste prosigue de forma progresiva, conforme a lo ya explicado anteriormente para la agrupación con ranuras canceladoras. La diferencia obviamente radica en el procedimiento de ajuste de los elementos canceladores. En este caso se corrige la longitud de dipolo del anillo secundario y la distancia d_c para cancelar, en módulo y fase

respectivamente, las reflexiones provenientes del primario. De nuevo las posiciones de los elementos se suavizan siguiendo elipses y la longitud del dipolo se mantiene constante dentro de un mismo anillo. Respecto a la corrección del campo radiado, se actúa de forma habitual, moviendo el anillo completo en dirección radial para corregir su fase. El procedimiento suele requerir únicamente una o dos iteraciones por anillo, gracias al buen comportamiento en reflexión de los elementos.

El funcionamiento de la nueva topología y del algoritmo de optimización se ilustra a partir de un ejemplo con los mismos datos de los diseños anteriores. En la Fig. 4.75 se representan los mismos resultados de la Fig. 4.72 con ranuras canceladoras, incluyendo ahora la nueva agrupación en doble anillo con dipolos pre-resonantes. Como se puede comprobar en la Fig. 4.75(a), el comportamiento en adaptación mejora sustancialmente con un módulo de S_{11} inferior a -15 dB en toda la banda. Dicha mejoría confirma la eficacia del anillo secundario para obtener una cancelación de reflexiones en banda ancha. El mínimo de la curva de adaptación a la frecuencia central demuestra el buen funcionamiento del algoritmo de optimización. Respecto a la componente contrapolar de la Fig. 4.75(b), también constata el beneficio de la topología en doble anillo al mantener su nivel por debajo de -25 dB.

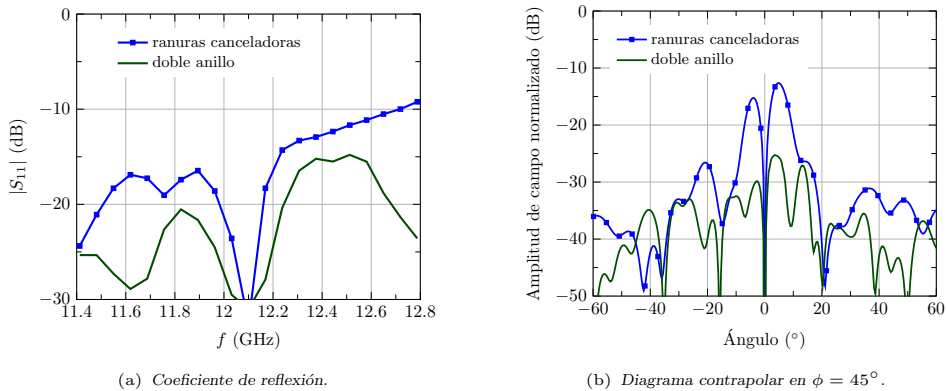


Figura 4.75: Coeficiente de reflexión en función de la frecuencia y diagrama contrapolar en el corte $\phi = 45^\circ$ a 12.1 GHz, correspondientes a una LP-RLSA con dipolos parásitos en anillo doble.

Validación experimental

El buen funcionamiento mostrado por la topología en doble anillo con elementos ranura-dipolo pretende confirmarse mediante el diseño y fabricación de un prototipo. Con la intención de aliviar las dificultades encontradas en los prototipos anteriores, se modifica el apilamiento de los dieléctricos seguida hasta ahora y dibujada en la Fig. 4.50(b). La nueva propuesta fresa los dipolos de forma habitual sobre una de las caras de un sustrato estándar. No obstante, en lugar de hacerlo descansar directamente sobre las ranuras, se coloca a una cierta altura sobre ellas, dejando intencionadamente una capa de aire entre ambos sustratos. La nueva estructura se dibuja en la Fig. 4.76. Tal y como aparece ahí, el sustrato superior se coloca de tal forma que los dipolos quedan encarados directamente sobre las ranuras a través de la capa aire. De esta forma, se puede aumentar la altura d_0 facilitando así el proceso de ensamblado. Obviamente, será necesario incluir algún tipo de soporte exterior para mantener la altura deseada del sustrato.

El diseño y optimización de la agrupación se lleva a cabo de la forma detallada anteriormente. La antena consta de 9 anillos y se escoge la longitud de ranura a partir del estudio paramétrico ilustrado en la Sección 4.3.2. En este caso se ha optado por diseñar los

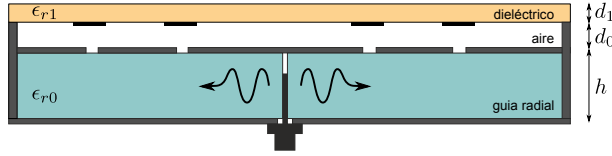


Figura 4.76: Vista lateral de la nueva disposición de dieléctricos propuesta para una agrupación LP-RLSA en anillo doble con dipolos parásitos.

dipolos en la zona de pre-resonancia para aliviar en parte el solapamiento entre elementos. Los principales datos de diseño se detallan a continuación:

- Frecuencia de diseño: 16 GHz
- Diámetro de la antena: 24.2 cm
- Polarización: Lineal
- Distribución de amplitud: Uniforme.
- Guía radial: Nelco NY9220; Altura $h = 3.175$ mm; permitividad $\epsilon_{r0} = 2.2$; tangente de pérdidas $\tan \delta = 0.0009$; grosor del conductor $t = 35 \mu\text{m}$.
- Capa de aire entre ranuras y dipolos: Altura $d_0 = 1$ mm.
- Dieléctrico con dipolos: Nelco NY9220; Altura $d_1 = 1.143$ mm; permitividad $\epsilon_{r1} = 2.2$; tangente de pérdidas $\tan \delta = 0.0009$; grosor del conductor $t = 35 \mu\text{m}$.
- Número de anillos: $N = 9$.
- Número de elementos ranura-dipolo: $P = 1656$.
- Radio del primer elemento: $n_0 = 1$.
- Espaciado angular: $S_\phi = 0.45\lambda_0$.
- Potencia residual estimada: $t_{\text{res}} = 14\%$.
- Anchura de ranuras y dipolos: $w = 0.7$ mm.
- Longitud de ranura: $L_r = 4.6$ mm.
- Longitud de dipolos: Zona pre-resonancia.

El proceso de optimización del diseño inicial proporciona unas longitudes de dipolo que se representan en la Fig. 4.77(a) a modo de ilustración. Como se puede comprobar, el segundo subanillo requiere una longitud de dipolo generalmente menor a la del primario para cancelar su reflexión. Así, mientras que los dipolos del subanillo principal presentan una variación de longitud suave, resultado del procedimiento de diseño, las del subanillo secundario exhiben un comportamiento más irregular fruto del procedimiento de optimización. Por otro lado, la separación óptima entre subanillos se muestra en la Fig. 4.77(b), situándose alrededor del valor típico de $0.25\lambda_g$.

Una vez optimizada la agrupación, el radio del cortocircuito circular se ajusta a $R_0 = 12.1$ cm, correspondiente a la separación habitual respecto al último anillo de $0.5\lambda_g$. En cuanto a la longitud de la sonda, toma un valor $l_p = 2.8$ mm para una adaptación óptima

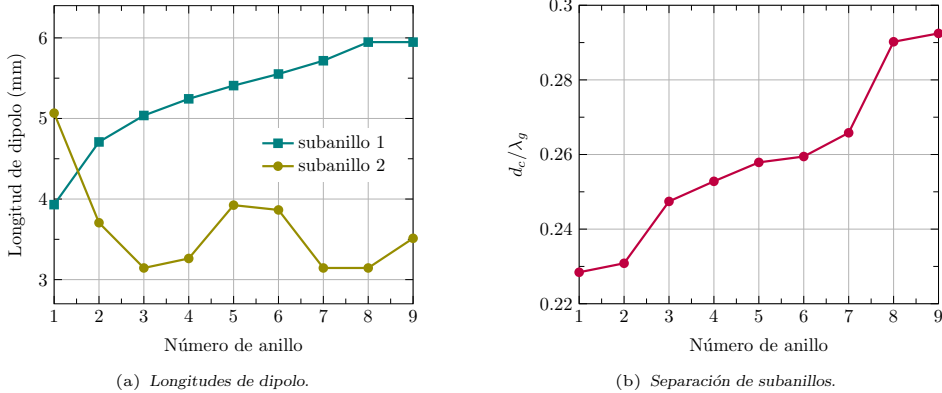


Figura 4.77: Longitud de dipolos y separación entre subanillos resultantes de la optimización de la agrupación LP-RLSA en doble anillo con dipolos parásitos.

	$ S_{11} $ (dB)	D_{\max} (dBi)	η_{rad} (%)	η_{il} (%)	η_{tot} (%)
PPW	-28.7	31.22	77.0	81.5	62.8
Cavidad	-22.0	31.27	94.3	82.4	77.6

Tabla 4.8: Parámetros simulados a 16 GHz de la agrupación LP-RLSA en doble anillo con dipolos parásitos.

de la transición coaxial-guía. En la Tabla 4.8 se incluyen los parámetros de antena más relevantes, los cuales sirven para evaluar el resultado de la optimización.

Los valores recogidos en la Tabla 4.8 confirman de nuevo la adecuada optimización de la agrupación y el ajuste del cortocircuito final. Destaca la cifra de eficiencia total alcanzada, con casi un 78% a la frecuencia central, correspondiente a una eficiencia de apertura de un 82%. Este dato confirma el excelente funcionamiento del algoritmo de optimización, situándose por encima del objetivo marcado al comienzo de esta sección. La distribución de campo en la apertura a 16 GHz se muestra en la Fig. 4.78, donde se confirma el buen comportamiento tanto en módulo como en fase. Sobre el mismo gráfico se superpone la posición de ranuras y dipolos. Se puede comprobar la alta densidad de elementos, consecuencia de la topología en doble anillo. Cabe mencionar que el procedimiento aplicado corrige con éxito el exigente problema de solapamiento entre elementos.

A partir de la disposición optimizada de dipolos y ranuras y del cortocircuito final, se fabrica un prototipo bajo prueba. Por una parte, las ranuras se fresan sobre una de las caras del sustrato más grueso, cortando éste con la forma circular del cortocircuito. Por otro lado, los dipolos se fresan en una de las caras del sustrato más fino, eliminando por completo el cobre de la otra. El sustrato de las ranuras se aloja en una pieza de aluminio sobre la que se ha vaciado un hueco ajustado a sus mismas dimensiones. En su parte exterior se coloca un anillo metálico con la altura deseada de 1 mm entre ranuras y dipolos. El sustrato con los dipolos en su cara inferior se deja descansar sobre dicho anillo, asegurando así la separación requerida. Toda la estructura se mantiene unida mediante una serie de tornillos alrededor de su borde externo. Finalmente, se fabrica una pieza en la parte inferior para introducir el conector en la guía radial. No obstante, se debe mencionar que la antena medida prescinde de esta última pieza, soldando el conector directamente al cobre. Las diferentes partes del prototipo se pueden explorar en las vistas explosionadas de la Fig. 4.79. El aspecto del prototipo final una vez ensamblado se puede observar en las fotografías de la Fig. 4.80.

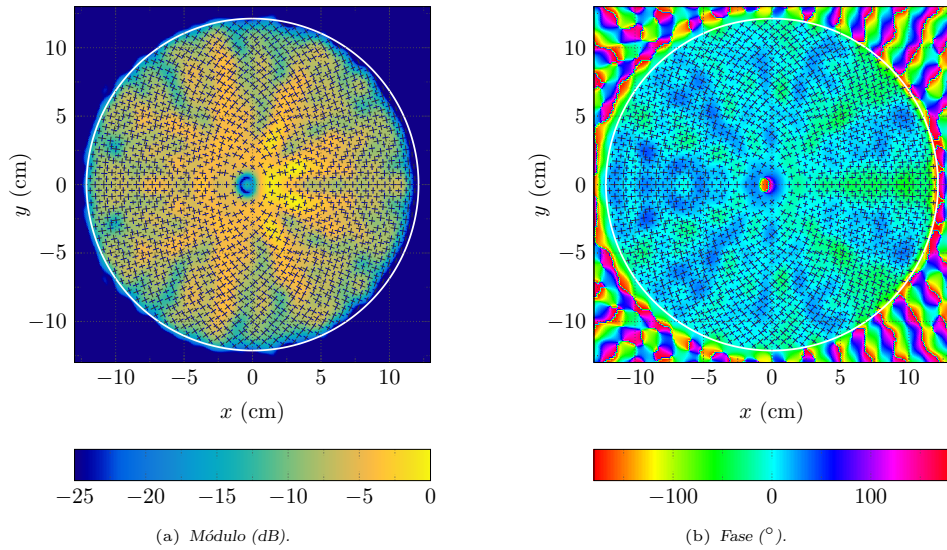


Figura 4.78: Componente E_x de campo eléctrico sobre la apertura simulado a 16 GHz para el prototipo de LP-RLSA en anillo doble con dipolos parásitos.

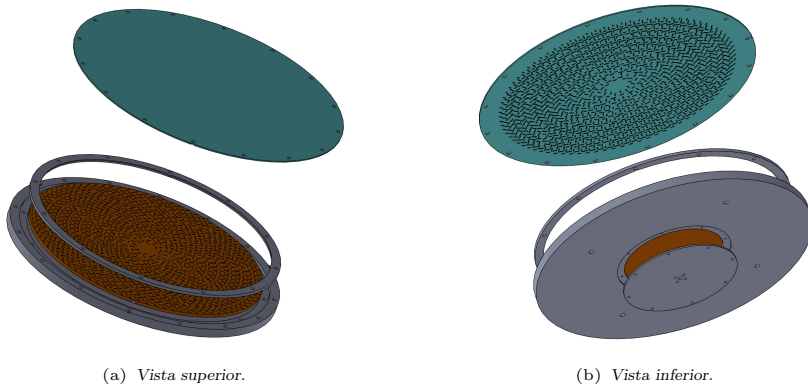


Figura 4.79: Vista explosionada correspondiente al ensamblaje del prototipo de LP-RLSA en anillo doble con dipolos parásitos.

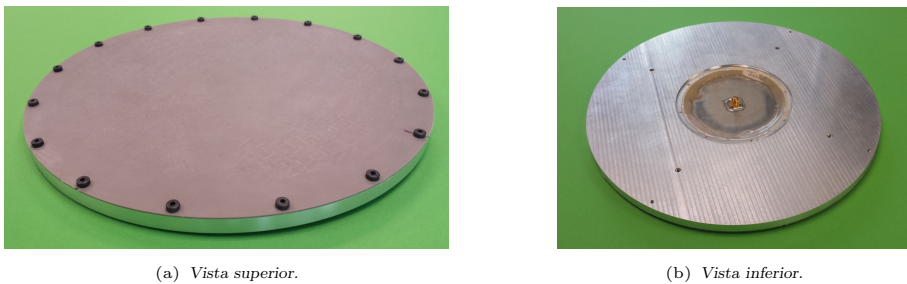


Figura 4.80: Prototipo de LP-RLSA en anillo doble con dipolos parásitos.

Primeramente se mide el prototipo fabricado en adaptación, mostrando en la Fig. 4.81 el módulo del coeficiente de reflexión en frecuencia, comparando simulación y medida. Aunque ambas curvas presentan una similitud limitada, debido las dificultades expuestas a lo largo de todo este capítulo, la adaptación medida muestra unos niveles satisfactorios. Así, no se sobrepasa el límite típico de -10 dB en todo el margen de frecuencias representado.

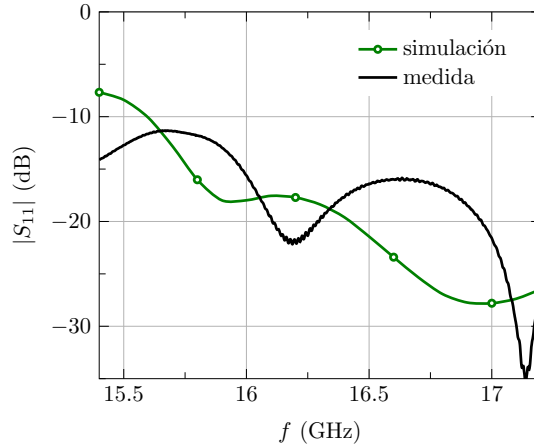


Figura 4.81: Coeficiente de reflexión en función de la frecuencia del prototipo de LP-RLSA en anillo doble con dipolos parásitos.

Los diagramas medidos en la esfera completa permiten calcular los valores de directividad máxima, los cuales se recogen en la Fig. 4.82(a). Se aprecia un ligero desplazamiento en frecuencia entre simulaciones y medida, pero manteniendo una similar directividad de pico. De nuevo en este caso se podría atribuir la discrepancia observada a una desviación de la estructura diseñada respecto a la fabricada. Como se aprecia en la Fig. 4.80(a), el prototipo dispone de unos tornillos exteriores que aseguran la distancia adecuada entre ranuras y dipolos. Sin embargo, ese mecanismo de sujeción no es capaz de evitar el ligero abombamiento percibido en el sustrato con los dipolos. Como resultado, parece probable que la distancia d_0 media entre ranuras y dipolos supere en la práctica el valor nominal de 1 mm. Para comprobar su influencia, en la Fig. 4.82(b) se presentan las medidas de directividad junto con la simulación tomando diferentes separaciones entre ranuras y dipolos. Se comprueba que el incremento de d_0 predice el desplazamiento hacia frecuencias superiores observado en las medidas. Concretamente, la simulación con una distancia corregida en torno a $d_0 = 1.3$ mm muestra una gran similitud con los valores medidos.

El desplazamiento en frecuencia mencionado no estropea sin embargo el funcionamiento eléctrico de la antena. El valor de directividad de pico medido se sitúa en 31.44 dBi a la frecuencia de 16.2 GHz, incluso superior al simulado. Tomando el círculo correspondiente al cortocircuito como área de la agrupación, se puede estimar la eficiencia de iluminación en un 83%. Respecto a la ganancia, en el momento de la escritura de este documento todavía no se dispone de su medida. No obstante, en un ejercicio de extrapolación, justificado por la buena concordancia observada en anteriores medidas, se puede tomar como eficiencia de pérdidas el valor calculado por la simulación. Por tanto, a partir de dichas pérdidas estimadas en un 93%, la eficiencia total sería de un 77%. Aunque evidentemente este último dato requiere de confirmación con medidas, supera ampliamente el obtenido con el prototipo de haz inclinado expuesto en la Sección 4.3.2.

Para finalizar, se recoge una muestra de los diagramas medidos a la frecuencia de máxima directividad. Para una mejor concordancia, la simulación mostrada corresponde a la distancia modificada $d_0 = 1.3$ mm. Primeramente, las Figs. 4.83 y 4.84 representan el

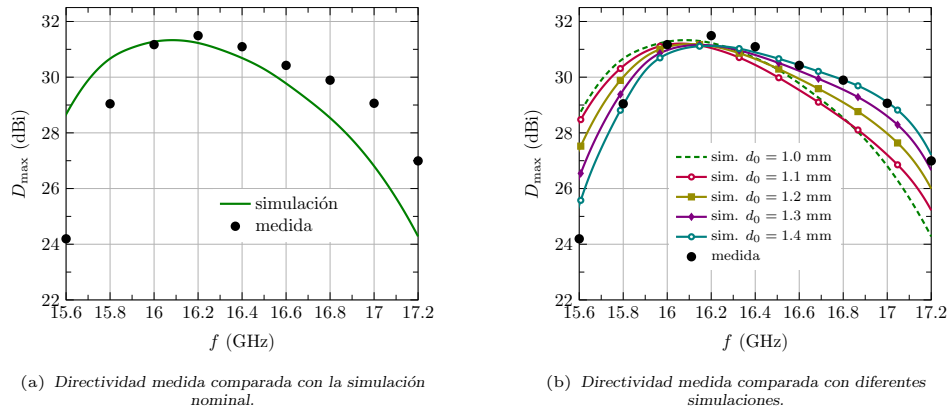


Figura 4.82: Directividad máxima en función de la frecuencia del prototipo de LP-RLSA en anillo doble con dipolos parásitos.

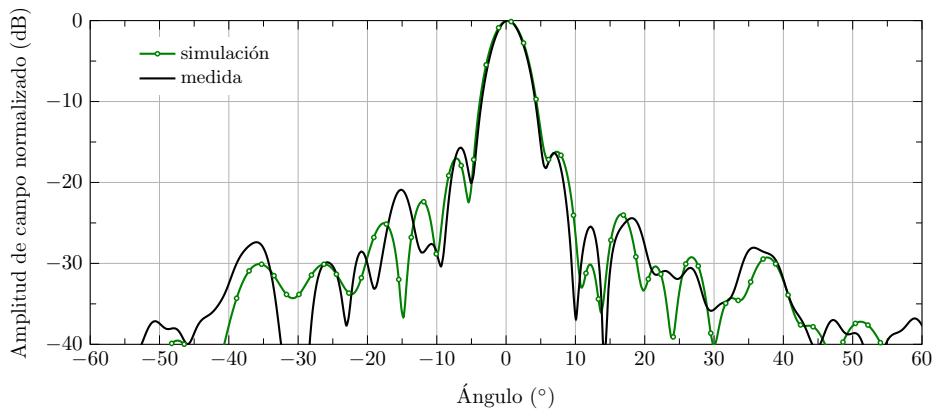


Figura 4.83: Diagrama de radiación copolar en el plano E a 16.2 GHz del prototipo de LP-RLSA en doble anillo con dipolos parásitos.

diagrama copolar en los dos cortes principales. Ambos casos muestran un buen comportamiento de los diagramas con unos lóbulos secundarios reducidos. Cabe destacar que se percibe una mejora en el aspecto de los diagramas respecto al prototipo de haz inclinado, debido principalmente a la mayor simetría de la agrupación. La similitud con las simulaciones también resulta satisfactoria, a pesar del menor ancho de haz en las medidas a raíz de su mayor directividad. Por su parte, la Fig. 4.85 representa el diagrama contrapolar, de nuevo omitiendo el plano E debido a su reducida contribución. En este caso, se aprecia una excelente concordancia entre medida y simulación en ambos cortes. El nivel de contrapolar medido se sitúa siempre por debajo de -23 dB en todas las direcciones angulares.

Los resultados experimentales del prototipo confirman los buenos resultados obtenidos en simulación por la topología en doble anillo. De esta forma, la duplicación de cada anillo en una LP-RLSA con dipolos parásitos aporta la requerida cancelación de reflexiones, manteniendo un buen comportamiento de los campos en la apertura. Gracias a ello, se ha alcanzado en medida una eficiencia de iluminación máxima de un 83 %, lo que correspondería con una eficiencia total aproximada de un 77 %. Este último valor está pendiente de confirmación en medida. La nueva propuesta de ensamblado, dejando una capa de aire entre dipolos y ranuras ha proporcionado los buenos resultados esperados. No obstante, se

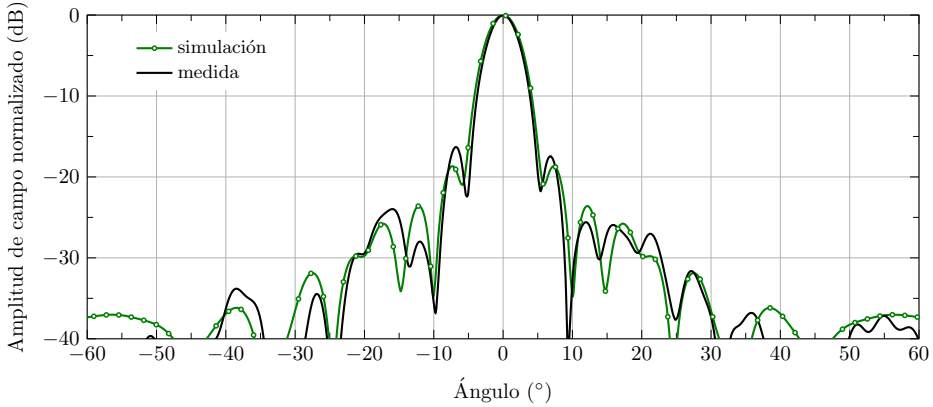
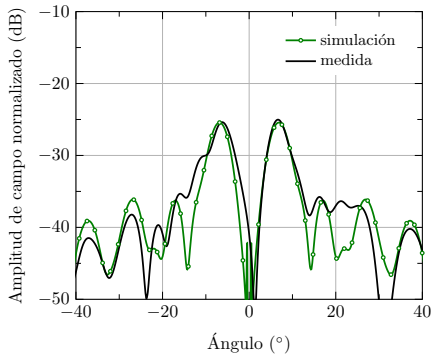
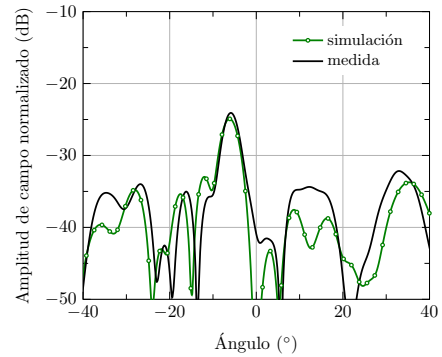


Figura 4.84: Diagrama de radiación copolar en el plano H a 16.2 GHz del prototipo de LP-RLSA en doble anillo con dipolos parásitos.



(a) Plano H.



(b) Corte 45°.

Figura 4.85: Diagrama de radiación contrapolar a 16.2 GHz del prototipo de LP-RLSA en doble anillo con dipolos parásitos.

podría idear algún mecanismo de sujeción central para evitar el ligero desplazamiento en frecuencia medido. A pesar de ello, el funcionamiento de la antenna no se resiente, alcanzando unos valores de eficiencia claramente por encima del objetivo marcado al comienzo de este capítulo. Las medidas mostradas del prototipo colocan a la configuración LP-RLSA con dipolos parásitos en doble anillo, en una situación prometedora para alcanzar definitivamente prestaciones cercanas a las ofrecidas por las antenas CP-RLSA.

Capítulo 5

Optimización de agrupaciones en guía rectangular

Las agrupaciones de ranuras en guía rectangular se emplean con asiduidad en sistemas radar o de comunicaciones por satélite gracias a sus conocidas propiedades. Entre éstas se pueden citar su robustez mecánica, carácter plano, bajas pérdidas, manejo de potencias elevadas, buena pureza de polarización o su gran versatilidad en la síntesis del diagrama. A este respecto, el carácter monomodo de las guías rectangulares permite diseñar de forma robusta agrupaciones con diagramas conformados o de bajos lóbulos secundarios. Su principal inconveniente apunta al reducido ancho de banda asociado a la natural disposición en serie de sus elementos.

El presente capítulo pretende desarrollar algoritmos de optimización eficientes, aplicados a las configuraciones más frecuentes de agrupaciones en guía rectangular. Estos algoritmos se sustentan sobre el riguroso método de análisis implementado en el Capítulo 3, empleando por defecto la denominada solución aproximada para reducir al máximo el tiempo de optimización. La Sección 3.1 recoge un completo resumen sobre las estructuras bajo estudio. El caso de mayor interés práctico consiste en una agrupación que incluye varios niveles de acoplamiento de potencia, hasta alcanzar las guías que sirven como puertos de entrada. Dichos puertos se alimentan convenientemente con una red convencional en guía rectangular, cuyo análisis y diseño queda fuera del alcance de esta tesis. No obstante, la combinación del análisis propio con la simulación externa de dicha red permite una caracterización rigurosa de la agrupación completa.

La meta de los algoritmos desarrollados consiste en proporcionar la descripción completa de todas las ranuras que componen la agrupación. En general, el método de optimización debe cumplir la condición de adaptación en el puerto de entrada y la especificación de iluminación. Esta última impone que el campo radiado por cada ranura en la dirección del haz principal siga una cierta distribución de amplitud, establecida con anterioridad en base al diagrama de radiación deseado. Las diferentes alternativas y grados de libertad en el cumplimiento de ambas condiciones marcarán su grado de conservación alrededor de la frecuencia de diseño, es decir, el ancho de banda de la antena.

El método de optimización implementado difiere en función del modo de operación de la antena, el cual distingue entre una agrupación en onda estacionaria o resonante y en onda progresiva. La mayor parte del contenido de este capítulo se centra en agrupaciones resonantes, debido a su mayor versatilidad en la síntesis de diagramas. Por otro lado, la posibilidad de analizar agrupaciones de ranuras con dipolos parásitos permite diseñar antenas con polarización circular. Esta nueva funcionalidad resulta de especial interés, suponiendo un requisito fundamental en buena parte de las aplicaciones donde las características de estas antenas las convierten en soluciones óptimas.

Todos los casos tratados en este capítulo se afrontan siguiendo una estrategia similar. En primer lugar se expone el método de diseño aproximado, basado en el modelo circuital de las ranuras. Este primer planteamiento permite disponer de un acertado punto de partida. El algoritmo de optimización, desarrollado a continuación, refina dicho diseño inicial hasta alcanzar el cumplimiento de las especificaciones bajo una determinada tolerancia. A pesar de la robustez de los métodos de optimización desarrollados, la definición de un adecuado punto inicial acelera lógicamente su convergencia.

En base a las consideraciones anteriores, este capítulo se distribuye del siguiente modo. La Sección 5.1 detalla en primera instancia el método de diseño circuital, particularizado para agrupaciones resonantes, de onda progresiva o con polarización circular mediante la incorporación de dipolos. A continuación, la Sección 5.2 desarrolla los algoritmos de optimización necesarios para refinar los diseños anteriores. Finalmente, estos métodos de diseño y optimización se extienden en las Secciones 5.3 y 5.4 a estructuras multinivel.

A partir de los algoritmos anteriores, se lleva a cabo en la Sección 5.5 un profundo estudio del ancho de banda de este tipo de agrupaciones. Se investiga en detalle la técnica de desintonización, empleada habitualmente para mejorar el comportamiento en frecuencia. Como resultado, se propone un método de optimización frecuencial cuyo objetivo es maximizar el cumplimiento de las especificaciones en un determinado ancho de banda. Por último, el conjunto de algoritmos desarrollados en este capítulo se aprovechan en la Sección 5.6 para el diseño, fabricación y medida de varias agrupaciones. Todos los resultados experimentales corresponden a casos reales que forman parte de proyectos asociados al despliegue de diversos sistemas.

5.1. Diseño de agrupaciones

Esta primera sección aborda el diseño inicial de agrupaciones de ranuras longitudinales sobre guías rectangulares monomodo. En primera instancia se adopta la versión más sencilla de agrupación, formada únicamente por una serie de guías yuxtapuestas sobre las que se sitúan las ranuras. La alimentación de las guías se ataca por el extremo no cortocircuitado, tal y como se dibuja en la Fig. 3.3. La extensión del diseño a estructuras de varios niveles acoplados a través de ranuras se trata en secciones posteriores. A este respecto, a pesar de la limitada aplicación práctica de esta primera configuración, ya argumentada en la Sección 3.1, el desarrollo de la presente sección sirve para sentar las bases de los más complejos diseños multinivel.

Tanto los métodos de diseño como los algoritmos de optimización parten de dos requerimientos de partida, definidos a la frecuencia de interés. Primeramente, se debe cumplir la condición de adaptación deseada en el puerto de entrada. Esta premisa se traslada a una condición sobre la impedancia de entrada \bar{Z}_{in} , definida a partir del equivalente circuital de la guía rectangular monomodo. Salvo en determinadas excepciones, especialmente tratadas en la Sección 5.5, se debe cumplir:

$$\bar{Z}_{in} = 1 \tag{5.1}$$

La segunda especificación atiende a la distribución de amplitud, determinada por el factor de agrupación deseado. En otras palabras, la contribución de cada ranura al campo radiado debe seguir una ley establecida por unos coeficientes a_i dados. A partir de la solución MoM del problema electromagnético se puede calcular sin dificultad el campo copolar radiado por cada ranura. Omitiendo las corrientes transversales, ese campo es proporcional a la tensión V_i^s sobre la ranura, la cual se refiere a la integral del campo eléctrico a lo largo de la dimensión estrecha de la apertura. Este valor complejo se debe normalizar por el área de la ranura para eliminar su dependencia en el campo radiado. En consecuencia, la tensión sobre cada ranura debe seguir la expresión:

$$V_i^s = C a_i \quad (5.2)$$

siendo C una constante de normalización a determinar a partir de la condición (5.1) de adaptación. Esta segunda ecuación constituye la condición de radiación o de iluminación.

Una representación alternativa que facilita el planteamiento de los algoritmos de optimización posteriores, emplea la función base equivalente \mathcal{M}_i definida en la Sección 2.4.2. Esta función describe la distribución de corriente normalizada sobre la ranura. Así, la amplitud \bar{V}_i de esta nueva función base sintetiza en un único valor complejo la excitación de la ranura y su contribución al campo radiado. Así, se puede asumir que la tensión V_i^s es directamente proporcional a la amplitud \bar{V}_i de la función base equivalente.

Esta sección presenta un método de diseño simplificado que proporciona una disposición inicial de los elementos de la agrupación. Las aproximaciones realizadas determinan el grado de cumplimiento de las condiciones de adaptación y radiación anteriores. No obstante, este primer diseño supone un buen punto de partida para los algoritmos de optimización propuestos en la Sección 5.2. En un primer apartado se consideran las agrupaciones resonantes clásicas compuestas por ranuras longitudinales. El método se extiende posteriormente para diseñar agrupaciones en onda progresiva. En la última parte se tratan las agrupaciones de ranuras con dipolos parásitos, capaces de radiar polarización circular.

5.1.1. Agrupaciones resonantes

La configuración de agrupación resonante clásica [4] consiste en una serie de ranuras longitudinales situadas en la cara ancha de una guía rectangular monomodo, cortocircuitada en uno de sus extremos. Las ranuras se orientan paralelamente al eje de la guía, colocándose alternativamente a ambos lados. Un espaciado axial entre ranuras de $\lambda_g/2$ asegura una radiación coherente en dirección broadside, siendo λ_g la longitud de onda del modo fundamental en la guía a la frecuencia de diseño. Por su parte, la última ranura se encuentra a una distancia de $\lambda_g/4$ del cortocircuito final. Esta disposición sitúa a las ranuras sobre los máximos de la onda estacionaria impuesta por el cortocircuito final. La Fig. 5.1 muestra un dibujo de esta típica configuración resonante, donde la excitación de cada ranura es controlada mediante su offset o respecto al eje de la guía y su longitud l .

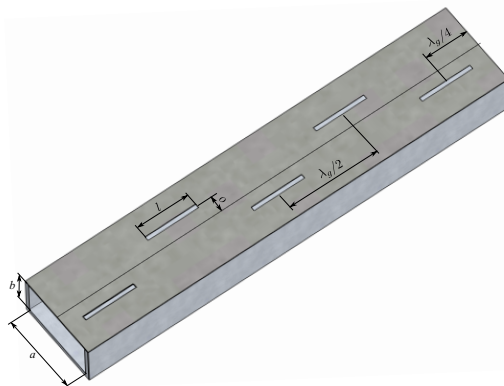


Figura 5.1: Dibujo de una agrupación resonante de ranuras en guía rectangular.

Como es bien conocido, el comportamiento eléctrico de una ranura longitudinal en una guía rectangular se puede modelar circuitalmente mediante una admitancia conectada en paralelo. Dicha aproximación se mantiene válida siempre y cuando domine el modo fundamental sobre la ranura, es decir, la componente par de corriente longitudinal. A

partir de lo argumentado en el Capítulo 3, el modelo dejará de ser válido con ranuras débilmente excitadas o con relaciones de aspecto elevadas. A lo largo de esta sección se va a asumir que la aproximación circuital es suficientemente precisa. Nótese que el algoritmo de optimización expuesto posteriormente en la Sección 5.2.1 pretende eliminar el error cometido por las aproximaciones del diseño inicial presentado en esta sección.

El circuito equivalente de una agrupación resonante de N ranuras longitudinales, alimentada por su extremo, se dibuja en la Fig. 5.2. Cada ranura está representada por una admitancia equivalente \bar{Y}_i^{sh} conectada en paralelo. Los tramos de línea que conectan las ranuras entre sí presentan equivalen a un desfase $\phi_i = \pi$ a la frecuencia de diseño, mientras que la separación eléctrica del último elemento al cortocircuito es $\phi_N = \pi/2$. Como consecuencia, la admitancia de entrada \bar{Y}_{in} se obtiene directamente como la suma de las admitancias equivalentes de cada ranura.

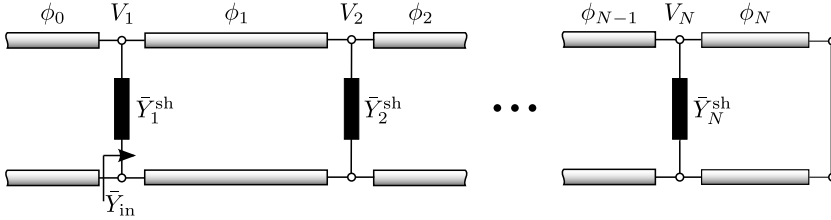


Figura 5.2: Circuito equivalente de una agrupación resonante de ranuras longitudinales alimentada por su extremo.

El planteamiento del circuito equivalente de la Fig. 5.2, permite establecer fácilmente el cumplimiento de la condición de adaptación (5.1), a partir de la expresión:

$$\bar{Y}_{\text{in}} = \sum_{i=1}^N \bar{Y}_i^{\text{sh}} = 1 \quad (5.3)$$

Sin embargo, la condición de radiación (5.2) no presenta una traducción tan clara en el circuito equivalente. A este respecto, no se debe confundir la tensión sobre la ranura V_i^s con la tensión circuital V_i sobre el mismo elemento. Esta última corresponde con la amplitud del campo eléctrico asociado al modo fundamental en ese punto de la guía. La relación entre ambas magnitudes complejas viene dada por la conocida como primera ecuación de diseño de Elliot [130]:

$$\frac{\bar{V}_i}{V_i} = K \frac{\bar{Y}_i^{\text{sh}}}{\bar{I}_i} \quad (5.4)$$

siendo K una constante de normalización y \bar{I}_i la llamada integral de reacción entre la corriente magnética sobre la ranura y el modo TE_{10} normalizado en potencia. En la propuesta original [130], este último término asume una corriente magnética cosenoidal sobre la ranura, denotándose allí como f_n . Esa definición se generaliza en la expresión (5.4), siendo \bar{I}_i el elemento de excitación (2.111) de la función base equivalente. Nótese que \bar{I}_i se reduce al término f_n de Elliot cuando se emplea una única función base sinusoidal sobre la ranura. Por último, al tratarse de una agrupación resonante, la longitud de los tramos de línea ϕ_i del circuito equivalente establecen una tensión circuital V_i idéntica, salvo por un cambio de signo. En consecuencia, se puede omitir el término V_i en la relación de proporcionalidad (5.4).

La relación (5.4) introduce serias dificultades si se quiere plantear un diseño aproximado inicial. Como se puede apreciar, la distribución deseada de tensiones V_i^s no determina por completo el conjunto de admitancias \bar{Y}_i^{sh} a sintetizar. Como se demuestra a continuación,

la presencia del término \bar{I}_i en (5.4) fuerza a aplicar el procedimiento iterativo propuesto por Elliot [130] para finalmente obtener el valor de las admitancias \bar{Y}_i^{sh} .

La primera aproximación a la admitancia equivalente de la ranura supone considerar ésta aislada del resto. En dicha situación, el coeficiente de reflexión que modela la ranura circuitalmente viene dado por (3.6). Empleando el término \bar{I}_i definido anteriormente, dicha expresión se reduce a:

$$S_{11} = -\bar{I}_i \bar{Y}_i^{-1} \bar{I}_i \quad (5.5)$$

siendo \bar{Y}_i^{-1} la autoadmitancia de la función base equivalente y \bar{I}_i su vector de excitación. Aplicando (3.7), se llega fácilmente a la admitancia equivalente de la ranura como:

$$\bar{Y}_i^{\text{sh}0} = \frac{2\bar{I}_i^2}{\bar{Y}_i - \bar{I}_i^2} \quad (5.6)$$

donde se ha tomado la nomenclatura $\bar{Y}_i^{\text{sh}0}$ para identificar la admitancia equivalente de la ranura aislada.

La formulación anterior, expresada a partir del sistema MoM, facilita su extensión para tener en cuenta la presencia del resto de ranuras. En la ecuación asociada a la ranura i -ésima, la contribución de sus vecinas viene dada por los términos de interacción mutuos, tanto internos como externos. Así, la nueva autoadmitancia \bar{Y}_i' de la función base equivalente vendría dada por la expresión:

$$\bar{Y}_i' = \bar{Y}_i + \bar{Y}_i^{\text{mut}} = \bar{Y}_i + \sum_{j \neq i} \bar{Y}_{ij}^{\text{ext}} \frac{\bar{V}_j}{\bar{V}_i} + \sum_{j \neq i} \bar{Y}_{ij}^{\text{int}} \frac{\bar{V}_j}{\bar{V}_i} \quad (5.7)$$

siendo $\bar{Y}_{ij}^{\text{ext}}$ y $\bar{Y}_{ij}^{\text{int}}$ la admitancia mutua entre las ranuras i y j en el medio externo y la guía rectangular respectivamente. Se debe mencionar que el término mutuo interno únicamente contempla los modos evanescentes. La omisión del modo fundamental se debe a que éste se encuentra implícitamente contenido en el equivalente circuital. Por su parte, el término \bar{V}_i denota la amplitud de la función base equivalente, la cual, como se ha argumentado antes, viene dada por la tensión V_i^s deseada.

Incorporando en (5.6) la nueva autoadmitancia (5.7), se obtiene la expresión de la admitancia equivalente de la ranura \bar{Y}_i^{sh} con la presencia del resto de la agrupación. Después de sencillas manipulaciones, se llega a la ecuación:

$$\left(\bar{Y}_i^{\text{sh}}\right)^{-1} = \left(\bar{Y}_i^{\text{sh}0}\right)^{-1} + \left(\frac{2\bar{I}_i^2}{\bar{Y}_i^{\text{mut}}}\right)^{-1} \quad (5.8)$$

De esta forma, la nueva admitancia activa se convierte en la suma serie de la admitancia de la ranura aislada y del término que modela los acoplamientos mutuos. La ecuación (5.8) supone la generalización de la denominada segunda ecuación de Elliot [130] para una distribución de corriente no necesariamente cosenoidal. Nótese que la única aproximación realizada supone que la ranura presenta un circuito equivalente en forma de admitancia conectada en paralelo. Por tanto, la formulación desarrollada se puede aplicar a una agrupación de elementos sobre cualquier otra guía, siempre y cuando se cumpla la condición anterior.

Como se puede apreciar, las dos ecuaciones de diseño (5.4) y (5.8) no proporcionan una expresión directa de la admitancia equivalente \bar{Y}_i^{sh} en función de la tensión deseada. Se debe recurrir por tanto a un procedimiento de diseño iterativo [130], que alterne entre el equivalente circuital y la influencia de los acoplamientos mutuos dada por el modelo MoM. El conjunto de admitancias \bar{Y}_i^{sh} depende por tanto de las dimensiones físicas de la ranura y no únicamente de las tensiones. Los detalles de este proceso iterativo se tratan en la Sección 5.2.1, ya que se considera aquí un algoritmo de optimización.

En esta sección se pretende, como se ha comentado anteriormente, plantear un diseño inicial que sirva de punto de partida a los procesos de optimización posteriores. La mencionada necesidad de recurrir a un proceso iterativo se puede deshacer empleando la siguiente aproximación [3]:

$$|V_i^s|^2 \approx A' |V_i|^2 \bar{G}_i^{\text{sh}} = A \bar{G}_i^{\text{sh}} \quad (5.9)$$

La aproximación (5.9) asume que el módulo de la tensión sobre la ranura es proporcional a la raíz cuadrada de la potencia que disipa su carga asociada en el circuito equivalente. El término $\bar{G}_i^{\text{sh}} = \Re(\bar{Y}_i^{\text{sh}})$ denota la parte real de la admitancia equivalente, mientras que A es una constante de normalización a determinar. En la ecuación (5.9) se ha aplicado que el módulo de las tensiones circuitales V_i es idéntico a la frecuencia de diseño. Por otra parte, la fase de la tensión en la ranura se puede aproximar también por:

$$\angle V_i^s \approx \angle(V_i \bar{Y}_i) + i\pi + B \quad (5.10)$$

donde se ha asumido que la fase de V_i^s sigue la misma ley que la intensidad que circula por la admitancia en cuestión. El giro de fase de 180° adicional tiene en cuenta el cambio de lado de la ranura respecto al eje de la guía. El término B es un valor real constante. Esta segunda aproximación no suele ser necesaria ya que en la mayoría de los diseños la distribución V_i^s deseada es real.

A partir de estas dos ecuaciones, el procedimiento de diseño calcula las admitancias \bar{Y}_i^{sh} necesarias en el circuito equivalente. Asumiendo que la deseada distribución de pesos a_i es real, se cumple que $\bar{Y}_i^{\text{sh}} = \bar{G}_i^{\text{sh}}$. De esta forma, combinando las condiciones de adaptación (5.3) y radiación (5.2) con la aproximación (5.9), se llega fácilmente al valor de las conductancias:

$$\bar{G}_i^{\text{sh}} = \frac{a_i^2}{\sum_{i=1}^N a_i^2} \quad (5.11)$$

La ecuación (5.11) se aplica para cada guía que forma la agrupación. Una vez conocida la conductancia \bar{G}_i^{sh} de cada ranura, el segundo paso del diseño consiste en su síntesis a partir de su offset y longitud. En general, la anchura w de las ranuras se suele mantener constante. El proceso de síntesis necesita la correspondencia entre la conductancia de una ranura y sus parámetros físicos. Este cálculo se realiza de forma similar a lo explicado en la Sección 3.2, pero considerando ahora los acoplamientos mutuos entre ranuras. Debido a que el offset controla mayoritariamente la parte real de la admitancia equivalente y la longitud su fase, se aplica un procedimiento secuencial para establecer la correspondencia $\bar{G}_i^{\text{sh}} \rightarrow (o_i, l_i)$. Para cada valor de offset o_k considerado, se realiza un barrido para encontrar la longitud l_k resonante, de la cual se calcula la conductancia G_k aplicando (5.8). Como resultado, se consigue una lista de datos tabulados que relacionan la conductancia de la ranura con su longitud y offset. A partir de esta tabla y de los valores \bar{G}_i^{sh} (5.11), se establece finalmente la disposición de todas las ranuras radiantes.

Al no conocerse la distribución final en el proceso de cálculo de la tabla de conductancias, se considera una agrupación de elementos idénticos. Esto supone una aproximación razonable debido a la suave variación de las dimensiones de las ranuras. La adopción de dicho modelo de array finito, frente al habitual modelo infinito [21], proporciona mejores resultados en agrupaciones con un número moderado de elementos. Además, el modelo finito permite obtener una tabla de conductancia diferente para cada guía, teniendo en cuenta así el efecto de bordes en la agrupación. De este modo, la evaluación de la conductancia toma como referencia la ranura central de cada guía.

El cálculo de la tabla completa de conductancias no supone un gran esfuerzo computacional a pesar del modelo de array finito. La evaluación de la expresión (5.8) únicamente

supone el cálculo de la autoadmitancia \bar{Y}_i , la excitación \bar{I}_i y el término de acoplamientos mutuos \bar{Y}_i^{mut} . Con el propósito de acelerar el proceso, se omite la contribución de los modos evanescentes internos debido a su reducida influencia. En consecuencia, únicamente es necesario evaluar la interacción externa $\bar{Y}_{ij}^{\text{ext}}$ entre la ranura referencia y el resto, aplicando la aproximación coseno explicada en la Sección 2.4.4. Nótese que la distribución de tensiones en la expresión de \bar{Y}_i^{mut} es un dato de diseño conocido.

Resultados numéricos

El método de diseño descrito se aplica a una agrupación resonante de 9×9 ranuras, dibujada en la Fig. 5.3. Las guías corresponden al modelo WR-90, separándose entre sí con una pared conductora de ancho $s = 1$ mm. Las ranuras por su parte mantienen una anchura uniforme de $w = 2$ mm con un grosor $t = 0.5$ mm. La frecuencia de trabajo se establece en 9 GHz y en primera instancia se impone una distribución de amplitud uniforme.

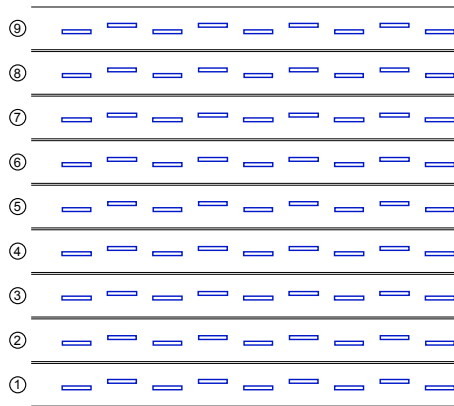


Figura 5.3: Agrupación resonante de 9×9 ranuras sobre 9 guías rectangulares modelo WR-90. La anchura de todas las ranuras es $w = 2$ mm y su grosor $t = 0.5$ mm. La anchura de la pared entre guías es $s = 1$ mm.

Como primer paso se calcula la tabla de conductancias y longitudes hasta un offset máximo suficiente para el diseño. Debido a la distribución uniforme, todas las ranuras requieren una conductancia $\bar{G}_i^{\text{sh}} = 1/9$, por lo que no sería necesario calcular offsets superiores al que proporcione dicho valor. Sin embargo, se suele extender el rango de offsets con la intención de reutilizar la tabla en posteriores diseños. Los valores de longitud de resonancia y conductancia equivalente en función del offset se representan en la Fig. 5.4. Como ejemplo ilustrativo, a los resultados de la agrupación 9×9 bajo estudio, se acompañan de los valores correspondientes a la ranura aislada y al caso 1×9 con una única guía.

Por un lado, la cercanía de las curvas 1×9 y 1×1 en la Fig. 5.4(a) demuestra que los acoplamientos entre elementos en la misma guía apenas afectan al valor de conductancia. Este fenómeno es lógico a raíz de la disposición de las ranuras a lo largo de su plano H. Sin embargo, al concatenar varias guías formando la agrupación 9×9 de la Fig. 5.3, los valores de conductancia aumentan ostensiblemente respecto a la ranura aislada. Este acusado incremento de la parte real de la admitancia es un fenómeno habitual con los espaciados típicos de este tipo de agrupaciones. Finalmente, la Fig. 5.3 también incluye la curva de conductancia calculada a partir de la fórmula clásica de Oliner [124]. La concordancia con la curva 1×1 obtenida con el código MoM propio es muy satisfactoria.

La longitud de resonancia, por otro lado, muestra un comportamiento diferente al de la conductancia. En este caso, el acoplamiento con los elementos en plano H incrementa los valores de longitud resonante, siendo contrario el efecto de las interacciones en plano

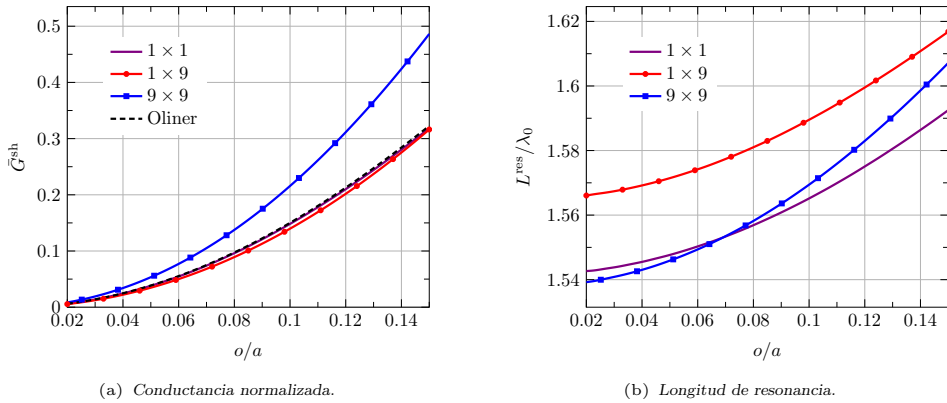


Figura 5.4: Conductancia normalizada y longitud de resonancia a 9 GHz de una ranura en función de su offset. La ranura corresponde a los datos de la Fig. 5.3.

E. Como resultado, la agrupación 9×9 presenta una curva muy similar a la de la ranura aislada. Cabe resaltar, no obstante, la escasa variación de la longitud de resonancia en todo el rango de offsets representado. A la vista de los resultados de la Fig. 5.4, se puede capturar la variación de la conductancia y la longitud con muy pocos valores de offset, gracias a su suave comportamiento. Además, la conductancia sigue aproximadamente la ley $\bar{G}^{\text{sh}} \propto \sin(\pi o/a)^2$, por lo que es posible extraerlo para reducir el número de puntos necesarios en la interpolación. El cálculo de la tabla de diseño, por tanto, supone un reducido coste computacional.

Un aspecto pendiente de evaluar es la ranura tomada como referencia en el cálculo de la tabla de conductancias. Los resultados anteriores han optado por la opción más lógica, la ranura central de la agrupación. La Fig. 5.5(a) muestra la curva de conductancias tomando como referencia diferentes ranuras de la guía central. Se puede apreciar que las ranuras centrales, de la tercera a la quinta, exhiben valores muy similares. Las curvas correspondientes a las ranuras primera y segunda, por su parte, difieren ligeramente de las anteriores por el efecto de bordes. No obstante, la diferencia no resulta demasiado significativa, siendo el elemento central un buen representante de la mayoría de ranuras en una misma guía.

Por otro lado, la variación de la conductancia de la ranura central en función de la guía se muestra en la Fig. 5.5(b). En este caso la evolución de la conductancia con el número de guía ya no resulta tan predecible, aumentando apreciablemente su diferencia. Este comportamiento era de esperar en base a la mayor interacción entre ranuras en plano E. Por dicha razón, el método propuesto calcula una tabla de conductancias y longitudes por cada una de las guías de la agrupación. Se toma como referencia para ello la ranura central de cada guía. Aunque esta multiplicidad aumenta el tiempo de cómputo, ayuda a reducir el efecto de agrupación finita en este diseño inicial.

Finalmente, se debe determinar el tamaño máximo de agrupación en el cálculo de la tabla de conductancias. A medida que aumenta el número de elementos, los valores se estabilizan paulatinamente. Es previsible que una gran agrupación se pueda diseñar a partir de una tabla de conductancias calculada con un menor número de elementos. Se pretende reducir así el tiempo de diseño de grandes agrupaciones. La Fig. 5.6 muestra la curva de conductancias del elemento central de la agrupación de la Fig. 5.3, variando el número de guías y de ranuras por guía. Como era de esperar, la conductancia converge más rápidamente al aumentar el número de elementos en plano H. A partir de la inspección de las curvas, se decide limitar el tamaño máximo de la agrupación a 15 guías con 7 ranuras cada una.

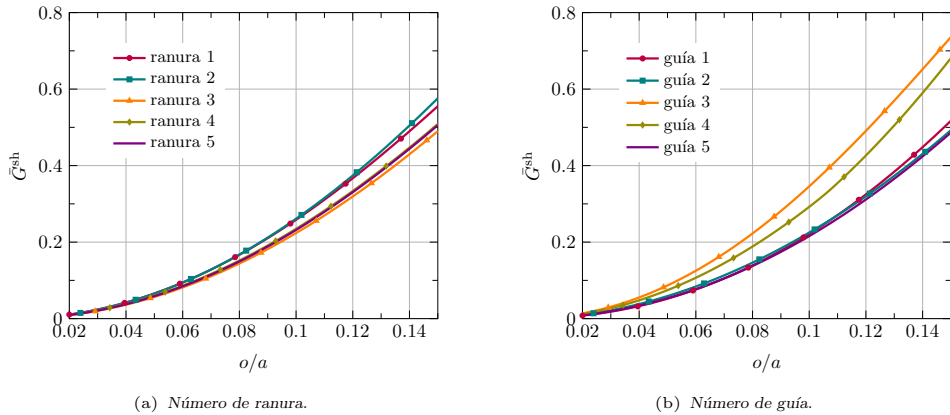


Figura 5.5: Conductancia normalizada a 9 GHz de una ranura en función de su offset en la agrupación 9×9 de la Fig. 5.3. Como referencia se toman diferentes ranuras en la guía central o la ranura central de diferentes guías.

Cualquier diseño con un número mayor de elementos en alguna de sus dos dimensiones, calculará la tabla de síntesis para una agrupación truncada con dichos límites. También se fomenta con esta estrategia la reutilización de datos en posteriores diseños.

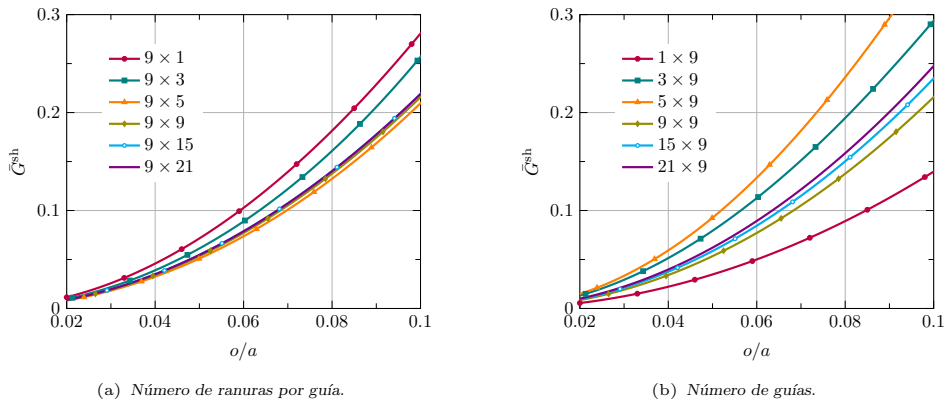


Figura 5.6: Conductancia normalizada a 9 GHz de una ranura en función de su offset en la agrupación de la Fig. 5.3, para un número creciente de elementos.

Una vez calculada la tabla de referencia, el segundo paso consiste en emplearla para transformar los valores de conductancia a sintetizar en longitudes y offsets de las ranuras. Como resultado, queda completamente definido el diseño inicial de la agrupación. El resultado de la síntesis del caso 9×9 se muestra en la Fig. 5.7, donde se representa la contribución de cada ranura al campo radiado copolar en dirección broadside, a la frecuencia de diseño. Las ranuras se numeran de izquierda a derecha y de abajo a arriba, tomando como referencia el dibujo de la Fig. 5.3. Se puede comprobar que tanto la fase como la amplitud corresponden aproximadamente al deseado factor de agrupación uniforme. Respecto a éste, aparecen dos discrepancias principales. La primera se refiere al salto de amplitud entre un elemento y su contiguo, exhibiendo los elementos pares una mayor excitación que los impares. Este típico fenómeno proviene de la disposición alternada de las ranuras, aunque afortunadamente no se traslada de forma apreciable al diagrama de radiación. La segunda

discrepancia advierte de la caída de amplitud en los elementos de las guías superior e inferior. Responde al comportamiento natural del borde de la apertura en plano E, pudiéndose compensar ajustando individualmente los pesos de alimentación en las guías.

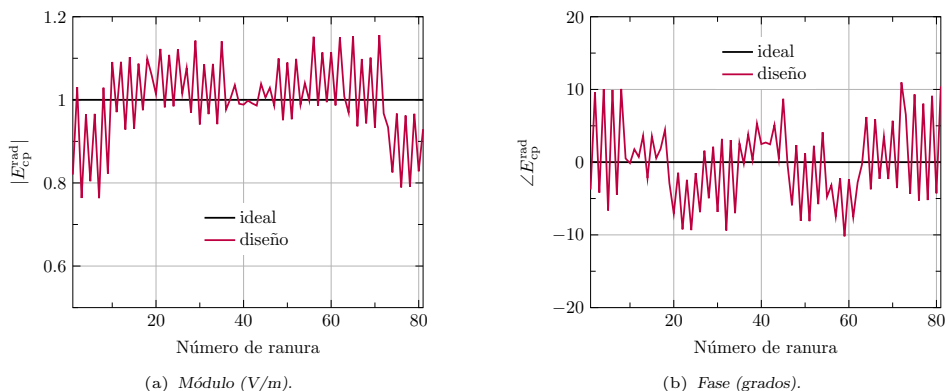


Figura 5.7: Componente copolar de campo radiado a 9 GHz por cada ranura en la agrupación de la Fig. 5.3, diseñada para una distribución uniforme.

El diagrama de radiación en ambos cortes principales a la frecuencia de diseño se representa en la Fig. 5.8(a). Ambos corresponden fielmente a una apertura uniforme. El corte de campo en plano H decae rápidamente gracias al nulo del diagrama de la ranura, mientras que el plano E presenta un NLPS ligeramente inferior por la mencionada caída de campo en los bordes de la apertura. En cuanto a la condición de adaptación, la Fig. 5.8(b) recoge el módulo de los coeficientes de reflexión activos en función de la frecuencia. Por simetría, se incluyen únicamente las curvas correspondientes a las cinco primeras guías. Se percibe una razonable sintonización de todos los puertos, con una banda centrada en la frecuencia de diseño. El parámetro de adaptación exhibe un valor satisfactorio a 9 GHz, por debajo de -15 dB. Gracias al modelo de array finito en la síntesis, no se distingue un empeoramiento de la adaptación en la primera guía, validando por tanto el cálculo individualizado de las tablas de conductancias.

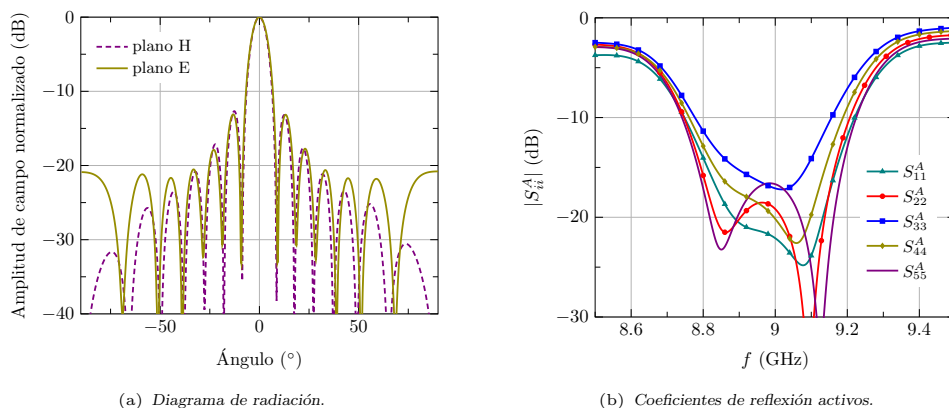


Figura 5.8: Diagrama de radiación a 9 GHz y coeficientes de reflexión activos de la agrupación de la Fig. 5.3, diseñada para una distribución uniforme.

Finalmente, se repite el diseño con una distribución no uniforme, concretamente aplicando unos pesos Taylor con NLPS de 25 dB en ambos cortes principales. La Fig. 5.9 muestra un resumen de los resultados más relevantes. Por un lado, en la Fig. 5.9(a) se representa la magnitud del campo radiado por cada ranura, demostrando una correcta síntesis de la distribución de pesos deseada. Por su parte, el diagrama de radiación en ambos cortes a la frecuencia de diseño se dibuja en la Fig. 5.9(b). El ajustado nivel de lóbulos secundarios confirma la validez de la síntesis realizada.

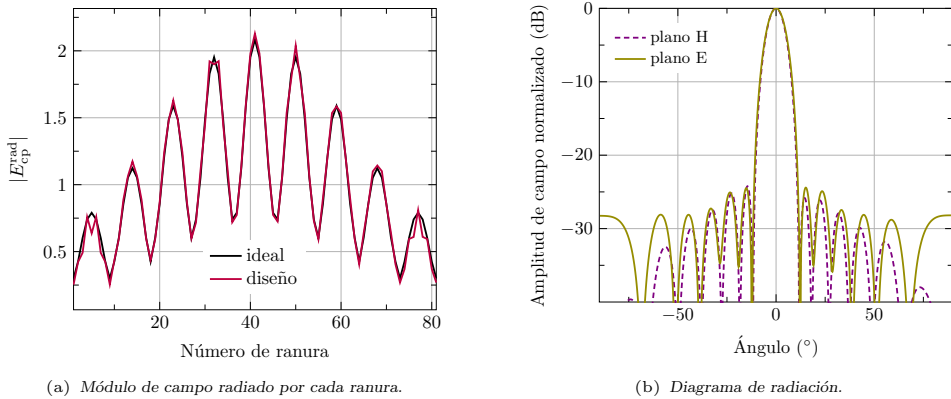


Figura 5.9: Componente copolar de campo radiado por cada ranura y diagrama de radiación a 9 GHz de la agrupación de la Fig. 5.3, diseñada para una distribución Taylor con NLPS de 25 dB en ambos cortes.

Como conclusión, el método propuesto proporciona un diseño inicial con un comportamiento eléctrico razonablemente cercano al marcado por las especificaciones de partida, tanto en el nivel de adaptación como en los pesos sintetizados y el diagrama de radiación. La estrategia seguida por el diseño permite definir esta primera disposición de ranuras de forma muy eficiente, gracias a las aproximaciones realizadas. No obstante, en entornos más exigentes o si se requiere un mayor grado de cumplimiento de las especificaciones, se debe recurrir a un procedimiento de optimización como el propuesto en la Sección 5.2.1. A este respecto, el buen funcionamiento mostrado por el diseño inicial lo convierte en un adecuado punto de partida, tanto para aumentar el porcentaje de éxito del proceso de optimización como para reducir el número de iteraciones necesarias.

5.1.2. Agrupaciones de onda progresiva

Las agrupaciones de onda progresiva suponen una alternativa a la clásica configuración resonante. Su modo de funcionamiento se basa en la ausencia de una onda estacionaria en el interior de la guía, gracias a la terminación con una carga adaptada. Este hecho les otorga un gran ancho de banda en adaptación, especialmente comparado con sus homólogas resonantes. El inconveniente reside sobre la necesidad de inclinar el haz unos pocos grados para evitar el rechazo de potencia del diseño broadside. El carácter dispersivo de la guía rectangular provoca un desplazamiento del haz principal en función de la frecuencia. No obstante, este fenómeno resulta atractivo para ciertas aplicaciones, siendo los sistemas radar el destino más habitual de este tipo de antenas.

El circuito equivalente de una agrupación de onda progresiva se dibuja en la Fig. 5.10. Existen dos diferencias fundamentales respecto al circuito de una agrupación resonante. Primero, la terminación consiste en una carga idealmente adaptada, $\bar{Y}_L = 1$. Segundo, los tramos de línea entre elementos presentan una longitud d_i distinta de $\lambda_g/2$, correspon-

diente a un desfase $\phi_i = \beta d_i$, donde $\beta = 2\pi/\lambda_g$ es la constante de propagación del modo fundamental.

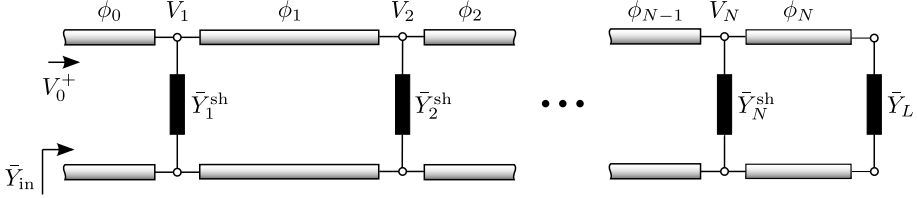


Figura 5.10: Circuito equivalente de una agrupación de onda progresiva alimentada por su extremo.

El diseño típico de una agrupación de onda progresiva emplea ranuras resonantes a la frecuencia de diseño, es decir, se cumple $\bar{Y}_i^{\text{sh}} = \bar{G}_i^{\text{sh}}$. Bajo dicha premisa y asumiendo elementos débilmente excitados, la tensión circuital V_i sigue aproximadamente una fase progresiva a lo largo de la agrupación. Concretamente, se puede establecer [3] que $V_{i+1} = V_i e^{-j\beta d_i}$. Asumiendo por tanto una constante de proporcionalidad real entre la tensión circuital y la tensión de la ranura dada por (5.4), el haz principal apunta hacia un ángulo de elevación θ_0 determinado por el espaciado d_i . Aplicando las ecuaciones clásicas [4] de las agrupaciones de onda progresiva, si se impone un espaciado uniforme $d_i = d_0$, se cumpliría:

$$\sin \theta_0 = -\frac{\lambda_0}{2d_0} + \frac{\beta}{k_0} \quad (5.12)$$

siendo $k_0 = 2\pi/\lambda_0$. La elección del ángulo θ_0 de apuntamiento presenta varios compromisos [3]. En general, se debe escoger un valor lo suficientemente alejado de la dirección broadside, al menos la medida del ancho de haz, para conseguir una buena adaptación en el puerto de entrada. No obstante, si θ_0 decrece demasiado, se debe prestar especial atención al incremento de acoplamientos mutuos y al probable solapamiento entre elementos. Por otro lado, cuando θ_0 aumenta por encima de un determinado valor comienzan a aparecer lóbulos de difracción. De esta forma, la elección del espaciado y por tanto del ángulo de apuntamiento queda restringida a un pequeño rango alrededor de $\theta_0 = 0^\circ$, pero excluyendo el rango correspondiente al ancho de haz.

El diseño de las conductancias \bar{G}_i^{sh} , necesarias para una determinada distribución de amplitudes a_i , no resulta tan trivial como en el caso de las agrupaciones resonantes. En este caso, la condición de adaptación es reemplazada por la especificación de potencia residual t_{res} absorbida por la carga final. Nótese que la agrupación permanece adaptada si se cumple lo expuesto anteriormente. La potencia residual se debe mantener lo suficientemente baja para reducir la pérdida de potencia, sin a su vez demandar elementos excesivamente excitados. Un valor adecuado se sitúa en torno a un 5-10 %.

A partir del conjunto de pesos a_i y de la potencia residual t_{res} se puede establecer una primera aproximación a las conductancias \bar{G}_i^{sh} requeridas. Para ello, se aplica un sencillo cálculo de eficiencias, similar al empleado en las antenas RLSA e ilustrado en la Fig. 4.2. Se asume cada ranura como un bloque que radia un determinado porcentaje de la potencia incidente, dejando pasar el resto sin reflexiones. Así, suponiendo una potencia radiada por cada ranura proporcional a a_i^2 , se obtiene fácilmente [4] su eficiencia de radiación y con ella la conductancia \bar{G}_i^{sh} como sigue:

$$\bar{G}_i^{\text{sh}} = \frac{B a_i^2}{1 - B \sum_{k=1}^{i-1} a_k^2} \quad (5.13)$$

donde la constante de normalización B se calcula como:

$$B = \frac{1 - t_{\text{res}}}{\sum_{k=1}^N a_k^2} \quad (5.14)$$

Esta primera aproximación confía su validez en unas ranuras débilmente excitadas. En caso contrario, la reflexión en cada elemento presenta una magnitud apreciable, perturbando en consecuencia la distribución de amplitud y fase deseada. Este fenómeno adquiere especial relevancia en agrupaciones con un número reducido de elementos. Por dicha razón, se ha implementado un procedimiento iterativo de ajuste de las conductancias \bar{G}_i^{sh} , hasta lograr la amplitud de las tensiones a_i y potencia residual t_{res} deseadas. Este método de síntesis permite adicionalmente modificar individualmente las distancias d_i entre elementos, respecto su valor nominal d_0 dado por (5.12), con el objetivo de refinar la fase lineal requerida por el apuntamiento θ_0 del haz principal.

El algoritmo implementado sigue una estrategia iterativa de análisis y corrección. El análisis obtiene a partir de las distancias d_i y las conductancias \bar{G}_i^{sh} , las tensiones V_i del circuito de la Fig. 5.10 y la potencia residual absorbida por la carga. Aplicando las aproximaciones (5.9)-(5.10), las magnitudes complejas V_i se transforman en las tensiones V_i^s sobre las ranuras. Finalmente, a partir de V_i^s y la potencia residual se calcula el error cometido respecto a los valores deseados. La corrección del módulo de la tensión i -ésima se consigue ajustando convenientemente la conductancia \bar{G}_i^{sh} asociada, mientras que la fase se refina moviendo el elemento, es decir, cambiando la distancia d_{i-1} . El procedimiento descrito converge rápidamente gracias a la simplicidad del análisis circuital asociado.

Una vez conocidas las conductancias \bar{G}_i^{sh} , éstas se sintetizan mediante el offset de cada ranura, adoptando su longitud resonante. El cálculo de la tabla de síntesis permanece idéntico a lo explicado para las agrupaciones resonantes. La única salvedad reside en unos mayores valores de conductancia generalmente demandados por las agrupaciones de onda progresiva. Aunque por disponibilidad del análisis, el método de diseño se ha aplicado en esta tesis sobre ranuras longitudinales en cara ancha, su carácter general permite emplearlo sobre otro tipo de radiadores. En este tipo de agrupaciones resulta muy común recurrir a ranuras inclinadas sobre la cara estrecha de una guía rectangular, para así conseguir la polarización perpendicular. En tal caso, se debería calcular la tabla de conductancias empleando un modelo alternativo o un simulador comercial.

Resultados numéricos

El método de diseño se aplica a una agrupación de onda progresiva formada por 20 ranuras, cuyo aspecto se puede visualizar en la Fig. 5.11. La guía corresponde con el modelo habitual WR-90 y las ranuras también mantienen la anchura de $w = 2$ mm y grosor $t = 0.5$ mm. En primera instancia se impone una distribución de amplitud tipo Taylor con un NLPS de 25 dB. El ángulo de elevación del haz principal se fija en $\theta_0 = 5^\circ$, con una potencia residual de un 10% a la frecuencia de diseño de 9 GHz.

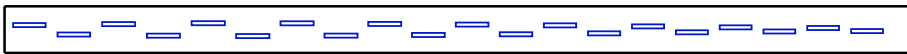


Figura 5.11: Agrupación de onda progresiva de 20 ranuras sobre 1 guía rectangular modelo WR-90. La anchura de todas las ranuras es $w = 2$ mm y su grosor $t = 0.5$ mm.

La corrección realizada por el método descrito se puede evaluar en la Fig. 5.12. En ella se representan los valores iniciales de conductancia y distancia entre elementos, acompañados del resultado final del ajuste iterativo. Las curvas confirman que la aproximación inicial resulta adecuada con las primeras ranuras débilmente excitadas. En cambio, los elementos posteriores al número 12 requieren un apreciable ajuste, especialmente de su valor de

conductancia. La Fig. 5.12(a) muestra el habitual comportamiento creciente de las conductancias, necesario para compensar la progresiva radiación de potencia. Únicamente en los últimos elementos decrece bruscamente el valor de \bar{G}^{sh} debido a la caída de amplitud de la distribución Taylor. La correspondencia entre conductancia y offset se aprecia en el dibujo de la Fig. 5.11. Por otra parte, la Fig. 5.12(b) manifiesta el mínimo ajuste de la distancia entre elementos respecto a su valor nominal.

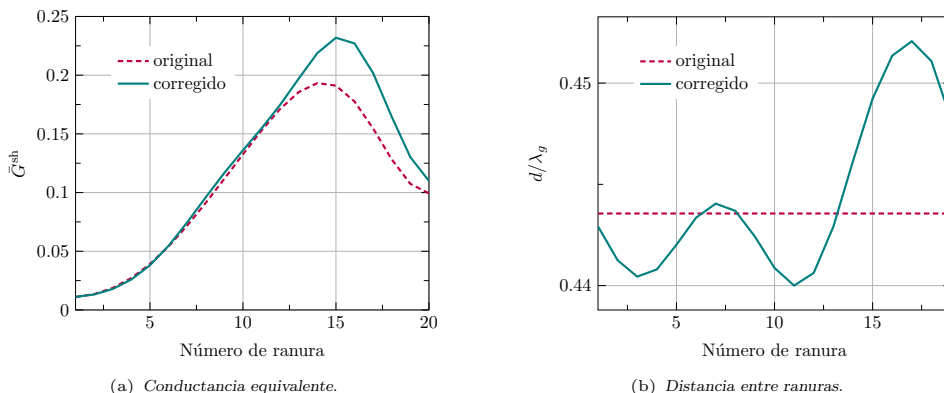


Figura 5.12: Conductancia equivalente y distancia entre ranuras en el diseño de la agrupación de la Fig. 5.11, considerando una distribución Taylor con NLPS de 25 dB, una potencia residual $t_{\text{res}} = 0.1$ y un apuntamiento $\theta_0 = 5^\circ$.

Para ilustrar diversas variantes de diseño, la Fig. 5.13 muestra la distinta evolución de la conductancia si se modifica la distribución de amplitud y potencia residual respecto al caso anterior. Primero, en la Fig. 5.13(a) se aplican diferentes juegos de pesos con un nivel de lóbulos secundarios decreciente, junto con una iluminación uniforme. De forma lógica, la conductancia necesaria en los últimos elementos aumenta sensiblemente con distribuciones que imponen una menor caída final. Así, la iluminación completamente uniforme necesita una conductancia muy elevada en la última ranura para mantener la misma excitación que el resto, debido a la reducida potencia residual. Además, esta distribución manifiesta de manera más evidente el carácter oscilatorio de las conductancias, claro indicador de las reflexiones existentes. Por otro lado, la Fig. 5.13(b) recoge el diseño de conductancias con distintas potencias residuales y la distribución original de Taylor 25 dB. Las curvas demuestran el rápido incremento de la conductancia máxima cuando aumenta la potencia radiada por la agrupación.

Una vez establecidos los parámetros circuitales, éstos se traducen en el offset y longitud de cada ranura usando la tabla de síntesis. El método de diseño también determina la separación entre elementos d_i , obteniendo así la disposición final de todas las ranuras. Tomando el primer caso de la Fig. 5.12, con una potencia residual del 10% y una distribución Taylor de 25 dB, se analiza la agrupación resultante a la frecuencia de diseño. El funcionamiento de la síntesis se evalúa a partir del campo radiado por cada ranura en la dirección deseada del haz principal, es decir, en $\phi = 0^\circ$ y $\theta = -5^\circ$. Este resultado se muestra en la Fig. 5.14, distinguiendo entre el diseño con distancia fija d_0 entre elementos dada por (5.12), y el ajuste individual d_i . Junto a ellos se marca la distribución ideal objetivo. Por un lado, la Fig. 5.14(a) muestra una destacada similitud entre el factor de agrupación sintetizado y el objetivo, salvo por el esperado efecto de bordes. No se aprecian diferencias significativas entre las dos variantes de diseño. En cambio, la fase de la Fig. 5.14(b) confirma la esperada mejora cuando se corrige la posición de las ranuras respecto a la nominal, reduciendo sensiblemente el error de fase. A este respecto, el ajuste individual del espaciado será tanto más necesario cuanto más elevados sean los valores de conductancias sintetizados.

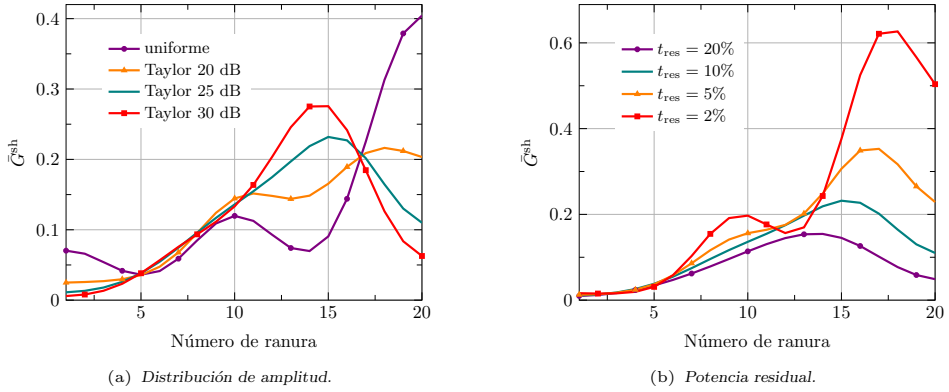


Figura 5.13: Conductancia equivalente en el diseño de la agrupación de la Fig. 5.11 con un apuntamiento $\theta_0 = 5^\circ$, considerando varias distribuciones de amplitud y potencias residuales.

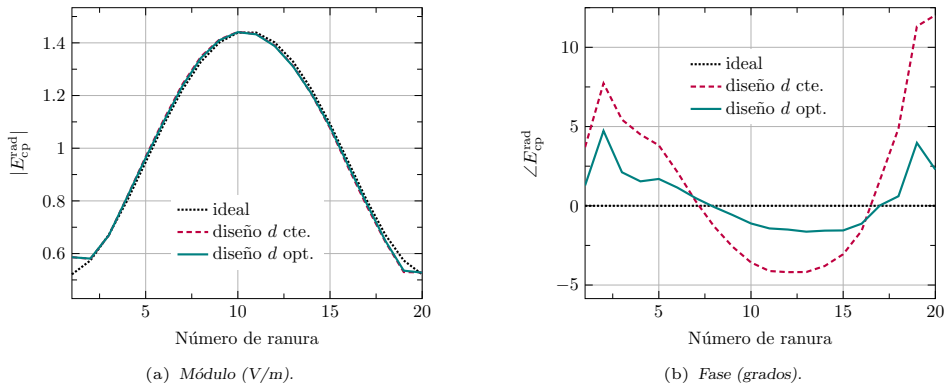


Figura 5.14: Componente copolar de campo radiado a 9 GHz por cada ranura en la agrupación de la Fig. 5.11, diseñada para una distribución Taylor con NLPS de 25 dB, potencia residual $t_{res} = 0.1$ y apuntamiento $\theta_0 = 5^\circ$.

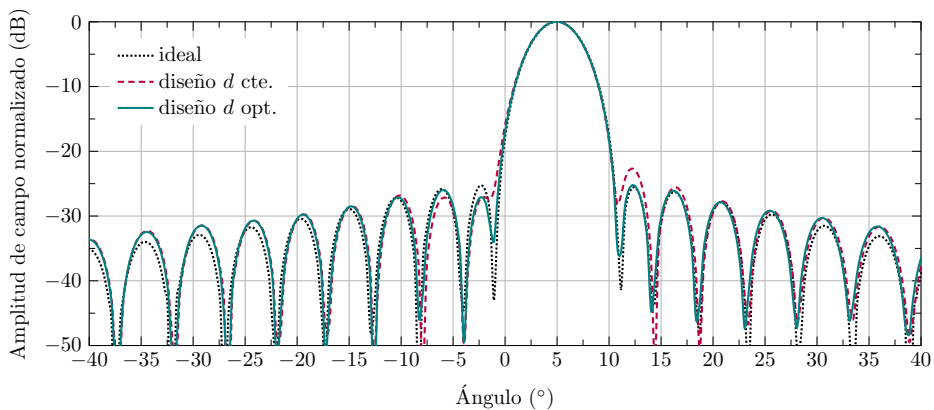


Figura 5.15: Diagrama de radiación copolar a 9 GHz en plano H, de la agrupación de la Fig. 5.11, diseñada para una distribución Taylor con NLPS de 25 dB, potencia residual $t_{res} = 0.1$ y apuntamiento $\theta_0 = 5^\circ$.

El diagrama de radiación sintetizado se compara en la Fig. 5.15 con el ideal, obtenido éste a partir de los coeficientes objetivo. Como se puede percibir, la síntesis proporciona un resultado muy satisfactorio tanto en apuntamiento como en nivel de lóbulos secundarios. El diseño con espaciado uniforme eleva un lóbulo secundario unos 2 dB por encima de la especificación, justificando así la conveniencia del ajuste individual del espaciado.

En conclusión, el método de diseño propuesto, a pesar de su carácter aproximado, ha demostrado un excelente funcionamiento para agrupaciones de onda progresiva. El algoritmo iterativo implementado refina las ecuaciones de diseño clásicas [4], ajustando tanto la conductancia como la separación de los elementos en el circuito equivalente. Este proceso mejora sensiblemente la distribución sintetizada, siendo especialmente adecuado en agrupaciones con un reducido número de elementos. La traslación a una agrupación física compuesta de ranuras longitudinales ha proporcionado resultados satisfactorios, quedando pendiente su extensión a un caso bidimensional.

5.1.3. Agrupaciones con polarización circular

La disposición habitual de una agrupación resonante con ranuras longitudinales radia polarización lineal. No obstante, ciertas aplicaciones de alta frecuencia requieren por su naturaleza antenas de polarización circular, destacando tradicionalmente los sistemas radar. A la lista de potenciales aplicaciones se han incorporado recientemente los modernos servicios de datos de banda ancha vía satélite, desplegados durante los últimos años. En este tipo de sistemas, usualmente localizados en la parte alta de la banda de microondas o comienzo de la banda de milimétricas, las agrupaciones de ranuras en guía rectangular se postulan como candidatos especialmente idóneos. Entre su catálogo de ventajas, anteriormente detallado, sobresalen sus demostradas bajas pérdidas en este rango de frecuencias y su manejo de potencias elevadas.

Sin embargo, la concepción de una disposición de ranuras sobre guía rectangular, capaz de radiar polarización circular, ha presentado serias dificultades. Aunque se han propuesto diversas alternativas, ninguna ha sido capaz de igualar las prestaciones de la configuración con polarización lineal. En un primer intento [40] se sugiere emplear ranuras en forma de cruz, las cuales radian polarización circular al excitarse mediante el modo fundamental de la guía. Sin embargo, tales elementos deben espaciarse una distancia λ_g para una radiación coherente en dirección broadside, apareciendo así importantes lóbulos de difracción. Este inconveniente se puede solventar recurriendo a diseños tipo *leaky* con haz inclinado [39],[41]. Otra solución [30] propone emplear dos ranuras perpendiculares separadas una distancia axial en torno a $\lambda_g/4$. En este caso, se evitan los lóbulos de difracción introduciendo un dieléctrico en la guía, con el consiguiente aumento de las pérdidas. Finalmente, cabe mencionar el empleo de elementos radiantes alternativos, como parches microstrip alimentados por sonda [131]. Esta opción, sin embargo, presenta dificultades de análisis y construcción debido a las críticas tolerancias de fabricación, particularmente a altas frecuencias.

Una solución alternativa, completamente compatible con el análisis MoM desarrollado en esta tesis, hace uso de convertidores de polarización lineal a circular. En su propuesta original [132], se demuestra que es posible radiar polarización circular si se coloca un dipolo parásito inclinado sobre una ranura, separados una distancia alrededor de $\lambda/5$, como se aprecia en la Fig. 5.16. Posteriormente, esta técnica se extendió a una agrupación [43], construyendo los dipolos parásitos en una lámina muy fina de polietileno, situada sobre una capa de poliestireno expandido. Merced a su baja permitividad, los autores desprecian este último material en el diseño de los dipolos para conseguir polarización circular. Además, el acoplamiento entre elementos se reduce considerablemente, facilitando con ello la síntesis del diagrama. Cabe mencionar que los autores omiten los dipolos parásitos en el diseño de la agrupación de ranuras, razonando que éstos no influyen sensiblemente en su funcionamiento eléctrico salvo en polarización.

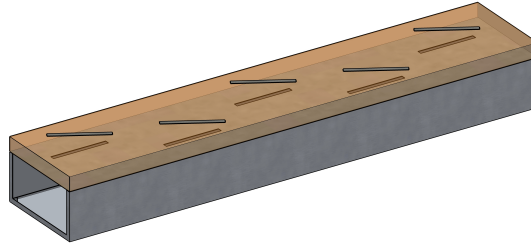


Figura 5.16: Dibujo de una agrupación de ranuras sobre guía rectangular cargada con dipolos parásitos.

La simplicidad estructural de la pareja ranura-dipolo como elemento radiante aporta grandes beneficios en el proceso de diseño. Generalmente, manteniendo fijas las dimensiones de una ranura, siempre se puede ajustar el dipolo superior hasta lograr la polarización circular deseada. Los parámetros de diseño son su longitud L_d y su ángulo α_d respecto a la ranura. La única precaución reside sobre la distancia vertical entre ranura y dipolo, debiendo ser al menos $\lambda/5$. Normalmente, se intenta rebajar al máximo dicha distancia con el objetivo de reducir la excitación de ondas de superficie, aunque este aspecto depende de la disponibilidad de los materiales dieléctricos.

Como ejemplo ilustrativo, se escoge una ranura resonante típica con una longitud $L_r = 0.45\lambda_0$, ancho $w = 2$ mm, y offset $o = a/4$. El resto de datos siguen los valores anteriores, con una guía WR-90 con un grosor de conductor $t = 0.5$ mm a la frecuencia de 9 GHz. Entre ranura y dipolo se coloca una capa de material tipo foam, con un grosor $d = 6.5$ mm y permitividad $\epsilon_r = 1.05$. El dipolo mantiene una anchura de $w = 2$ mm y grosor infinitesimal. En la Fig. 5.17 se representa la relación axial radiada por la pareja, en función de los mencionados parámetros de ajuste del dipolo. Se puede apreciar que la función resulta apta para aplicar un procedimiento estándar de minimización. Aparece un único mínimo con una suave variación de la relación axial a su alrededor. Además, existe un amplio margen de longitudes y ángulos para los que la pareja exhibe una buena pureza de polarización. Este hecho predice un buen ancho de banda en polarización, siendo éste esencial debido a las críticas tolerancias de fabricación a frecuencias elevadas. A ello se le une la simplicidad estructural del radiador básico, la cual alivia en cierta forma la exigencia en su construcción.

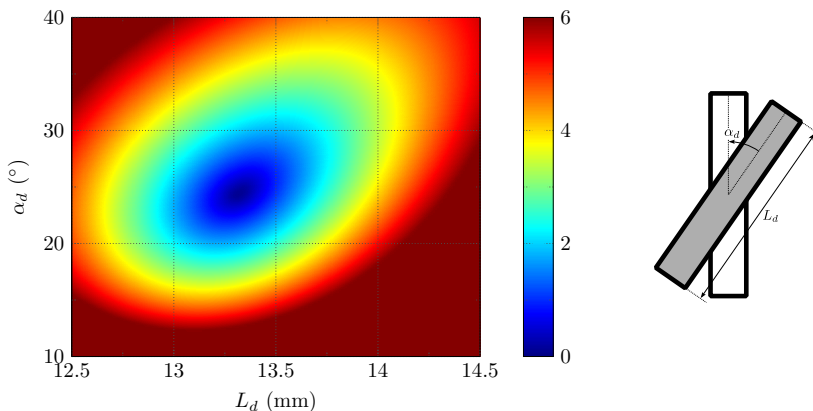
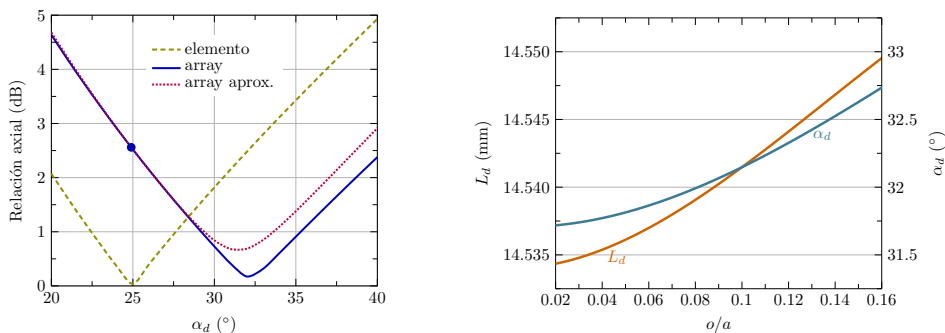


Figura 5.17: Relación axial (dB) a 9 GHz en dirección broadside radiada por una pareja ranura-dipolo en función de los parámetros del dipolo. La ranura presenta una longitud $L_r = 0.45\lambda_0$ y ranura y dipolo tienen una anchura de $w = 2$ mm.

Una ventaja adicional del nuevo radiador reside precisamente en su similitud con la ranura convencional. Así, la pareja ranura-dipolo también se comporta circuitalmente como una carga conectada en paralelo. Este hecho permite aplicar el procedimiento de diseño explicado en la Sección 5.1.1, modificado para incorporar la presencia del dipolo y radiar polarización circular. En consecuencia, el proceso comienza con el cálculo de una tabla que recoge, para cada offset, la longitud resonante de la ranura y la conductancia asociada. Además, los nuevos datos tabulados deben incluir la información de longitud y ángulo de dipolo que proporcionan una mínima relación axial. El cálculo de la tabla de síntesis sigue la misma estrategia detallada en la Sección 5.1.1. Asume una agrupación uniforme, tomando como referencia el elemento central de cada guía.

La explicada pequeña influencia del dipolo sobre el comportamiento de la ranura permite dividir el cálculo de la tabla en dos tareas independientes. En primer lugar, imponiendo el offset a evaluar, se realiza un barrido de longitud de ranura para determinar su valor resonante en presencia del dipolo. Posteriormente, se ajusta la longitud y ángulo del dipolo, manteniendo la ranura inalterada, para lograr polarización circular. Esta estrategia continúa de forma iterativa hasta alcanzar la convergencia en los parámetros involucrados. No obstante, gracias al comentado buen comportamiento del conjunto, se limita el procedimiento a dos iteraciones, ofreciendo buenos resultados. Finalmente, se calcula la conductancia de la pareja ranura-dipolo resonante aplicando las mismas expresiones anteriores.

Un aspecto todavía pendiente de discutir es el ajuste de los parámetros del dipolo para conseguir la polarización circular. Obviamente, el dipolo óptimo de un elemento aislado no permanece válido con una agrupación bidimensional. Un ejemplo representativo del problema de minimización manejado se muestra en la Fig. 5.18(a), considerando únicamente la variable del ángulo del dipolo. El procedimiento de ajuste toma como punto de partida el dipolo óptimo del elemento aislado. Como demuestra la Fig. 5.18(a), en este caso dicho ángulo sería $\alpha_d \approx 25^\circ$, con una relación axial prácticamente perfecta. Al replicar dicho elemento en una agrupación 9×9 , la pureza de polarización empeora sensiblemente hasta alcanzar una RA superior a 2.5 dB. El valor óptimo de α_d se desplazaría en tal caso hasta $\alpha_d \approx 32^\circ$. Nótese que una minimización efectiva de la relación axial necesita modificar adicionalmente la longitud del dipolo.



(a) Relación axial en función del ángulo de dipolo.

(b) Longitud y ángulo de dipolo en función del offset.

Figura 5.18: (a) Relación axial en función del ángulo de dipolo, calculada en el procedimiento de diseño; (b) Longitud y ángulo de dipolo en función del offset para la pareja ranura-dipolo resonante en una agrupación 9×9 .

A pesar del buen comportamiento de la función a minimizar en la Fig. 5.18(a), cada iteración requiere el análisis de la agrupación completa. La directa aplicación de un algoritmo de minimización estándar a las dos variables involucradas, puede conllevar un tiempo de optimización apreciable. Para aliviar esto, se propone aprovechar la información del comportamiento del elemento en el ajuste de la agrupación. La variación con α_d del campo

radiado por la agrupación $E_{\theta,\phi}^{\text{array}}(L_{d0}, \alpha_d)$ se puede aproximar a partir del radiado por el elemento aislado $E_{\theta,\phi}^{\text{elem}}(L_{d0}, \alpha_d)$, de la siguiente forma:

$$E_{\theta,\phi}^{\text{array}}(L_{d0}, \alpha_d) \approx \frac{E_{\theta,\phi}^{\text{array}}(L_{d0}, \alpha_{d0})}{E_{\theta,\phi}^{\text{elem}}(L_{d0}, \alpha_{d0})} E_{\theta,\phi}^{\text{elem}}(L_{d0}, \alpha_d) \quad (5.15)$$

La aproximación (5.15) renormaliza el comportamiento del elemento para ajustarse al conocido campo radiado por la agrupación con el dipolo actual, definido por los parámetros (L_{d0}, α_{d0}) . Esta extrapolación requiere del cálculo previo de la función $E_{\theta,\phi}^{\text{elem}}(L_{d0}, \alpha_d)$ en el rango de ángulos de interés. Esta función unidimensional demanda pocos puntos de cálculo gracias a su suave comportamiento. El resultado de la aproximación se puede apreciar en la Fig. 5.18(a), calculando la relación axial a partir de los campos (5.15). Se puede comprobar que la curva aproximada predice de forma razonable el valor α_d óptimo. Obviamente, el resultado de la minimización mejora a medida que el dipolo actual se encuentra más cercano al óptimo. La aproximación descrita se replica sobre la longitud del dipolo, precalculando esta vez la función $E_{\theta,\phi}^{\text{elem}}(L_d, \alpha_{d0})$. Cada iteración obtiene así los nuevos valores de longitud y ángulo óptimos, para los que se ejecuta el análisis completo de la agrupación, obteniendo de nuevo la referencia $E_{\theta,\phi}^{\text{array}}(L_{d0}, \alpha_{d0})$. Únicamente en casos extremos donde el dipolo cambia considerablemente resulta necesario recalcular las funciones de referencia del elemento. El algoritmo descrito converge rápidamente, siendo por ejemplo necesarias cuatro iteraciones para rebajar la relación axial de 2.5 dB a 0.3 dB, en el caso de la Fig. 5.18(a).

El procedimiento descrito se aplica en el cálculo de la tabla de síntesis para una agrupación 9×9 , dibujada en la Fig. 5.19. Se impone una distribución de amplitud tipo Taylor con un NLPS de 25 dB en ambos cortes. Por un lado, la longitud y ángulo de dipolo del elemento resonante se representan en la Fig. 5.18(b). Ambos parámetros crecen con la excitación del elemento, aunque la variación, principalmente de la longitud, es prácticamente despreciable. Este robusto comportamiento resulta muy beneficioso en el cálculo de la tabla de síntesis y en posteriores procedimientos de optimización.

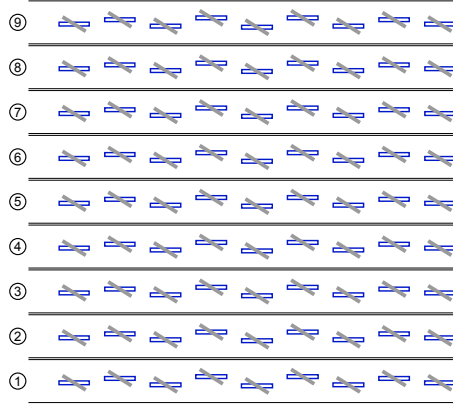


Figura 5.19: Agrupación resonante de 9×9 ranuras-dipolo sobre 9 guías rectangulares modelo WR-90, separadas por una pared de grosor $s = 1$ mm.

La Fig. 5.20, por su parte, muestra los valores de longitud de ranura y conductancia equivalente del elemento resonante. Por comparativa, se incluye también la curva correspondiente al caso de la ranura sin dipolo, con los mismos datos de diseño, pero radiando a espacio libre. Los resultados mostrados confirman la reducida influencia del dipolo sobre la longitud resonante de la ranura, especialmente teniendo en cuenta la nueva capa de dieléctrico colocada sobre ella. El incremento de dicha longitud al convertir la polarización a circular se puede estimar en torno a un 2% en este caso. Por su parte, el valor de

conductancia exhibe una mayor sensibilidad al dipolo, reduciendo su valor en torno a un 30 % respecto a una ranura resonante convencional. Esta variación justifica la necesidad de incorporar el dipolo en el cálculo de la tabla de síntesis.

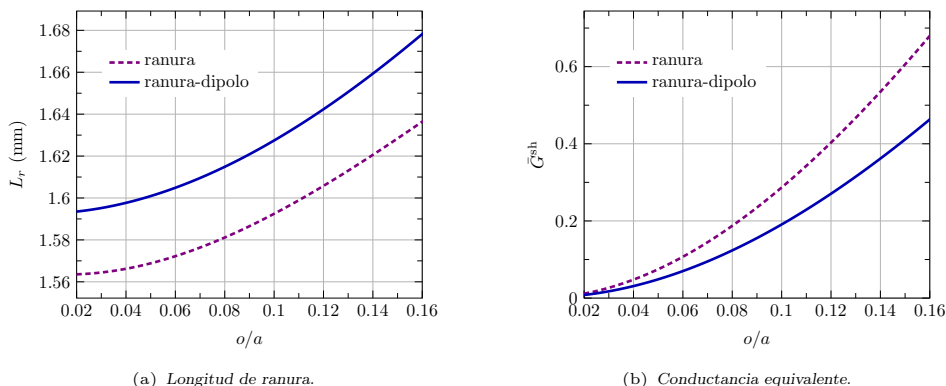


Figura 5.20: Longitud de ranura y conductancia equivalente en función del offset, para la pareja ranura-dipolo resonante en una agrupación 9×9 .

La tabla calculada se aplica al diseño de la misma agrupación 9×9 de la Fig. 5.19. El funcionamiento del método puede evaluarse a partir del campo copolar radiado por cada ranura-dipolo a la frecuencia de diseño, visualizándose en la Fig. 5.21. Tanto la magnitud como la fase confirman una notable concordancia entre los pesos ideales y sintetizados. A pesar de las aproximaciones realizadas por el diseño inicial, el error de fase se mantiene dentro de un rango de $\pm 8^\circ$.

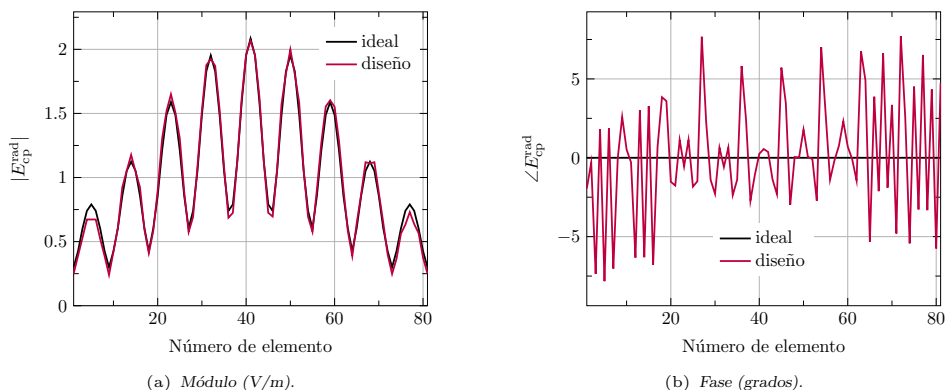


Figura 5.21: Componente copolar de campo radiado a 9 GHz por cada ranura-dipolo en la agrupación de la Fig. 5.19, diseñada para una distribución Taylor con NLPS de 25 dB en ambos cortes.

El buen comportamiento de la distribución diseñada se traslada lógicamente a los diagramas de radiación mostrados en la Fig. 5.22(a). En la gráfica se incluyen ambos cortes principales, donde $\phi = 0^\circ$ correspondería con el plano H de la agrupación de ranuras sin dipolos. El comportamiento de los diagramas resulta muy satisfactorio, exhibiendo los lóbulos secundarios un nivel muy cercano al nominal de 25 dB en ambos cortes. Cabe destacar que el dipolo estrecha el diagrama de elemento, causando por tanto una caída más rápida de los lóbulos laterales respecto a una agrupación de ranuras. A pesar de ello, el descenso del diagrama sigue siendo notoriamente más acusado en el corte $\phi = 0^\circ$. Este hecho debe tener-

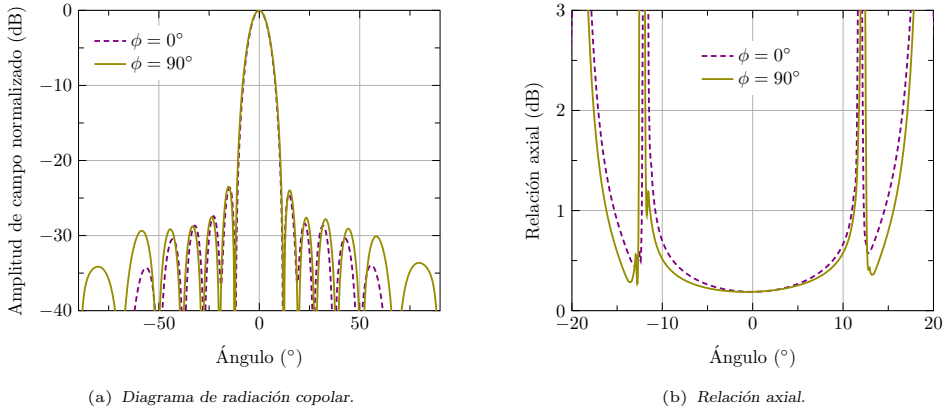


Figura 5.22: Diagrama de radiación copolar y relación axial a 9 GHz de la agrupación de la Fig. 5.19, diseñada para una distribución Taylor con NLPS de 25 dB en ambos cortes.

se en cuenta en el ajuste del espaciado en ambas dimensiones. Finalmente, la Fig. 5.22(b) refleja el comportamiento de la relación axial en ambos cortes del haz principal. Como se distingue claramente, el procedimiento de diseño de los dipolos funciona de forma excelente, manteniendo una relación axial en torno a 0.2 dB en la dirección de máxima radiación.

Como resumen, el método de diseño adaptado a una agrupación con polarización circular, formada por elementos ranura-dipolo, mantiene el buen funcionamiento ya observado con las agrupaciones de ranuras. Tanto la síntesis del diagrama como la pureza de polarización a la frecuencia de diseño confirman la conveniencia de las aproximaciones realizadas. El método propuesto proporciona un diseño rápido inicial, idóneo para servir como punto de partida del algoritmo de optimización expuesto en la Sección 5.2.3.

5.2. Optimización de agrupaciones

Los procedimientos de diseño expuestos en la sección anterior han demostrado cumplir satisfactoriamente las especificaciones de partida, tanto en los diagramas de radiación como en los niveles de adaptación. En muchas ocasiones, la fidelidad mostrada por este diseño inicial puede ser suficiente para los requerimientos de la antena. No obstante, determinadas situaciones urgen a optimizar la disposición de ranuras de partida, hasta cumplir las especificaciones bajo una tolerancia determinada.

Por ejemplo, el parámetro de adaptación suele requerir mejores valores que los proporcionados por el diseño inicial. El reducido ancho de banda que exhiben las agrupaciones resonantes demanda una buena sintonización de las ranuras. Por otro lado, la influencia de los modos evanescentes, no contemplados en el método de diseño, puede jugar un papel más importante en la excitación de ciertos elementos. Ese es el caso de las agrupaciones alimentadas centralmente por ranuras de acoplo, todavía no tratadas en este capítulo. Adicionalmente, estas últimas estructuras demandan mayores offsets para cumplir la condición de adaptación, hecho agravado por la subdivisión frecuentemente demandada por los requisitos de ancho de banda. Estos mayores desplazamientos de las ranuras aumentan la irregularidad de su excitación, causada por un mayor efecto de los acoplamientos mutuos.

Otro caso de especial interés consiste en la síntesis de distribuciones con pesos de naturaleza compleja, necesarios para generar diagramas de radiación conformados. Bajo esa condición, las aproximaciones realizadas por los métodos de diseño expuestos en la Sección 5.1 cometen un importante error, ya que siempre trabajan con elementos resonantes.

A pesar de ello, en cualquiera de las situaciones descritas, el diseño inicial siempre supone el punto de partida de los algoritmos de optimización descritos en esta sección.

5.2.1. Agrupaciones resonantes

El foco principal de este capítulo se centra sobre la optimización de agrupaciones resonantes. En este apartado se van a contemplar las agrupaciones de un nivel de guías, cuyo diseño se explica en la Sección 5.1.1. Aunque es un caso de limitada utilidad, por las razones ya expuestas en la Sección 3.1, supone una primera aproximación al problema de optimización. Las consideraciones aquí realizadas se mantienen válidas en los algoritmos de estructuras multinivel, propuestos en secciones posteriores. Así, se pretende abordar primero un problema más sencillo, exponiendo las dificultades encontradas y planteando las estrategias seguidas por el método de optimización.

Método circuital

El método habitual para diseñar este tipo de agrupaciones es el ya repetidamente mencionado algoritmo iterativo de Elliot [130]. La técnica, propuesta hace varias décadas, se ha convertido en un estándar para ajustar los parámetros de las ranuras en base a la excitación deseada. Resulta de especial utilidad en agrupaciones pequeñas, donde las aproximaciones de array infinito no proporcionan la precisión requerida. Este método, ya esbozada su filosofía en la Sección 5.1.1, basa su estrategia sobre el circuito equivalente de la Fig. 5.2. De forma similar al método de diseño, el algoritmo persigue cumplir la condición de adaptación y radiación. La primera viene determinada por (5.3), mientras que la segunda establece que la contribución de campo copolar radiado por cada ranura debe seguir unos pesos a_i dados.

Las dos ecuaciones planteadas por Elliot en el procedimiento iterativo original se pueden resumir en una única. Por una parte, combinando la condición de adaptación (5.3) y la relación entre tensiones (5.4) con la especificación (5.2), se llega a la siguiente expresión:

$$\bar{Y}_i^{\text{sh}} = \frac{\bar{I}'_i a_i}{\sum_{k=1}^{N_r} \bar{I}'_k a_k} \quad (5.16)$$

donde se ha asumido que a la frecuencia de diseño se cumple $V_i = -V_{i+1}$. El término $\bar{I}'_i = (-1)^i \bar{I}_i$ es una modificación del coeficiente de excitación \bar{I}_i para eliminar convenientemente la alternancia de signo entre elementos. El sumatorio en (5.16) considera únicamente las N_r ranuras situadas en la misma guía que la i -ésima.

La expresión (5.16) proporciona las admitancias equivalentes necesarias para cada ranura. Como ya se ha discutido con anterioridad, el reparto de admitancias no depende exclusivamente del dato a_i , por lo que se debe recurrir a un proceso iterativo. La admitancia de la ranura viene determinada por la expresión (5.8), donde al comportamiento de la ranura aislada se le incorpora la interacción con el resto de la agrupación. Asumiendo que se mantienen constantes dichos acoplamientos mutuos, modelados por el término \bar{Y}_i^{mut} , se obtiene la admitancia \bar{Y}_i^{sh0} que debe presentar la ranura i -ésima:

$$\left(\bar{Y}_i^{\text{sh0}}\right)^{-1} = \frac{\sum_{k=1}^{N_r} \bar{I}'_k a_k}{\bar{I}'_i a_i} - \left(\frac{2\bar{I}'_i}{\bar{Y}_i^{\text{mut}}}\right)^{-1} \quad (5.17)$$

La ecuación (5.17) resume una iteración individual del procedimiento propuesto por Elliot [130]. La única diferencia reside en la incorporación de los acoplamientos mutuos internos, omitidos en la propuesta original. Además, la formulación expuesta aquí proviene de un riguroso modelo MoM de la ranura, en contraste con una única función base cosenoidal en [130].

Por cada ranura, el proceso de búsqueda debe encontrar la longitud l_i y offset o_i que haga cumplir (5.17). El diseño inicial determina el término mutuo \bar{Y}_i^{mut} y el de excitación \bar{I}_i' , con el que se calcula la admitancia de la ranura aislada (5.17) y a partir de ella la pareja (l_i, o_i) . La modificación de los parámetros de la ranura requiere recalcular \bar{I}_i' y obtener la nueva aproximación (l_i, o_i) . El proceso termina cuando se alcanza una determinada tolerancia. No obstante, la ecuación (5.17) que define la iteración no resulta muy adecuada, debido a su fuerte dependencia con el parámetro \bar{I}_i' . Con el propósito de mejorar la convergencia de la búsqueda, se propone esta otra condición:

$$\frac{\bar{Y}_i^{\text{sh0}}}{\bar{I}_i'} = \left(\frac{1}{a_i} \sum_{k=1}^{N_r} \bar{I}_k' a_k - \frac{1}{2\bar{I}_i'} \sum_{j \neq i} (\bar{Y}_{ij}^{\text{ext}} + \bar{Y}_{ij}^{\text{ev}}) \frac{a_j}{a_i} \right)^{-1} \quad (5.18)$$

donde se ha dividido (5.17) por el término \bar{I}_i' y se ha reemplazado el término mutuo \bar{Y}_i^{mut} por su expresión. Para enfatizar que las interacciones internas únicamente deben incorporar los modos evanescentes se ha sustituido $\bar{Y}_{ij}^{\text{int}}$ por \bar{Y}_{ij}^{ev} . Nótese que el segundo sumatorio en (5.18) abarca todas las ranuras de la agrupación para las interacciones externas, y las de su misma de guía en las internas. La ecuación (5.18) presenta un comportamiento más apto para un algoritmo de búsqueda iterativo. La dependencia con \bar{I}_i' se ha reducido en una potencia en la contribución de los acoplamientos mutuos, mientras que el sumatorio del primer término suele suavizar la variación en cada iteración. Como resultado, la búsqueda suele finalizar con éxito tras cuatro o cinco iteraciones.

El procedimiento completo de optimización se sintetiza en el diagrama de flujo de la Fig. 5.23. El primer paso consiste en precalcular las funciones $\bar{Y}^{\text{sh0}}(l, o)$ y $\bar{I}'(l, o)$ que, a partir de la longitud l y offset o de la ranura aislada, proporcionan su admitancia equivalente y término de excitación respectivamente. Cada una de estas funciones corresponde a una matriz de valores complejos, resultante de muestrear el dominio (l, o) de forma suficientemente representativa. Gracias a la variación relativamente suave de ambas funciones, no es necesario superar una decena de puntos por dimensión. A continuación, se calculan las matrices de admitancias externas y evanescentes internas, entre todas las ranuras de la agrupación actual. Éste supone el bloque de mayor coste computacional, ya que corresponde prácticamente con el análisis de la agrupación completa.

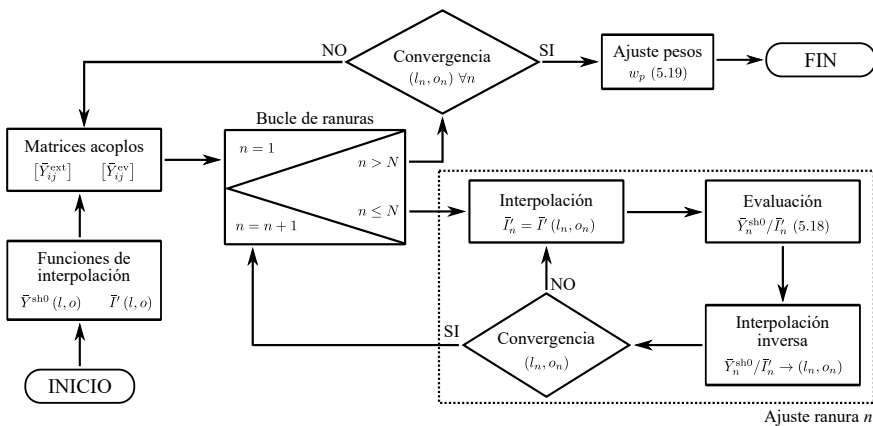


Figura 5.23: Diagrama de flujo del algoritmo de optimización circuital de una agrupación de ranuras resonante.

El siguiente paso engloba el proceso de ajuste individual de las ranuras. Para cada una de ellas, se aplica la búsqueda iterativa de la pareja (l_n, o_n) que haga cumplir la ecuación (5.18). En cada iteración, el proceso calcula \bar{I}_n' para los valores actuales (l_n, o_n) , evalúa el término

$\bar{Y}_n^{\text{sh0}}/\bar{I}_n$ (5.18) y obtiene la siguiente aproximación de la pareja (l_n, o_n) . Los nuevos valores (l_n, o_n) serán aquellos que proporcionen el valor $\bar{Y}_n^{\text{sh0}}/\bar{I}_n$ calculado previamente. La pareja (l_n, o_n) se determina fácilmente mediante una interpolación inversa, a partir de las matrices de referencia $\bar{Y}^{\text{sh0}}(l, o)$ y $\bar{I}(l, o)$. El proceso de búsqueda continúa iterando hasta alcanzar la convergencia en la pareja (l_n, o_n) , momento en el que el algoritmo pasa a la siguiente ranura. Gracias al buen comportamiento argumentado anteriormente, el proceso completo de ajuste apenas supone carga computacional, ya que únicamente realiza interpolaciones sobre matrices ya calculadas previamente.

Una vez finalizado el ajuste de todas las ranuras, el algoritmo comprueba si el cambio respecto al estado anterior de todas las parejas (l_n, o_n) ha superado cierta tolerancia. En caso afirmativo, se recalculan las matrices de interacciones mutuas entre elementos y comienza de nuevo el proceso de ajuste. Aunque obviamente depende del punto de arranque, el algoritmo suele finalizar en apenas dos o tres iteraciones. Este buen comportamiento se debe en parte a la idoneidad del método de diseño inicial expuesto en la Sección 5.1.1. Una vez finalizado el proceso iterativo, la amplitud del modo incidente a cada una de las guías se debe ajustar para cumplir la distribución deseada. Volviendo a la expresión (5.4), la tensión circuital en cada guía p debe multiplicarse por un peso w_p diferente para cumplir la excitación a_i , siendo:

$$w_p = \sum_{k=1}^{N_r} \bar{I}'_k a_k \quad (5.19)$$

A la finalización del algoritmo de la Fig. 5.23, se obtienen los valores optimizados de longitud y offset de cada una de las N ranuras y de los pesos de las P guías de la agrupación. Su funcionamiento se evalúa a partir del ejemplo 9×9 de la Fig. 5.3, diseñado en la Sección 5.1.1. Los pesos a_i objetivo corresponden a una distribución uniforme, siendo normalmente éste el caso de optimización más exigente. Partiendo del diseño inicial, el algoritmo únicamente necesita dos iteraciones completas hasta alcanzar un error medio inferior al 1 %, tanto en la condición de radiación como de adaptación. Respecto al proceso de búsqueda individual, emplea una media de 6 repeticiones por ranura en la primera iteración y sólo 3 en la segunda, aprovechando la mayor cercanía de esta última al objetivo.

Los valores optimizados de longitud y offset de cada ranura se recogen en la Fig. 5.24, comparados con los del diseño inicial. Recuérdese que las ranuras están numeradas de izquierda a derecha y de arriba a abajo. Se puede comprobar que en el diseño inicial ambos parámetros se mantienen constantes dentro de cada guía, fruto del método empleado. Al optimizar, la evolución de dichos valores con el número de ranura presenta una forma en diente de sierra, causada por la disposición alternada de las ranuras. El algoritmo compensa la apreciable diferencia de acoplos mutuos entre dos elementos vecinos. Comparando relativamente ambas magnitudes, los valores de offset necesitan una mayor modificación respecto al diseño inicial. Como ya se percibió en la Sección 5.1.1, los acoplamientos mutuos externos afectan principalmente a la parte real de la admitancia equivalente, controlada mayoritariamente por el offset de la ranura.

La contribución al campo copolar de cada ranura se representa en la Fig. 5.25. La gráfica demuestra cómo la optimización corrige con éxito, tanto en módulo como en fase, la zigzagueante excitación inicial de las ranuras. Visualizando la curva correspondiente al diseño inicial, queda justificada la variación de los parámetros de la Fig. 5.24, necesarios para compensar su comportamiento. Como se puede apreciar, la primera iteración del algoritmo ya proporciona un resultado muy próximo al objetivo uniforme, pudiendo haber sido suficiente con un criterio de convergencia menos estricto.

El cumplimiento de la condición de adaptación en cada guía se puede contemplar en la Fig. 5.26(a), donde se representa el módulo del coeficiente de reflexión activo para la agrupación optimizada. El aceptable nivel de adaptación del diseño inicial mejora notable-

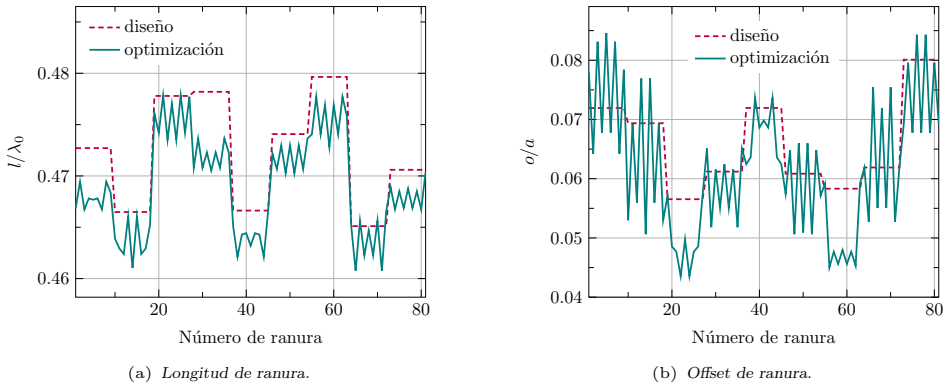


Figura 5.24: Longitud y offset de ranura resultado de la optimización de la agrupación de la Fig. 5.3 a 9 GHz, con una distribución uniforme.

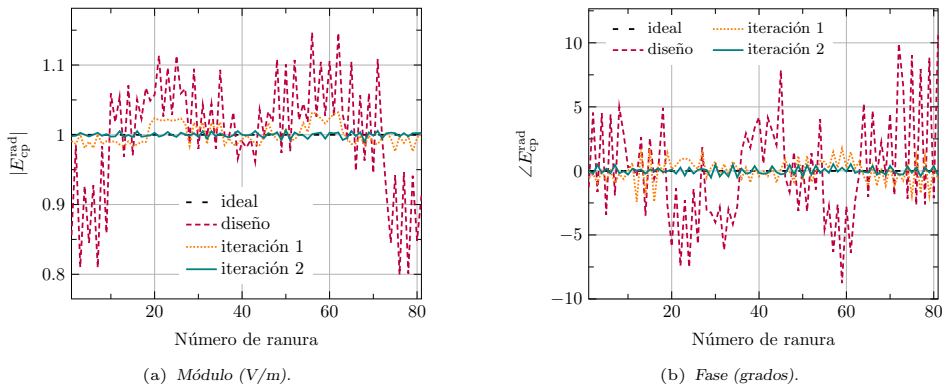


Figura 5.25: Componente copolar de campo radiado por cada ranura, resultado de la optimización de la agrupación de la Fig. 5.3 a 9 GHz, con una distribución uniforme.

mente con la primera iteración, convirtiéndose en prácticamente ideal con la segunda. De nuevo, la primera iteración podría haber sido suficiente con un nivel de exigencia menor. Por otro lado, sirven de ilustración los valores finales de admitancia equivalente mostrados en la Fig. 5.26(b). La parte imaginaria cambia mínimamente respecto al valor de diseño, manteniéndose prácticamente nula en todas las ranuras. La parte real, en cambio, oscila en torno a la conductancia de diseño $\bar{G}^{sh} = 1/9$, heredando el comportamiento de los acoplamientos mutuos. Nótese que las admitancias de los elementos presentes en cada una de las 9 guías debe sumar la unidad para cumplir la condición de adaptación. En consecuencia, la media de \bar{Y}^{sh} debe ser $1/9$ si se agrupan las ranuras de 9 en 9.

El último parámetro determinado por la optimización, no mostrado aún, es el juego óptimo de pesos w_p con el que se deben alimentar las guías. En la Fig. 5.27(a) se representa su módulo en función del número de guía, siendo la fase nula en todos los casos. Como era de esperar, los pesos uniformes originales evolucionan hacia una distribución oscilante que compense la excitación inicial de las ranuras recogida en la Fig. 5.25(a). Así por ejemplo, la mayor excitación de la primera y última guía responde a la ya mencionada caída de amplitud en los bordes de la apertura. Por otro lado, la Fig. 5.27(b) representa la respuesta en frecuencia de los coeficientes de reflexión activos en la agrupación optimizada. Se puede comprobar la sintonización prácticamente ideal de la estructura, comparada con las curvas

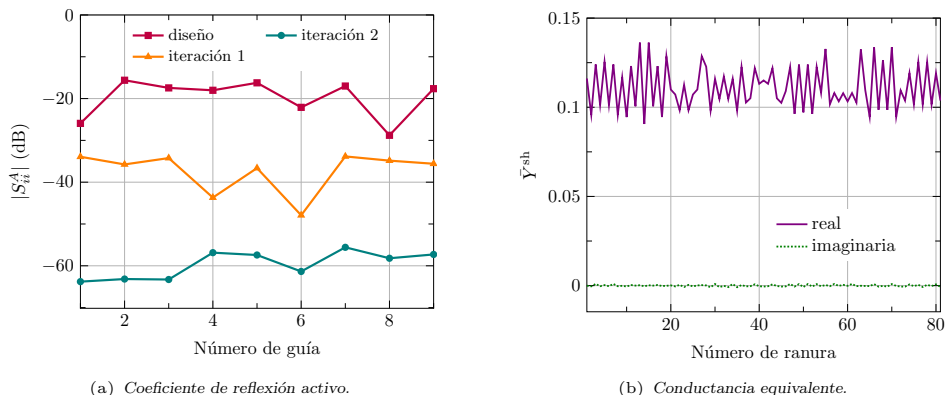


Figura 5.26: Coeficiente de reflexión en cada guía y conductancia equivalente de cada ranura, resultado de la optimización de la agrupación de la Fig. 5.3 a 9 GHz, con una distribución uniforme.

del diseño inicial en la Fig. 5.8(b). Nótese en cambio que la sintonización no perfecta de este último aportaba un ligero incremento del ancho de banda en adaptación. Este aspecto se trata en detalle en la Sección 5.5.

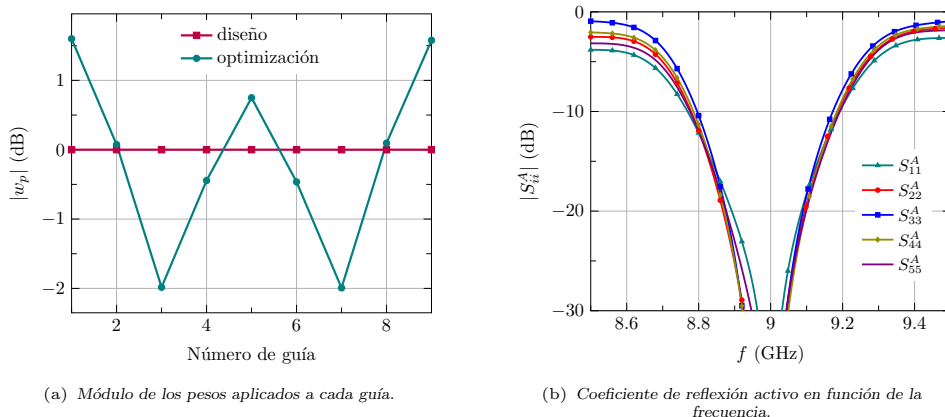


Figura 5.27: Módulo de la excitación y coeficiente de reflexión activo en función de la frecuencia para cada guía, resultado de la optimización de la agrupación de la Fig. 5.3 a 9 GHz, con una distribución uniforme.

Finalmente, los diagramas de radiación en ambos cortes se representan en la Fig. 5.28 a la frecuencia de diseño. Por una parte, el diagrama en plano H apenas muestra diferencias entre la optimización y el diseño inicial, debido a los menores acoplamientos mutuos a lo largo de dicha dimensión. La mejora en el diagrama se hace más patente en el plano E, donde existe una fuerte interacción entre ranuras. Los nulos del diagrama aparecen más marcados y aumenta el nivel de radiación en direcciones endfire, causado por la recuperación del campo en los bordes de la apertura. Este fenómeno, característico de una distribución uniforme, puede conllevar una contraproducente reducción de directividad en función del espaciado entre elementos.

Los resultados expuestos han demostrado el excelente funcionamiento del algoritmo de optimización circuital al corregir el diseño inicial de una agrupación resonante. El método ajusta de forma óptima los parámetros de las ranuras y la excitación de las guías, cum-

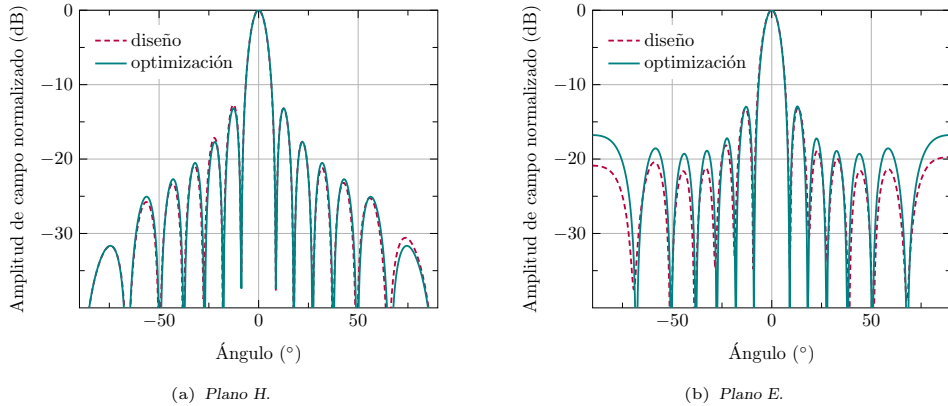


Figura 5.28: Diagrama de radiación copolar en ambos cortes principales, resultado de la optimización de la agrupación de la Fig. 5.3 a 9 GHz, con una distribución uniforme.

pliendo estrictamente la especificación de iluminación y adaptación. El procedimiento sigue esencialmente el método clásico de Elliot, aunque se ha generalizado respetando el análisis MoM para proporcionar resultados más rigurosos. El algoritmo consigue optimizar una agrupación estándar en apenas dos iteraciones, con exigentes criterios de convergencia.

Método matricial

El método ideado por Elliot asume que la ranura se comporta como una carga conectada en paralelo, en respuesta a la incidencia modo fundamental. No obstante, en ciertas ocasiones dicho modelo no se ajusta al campo dispersado por la ranura. Como se discutió en la Sección 3.2, cuando una ranura longitudinal presenta un offset reducido o su anchura es apreciable, los modos de corriente de orden superior se excitan sensiblemente. Este fenómeno cambia el comportamiento circuital de la ranura, dejando de corresponder estrictamente con una carga en paralelo. En esos casos, se debería emplear una red en T o en π , dejando así de ser exactas las ecuaciones de diseño de Elliot [130].

Como alternativa, en esta sección se propone un método alternativo para optimizar agrupaciones resonantes. Con el propósito de salvar la limitación del modelo circuital, se parte directamente de la formulación MoM de la estructura. Este cambio de estrategia reúne varios beneficios. Por un lado, el sistema MoM, cuyas incógnitas son las amplitudes de las corrientes magnéticas, contiene la descripción completa del problema electromagnético resuelto. Por tanto, parece más adecuado incorporar las condiciones de radiación y adaptación al sistema MoM y forzar su cumplimiento, independientemente del modelo circuital de las ranuras. Además, su expresión en forma de ecuaciones lineales facilita el planteamiento del problema de optimización asociado. Finalmente, la extensión del algoritmo a estructuras multinivel resulta más evidente, al disponer de un sistema MoM dividido por bloques. A este respecto, la extrapolación del método de Elliot a agrupaciones alimentadas por ranuras de acoplo se atisba como una tarea más compleja.

El método matricial propuesto parte del sistema MoM reducido, donde se plantea una función base equivalente por ranura. De esta forma, la interacción entre dos ranuras queda sintetizada en un único valor complejo, lo que facilita enormemente la formulación del método. A raíz de esta correspondencia, de aquí en adelante se confunden por comodidad las palabras función base y ranura. Así, se menciona la autoadmitancia de una ranura o la interacción entre dos ranuras. Además, se suele denotar como la tensión de la ranura a la amplitud compleja de su función base equivalente \tilde{V}_i .

La ecuación asociada a la ranura i -ésima situada en la guía número p se escribe como:

$$\bar{Y}_{ii}\bar{V}_i + \sum_{j \neq i}^N \bar{Y}_{ij}^{\text{ext}}\bar{V}_j + \sum_{j \neq i}^{N_p} \bar{Y}_{ij}^{\text{int}}\bar{V}_j = w_p \bar{I}_i \quad (5.20)$$

donde \bar{Y}_{ii} es la autoadmitancia de la ranura i , $\bar{Y}_{ij}^{\text{ext}}$ y $\bar{Y}_{ij}^{\text{int}}$ son las admitancias mutuas externa e interna respectivamente entre las ranuras i y j , \bar{I}_i es el elemento de excitación considerando un modo incidente de potencia unitaria, w_p es el peso con el que se excita la guía p y \bar{V}_i es la tensión sobre la ranura. Nótese que el sumatorio de las admitancias mutuas externas aplica a las N ranuras de la agrupación, mientras que el de internas sólo incluye las N_p ranuras de la misma guía p . Conviene aclarar también que $\bar{Y}_{ij}^{\text{int}}$ incluye la contribución del modo fundamental.

A partir del sistema (5.20), las tensiones \bar{V}_i deben cumplir la condición de iluminación y adaptación, que se expresan respectivamente como:

$$\bar{V}_i = C a_i \quad (5.21)$$

$$S_{pp}^A = \frac{1}{w_p} \sum_{k=1}^{N_p} \bar{I}_k \bar{V}_k - 1 \quad (5.22)$$

donde a_i es la contribución al campo radiado deseada para la ranura i , C es una constante de proporcionalidad y S_{pp}^A es el coeficiente de reflexión activo requerido en la guía p , que habitualmente es nulo. El método de optimización debe proporcionar el juego (l_i, o_i) de longitud y offset de las N ranuras, y la distribución de pesos w_p con los que alimentar las P guías, que hagan cumplir ambas condiciones.

Combinando las condiciones (5.20)-(5.21), la constante C se despeja como:

$$C = \frac{1 + S_{pp}^A}{\sum_{k=1}^{N_p} \bar{I}_k a_k} w_p = \frac{1}{\sum_{k=1}^{N_p} \bar{I}_k a_k} \frac{w_p}{B_p} \quad (5.23)$$

donde por conveniencia se ha introducido una nueva constante B_p , relacionada con el parámetro de adaptación de la guía p de la siguiente forma:

$$B_p = \frac{1}{1 + S_{pp}^A} = \frac{1 + \bar{Y}_p^{\text{rad}}}{2} \quad (5.24)$$

siendo \bar{Y}_p^{rad} la admitancia circuital normalizada a la entrada de la guía p . Aunque en los casos prácticos se desea una adaptación total, y por tanto $B_p = 1$, se ha preferido mantener esta formulación general por compatibilidad con las estructuras multinivel. En ellas, como se tratará en la Sección 5.5, se puede forzar una admitancia distinta de uno, a nivel de las guías radiantes, para conseguir un mayor ancho de banda en adaptación.

La incorporación de la expresión (5.23) en la ecuación (5.21) permite reformular el sistema MoM en base a las dos condiciones de diseño. La ecuación (5.25) asociada a la ranura i -ésima se transforma de la siguiente manera:

$$\bar{Y}_{ii} a_i + \sum_{j \neq i}^N \bar{Y}_{ij}^{\text{ext}} a_j + \sum_{j \neq i}^{N_p} \bar{Y}_{ij}^{\text{int}} a_j = B_p \bar{I}_i \sum_{k=1}^{N_p} \bar{I}_k a_k \quad (5.25)$$

La ecuación (5.25) define el sistema MoM que cumple las condiciones de radiación y adaptación, determinadas respectivamente por los valores a_i y B_p . El objetivo de la optimización consiste en encontrar los valores (l_i, o_i) , que modifican las admitancias y el

elemento de excitación de tal forma que se cumpla (5.25). Una vez finalizado el proceso, los pesos w_p se calculan directamente imponiendo la misma constante C en cada guía. Así, tomando $C = 1$ en (5.23) se llega a:

$$w_p = B_p \sum_{k=1}^{N_p} \bar{I}_k a_k \quad (5.26)$$

donde \bar{I}_k son los elementos de excitación calculados para las ranuras óptimas.

El problema de optimización descrito invierte el planteamiento del análisis, debiendo determinar las entradas del sistema MoM (5.25), una vez conocido su vector de solución. Se trata así de un sistema de ecuaciones no lineal de $2N$ variables, donde intervienen las funciones $\bar{Y}_{ii}(l_i, o_i)$, $\bar{Y}_{ji}^{\text{ext}}(l_i, o_i, l_j, o_j)$, $\bar{Y}_{ji}^{\text{int}}(l_i, o_i, l_j, o_j)$ y $\bar{I}_i(l_i, o_i)$. Obviamente, aun cuando se pudiera establecer expresiones cerradas para dichas funciones, no existiría una solución analítica de dicho sistema, debiendo recurrir por tanto a un procedimiento iterativa.

La alternativa más inmediata sugiere aplicar algún método estándar de resolución de sistemas de ecuaciones no lineales. Ello requeriría sin embargo evaluar las funciones involucradas un gran número de veces teniendo en cuenta el elevado conjunto de incógnitas. En consecuencia, se prefiere aquí aplicar un método dedicado, el cual asume que el punto de partida (l_i, o_i) se encuentra lo suficientemente cerca del objetivo. Esta suposición ha quedado sobradamente comprobada en los resultados de la Sección 5.1.1. En dicho caso, las funciones no lineales involucradas se pueden aproximar por sus términos dominantes y linealizar éstos aplicando el polinomio de Taylor de primer orden. Como resultado, se obtiene un sistema lineal que proporciona los nuevos valores (l'_i, o'_i) , que se encuentran presumiblemente más cercanos al objetivo. Las aproximaciones empleadas imponen seguir iterando hasta alcanzar la convergencia.

Como se ha comentado, el primer paso consiste en determinar la variación de los elementos del sistema (5.25), respecto a las variables a determinar. Comenzando con el elemento de excitación \bar{I} y asumiendo que predomina una componente de corriente longitudinal con forma cosenoidal, se puede escribir:

$$\bar{I}(l, o) \approx I_0 f_0(l, o) = I_0 \cos\left(\frac{\pi o}{a}\right) \frac{\cos\left(\frac{\beta l}{2}\right)}{\pi^2 - (\beta l)^2} \quad (5.27)$$

siendo β la constante de propagación del modo fundamental y I_0 una constante. La función f_0 corresponde a la integral de interacción entre una función base cosenoidal sobre la ranura y el modo fundamental definido en una guía infinita. Gracias al carácter separable de ambos sobre el mismo sistema de coordenadas, la función f_0 presenta la sencilla expresión cerrada recogida en (5.27). En caso contrario, previamente se podría calcular numéricamente f_0 para diferentes valores de offset y longitud, siguiendo el mismo planteamiento expuesto a continuación.

A partir de la ecuación (5.27), el nuevo valor $\bar{I}_i(l'_i, o'_i)$ se puede expresar respecto al actual $\bar{I}_i(l_i, o_i)$ como:

$$\bar{I}_i(l'_i, o'_i) \approx \bar{I}_i(l_i, o_i) \left[1 + K_0^{(l)}(l_i, o_i) \Delta l_i + K_0^{(o)}(l_i, o_i) \Delta o_i \right] \quad (5.28)$$

donde $\Delta l_i = l'_i - l_i$ y $\Delta o_i = o'_i - o_i$ son los incrementos de ambas variables. Las constantes $K_0^{(l)}(l_i, o_i)$ y $K_0^{(o)}(l_i, o_i)$ se obtienen particularizando las series de Taylor de primer orden en el punto actual. A partir de (5.27), la función asociada a la variación respecto a la longitud sería:

$$K_0^{(l)}(l, o) = \frac{1}{f_0(l, o)} \frac{\partial f_0(l, o)}{\partial l} = \frac{\beta}{2A_l} \left[4\beta l - A_l \tan\left(\frac{\beta l}{2}\right) \right] \quad (5.29)$$

siendo $A_l = \pi^2 - (\beta l)^2$, mientras que la relativa al offset se escribe como:

$$K_0^{(o)}(l, o) = \frac{1}{f_0(l, o)} \frac{\partial f_0(l, o)}{\partial o} = \frac{\pi}{a} \cot\left(\frac{\pi o}{a}\right) \quad (5.30)$$

Con la intención de reducir la sintaxis, de aquí en adelante se va a asumir que $K_0^{(o_i)} = K_0^{(o)}(l_i, o_i)$ y $K_0^{(l_i)} = K_0^{(l)}(l_i, o_i)$. Estas mismas constantes intervienen en la aproximación de la admitancia mutua interna entre ranuras. Asumiendo que domina la contribución del modo fundamental, la admitancia entre dos ranuras presenta una expresión separable en fuente y destino, donde de nuevo interviene la función f_0 expresada anteriormente. De esta manera, suponiendo una corriente longitudinal con forma cosenoidal, se puede escribir:

$$\bar{Y}_{ij}^{\text{int}}(l_i, o_i, l_j, o_j) \approx Y_0 f_0(l_i, o_i) f_0(l_j, o_j) \quad (5.31)$$

donde Y_0 es una constante. De este modo, el nuevo valor $\bar{Y}_{ij}^{\text{int}'}$ se relaciona con el actual $\bar{Y}_{ij}^{\text{int}}$ mediante la ecuación:

$$\bar{Y}_{ij}^{\text{int}'} \approx \bar{Y}_{ij}^{\text{int}} \left[1 + K_0^{(l_i)} \Delta l_i + K_0^{(o_i)} \Delta o_i + K_0^{(l_j)} \Delta l_j + K_0^{(o_j)} \Delta o_j \right] \quad (5.32)$$

donde $\Delta l_j = l'_j - l_j$ y $\Delta o_j = o'_j - o_j$.

En cuanto al término de autoadmitancia \bar{Y}_{ii} , se compone de dos partes, relativas al medio externo $\bar{Y}_{ii}^{\text{ext}}$ e interno $\bar{Y}_{ii}^{\text{int}}$ respectivamente. Esta última se divide (3.11) a su vez en la contribución $\bar{Y}_{ii}^{\text{WR}(0)}$ de la guía rectangular infinita, y la atribuida a la presencia del cortocircuito $\bar{Y}_{ii}^{\text{WR}(s)}$. Por conveniencia, se combinan la autoadmitancia externa y de la guía rectangular infinita en un único término $\bar{Y}_{ii}^{(0)}$, de la siguiente forma:

$$\bar{Y}_{ii} = \bar{Y}_{ii}^{\text{ext}} + \bar{Y}_{ii}^{\text{WR}(0)} + \bar{Y}_{ii}^{\text{WR}(s)} = \bar{Y}_{ii}^{(0)} + \bar{Y}_{ii}^{(s)} \quad (5.33)$$

siendo $\bar{Y}_{ii}^{(0)} = \bar{Y}_{ii}^{\text{WR}(0)} + \bar{Y}_{ii}^{\text{ext}}$ y $\bar{Y}_{ii}^{(s)} = \bar{Y}_{ii}^{\text{WR}(s)}$.

A partir de esta división, el término fundamental de la autoadmitancia $\bar{Y}_{ii}^{(0)}$ evaluado con los valores actuales (l_i, o_i) se modifica con los nuevos parámetros (l'_i, o'_i) , dando lugar al término $\bar{Y}_{ii}^{(0)'}$, que se puede aproximar como:

$$\bar{Y}_{ii}^{(0)'} \approx \bar{Y}_{ii}^{(0)} \left[1 + K_{Y_0}^{(l_i)} \Delta l_i + K_{Y_0}^{(o_i)} \Delta o_i \right] \quad (5.34)$$

En este caso, no existen expresiones analíticas sencillas para la autoadmitancia, que permitan obtener una expresión cerrada de los coeficientes en (5.34). Afortunadamente, la autoadmitancia presenta una variación suave con la longitud y offset de la ranura, que permite evaluarla previamente en pocos puntos para una posterior interpolación. Así, se muestrea la función $\bar{Y}^{(0)}(l, o)$ que proporciona la autoadmitancia $\bar{Y}_{ii}^{(0)}$ para cualquier pareja (l_i, o_i) , a partir de la cual se calcula numéricamente:

$$K_{Y_0}^{(c_i)} = K_{Y_0}^{(c)}(l_i, o_i) = \left[\frac{1}{\bar{Y}^{(0)}(l, o)} \frac{\partial \bar{Y}^{(0)}(l, o)}{\partial c} \right]_{(l_i, o_i)} \quad (5.35)$$

donde (c) es (l) o (o) en función del parámetro modelado.

En cuanto al término del cortocircuito, se puede interpretar como la admitancia mutua entre una ranura y su imagen. Es posible por tanto emplear la misma aproximación del término mutuo entre ranuras (5.31), particularizando la función f_0 con el mismo argumento fuente y destino:

$$\bar{Y}_{ii}^{(s)}(l_i, o_i, l_j, o_j) \approx Y_0 [f_0(l_i, o_i)]^2 \quad (5.36)$$

por lo que la modificación de dicho término se puede escribir como sigue:

$$\bar{Y}_{ii}^{(s)'} \approx \bar{Y}_{ii}^{(s)} \left[1 + 2K_0^{(l_i)} \Delta l_i + 2K_0^{(o_i)} \Delta o_i \right] \quad (5.37)$$

Respecto a la interacción mutua externa entre ranuras, en primera instancia se va a suponer que $\bar{Y}_{ji}^{\text{ext}}$ permanece constante. Por tanto, las expresiones (5.28), (5.32), (5.34), (5.37) proporcionan la variación en torno al estado actual (l_i, o_i) de los términos del sistema MoM. El objetivo consiste en que los nuevos valores (l'_i, o'_i) modifiquen dichos términos, de tal forma que hagan cumplir el sistema definido por (5.25). Así, introduciendo las expresiones anteriores en (5.25), quedaría:

$$\begin{aligned} & \bar{Y}_{ii}^{(0)} a_i \left[1 + K_{Y_0}^{(l_i)} \Delta l_i + K_{Y_0}^{(o_i)} \Delta o_i \right] + \bar{Y}_{ii}^{(s)} a_i \left[1 + 2K_0^{(l_i)} \Delta l_i + 2K_0^{(o_i)} \Delta o_i \right] \\ & + \sum_{j \neq i}^{N_p} \bar{Y}_{ij}^{\text{int}} a_j \left[1 + K_0^{(l_i)} \Delta l_i + K_0^{(o_i)} \Delta o_i + K_0^{(l_j)} \Delta l_j + K_0^{(o_j)} \Delta o_j \right] + \sum_{j \neq i}^N \bar{Y}_{ij}^{\text{ext}} a_j \\ & = B_p \bar{I}_i \left[1 + K_0^{(l_i)} \Delta l_i + K_0^{(o_i)} \Delta o_i \right] \sum_{k=1}^{N_p} \bar{I}_k a_k \left[1 + K_0^{(l_k)} \Delta l_k + K_0^{(o_k)} \Delta o_k \right] \end{aligned} \quad (5.38)$$

En el nuevo sistema definido por la ecuación 5.38, las únicas incógnitas son los incrementos Δl_i y Δo_i de las variables respecto al valor actual. Nótese que los términos $\bar{Y}_{ii}^{(0)}$, $\bar{Y}_{ii}^{(s)}$, $\bar{Y}_{ij}^{\text{int}}$, $\bar{Y}_{ij}^{\text{ext}}$, \bar{I}_i aparecen en el sistema MoM actual, siendo por tanto conocidos. Gracias a la linealización de las aproximaciones realizadas, es posible plantear un sistema de $2N$ ecuaciones lineales cuya solución sea el incremento de longitud y offset:

$$\mathbf{A} \cdot \Delta \mathbf{v} = \mathbf{b} \quad (5.39)$$

siendo $\Delta \mathbf{v} = [\Delta l_1, \dots, \Delta l_N, \Delta o_1, \dots, \Delta o_N]^t$ el vector de perturbación, que modifica el vector actual $\mathbf{v} = [l_1, \dots, l_N, o_1, \dots, o_N]^t$, mediante $\mathbf{v}' = \mathbf{v} + \Delta \mathbf{v}$, para calcular $\mathbf{v}' = [l'_1, \dots, l'_N, o'_1, \dots, o'_N]^t$.

Las entradas de la matriz \mathbf{A} y el vector \mathbf{b} del sistema (5.39), se obtienen agrupando términos en la ecuación (5.38). Para ello, previamente se debe deshacer la única no linealidad que aparece en la parte derecha de la igualdad (5.38), aplicando la aproximación:

$$\bar{I}_i \bar{I}_k \approx \bar{I}_i \bar{I}_k \left[1 + K_0^{(l_i)} \Delta l_i + K_0^{(o_i)} \Delta o_i + K_0^{(l_k)} \Delta l_k + K_0^{(o_k)} \Delta o_k \right] \quad (5.40)$$

donde se han omitido los productos entre incrementos cuyo valor será presumiblemente reducido. Así, la matriz del sistema (5.39) se puede expresar como:

$$\mathbf{A} = \begin{bmatrix} \Re \left(\mathbf{A}^{(l)} \right) & \Re \left(\mathbf{A}^{(o)} \right) \\ \Im \left(\mathbf{A}^{(l)} \right) & \Im \left(\mathbf{A}^{(o)} \right) \end{bmatrix} \quad (5.41)$$

Las entradas de las matrices complejas $\mathbf{A}^{(l)}$ y $\mathbf{A}^{(o)}$ se recogen de la ecuación (5.38). Asumiendo de nuevo que (c) es (l) o (o) en función del caso, el elemento i -ésimo genérico de la diagonal de la matriz $\mathbf{A}^{(c)}$ será:

$$A_{ii}^{(c)} = \bar{Y}_{ii}^{(0)} a_i K_{Y_0}^{(c_i)} + \left[2\bar{Y}_{ii}^{(s)} a_i + \sum_{j \neq i}^{N_p} \bar{Y}_{ij}^{\text{int}} a_j - B_p \bar{I}_i \sum_{k=1}^{N_p} \bar{I}_k a_k - B_p \bar{I}_i \bar{I}_i a_i \right] K_0^{(c_i)} \quad (5.42)$$

mientras que si $j \neq i$ la entrada $A_{ij}^{(c)}$ es:

$$A_{ij}^{(c)} = \bar{Y}_{ij}^{\text{int}} a_j K_0^{(c_j)} - B_p \bar{I}_i \bar{I}_j a_j K_0^{(c_j)} \quad (5.43)$$

Por su parte, el vector \mathbf{b} , que constituye el término independiente del sistema (5.39), se escribe como:

$$\mathbf{b} = \begin{bmatrix} \Re(\mathbf{b}_{\mathbb{C}}) \\ \Im(\mathbf{b}_{\mathbb{C}}) \end{bmatrix} \quad (5.44)$$

siendo el elemento genérico i -ésimo del vector complejo $\mathbf{b}_{\mathbb{C}}$:

$$b_i = -\bar{Y}_{ii}^{(0)} a_i - \bar{Y}_{ii}^{(s)} a_i - \sum_{j \neq i}^{N_p} \bar{Y}_{ij}^{\text{int}} a_j - \sum_{j \neq i}^N \bar{Y}_{ij}^{\text{ext}} a_j + B_p \bar{I}_i \sum_{k=1}^{N_p} \bar{I}_k a_k \quad (5.45)$$

La definición del vector $\mathbf{b}_{\mathbb{C}}$ proporciona una forma sencilla de estimar el grado de cumplimiento del objetivo en la optimización. Si $\|\mathbf{b}_{\mathbb{C}}\| = 0$, se cumple el sistema (5.25), y por tanto las condiciones de radiación y optimización deseadas. De forma lógica, el sistema (5.38) proporciona una solución $\Delta \mathbf{v} = 0$, por lo que no se modifican los parámetros de la ranura ya óptimos. La norma $\|\mathbf{b}_{\mathbb{C}}\|$ estima por tanto el estado actual del error cometido por la optimización.

Una vez resuelto el sistema (5.39), el vector solución $\Delta \mathbf{v}$ proporciona los nuevos valores (l'_i, o'_i) para cada ranura. Sin embargo, el sistema (5.39) proviene de la linealización de las aproximaciones expuestas anteriormente. A este respecto, el polinomio de Taylor de primer orden puede cometer un error apreciable si el punto actual no se encuentra próximo al objetivo. Por dicha razón, conviene actualizar los valores de los términos en base a las aproximaciones originales, iniciando así un procedimiento iterativo de búsqueda. Así, estos valores actualizados responden a las siguientes expresiones:

$$\bar{I}'_i = \bar{I}_i \frac{f_0(l'_i, o'_i)}{f_0(l_i, o_i)} \quad (5.46)$$

$$\bar{Y}_{ij}^{\text{int}'} = \bar{Y}_{ij}^{\text{int}} \frac{f_0(l'_i, o'_i) f_0(l'_j, o'_j)}{f_0(l_i, o_i) f_0(l_j, o_j)} \quad (5.47)$$

$$\bar{Y}_{ii}^{(0)'} = \bar{Y}_{ii}^{(0)} \frac{\bar{Y}^{(0)}(l'_i, o'_i)}{\bar{Y}^{(0)}(l_i, o_i)} \quad (5.48)$$

$$\bar{Y}_{ii}^{(s)'} = \bar{Y}_{ii}^{(s)} \left(\frac{f_0(l'_i, o'_i)}{f_0(l_i, o_i)} \right)^2 \quad (5.49)$$

El procedimiento de optimización completo se plantea a partir del diagrama de flujo de la Fig. 5.29. El algoritmo parte de un valor inicial \mathbf{v}_0 del vector que define las longitudes y offsets de todas las ranuras. El primer paso consiste en muestrear la función que devuelve la autoadmitancia $\bar{Y}_{ii}^{(0)}$ de la ranura a partir de su longitud y offset, siendo suficiente con una decena de puntos en cada dimensión. A continuación, se lleva a cabo un análisis completo de la estructura que proporciona todas las matrices del sistema MoM. A partir de ellas comienza el procedimiento iterativo para encontrar el nuevo vector \mathbf{v}' que haga cumplir el sistema (5.25). Cada iteración de dicho proceso consiste en obtener $\Delta \mathbf{v}$ mediante el sistema (5.39), realizar ciertas comprobaciones sobre dicho vector posteriormente discutidas y actualizar las matrices con las aproximaciones (5.46)-(5.49). Este procedimiento de búsqueda finaliza cuando la norma del vector $\Delta \mathbf{v}$ sea inferior a una cierta tolerancia.

En tal caso, el vector \mathbf{v} se actualiza a su nuevo valor $\mathbf{v} + \Delta \mathbf{v}$ y se comprueba si ya ha alcanzado la convergencia. Para ello, se calcula la norma $\|\mathbf{v} - \mathbf{v}_0\|$ y se compara con una tolerancia dada. En caso que no haya convergido, se actualiza el vector inicial $\mathbf{v}_0 = \mathbf{v}$ y comienza de nuevo el proceso, calculando los valores exactos de las matrices involucradas mediante el análisis MoM. Se debe recalcar que aunque cada iteración resuelve el sistema objetivo (5.25), se basa en varias aproximaciones ya mencionadas. Específicamente, no se

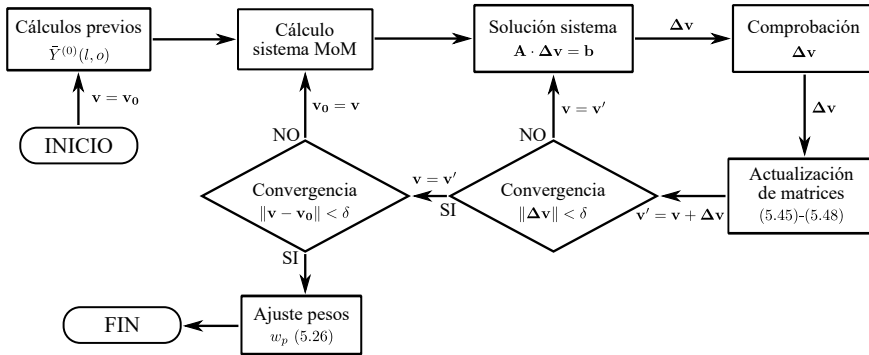


Figura 5.29: Diagrama de flujo del algoritmo de optimización matricial de una agrupación de ranuras resonante.

modifican los acoplamientos mutuos externos al cambiar los parámetros de las ranuras, ni se tiene en cuenta el cambio de los modos evanescentes internos. Una vez alcanzada la convergencia, se calculan los pesos óptimos de las guías, dados por la ecuación (5.26) y finaliza el proceso. El algoritmo descrito suele necesitar muy pocas iteraciones para llegar al objetivo, aunque depende obviamente del punto inicial.

Una tarea aun por determinar es aquella realizada por el bloque de comprobación del vector $\Delta \mathbf{v}$ en el diagrama de la Fig. 5.29. La función de dicho bloque se divide en dos cometidos. El primer requisito que debe cumplir $\Delta \mathbf{v}$ es que no conduzca a un nuevo vector \mathbf{v}' por encima de unos límites establecidos. Por ejemplo, el offset de la ranura no puede exceder el semiancho de la guía rectangular ni presentar valores negativos. Lo mismo ocurre con la longitud de la ranura, la cual no debería superar un valor de $\lambda_g/2$ si se quiere evitar el solapamiento entre ellas. De este modo, el método fija previamente un rango válido de valores de offset y longitud. Así, si el vector $\Delta \mathbf{v}$ procedente de la solución del sistema (5.39) provoca que alguna ranura presente una longitud u offset fuera de rango, se debería recortar el parámetro conflictivo al límite más cercano. Mediante esa acción, no obstante, ya no se cumple la igualdad (5.39). Además, posiblemente el resto de parámetros válidos no presenten el valor óptimo que minimice el error cometido $\|\mathbf{A} \cdot \Delta \mathbf{v} - \mathbf{b}\|$. Por dicha razón, se opta por resolver el problema de mínimos cuadrados asociado, el cual proporciona el vector \mathbf{v} dentro de un determinado rango que minimiza el citado error. Debido a su gran eficiencia, se hace uso de la función implementada por MATLAB[®] para dicho fin. Únicamente se recurrirá a ello en los casos extremos, donde la solución estándar de (5.39) proporcione al menos una componente de \mathbf{v} fuera del rango especificado.

El segundo cometido del bloque de comprobación de $\Delta \mathbf{v}$ consiste en confirmar la mejora en el objetivo de la optimización. Debido a la linealización aplicada, puede ocurrir que el nuevo vector \mathbf{v}' proporcione un error superior al de su anterior estimación \mathbf{v} . Una de las razones de dicho fenómeno reside sobre la cercanía a un mínimo local no nulo, problema conocido al aplicar el método de Newton de búsqueda de raíces. En la mayoría de estas situaciones, el problema de optimización no presenta un cero absoluto, debiendo conformarse con un mínimo local. Para evitar la divergencia del método, por cada $\Delta \mathbf{v}$ obtenido se actualizan las matrices mediante las aproximaciones originales, y se calcula \mathbf{b}_C para el nuevo vector \mathbf{v}' . Si la norma de dicho vector de error supera a la calculada para el anterior \mathbf{v} , se reduce el incremento por una determinada constante y se vuelve a calcular \mathbf{b}_C . El proceso continúa iterativamente hasta que mejore el error, o se alcance un $\Delta \mathbf{v} = 0$ de norma menor a una cierta tolerancia. En este último caso, el vector \mathbf{v} no cambia, descartándose así la mejora del objetivo, y finalizando en consecuencia el procedimiento de ajuste.

Por último, cabe mencionar que las matrices $\mathbf{A}^{(l)}$ y $\mathbf{A}^{(o)}$ exhiben una estructura diagonal a bloques. Cada uno de esos bloques engloba a las ranuras presentes sobre una misma guía,

ya que el ajuste excluye los acoplamientos externos. Por tanto, el proceso de búsqueda del vector $\Delta \mathbf{v}$ se puede abordar de forma independiente sobre cada una de las guías de la agrupación. El sistema (5.39) de tamaño $2N \times 2N$ sería reemplazado así por P sistemas $N_p \times N_p$, reduciendo el coste temporal de cada iteración. No obstante, cabe recalcar que prácticamente toda la carga computacional del método reside sobre el análisis MoM.

Con un propósito comparativo, el algoritmo descrito se aplica al mismo ejemplo de agrupación 9×9 empleado con el método circuital. Partiendo del mismo diseño inicial, el método matricial necesita también dos iteraciones para alcanzar un error medio inferior al 1% en ambas condiciones. Ambos métodos proporcionan unos valores de longitudes y offsets prácticamente idénticos, gracias a la aparente unicidad de la solución del problema de optimización. Por dicha razón, únicamente se muestra el proceso de convergencia de ambos métodos, representado por el error cometido en cada iteración. El error de iluminación se cuantifica mediante la raíz cuadrada del error cuadrático medio, correspondiente a la diferencia entre los pesos ideales a_i y las tensiones \bar{V}_i conseguidas, una vez normalizados ambos en media. Respecto a la adaptación, se calcula la media del coeficiente de reflexión $|S_{pp}^A|$ alcanzado en cada guía en escala lineal. Ambos errores se representan en la Fig. 5.30 para los dos métodos, donde la iteración 0 es el diseño inicial.

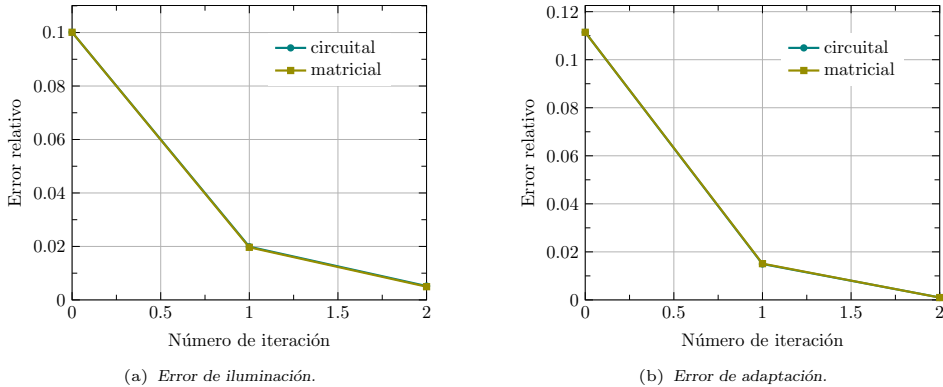


Figura 5.30: Errores por iteración, relativos a las condiciones de iluminación y adaptación, en la optimización de la agrupación de la Fig. 5.3 a 9 GHz, con una distribución uniforme. Se comparan los métodos circuital y matricial.

Como demuestra la Fig. 5.30, los dos métodos proporcionan valores de error idénticos. De hecho, ambos buscan el óptimo en cada iteración suponiendo que los acoplamientos externos no cambian. Convergen por tanto al mismo conjunto de longitudes y offsets. La diferencia radica en las repeticiones necesarias dentro del proceso de búsqueda de cada iteración. El método matricial emplea 3 repeticiones del bucle en la primera iteración y sólo 2 en la segunda, mejorando las cifras de 6 y 3 respectivamente del método circuital. Además, el método matricial obtiene simultáneamente todos los valores de longitud y offset de la agrupación, o en su defecto de una guía, sin necesidad de emplear una interpolación inversa individual por cada ranura. En consecuencia, se puede atribuir en general una mayor eficiencia al método matricial, a pesar de las precauciones descritas con anterioridad.

Una mejora adicional que permite la formulación del método matricial, consiste en contemplar la variación de los acoplamientos externos. En ciertas agrupaciones donde aumentan por encima de lo habitual las interacciones entre ranuras, su incorporación en el método puede resultar muy beneficiosa desde el punto de vista de la convergencia. Entre estos casos destacan las agrupaciones con alimentación central por ranura de acoplo con pocos elementos por guía, donde los offsets tienden a ser elevados. Aplicando el mismo

procedimiento que al resto de elementos del sistema MoM, la interacción $\bar{Y}_{ij}^{\text{ext}}$ se aproxima primero con esta sencilla expresión:

$$\bar{Y}_{ij}^{\text{ext}} \approx Y_0 f_e(o_i, o_j) \approx Y_0 \frac{e^{-jk_0 d_{ij}}}{d_{ij}} \quad (5.50)$$

donde Y_0 es una constante, k_0 es el número de onda en espacio libre y d_{ij} es la distancia entre los centros de las ranuras i y j . Aunque la aproximación (5.50) puede cometer un error importante en ranuras cercanas, supone una mejora apreciable respecto a considerar acoplamientos externos invariantes. En todo caso, el método se puede perfeccionar sustituyendo la ecuación (5.50) por la variación de la admitancia mutua, muestreada hasta una determinada distancia. Más allá de dicha distancia, se aplicaría (5.50) con un error mínimo. Esta misma estrategia aplica en el caso de que el medio externo fuera estratificado. En dicho problema, la aproximación (5.50) se puede reemplazar por la conocida variación de la onda de superficie dominante (véase Apéndice A).

La aproximación (5.50) asume implícitamente que la interacción externa no depende de las longitudes de ranura involucradas. Esta afirmación proviene de la normalización de la función base equivalente. La distancia entre ranuras se expresa como $d_{ij} = \sqrt{d_{x,ij}^2 + d_{y,ij}^2}$, donde $d_{x,ij}$ y $d_{y,ij}$ son su separación horizontal y vertical respectivamente. Teniendo como referencia la Fig. 5.3, donde la dimensión horizontal corresponde al eje x y la vertical al eje y , el offset solo afectaría a la separación $d_{y,ij}$. En consecuencia, el acoplamiento externo se linealiza como:

$$\bar{Y}_{ij}^{\text{ext}'} \approx \bar{Y}_{ij}^{\text{ext}} \left[1 + K_{e,ij}^{(o_i)} \Delta o_i + K_{e,ij}^{(o_j)} \Delta o_j \right] \quad (5.51)$$

donde el término $K_{e,mn}^{(o_n)}$ se escribe de la siguiente forma:

$$K_{e,mn}^{(o_n)} = \frac{1}{f_e(o_m, o_n)} \frac{\partial f_e(o_m, o_n)}{\partial o_n} = \left(-jk_0 - 1/d_{mn} \right) \frac{d_{y,mn}}{d_{mn}} S_{mn}^{(n)} \quad (5.52)$$

El coeficiente $S_{mn}^{(n)}$ en (5.52) tiene un valor de 1 o -1 en función de si al aumentar el offset de la ranura n -ésima aumenta o disminuye la separación vertical entre las ranuras m y n consideradas.

La nueva expresión (5.51) de la interacción externa se incorpora al sistema (5.25), dando como resultado un nuevo sistema (5.39) por iteración. Debido a su dependencia con el offset, únicamente se modifica la matriz $\mathbf{A}^{(o)}$, cuyas entradas añaden un nuevo término a la expresión recogida anteriormente. Así, el nuevo elemento $A_{ii}^{(o)'}$ de la diagonal de dicha matriz sería:

$$A_{ii}^{(o)'} = A_{ii}^{(o)} + \sum_{j \neq i}^N \bar{Y}_{ij}^{\text{ext}} a_j K_{e,ij}^{(o_i)} \quad (5.53)$$

donde $A_{ii}^{(o)}$ viene dado por (5.42). Por su parte, si $j \neq i$ la nueva entrada $A_{ij}^{(o)'}$ sería:

$$A_{ij}^{(o)'} = A_{ij}^{(o)} + \bar{Y}_{ij}^{\text{ext}} a_j K_{e,ij}^{(o_j)} \quad (5.54)$$

donde $A_{ij}^{(o)}$ se calcula mediante (5.43).

El algoritmo modificado procede exactamente de la misma forma que lo explicado anteriormente. La diferencia radica principalmente en la ya mencionada modificación de la matriz del sistema lineal a resolver en cada iteración. Precisamente por la incorporación de los acoplamientos externos, esta nueva matriz ya no presenta una estructura diagonal a bloques. No es posible por tanto separar el cálculo del vector \mathbf{v} en las ranuras correspondientes a cada guía, debiendo resolver necesariamente el sistema completo. Afortunadamente,

salvo en agrupaciones extremadamente grandes, la resolución del sistema lineal $N \times N$ se consume en un tiempo mínimo. La última diferencia respecto al método anterior reside en la actualización de la matriz de acoplos externos, que se lleva a cabo aplicando:

$$\bar{Y}_{ij}^{\text{ext}'} = \bar{Y}_{ij}^{\text{ext}} \frac{e^{-jk_0 d'_{ij}}}{d'_{ij}} \frac{d_{ij}}{e^{-jk_0 d_{ij}}} \tag{5.55}$$

siendo d'_{ij} la distancia entre las ranuras i y j una vez modificados los offsets.

El nuevo procedimiento se aplica al mismo ejemplo anterior. De nuevo, los resultados de la optimización son prácticamente idénticos a los anteriores gracias a que se alcanza el punto óptimo. La diferencia reside en la rapidez de la convergencia, necesitando en este caso una única iteración en lugar de las dos del método matricial original. De hecho, si se calculan los errores conforme a la Fig. 5.30, el error de iluminación se reduce desde un 10 % del diseño inicial, a menos de un 0.3 % en la primera iteración. El error de adaptación también se minimiza desde un 11 % a menos de un 0.2 % en una iteración. La conveniencia del método matricial, modificado para incluir los acoplamientos externos, queda por tanto sobradamente demostrada en este ejemplo.

Comparativa de métodos

Los algoritmos de optimización propuestos se comparan ahora con un ejemplo más exigente. Como ya se ha comentado con anterioridad, el método de diseño de la Sección 5.1.1 no contempla la síntesis de unos pesos a_i de diferente fase compleja. En dichos casos, el punto de partida distará más de lo habitual de cumplir la condición de iluminación, suponiendo en consecuencia una mayor exigencia para el algoritmo de optimización. Por tanto, un ejemplo con unos pesos a_i complejos, generalmente necesarios para sintetizar diagramas conformados, constituye un caso idóneo para la comparativa de los diferentes métodos planteados.

Específicamente, se propone una agrupación de 8×8 ranuras con los mismos datos que en los ejemplos anteriores. Se modifica el diagrama a sintetizar en plano H, presentando ahora una forma no completamente directiva, optimizada para un objetivo de pendiente constante. En vertical se impone la distribución habitual uniforme. El aspecto de la agrupación bajo prueba, una vez optimizada, se muestra en la Fig. 5.31.

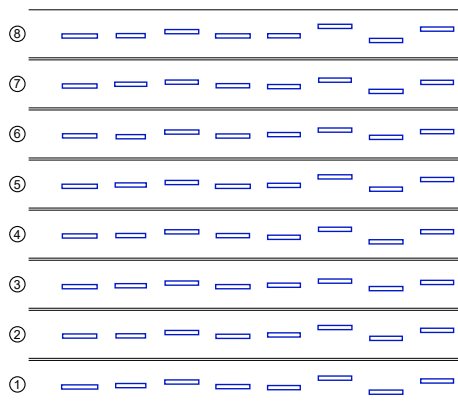


Figura 5.31: Agrupación resonante de 8×8 ranuras sobre 8 guías rectangulares modelo WR-90. La anchura de todas las ranuras es $w = 2$ mm, su grosor $t = 0.5$ mm y la separación entre guías $s = 1$ mm. El diagrama sintetizado es uniforme en vertical y conformado en horizontal.

Antes de comparar los métodos entre sí, se deben realizar ciertas consideraciones sobre los pesos complejos a_i^H a sintetizar en el plano H. Su módulo y fase se representan en la Fig. 5.32 con la línea denotada como ideal. Para centrarse exclusivamente sobre la problemática de la síntesis en este plano, se considera primero una agrupación 1×8 compuesta por una única guía. El resultado del diseño inicial se muestra en la Fig. 5.32. Se puede apreciar cómo el módulo de la excitación de las ranuras consigue seguir de forma adecuada el objetivo. En cambio, como era de esperar, su fase se mantiene prácticamente plana en contraposición con la gran variación en los pesos a sintetizar.

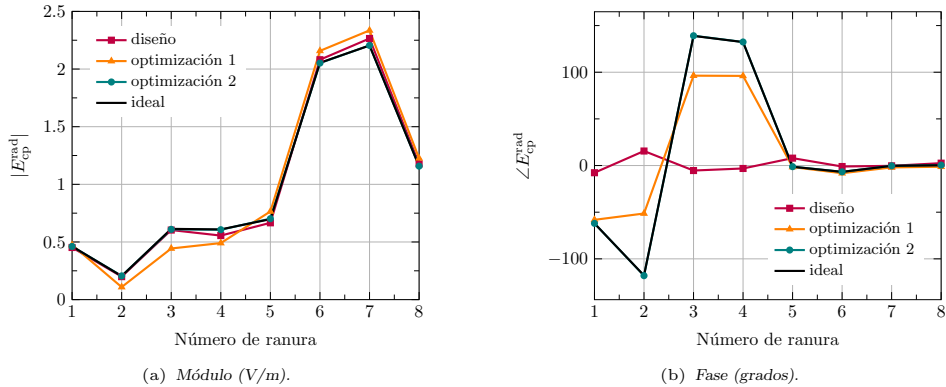


Figura 5.32: Componente copolar de campo radiado por cada ranura, resultado de la optimización de la agrupación de la Fig. 5.31 a 9 GHz.

A continuación, se aplica el método de optimización matricial sobre el diseño inicial, representando el resultado en la Fig. 5.32 bajo la curva denominada optimización 1. Se puede comprobar que aparece una mayor excursión en la fase optimizada, intentando acercarse al objetivo. Sin embargo, la fase de los elementos segundo, tercero y cuarto no consigue alcanzar los valores requeridos. La interpretación de este resultado viene a partir del dibujo de la agrupación resultante, recogido en la Fig. 5.33(a). Las ranuras conflictivas presentan longitudes extremas mínimas o máximas en su intento de reproducir la fase objetivo. Además, para mantener el nivel de excitación deseado, la tercera y cuarta ranuras exhiben el máximo offset permitido por la optimización.

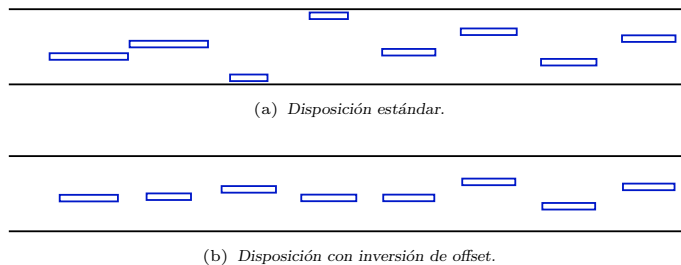


Figura 5.33: Dibujo de la agrupación de 1×8 ranuras, resultado de la optimización de una fila en la antena de la Fig. 5.31 a 9 GHz.

En el caso bajo análisis, la capacidad de una ranura para cambiar la fase de su excitación variando su longitud, se restringe a un rango máximo en torno a $\pm 70^\circ$ alrededor de la resonancia. Dicho intervalo supone un límite en la excursión de fase sintetizable, tal y como demuestra la Fig. 5.32(b). No obstante, existe la posibilidad de imponer un offset inverso

a un determinado conjunto de ranuras, consiguiendo de esa forma un salto de 180° en su fase. El cambio de lado sobre el eje de la guía hace posible sintetizar distribuciones con una mayor excursión de fase. En el caso concreto actual, la curva de fase ideal de la Fig. 5.32(b) sugiere una inversión de offset en las ranuras segunda, tercera y cuarta, debido a su excesiva desviación respecto a la media. Son precisamente dichas ranuras las que no permiten a la optimización 1 alcanzar el objetivo.

Una vez invertido el offset de dichas ranuras, el algoritmo de optimización consigue alcanzar el objetivo de síntesis. La agrupación resultante se dibuja en la Fig. 5.33(b), siendo evidente el cambio de offset mencionado. Como se aprecia, la longitud de las ranuras ya no presenta valores tan extremos como en la Fig. 5.33(a), aun cuando lógicamente su variación aumenta respecto a las habituales distribuciones reales. La excitación de las ranuras alcanzada con esta modificación se muestra también en la Fig. 5.32, bajo el nombre de optimización 2, la cual sigue perfectamente el objetivo marcado en módulo y fase.

Una vez acotado el problema de optimización de una fila, éste se extiende a la agrupación 8×8 completa de la Fig. 5.31. Este ejemplo resulta idóneo para la comparativa entre los diferentes métodos planteados, dada la dificultad del ajuste de fase. Concretamente, se compara el funcionamiento de los métodos circuital y matricial, distinguiendo este último entre su primera versión y la que incorpora la variación de los acoplamientos externos. Los tres algoritmos proporcionan resultados similares, ya que consiguen converger una vez invertidos los offsets de las ranuras conflictivas. El estudio se centra por tanto en la rapidez de convergencia, en base a la medida del error por iteración mostrado en la Fig. 5.34.

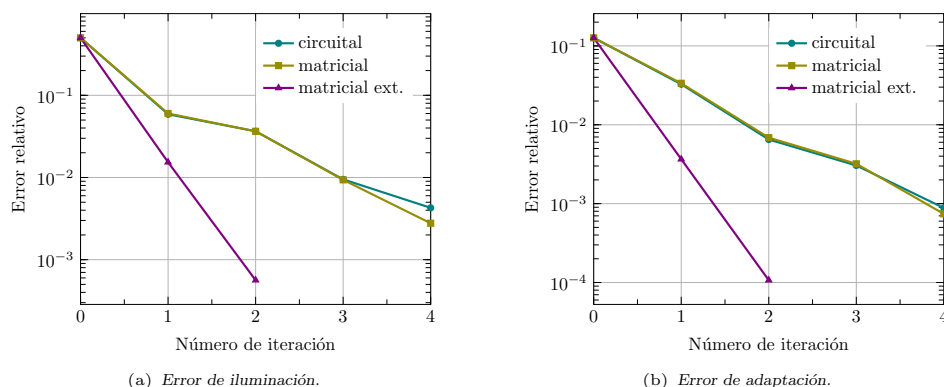


Figura 5.34: Errores por iteración, relativos a las condiciones de iluminación y adaptación, en la optimización de la agrupación de la Fig. 5.31 a 9 GHz, comparando diferentes métodos.

Como ya ocurría con el ejemplo anterior, el método circuital y matricial evolucionan de forma muy similar debido a la equivalencia de las aproximaciones realizadas. En este caso no obstante, ambos métodos convergen más lentamente por la gran exigencia del problema. La condición de iluminación baja de un 50% de error en el diseño inicial a un 6% en la primera iteración, confirmando así su eficacia en la corrección. Sin embargo, las siguientes iteraciones reducen de forma menos contundente el error, pasando de un 6% a un 3.5% y de éste a un 1%. Ambos métodos revelan por tanto cierta dificultad a la hora de rebajar el error, cuando éste se encuentra ya en valores reducidos. A pesar de ello, ambos demuestran su robusta capacidad de optimización en un ejemplo de gran dificultad, con longitudes y offsets muy variables y un error inicial elevado.

El principal impedimento en la convergencia del algoritmo reside en los fuertes acoplamientos externos entre ranuras. Así, el ajuste de offsets realizado en cada iteración provoca una variación apreciable en las interacciones mutuas, la cual no se contempla has-

ta la siguiente iteración cuando se recalculan las matrices. Este inconveniente se resuelve parcialmente con la versión del método matricial que incluye acoplamientos externos. La significativa mejora de convergencia se aprecia de forma evidente en la Fig. 5.31. A partir del mismo error de iluminación inicial de un 50 %, la primera iteración lo rebaja hasta un 1.5 %, reduciéndose a un valor despreciable con la segunda iteración.

En conclusión, en esta sección se ha implementado primero el método clásico de Elliot para la optimización de agrupaciones resonantes. Su formulación se ha generalizado para hacerla compatible con el análisis MoM desarrollado en esta tesis. Por otro lado, se ha propuesto un procedimiento de optimización alternativo, planteado a partir del propio sistema MoM, al que se incorporan las condiciones de iluminación y adaptación. La linealización de las aproximaciones de los términos involucrados permite plantear un sistema de ecuaciones, cuya solución aporta los nuevos parámetros de las ranuras. La similitud de la formulación hace que ambos métodos proporcionen resultados prácticamente idénticos en cada iteración. No obstante, la filosofía del método matricial permite una extensión más simple a estructuras multinivel, sin necesidad de recurrir al modelo circuital. Además, su formulación posibilita la incorporación de los acoplamientos externos mediante una sencilla aproximación, acelerando sensiblemente su velocidad de convergencia.

5.2.2. Agrupaciones de onda progresiva

Los métodos de optimización anteriores se pueden extender a agrupaciones de onda progresiva. Aunque la estrategia circuital sería igualmente válida en este caso, se ha optado por implementar el método matricial debido a las ventajas descritas previamente. Únicamente se recogen aquí las variaciones respecto a la formulación resonante, necesarias para abordar el nuevo problema de optimización. Como ya se ha mencionado, el foco principal de este capítulo se centra sobre agrupaciones resonantes. Así, la implementación del algoritmo se ha restringido a agrupaciones formadas por una única guía. Queda pendiente por tanto su extensión a agrupaciones bidimensionales y a guías alimentadas por ranuras de acoplo.

Como se explica en la Sección 5.1.2, las condiciones a cumplir por la agrupación de onda progresiva son la distribución de pesos a_i en las ranuras y la potencia residual t_{res} al final de la guía. El nivel de adaptación está garantizado si se escoge un ángulo de apuntamiento adecuado. Por tanto, la condición de adaptación del algoritmo de optimización es reemplazada por la de la potencia residual. Siguiendo el análisis MoM del problema, dicha potencia se calcula a partir del parámetro de transmisión S_{21} al puerto situado al final de la guía, aplicando $t_{\text{res}} = |S_{21}|^2$. Recuérdese que el diseño y optimización de agrupaciones de onda progresiva se basan en un análisis en guía rectangular infinita. El parámetro S_{21} se puede escribir como:

$$S_{21} = -\frac{1}{w_p} \sum_{k=1}^{N_p} \bar{I}_k^* \bar{V}_k + 1 \quad (5.56)$$

donde $()^*$ expresa el complejo conjugado. La expresión es muy similar a la del coeficiente de reflexión (5.22), facilitando así la adaptación del método de optimización.

El sistema MoM que define el análisis de la agrupación es formalmente idéntico al de una agrupación resonante (5.20). La única diferencia estriba en las admitancias internas $\bar{Y}_{ij}^{\text{int}}$ y el término de excitación \bar{I}_i , que en este caso no incluyen el término del cortocircuito. Siguiendo una estrategia similar a la de una agrupación resonante, la condición (5.56) y la de iluminación (5.21) se incorporan al sistema MoM (5.20), para llegar a la ecuación que define el proceso de optimización:

$$\bar{Y}_{ii} a_i + \sum_{j \neq i}^N \bar{Y}_{ij}^{\text{ext}} a_j + \sum_{j \neq i}^{N_p} \bar{Y}_{ij}^{\text{int}} a_j = B_p \bar{I}_i \sum_{k=1}^{N_p} \bar{I}_k^* a_k \quad (5.57)$$

siendo en este caso $B_p = (1 - S_{21})^{-1} = \left(1 - t_{\text{res}}^{1/2}\right)^{-1}$. Como se puede comprobar, no existen diferencias respecto a la optimización resonante, salvo por el conjugado del término de excitación en el sumatorio de la derecha de la igualdad. En consecuencia, por motivos de brevedad no se repiten aquí las expresiones empleadas por el algoritmo de optimización.

En el proceso de optimización caben dos planteamientos diferentes. La opción más directa consiste en modificar la longitud y el offset de cada ranura, las cuales controlan fundamentalmente la amplitud y fase de su excitación respectivamente. Se aplicaría por tanto el mismo ajuste que en las agrupaciones resonantes. No obstante, el modo en onda progresiva también permite alcanzar el objetivo manteniendo la longitud de las ranuras, y cambiando su posición axial z_i en la guía, la cual proporcionaría la fase requerida. Esta segunda opción adoptaría un planteamiento similar al seguido por el método de diseño explicado en la Sección 5.1.2. Aquí se ha optado por la primera alternativa debido a su similitud con el método implementado para agrupaciones resonantes. De este modo, el procedimiento de optimización sigue el mismo algoritmo definido por el diagrama de flujo de la Fig. 5.29.

Cabe resaltar que el método de optimización proporciona los valores de longitud y offset de las N ranuras de la agrupación. Teóricamente sin embargo debería quedar un grado de libertad en los valores z_i , que podría ser por ejemplo la posición de la primera ranura. Nótese que al disponer los elementos a lo largo de una guía infinita, los parámetros de la agrupación no dependen de su posición. Dicho grado de libertad, sin embargo, desaparece al asumir $S_{21} = t_{\text{res}}^{1/2}$, forzando así una fase nula a un parámetro del que únicamente se conoce su módulo. Para evitar un desplazamiento masivo de las ranuras, se puede establecer una fase ψ para el parámetro S_{21} idéntica a la de partida. Para ello, se introduciría dicha fase en la expresión del término $B_p = \left(1 - t_{\text{res}}^{1/2} e^{j\psi}\right)^{-1}$, manteniendo inalterado el resto del procedimiento.

El método de optimización matricial, adaptado para agrupaciones de onda progresiva, se prueba sobre la agrupación de 20 ranuras de la Fig. 5.11. La síntesis corresponde con una distribución de amplitud Taylor con un NLPS de 25 dB, a la que se impone la fase correspondiente a un apuntamiento del haz principal hacia $\theta_0 = 5^\circ$. La potencia residual toma el valor típico $t_{\text{res}} = 10\%$. El algoritmo parte del diseño inicial mostrado en la Sección 5.1.2, el cual ya proporcionaba una buena concordancia con las especificaciones deseadas. Específicamente se toma el diseño con ranuras equiespaciadas, con el propósito de conseguir una mejor correspondencia entre los pesos sintetizados y el diagrama deseado.

El resultado de la optimización se valora a partir del campo radiado por cada ranura en la dirección deseada, el cual se representa en la Fig. 5.35. El módulo de la excitación se ajusta ahora perfectamente al ideal, corrigiendo las pequeñas discrepancias en las ranuras de los extremos de la agrupación. El beneficio de la optimización se distingue más claramente en la fase de la Fig. 5.35(b), restaurando la requerida suma coherente de las ranuras. Este buen comportamiento se traduce en un diagrama de radiación prácticamente idéntico al ideal, tal y como se puede comprobar en la Fig. 5.36. Finalmente, la potencia residual también se corrige de forma satisfactoria, pasando de un 10.47% del diseño inicial a un 10.06% después de la optimización.

En consecuencia, el procedimiento de optimización matricial, ideado para agrupaciones resonantes, se ha adaptado de forma exitosa para un modo de operación en onda progresiva. Las modificaciones del método original se reducen a la incorporación del requisito de potencia residual, en lugar de la condición de adaptación previa. La extensión de estos prometedores resultados, asociados a una agrupación unidimensional, al resto de estructuras contempladas en este capítulo queda pendiente para futuros trabajos.

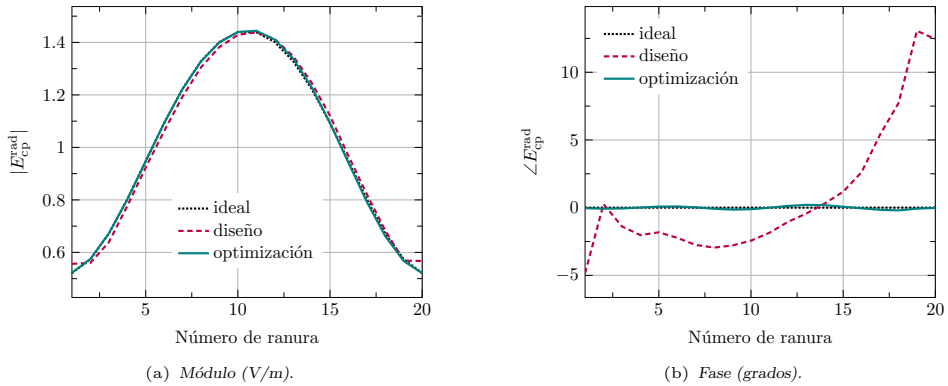


Figura 5.35: Componente copolar de campo radiado por cada ranura en el haz principal, resultado de la optimización de la agrupación de la Fig. 5.11 a 9 GHz, para una distribución Taylor con NLPS de 25 dB, una potencia residual $t_{res} = 10\%$ y un apuntamiento $\theta_0 = 5^\circ$.

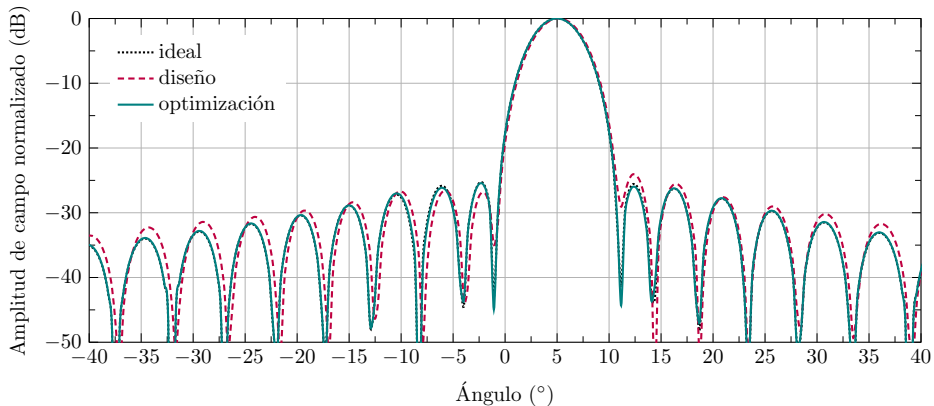


Figura 5.36: Diagrama de radiación copolar en el plano H a 9 GHz, resultado de la optimización de la agrupación de la Fig. 5.11 para una distribución Taylor con NLPS de 25 dB y un apuntamiento $\theta_0 = 5^\circ$.

5.2.3. Agrupaciones con polarización circular

El procedimiento de optimización de una agrupación resonante se mantiene válido si se reemplazan las ranuras por parejas ranura-dipolo. El diseño inicial de estas antenas se trata en la Sección 5.1.3, donde se demuestra su similitud con una agrupación de ranuras convencional. La única modificación estriba en el ajuste de los dipolos para radiar polarización circular. La extensión del algoritmo de optimización por tanto resulta sencilla, tomando como base el procedimiento matricial expuesto en la Sección 5.2.1.

El diagrama de flujo de la Fig. 5.37 sintetiza el procedimiento de optimización con elementos ranura-dipolo. El primer paso consiste en ajustar la longitud y ángulo de los dipolos para optimizar la relación axial en dirección broadside, manteniendo las ranuras iniciales. Esta tarea se lleva a cabo conforme a lo explicado en la Sección 5.1.3, tomando como referencia el comportamiento de una pareja ranura-dipolo aislada. Como en aquel caso, la longitud L_d y ángulo α_d del dipolo se mantienen uniformes a lo largo de toda la agrupación. Esta imposición facilita el proceso de ajuste, ya que resulta complicado conseguir una buena pureza de polarización individual en todos los elementos. Se ha comprobado

que la uniformización de los dipolos aumenta el ancho de banda en polarización, gracias a la mayor aleatoriedad en el comportamiento frecuencial de los elementos.

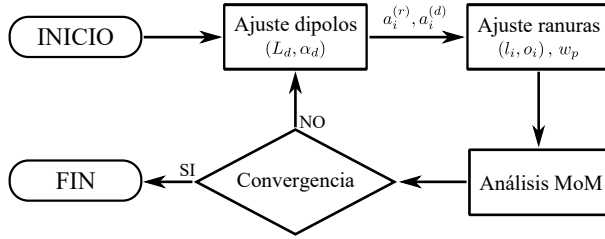


Figura 5.37: Diagrama de flujo del algoritmo de optimización matricial de una agrupación resonante de elementos ranura-dipolo.

Con el nuevo conjunto de dipolos, el método comienza el ajuste de las ranuras, el cual sigue el procedimiento matricial definido por la Fig. 5.29. Esta tarea devuelve la longitud y offset de las ranuras y el peso de las guías. Nótese que el cambio de offset de las ranuras requiere el mismo desplazamiento en los dipolos. Una vez ajustadas ranuras y dipolos, se analiza la estructura mediante el método MoM, lo que permite comprobar el grado de cumplimiento de las especificaciones. A continuación, se comprueba si el algoritmo ha convergido, y en caso negativo comienza de nuevo el proceso completo. El método finaliza cuando alcanza la convergencia en ese punto del diagrama de la Fig. 5.29. La evaluación de la convergencia comprueba si los parámetros optimizados cambian una magnitud menor que una tolerancia dada. No obstante, esta operación puede sustituirse por la verificación conjunta de las especificaciones de adaptación, radiación y polarización.

El método matricial de ajuste de las ranuras requiere una ligera modificación para contemplar la presencia de los dipolos. Así, la ecuación de optimización (5.25) con elementos ranura-dipolo se expresa como sigue:

$$\bar{Y}_{ii}a_i^{(r)} + \sum_{j \neq i}^N \bar{Y}_{ij}^{\text{ext}} a_j^{(r)} + \sum_{j \neq i}^{N_p} \bar{Y}_{ij}^{\text{int}} a_j^{(r)} - \sum_{j=1}^N \bar{S}_{ij} a_j^{(d)} = B_p \bar{I}_i \sum_{k=1}^{N_p} \bar{I}_k a_k^{(r)} \quad (5.58)$$

siendo $a_j^{(r)}$ la tensión requerida para la ranura j -ésima y $a_j^{(d)}$ la correspondiente a su respectivo dipolo. El término \bar{S}_{ij} denota la entrada correspondiente de la matriz de interacción entre ranura y dipolo. Esta modificación se traslada al sistema (5.39) resuelto por el algoritmo de optimización. Debido a que la interacción entre ranuras y dipolos se va a suponer constante en cada iteración, únicamente es necesario cambiar el término independiente de dicho sistema, escribiéndose ahora como:

$$b'_i = b_i + \sum_{j=1}^N \bar{S}_{ij} a_j^{(d)} \quad (5.59)$$

donde b_i es el término original definido por (5.45).

Como reflejan las expresiones anteriores, el algoritmo necesita las amplitudes $a_i^{(r)}$ y $a_i^{(d)}$ de las funciones base sobre ranuras y dipolos. En cambio, la condición de iluminación establece la amplitud a_i del campo copolar radiado por cada elemento radiante. Se dispone por tanto de la combinación del campo radiado por ranura y dipolo, mientras que la formulación del algoritmo necesita ambas magnitudes por separado. Los coeficientes $a_i^{(r)}$ y $a_i^{(d)}$ se podrían determinar asumiendo una cierta relación entre ellos. Como punto de partida, se toma el ejemplo de la Fig. 5.19 de una agrupación 9×9 , diseñada mediante el método explicado en la Sección 5.1.3 para una distribución uniforme. La Fig. 5.38 muestra

en línea discontinua el cociente entre el campo copolar radiado por ranura y dipolo, el cual manifiesta un comportamiento bastante irregular. Aunque se podría asumir que el campo radiado por la ranura es aproximadamente η_0 veces el del dipolo para conseguir polarización circular, la curva de la Fig. 5.38(a) no exhibe un comportamiento lo suficientemente uniforme para una optimización fiable.

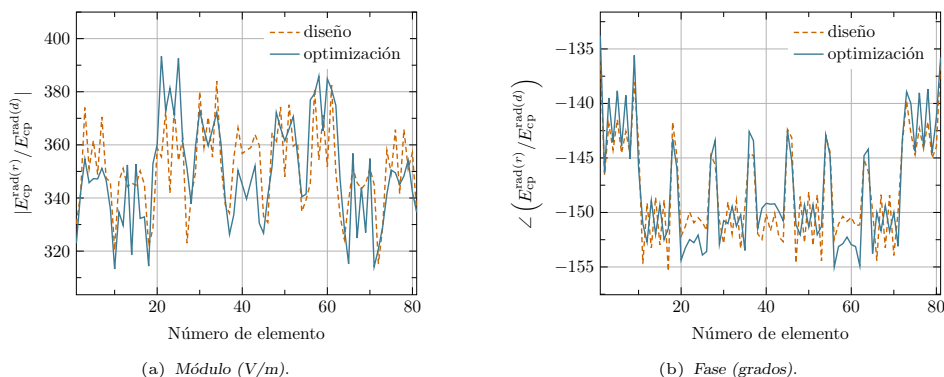


Figura 5.38: Relación de tensiones entre ranura y dipolo a 9 GHz, resultado de la optimización de la agrupación de la Fig. 5.19 con distribución uniforme.

El cumplimiento riguroso de la ecuación (5.58) precisa la determinación de la excitación $a_i^{(r)}$ y $a_i^{(d)}$ a partir de la especificación de los coeficientes a_i . Esta transformación se puede obtener incorporando al sistema MoM la relación entre las amplitudes de las funciones base y el campo radiado copolar. El primer paso por tanto consiste en establecer las igualdades $E_{cp,i}^{\text{rad}(r)} = K_i^{(r)} a_i^{(r)}$ para las ranuras y $E_{cp,i}^{\text{rad}(d)} = K_i^{(d)} a_i^{(d)}$ para los dipolos. Las constantes $K_i^{(r)}$ y $K_i^{(d)}$ se calculan fácilmente a partir de las expresiones del campo radiado copolar en dirección broadside. De esta forma, incorporando la ecuación $a_i = E_{cp,i}^{\text{rad}(r)} + E_{cp,i}^{\text{rad}(d)}$ al sistema (2.56) que define el análisis MoM, se puede plantear este otro sistema de ecuaciones:

$$\begin{bmatrix} [K^{(r)}] & [K^{(d)}] \\ [S] & [Z] \end{bmatrix} \begin{bmatrix} [a^{(r)}] \\ [a^{(d)}] \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} [a] \\ [0] \end{bmatrix} \quad (5.60)$$

donde $[K^{(r)}]$ es una matriz diagonal con los coeficientes $K_i^{(r)}$, mientras que $[K^{(d)}]$ es su homólogo pero con los valores $K_i^{(d)}$. Los términos $[S]$ y $[Z]$ denotan respectivamente la matriz de interacciones ranura-dipolo y la de impedancias de los dipolos, definidas en la Sección 2.2. Por su parte, los vectores $[a^{(r)}]$, $[a^{(d)}]$ y $[a]$ incluyen respectivamente los coeficientes $a_i^{(r)}$, $a_i^{(d)}$ y a_i .

La solución del sistema (5.60) de $2N$ ecuaciones lineales proporciona la requerida separada excitación de ranuras y dipolos. La carga computacional de esta tarea recae exclusivamente sobre la inversión del sistema, ya que todas sus entradas han sido o previamente calculadas, caso de las matrices $[S]$ y $[Z]$, o su evaluación es prácticamente inmediata como los coeficientes $K_i^{(r)}$ y $K_i^{(d)}$. Una vez resuelto, ya es posible plantear la ecuación de optimización (5.58) y proceder con el ajuste de las ranuras. La resolución de (5.60) se realiza una vez por iteración, al finalizar el ajuste de los dipolos en el diagrama de la Fig. 5.37. Recuérdese que el ajuste de las ranuras supone que la matriz $[S]$ no cambia.

El resultado del cociente entre el campo copolar radiado por ranuras y dipolos, aportado por el sistema (5.60), una vez optimizada la agrupación, se muestra también en la Fig. 5.38.

Como se puede apreciar, la relación óptima no sigue ningún comportamiento predecible más que el determinado por los acoplamientos entre elementos. Los resultados del procedimiento de optimización se recogen en las siguientes figuras. Por un lado, la contribución de cada pareja ranura-dipolo al campo radiado copolar se representa en la Fig. 5.39, comparada con la original del diseño inicial. Se percibe claramente el objetivo alcanzado de una distribución completamente uniforme en amplitud y fase.

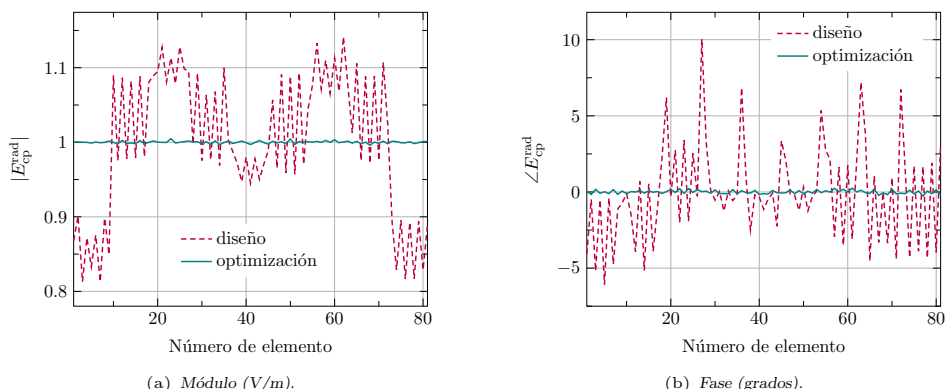


Figura 5.39: Componente copolar de campo radiado a 9 GHz por cada ranura-dipolo, resultado de la optimización de la agrupación de la Fig. 5.19 con distribución uniforme.

Por otro lado, la Fig. 5.40 incluye los diagramas de radiación y la relación axial en ambos cortes, únicamente de la agrupación optimizada. Respecto a los diagramas de la Fig. 5.40(a), corresponden estrictamente con los de una agrupación de amplitud uniforme, modificados por el diagrama del elemento. Como era de esperar, se percibe una mayor caída en el plano $\phi = 90^\circ$, si se compara con el plano E de la agrupación de ranuras equivalente, representado en la Fig. 5.28(b). A este respecto, la incorporación del dipolo ayuda a reducir la magnitud de los incipientes lóbulos de difracción con distribuciones uniformes, asociados con los espaciados habitualmente empleados en este tipo de agrupaciones. En cuanto a la relación axial de la Fig. 5.40(b) exhibe un óptimo comportamiento, con un mínimo valor de relación axial a lo largo del haz principal.

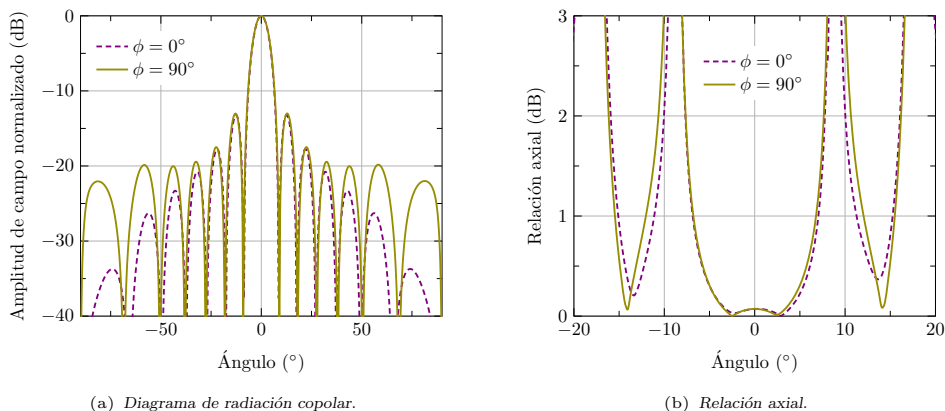


Figura 5.40: Diagrama de radiación copolar y relación axial a 9 GHz, resultado de la optimización de la agrupación de la Fig. 5.19 con distribución uniforme.

Finalmente, la Fig. 5.41 estudia la convergencia del método de optimización, a partir del error cometido por cada iteración. A los habituales errores de iluminación y adaptación, ya contemplados anteriormente, se añade el de polarización, definido como la desviación de la relación axial en escala lineal respecto a la unidad. Por una parte, si se aplica el método matricial original, la Fig. 5.41(a) demuestra su rápida convergencia, tanto en la condición de adaptación como de iluminación. La primera iteración rebaja ambos errores prácticamente por debajo del umbral de convergencia típico del 1%. En cuanto a la relación axial, la corrección de las ranuras lógicamente empeora el valor óptimo de partida, aunque se mantiene por debajo del umbral $RA = 1.01$ escogido. Nótese que el algoritmo no corrige los dipolos si la pureza de polarización es suficientemente buena. Por tanto, de nuevo se confirma la deseada poca influencia de los dipolos sobre el comportamiento de las ranuras. Este estudio se completa con los resultados obtenidos mediante el método matricial que incorpora la variación de los acoplamientos externos. Como refleja la Fig. 5.41(b), la convergencia del método mejora ligeramente, especialmente en la condición de iluminación.

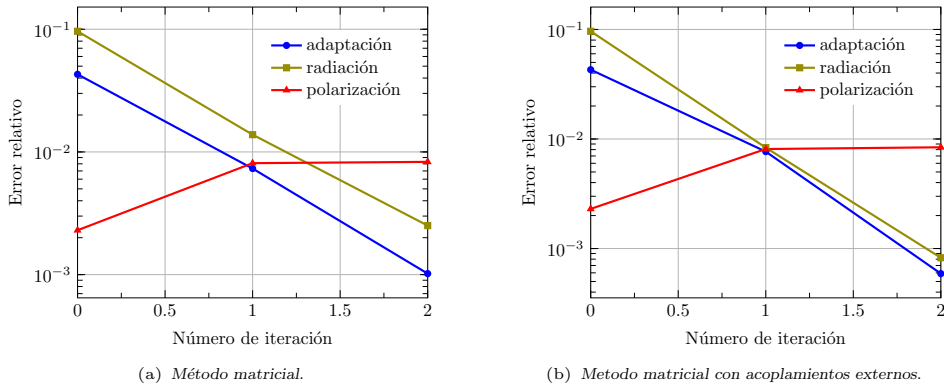


Figura 5.41: Errores por iteración, relativos a las condiciones de radiación, adaptación y polarización, en la optimización de la agrupación de la Fig. 5.19 a 9 GHz, con una distribución uniforme.

Como conclusión, se ha demostrado la eficacia del algoritmo de optimización implementado para agrupaciones ranura-dipolo. La incorporación de los dipolos no perturba apreciablemente la convergencia del método original. En la mayoría de las ocasiones, el ajuste de las ranuras no perturba sensiblemente la pureza de polarización de la antena. Este buen comportamiento reduce el coste que supone la inclusión de los dipolos en el algoritmo de optimización.

5.3. Agrupaciones con dos niveles

Tal y como argumenta la Sección 3.1, la alimentación de grandes agrupaciones al mismo nivel que las ranuras radiantes suele requerir redes enormemente complejas. Una solución muy frecuente consiste en implementar un reparto de potencias mediante una guía inferior, a través de una serie de ranuras de acoplo. Además de aliviar la exigencia de la red de alimentación, esta técnica permite aumentar el ancho de banda de la agrupación. En esta sección se contempla el diseño y optimización de una estructura formada por las guías superiores con ranuras radiantes, y una o varias guías inferiores de acoplo. Este paso intermedio hacia las más prácticas agrupaciones en tres niveles permite una exposición más sencilla.

Para evitar duplicidades, las siguientes secciones únicamente contemplan agrupaciones de ranuras resonantes. Los algoritmos propuestos son perfectamente extrapolables al caso de elementos ranura-dipolo, simplemente incorporando el ajuste adicional de la polariza-

ción circular. Como se ha comprobado en la Sección 5.2.3, los dipolos apenas interfieren en el funcionamiento de la agrupación, siendo válidas por tanto todas las conclusiones extraídas en el estudio de las antenas de ranuras. Finalmente, la extensión a antenas de onda progresiva queda pendiente para futuros trabajos.

Los resultados mostrados a lo largo de esta sección corresponden a la agrupación 8×8 dibujada en la Fig. 5.42. Sin perder generalidad, la antena se compone de una única guía de acoplo, con una distribución objetivo uniforme. El resto de datos son idénticos a los de las secciones anteriores y se encuentran detallados en el pie de la Fig. 5.42. Las ranuras de acoplo se orientan de forma oblicua con un offset nulo, siendo ésta su disposición habitual. Aunque también sería posible emplear ranuras longitudinales con un determinado offset, la topología de la Fig. 5.42 impone el mismo punto de alimentación de la guía superior independientemente del nivel de acoplamiento. Estas ranuras se orientan con ángulos alternados para compensar su separación de $\lambda_g^{(a)}/2$, siendo $\lambda_g^{(a)}$ la longitud de onda en la guía de acoplo. En consecuencia, se debe forzar que el espaciado de las guías radiantes sea igual al de las ranuras de acoplo, es decir, $(a + s) = \lambda_g^{(a)}/2$ siendo a la anchura de las guías radiantes y s el grosor de la pared que las separa. Como resultado, la anchura $a^{(a)}$ de la guía de acoplo queda determinada por el espaciado vertical de la agrupación.

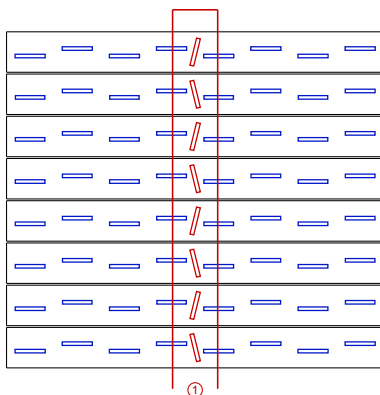


Figura 5.42: Agrupación de 8×8 ranuras con un nivel inferior de acoplo. Las guías radiantes corresponden al modelo WR-90 y la de acoplo tiene unas dimensiones $a^{(a)} = 23.259 \text{ mm}$ y $b^{(a)} = 11.63 \text{ mm}$. La anchura de todas las ranuras es $w = 2 \text{ mm}$, su grosor $t = 0.5 \text{ mm}$ y la separación entre guías radiantes $s = 1 \text{ mm}$.

5.3.1. Diseño circuital

El diseño de una agrupación con ranuras de acoplo se realiza a partir de su equivalente circuital, dibujado en la Fig. 5.43. La disposición inclinada sin offset, propia de la ranura de acoplo, presenta un modelo circuital aproximado consistente en una impedancia serie Z_a . Dicha impedancia se compone de un circuito que conecta en paralelo dos elementos. Uno de ellos corresponde a una carga imaginaria pura con una susceptancia B_a , que se puede modelar como un resonador LC paralelo. El segundo consiste en un transformador ideal de constante N_a , que conecta la ranura con la guía radiante superior, tal y como se dibuja en la Fig. 5.43(b). Las guías superior e inferior presentan unas impedancias Z'_0 y Z_0 respectivamente, con valores diferentes determinados por su anchura.

Desde el punto de vista de la guía inferior, el transformador se puede reemplazar por una impedancia Z_A , modelando el acoplamiento a la guía superior. Las subagrupaciones radiantes, conectadas a izquierda y derecha de la ranura de acoplo, se modelan mediante las admitancias Y_L y Y_R respectivamente, conectadas en paralelo. Los tramos de línea que unen dichas admitancias con el transformador presentan ambos una longitud de $\lambda_g/4$

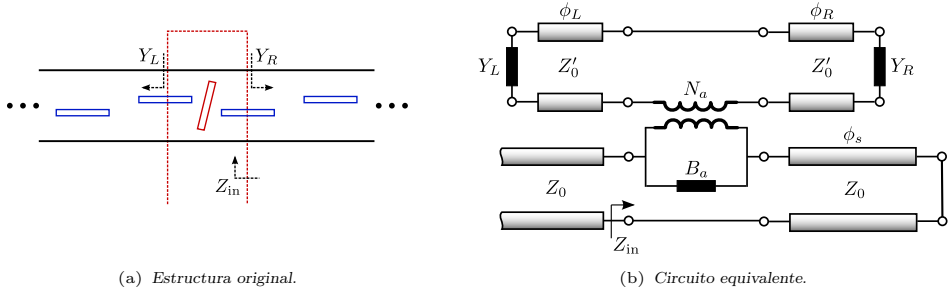


Figura 5.43: Circuito equivalente de una guía con ranuras radiantes acoplada a una guía inferior a través de una ranura de acoplo.

debido a su posición centrada. Por tanto, a la frecuencia de diseño actúan como un inversor de impedancias y aplicando la ecuación del transformador ideal se obtiene:

$$\bar{Z}_A = \frac{Z_0}{Z'_0} \frac{N_a^2}{\bar{Y}_R + \bar{Y}_L} \quad (5.61)$$

La impedancia Z_A del transformador se incorpora al circuito paralelo que conforma la ranura de acoplo, llegando así a la impedancia de entrada del circuito equivalente:

$$\bar{Z}_{in} = \left(\frac{Z_0}{Z'_0} \frac{N_a^2}{\bar{Y}_R + \bar{Y}_L} + j\bar{B}_a \right)^{-1} + j\bar{X}_{cc} = \left(\frac{Z_0}{Z'_0} \frac{N_a^2}{2\bar{Y}^{rad}} + j\bar{B}_a \right)^{-1} \quad (5.62)$$

donde $\bar{Y}^{rad} = (\bar{Y}_R + \bar{Y}_L)/2$ es la semisuma de la admitancia equivalente a izquierda y derecha de la ranura de acoplo. La reactancia \bar{X}_{cc} , correspondiente al tramo de línea cortocircuitada, es nula a la frecuencia de diseño, ya que el diseño resonante impone una longitud de $\lambda_g^{(a)}/2$.

El modelo circuital anterior se extiende de forma sencilla para caracterizar una agrupación formada por una guía inferior de acoplo conectada a P guías superiores. El circuito resultante se dibuja en la Fig. 5.44. El diseño completamente sintonizado de la estructura asume que se cumple la condición de adaptación en todos los niveles. Primero, la ranura de acoplo ve a nivel superior una guía radiante infinita sin ranuras, es decir, se cumple que $\bar{Y}_L + \bar{Y}_R = 1$. Por tanto, la condición de sintonización en la guía radiante impone $\bar{Y}^{rad} = 1$, como en la agrupación con excitación axial. La diferencia radica en que la suma de admitancias de todas las ranuras radiantes debe sumar dos en lugar de uno. En segundo lugar, la impedancia en el puerto de entrada de la guía de acoplo también debe cumplir $\bar{Z}_{in} = 1$.

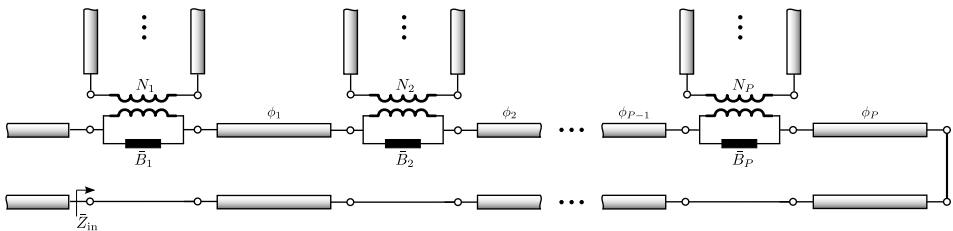


Figura 5.44: Circuito equivalente de una guía de acoplo conectada a P guías radiantes superiores.

La condición de sintonización permite independizar el diseño de los diferentes niveles. Por un lado, las ranuras radiantes se diseñan conforme a lo explicado en la Sección 5.1 para agrupaciones de un nivel. La diferencia estriba en el valor de conductancia a sintetizar por la ranura i -ésima en la guía número p , respondiendo en este caso a la expresión:

$$\bar{G}_i^{\text{sh}} = 2\bar{Y}_p^{\text{rad}} \frac{a_i^2}{\sum_{i=1}^{N_p} a_i^2} \quad (5.63)$$

El sumatorio en (5.63) abarca las N_p ranuras contenidas en la guía en cuestión, mientras que \bar{Y}_p^{rad} es la mitad de la suma de admitancias objetivo, siendo $\bar{Y}_p^{\text{rad}} = 1$ para el diseño sintonizado. Por su parte, la ranura de acoplo número p debe sintetizar una impedancia serie dada por la ecuación:

$$\bar{Z}_p^{\text{ser}} = \bar{Z}^{\text{acop}} \frac{b_p^2}{\sum_{i=1}^P b_i^2} \quad (5.64)$$

siendo \bar{Z}^{acop} la impedancia de entrada deseada y b_p el coeficiente de acoplo en la guía p -ésima. El conjunto de coeficientes b_p responde a la distribución de amplitud deseada en plano E. En el caso de que la distribución a_i no sea separable, dichos coeficientes se pueden calcular como:

$$b_p^2 = \sum_{i=1}^{N_p} a_i^2 \quad (5.65)$$

La síntesis de la impedancia de la ranura de acoplo se lleva a cabo mediante una tabla de diseño similar a la de las ranuras radiantes. A partir del análisis de una ranura aislada conectando dos guías infinitas, se calcula su impedancia equivalente serie, tal y como se explica en la Sección 3.5. Como resultado, se llega a una tabla que relaciona el ángulo de la ranura con la longitud resonante y la resistencia equivalente. Nótese que a diferencia de las ranuras radiantes, las de acoplo no interactúan a nivel superior al comunicar a guías diferentes. Al tratarse de una ranura aislada, el cálculo de la tabla conlleva un coste temporal mínimo. Una vez obtenida, los valores de impedancia (5.64) se traducen en los parámetros físicos de las ranuras de acoplo, definiendo así por completo la agrupación de dos niveles. Evidentemente, este proceso de síntesis no sería válido con una distribución a_i o una impedancia de entrada \bar{Z}^{acop} complejas.

Como ya se ha comentado, la condición de sintonización a nivel radiante implica que todas las ranuras de acoplo vean una guía infinita a nivel superior. Esta independencia entre niveles permite emplear directamente los valores de la tabla calculada. En caso de no cumplirse $\bar{Y}^{\text{rad}} = 1$, el diseño requiere en cambio una renormalización que contemple la carga adicional que supone la agrupación radiante sobre la ranura de acoplo. Partiendo de la admitancia \bar{Y}^{rad} deseada, que se va suponer real, se aplica la ecuación (5.62) imponiendo $\bar{B}_a = 0$ en la impedancia serie (5.64) a sintetizar. Así, igualando $\bar{Z}_{\text{in}} = \bar{Z}_p^{\text{ser}}$ en (5.62), se despeja el factor N_a requerido. Dicho valor se utiliza de nuevo en la ecuación (5.62), forzando ahora $\bar{Y}^{\text{rad}} = 1$, con lo que se obtiene la impedancia $\bar{Z}_p^{\text{ser}'} = \bar{Z}_p^{\text{ser}} / \bar{Y}^{\text{rad}}$ a sintetizar mediante la tabla calculada. Nótese que no se contempla el diseño con \bar{Y}^{rad} complejo ya que requiere ranuras no resonantes, no incluidas en la tabla de síntesis.

En resumen, el método de diseño circuital parte de la distribución de pesos a_i deseada en las ranuras radiantes. Además, se suele imponer la condición de adaptación $\bar{Z}_{\text{in}} = \bar{Z}^{\text{acop}} = 1$. Ambos requerimientos dejan un grado de libertad en el diseño circuital, la admitancia \bar{Y}^{rad} en cada una de las P guías radiantes. En esta sección se considera únicamente el caso completamente sintonizado, es decir, $\bar{Y}^{\text{rad}} = 1$ en las P guías superiores. Las implicaciones del valor \bar{Y}^{rad} escogido sobre el funcionamiento de la antena quedan relegadas a la Sección 5.5.

Con las consideraciones anteriormente expuestas, el método descrito se aplica a la agrupación 8×8 de la Fig. 5.42, para una distribución de amplitud uniforme. El resultado de la síntesis se puede observar en la Fig. 5.45, donde se representa la contribución individual

de cada ranura al campo radiado. El módulo de la excitación sigue el ya habitual patrón en diente de sierra con una caída en las guías extremo. En cuanto a la fase, se distingue el efecto de los modos evanescentes en las ranuras centrales de cada guía. Así, las ranuras radiantes más próximas a la de acoplo inferior exhiben una fase sensiblemente inferior al resto. Este fenómeno es inherente a la alimentación por ranura. Su influencia sobre el funcionamiento global de la antena depende obviamente del número de ranuras involucradas, es decir, del tamaño de las guías radiantes.

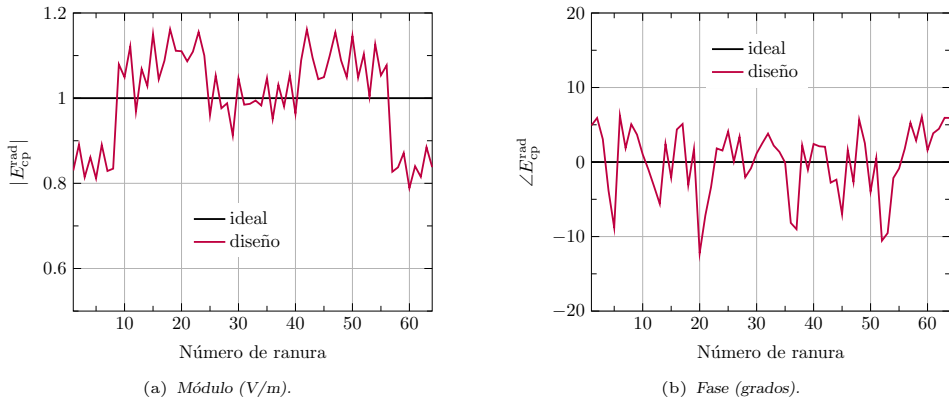


Figura 5.45: Componente copolar de campo radiado a 9 GHz por cada ranura en la agrupación de la Fig. 5.42, diseñada para una distribución uniforme.

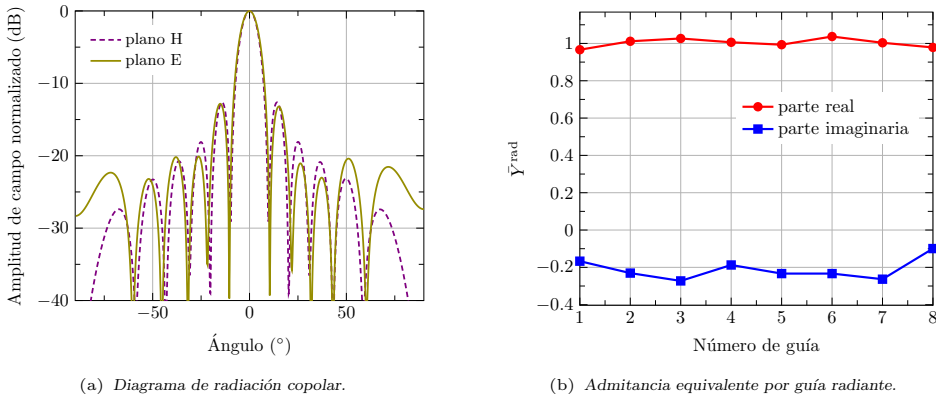


Figura 5.46: Diagrama de radiación copolar y admitancia equivalente en cada guía radiante a 9 GHz, en la agrupación de la Fig. 5.42, diseñada para una distribución uniforme.

El efecto de las ranuras problemáticas sobre el diagrama de radiación se puede comprobar en la Fig. 5.46(a), donde se representa éste a la frecuencia de diseño. No se distingue una distorsión apreciable de los diagramas respecto a la forma ideal de una apertura cuadrada uniforme. A este respecto, cabe resaltar que otro tipo de distribuciones, con un menor NLPS, mostrarían una mayor sensibilidad a este tipo de desviaciones en el diseño. La influencia de los elementos problemáticos es más notoria en el sensible parámetro de adaptación, siendo el coeficiente de reflexión $S_{11} = -14.6$ dB a la frecuencia de diseño. Aunque supone un nivel aceptable, se distingue un ligero empeoramiento respecto al de la Fig. 5.8(b), correspondiente al diseño de una agrupación similar sin ranuras de acoplo. De

nuevo, el efecto nocivo de los modos evanescentes en el diseño circuital sería más acusado con un menor número de elementos por guía. El comportamiento en adaptación a nivel radiante queda reflejado en la admitancia \bar{Y}^{rad} sintetizada. Este valor complejo se representa en la Fig. 5.46(b) en función del número de guía. La gráfica desvela el efecto de los modos evanescentes mayoritariamente sobre la parte imaginaria de la admitancia.

5.3.2. Algoritmo de optimización

A pesar de los buenos resultados mostrados por el método de diseño, conviene refinar el cumplimiento de las especificaciones mediante un algoritmo de optimización. Aplicado a agrupaciones de dos niveles, este procedimiento debe lidiar con la perturbación causada por los modos evanescentes entre cada ranura de acoplo y las radiantes más próximas. Su exigencia se hace más palpable en agrupaciones con guías radiantes de reducido tamaño. Como habitualmente, la misión del algoritmo consiste en asegurar el cumplimiento de la condición de iluminación de las ranuras radiantes y de adaptación en el puerto de entrada. Tal y como se ha comentado previamente, la optimización de una agrupación de dos niveles disfruta de un grado de libertad, correspondiente a la suma de admitancias a nivel radiante.

La agrupación objetivo consta de N ranuras radiantes sobre P guías, necesitando por tanto P ranuras de acoplo. La antena se divide en Q bloques con una guía de acoplo cada una. Aunque para facilitar la exposición del algoritmo, en esta sección se va a considerar $Q = 1$ bloque, el código implementado puede manejar un número Q arbitrario. Los ejemplos con diferentes subdivisiones se tratan en secciones posteriores.

El procedimiento propuesto realiza un ajuste secuencial en los dos niveles de la agrupación, reflejado en el diagrama de flujo de la Fig. 5.47. Como punto de partida se dispone de la condición de iluminación y adaptación a nivel radiante y de acoplo, dadas respectivamente por los N coeficientes a_i , las P admitancias \bar{Y}_p^{rad} y las Q impedancias \bar{Z}_q^{acop} . El método proporciona como salida la longitud y offset (l_i, o_i) de cada ranura radiante, la longitud y ángulo $(l_p^{(a)}, \alpha_p^{(a)})$ de cada ranura de acoplo, y los pesos w_q con los que alimentar cada una de las guías de acoplo en sus puertos de entrada.

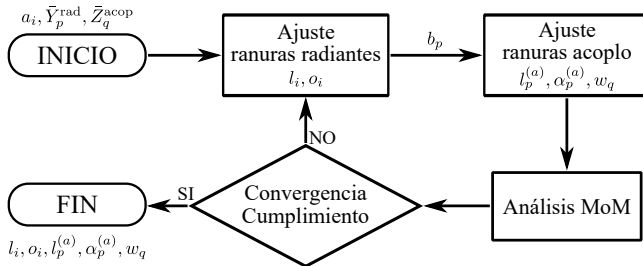


Figura 5.47: Diagrama de flujo del algoritmo de optimización matricial de una agrupación con dos niveles.

La corrección secuencial comienza con el ajuste de las ranuras radiantes a partir de los valores a_i y \bar{Y}_p^{rad} . Esta tarea da como resultado los parámetros (l_i, o_i) de las ranuras radiantes y la excitación b_p de las ranuras de acoplo, necesarios para cumplir las condiciones de iluminación y adaptación a nivel radiante. A continuación, se procede con el ajuste del nivel de acoplo tomando como entrada los coeficientes b_p y las impedancias \bar{Z}_q^{acop} . Esta tarea proporciona los parámetros $(l_p^{(a)}, \alpha_p^{(a)})$ de las ranuras de acoplo y los pesos w_q de cada guía. Una vez ajustados ambos niveles se ejecuta un análisis completo de la estructura, actualizando la matriz MoM empleada en los diferentes ajustes. Finalmente, se lleva a cabo una comprobación de convergencia o de cumplimiento de especificaciones. En

caso afirmativo, el proceso finaliza devolviendo los parámetros óptimos. En caso contrario, comienza una nueva iteración del procedimiento.

Ajuste de las ranuras radiantes

El procedimiento de ajuste de las ranuras radiantes, alimentadas por un nivel inferior, presenta muchas similitudes con el método expuesto en la Sección 5.1.1. La diferencia reside en la sustitución del modo fundamental incidente por el acoplamiento con una ranura, situada en la superficie inferior de la guía radiante. El método de ajuste matricial parte de la ecuación de la ranura radiante i -ésima dentro del sistema MoM, la cual se escribe como:

$$\bar{Y}_{ii}\bar{V}_i + \sum_{j \neq i}^N \bar{Y}_{ij}^{\text{ext}}\bar{V}_j + \sum_{j \neq i}^{N_p} \bar{Y}_{ij}^{\text{r1}}\bar{V}_j + \bar{Y}_{ip}^{\text{ra}}\bar{V}_p^a = 0 \quad (5.66)$$

El término \bar{Y}_{ij}^{r1} corresponde a la interacción entre ranuras radiantes en el interior de la guía, denotada como $\bar{Y}_{ij}^{\text{int}}$ anteriormente. El cambio de nomenclatura pretende enfatizar que representa la admitancia de ranuras radiantes en el nivel (1). Así, el nivel (0) se referiría al espacio libre, el nivel (1) a las guías radiantes y el nivel (2) a las guías de acoplo. Por su parte, el término \bar{Y}_{ip}^{ra} denota la interacción entre la ranura radiante i -ésima y la ranura de acoplo número p . Finalmente, la tensión \bar{V}_i corresponde a la ranura radiante y V_p^a a la de acoplo. Un dibujo de las diferentes interacciones y niveles se recoge en la Fig. 5.48.

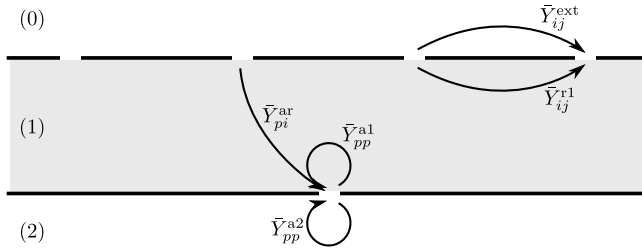


Figura 5.48: Interacciones entre las ranuras dispuestas en la guía radiante.

El método de optimización se basa en incorporar a la ecuación (5.66) las condiciones de iluminación y adaptación. Como ya es conocido, la primera exige la ecuación $\bar{V}_i = Ca_i$, mientras que la segunda se refiere a la imposición de las admitancias \bar{Y}_p^{rad} en las guías radiantes. En primera instancia, se supone una agrupación sintonizada a nivel radiante, esto es, $\bar{Y}_p^{\text{rad}} = 1$. En tal caso, la ranura de acoplo debe ver a nivel superior una guía radiante infinita. Dicha afirmación implica que la interacción con las ranuras radiantes compense la reflexión en los cortocircuitos finales. Nótese que tanto las ranuras radiantes como la de acoplo se comunican en el interior de una cavidad rectangular. Así, la ranura de acoplo p -ésima debe cumplir:

$$\bar{Y}_{pp}^{\text{a1(s)}}\bar{V}_p^a + \sum_{k=1}^{N_p} \bar{Y}_{pk}^{\text{ar}}\bar{V}_k = 0 \quad (5.67)$$

siendo $\bar{Y}_{pp}^{\text{a1(s)}}$ la contribución de los cortocircuitos a la autoadmitancia de la ranura de acoplo p en la guía radiante, y $\bar{Y}_{pk}^{\text{ar}} = \bar{Y}_{kp}^{\text{ra}}$ la interacción entre la ranura de acoplo p y la radiante k . El sumatorio en (5.67) abarca las N_p ranuras radiantes contenidas en la misma guía que la ranura de acoplo.

La condición (5.67) de sintonización a nivel radiante se puede extender si se requiere una admitancia $\bar{Y}_p^{\text{rad}} \neq 1$. Después de varias manipulaciones, se puede llegar a la siguiente expresión de la admitancia \bar{Y}_p^{rad} en función de los elementos del sistema MoM:

$$\left(\bar{Y}_p^{\text{rad}}\right)^{-1} = 1 + \frac{1}{\bar{Y}_{pp}^{\text{al(mono)}}} \left(\bar{Y}_{pp}^{\text{al(s)}} + \frac{1}{\bar{V}_p^a} \sum_{k=1}^{N_p} \bar{Y}_{pk}^{\text{ar}} \bar{V}_k \right) \quad (5.68)$$

donde $\bar{Y}_{pp}^{\text{al(mono)}}$ es la autoadmitancia de la ranura de acoplo en la guía radiante infinita, incluyendo exclusivamente la contribución del modo fundamental. Este término convierte el campo dispersado hacia la ranura en su admitancia circuital. Nótese que si se cumple (5.67), la ecuación (5.68) proporciona la esperada condición de sintonización $\bar{Y}_p^{\text{rad}} = 1$.

Combinando la condición de iluminación y adaptación (5.68), se obtiene de forma sencilla la constante de proporcionalidad:

$$\frac{C}{\bar{V}_p^a} = \frac{\left(\left(\bar{Y}_p^{\text{rad}}\right)^{-1} - 1\right) \bar{Y}_{pp}^{\text{al(mono)}} - \bar{Y}_{pp}^{\text{al(s)}}}{\sum_{k=1}^{N_p} \bar{Y}_{pk}^{\text{ar}} a_k} \quad (5.69)$$

la cual se incorpora a (5.66), dando como resultado la ecuación final que define la optimización de las ranuras radiantes:

$$\bar{Y}_{ii} a_i + \sum_{j \neq i}^N \bar{Y}_{ij}^{\text{ext}} a_j + \sum_{j \neq i}^{N_p} \bar{Y}_{ij}^{\text{r1}} a_j = B_p \bar{Y}_{ip}^{\text{ra}} \sum_{k=1}^{N_p} \bar{Y}_{kp}^{\text{ra}} a_k \quad (5.70)$$

siendo B_p la constante:

$$B_p = \bar{Y}_{pp}^{\text{al(s)}} - \left(\left(\bar{Y}_p^{\text{rad}}\right)^{-1} - 1\right) \bar{Y}_{pp}^{\text{al(mono)}} \quad (5.71)$$

Como se puede apreciar, la ecuación (5.70) es prácticamente idéntica a (5.25), correspondiente a la optimización de agrupaciones a un nivel. La única diferencia recae sobre el término de excitación, que en este caso corresponde a la interacción con la ranura de acoplo. Por tanto, se puede aplicar el mismo método expuesto en la Sección 5.2.1, reemplazando \bar{I}_i por \bar{Y}_{ip}^{ra} y empleando el nuevo valor del coeficiente B_p (5.71).

El cumplimiento de las condiciones impuestas requiere una tensión en las ranuras de acoplo dada por (5.69). El último paso de la tarea consiste en obtener el conjunto de coeficientes b_p que definen la distribución de amplitud en las ranuras de acoplo, debiéndose cumplir $\bar{V}_p^a = C' b_p$. Este paso sustituye, en el diagrama de flujo de la Fig. 5.29, al cálculo de los pesos w_p . Asumiendo una constante $C = -1$ en (5.69) se llega a la siguiente expresión:

$$b_p = B_p \sum_{k=1}^{N_p} \bar{Y}_{kp}^{\text{ar}} a_k \quad (5.72)$$

Este conjunto de valores b_p sirve de entrada a la tarea de ajuste de las ranuras de acoplo, explicada a continuación.

Ajuste de las ranuras de acoplo

A partir de los coeficientes b_p y de la condición de adaptación en las guías de acoplo determinada por \bar{Z}_q^{acop} , se lleva a cabo el ajuste de las ranuras de acoplo. La ecuación del sistema MoM relativa a la ranura de acoplo p -ésima sobre la guía q tiene esta expresión:

$$\bar{Y}_{pp}^{\text{a}} \bar{V}_p^a + \sum_{k=1}^{N_p} \bar{Y}_{pk}^{\text{ar}} \bar{V}_k + \sum_{j \neq p}^{N_q} \bar{Y}_{pj}^{\text{a2}} \bar{V}_j^a = w_q \bar{I}_p \quad (5.73)$$

En la ecuación (5.73), el término \bar{Y}_{pp}^a corresponde a la autoadmitancia de la ranura p de acoplo, suma de las contribuciones de la cavidad radiante superior y de la guía semiinfinita de acoplo inferior. Por otra parte, la admitancia \bar{Y}_{pj}^{a2} corresponde a la interacción entre las ranuras p y j de acoplo en el interior de su misma guía. Este término aparece en un sumatorio que incluye el resto de las ranuras de la guía q de acoplo. Por último, \bar{I}_p se refiere al término de excitación de la ranura p de acoplo. De este modo, la ecuación (5.73) presenta una estructura idéntica a (5.20), relativa a la optimización de las ranuras radiantes sobre guía semiinfinita. Nótese que el acoplamiento externo allí se convierte aquí en la interacción con las ranuras radiantes superiores.

Con un proceso similar al de la Sección 5.2.1, la condición de excitación deseada $\bar{V}_p^a = C'b_p$ y la de adaptación en cada guía de acoplo $\bar{Z}_{in,q} = \bar{Z}_q^{\text{acop}}$, se llega a la ecuación que define la optimización a nivel de acoplo:

$$\bar{Y}_{pp}^a b_p + \sum_{k=1}^{N_p} \bar{Y}_{pk}^{\text{ar}} a_k + \sum_{j \neq p}^{N_q} \bar{Y}_{pj}^{a2} b_j = D_q \bar{I}_p \sum_{k=1}^{N_q} \bar{I}_k b_k \quad (5.74)$$

siendo la constante D_q en este caso:

$$D_q = \frac{1}{1 + S_{qq}^A} = \frac{1 + \bar{Z}_q^{\text{acop}}}{2\bar{Z}_q^{\text{acop}}} \quad (5.75)$$

Una vez finalizado el ajuste de las ranuras de acoplo, los pesos de cada guía de entrada vienen dados por la expresión:

$$w_q = D_q \sum_{k=1}^{N_q} \bar{I}_k b_k \quad (5.76)$$

El procedimiento de ajuste de las ranuras sigue el mismo diagrama de flujo de la Fig. 5.29. El sistema (5.39) a resolver en cada ajuste parcial es muy similar, por lo que no se repite aquí la formulación completa, destacando únicamente las diferencias a considerar en su implementación. A este respecto, la ranura de acoplo inclinada no presenta una expresión analítica sencilla que permita aproximar los diferentes elementos involucrados. Por dicha razón, se calcula previamente la función $f_0^{(a)}(l^{(a)}, \alpha^{(a)})$ relativa a la integral de interacción entre una función base cosenoidal y el modo fundamental en la guía de acoplo infinita, variado la longitud y ángulo de la ranura. El mismo cálculo se lleva a cabo sobre la guía radiante infinita, evaluando así la función $f_0^{(r)}(l^{(a)}, \alpha^{(a)})$. La suavidad de estas funciones bidimensionales permite calcularlas con apenas una decena de puntos en cada dimensión, con un impacto mínimo en el coste total del procedimiento.

Dichas funciones permiten plantear las aproximaciones en las que se basa el algoritmo de optimización. Las expresiones recogidas en 5.2.1 siguen siendo mayoritariamente válidas reemplazando las variables a ajustar l_i y α_i por $l_p^{(a)}$ y $\alpha_p^{(a)}$. La función f_0 también es reemplazada por $f_0^{(a)}$ o $f_0^{(r)}$ según el caso.

Por una parte, el término de excitación \bar{I}_p , relativo a la guía inferior de acoplo, sigue la misma aproximación (5.27) pero sustituyendo f_0 por $f_0^{(a)}$. Lo mismo aplica a la interacción mutua entre ranuras de acoplo \bar{Y}_{pj}^{a2} , que se regiría por la ecuación (5.31) empleando ahora la $f_0^{(a)}$. Por otra parte, la admitancia mutua entre ranuras de acoplo y radiantes, materializada en el interior de la guía radiante, sigue la aproximación (5.31) reemplazando f_0 por $f_0^{(r)}$.

Finalmente, el término de autoadmitancia \bar{Y}_{pp}^a se divide entre la parte asociada a la guía radiante \bar{Y}_{pp}^{a1} y la relativa a la guía de acoplo \bar{Y}_{pp}^{a2} . Cada una de ellas se divide a su vez en el término de la guía infinita y el asociado al cortocircuito. Por conveniencia, se combinan las partes relativas a las guías infinitas superior e inferior en único término $\bar{Y}_{pp}^{a(0)}$, manteniendo los términos del cortocircuito por separado. Así, la autoadmitancia se escribe como:

$$\bar{Y}_{pp}^a = \bar{Y}_{pp}^{a1(0)} + \bar{Y}_{pp}^{a1(s)} + \bar{Y}_{pp}^{a2(0)} + \bar{Y}_{pp}^{a2(s)} = \bar{Y}_{pp}^{a(0)} + \bar{Y}_{pp}^{a1(s)} + \bar{Y}_{pp}^{a2(s)} \quad (5.77)$$

Como en los casos anteriores, el término fundamental de la autoadmitancia $\bar{Y}_{pp}^{a(0)}$ se aproxima calculando previamente una función $\bar{Y}^{a(0)}(l^{(a)}, \alpha^{(a)})$. Respecto a las contribuciones del cortocircuito, la asociada a la guía radiante $\bar{Y}_{pp}^{a1(s)}$ se aproximaría por la expresión (5.36) pero empleando la función $f_0^{(r)}$. De modo similar, la relativa a la guía de acoplo $\bar{Y}_{pp}^{a2(s)}$ tendría la misma expresión sustituyendo la función f_0 por $f_0^{(a)}$.

A partir de estas aproximaciones, el resto del procedimiento se formula tal y como se explica en la Sección 5.2.1, sustituyendo el offset de la ranura por su ángulo. La actualización de las matrices en cada ajuste parcial emplea las expresiones anteriores. En este punto, se debe tener en cuenta que cuando se actualiza la interacción con las ranuras radiantes \bar{Y}_{pk}^{ar} , también se deben cambiar los coeficientes b_p aplicando la fórmula (5.72). Nótese que la condición de iluminación únicamente establece la tensión a_i de las ranuras radiantes, debiendo modificar convenientemente la de las de acoplo b_p para su adecuado cumplimiento.

Resultados numéricos

El método de optimización se aplica a la agrupación de dos niveles diseñada en el apartado anterior. La condición de iluminación impone una distribución uniforme, mientras que las condiciones de adaptación se rigen por una sintonización completa a ambos niveles. Por un lado, el cumplimiento de la condición de iluminación se juzga a partir del campo radiado por cada ranura en dirección broadside, el cual se representa en la Fig. 5.49. De la inspección de las gráficas parece evidente que el algoritmo de optimización corrige con éxito las irregularidades en la excitación mostradas por el diseño inicial.

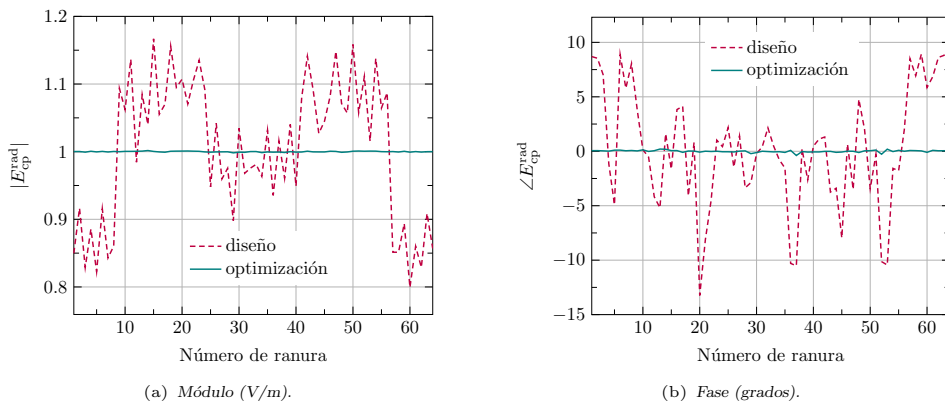


Figura 5.49: Componente copolar de campo radiado a 9 GHz por cada ranura, resultado de la optimización de la agrupación de la Fig. 5.42 para una distribución uniforme.

El diagrama resultante se muestra en la Fig. 5.50(a), calculado para la agrupación optimizada a la frecuencia de diseño. Lógicamente, en base a la excitación de las ranuras, ambos cortes corresponden a lo esperado para una apertura cuadrada uniforme. De nuevo aquí cabe destacar el incremento de la radiación cerca de la dirección endfire en plano E, causado por un espaciado vertical en torno a $0.7\lambda_0$. Sería conveniente reducir dicho espaciado en la medida de lo posible, o alternativamente imponer una distribución con una ligera caída en los extremos. Nótese que esta segunda opción aparece de forma natural con el diseño inicial de la agrupación. Finalmente, el parámetro de adaptación se muestra en la

Fig. 5.50(b) en función de la frecuencia. Como requiere la especificación, el procedimiento de optimización sintoniza perfectamente la agrupación a la frecuencia de diseño.

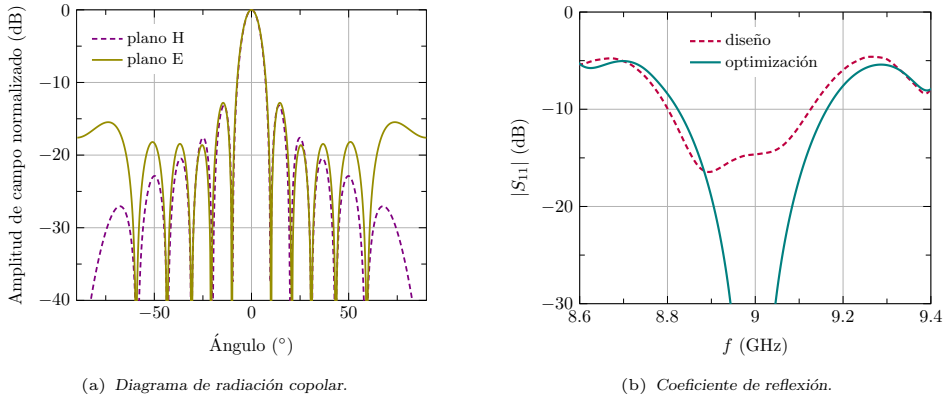


Figura 5.50: Diagrama de radiación copolar a 9 GHz y coeficiente de reflexión en función de la frecuencia, resultado de la optimización de la agrupación de la Fig. 5.42 para una distribución uniforme.

Finalmente, la Fig. 5.51 evalúa la convergencia del algoritmo iterativo de optimización. Con la incorporación de los acoplamientos externos, el método matricial converge muy rápidamente, mostrando los errores individuales por iteración en la Fig. 5.51(a). El error de adaptación de las ranuras radiantes computa la desviación de la admitancia \bar{Y}_p^{rad} obtenida respecto al objetivo, mientras que el de las ranuras de acoplo hace lo propio con la impedancia Z_q^{acop} . Finalmente, el error de iluminación se evalúa de la forma descrita en la sección anterior. Como se puede apreciar en la Fig. 5.51(a), los tres errores decrecen de forma similar, alcanzando valores mínimos ya con la segunda iteración.

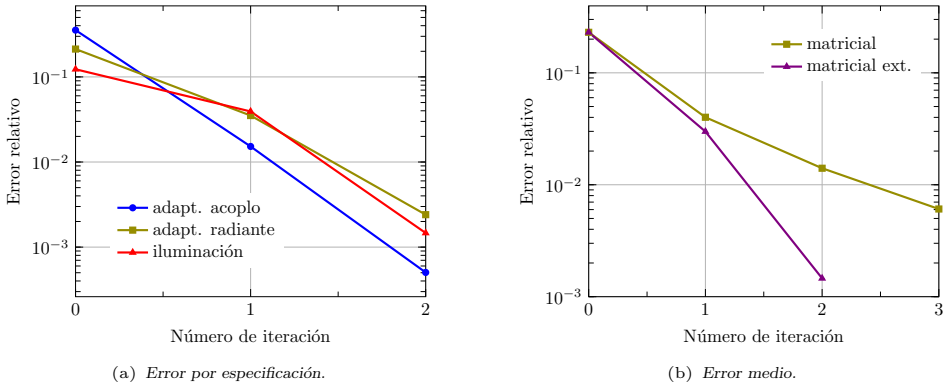


Figura 5.51: Errores por iteración en la optimización de la agrupación de la Fig. 5.42 para una distribución uniforme.

En la Fig. 5.51(b), por otro lado, se incluye el error promediado entre las tres condiciones anteriores, comparando el resultado del método matricial original o cuando se incorporan los acoplamientos externos. Las curvas del error confirman de forma inequívoca la conveniencia de incluir la aproximación de dichas interacciones en el método de ajuste. La diferencia se manifiesta especialmente cuando se pretende rebajar errores con niveles reducidos. En base a este resultado y los anteriores, de aquí en adelante el método de optimización incorpora por defecto la predicción de los acoplamientos externos.

5.4. Agrupaciones con tres niveles

En esta sección se extienden los métodos de diseño y optimización anteriores para contemplar agrupaciones compuestas por tres niveles de guías. Como se argumenta en la Sección 3.1, esta estructura disfruta de un uso más versátil ya que permite una subdivisión arbitraria en bloques. Además, la introducción de un tercer nivel de guía aporta la suficiente separación entre puertos de entrada, para encajar cómodamente la red de alimentación de las diferentes subagrupaciones. El planteamiento de las secciones anteriores simplifica la exposición de las diferentes alternativas de diseño en una agrupación de tres niveles. Así, tanto el diseño circuital como el algoritmo de optimización emplean un procedimiento secuencial, que recorre de arriba a abajo los diferentes niveles. Aunque cada etapa ajusta únicamente las ranuras del nivel correspondiente, debe incorporar la información de las guías superiores.

Como agrupación bajo prueba se escoge la misma antena 8×8 de la sección anterior, pero introduciendo un tercer nivel con la guía de entrada. Una vista superior de todas las ranuras involucradas y los diferentes niveles de guías se muestra en la Fig. 5.52(a). Entre las diferentes alternativas que ofrece la guía inferior, detalladas en la Sección 3.5, se ha tomado en primera instancia la de la Fig. 3.5(c), con una disposición en plano E. Independientemente de la colocación de la guía inferior, la ranura de entrada siempre se sitúa con un offset nulo en la cavidad de acoplamiento y una orientación perpendicular al eje de la guía. Como se ha comentado anteriormente, el tercer nivel permite una división de la agrupación realizables. Como ejemplo, la agrupación se sectoriza en 2×2 bloques en la Fig. 5.52(b). Se puede apreciar que las cuatro guías de entrada, pintadas en verde, dejan suficiente espacio para acomodar la red de alimentación a su mismo nivel.

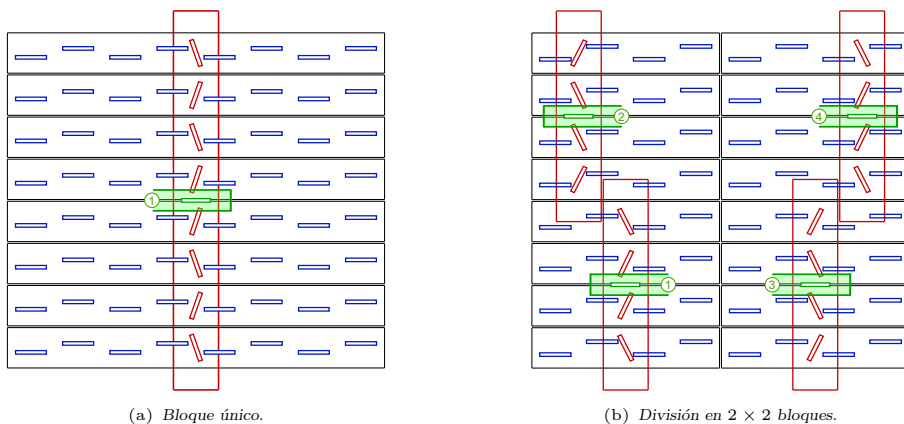


Figura 5.52: Agrupación de 8×8 ranuras con dos niveles inferiores de acoplamiento. Las guías radiantes corresponden al modelo WR-90 y las de acoplamiento y de entrada tienen unas dimensiones $a = 23.259$ mm y $b = 11.63$ mm. La anchura de todas las ranuras es $w = 2$ mm, su grosor $t = 0.5$ mm y la separación entre guías radiantes $s = 1$ mm.

En un primer apartado de esta sección se presenta el método de diseño seguido para determinar los parámetros de las ranuras de acoplamiento y de entrada. Este primer estudio de la estructura de acoplamiento sin elementos radiantes permite una exposición más clara de las diferentes variantes en cuanto a la guía de entrada. A continuación, al acoplador se le incorporan las ranuras radiantes, componiendo así el diseño de la agrupación de tres niveles requerida. A partir de este diseño inicial, la última parte de esta sección se dedica a exponer el método de optimización completo de la agrupación.

5.4.1. Diseño de acopladores por ranura

La estructura de acoplamiento de potencia en una agrupación de tres niveles abarca a todos sus elementos excepto las ranuras radiantes del nivel superior. Además, se consideran guías radiantes infinitas, eliminando sus cortocircuitos finales. El objetivo del diseño del acoplador consiste en conseguir los pesos b_p deseados en las guías superiores, medidos como parámetros de dispersión en unos puertos ideales colocados en dichas guías. En las Figs. 3.35, 3.37, 3.39 se puede observar diferentes ejemplos de acopladores hacia 8 guías radiantes, contemplando las distintas alternativas de colocación de la guía de entrada.

Siguiendo una estrategia similar al método descrito en la Sección 5.3, el diseño del acoplador se lleva a cabo de forma independiente para los dos niveles de ranuras involucrados. Únicamente en el caso de un diseño no sintonizado, las ranuras inferiores deben conocer el valor de la carga que supone el nivel superior, el cual ya no se podrá asumir como una guía infinita. En consecuencia, se define primero el método de diseño de las ranuras de acoplo superiores, para luego tratar las ranuras de entrada en sus diferentes versiones.

Ranuras de acoplo

El problema de diseño de las ranuras de acoplo se visualiza en le Fig. 5.53, junto con el circuito equivalente asociado. Como ya se conoce, una ranura que comunica dos guías es modelada circuitalmente a nivel superior mediante un transformador ideal. Debido a que la ranura de entrada se orienta de forma transversal en la guía de acoplo, dicho transformador está conectado en serie. A izquierda y derecha, esta ranura ve dos tramos de línea de desfase ϕ_L y ϕ_R respectivamente, conectados a ambas cargas \bar{Z}_L y \bar{Z}_R , las cuales modelan circuitalmente las ranuras de acoplo a ambos lados.

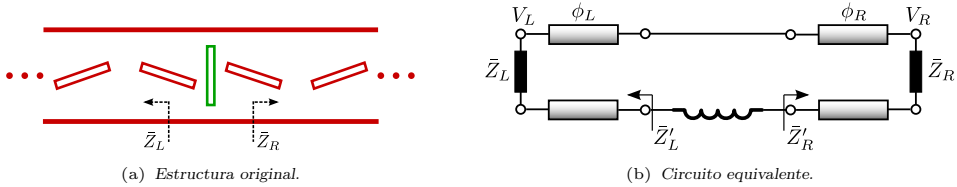


Figura 5.53: Circuito equivalente del nivel de las ranuras de acoplo.

La simetría de la alimentación impone unos tramos de línea con un desfase $\phi_L = \phi_R = \pi/2$, actuando por tanto como inversores de impedancia. Así, la ranura de entrada ve unas impedancias a izquierda y derecha de $\bar{Z}'_L = \bar{Z}_L^{-1}$ y $\bar{Z}'_R = \bar{Z}_R^{-1}$. La meta marcada obliga a que la potencia que fluye hacia izquierda y derecha siga la ley establecida por los pesos b_p objetivo. De este modo, la relación entre ambas potencias S_L y S_R debe ser:

$$\frac{S_R}{S_L} = \frac{\sum_{k \in k_R} b_k^2}{\sum_{k \in k_L} b_k^2} \quad (5.78)$$

donde el sumatorio del numerador abarca los índices k_R de las ranuras situadas a la derecha de la ranura de entrada, mientras que el del denominador incluye los índices k_L de las ranuras a la izquierda.

Este reparto de potencias objetivo se debe cumplir imponiendo las impedancias \bar{Z}_L y \bar{Z}_R adecuadas. Analizando el circuito de la Fig. 5.53(b), se llega fácilmente a la relación:

$$\frac{S_R}{S_L} = \frac{\bar{Z}'_R}{\bar{Z}'_L} = \frac{\bar{Z}_L}{\bar{Z}_R} \quad (5.79)$$

La ecuación (5.79) implica si se requiere una mayor potencia fluyendo hacia la parte derecha, se deben colocar en ese lado unas ranuras de acoplo con una menor impedancia. Este hecho aparentemente contradictorio proviene del efecto de los inversores de impedancia. Conviene recordar que esto no ocurre a nivel radiante, ya que en ese caso las ranuras se modelan por una carga conectada en paralelo, neutralizando así el efecto del inversor.

La determinación de las impedancias \bar{Z}_L y \bar{Z}_R requiere otra ecuación que las relacione. Como en el caso de las ranuras radiantes, se introduce el parámetro \bar{Z}^{acop} que define la suma de impedancias de las ranuras de acoplo de esta forma:

$$\bar{Z}^{\text{acop}} = \frac{2}{\bar{Z}'_R + \bar{Z}'_L} = \frac{2}{\bar{Z}_R^{-1} + \bar{Z}_L^{-1}} \quad (5.80)$$

El parámetro \bar{Z}^{acop} establece el grado de sintonización al nivel de acoplo. Si $\bar{Z}^{\text{acop}} = 1$, la impedancia que ve el transformador de la Fig. 5.53(b), y por tanto la ranura de entrada a nivel superior, es idéntica a la de una guía infinita. Tal caso corresponde al diseño sintonizado en el nivel de acoplo. Como establece la ecuación (5.80), el valor \bar{Z}^{acop} es el inverso de la impedancia que carga al transformador. A pesar de que $\bar{Z}^{\text{acop}} \neq \bar{Z}_L + \bar{Z}_R$, la impedancia definida como (5.80) es proporcional a la suma total de impedancias que modelan las ranuras de acoplo.

Combinando las ecuaciones (5.79)-(5.80), se llega finalmente a las impedancias:

$$\bar{Z}_R = \frac{\bar{Z}^{\text{acop}}}{2} \left(1 + \frac{S_L}{S_R} \right) \quad (5.81)$$

$$\bar{Z}_L = \frac{\bar{Z}^{\text{acop}}}{2} \left(1 + \frac{S_R}{S_L} \right) \quad (5.82)$$

A partir de los valores \bar{Z}_L y \bar{Z}_R , las ranuras a izquierda y derecha se diseñan siguiendo el procedimiento descrito en la Sección 5.3.1. Se contemplan así dos acopladores independientes de un nivel, imponiendo una impedancia de entrada \bar{Z}_L y \bar{Z}_R a izquierda y derecha respectivamente. Por tanto, la impedancia serie \bar{Z}_p^{ser} de la ranura de acoplo número p será:

$$\bar{Z}_p^{\text{ser}} = \bar{Z}_{L,R} \frac{b_p^2}{\sum_{k \in k_{L,R}} b_k^2} \quad (5.83)$$

dependiendo de la posición de la ranura a izquierda o derecha de la de entrada.

De forma habitual, el valor \bar{Z}_p^{ser} se sintetiza a partir de la tabla de diseño, calculada para una ranura aislada que comunica ambas guías infinitas. Con ello se obtiene la relación completa de longitudes $l_p^{(a)}$ y ángulos $\alpha_p^{(a)}$ para cada ranura de acoplo.

Ranura de entrada paralelo en plano H

Una vez determinadas las ranuras de acoplo, se diseña la ranura de entrada para cumplir el requisito de la impedancia de entrada. La primera alternativa estudiada consiste en una guía de entrada en plano H colocada de forma perpendicular a la guía de acoplo. La ranura de entrada queda así con una orientación paralela al eje de la guía de entrada (véase Fig. 3.5(a)), debiendo imponer un cierto offset para su excitación. Como ya es bien conocido, dicha ranura presenta un equivalente circuital en forma de una admitancia \bar{Y}^{sh} conectada en paralelo.

La Fig. 5.54(a) muestra la guía de entrada con la ranura longitudinal, la cual presenta una longitud $l^{(f)}$ y un offset $o^{(f)}$. El circuito equivalente de dicha estructura se dibuja en la Fig. 5.54(b). La distancia de la ranura al cortocircuito es un cuarto de longitud de onda en la guía de entrada, correspondiendo a un diseño resonante. La meta consiste por tanto en encontrar los valores de $l^{(f)}$ y $o^{(f)}$ que proporcionen la impedancia de entrada \bar{Y}_{in} deseada,

siendo ésta generalmente la unidad. A la frecuencia de diseño, la distancia de la ranura al cortocircuito determina que $\bar{Z}_{in} = 1/\bar{Y}^{sh}$. Por tanto, en el caso típico de requerir una adaptación perfecta $\bar{Y}_{in} = 1$, se debe buscar en la tabla de diseño la longitud $l^{(f)}$ y offset $o^{(f)}$ que proporcionen la conductancia $\bar{G}^{sh} = 1$.

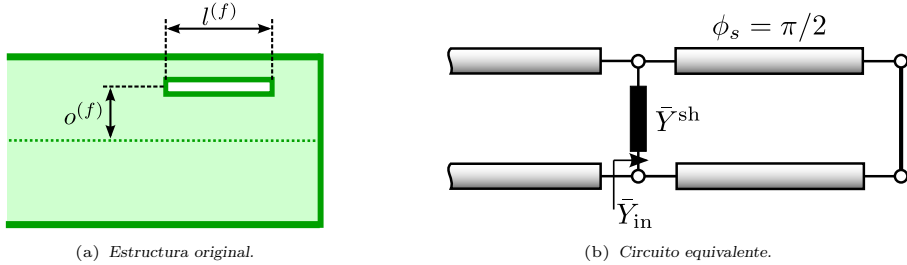


Figura 5.54: Circuito equivalente de una guía de entrada en plano H con una ranura longitudinal.

Como se ha comentado previamente, la tabla de diseño asume una guía superior infinita. Para mantener dicha condición en el diseño del acoplador, se debe imponer $\bar{Z}^{acop} = 1$. En un caso desintonizado que no cumpla tal condición, los datos de la tabla de diseño ya no permanecen válidos, debiendo modificarse para tener en cuenta las ranuras y cortocircuitos a nivel superior. Afortunadamente a partir del modelo circuital, se puede relacionar fácilmente la admitancia de la ranura cargada $\bar{Y}^{sh'}$ con la calculada en guía infinita \bar{Y}^{sh} , siendo $\bar{Y}^{sh'} = \bar{Y}^{sh}/\bar{Z}^{acop}$. Por tanto, para un diseño desintonizado, se aplica esta sencilla relación a la admitancia tabulada antes de extraer los valores de longitud y offset requeridos.

Ranura de entrada serie en plano H

La siguiente topología de acoplador corresponde a la estructura dibujada en la Fig. 3.5(b). En este caso la guía de entrada se coloca justo encima de la de acoplo, con sus ejes completamente paralelos. La ranura de entrada queda en una configuración transversal con offset nulo, respondiendo por tanto a una impedancia \bar{Z}^{ser} conectada en serie. Tanto la estructura original como su circuito equivalente se pueden visualizar en la Fig. 5.55.

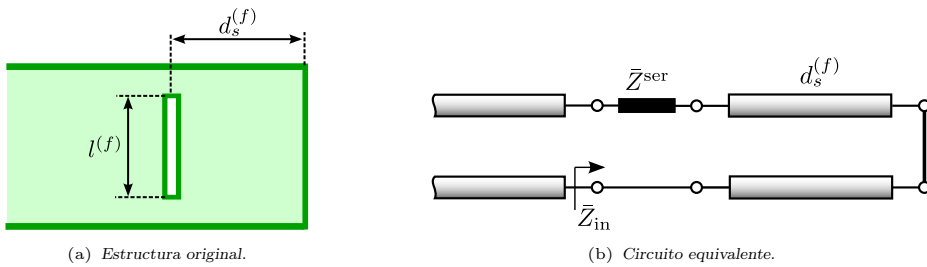


Figura 5.55: Circuito equivalente de una guía de entrada en plano H con una ranura transversal.

Una ranura resonante completamente transversal suele presentar un valor de resistencia muy elevado. Este hecho obliga a desplazar el cortocircuito desde su punto de excitación máxima, con el fin de lograr la adaptación en el puerto de entrada. En consecuencia, los parámetros de diseño en este caso son la longitud $l^{(f)}$ de la ranura y su distancia $d_s^{(f)}$ al cortocircuito. A partir del circuito equivalente de la Fig. 5.55(b), se llega fácilmente a la expresión de la impedancia de entrada:

$$\bar{Z}_{in} = \bar{Z}^{ser} + j \tan \left(\beta^{(f)} d_s^{(f)} \right) \tag{5.84}$$

donde $\beta^{(f)}$ es la constante de propagación del modo fundamental en la guía de entrada.

Los valores $l^{(f)}$ y $d_s^{(f)}$ se determinan fácilmente si se conoce la variación de la impedancia compleja $\bar{Z}^{\text{ser}} = \bar{R}^{\text{ser}} + j\bar{X}^{\text{ser}}$, en función de la longitud $l^{(f)}$ de la ranura. En el caso sintonizado, primero se impone la condición $\bar{R}^{\text{ser}} = 1$, de la que se obtiene la longitud $l^{(f)}$ deseada. A continuación, se evalúa la parte imaginaria de la impedancia para dicha longitud, calculando la distancia como $d_s^{(f)} = -\arctan(\bar{X}^{\text{ser}}) / \beta^{(f)}$. Como anteriormente, en un diseño desintonizado a nivel de acoplo, los valores tabulados de la impedancia \bar{Z}^{ser} se deben cargar previamente empleando la relación $\bar{Z}^{\text{ser}'} = \bar{Z}^{\text{ser}} / \bar{Z}^{\text{acop}}$.

Ranura de entrada paralelo en plano E

La última alternativa de diseño contempla la estructura dibujada en la Fig. 3.5(c). La guía de entrada en este caso se gira 90° para colocarla en plano E, con su dimensión estrecha paralela al plano horizontal. Esta disposición obliga a orientarla de forma perpendicular a la guía de acoplo. La ranura de entrada por tanto queda dispuesta de forma paralela a la dirección de propagación del modo incidente, tal y como se dibuja en la Fig. 5.56(a). Como es bien conocido, esta ranura presenta un circuito equivalente en forma de una admitancia \bar{Y}^{sh} conectada en paralelo como el de la Fig. 5.56(b).

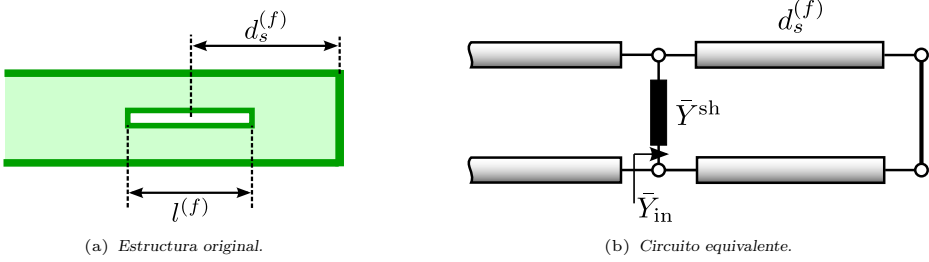


Figura 5.56: Circuito equivalente de una guía de entrada en plano E con una ranura longitudinal.

El método de diseño de la ranura de entrada sigue un planteamiento similar al de la opción anterior. También en este caso la ranura resonante suele exhibir una admitancia equivalente muy superior a la unidad, debiendo ajustar por tanto la longitud $l^{(f)}$ y su distancia $d_s^{(f)}$ al cortocircuito. Analizando el circuito equivalente de la Fig. 5.55(b), la admitancia de entrada se puede escribir como:

$$\bar{Y}_{\text{in}} = \bar{Y}^{\text{sh}} - j \cot(\beta^{(f)} d_s^{(f)}) \quad (5.85)$$

De nuevo aquí los valores $l^{(f)}$ y $d_s^{(f)}$ se obtienen de forma sencilla a partir de la variación de la admitancia compleja $\bar{Y}^{\text{sh}} = \bar{G}^{\text{sh}} + j\bar{B}^{\text{sh}}$ en función de la longitud $l^{(f)}$ de la ranura. En el caso de adaptación total $\bar{Y}_{\text{in}} = 1$, primero se obtiene la longitud $l^{(f)}$ a partir de la condición $\bar{G}^{\text{sh}} = 1$. Entonces, tomando la parte imaginaria de la admitancia para dicha longitud, se calcula la distancia $d_s^{(f)} = \text{arccot}(\bar{B}^{\text{sh}}) / \beta^{(f)}$. Como viene siendo habitual, el diseño desintonizado a nivel de acoplo requiere una modificación de los valores \bar{Y}^{sh} tabulados. El efecto de la carga a nivel superior se incorpora aplicando la expresión $\bar{Y}^{\text{sh}'} = \bar{Y}^{\text{sh}} / \bar{Z}^{\text{acop}}$.

Resultados numéricos

El método de diseño se aplica al acoplador incluido en la agrupación de la Fig. 5.52(a). Se trata de un acoplador 1:8 con los datos de las guías y ranuras detallados en el pie de figura. Para comprobar la eficacia del método, se contemplan las tres alternativas de guía de entrada detalladas anteriormente. Un dibujo de la disposición aproximada de las guías y

ranuras en los tres diseños se puede revisar en las Figs. 3.35, 3.37 y 3.39. Concretamente, se toma como objetivo una distribución de potencia uniforme hacia las ocho guías radiantes superiores, con sintonización a todos los niveles.

El resultado del parámetro de adaptación en el puerto de entrada se representa en la Fig. 5.57 en función de la frecuencia. En la gráfica se incluyen las curvas correspondientes a las tres soluciones contempladas, una guía de entrada en plano H con ranura longitudinal, en plano H con ranura transversal y en plano E con ranura longitudinal. Como se puede comprobar, los tres diseños muestran comportamientos similares, con una respuesta sintonizada a una frecuencia ligeramente superior a la de diseño. El ancho de banda obtenido no presenta diferencias significativas entre las tres configuraciones. La valoración del comportamiento frecuencial de este tipo de estructuras, los factores de los que depende y las soluciones de mejora se relegan a la Sección 5.5.

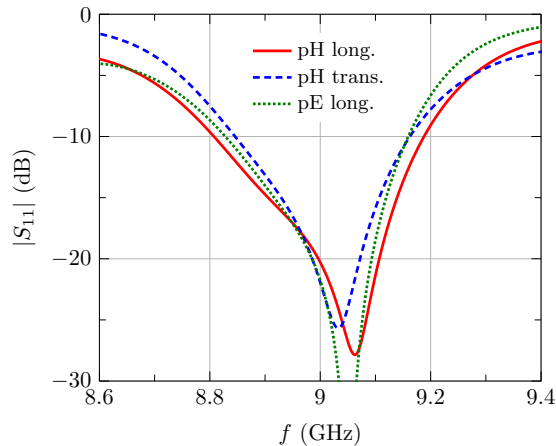


Figura 5.57: Módulo del parámetro S_{11} del acoplador de la Fig. 5.52(a) en función de la frecuencia, diseñado para un reparto de potencias uniforme. Se incluyen las tres alternativas de guía de entrada contempladas.

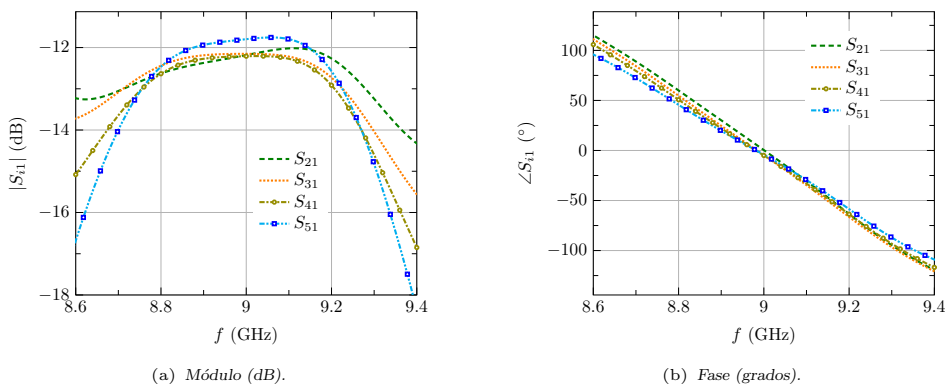


Figura 5.58: Parámetros S_{i1} del acoplador de la Fig. 5.52(a) en función de la frecuencia, diseñado para un reparto de potencias uniforme.

Por otro lado, la distribución de potencia entre las guías superiores se puede apreciar en la Fig. 5.58(a), donde se representa el módulo del parámetro de transmisión en función de la frecuencia. Por simetría, únicamente se incluyen las curvas de los cuatro primeros

puertos de salida. Como era de esperar, la potencia transmitida hacia todos los puertos es prácticamente idéntica, excepto para el quinto. Este último puerto, en conjunción con el sexto, difiere ligeramente del resto debido a la proximidad de sus ranuras de acoplo a la de entrada, con el consiguiente efecto de los modos evanescentes. Además, la transmisión hacia esas guías centrales decae más rápidamente con la frecuencia por su mayor distancia al cortocircuito. Dichas guías constituyen sin duda el caso peor en el funcionamiento eléctrico de los acopladores. En lo que respecta a la fase, representada en la Fig. 5.58(b), la diferencia entre puertos es menos significativa.

En resumen, el diseño circuital de los acopladores de doble nivel aportan unos resultados muy adecuados, tanto en adaptación como en transmisión. La única problemática reseñable reside en las guías centrales debido al efecto de los modos evanescentes. El buen funcionamiento del método se debe principalmente a la ausencia de acoplamientos entre ranuras a nivel superior, ya que comunican a distintas guías. A este respecto, la caracterización previa de la ranura aislada constituye una referencia eficiente y fiable para su diseño.

5.4.2. Diseño conjunto de la agrupación

El diseño completo de una agrupación de tres niveles, como las incluidas en la Fig. 5.52, combina todas las ecuaciones de diseño expuestas anteriormente. La agrupación consta de N ranuras dispuestas en P guías radiantes con Q guías de acoplo y de entrada. Las especificaciones de partida del método son los pesos a_i de la excitación de cada ranura, la admitancia \bar{Y}_p^{rad} en las guías radiantes, la impedancia \bar{Z}_q^{acop} correspondiente a las guías de acoplo, y la impedancia \bar{Z}_q^{in} en las guías de entrada, determinando estas últimas el parámetro de adaptación deseado. Los parámetros de adaptación a los diferentes niveles se pueden variar de forma individual en cada guía, aunque por simplicidad se suelen escoger de forma uniforme en cada nivel.

Otros datos de diseño establecidos a priori son las dimensiones de todas las guías involucradas y el grosor y anchura de las ranuras. La anchura de las guías radiantes y el grosor de la pared de separación establecen el espaciado de los elementos en cada dimensión. Estos parámetros se deben escoger de forma cuidadosa para conseguir las especificaciones de diagrama de radiación deseadas, evitando la aparición de lóbulos de difracción. La anchura de las guías de acoplo, por su parte, vienen determinadas por el espaciado a nivel superior, mientras que las dimensiones de las guías de entrada dependen de la red alimentadora. Respecto a las ranuras, la elección de su anchura supone un compromiso entre ancho de banda y pureza de polarización. Su grosor, en cambio, depende casi exclusivamente del método de fabricación empleado o de los requerimientos de robustez mecánica.

Una vez escogidos todos estos datos, el diseño debe proporcionar como parámetros de salida la longitud l_i y offset o_i de cada ranura radiante, la longitud $l_p^{(a)}$ y ángulo $\alpha_p^{(a)}$ de cada ranura de acoplo y la longitud $l_q^{(f)}$ y el offset $o_q^{(f)}$ o distancia al cortocircuito $d_{s,q}^{(f)}$ de las ranuras de entrada. Adicionalmente, en el caso de existir más de un bloque, $Q > 1$, el método también debe aportar los pesos w_q con los que se alimenta cada uno de ellos.

Comenzando con el nivel radiante, los coeficientes de excitación a_i y la admitancia \bar{Y}_p^{rad} determinan la conductancia de cada ranura mediante la ecuación (5.63). Su correspondencia en la tabla de diseño proporciona los parámetros l_i y o_i . Obviamente, el sumatorio en (5.63) únicamente abarca los índices de las N_p ranuras situadas en la misma guía radiante. Por otra parte, la tensión b_p de cada ranura de acoplo determina la excitación de la guía radiante superior, dada por (5.65). A partir de b_p y de \bar{Z}_q^{acop} , la impedancia de cada ranura de acoplo se calcula aplicando (5.83), donde de nuevo el sumatorio incluye sólo los elementos de la misma guía de acoplo. La búsqueda de estos valores en la tabla de diseño aporta los parámetros $l_p^{(a)}$ y $\alpha_p^{(a)}$. Recuérdese que dicha tabla se debe normalizar por la impedancia \bar{Y}_p^{rad} , en caso de que ésta sea distinta de la unidad. Por último, el diseño de la ranura de entrada proporciona, a partir del valor \bar{Z}_q^{in} deseado, los parámetros $l_q^{(f)}$ y $o_q^{(f)}$ o $d_{s,q}^{(f)}$.

Para ello, se aplican las ecuaciones expuestas en la sección anterior, dependiendo de la alternativa escogida. El último paso consiste en calcular los pesos de cada bloque w_q en los que se divide la antena, que vienen dados por la expresión:

$$w_q^2 = \sum_{k \in B_q} a_k^2 \quad (5.86)$$

Como se ha podido comprobar, el diseño de las ranuras radiantes y de acoplo siguen expresiones similares, situándose ambas sobre cavidades rectangulares alimentadas por una ranura inferior. Sin embargo, ambos diseños presentan diferencias conceptuales y de funcionamiento importantes. En el caso del nivel radiante, la conductancia necesaria en cada ranura no depende del punto de alimentación, es decir, de la posición de la ranura de acoplo. Así por ejemplo, en la agrupación de la Fig. 5.52(a) con ocho elementos por guía, el diseño sintonizado uniforme requiere una conductancia $\bar{G}^{\text{sh}} = 1/4$ en cada ranura. Este valor no cambia aunque la ranura de acoplo se coloque en otra posición. En lo que respecta al nivel de acoplo, también con ocho ranuras en el mismo ejemplo de la Fig. 5.52(a), el diseño sintonizado uniforme proporciona el mismo valor $\bar{Z}^{\text{ser}} = 1/4$ para todos los elementos. Sin embargo, dicho reparto no se mantiene al mover la ranura inferior de entrada. Así por ejemplo, si ésta se coloca entre la segunda y la tercera ranura de acoplo, las dos primeras deberían sintetizar $\bar{Z}^{\text{ser}} = 1$, mientras que el resto $\bar{Z}^{\text{ser}} = 1/9$.

Esta importante diferencia respecto a las ranuras radiantes se debe a un distinto principio de funcionamiento. La ranura de acoplo en la guía radiante excita el modo fundamental de la cavidad rectangular, asegurando el mismo campo incidente a todas las ranuras radiantes. Este fenómeno es independiente de la posición de la ranura de entrada, siempre y cuando se encuentre entre dos ranuras de acoplo. En cambio, la ranura de entrada está colocada en un nulo del modo de la cavidad de acoplo. Las ranuras de acoplo por tanto se comportan como dos acopladores en guía semiinfinita, alimentados por una potencia dependiente de su impedancia de entrada. De esta forma, el campo incidente a cada ranura depende fuertemente del resto y de la posición de la ranura de entrada. Dicho fenómeno provoca una seria reducción del ancho de banda en acopladores asimétricos, algo que no ocurre en tal medida a nivel radiante. Trasladado al funcionamiento global de una agrupación, el ancho de banda de los diagramas de radiación en el plano vertical suele ser sensiblemente inferior al del corte horizontal.

El método de diseño se aplica primero a la agrupación de dos niveles de la Fig. 5.52(a), compuesta por 8×8 ranuras radiantes en un único bloque. En este caso se sintetiza una distribución Taylor con un objetivo de NLPS de 25 dB en ambos cortes. Las condiciones de adaptación toman su valor sintonizado, es decir, $\bar{Y}_p^{\text{rad}} = \bar{Z}_q^{\text{acop}} = \bar{Y}_q^{\text{in}} = 1$ en todas las guías. El resto de datos del diseño se detallan en el pie de la Fig. 5.52(a), fijando la frecuencia de trabajo en la habitual de 9 GHz. Nótese que la guía de entrada emplea la solución en plano E con ranura longitudinal.

El cumplimiento de la condición de iluminación se puede verificar a partir del campo radiado por cada ranura, mostrado en la Fig. 5.59. Por una parte, el módulo exhibe en la Fig. 5.59(a) una distribución similar a la deseada, siendo la mayor discrepancia la amplitud de las ranuras situadas en las dos guías centrales. La mayor excitación de dichos elementos proviene de la cercanía de sus ranuras de acoplo a la de entrada, fenómeno ya experimentado anteriormente. Respecto a la fase de la Fig. 5.59(b), presenta una evolución más irregular, magnificada por la reducida escala de la gráfica. De nuevo la mayor diferencia respecto a la fase uniforme se produce en los elementos de las guías radiantes centrales, junto con las ranuras radiantes más cercanas de la de acoplo.

La excitación así sintetizada proporciona el diagrama de radiación representado en la Fig. 5.60(a) en ambos planos principales. Aunque se alejan ligeramente de la forma ideal, el comportamiento de los diagramas en ambos planos es satisfactorio. El nivel de lóbulos se-

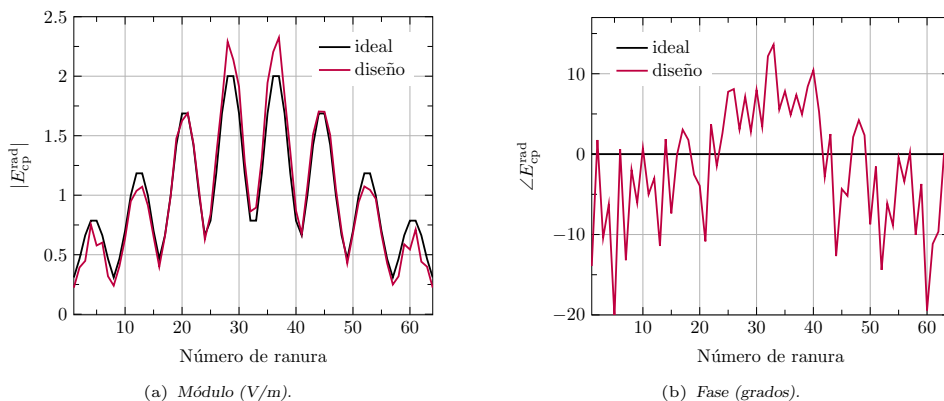


Figura 5.59: Componente copolar de campo radiado a 9 GHz por cada ranura en la agrupación de la Fig. 5.52(a), diseñada para una distribución Taylor de 25 dB en ambos planos.

cundarios se acerca a los -25 dB exigidos en diseño. Comparando ambos cortes, se distingue un mejor comportamiento en plano H, debido principalmente a los menores acoplamientos externos. Finalmente, la Fig. 5.60(b) muestra la respuesta en frecuencia del parámetro de adaptación en el único puerto de entrada. La curva corresponde de forma razonable a una resonancia en torno a 9 GHz, aunque ligeramente desplazada hacia frecuencia altas. El coeficiente S_{11} exhibe un valor aproximado de -15 dB a la frecuencia de diseño.

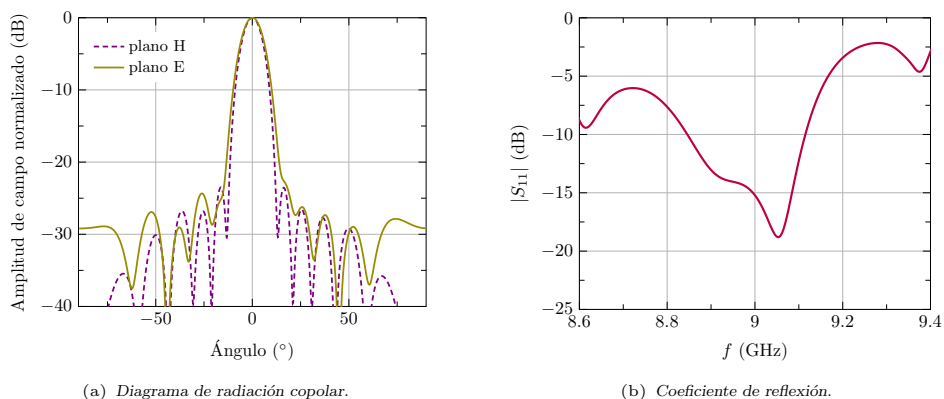


Figura 5.60: Diagrama de radiación copolar a 9 GHz y coeficiente de reflexión en función de la frecuencia, correspondiente al diseño de la agrupación de la Fig. 5.52(a) para una distribución Taylor de 25 dB en ambos planos.

A partir del compendio de resultados mostrado, se puede concluir que el método de diseño proporciona una agrupación que cumple razonablemente con las especificaciones deseadas. La mayor discrepancia proviene de las dos ranuras más próximas a la inferior, debido al efecto de los modos evanescentes. A este respecto, el error cometido por el diseño inicial aumentará al disminuir el número de elementos por guía radiante o de acoplo. Un ejemplo así más crítico es el recogido en la Fig. 5.52(b), donde la agrupación de 8×8 ranuras radiantes se divide en 2×2 bloques. Las ranuras problemáticas en este caso suponen la mitad del total, aumentando considerablemente la presumible desviación del diseño circuital.

Esta última afirmación se puede verificar mostrando los mismos resultados anteriores, pero relativos a la citada agrupación de 2×2 bloques. La excitación de cada ranura se

representa primero en la Fig. 5.61, donde se aprecia claramente el aumento del error. Especialmente destacable es la deriva de la fase, con una excursión superior a 100° . La fase media en cada guía radiante se mantiene aproximadamente constante, por lo que el error mayoritario se puede atribuir a la variación en las ranuras radiantes.

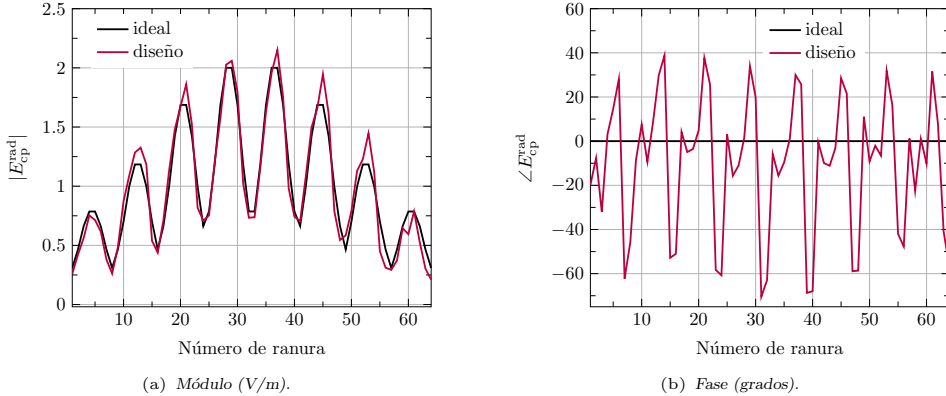


Figura 5.61: Componente copolar de campo radiado a 9 GHz por cada ranura en la agrupación de la Fig. 5.52(b), diseñada para una distribución Taylor de 25 dB en ambos planos.

El diagrama de radiación en ambos planos a la misma frecuencia se recoge en la Fig. 5.62(a). Si se compara con la Fig. 5.60(a), se distingue un claro empeoramiento respecto a la agrupación de un bloque. Llama la atención la deformación del diagrama en plano H, fruto de la mencionada irregularidad de fase en las ranuras radiantes. Al contrario, el diagrama en plano E, aun estando lejos de las especificaciones de 25 dB en lóbulos secundarios, exhibe un comportamiento más adecuado. Finalmente, la Fig. 5.62(b) expone los valores del módulo del coeficiente de reflexión activo en los cuatro puertos de entrada. La distinta respuesta en frecuencia se debe a la falta de simetría de la agrupación. Aun así, los puertos inferiores 1 y 3 presentan una curva más parecida entre sí, centrada a la frecuencia de diseño con un nivel de adaptación aceptable. En cambio, los puertos superiores 2 y 4 exhiben peores niveles de reflexión y una curva desplazada en frecuencia.

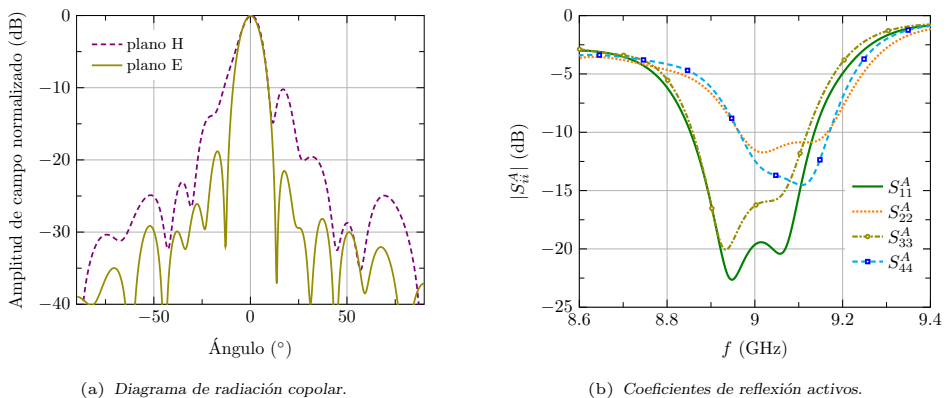


Figura 5.62: Diagrama de radiación copolar a 9 GHz y coeficientes de reflexión activos en función de la frecuencia, correspondiente al diseño de la agrupación de la Fig. 5.52(b) para una distribución Taylor de 25 dB en ambos planos.

En conclusión, el método de diseño proporciona una sencilla y eficiente herramienta para lograr una primera disposición de una agrupación de tres niveles. Dicho método proporciona un cumplimiento razonable de las condiciones de iluminación y adaptación, especialmente en agrupaciones con guías tamaño mediano y grande. Un ajuste fino del diseño requiere un algoritmo de optimización que incluya un análisis riguroso de la estructura. Este procedimiento resulta de especial interés en agrupaciones divididas en bloques de pequeño tamaño, donde los modos evanescentes exhiben una mayor influencia en el funcionamiento global de la agrupación. Este tipo de agrupaciones adquieren gran relevancia en aplicaciones que demanden un mayor ancho de banda.

5.4.3. Algoritmo de optimización

Los objetivos del algoritmo de optimización de una agrupación de tres niveles son idénticos a los del diseño inicial expuesto anteriormente. Además de la condición de iluminación dada por los pesos a_i , generalmente se impone una adaptación perfecta en los puertos de entrada, y por tanto $\bar{Z}_q^{\text{in}} = 1$. El cumplimiento de ambas condiciones aún deja dos grados de libertad, la impedancia \bar{Z}_q^{acop} a nivel de acoplo y la admitancia \bar{Y}_p^{rad} a nivel radiante. Los compromisos en la elección de ambos parámetros y su implicación en el funcionamiento de la agrupación se posponen a la Sección 5.5.

El algoritmo propuesto sigue la misma estrategia que en una agrupación de dos niveles, incorporando ahora las guías de entrada inferiores. El procedimiento actúa siguiendo el diagrama de flujo de la Fig. 5.63, mediante un ajuste secuencial de los tres niveles de la agrupación. Al comienzo del algoritmo se dispone de la condición de iluminación, determinada los N coeficientes a_i , y de adaptación a nivel radiante, de acoplo y de entrada, dadas respectivamente por las P admitancias \bar{Y}_p^{rad} , las Q impedancias \bar{Z}_q^{acop} y las Q impedancias \bar{Z}_q^{in} . El método proporciona como resultado los mismos parámetros descritos en el diseño circuital, detallados en el diagrama de la Fig. 5.63.

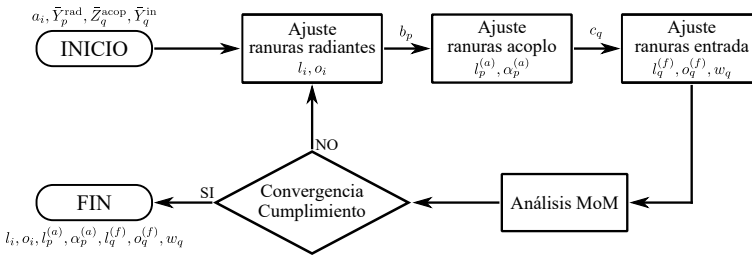


Figura 5.63: Diagrama de flujo del algoritmo de optimización matricial de una agrupación con tres niveles.

El ajuste secuencial comienza con las ranuras radiantes a partir de los parámetros a_i y \bar{Y}_p^{rad} . Esta tarea da como resultado los parámetros óptimos (l_i, o_i) y la excitación b_p necesaria a nivel de acoplo. A continuación, el ajuste de las ranuras de acoplo sintetiza los coeficientes b_p dada la impedancia \bar{Z}_q^{acop} . Este bloque proporciona los parámetros $(l_p^{(a)}, \alpha_p^{(a)})$ y la tensión c_q necesaria en las ranuras de entrada. A partir de c_q y la impedancia de entrada \bar{Z}_q^{in} requerida, se corrigen las ranuras de entrada en una última tarea, dando como resultado $l_q^{(f)}$ y $o_q^{(f)}$. Tal y como se explica en la Sección 5.4.1, en función de la alternativa escogida a nivel de entrada, el parámetro $o_q^{(f)}$ puede ser reemplazado por $d_{s,q}^{(f)}$. Este último bloque también devuelve los pesos w_q con los que excitar cada bloque.

Después de ajustar secuencialmente los tres niveles de ranuras, se analiza la agrupación, dando como resultado las prestaciones alcanzadas y la actualización de la matriz MoM. En ese punto, el algoritmo comprueba si se ha alcanzado la convergencia en los diferentes parámetros ajustados o si ya se han cumplido los objetivos bajo una determinada tolerancia.

En caso afirmativo de cualquiera de las dos comprobaciones, el proceso finaliza devolviendo los parámetros óptimos. En caso contrario, el algoritmo comienza una nueva iteración de ajuste y análisis.

A continuación se describen por separado los ajustes parciales incluidos en la Fig. 5.63. Se omite la corrección de las ranuras radiantes ya que sigue exactamente el mismo método explicado en la Sección 5.3.2.

Ajuste de las ranuras de acoplo

El procedimiento de ajuste de las ranuras de acoplo alimentadas por la ranura de entrada es muy similar al método seguido por las ranuras radiantes. El método de ajuste matricial tiene como punto de partida la ecuación de la ranura número p de acoplo dentro del sistema MoM, la cual se escribe como:

$$\bar{Y}_{pp}^a \bar{V}_p^a + \sum_{k=1}^{N_p} \bar{Y}_{pk}^{ar} \bar{V}_k + \sum_{j \neq p}^{N_q} \bar{Y}_{pj}^{a2} \bar{V}_j^a + \bar{Y}_{pq}^{af} \bar{V}_q^f = 0 \quad (5.87)$$

El término \bar{Y}_{pp}^a denota la autoadmitancia de la ranura de acoplo, compuesta por la contribución en la cavidad radiante superior y en la cavidad de acoplo inferior. La admitancia \bar{Y}_{pj}^{a2} , por su parte, corresponde a la interacción entre las ranuras de acoplo p y j , en el interior de la cavidad q de acoplo. La interacción \bar{Y}_{pk}^{ar} se produce entre la ranura de acoplo y las radiantes a las que alimenta. Finalmente, la admitancia \bar{Y}_{pq}^{af} describe la relación entre la ranura de acoplo y la de entrada. La Fig. 5.64 recoge un dibujo de las diferentes interacciones descritas. En cuanto a las tensiones \bar{V}_p^a , \bar{V}_k y \bar{V}_q^f , corresponden a las ranuras de acoplo, radiante y de entrada respectivamente.

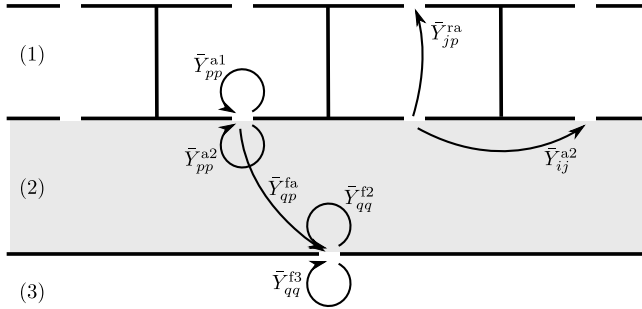


Figura 5.64: Interacciones entre las ranuras dispuestas en la guía de acoplo.

Como habitualmente, el método de optimización matricial incorpora al sistema, definido por la ecuación (5.87), las condiciones de iluminación y adaptación a nivel de acoplo. La primera exige la ecuación $V_p^a = C' b_p$, mientras que la segunda impone una impedancia \bar{Z}_q^{acop} en las guías de acoplo. A partir de la definición circuital de dicha impedancia, su valor se puede extraer mediante los elementos del sistema MoM como:

$$\bar{Z}_q^{\text{acop}} = 1 + \frac{1}{\bar{Y}_{qq}^{\text{f2(mon)}}} \left(\bar{Y}_{qq}^{\text{f2(s)}} + \frac{1}{\bar{V}_q^f} \sum_{k=1}^{N_q} \bar{Y}_{qk}^{\text{fa}} \bar{V}_k^a \right) \quad (5.88)$$

donde $\bar{Y}_{qq}^{\text{f2(mon)}}$ es la autoadmitancia de la ranura de entrada en la guía de acoplo infinita, incluyendo exclusivamente la contribución del modo fundamental. La expresión es muy similar a la obtenida a nivel radiante.

El diseño sintonizado de las ranuras de acoplo implica que la ranura de entrada tiene que ver una guía de acoplo infinita. Para ello, la interacción con las ranuras de acoplo debe compensar la reflexión en los cortocircuitos finales. Si se cumple esto, el término entre paréntesis en (5.88) se anula y por tanto $\bar{Z}_q^{\text{acop}} = 1$, condición que define la sintonización a nivel de acoplo.

Combinando la condición de iluminación y adaptación (5.88) con el sistema (5.87), se llega a la ecuación que define la optimización de las ranuras de acoplo:

$$\bar{Y}_{pp}^a b_p + \sum_{k=1}^{N_p} \bar{Y}_{pk}^{\text{ar}} a_k + \sum_{j \neq p}^{N_q} \bar{Y}_{pj}^{\text{a2}} b_j = D_q \bar{Y}_{qp}^{\text{fa}} \sum_{k=1}^{N_q} \bar{Y}_{qk}^{\text{fa}} b_k \quad (5.89)$$

siendo D_q la constante:

$$D_q = \bar{Y}_{qq}^{\text{f2(s)}} - (\bar{Z}_q^{\text{acop}} - 1) \bar{Y}_{qq}^{\text{f2(mono)}} \quad (5.90)$$

Finalmente, las condiciones a cumplir imponen una determinada excitación de las ranuras de entrada, dada por el conjunto de coeficientes c_q , calculados como sigue:

$$c_q = C_q \sum_{k=1}^{N_q} \bar{Y}_{qk}^{\text{fa}} b_k \quad (5.91)$$

Como se ha podido apreciar, todas las expresiones presentan una gran similitud con el ajuste realizado a nivel radiante. Por tanto, el procedimiento sigue el mismo diagrama de flujo general de la Fig. 5.29, omitiéndose aquí por brevedad los términos necesarios para definir el sistema (5.39) a resolver en cada ajuste parcial. Como se comenta en la Sección 5.3.2, la variación de las interacciones entre ranuras están gobernadas por las funciones $f_0^{(a)}(l^{(a)}, \alpha^{(a)})$ y $f_0^{(r)}(l^{(a)}, \alpha^{(a)})$ previamente calculadas. Por su parte, el término de autoadmitancia de las ranuras de acoplo sin cortocircuitos se obtiene precalculando su valor en función de su longitud y ángulo.

Respecto al método descrito en la Sección 5.3.2 se deben hacer un par de consideraciones adicionales. La primera, ya comentada allí, es que la actualización de la interacción con las ranuras radiantes \bar{Y}_{pk}^{ar} requiere recalculer los coeficientes b_p aplicando la fórmula (5.72). La segunda proviene del principio de funcionamiento del acoplador formado por ranuras inclinadas. Tal y como se ha argumentado anteriormente, la ranura de entrada ve dos acopladores independientes a izquierda y derecha sobre guía semiinfinita. Esta circunstancia establece una misma fase de la onda que incide a ambos acopladores, no pudiendo ajustarse por separado. Por tanto, en aquellas agrupaciones en las que se necesite una distribución de fase diferente a ambos lados, se debe mover la ranura de entrada para cumplir dicho requisito. Este ajuste, únicamente significativo en distribuciones de amplitud complejas, se realiza previamente a la corrección de las ranuras de acoplo. Nótese que este desplazamiento no es necesario a nivel radiante.

Ajuste de las ranuras de entrada

A partir de la distribución de tensiones c_q obtenida en el ajuste de las ranuras de acoplo, y la impedancia de entrada \bar{Z}_q^{in} deseada, se corrigen las ranuras de entrada para cumplir dichos requisitos. La ecuación del sistema MoM relativa a la ranura de entrada q -ésima sobre la guía q tiene esta expresión:

$$\bar{Y}_{qq}^{\text{f}} \bar{V}_q^{\text{f}} + \sum_{k=1}^{N_q} \bar{Y}_{qk}^{\text{fa}} \bar{V}_k^{\text{a}} = w_q \bar{I}_q \quad (5.92)$$

En la ecuación anterior, el término \bar{Y}_{qq}^f hace referencia a la autoadmitancia de la ranura de entrada, suma de las contribuciones de la cavidad de acoplo superior y de la guía semi-infinita de entrada inferior. Por otra parte, la admitancia \bar{Y}_{qk}^{fa} corresponde a la interacción entre la ranura de entrada y las de acoplo superiores. Por último, \bar{I}_q se refiere al término de excitación de la ranura q de entrada. De este modo, la ecuación (5.92) presenta una estructura similar a sus homólogas en niveles superiores.

Siguiendo la estrategia habitual, combinando la condición de excitación deseada $\bar{V}_q^f = C'' c_q$ y la adaptación en cada guía de entrada \bar{Z}_q^{in} , se llega finalmente a la ecuación que define la optimización a nivel de entrada:

$$\bar{Y}_{qq}^f c_q + \sum_{k=1}^{N_q} \bar{Y}_{qk}^{fa} b_k = F_q \bar{I}_q c_q \quad (5.93)$$

siendo la constante F_q en este caso:

$$F_q = \frac{1}{1 + S_{qq}^A} = \frac{1 + \bar{Z}_q^{\text{in}}}{2\bar{Z}_q^{\text{in}}} \quad (5.94)$$

Al finalizar el ajuste de las ranuras de entrada, se obtienen los pesos de cada guía de entrada mediante la expresión:

$$w_q = F_q \bar{I}_q c_q \quad (5.95)$$

Como se puede apreciar, las expresiones resultantes son muy similares a las formuladas con anterioridad, salvo por el hecho de que a este nivel existe una sola ranura. El procedimiento de resolución de la ecuación (5.93), el cual proporciona los parámetros óptimos de la ranura de entrada, sigue la estrategia habitual. La única diferencia reside en la definición de las funciones f_0 , que gobiernan las aproximaciones a las interacciones relativas a la ranura de entrada. En el caso de las admitancias entre la ranura de entrada y las de acoplo, dicha función sigue la expresión:

$$f_0(l) = \frac{\cos\left(\frac{\pi l}{2a}\right)}{l^2 - a^2} \quad (5.96)$$

la cual depende de la longitud de la ranura, único parámetro perceptible a nivel de guía de acoplo. El otro parámetro de ajuste, ya sea el offset de la ranura de entrada o su separación al cortocircuito, no modifica su posición relativa a la guía superior.

Respecto a las interacciones en la guía de entrada, solamente aplicable a la contribución del cortocircuito de la autoadmitancia, su variación depende de la alternativa empleada. Si la guía de entrada se coloca en plano H con una ranura longitudinal, la función f_0 sigue la expresión (5.27), idéntica a la de las ranuras radiantes. Alternativamente, si la ranura se orienta de forma transversal, la función sería:

$$f_0(l, d_s) = \frac{\cos\left(\frac{\pi l}{2a}\right)}{l^2 - a^2} \cos(\beta d_s) \quad (5.97)$$

mientras que si la guía se coloca en plano E con ranura longitudinal:

$$f_0(l, d_s) = \frac{\cos\left(\frac{\beta l}{2}\right)}{\pi^2 - (\beta l)^2} \sin(\beta d_s) \quad (5.98)$$

Una vez conocidas estas funciones, el ajuste de las ranuras de entrada se desarrolla como en los niveles superiores. Como resultado se obtienen los parámetros óptimos de las ranuras, su longitud $l^{(f)}$ y offset $o^{(f)}$ o distancia al cortocircuito $d_s^{(f)}$, según corresponda. Finalmente, se calculan los pesos w_q aplicando (5.95).

Resultados numéricos

El algoritmo de optimización propuesto se aplica a la agrupación diseñada en la sección anterior. Con la intención de evaluar su eficacia en un caso exigente, se escoge la agrupación de la Fig. 5.52(b), cuyo diseño inicial se apartaba sensiblemente de las especificaciones deseadas. Dicha agrupación contiene un número elevado de ranuras consideradas problemáticas por el efecto de los modos evanescentes.

El primer resultado mostrado concierne a la excitación de las ranuras a la frecuencia de diseño, la cual debe seguir un perfil Taylor en ambas dimensiones. En la Fig. 5.65 se representa dicha magnitud en módulo y fase, tanto para el diseño inicial como para la agrupación optimizada, comparadas con los coeficientes ideales. Se observa claramente que el procedimiento de optimización consigue restaurar con éxito el irregular comportamiento del diseño, especialmente en fase, reproduciendo perfectamente la distribución objetivo.

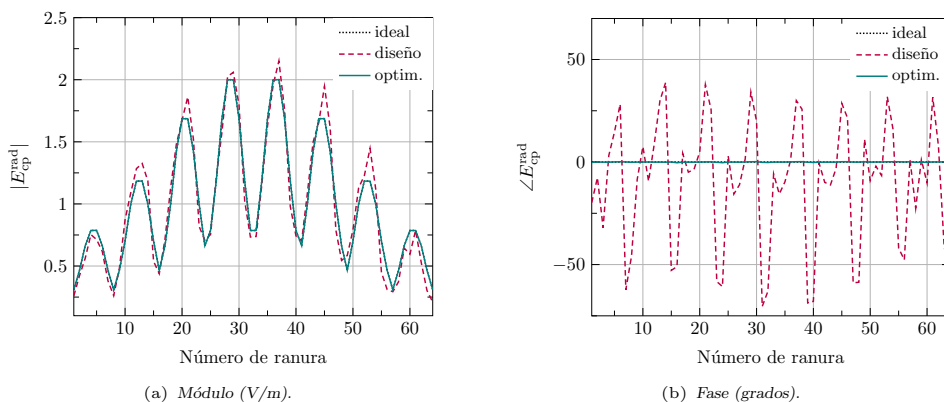
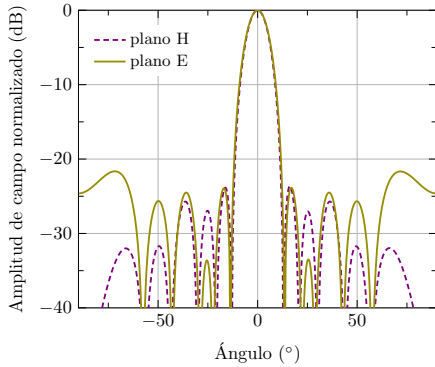


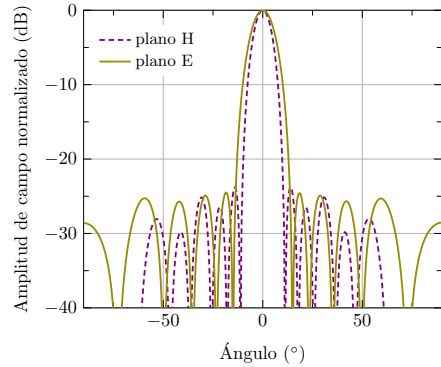
Figura 5.65: Componente copolar de campo radiado a 9 GHz por cada ranura, resultado de la optimización de la agrupación de la Fig. 5.52(b) para una distribución Taylor de 25 dB en ambos planos.

El diagrama de radiación sintetizado por la agrupación optimizada se muestra en la Fig. 5.66 en ambos planos principales. Como era de esperar, se corrige el distorsionado resultado de la Fig. 5.62(a), obtenido por el diseño inicial. El nivel de lóbulos secundarios corresponde con el objetivo marcado de 25 dB en ambos cortes. Destaca por otro lado el elevado lóbulo lateral cerca de dirección endfire en plano E, correspondiendo a un incipiente lóbulo de difracción. Esta alta radiación se debe al espaciado de $0.72\lambda_0$ existente en el plano vertical, así como al elevado offset de las ranuras, necesario este último para cumplir la condición de sintonización en una guía radiante con cuatro elementos. Para verificar esta afirmación, en la Fig. 5.62(a) se recogen los diagramas optimizados con la misma agrupación, pero reduciendo el espaciado vertical hasta $0.65\lambda_0$. En tal caso el diagrama en plano E mejora sensiblemente su comportamiento, eliminando por completo los altos lóbulos laterales mencionados anteriormente.

Merece la pena detenerse a evaluar la convergencia del algoritmo de optimización, especialmente en un caso como el tratado con un considerable error de partida en el cumplimiento de especificaciones. La Fig. 5.67(a) marca el error relativo en cada iteración, siendo la número 0 el diseño inicial. Se separa el error por condición, distinguiendo entre iluminación y adaptación a nivel de entrada, de acoplo y radiante. Los valores mostrados en la Fig. 5.67(a) son totalmente esclarecedores, rebajando para todas las especificaciones el error inicial superior a un 30 % a apenas un 2-3 %, con la primera iteración. El error medio se sitúa por debajo del 0.25 % con la segunda iteración, revelando la excelente convergencia del método propuesto.

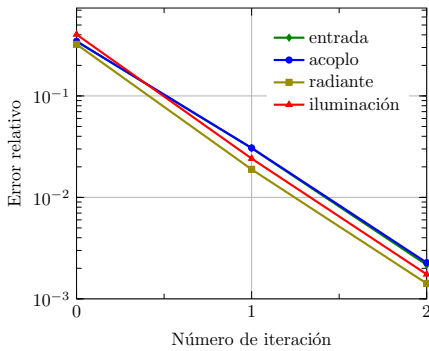


(a) Agrupación original.

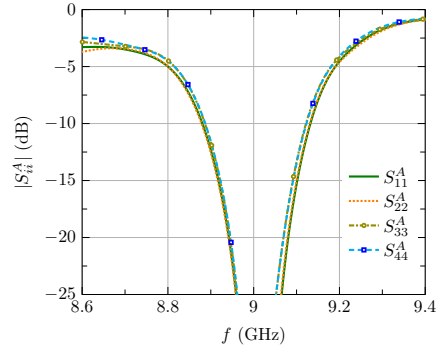


(b) Agrupación con espaciado reducido.

Figura 5.66: Diagrama de radiación copolar a 9 GHz, resultado de la optimización de la agrupación de la Fig. 5.52(b) para una distribución Taylor de 25 dB en ambos planos. Se incluye el resultado de la misma agrupación con un espaciado vertical reducido de $0.72\lambda_0$ a $0.65\lambda_0$.



(a) Errores del método de optimización.



(b) Coeficientes de reflexión activos.

Figura 5.67: Errores por iteración del algoritmo y coeficientes de reflexión activos en función de la frecuencia, resultado de la optimización de la agrupación de la Fig. 5.52(b) para una distribución Taylor de 25 dB en ambos planos.

Finalmente, la Fig. 5.67(b) muestra la respuesta en frecuencia del coeficiente de reflexión activo en los cuatro puertos, una vez aplicada la optimización. La curva de adaptación corresponde con una resonancia muy marcada a la frecuencia de diseño, determinada por la condición de sintonización aplicada a los tres niveles.

En resumen, el método de optimización propuesto para una agrupación completa formada por tres niveles de guías demuestra un excelente comportamiento, tanto en los resultados proporcionados como en su rapidez de convergencia. En líneas generales, apenas dos iteraciones consiguen rebajar el error por debajo de una tolerancia típica de un 1 %, aún en los casos más exigentes.

5.5. Optimización del ancho de banda

Todos los procedimientos de optimización propuestos anteriormente operan a una única frecuencia, generalmente la central dentro del ancho de banda de funcionamiento de la agrupación. En consecuencia, el cumplimiento de las especificaciones requeridas está garantizado a dicha frecuencia, siempre y cuando el algoritmo de optimización converja. Sin embargo, la conservación de los parámetros de antena dentro de la banda de operación depende de diversos factores, como la anchura de las ranuras, las dimensiones de las guías, o principalmente del tamaño de los bloques en los que se divide la agrupación. En un diseño práctico, ante la previsible degradación del comportamiento eléctrico de la antena en el ancho de banda requerido, se suelen imponer a la optimización en la frecuencia central unas condiciones más exigentes que las demandadas por la especificación.

El requisito de ancho de banda relativo conlleva una serie de decisiones en el planteamiento del diseño. Suponiendo un tamaño de apertura establecido por la ganancia máxima requerida, el ancho de banda se consigue mediante una subdivisión en un número suficiente de subagrupaciones. Otros factores que pueden modificar apreciablemente el comportamiento frecuencial de la antena son la anchura de las ranuras o las alturas de las guías, siempre y cuando no vengan determinados por los requerimientos del diseño. A este respecto, se debe distinguir entre el ancho de banda en adaptación, y el asociado a parámetros relativos a los diagramas de radiación. Así como este último aumenta inequívocamente al reducir el tamaño eléctrico de las subagrupaciones, el primero depende de la combinación de comportamientos en frecuencia de la estructura a diferentes niveles. Este hecho puede provocar que el ancho de banda en adaptación aumente o disminuya indistintamente con su tamaño eléctrico, especialmente si se trata de pequeñas subagrupaciones.

Una de las técnicas más empleadas para mejorar el ancho de banda de adaptación consiste en la desintonización de la agrupación. Como se ha mencionado repetidamente, el diseño de una agrupación de varios niveles ofrece ciertos grados de libertad. Aun cuando se imponga una adaptación total a nivel de entrada, la suma de impedancias o admitancias que presentan las ranuras a niveles superiores puede establecerse libremente, siempre dentro de los límites físicos de la estructura. Esta libertad da lugar a una gran variedad de agrupaciones no completamente sintonizadas, que aun cumpliendo las especificaciones a la frecuencia central, presentarán lógicamente un diferente comportamiento en el resto de la banda de trabajo. Por tanto, las condiciones de adaptación impuestas a los diferentes niveles, denotadas como parámetros de desintonización, aportan un útil mecanismo de ajuste del ancho de banda de la agrupación, tanto en adaptación como en iluminación.

El comportamiento del ancho de banda puede establecerse en líneas generales a partir del equivalente circuital de la agrupación. Con el propósito de realizar una exposición más comprensible de los distintos agentes involucrados en una agrupación de tres niveles, se separa el comportamiento de las ranuras radiantes y de acoplo. A partir de dicho estudio, se combinan ambos casos para evaluar el ancho de banda de una agrupación completa. Finalmente, todas las conclusiones extraídas son extrapoladas a un modelo MoM de la agrupación, planteando diferentes alternativas de optimización para maximizar su ancho de banda. Como resultado de este estudio, se propone un algoritmo de optimización frecuencial, basado en el ajuste de los parámetros de desintonización de la agrupación.

5.5.1. Modelo circuital

El primer paso consiste en realizar un profundo estudio del ancho de banda de una agrupación, detallando los factores más importantes de los que depende. A este respecto, la interpretación del modelo circuital de la agrupación aporta una mejor comprensión de los resultados obtenidos. Con la intención de ir acotando progresivamente el problema, se contempla en primera instancia una agrupación de ranuras radiantes alimentadas por un

extremo. A continuación se estudia la alimentación centrada de la agrupación, mediante el acoplamiento a partir una ranura inferior. Finalmente, se extiende el estudio a un acoplador de ranuras y una agrupación completa formada por tres niveles de guías.

Agrupación alimentada por un extremo

La evaluación del ancho de banda de un conjunto de ranuras radiantes comienza con el caso más sencillo, una agrupación de un nivel alimentada por el extremo como la de la Fig. 5.3. El estudio de esta estructura permite descubrir los mecanismos fundamentales que rigen el comportamiento frecuencial de agrupaciones en varios niveles.

Una ranura radiante genérica, alrededor de su frecuencia de resonancia, se puede modelar como un circuito resonante serie conectado en paralelo. Recuérdese que las ranuras radiantes deben ser resonantes a la frecuencia central en un diseño sintonizado convencional. La impedancia de dicho resonador serie viene dada por la expresión:

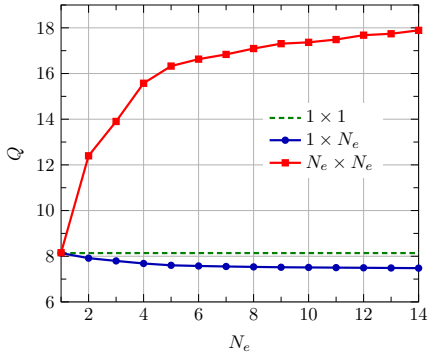
$$Z = R + j \left(\omega L - \frac{1}{\omega C} \right) \approx R + j2L\Delta\omega = R \left(1 + j2Q \frac{\Delta\omega}{\omega_0} \right) \quad (5.99)$$

donde R , L y C son los valores de resistencia, inductancia y capacidad del resonador. A frecuencias cercanas a la de resonancia, la parte imaginaria de la impedancia exhibe un comportamiento predominantemente lineal. El grado de variación en frecuencia alrededor de la resonancia es directamente proporcional al factor de calidad Q del resonador. Como es bien conocido el ancho de banda de la ranura viene marcado por su factor de calidad. Esta aproximación se detalla en la ecuación (5.99), siendo $\omega_0 = 1/\sqrt{LC}$ la pulsación de resonancia.

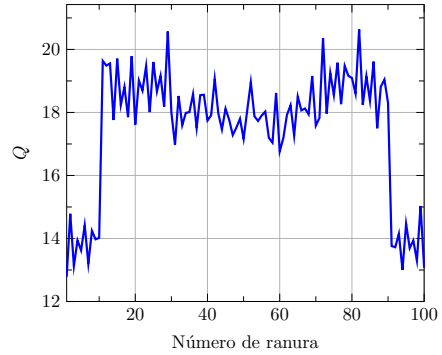
El factor de calidad de una ranura longitudinal depende de varios factores, entre los que destaca su anchura. Es un hecho ampliamente conocido el menor factor de calidad que ofrecen ranuras más anchas. Sobre otros parámetros, como el offset o longitud de la ranura, no se puede actuar ya que se establecen a partir de las condiciones de adaptación e iluminación del diseño. No obstante, un grado de libertad adicional suele ser la altura de la guía, cuya reducción respecto al valor típico de mitad anchura también suele disminuir el factor de calidad de la ranura.

Un rango típico para los valores del factor de calidad podría situarse entre 5 y 8 aproximadamente. No obstante, el comportamiento de una ranura está fuertemente influenciado por la presencia del resto de elementos de una agrupación. Generalmente, los acoplamientos externos aumentan el factor de calidad de las ranuras, reduciendo en consecuencia su ancho de banda. Para confirmar esta afirmación se estima el valor de Q a partir de la pendiente de la parte imaginaria de la admitancia equivalente, tomando como referencia la expresión (5.99). El caso bajo estudio es el habitual en este capítulo, una ranura de anchura $w = 2$ mm y grosor $t = 0.5$ mm sobre una guía modelo WR-90 a la frecuencia de 9 GHz. Los valores estimados de Q se recogen en la Fig. 5.68 en diferentes escenarios.

La Fig. 5.68(a) representa el valor de Q de una ranura aislada, de la misma ranura en una agrupación unidimensional $1 \times N_e$, y en una formada por varias guías con $N_e \times N_e$ elementos. La gráfica expone los resultados en función del número N_e , aportando así varias conclusiones. La ranura aislada, por un lado, exhibe un factor de calidad ligeramente superior a $Q = 8$. Este valor decrece ligeramente a medida que se disponen ranuras longitudinales sobre la misma guía, aunque el efecto es poco significativo. Mayor influencia, como era de esperar, manifiestan las ranuras colocadas en plano E, formando así una agrupación bidimensional. En tal caso, el valor Q crece sensiblemente con el número N_e de guías, prácticamente doblándose con únicamente $N_e = 4$. A partir de $N_e \approx 4 - 6$, el factor de calidad comienza a estabilizarse, creciendo lentamente por la menor influencia de los elementos más alejados. Como resultado, la ranura pasa de un valor alrededor de $Q = 8$ cuando se encuentra sola, a una media en torno a $Q = 17$ para agrupaciones de tamaño



(a) Q medio de las ranuras en una agrupación.



(b) Q de todas las ranuras en una agrupación 10×10 .

Figura 5.68: Factor de calidad de una ranura longitudinal en una guía WR-90 a 9 GHz, para una anchura $w = 2$ mm y grosor $t = 0.5$ mm.

medio. Obviamente, este aumento supone un síntoma del menor ancho de banda mostrado por agrupaciones bidimensionales debido a los acoplamientos mutuos.

Por otro lado, la Fig. 5.68(b) recoge el valor de Q en función del número de ranura en una agrupación 10×10 . Como era de esperar, el factor de calidad individual depende de la influencia de los acoplamientos mutuos sobre la admitancia de la ranura. Así, los elementos de las guías extremo exhiben un valor Q menor que el de las guías centrales, situándose prácticamente todos en el rango $Q = 13 - 20$, con un valor medio en torno a $Q = 17$, tal y como refleja la Fig. 5.68(a).

La conexión entre ranuras mediante el circuito equivalente de la Fig. 5.2, determina el comportamiento frecuencial del conjunto. Asumiendo que todas las ranuras son resonantes a la frecuencia de diseño, el conjunto de la agrupación también se puede aproximar por un resonador con un factor de calidad Q_{eq} equivalente. Dicho factor se obtiene a partir de la aproximación Taylor de la parte imaginaria de la impedancia de entrada, pudiéndose escribir como:

$$Q_{eq} \approx \sum_{i=1}^{N_p} Q_i G_i - \frac{\pi}{4K} - \frac{\pi}{2K} \sum_{i=1}^{N_p-1} (1 - G_i^{+2}) = Q_{eq}^{(slots)} - Q_{eq}^{(stub)} - Q_{eq}^{(lines)} \quad (5.100)$$

siendo $G_i^+ = \sum_{k=1}^i G_k$, $K = 1 - \left(\frac{\omega_{corte}}{\omega_0}\right)^2$ y ω_{corte} la pulsación de corte del modo fundamental en la guía rectangular. Los valores Q_i y G_i son respectivamente los factores de calidad y conductancias de las N_p ranuras situadas en la misma guía. Esta expresión despreja los términos de Taylor de orden mayor que uno, por lo que será tanto más precisa cuanto la frecuencia se acerque más a la de resonancia.

Como muestra la expresión (5.100), el factor de calidad de la agrupación se puede aproximar como suma de tres términos. El primero, $Q_{eq}^{(slots)}$, corresponde a las ranuras y se calcula como una suma ponderada de sus factores de calidad. El segundo, $Q_{eq}^{(stub)}$, y el tercero, $Q_{eq}^{(lines)}$ se atribuyen al tramo de línea desde la última ranura al cortocircuito y al resto de líneas entre ranuras respectivamente. Como se aprecia en (5.100), los términos relativos a las líneas presentan un signo negativo, indicando un comportamiento en frecuencia contrario al de las ranuras, debido a la conexión paralelo del resonador serie. En consecuencia, con un número suficientemente elevado de elementos, el factor de calidad $Q_{eq}^{(stub)}$ presentará un signo negativo, indicando un comportamiento frecuencial en forma de resonador paralelo.

Una expresión más sencilla del factor de calidad se obtiene si se asume una agrupación uniforme que cumple la condición de adaptación, esto es, imponiendo $G_i = 1/N_p$ y $Q_i = Q^{\text{slot}}$. En tal caso, el factor de calidad equivalente se reduce a:

$$Q_{\text{eq}} \approx Q^{\text{(slot)}} - \frac{\pi}{3K} \left(1 - \frac{1}{4N^2}\right) N \quad (5.101)$$

La ecuación (5.101) resume el extensamente conocido fenómeno de línea larga, el cual establece que el ancho de banda de una agrupación serie decrece con el número de elementos. Como refleja (5.101), el factor de calidad equivalente es directamente proporcional al número de elementos, aunque aliviado por el factor de calidad de la ranura, el cual se suma con signo contrario.

El comportamiento frecuencial combinado de una agrupación típica se muestra en la Fig. 5.69, donde se representa la variación en frecuencia de la impedancia de entrada para diferente número de elementos. Se toman los mismos datos anteriores, asumiendo un valor típico de factor de calidad de las ranuras de $Q = 17$. Se puede observar como la parte real de la impedancia en la Fig. 5.69(a) exhibe un máximo o mínimo local a la frecuencia de diseño, aspecto deseable para alcanzar un buen ancho de banda. Por otro lado, la parte imaginaria de la Fig. 5.69(b) presenta un comportamiento mayoritariamente lineal alrededor de la frecuencia de resonancia, dictaminando así el ancho de banda en adaptación. De esta forma, si $N_p = 1$ domina el alto factor de calidad de la ranura, mostrando una pendiente positiva elevada. A medida que se añaden elementos a la agrupación, el efecto de las líneas compensa el comportamiento de las ranuras, reduciendo paulatinamente dicha pendiente, y por tanto, el factor de calidad del conjunto. Se puede apreciar que la curva $N_p = 6$ supone el caso mejor, con un factor de calidad prácticamente nulo.

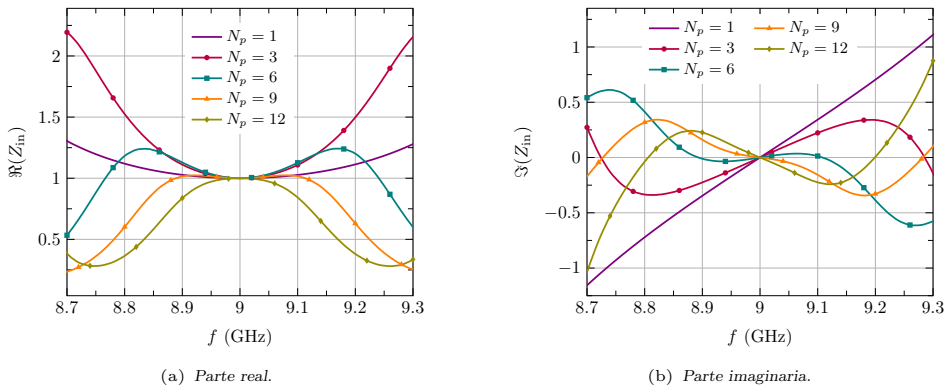


Figura 5.69: Impedancia de entrada de una agrupación uniforme de N_p ranuras en función de la frecuencia, aplicando el modelo circuital. Se toma una guía WR-90 y un factor de calidad de ranura $Q = 17$ a la frecuencia de diseño de 9 GHz.

A partir del factor de calidad equivalente (5.100), el ancho de banda en adaptación se puede aproximar como $\frac{2|\rho|_{\text{máx}}}{Q}$, siendo $|\rho|_{\text{máx}}$ el umbral fijado para el coeficiente de reflexión. Esta aproximación será tanto más válida cuanto mayor sea el factor de calidad. Obviamente, cuando $Q \rightarrow 0$ el ancho de banda no tiende a infinito, sino que depende de los términos de orden superior no considerados en la aproximación de la impedancia. En la Fig. 5.70(a) se representa la magnitud del coeficiente S_{11} en función de la frecuencia, para los mismos casos anteriores. Las curvas confirman el comportamiento descrito anteriormente. El reducido ancho de banda de una agrupación con una ranura aumenta al incorporar más elementos, hasta alcanzar un óptimo con $N_p = 6$. Si se considera un número mayor de

ranuras, el ancho de banda de la agrupación decrece linealmente, siguiendo el esperado efecto de línea larga.

Una visualización más conveniente del comportamiento frecuencial en adaptación se recoge en la Fig. 5.70(b), donde se muestra el ancho de banda relativo considerando un umbral de -15 dB. Se contempla diferente número de ranuras, representando las curvas en función del factor de calidad de las ranuras. La gráfica desvela que, para un número de ranuras N_p dado, existe un factor de calidad $Q^{(\text{slot})}$ óptimo que proporciona un ancho de banda máximo. Dicho valor óptimo es aproximadamente el que fuerza $Q_{\text{eq}} = 0$ en la expresión (5.101). La Fig. 5.70(b) revela que dicho ancho de banda máximo, establecido por los términos de orden superior de la impedancia, es inversamente proporcional al número de ranuras N_p . Por otro lado, fijando Q^{slot} , también existe un número N_p de ranuras óptimo que maximiza el ancho de banda en adaptación. En el caso anterior, si $Q^{(\text{slot})} = 17$ el número óptimo es $N_p = 5 - 6$, tal y como demuestra la Fig. 5.69(a). En cambio, tomando el valor de la ranura aislada $Q^{(\text{slot})} = 8$ dicho valor se reduciría a $N_p = 3$. Se puede apreciar que el máximo ancho de banda de una determinada curva N_p , no suele suponer el caso óptimo cuando se mantiene $Q^{(\text{slot})}$.

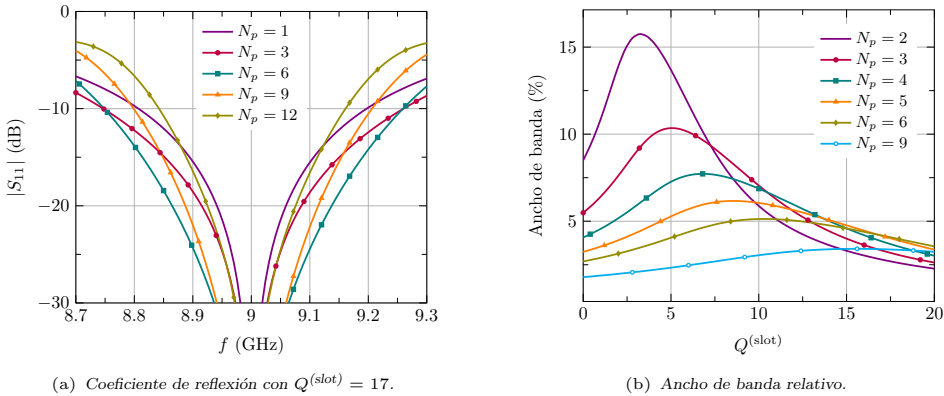


Figura 5.70: Coeficiente de reflexión en función de la frecuencia y ancho de banda relativo a -15 dB, para una agrupación uniforme de N_p ranuras, aplicando el modelo circuital. Se toma una guía WR-90 a la frecuencia de diseño de 9 GHz.

En un diseño práctico, la Fig. 5.70(b) constituye una guía para estimar el ancho de banda máximo alcanzable. Así por ejemplo, con $Q^{(\text{slot})} = 17$ el ancho de banda se reduce a apenas un 4%, siempre y cuando se subdivida la agrupación en guías con 5 o 6 elementos. En el caso de que se pudiera rebajar el factor de calidad medio de las ranuras a un $Q^{(\text{slot})} = 14$, el ancho de banda máximo sería de un 5% con subagrupaciones de 4 o 5 elementos cada una. Como ya se ha comentado anteriormente, aunque los acoplamientos externos elevan sensiblemente el factor de calidad de las ranuras, se puede reducir aumentando su anchura o rebajando la altura de las guías.

Como se ha venido relatando, el ancho de banda en adaptación presenta un tamaño de agrupación óptimo, a partir del cual comienza a decrecer con el número de elementos. Conviene conocer ahora el comportamiento del ancho de banda respecto a los diagramas de radiación, el cual depende de la variación de las tensiones en las ranuras con la frecuencia. Así, su grado de similitud con los pesos a_i objetivo, constituye un indicador del cumplimiento de la especificación en diagrama. La concordancia de ambos coeficientes se puede evaluar mediante un error calculado como $\|\mathbf{V} - \mathbf{a}\|/\|\mathbf{a}\|$, donde \mathbf{V} y \mathbf{a} son los vectores que contienen respectivamente las tensiones en las ranuras y los pesos objetivo. Como se comenta en la Sección 5.1.1, la tensión sobre las ranuras no se puede conocer de forma

exacta con el modelo circuital, ya que dependen de las dimensiones físicas de cada ranura. No obstante, se puede realizar una estimación de dichas tensiones V_i^s aprovechando las aproximaciones (5.9)-(5.10).

A partir de dichas consideraciones, la Fig. 5.71 muestra el comportamiento frecuencial de la agrupación en radiación. Por un lado, la Fig. 5.71(a) representa el error relativo medio de las tensiones en función de la frecuencia, para los mismos casos anteriores. El comportamiento responde a lo esperado, con un error nulo a la frecuencia de diseño y un incremento progresivo hacia ambos extremos de la banda. Aunque las curvas presentan una variación casi simétrica, se distingue un mayor error a frecuencias bajas, debido al carácter dispersivo de la guía rectangular. El incremento del error con la desviación en frecuencia aumenta lógicamente con un número mayor de ranuras. Por último, cabe reseñar que aunque la gráfica no muestra la contribución de cada elemento, el mayor error se produce para la ranura más alejada del cortocircuito.

La Fig. 5.71(b), por otro lado, recoge el ancho de banda relativo respecto al comportamiento de las tensiones, tomando un umbral del error de un 10 %. Las curvas desvelan que el ancho de banda de radiación, a diferencia del de adaptación, decrece con el número de elementos independientemente del factor de calidad de las ranuras. En este caso se cumple estrictamente el efecto esperado de línea larga de una agrupación serie. Por otro lado, fijando el número N_p de elementos, se distingue un óptimo de $Q^{(\text{slot})}$ en aproximadamente la mitad del asociado al ancho de banda en adaptación. Este hecho resulta en cierta forma lógico, debido a que la distancia recorrida por la onda hasta el puerto de entrada es aproximadamente el doble de la media hasta cada ranura. No obstante, como se ha comentado anteriormente, la capacidad de controlar el factor de calidad de las ranuras es limitada.

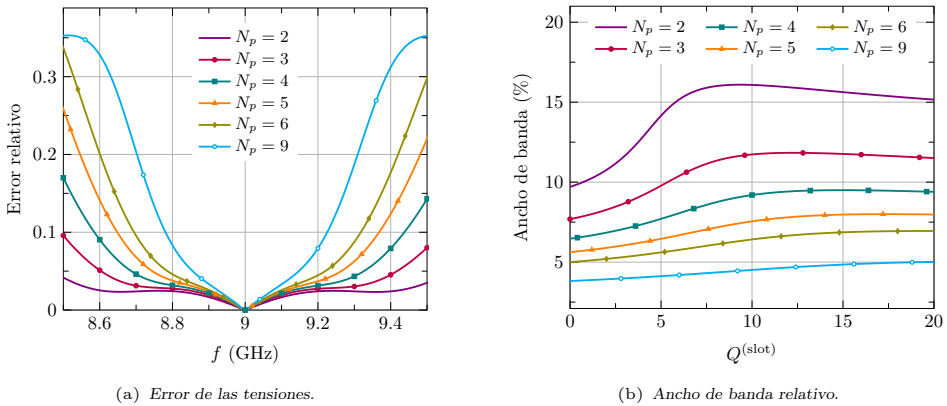


Figura 5.71: Error de las tensiones en función de la frecuencia y ancho de banda relativo, para una agrupación uniforme de N_p ranuras, aplicando el modelo circuital. Se toma una guía WR-90 a la frecuencia de diseño de 9 GHz.

En resumen, el ancho de banda de una agrupación de ranuras longitudinales decrece con el número de elementos en guías lo suficientemente largas. Por tanto, el diseño requiere subdividir la agrupación en secciones hasta cumplir con las especificaciones en toda la banda. No obstante, con agrupaciones cortas o equivalentemente anchos de banda elevados, el comportamiento en radiación y adaptación presenta un comportamiento ligeramente diferente. Así, mientras que la variación en frecuencia de las tensiones decrece monótonamente con el número de elementos, el ancho de banda de adaptación presenta un cierto óptimo. Por tanto, la subdivisión de la agrupación requiere un compromiso en la elección del tamaño óptimo de las secciones.

Agrupación alimentada por ranura

El siguiente paso hacia el estudio final de una agrupación de tres niveles, consiste en evaluar el ancho de banda en una estructura alimentada por una ranura inferior. El caso bajo análisis consiste en una cavidad con ranuras longitudinales radiantes y una guía semiinfinita inferior, comunicadas a través de una ranura de acoplo inclinada. Tal y como se explica en la Sección 5.3.1, dicho problema también se puede investigar desde un punto de vista circuital a partir de la Fig. 5.43. La ranura inferior se comporta como un resonador paralelo conectado en serie, cargado con el equivalente circuital de la agrupación superior. El factor de calidad de la ranura de acoplo depende fundamentalmente de su anchura y de las alturas de la guía inferior y superior, especialmente de esta última. En este caso no existen acoplamientos que modifiquen apreciablemente el comportamiento frecuencial de la ranura.

El ancho de banda de la agrupación alimentada por ranura, se estudia con los mismos datos anteriores, para una guía radiante con 12 ranuras. La guía inferior adopta las dimensiones $a = 23.26$ mm y $b = a/2$, con un factor de calidad de la ranura de acoplo típico de $Q^{\text{acop}} = 13$, y un diseño sintonizado a ambos niveles. Como primer paso, se evalúa el parámetro de adaptación en la guía de acoplo inferior en función de la frecuencia, a partir del cual se calcula el ancho de banda en adaptación. Ambas magnitudes se representan en la Fig. 5.72 respecto al factor de calidad de las ranuras radiantes. Las respuestas recogidas en la Fig. 5.72(a) muestran un comportamiento similar al exhibido por la alimentación en un extremo. Existe un factor de calidad Q^{rad} óptimo que compensa el comportamiento resonante de la ranura de acoplo, maximizando así el ancho de banda en adaptación. Se puede demostrar también que, fijado el valor Q^{rad} , aparece un número de ranuras óptimo que contrarresta al máximo el circuito RLC paralelo de la ranura de acoplo.

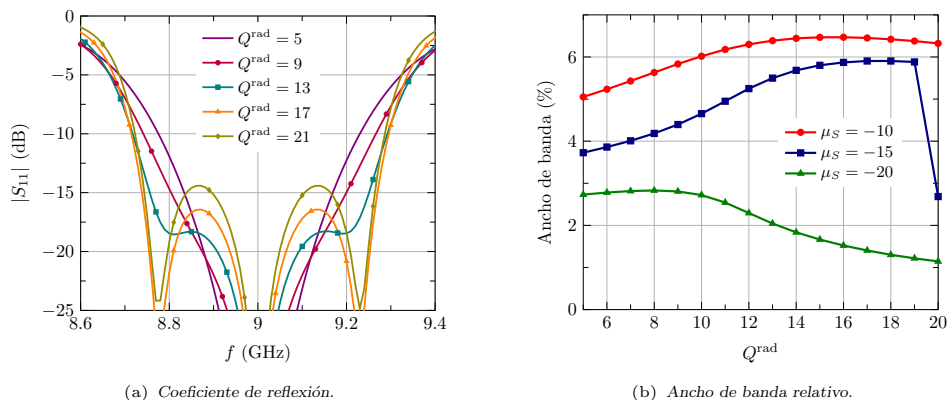


Figura 5.72: Coeficiente de reflexión en función de la frecuencia y ancho de banda en adaptación, para una agrupación uniforme de 12 ranuras alimentada por una ranura centrada inferior, aplicando el modelo circuital.

La búsqueda del óptimo en cuanto al ancho de banda depende del umbral μ_S escogido. Así, en la Fig. 5.72(b) se muestra el ancho de banda relativo en adaptación que cumple $|S_{11}| < \mu_S$ dB. Las curvas exhiben un ancho de banda máximo en torno a un 6.5% para $\mu_S = -10$, un 6% con $\mu_S = -15$ y un 3% si $\mu_S = -20$. Nótese que resulta conveniente establecer varios umbrales, debido a que uno solo puede resultar engañoso. Por ejemplo, con $\mu_S = -15$, el caso $Q^{\text{rad}} = 20$ presenta un ancho de banda inferior a $Q^{\text{rad}} = 5$, cuando la Fig. 5.72 parece indicar lo contrario. Los saltos bruscos en ancho de banda están asociados a respuestas en adaptación que se mantienen cercanas al umbral escogido, tal y como manifiesta la curva $Q^{\text{rad}} = 20$ en la Fig. 5.72(a).

Respecto al ancho de banda en radiación, la Fig. 5.73(a) representa el error de las tensiones en función de la frecuencia, para diferentes factores de calidad de las ranuras

radiantes. Las curvas revelan un mayor ancho de banda a medida que aumenta el valor Q^{rad} , gracias a la mayor cancelación entre los resonadores involucrados. La cifra del ancho de banda relativo se muestra en la Fig. 5.73(b), tomando diferentes valores del umbral μ_V permitido en el error de las tensiones. La variación con Q^{rad} se reduce a medida que aumenta μ_V . Cabe comentar que, aunque por brevedad no se incluye la gráfica correspondiente, el ancho de banda en radiación disminuye al aumentar el número de elementos, de forma similar a las agrupaciones alimentadas por un extremo. De nuevo se cumple que la mayor desviación de las tensiones con la frecuencia se produce para los elementos más alejados del cortocircuito, en este caso, las ranuras centrales en la cavidad radiante.

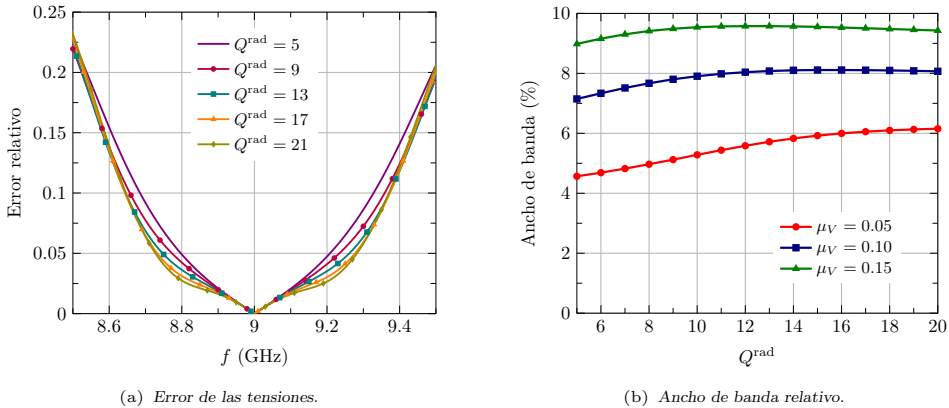


Figura 5.73: Error de las tensiones en función de la frecuencia y ancho de banda en radiación, para una agrupación uniforme de 12 ranuras alimentada por una ranura centrada inferior, aplicando el modelo circuital.

Un aspecto crucial en el diseño de agrupaciones de varios niveles se refiere a la colocación de la ranura inferior de acoplo. Asumiendo que ésta siempre se sitúa en el punto medio entre dos ranuras radiantes, existen diferentes posibilidades definidas por un índice entero n_1 . Así, si $n_1 = 0$ la ranura de acoplo se encuentra completamente centrada en la cavidad de acoplo, localizándose así entre las ranuras radiantes 6 y 7 en la agrupación de 12 elementos. Para el habitual diseño uniforme, la Fig. 5.74(a) muestra el ancho de banda en adaptación y radiación tomando diferentes umbrales μ_S y μ_V respectivamente, en función del índice n_1 . Esta gráfica confirma la posición centrada como óptima en cuanto a ancho de banda, para todos los criterios considerados.

Un caso menos evidente consiste en una distribución de amplitud no simétrica. Con el propósito de tratar un ejemplo realista, se ha dividido la agrupación de 12 elementos en dos cavidades iguales, alimentadas por dos guías de acoplo diferentes. La distribución sintetizada responde a unos pesos Taylor con un NLPS de 25 dB, de tal forma que cada subagrupación implementa una de las mitades, con una marcada asimetría. Los resultados de ancho de banda respecto al índice n_1 se recogen en la Fig. 5.74(b). Por un lado, el ancho de banda en adaptación es máximo con $n_1 = 1$, una posición más cercana al centro de la agrupación completa. Dicho punto constituye el mayor equilibrio de potencias a izquierda y derecha, concretamente un 42.7-57.3%. No obstante, la diferencia no resulta excesivamente significativa para las posiciones $n_1 = 0, 1, 2$. Por otro lado, no se adivina una interpretación tan clara del comportamiento frecuencial de las tensiones, proporcionando cada umbral un punto óptimo diferente. Ponderando los resultados, se podría considerar la posición centrada $n_1 = 0$ como la óptima, aunque con un comportamiento similar a $n_1 = 1$. A partir de estos resultados, la guía de acoplo se debería colocar entre el centro de la cavidad radiante y el punto de mayor equilibrio de potencias, pero sin excesivas diferencias. Este hecho alivia el

diseño de agrupaciones de varios niveles donde se debe alternar el punto alimentación, para evitar el solapamiento entre guías de acoplo. Véase por ejemplo la Fig. 5.52(b).

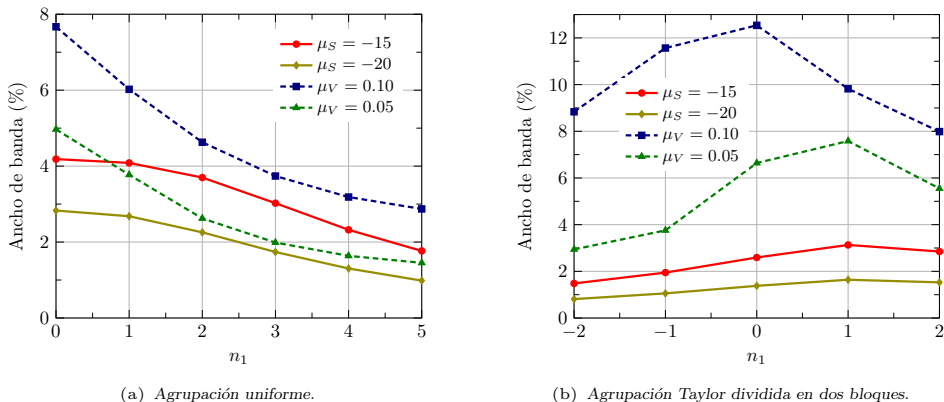


Figura 5.74: Ancho de banda relativo de una agrupación de 12 ranuras alimentada por una ranura inferior en función de su colocación, aplicando el modelo circuital.

Todos los resultados mostrados anteriormente se refieren al diseño sintonizado tanto a nivel radiante como de acoplo. Sin embargo, tal y como se argumenta en la Sección 5.3.1, aun cumpliendo las condiciones de adaptación e iluminación, el diseño dispone de un grado de libertad correspondiente a la suma de admitancias \bar{Y}^{rad} a nivel radiante. Así, el ajuste de dicho parámetro proporciona una herramienta para adecuar el ancho de banda a las especificaciones requeridas. Esta técnica se conoce como desintonización, en contraposición con los diseños sintonizados a todos los niveles.

Considerando los mismos datos anteriores, se contempla una agrupación uniforme de un único bloque de N_p ranuras, con unos factores de calidad típicos $Q^{\text{rad}} = 8$ y $Q^{\text{acop}} = 13$. Se evalúa el comportamiento frecuencial del diseño desintonizado a nivel radiante y sintonizado a la entrada. Primero, en la Fig. 5.75(a) se representa el ancho de banda en adaptación con un umbral $\mu_S = -15$ en función del valor \bar{Y}^{rad} , para diferente número N_p de ranuras radiantes. Como se aprecia, fijando el número N_p , existe un óptimo \bar{Y}^{rad} que maximiza el ancho de banda en adaptación. Así, mientras que el caso sintonizado $\bar{Y}^{\text{rad}} = 1$ se encuentra limitado a un ancho de banda ligeramente superior a un 5% para $N_p = 8 - 10$, dicho valor prácticamente se duplica al desintonizar el nivel radiante aplicando $\bar{Y}^{\text{rad}} = 0.8$ con $N_p = 6$. La desintonización permite forzar la cancelación de los comportamientos frecuenciales a nivel radiante y de acoplo, para cualquier número de elementos o factores de calidad.

A partir de las curvas de la Fig. 5.75(a) se puede concluir que el \bar{Y}^{rad} óptimo decrece con el número de elementos, proporcionando a su vez un mayor ancho de banda. De esta forma, la sensible ganancia en ancho de banda respecto al caso sintonizado para N_p pequeños, se reduce paulatinamente a medida que N_p aumenta. Obviamente, el incuestionable beneficio de la desintonización a nivel de adaptación sería inservible si se arruinara a su vez el ancho de banda en radiación. El efecto del parámetro \bar{Y}^{rad} sobre el comportamiento frecuencial de las tensiones se muestra en la Fig. 5.75(b). Comparando el diseño sintonizado $\bar{Y}^{\text{rad}} = 1$ con los valores $\bar{Y}^{\text{rad}} < 1$ no se llega a ninguna conclusión definitiva. Con errores de tensión reducidos, el caso $\bar{Y}^{\text{rad}} < 1$ mejora el ancho de banda del diseño sintonizado, ocurriendo lo contrario si se permiten errores más elevados.

Un caso concreto de diseño desintonizado se muestra en la Fig. 5.76(a), donde se representa la respuesta en adaptación del diseño sintonizado y la correspondiente a varias optimizaciones de la agrupación desintonizada. El ejemplo corresponde a una agrupación de $N_p = 8$ elementos con los mismos datos anteriores. Un primer diseño desintonizado

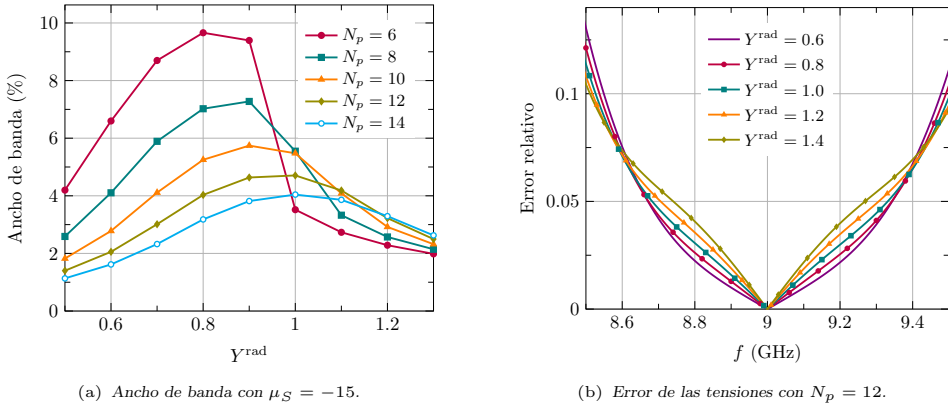
(a) Ancho de banda con $\mu_S = -15$.(b) Error de las tensiones con $N_p = 12$.

Figura 5.75: Ancho de banda en adaptación y error de las tensiones en función de la frecuencia, para una agrupación de N_p elementos alimentada por una ranura inferior, aplicando el modelo circuital. Se considera el diseño desintonizado a nivel radiante.

optimiza el valor real $\bar{\gamma}^{\text{rad}}$, manteniendo la sintonización en la entrada con $\bar{Z}_{\text{in}} = 1$. El algoritmo de optimización asume como meta la maximización del ancho de banda simétrico a -15 dB, empleando las rutinas de minimización convencionales incluidas en MATLAB[®]. Si es asumible hasta un nivel de adaptación de -15 dB, el ancho de banda puede incrementarse optimizando también el valor de \bar{Z}_{in} , caso referido como desintonización 2 en la Fig. 5.76(a). Por último, se puede refinar la optimización permitiendo valores complejos tanto a $\bar{\gamma}^{\text{rad}}$ como a \bar{Z}_{in} , denominando a ésta desintonización 3.

Como se observa en la Fig. 5.76(a), la desintonización aporta una mejora evidente en el ancho de banda de la agrupación. Si el diseño sintonizado ofrece un ancho de banda a -15 dB de un 5.5%, dicho valor aumenta hasta un 7.2% con el diseño desintonizado a nivel radiante, alcanzando un 7.5% y un 7.6% para los casos desintonizados a ambos niveles. Los valores de desintonización complejos permiten desplazar la respuesta en frecuencia, alcanzando una curva simétrica alrededor de la frecuencia de diseño, aunque la mejora de ancho de banda en este caso es mínima. La Tabla 5.1 recoge los valores de desintonización óptimos y el ancho de banda simétrico conseguido.

	$\bar{\gamma}^{\text{rad}}$	\bar{Z}_{in}	AB (%)
Sintonizado	1.00/0.0°	1.00/0.0°	5.50
Desintonizado 1	0.88/0.0°	1.00/0.0°	7.17
Desintonizado 2	0.76/0.0°	0.70/0.0°	7.52
Desintonizado 3	0.75/0.1°	0.70/-1.6°	7.64

Tabla 5.1: Ancho de banda simétrico y parámetros de desintonización óptimos, relativos a los casos contemplados en la Fig. 5.76(a).

Con el propósito de evaluar la eficacia de la desintonización, se repite la optimización anterior en función del número N_p de ranuras radiantes. Se considera únicamente la optimización con valores de desintonización complejos, siendo éste el caso por defecto en futuros resultados. Los valores de ancho de banda en adaptación a -15 dB logrados se comparan en la Fig. 5.76(b) con el diseño sintonizado. Las curvas reflejan una tendencia similar a la apreciada en la Fig. 5.75(a). Aunque obviamente el caso desintonizado óptimo siempre aporta un mayor ancho de banda respecto al sintonizado, la mejora más sensible se produce para un número de elementos reducido. De este modo, la desintonización aporta un ancho

de banda de adaptación creciente a medida que disminuye el número de elementos, en línea con el comportamiento de las tensiones. Este hecho contrasta con el diseño sintonizado, que presenta un óptimo en función del factor de calidad de las ranuras.

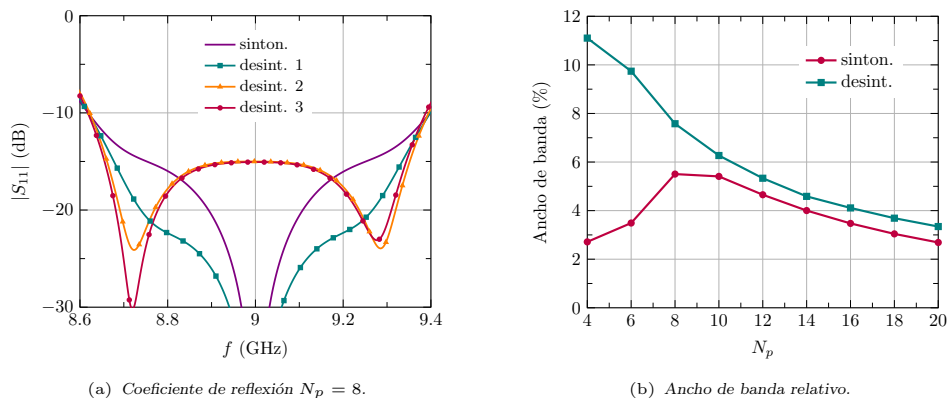


Figura 5.76: Coeficiente de reflexión optimizado y ancho de banda a -15 dB, para una agrupación desintonizada uniforme de N_p elementos alimentada por una ranura inferior, aplicando el modelo circuital. Los valores de desintonización óptimos se recogen en la Tabla 5.1.

Acoplador de ranuras

Previamente a evaluar el comportamiento en frecuencia de una agrupación con tres niveles, conviene estudiar por separado el acoplador inferior. Entre las diferentes alternativas contempladas respecto a la guía de entrada, se toma como caso de estudio la situada en plano H con ranura longitudinal. Nótese que, tal y como se argumenta en la Sección 5.4.1, las otras dos variantes necesitan ranuras no resonantes para su adaptación, dificultando por tanto el modelado circuital. El acoplador bajo estudio responde por tanto a la estructura de la Fig. 3.35. El equivalente circuital de las ranuras de acoplo y de entrada se pueden consultar en las Figs. 5.53 y 5.54 respectivamente.

Gran parte de las consideraciones argumentadas anteriormente para la agrupación de ranuras radiantes aplican en el caso del acoplador. La única diferencia radica en que el circuito equivalente de las ranuras de acoplo responde a un resonador RLC paralelo conectado en serie. La ranura de entrada sin embargo mantiene su modelo equivalente en serie, cambiando por tanto la combinación de comportamientos frecuenciales entre elementos superiores e inferiores. Este hecho introduce diferencias importantes en el funcionamiento del acoplador respecto a las guías radiantes, ya expuestas parcialmente en la Sección 5.4.1.

Una de las implicaciones más relevantes del mencionado cambio señala al punto de alimentación óptimo. Como primer caso de estudio se toma un ejemplo similar al de la Fig. 5.74(b), un acoplador 1:12 sintonizado, con una distribución Taylor de 25 dB dividida en dos bloques. Las guías radiantes corresponden al modelo WR-90, la de acoplo y de entrada tienen unas dimensiones $a = 23.26$ mm y $b = a/2$. El factor de calidad de la ranura de acoplo y de entrada es $Q^{\text{acop}} = 13$ y $Q^{\text{inp}} = 13.5$ respectivamente. Con estos datos, en la Fig. 5.77(a) se representa el ancho de banda tomando diferentes umbrales, tanto de adaptación como de tensiones, en función de la posición n_0 de la ranura de entrada. Como reflejan los resultados, la posición $n_0 = 1$ supone el mejor caso con todos los criterios contemplados. Dicho punto constituye el mayor equilibrio de potencias a ambos lados de la ranura de entrada.

Aunque el ancho de banda de adaptación también presenta un máximo con $n_0 = 1$, en dicho caso el resultado no resulta tan trascendental debido a su potencial mejora aplicando la técnica de desintonización. En cambio, especialmente crucial es la diferencia de ancho de banda de radiación entre $n_0 = 1$ y el resto, siendo el caso mejor $n_0 = 0$ con una reducción prácticamente a la mitad. Como ya se menciona en la Sección 5.4.1, el particular modo de funcionamiento de este tipo de acoplador provoca que el diseño de una distribución asimétrica magnifique el desequilibrio de impedancias a ambos lados de la ranura de entrada. En consecuencia, resulta trascendental reducir al máximo la asimetría de potencias alrededor del punto de alimentación, siendo ésta una decisión de diseño crítica. Merece la pena recalcar de nuevo la diferencia con el comportamiento a nivel radiante.

El resultado anterior tiene implicación directa en el planteamiento de la subdivisión en plano E de una agrupación. En dicha decisión se debe evitar en la medida de lo posible configuraciones asimétricas en los acopladores. Como ejemplo, se toma un acoplador uniforme 1:20 dividido en un número N_s diferente de secciones, representando en la Fig. 5.77(b) los anchos de banda resultantes. Aunque la tendencia general debería ser creciente con el número de secciones, existen casos críticos que reducen sensiblemente el ancho de banda en radiación. Destacan las agrupaciones con $N_s = 4$ y $N_s = 7$, que corresponde con una subdivisión 5-5-5-5 y 3-3-3-2-3-3-3 respectivamente. En ambos casos, un número impar de elementos causa un irremediable desequilibrio en los acopladores, reduciendo drásticamente su ancho de banda. Descontando el caso trivial de 10 secciones, el mejor ancho de banda en radiación se obtiene con $N_s = 5$ que implica una subdivisión 4-4-4-4-4.

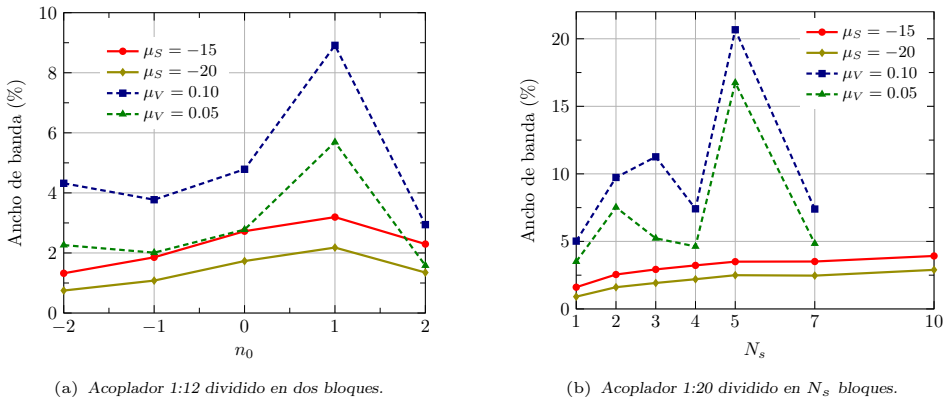


Figura 5.77: Ancho de banda relativo de un acoplador alimentado por ranura inferior, aplicando el modelo circuital. Se estudia un acoplador 1:12 dividido en dos para una distribución Taylor respecto al punto de alimentación y otro 1:20 uniforme respecto al número de secciones en que se divide.

Finalmente, una adecuada desintonización del diseño aporta un aumento del ancho de banda de adaptación. Como ejemplo, en la Fig. 5.78(a) se muestra la respuesta en adaptación del caso sintonizado y de la desintonización optimizada, aplicado a un acoplador 1:12 uniforme. Resulta evidente la gran mejoría del comportamiento en frecuencia del coeficiente de reflexión. Este proceso se repite para un número N_p creciente de ranuras de acoplo, mostrando en la Fig. 5.78(b) el valor del ancho de banda relativo a -15 dB. Por una parte, el caso sintonizado no presenta ningún número N_p óptimo, siendo su tendencia monótona decreciente. Este hecho se debe a que los tramos de línea en la guía de acoplo ya no compensan el carácter resonante de la ranura de entrada, como ocurría a nivel radiante. Por tanto, a medida que crece el número de ranuras de acoplo aumenta el factor de calidad equivalente del conjunto. Este fenómeno reduce el ancho de banda de la transición entre la guía de entrada y la de acoplo, respecto a la comunicación entre guía de acoplo y radiante.

Afortunadamente, la optimización de los parámetros de desintonización mejora el ancho de banda en adaptación, con una tendencia también decreciente con el número de elementos. Nótese que el salto percibido en la Fig. 5.78(b) se debe a un parámetro de adaptación óptimo muy cercano al umbral de -15 dB escogido, tal y como se aprecia en la Fig. 5.78(a). Tomando por ejemplo un umbral de -10 dB la mejora de ancho de banda aportada por el diseño desintonizado sería aún superior, en línea a lo representado en la Fig. 5.78(a).

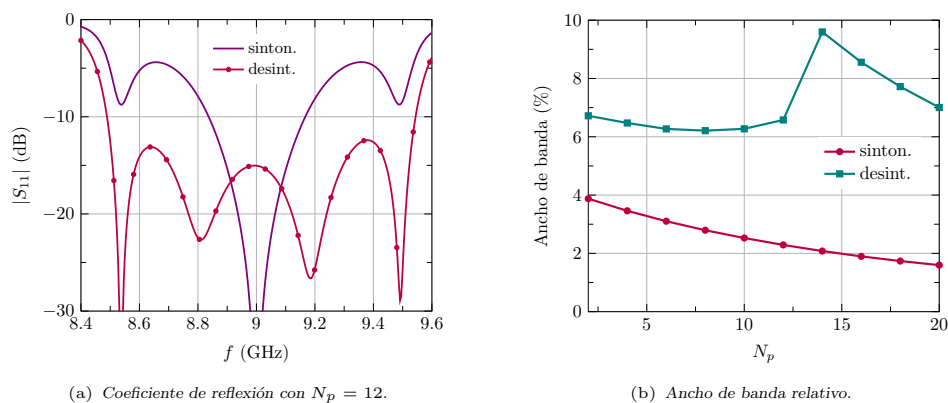


Figura 5.78: Coeficiente de reflexión optimizado y ancho de banda a -15 dB, para un acoplador 1 : N_p uniforme alimentado por ranura inferior, aplicando el modelo circuital.

Agrupaciones de tres niveles

Los estudios realizados con anterioridad permiten una mejor comprensión del funcionamiento de una agrupación completa de tres niveles, tratada a continuación. Son válidas todas las consideraciones anteriores, teniendo en cuenta el efecto combinado de todos los fenómenos citados. La estrategia de diseño para cumplir un determinado ancho de banda requiere por tanto un planteamiento inicial de la subdivisión de la agrupación. En general, se deben emplear tamaños de guías radiantes, en plano horizontal, y guías de acoplo, en plano vertical, lo suficientemente pequeños para cumplir el ancho de banda en radiación. Este requisito puede incluir tanto la directividad máxima como el nivel de lóbulos secundarios a garantizar en el margen de frecuencias deseado. Si el tamaño escogido no cumple el ancho de banda de adaptación, se puede recurrir a un diseño desintonizado a varios niveles. En tal caso, se debe comprobar que la desintonización introducida no provoque una reducción del ancho de banda en radiación que arruine el cumplimiento de especificaciones.

Como ejemplo de análisis se toma una agrupación 8×8 uniforme como la dibujada en la Fig. 5.52(a), pero con una guía de entrada en plano H. Las dimensiones de las guías se mantienen respecto a los casos anteriores, imponiendo unos factores de calidad de las ranuras radiantes, de acoplo y de entrada de $Q^{\text{rad}} = 17$, $Q^{\text{acop}} = 13$ y $Q^{\text{inp}} = 13.5$ respectivamente. El primer resultado pretende resaltar la diferente importancia de la colocación de las ranuras de alimentación a nivel radiante y de acoplo. Como anteriormente, la situación de la ranura de acoplo en la guía radiante se establece mediante el número n_0 , mientras que n_1 define la posición de la ranura de entrada en la guía de acoplo. Se contemplan diferentes combinaciones (n_0, n_1) de ambos parámetros, mostrando en la Fig. 5.79 el comportamiento de las tensiones en las ranuras radiantes a una frecuencia de 8.5 GHz, la cual supone una desviación en frecuencia de un 5.6 % respecto al diseño. Para facilitar su interpretación, se representa por separado la media del módulo de la tensión por filas y columnas.

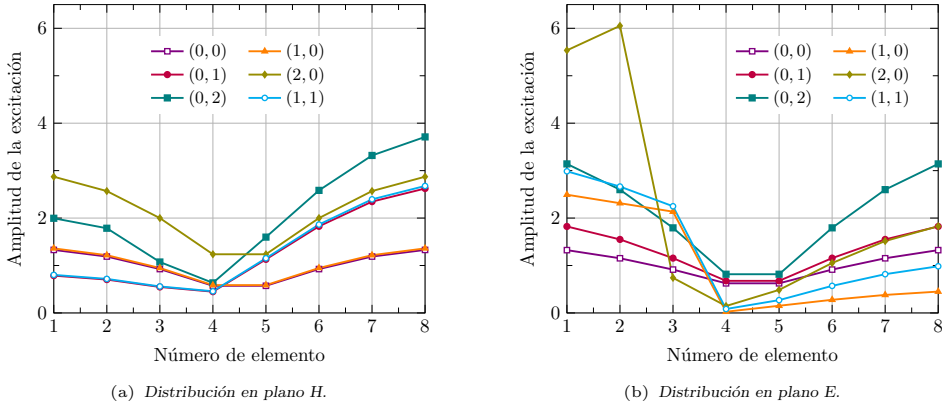


Figura 5.79: Distribución de tensiones sobre las ranuras radiantes en ambos planos a 8.5 GHz, para una agrupación 8×8 uniforme de tres niveles, aplicando el modelo circuital. Se consideran diferentes puntos de alimentación (n_0, n_1) a ambos niveles.

La inspección de ambas gráficas confirma las argumentaciones expuestas anteriormente. Descentrando la ranura de acoplo respecto al punto óptimo $n_1 = 0$, se genera un cierto desequilibrio en las tensiones a ambos lados de la alimentación, como se aprecia en la Fig. 5.79(a). No obstante, dicha asimetría resulta insignificante comparada con la producida al mover la ranura de entrada respecto del punto central. Como refleja la Fig. 5.79(b), las curvas $n_0 \neq 0$ exhiben un acusado desequilibrio a ambos lados de la alimentación, evidenciando su reducido ancho de banda. Este resultado reafirma de nuevo la trascendencia de un planteamiento adecuado de la subdivisión de la agrupación y la colocación de las guías de entrada.

Una vez definidas las secciones óptimas, cada una de ellas se puede desintonizar con el objetivo de maximizar su ancho de banda. En este caso se disponen de tres grados de libertad, correspondientes a cada una de las impedancias a los tres niveles. Este hecho ofrece una mayor versatilidad a la hora de cumplir con las especificaciones de partida en todo el ancho de banda. Para el caso bajo estudio, en la Fig. 5.80 se muestran los anchos de banda en radiación y adaptación, para una agrupación de $N_p \times N_p$ ranuras radiantes. Se comparan las prestaciones del diseño sintonizado con la optimización de la desintonización respecto al ancho de banda en adaptación a -15 dB. La combinación de efectos a diferentes niveles tiene como consecuencia un diseño sintonizado con un ancho de banda prácticamente constante con el número de elementos, manteniéndose en torno a un 2%. En cambio, el ancho de banda de radiación disminuye de forma esperada al aumentar el tamaño de la agrupación.

Respecto al diseño desintonizado optimizado, el ancho de banda en adaptación mejora sensiblemente hasta valores superiores a un 6% para todos los casos considerados. Sin embargo, el ancho de banda en radiación se mantiene inferior al caso sintonizado para valores de N_p pequeños, manteniéndose estacionario en torno a un 6%. Parece evidente que la desintonización aplicada empeora sensiblemente el comportamiento frecuencial de las tensiones con $N_p < 10$. Esta tendencia se explica a partir de los valores óptimos de desintonización, representados en la Fig. 5.81. Como se aprecia, la parte real de la impedancia \bar{Z}^{acop} aumenta drásticamente cuando N_p decrece, mientras que la admitancia \bar{Y}^{rad} exhibe un comportamiento contrario. Especialmente cuando $\bar{Y}^{\text{rad}} < 1$, aumenta la deriva de la tensión en las ranuras de acoplo con la frecuencia, provocando una reducción de ancho de banda. Este fenómeno se produce por la carga que suponen las ranuras radiantes, no observándose en los resultados previos del acoplador aislado.

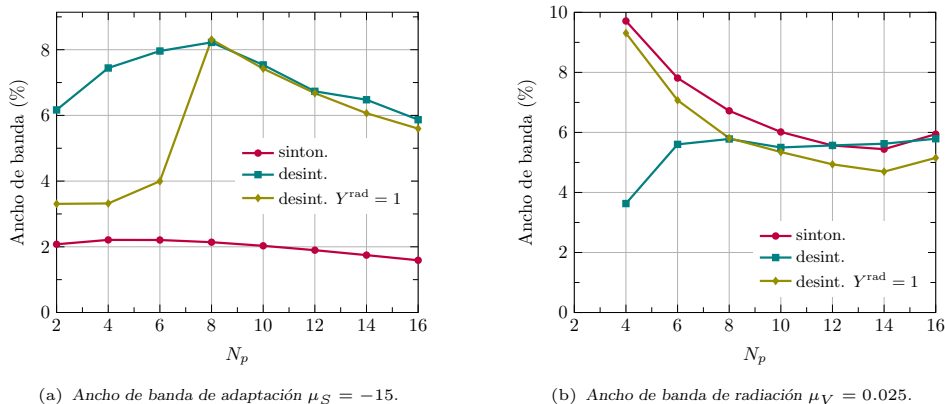


Figura 5.80: Anchos de banda a -15 dB, para una agrupación $N_p \times N_p$ uniforme de tres niveles, aplicando el modelo circuital. Se compara el diseño sintonizado con la desintonización optimizada.

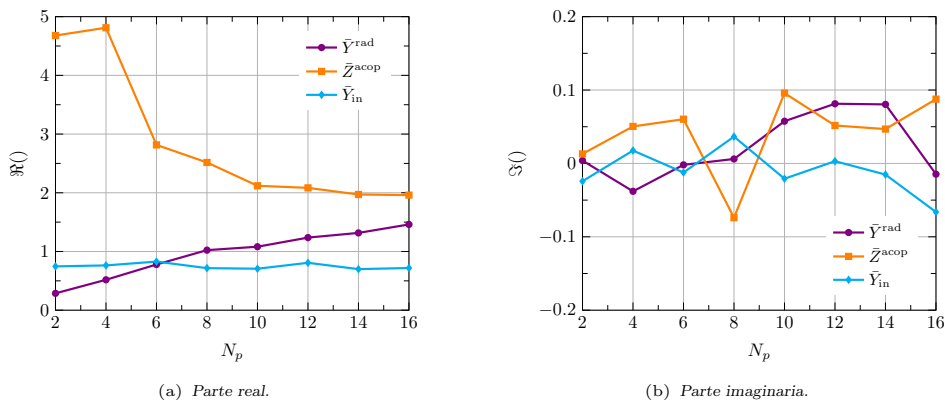


Figura 5.81: Admitancias óptimas del diseño desintonizado de una agrupación $N_p \times N_p$ uniforme de tres niveles, correspondiente a la Fig. 5.80.

Aunque un aumento desproporcionado de \bar{Z}^{acop} también reduce el ancho de banda en radiación, su efecto se aprecia en menor medida que cuando $\bar{Y}^{rad} < 1$. Por dicha razón, se puede moderar dicha reducción imponiendo $\bar{Y}^{rad} = 1$ en la optimización de los valores de desintonización. El resultado de este segundo caso también se incluye en la Fig. 5.80, apreciando una sensible mejora del ancho de banda de radiación, el cual logra mantenerse ligeramente por debajo del diseño sintonizado. En cuanto al ancho de banda de adaptación, la condición $\bar{Y}^{rad} = 1$ impide ofrecer anchos de banda a -15 dB tan elevados cuando $N_p < 8$, aunque supone una mejora indiscutible respecto al caso sintonizado.

Como último ejemplo, se considera un caso típico de diseño de agrupación para el que se define el ancho de banda de operación. En tal caso, el objetivo de la optimización consiste en conseguir las mejores prestaciones en adaptación y radiación dentro del margen de frecuencias definido. Para ello, se toma una agrupación uniforme de 6×6 ranuras con un ancho de banda desde 8.7 GHz hasta 9.3 GHz. Se contempla el diseño sintonizado y el caso desintonizado que minimiza el peor coeficiente de reflexión en la banda de trabajo.

Por otro lado, también se pretende optimizar la agrupación de tal forma que no disminuya drásticamente el ancho de banda en radiación. Como se ha comprobado, controlando el valor Y^{rad} se pueden llegar a diferentes compromisos entre las prestaciones de adapta-

ción y radiación. No obstante, resulta más versátil incorporar la medida del error de las tensiones en la función de coste de la optimización. Ambas metas, adaptación y radiación, se combinan con diferentes pesos para alcanzar las prestaciones deseadas. Otra alternativa de optimización no contemplada hasta ahora consiste en un ajuste individual de los valores Y^{rad} en cada guía radiante. La introducción de grados de libertad adicionales puede ayudar al cumplimiento del objetivo, aunque obviamente aumenta el tiempo de minimización.

La Fig. 5.82 representa los resultados de adaptación y radiación para los cuatro casos mencionados. El diseño desintonizado convencional mantiene el nivel de adaptación por debajo de -17.5 dB en toda la banda de trabajo, suponiendo una mejora contundente del estrecho ancho de banda de la agrupación sintonizada. En cambio, el error de las tensiones aumenta significativamente respecto a esta última. Como era de esperar, la optimización conjunta de adaptación y tensiones, denotada como caso desintonizado V en la Fig. 5.82, representa un caso intermedio entre ambos diseños, mejorando apreciablemente en adaptación con un error en las tensiones más contenido. Por último la optimización individual de las guías radiantes, referida como caso desintonizado Vi, proporciona resultados prácticamente idénticos al anterior. Por supuesto, el compromiso necesario entre radiación y adaptación puede ajustarse modificando la función de coste empleada en la optimización.

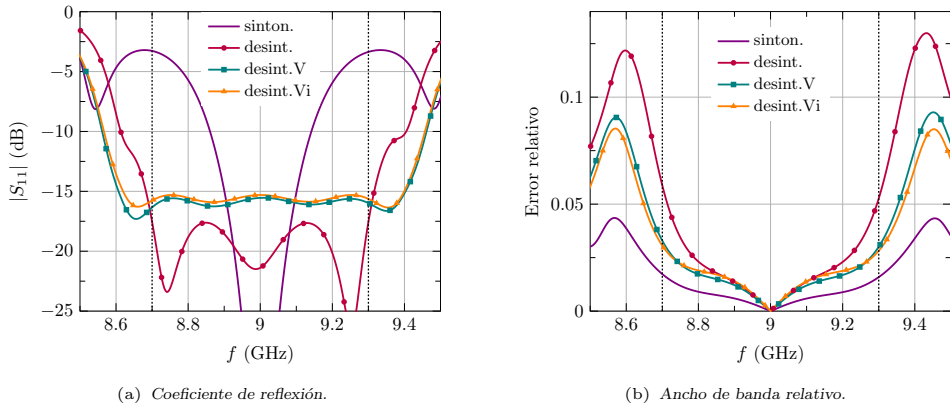


Figura 5.82: Coeficiente de reflexión y error de las tensiones en función de la frecuencia, para una agrupación 6×6 uniforme de tres niveles, aplicando el modelo circuital. Se compara el diseño sintonizado con la desintonización optimizada.

5.5.2. Modelo electromagnético

Todas las conclusiones extraídas en el apartado anterior se pueden aplicar al análisis MoM de una agrupación de ranuras. Tanto el comportamiento del ancho de banda respecto a los diferentes factores involucrados, como los beneficios de la desintonización, son extrapolables en la caracterización electromagnética de la agrupación. No obstante, aunque la tendencia general es válida, no se puede esperar conseguir los mismos resultados que en el modelo circuital. Así, los valores de desintonización óptimos obtenidos circuitalmente se deben reajustar cuando se analiza la estructura mediante un modelo electromagnético riguroso. Este hecho es especialmente relevante en agrupaciones pequeñas, donde el elevado ancho de banda reduce la validez del equivalente circuital de las ranuras. Además, existe la posibilidad que los valores circuitales óptimos no sean implementables debido a las limitaciones físicas del problema.

La técnica de desintonización permite reducir el problema de optimización frecuencial a un ajuste de tres valores complejos de impedancia. Este planteamiento reduce enormemente

el coste computacional del problema de minimización asociado. Nótese el gran número de parámetros involucrados en el proceso de diseño. Así, el algoritmo propuesto únicamente incluye seis valores, incluyendo la parte real e imaginaria de la impedancia a cada nivel, en un procedimiento de optimización estándar. Debido a que el análisis circuital anterior proporciona ya un buen punto de partida de los parámetros óptimos, se opta por un algoritmo de minimización local. Concretamente se escoge el método Nelder-Mead [133] por su sencillez de implementación. El procedimiento así asume una función de coste que combina los dos objetivos, el de adaptación representado por el módulo del coeficiente S_{11} y el de radiación dado por el error de las tensiones, con diferentes pesos. El método de combinación de ambos objetivos a todas las frecuencias consideradas es ajustable, pudiendo aplicar la media, el máximo o una suma de ambos. El código también permite aplicar diferentes pesos a cada frecuencia dentro de la banda o a cada objetivo individualmente.

El proceso de optimización por tanto debería, para cada punto proporcionado por el método Nelder-Mead, ajustar la agrupación con los nuevos valores de desintonización, mediante el método descrito en la Sección 5.4.3, y calcular su respuesta en frecuencia y con ella la función de coste. Esta tarea supone un coste computacional demasiado elevado por cada iteración. En consecuencia, el procedimiento realiza tres aproximaciones básicas para acelerar su convergencia. Primeramente, el barrido en frecuencia se lleva a cabo partiendo únicamente tres frecuencias, las dos extremas y la central de la banda. El análisis en frecuencia interpolado se realiza conforme a lo explicado en el Capítulo 3. Se ha comprobado que con los típicos valores de ancho de banda, dicha aproximación proporciona una precisión suficiente, aunque queda abierta la ampliación del número de puntos.

La segunda aproximación se refiere al proceso de ajuste a partir de los valores de desintonización dados. Aunque emplea el mismo método matricial explicado en la Sección 5.4.3, únicamente realiza una iteración del proceso de la Fig. 5.63, evitando así el cálculo intermedio de la matriz MoM. El algoritmo por tanto asume que converge en una única iteración, gracias al buen comportamiento mostrado por el procedimiento de ajuste. La tercera aproximación reside en la actualización de la matriz MoM en las tres frecuencias, una vez ajustada la agrupación. En lugar de recalcular dicha matriz en cada nuevo punto del método Nelder-Mead, se estima su variación mediante las aproximaciones expuestas en la Sección 5.4.3. Una vez modificadas las tres matrices MoM, se recalcula el barrido en frecuencia y con ello la función de coste. Así, cuando converge el método Nelder-Mead, las aproximaciones realizadas demandan una actualización exacta de las matrices MoM, tras lo cual se lanza de nuevo el método de minimización. El procedimiento global finaliza cuando la mejora de la función de coste se encuentra por debajo de cierta tolerancia.

Caso 1: Espaciado vertical reducido

El procedimiento propuesto se aplica a una agrupación de 8×8 ranuras radiantes con una distribución uniforme. Con la intención de evitar que los lóbulos de difracción distorsionen la interpretación de los resultados, se escoge una anchura de guía radiante reducida, siendo $a = 20.65$ mm y $b = 10.16$ mm. Las cavidades radiantes están separadas mediante una pared de grosor $s = 1$ mm, dando como resultado un espaciado vertical de $0.65\lambda_0$ y horizontal de $0.85\lambda_0$. La guía de acoplo y de entrada presentan unas dimensiones $a = 26.07$ mm y $b = a/2$. En este caso se dispone la guía de entrada en plano E con una ranura longitudinal. Todas las ranuras asumen una anchura $w = 2$ mm y grosor $t = 0.5$ mm. La banda de operación se establece entre 8.75 GHz y 9.25 GHz, suponiendo un ancho de banda relativo de un 5.6%.

El comportamiento en frecuencia de la agrupación optimizada se representa en la Fig. 5.83, distinguiendo entre el diseño sintonizado y desintonizado. Como con el modelo circuital, el caso desintonizado contempla dos variantes: la optimización exclusiva de la adaptación y la combinada adaptación-radiación con un cierto peso. La gráfica muestra

resultados similares al modelo circuital, con una clara mejora del ancho de banda de adaptación en la Fig. 5.83(a) para los casos desintonizados. En cuanto al comportamiento en radiación, representado por la eficiencia de iluminación, la optimización combinada permite aliviar su empeoramiento en la frecuencia inferior de la banda.

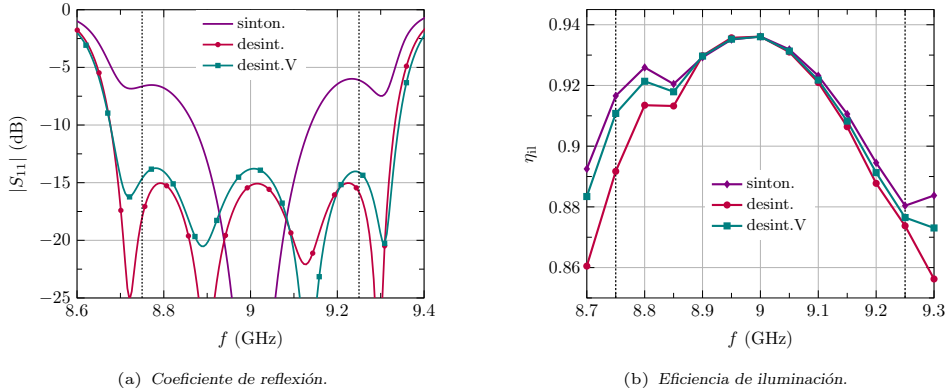


Figura 5.83: Coeficiente de reflexión y eficiencia de iluminación en función de la frecuencia, para una agrupación 8×8 uniforme de tres niveles. Se compara el diseño sintonizado con la desintonización optimizada.

Aunque las aproximaciones realizadas rebajan sensiblemente el coste de la optimización frecuencial, su aplicación a grandes agrupaciones puede suponer una gran carga computacional. En dichos casos, resulta más conveniente extrapolar los valores óptimos de las diferentes subagrupaciones consideradas de forma aislada. Para confirmar el buen comportamiento de esta correspondencia, se emplean los valores de desintonización de la agrupación 8×8 en una 16×16 también uniforme, dividida en 2×2 bloques. Los resultados obtenidos se recogen en la Fig. 5.84. Se puede comprobar, que a pesar de la interacción externa entre ranuras, el comportamiento frecuencial de los diferentes diseños es prácticamente idéntico al de la Fig. 5.83. En consecuencia, es posible dividir el procedimiento de optimización frecuencial en los diferentes bloques aislados. Nótese que una vez establecidos los valores de desintonización, la optimización a la frecuencia central sí considera todos los elementos de la agrupación.

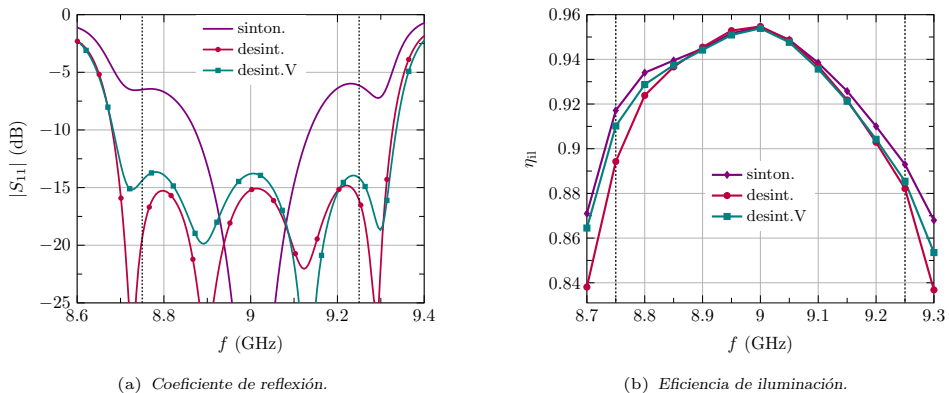


Figura 5.84: Coeficiente de reflexión y eficiencia de iluminación en función de la frecuencia, para una agrupación 16×16 uniforme de tres niveles separada en 2×2 bloques. Se compara el diseño sintonizado con la desintonización optimizada.

Aun cuando la optimización frecuencial busca el máximo cumplimiento de las especificaciones en la banda de trabajo, existen otros parámetros de ajuste que pueden ayudar en su tarea. Por ejemplo, la modificación de la anchura de las ranuras, y con ella del factor de calidad asociado, puede facilitar la consecución del objetivo. De este modo, en el caso tratado anteriormente, la anchura original de $w = 2$ mm aumenta a $w = 3$ mm para las ranuras radiantes y de entrada y se reduce a $w = 1.5$ mm para las de acoplo. Con esta modificación se ejecuta de nuevo el algoritmo de optimización de la desintonización, incluyendo en la Fig. 5.85 los nuevos resultados comparados con los anteriores. Se puede comprobar la apreciable mejora del parámetro de adaptación, situándose por debajo de -20 dB en toda la banda de trabajo, con un ligero incremento de la eficiencia de iluminación.

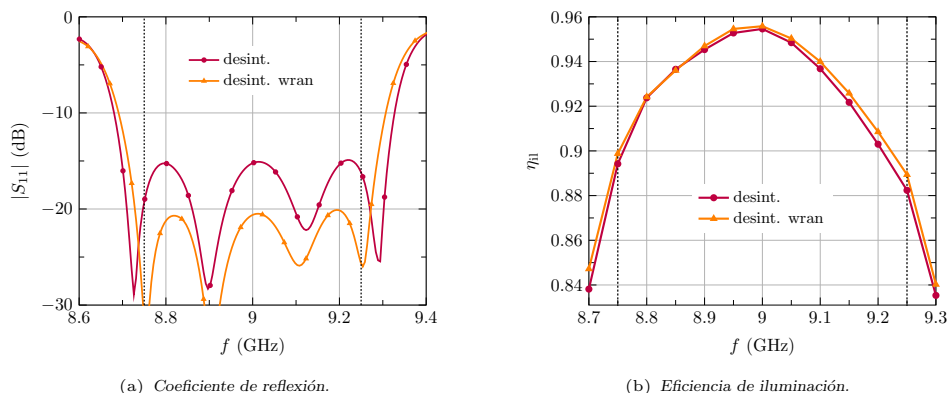
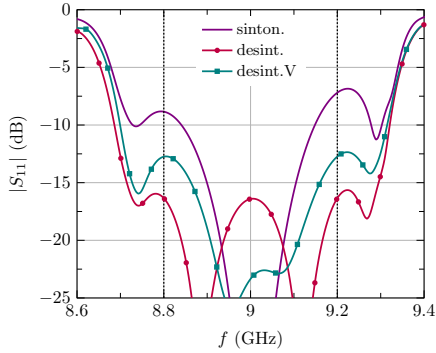


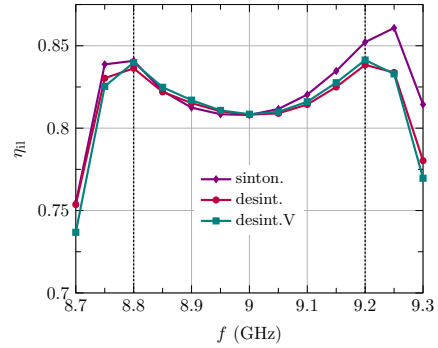
Figura 5.85: Coeficiente de reflexión y eficiencia de iluminación en función de la frecuencia, para una agrupación 16×16 uniforme de tres niveles separada en 2×2 bloques. Se compara el diseño desintonizado con anchura de ranuras original y modificada.

Por último, el procedimiento de optimización frecuencial se aplica sobre la agrupación 16×16 con las anchuras de ranura originales, pero sintetizando una distribución Taylor de 25 dB en ambos cortes principales. Aunque el tamaño de los bloques es idéntico al caso anterior, se deben calcular de nuevo los parámetros de desintonización óptimos, ya que los acopladores cambian la posición de su ranura de entrada buscando el equilibrio de potencias. Además, el ancho de banda objetivo se reduce al rango entre 8.8 GHz y 9.2 GHz, sabiendo a priori la mayor dificultad de mantener el comportamiento frecuencial con una agrupación no uniforme.

El barrido en frecuencia del parámetro de adaptación y de la eficiencia de iluminación se recoge en la Fig. 5.86, para los tres casos habituales. Los resultados obtenidos presentan un aspecto similar al anterior, aunque se aprecia un ancho de banda en adaptación más reducido, fruto de la nueva distribución de amplitud. En estos casos, el ancho de banda de radiación viene mayoritariamente determinado por la conservación del nivel de los lóbulos secundarios en función de la frecuencia. La Fig. 5.87 muestra los diagramas de radiación a varias frecuencias dentro de la banda de trabajo, correspondientes al diseño sintonizado, el cual se puede considerar como el caso mejor. Se aprecia claramente la subida de los lóbulos secundarios a medida que la frecuencia se aleja de la de diseño. Generalmente, la conservación de un nivel bajo de NLPS en toda la banda de trabajo requiere aperturas de mayor tamaño o una subdivisión intensiva en bloques pequeños. No obstante, esta segunda opción puede conllevar una mayor asimetría en los acopladores, suponiendo dicho compromiso un límite en el máximo ancho de banda alcanzable.

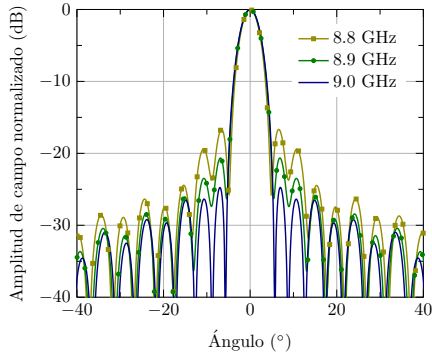


(a) Coeficiente de reflexión.

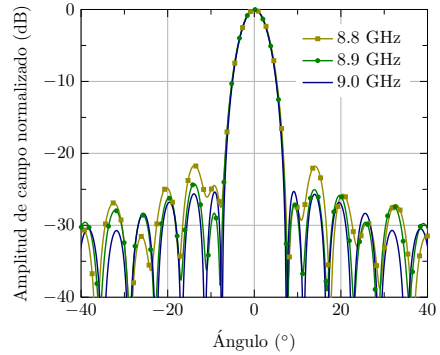


(b) Eficiencia de iluminación.

Figura 5.86: Coeficiente de reflexión y eficiencia de iluminación en función de la frecuencia, para una agrupación 16×16 de tres niveles separada en 2×2 bloques, con una distribución Taylor de 25 dB en ambos planos. Se compara el diseño sintonizado con la desintonización optimizada.



(a) Plano H.



(b) Plano E.

Figura 5.87: Diagrama de radiación en ambos cortes principales, para una agrupación 16×16 de tres niveles separada en 2×2 bloques, con una distribución Taylor de 25 dB en ambos planos y diseño sintonizado.

Caso 2: Espaciado vertical ampliado

A continuación se exponen las dificultades encontradas en el diseño de una agrupación con un espaciado vertical mayor al anterior. Generalmente, es conveniente escoger una anchura de guía que ofrezca un espaciado vertical claramente inferior al horizontal. El diagrama de las ranuras previene la aparición de lóbulos de difracción en plano H, pudiendo así reducir el espaciado vertical a costa de aumentar el horizontal. No obstante, en determinadas situaciones dicha estrategia no es posible. El proceso de fabricación requiere conservar un cierto grosor de las paredes que separan las guías radiantes, el cual puede resultar considerable a altas frecuencias. En dichos casos, el espaciado vertical no se puede reducir por debajo de un determinado valor, ya que se debe mantener una anchura de guía radiante suficiente para prevenir un peligroso acercamiento a la frecuencia de corte. También determinadas situaciones, donde se deben cumplir ciertos requerimientos de tamaño de apertura o número de guías, pueden desembocar en espaciados verticales problemáticos.

En el ejemplo bajo análisis, las guías radiantes adoptan las dimensiones del modelo WR-90, separadas mediante una pared de ancho $s = 1$ mm. Esta configuración proporciona un espaciado vertical de $0.72\lambda_0$ y horizontal de $0.73\lambda_0$. Las guías de acoplo y de entrada

presentan unas dimensiones $a = 23.26$ mm y $b = a/2$. Las ranuras tienen una anchura $w = 3$ mm y grosor $t = 0.5$ mm. En este caso se estudia una agrupación de 12×12 seccionada en 2×2 bloques. Con la intención de tratar un diseño exigente desde el punto de vista de los lóbulos de difracción, el diseño persigue maximizar la directividad de la agrupación mediante una distribución uniforme.

En un primer paso se evalúan las prestaciones en radiación del diseño sintonizado, el cual supone un caso mejor respecto a las agrupaciones desintonizadas. En la Fig. 5.88 se representan en línea continua el diagrama de radiación en plano E a 9 GHz, correspondiente a la frecuencia de diseño, y a 8.75 GHz. Se distingue claramente la problemática relativa a la alta radiación en dirección endfire, aumentando de forma inadmisiblemente a la frecuencia de 8.75 GHz. La causa fundamental de este fenómeno es el aumentado espaciado vertical, unido a un mayor offset en las ranuras radiantes, necesario este último para adaptar las guías compuestas por 6 elementos.

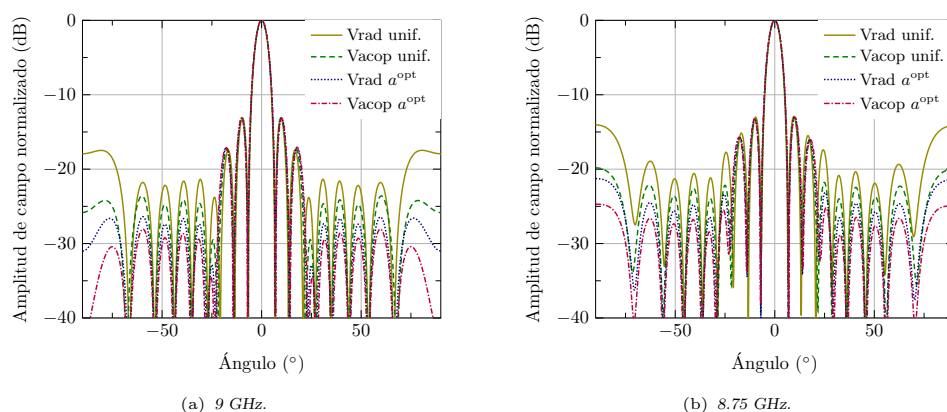


Figura 5.88: Diagrama de radiación en plano E de una agrupación 12×12 de tres niveles separada en 2×2 bloques, para un diseño sintonizado a 9 GHz.

Evidentemente, la aparición de lóbulos de difracción puede mitigarse forzando una cierta caída en los extremos de la apertura. No obstante, manteniendo el objetivo inicial, se ha preferido optimizar una distribución a^{opt} que maximice la directividad a la frecuencia central, a partir de la disposición de las ranuras. Al conjunto de pesos a^{opt} se llega fácilmente asumiendo una distribución separable y minimizando una función de coste analítica. El diagrama de radiación con esta distribución optimizada también se incluye en la Fig. 5.88 con línea punteada. Se distingue claramente la reducción de radiación en dirección endfire a ambas frecuencias, con el deseado aumento en directividad. Curiosamente, se ha comprobado que se llega a un resultado similar forzando una tensión uniforme en las ranuras de acoplo, mostrado en línea discontinúa en la misma gráfica. Finalmente, al combinar ambas técnicas, imponiendo la tensión optimizada en las ranuras de acoplo, se consigue disminuir aún en mayor medida los lóbulos de difracción, como demuestra la Fig. 5.88.

Una interpretación más profunda de los diseños anteriores se consigue representando la media de la tensión radiante por fila, es decir, su distribución en plano E. Esta magnitud se recoge en la Fig. 5.89. Como era de esperar, la optimización convencional fuerza una tensión uniforme en el plano vertical. El resto de diseños exhiben una distribución similar, oscilante y con una caída apreciable en los bordes. Corresponde así con la respuesta natural de la agrupación a una excitación uniforme por parte de las ranuras de acoplo, proporcionando una directividad máxima a la frecuencia de diseño. La imposición de una apertura uniforme, que corrige los acoplamientos externos y por tanto dicha respuesta natural, además de

aumentar los lóbulos de difracción, reduce sensiblemente el ancho de banda en radiación. Tal y como muestra la Fig. 5.89(b), una desviación en frecuencia provoca que la compensación de acoplamiento ya no sea válida. En ese sentido, los otros tres diseños proporcionan una distribución de tensiones en el plano vertical significativamente más estable.

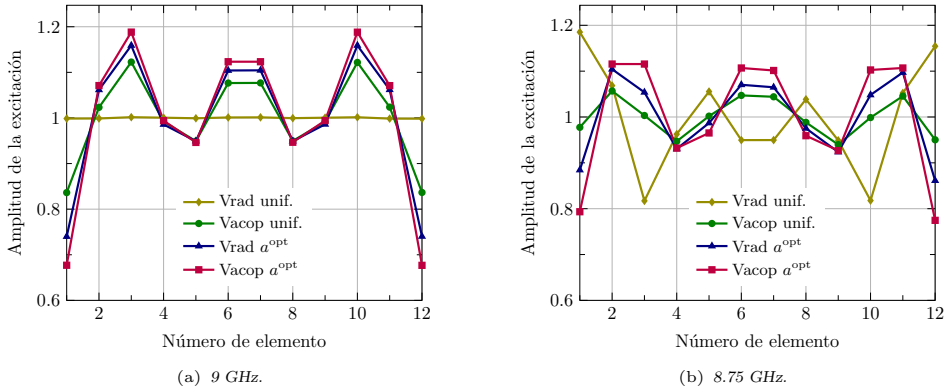


Figura 5.89: Distribución de tensiones sobre las ranuras radiantes en plano E, para una agrupación 12×12 de tres niveles separada en 2×2 bloques, con un diseño sintonizado a 9 GHz.

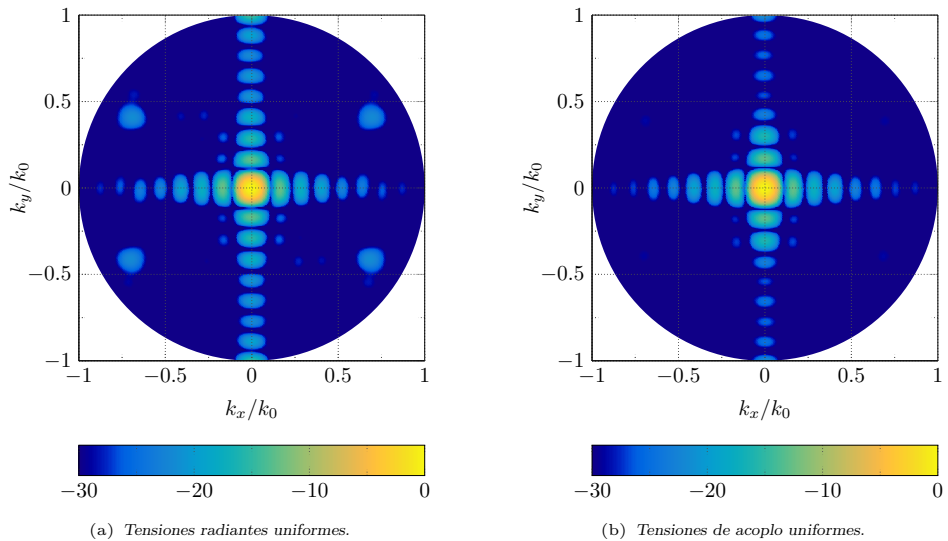


Figura 5.90: Diagrama de radiación 2D a 8.75 GHz de una agrupación 12×12 de tres niveles separada en 2×2 bloques, para un diseño sintonizado a 9 GHz.

El beneficio de modificar la distribución uniforme se reafirma a partir de la Fig. 5.90, la cual recoge una representación bidimensional del diagrama de radiación a 8.75 GHz. En el caso convencional de una optimización cuyo objetivo son unas tensiones radiantes uniformes, aparecen en la Fig. 5.90(a) unos lóbulos tipo mariposa cuando la frecuencia se desvía de la de diseño. A la distribución uniforme sin caída en los extremos de la apertura, se une el mayor offset adoptado por las ranuras en dicho diseño. En cambio, la optimización menos estricta que supone la uniformización de las ranuras de acoplo, demuestra en la Fig. 5.90(b) la práctica eliminación de los mencionados lóbulos. Esta gráfica también confirma la caída más abrupta de los lóbulos laterales en plano E.

Finalmente, la Fig. 5.91 recoge la respuesta en frecuencia de la agrupación, tanto en adaptación como en radiación. Al tratarse de diseños sintonizados, la Fig. 5.91(a) muestra una resonancia de banda estrecha a la frecuencia de diseño, sin diferencias mencionables entre ellos. Respecto al comportamiento en radiación, la Fig. 5.91(b) confirma la acusada caída de directividad alrededor de la frecuencia de diseño, con una optimización convencional de apertura uniforme. A ello se une la menor directividad de pico inducida por la aparición de lóbulos de difracción. Cualquiera de los otros tres diseños constituye una indiscutible mejora en cuanto al ancho de banda en eficiencia de apertura, exhibiendo una excelente uniformidad alrededor de la frecuencia central. A este respecto, la agrupación que sintetiza la distribución de amplitud optimizada sobre las ranuras de acoplo, demuestra el mejor comportamiento en frecuencia.

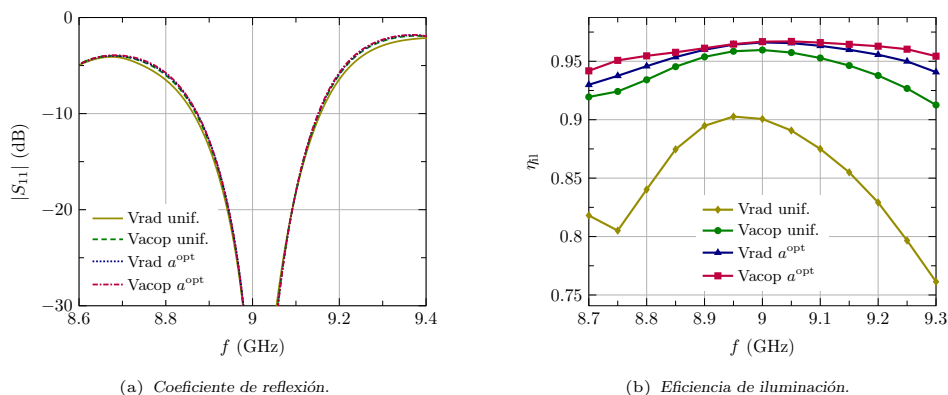


Figura 5.91: Coeficiente de reflexión y eficiencia de iluminación respecto a la frecuencia, para una agrupación 12×12 de tres niveles separada en 2×2 bloques, con un diseño sintonizado a 9 GHz.

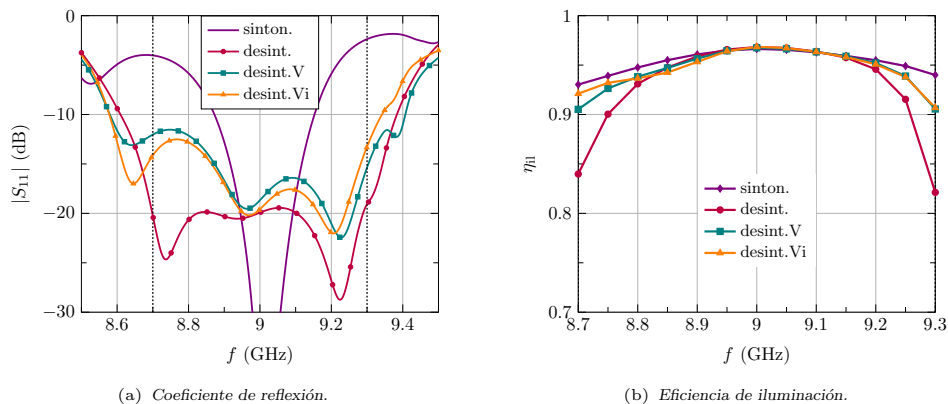


Figura 5.92: Coeficiente de reflexión y eficiencia de iluminación en función de la frecuencia, para una agrupación 12×12 de tres niveles separada en 2×2 bloques, con una distribución que maximiza la directividad. Se compara el diseño sintonizado con la desintonización optimizada.

Como resultado adicional, se comprueba el funcionamiento de la desintonización para el caso de la distribución optimizada sobre las ranuras radiantes. En la Fig. 5.92 se compara el comportamiento en frecuencia del diseño sintonizado y desintonizado. De este último se incluyen tres versiones, optimizando la adaptación, la combinación de adaptación e iluminación y esta última con un ajuste individual en las guías radiantes. Se puede comprobar la

mejora en adaptación que supone el primer diseño desintonizado, con un nivel por debajo de -20 dB en la banda de interés. No obstante, resultan más adecuados los otros dos casos desintonizados, los cuales recurren a un compromiso entre adaptación y caída de directividad en los extremos de la banda. Como demuestra el modelo circuital en la Sección 5.5.1, los valores de desintonización óptimos en adaptación causan una sensible reducción del ancho de banda de radiación en agrupaciones pequeñas.

5.6. Resultados experimentales

Los algoritmos de optimización descritos en este capítulo y el profundo estudio del ancho de banda, se aplican al diseño de varias agrupaciones destinadas a sistemas reales. Cada uno de los casos considerados pone a prueba, en menor o mayor medida, los métodos desarrollados con anterioridad. Las antenas diseñadas se complementan con resultados experimentales asociados con la fabricación de varios prototipos. Gran parte de las antenas consideradas operan a una frecuencia situada en la banda Ka, donde se debe prestar especial atención a las tolerancias de fabricación y al ensamblado de las diferentes piezas. Específicamente, se contemplan tres aplicaciones que requieren agrupaciones con especificaciones diversas, las cuales imponen distintas dificultades a los algoritmos desarrollados.

El primer caso trata el diseño de unas agrupaciones de ranuras para un sistema de exploración embarcado en satélite, con un haz conformado en uno de los planos y muy directivo en el otro. La dificultad de la optimización reside en la gran excursión de fase en los pesos a sintetizar. Las siguientes agrupaciones desarrolladas se asocian a un sistema radar, el cual demanda polarización circular sobre una estructura de gran robustez estructural. La adopción de materiales compactos que cumplan este requisito aumenta de forma considerable los acoplamientos mutuos, incrementando por tanto la exigencia del método de optimización. Finalmente, el último caso contempla el diseño de las antenas necesarias para un terminal móvil de bajo coste, dedicado a la recepción de datos por satélite. Las especificaciones del sistema requieren unas antenas de gran tamaño eléctrico y polarización circular, con un ancho de banda superior a lo habitual. El cumplimiento de dichos requisitos fuerza a explotar al máximo la técnica de desintonización, con una subdivisión exhaustiva de la agrupación, un diseño adecuado de la red de alimentación y un modelo riguroso de los materiales dieléctricos involucrados.

5.6.1. Agrupación de ranuras con haz conformado

La primera antena bajo prueba consiste en una agrupación de ranuras asociada a un estudio preliminar del equipamiento RF embarcado en un sistema de satélites meteorológicos. Se trata concretamente de la segunda generación del actual sistema en órbita denominado EPS (*EUMETSAT Polar System*), desarrollado por la Agencia Espacial Europea (ESA). Entre los diferentes sistemas de imagen a desarrollar, la antena bajo estudio se refiere al *Wind SCatterometer* o SCA, siendo una evolución del actual en órbita. La participación del Grupo de Radiación Electromagnética (GRE) de la UPV en este proyecto aparece por invitación de EADS CASA, gracias a la experiencia en el diseño y optimización del tipo de agrupaciones involucradas.

El instrumento en cuestión opera en banda C e incluye seis antenas agrupadas en tres ensamblados de paneles con diferentes características. Las antenas deben exhibir bajas pérdidas, alta ganancia y elevada estabilidad del apuntamiento, para cumplir las exigentes especificaciones del sistema. Un estudio preliminar del sistema completo apunta a la antena como un elemento crítico, requiriendo un desarrollo previo que demuestre sus prestaciones. El objetivo aquí consiste en un diseño completo de las agrupaciones, y la fabricación y medida de prototipos que confirmen la viabilidad del sistema y el cumplimiento de especificaciones. Como se ha comentado arriba, la antena SCA consiste en tres ensamblados

diferentes, el central (MID) y los dos laterales (SIDE), proporcionando así haces diferentes en varias direcciones. Un dibujo de la antena se recoge en la Fig. 5.93. La antena MID se compone de dos agrupaciones con polarizaciones ortogonales, dando lugar a los paneles MID-H y MID-V, mientras que las dos antenas SIDE únicamente radian polarización vertical. Como se aprecia en la Fig. 5.93, cada ensamblado forma una especie de tejado.

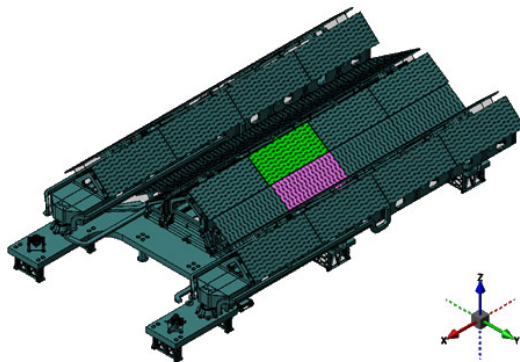


Figura 5.93: Antena SCA completa formada por varios paneles objetivo de diseño.

Para cumplir los requisitos del sistema, las agrupaciones deben presentar unos diagramas de radiación de diferentes características en ambos cortes principales. El plano en elevación, relativo a la dimensión corta de la agrupación, debe presentar un lento incremento en ganancia hacia uno de los bordes del área a cubrir, compensando así su mayor distancia. La pendiente de la ganancia está limitada debido a la estabilidad radiométrica requerida. Fuera del haz principal, el diagrama debe mantenerse lo suficientemente reducido para evitar señales provenientes de otras áreas no exploradas. Por otro lado, el plano en acimut, mucho más directivo, debe minimizar la anchura de haz para así aumentar la resolución del sistema, con un nivel bajo de lóbulos secundarios.

La lista de especificaciones proporcionada por la Agencia ESA incluye una gran variedad de parámetros eléctricos, relativos al puerto de entrada y a los diagramas de radiación. En lo que respecta al diseño de los paneles, los requisitos más relevantes son los siguientes:

- Frecuencia central: 5.3 GHz
- Polarización: Lineal (Horizontal o Vertical)
- Ancho de banda de operación: 2 MHz
- ROE en el puerto en guía: < 1.2 ($|S_{11}| < -20.8$ dB)
- Ganancia: > 30 dBi (MID) y > 30.7 dBi (SIDE)
- NLPS: > 25 dB en acimut
- Polarización cruzada: < -30 dB

A esta lista se deben añadir las máscaras que definen el diagrama en elevación de las diferentes agrupaciones. Esta especificación determina los pesos necesarios en el corte vertical, los cuales son de naturaleza compleja debido a la asimetría de la máscara. El algoritmo de síntesis empleado para determinar dichos pesos queda fuera del alcance de esta tesis. Aunque a partir de un código desarrollado en el grupo GRE se definieron varios juegos de pesos que cumplían adecuadamente las máscaras, se debe remarcar que EADS-CASA

proporcionó los valores finalmente empleados en la agrupación. En cuanto al corte directivo en acimut, se impone un margen de guarda de 5 dB respecto a la especificación, sintetizando una distribución Taylor con un objetivo de NLPS de 30 dB. Finalmente, cabe mencionar que las especificaciones de partida también incluyen requisitos de variación térmica, que en primera instancia no influyen en el diseño de la agrupación.

A partir de las especificaciones, se diseñan las tres agrupaciones correspondientes con los paneles MID-H, MID-V y SIDE-V. Debido a la gran similitud entre las antenas MID-V y SIDE-V, no se incluyen aquí los resultados relativos a esta última. Un dibujo de los paneles MID-H y MID-V se recogen en las Figs. 5.94 y 5.95 respectivamente, ambos compuestos por 8×64 ranuras radiantes. A pesar del reducido ancho de banda necesario, ambas antenas se dividen en cuatro subpaneles para cumplir holgadamente con las especificaciones. Las guías de entrada se disponen según la configuración en plano H con ranura transversal, quedando la red de alimentación 1:4 inferior fuera del alcance del diseño.

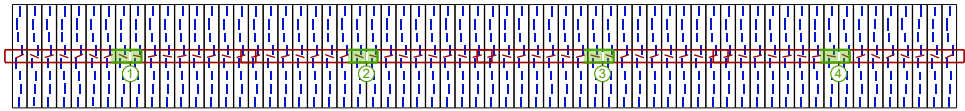


Figura 5.94: Dibujo del panel MID-H completo de la antena SCA.

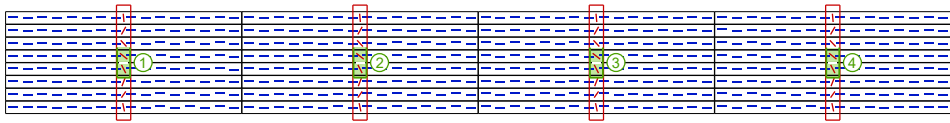


Figura 5.95: Dibujo del panel MID-V completo de la antena SCA.

La disposición solapada de las guías de acoplo del panel MID-H requiere una aclaración. Como se aprecia en la Fig. 5.94, no se ha alternado la posición de dichas guías como suele ser habitual en este tipo de agrupaciones. En la configuración final propuesta por EADS-CASA, el tramo de guía desde la última ranura de acoplo al cortocircuito se implementa formando un codo de 90° hacia abajo, eliminando así dicho solapamiento. Además el cortocircuito final permite un ajuste para sintonizar la agrupación en adaptación. Se debe subrayar que el reducido ancho de banda de la estructura aumenta su sensibilidad a las tolerancias de fabricación. Este ajuste de sintonía permitirá además reducir la influencia del codo, no tenida en cuenta en el análisis.

Ambos paneles son optimizados en base a la distribución de amplitud deseada, y una condición de sintonización total a la frecuencia de diseño de 5.3 GHz. La amplitud y fase de los pesos sintetizados, junto con los ideales, se ilustran en la Fig. 5.96 en ambos planos para la antena MID-H. Como se aprecia, se consigue una reproducción prácticamente perfecta de la distribución requerida, tanto en el corte conformado en elevación como en el directivo en acimut. Tal y como se comenta en la Sección 5.2.1, el cumplimiento de la gran excursión de fase mostrada por los pesos en elevación requiere una inversión de offset de ciertas ranuras, concretamente de la tercera a la sexta en cada guía. Por su parte, el corte en acimut corresponde con una distribución Taylor convencional con un objetivo de NLPS establecido en 30 dB.

El mismo resultado respecto a la síntesis del panel MID-V se recoge en la Fig. 5.97. De nuevo el procedimiento de optimización devuelve una agrupación que reproduce fielmente los pesos deseados. En este caso, la distribución de fase se consigue gracias a invertir el ángulo de inclinación de las ranuras de acoplo, específicamente de la tercera a la quinta en cada guía. Las ranuras concretas que requieren dicha inversión de signo se pueden deducir

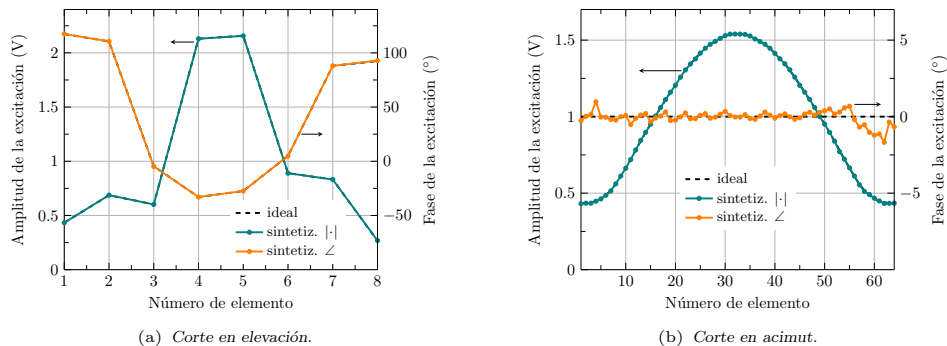


Figura 5.96: Distribución de tensiones sobre las ranuras radiantes a 5.3 GHz, resultado de la optimización del panel completo MID-H de la Fig. 5.94.

fácilmente a partir del perfil de fases en elevación de las Figs. 5.96(a) y 5.97(a). Aunque por brevedad no se recogen los diagramas de radiación, éstos corresponden casi por completo a los obtenidos con los pesos ideales. Cada uno de los cuatro subpaneles en los que se divide la agrupación debe ser alimentado con una amplitud proporcionada por el algoritmo de optimización. Como se ha comentado anteriormente, el diseño de la red de alimentación necesaria queda fuera del objetivo del proyecto.

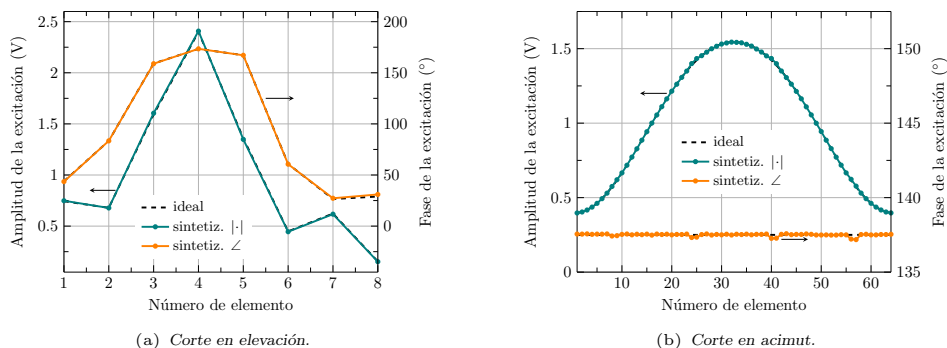


Figura 5.97: Distribución de tensiones sobre las ranuras radiantes a 5.3 GHz, resultado de la optimización del panel completo MID-V de la Fig. 5.95.

La precisión del análisis y validez del diseño son comprobados experimentalmente mediante la fabricación de sendos prototipos. Al tratarse de un desarrollo preliminar únicamente se fabrica un subpanel de cada antena, concretamente el central numerado como segundo en las Figs. 5.94 y 5.95. Un dibujo ampliado de ambos subpaneles se recoge en las Figs. 5.98 y 5.99, donde se aprecia con mayor detalle la disposición de las ranuras y guías. En concreto, se percibe claramente la inversión de signo impuesta sobre las ranuras radiantes y de acoplo mencionada anteriormente. La posición de los subpaneles fabricados en el sistema SCA completo queda destacada en la Fig. 5.93.

Una vista de los prototipos fabricados se puede visualizar en la Fig. 5.100. Por un lado, la Fig. 5.100(a) muestra la disposición en la que finalmente se miden los subpaneles, reproduciendo la situación dentro del sistema completo. Se pretende así obtener los valores de acoplamiento entre antenas, los cuales deben cumplir una determinada especificación. También se percibe en la Fig. 5.100(a) el final de las guías de acoplo, las cuales no incorporan el codo de 90° comentando anteriormente. Nótese que al tratarse de un único subpanel no

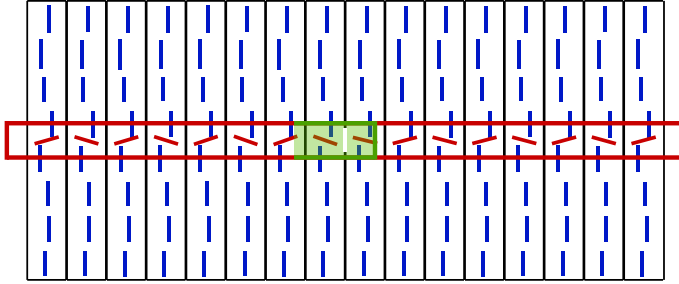


Figura 5.98: Dibujo del subpanel MID-H fabricado.

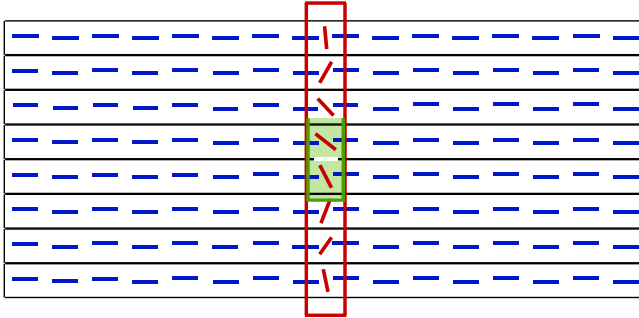
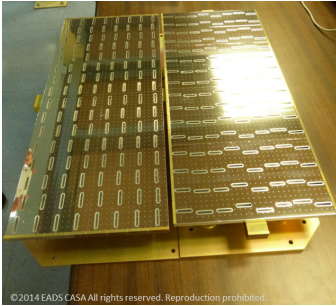
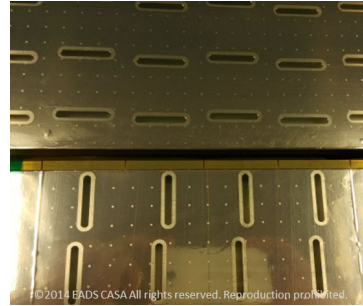


Figura 5.99: Dibujo del subpanel MID-V fabricado.

aparecen los problemas de solapamiento. Por otro lado, la Fig. 5.100(a) enseña el detalle de la fabricación de las ranuras con los típicos bordes cortos redondeados.



(a) Vista completa.



(b) Detalle de las ranuras.

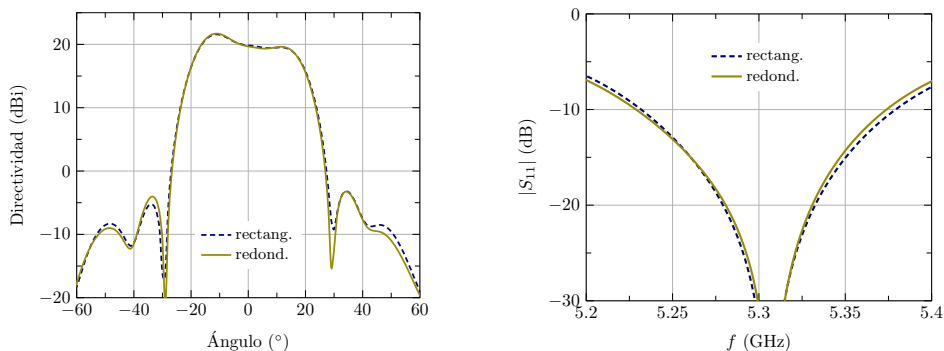
Figura 5.100: Prototipos de los subpaneles MID-H y MID-V fabricados.

El redondeo de las ranuras supone una consecuencia habitual del procedimiento de fabricación de este tipo de agrupaciones. Esta modificación de la forma rectangular implica una evidente menor área ocupada por la ranura, y por consiguiente un desplazamiento de su respuesta en frecuencia. Afortunadamente, dicho desplazamiento se comporta de forma predecible, pudiendo sustituir las ranuras originales por otras más largas que lo compensen. La estrategia más lógica sería imponer una longitud de ranura redondeada que presente la misma área que la rectangular original. No obstante, en [134] se puede encontrar una fórmula más precisa en la que interviene también el perímetro de la ranura. Así, la longitud equivalente de la ranura redondeada l' se puede escribir como:

$$l' = \frac{6l_a + l_p}{7} = l - \frac{2(4 - \pi)w}{7} \tag{5.102}$$

donde l es el eje mayor de la ranura redondeada y w el eje menor. Así, la ranura redondeada es equivalente a una rectangular de menor longitud l' , la cual se obtiene ponderando adecuadamente las ranuras de igual área e igual perímetro. Por tanto, la fabricación de las ranuras redondeadas se lleva a cabo imponiendo una longitud l , que proporcione (5.102) la longitud l' con forma rectangular obtenida en el procedimiento de optimización.

Con la intención de comprobar la precisión de la fórmula (5.102) en el caso de interés, se simula con el software CST las dos versiones, una con ranuras rectangulares y otra con sus equivalentes redondeadas. Para aliviar la exigencia de la simulación, se toma el subpanel MID-H de la Fig. 5.98, con un número de guías reducido a ocho. La Fig. 5.101 recoge una selección de la comparativa de resultados, que incluye el diagrama de radiación en el corte de elevación y el coeficiente de reflexión respecto a la frecuencia. La gran similitud de ambas agrupaciones confirma la exactitud de la aproximación de ranura redondeada. Destaca especialmente la concordancia de la respuesta en frecuencia del parámetro de adaptación, debido a su mayor sensibilidad a la modificación de dimensiones.



(a) Diagrama de radiación en elevación a 5.3 GHz.

(b) Coeficiente de reflexión en función de la frecuencia.

Figura 5.101: Comparativa de una agrupación 8×8 de ranuras rectangulares y equivalentes redondeadas.

A continuación se recoge una selección de las medidas realizadas simultáneamente sobre sendos prototipos fabricados, colocados conforme refleja la Fig. 5.100(a). Las medidas se comparan con los resultados del análisis MoM, el cual se acompaña con la simulación proporcionada por CST. Ambas simulaciones se llevan a cabo considerando ambos subpaneles de forma aislada, despreciando por tanto la interacción mutua entre las dos agrupaciones con polarizaciones ortogonales.

Se muestran primero los diagramas de radiación en directividad a la frecuencia central de 5.3 GHz, excitando el puerto correspondiente al subpanel MID-H. La Fig. 5.102 representa el corte en elevación, donde se percibe una notable similitud entre medidas y simulaciones. Especialmente destacable es la excelente concordancia del haz principal, tanto en el valor de directividad máxima como en la pendiente del diagrama. Recuérdese que esta última era una de las especificaciones de partida más relevantes.

La directividad en el corte de acimut, correspondiente al plano E, se muestra en la Fig. 5.103. Se debe tener en cuenta que el diagrama corresponde al segundo cuarto de una distribución Taylor, de ahí el mayor nivel de sus lóbulos secundarios. De nuevo este corte confirma la buena similitud entre medidas y simulaciones.

Finalmente, la Fig. 5.104 recoge la directividad de la componente contrapolar en ambos cortes principales. El requisito de nivel de contrapolar se cumple sobradamente, demos-

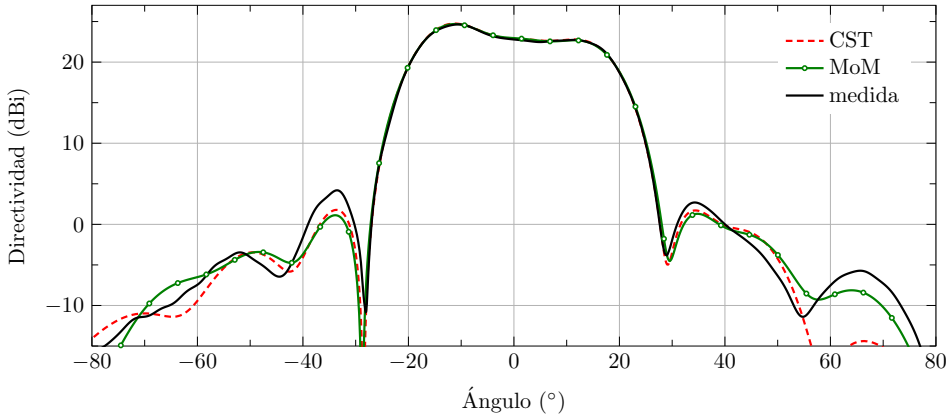


Figura 5.102: Directividad en plano H del prototipo de subpanel MID-H, comparada con simulaciones.

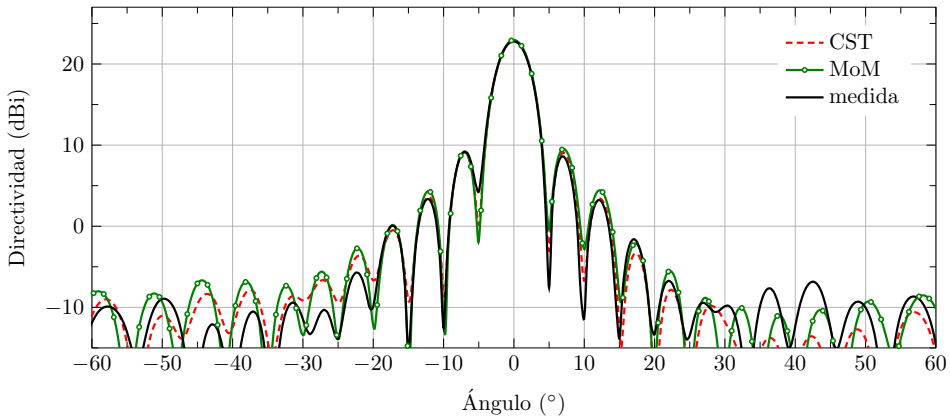


Figura 5.103: Directividad en plano E del prototipo de subpanel MID-H, comparada con simulaciones.

trando un valor inferior a -50 dB en el haz principal. A pesar de esta reducida radiación, la simulación predice de forma razonable su comportamiento. Como es habitual, la mayor discrepancia la exhibe la simulación MoM propia en direcciones distintas de broadside en el plano E. La mejor estimación proporcionada por CST sugiere la mayor importancia de la difracción en los bordes en este corte de radiación contrapolar reducida.

Las siguientes figuras muestran los mismos resultados relativos al prototipo de subpanel MID-V. Por un lado, la directividad en el corte de elevación y acimut se representa en las Figs. 5.105 y 5.106 respectivamente. El comportamiento de ambos diagramas es similar al obtenido con el subpanel MID-H. Se aprecia no obstante un menor grado de concordancia entre simulaciones y medida en la Fig. 5.105, correspondiente al diagrama en el corte de elevación. Tanto la pendiente del haz principal como el nivel de lóbulos secundarios medidos difieren ligeramente de las simulaciones, las cuales presentan una mejor similitud entre ellas. No se ha podido determinar si la discrepancia proviene de la precisión del análisis, del proceso de fabricación o de la presencia de la otra agrupación en la medida. Hay que tener en cuenta que la disposición de las ranuras implica una mayor influencia de la difracción en bordes con este subpanel MID-V. No obstante, el prototipo cumple con las especificaciones relativas a este corte conformado. Por otro lado, el corte en acimut de la Fig. 5.106 exhibe una excelente concordancia entre medidas y simulaciones, mejorando incluso el resultado del subpanel MID-H.

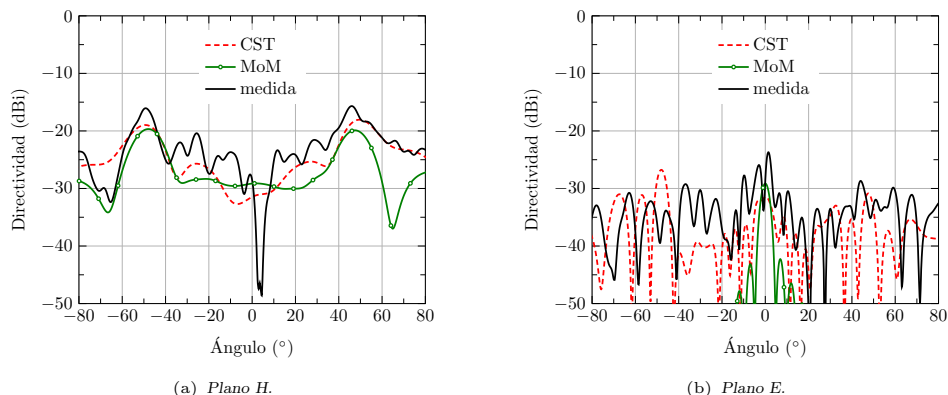


Figura 5.104: Directividad de la componente contrapolar correspondiente al prototipo de subpanel MID-H, comparada con simulaciones.

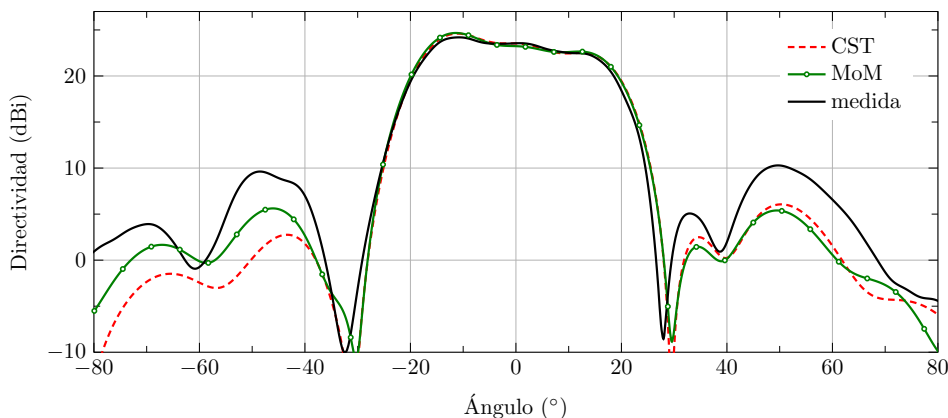


Figura 5.105: Directividad en plano E del prototipo de subpanel MID-V, comparada con simulaciones.

Por último, la componente contrapolar en ambos cortes se muestra en la Fig. 5.107. La interpretación de las gráficas coincide prácticamente con lo expuesto para el subpanel MID-H. El nivel de contrapolar revela valores muy reducidos, cumpliendo ampliamente la especificación. En este caso se aprecia una mayor discrepancia entre medidas y simulaciones, causado principalmente por una menor radiación contrapolar en el haz principal.

En cuanto al nivel de adaptación, la Fig. 5.108 muestra el módulo del coeficiente de reflexión respecto a la frecuencia. La medida manifiesta un comportamiento excelente, con una sintonización perfecta a la frecuencia central. Recuérdese que los prototipos disponen de cortocircuitos ajustables de sintonía. Por dicha razón, las curvas simuladas no coinciden plenamente con el resultado experimental, apreciándose un desplazamiento en frecuencia, mucho más evidente en el subpanel MID-V. Merece la pena destacar que la respuesta simulada no está centrada a la frecuencia de diseño. Este hecho se produce por la menor precisión del análisis aproximado empleado en la optimización, especialmente cuando se trata de ranuras longitudinales con reducido offset, como en el caso del subpanel MID-V de la Fig. 5.99. Este fenómeno se explica ampliamente en el Capítulo 3. Aunque se podría haber tenido en cuenta esta discrepancia en el proceso de diseño, no se barajó dicha posibilidad gracias a la presencia de los elementos de sintonía. Por último, cabe mencionar que el parámetro de acoplamiento S_{21} entre ambos subpaneles también cumple la especificación,

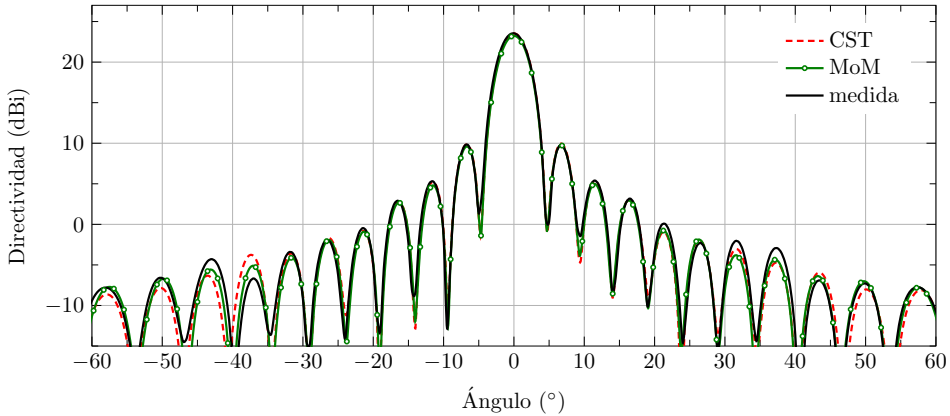


Figura 5.106: Directividad en plano H del prototipo de subpanel MID-V, comparada con simulaciones.

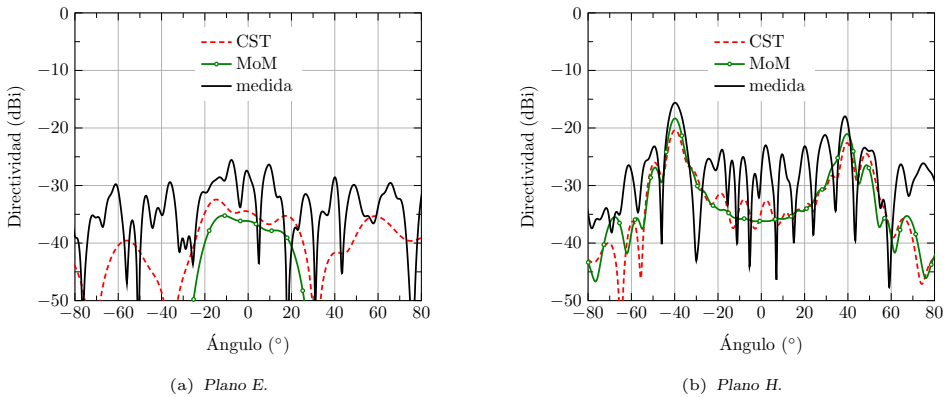


Figura 5.107: Directividad de la componente contrapolar correspondiente al prototipo de subpanel MID-V, comparada con simulaciones.

con valores inferiores a -70 dB. Por su parte, el proceso de medida ha estimado las pérdidas en los conductores en 0.3 dB para el subpanel MID-H y 0.35 dB para el subpanel MID-V.

Una última especificación pendiente de comprobación se refiere a la estabilidad de la directividad en frecuencia dentro del haz principal. Las medidas realizadas revelan una mayor variación para el subpanel MID-V, que aunque cumple especificaciones, merece cierta atención. La variación de directividad respecto a la frecuencia central se muestra en la Fig. 5.109(a) para ambos subpaneles. Esta gráfica demuestra claramente el peor comportamiento del subpanel MID-V, especialmente en torno a una elevación de 20° , donde finaliza el ancho de haz principal (véase Fig. 5.105). Nótese que dicha deriva se mantiene inferior a 0.02 dB en el subpanel MID-H.

La diferencia de comportamiento entre ambos subpaneles es fácilmente explicable a partir del estudio de ancho de banda llevado a cabo en la Sección 5.5. Como se aprecia en las Figs. 5.98 y 5.99, el diagrama conformado en elevación viene determinado por las ranuras radiantes en el subpanel MID-H y por las de acoplo en el MID-V. Por tanto, este último sufre una mayor sensibilidad a variaciones en frecuencia, debido a la distribución de amplitud asimétrica respecto al punto de alimentación. La Fig. 5.97 demuestra el claro desequilibrio respecto a la ranura de entrada, situada entre el cuarto y quinto elemento, reduciendo de forma considerable el ancho de banda de las tensiones.

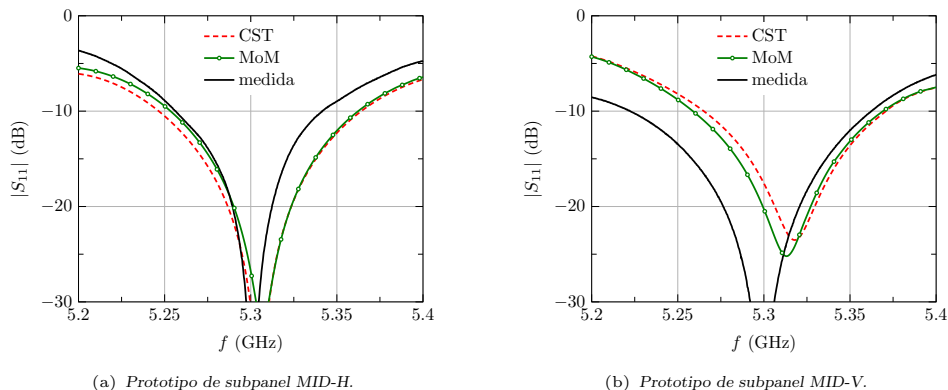


Figura 5.108: Coeficiente de reflexión en función de la frecuencia de los prototipos MID-H y MID-V, comparada con simulaciones.

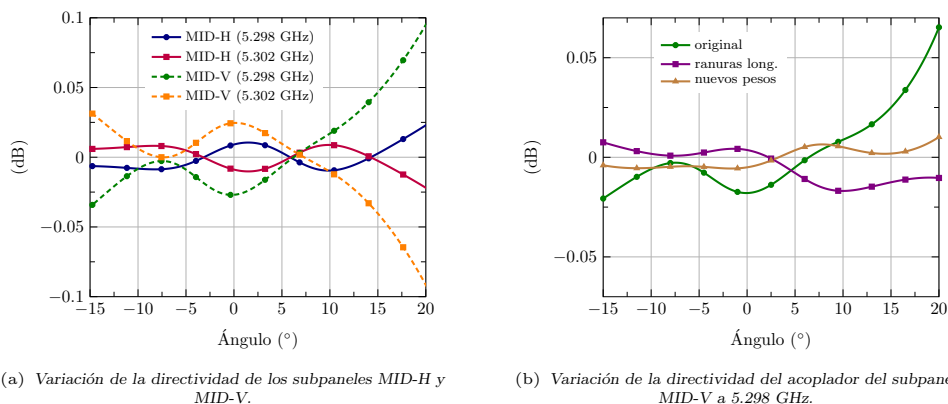


Figura 5.109: Variación de la directividad con la frecuencia para los prototipos MID-H y MID-V y posibles mejoras del acoplador del subpanel MID-V.

Las causas del mencionado fenómeno sugieren dos posibles soluciones. La primera propone sustituir las ranuras de acoplo inclinadas por unas longitudinales. Una comparativa de la disposición del acoplador original y el alternativo se ilustra en la Fig. 5.110. Así, el nuevo acoplador manifestaría un modo de funcionamiento similar al nivel radiante, con una menor sensibilidad al punto de alimentación y a distribuciones asimétricas. La segunda solución consiste en emplear una distribución de amplitud más simétrica, que siga cumpliendo las especificaciones. Concretamente, se propone utilizar los pesos del subpanel MID-H, que como se aprecia en la Fig. 5.96, presentan una buena simetría respecto al punto central.

Las dos soluciones propuestas se comparan en la Fig. 5.109(b), donde se representa la variación en directividad en el plano de elevación a 5.298 GHz. La reducción de la deriva en frecuencia en ambos casos resulta muy satisfactoria. La propuesta de acoplador con ranuras longitudinales parece prometedora, ya que consigue aliviar el reducido ancho de banda de una distribución asimétrica. No obstante, tal y como se puede intuir a partir de la Fig. 5.110(b), las cavidades radiantes a nivel superior deberían desplazarse si se pretenden alimentar en el mismo punto. Esta modificación de la disposición de las guías puede introducir cierta problemática en la yuxtaposición de los subpaneles.

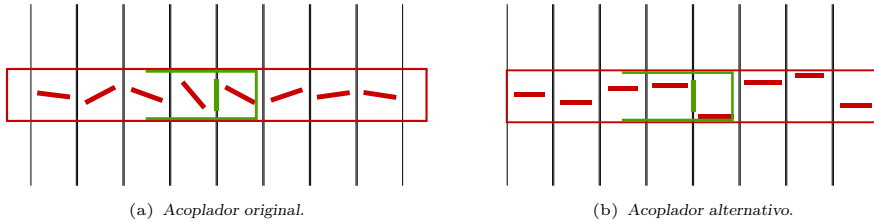


Figura 5.110: Acoplador del subpanel MID-V y posible alternativa.

Como conclusión, el diseño de las antenas requeridas cumple con éxito las especificaciones de partida. El procedimiento de optimización consigue manejar un problema de síntesis delicado, debido al carácter complejo de los pesos con una gran excursión de fase. Los resultados experimentales, asociados a un subpanel en ambas polarizaciones, confirman el buen funcionamiento previsto por las simulaciones.

5.6.2. Agrupación de banda estrecha con polarización circular

El siguiente caso experimental consiste en una agrupación en la banda Ka, concretamente a 37 GHz, concebida para un sistema radar. La antena debe radiar polarización circular, típica en estas aplicaciones, por lo que se recurre a una agrupación formada por parejas ranura-dipolo. Además, la antena debe ofrecer un modo de operación monopulso, con dos puertos que proporcionen el haz suma y diferencia en ambas dimensiones. La respuesta en frecuencia se puede considerar de banda estrecha, con un ancho de banda inferior al 1%. La particularidad del sistema donde se pretende montar la antena demanda una gran robustez mecánica e inmunidad a vibraciones o impactos.

Respecto a esta última especificación, la necesaria presencia de los dipolos introduce ciertas incertidumbres sobre la robustez mecánica de la estructura. Resulta fundamental una elección razonada de los materiales sobre los que se fresan las ranuras y dipolos. Una primera tentativa considera fabricarlos sobre sendas láminas de dieléctrico PTFE muy finas, concretamente de $127\ \mu\text{m}$ de grosor. El espacio entre ellas se rellena con un material tipo foam del grosor adecuado. Además de la falta de robustez de la estructura multicapa descrita, se debe resaltar que las pruebas experimentales realizadas no ofrecían la pureza de polarización deseada. Cabe tener en cuenta que el soldado de una lámina tan fina a las paredes internas entre cavidades radiantes presenta serias dificultades.

Con la intención de mejorar la robustez mecánica de la estructura y su funcionamiento eléctrico, se opta por fresar dipolos y ranuras sobre ambos lados de un único sustrato dieléctrico tipo PTFE. Como consecuencia, su grosor debe rondar $\lambda/5$, ligeramente superior a 1 mm en 37 GHz, para conseguir radiar polarización circular. Con este proceso, se garantiza la distancia vertical entre dipolos y ranuras así como su alineamiento horizontal mutuo. Además, la mejorada robustez de este dieléctrico grueso facilita su soldado a las cavidades radiantes inferiores. Por el contrario, dichos beneficios en robustez y fabricación se tornan inconvenientes relativos a las prestaciones eléctricas. Una capa de dieléctrico de grosor moderado con una permitividad alrededor de 2.2 como la empleada, permite la propagación de ondas de superficie de magnitud apreciable. Este fenómeno conlleva un sensible incremento de los acoplamientos mutuos entre elementos radiantes, comparados con las agrupaciones convencionales de ranuras. Como consecuencia, la exigencia del procedimiento de optimización aumenta considerablemente para alcanzar las prestaciones deseadas.

Las pruebas experimentales realizadas se dividen en dos antenas con diferentes especificaciones, aunque comparten gran parte de sus características y de la estrategia seguida en

su diseño y fabricación. Ambas agrupaciones se describen a continuación, recogiendo una muestra representativa de las medidas realizadas.

Antena 1: Agrupación con diagrama cosecante

La primera antena se caracteriza por su diagrama de radiación con forma cosecante en el plano de elevación, especificación habitual en aplicaciones radar. Los requerimientos más relevantes desde el punto de vista del diseño eléctrico se pueden resumir en:

- Banda de operación: 36.7-37.0 GHz
- Dimensiones máximas: 25×13 cm
- Polarización: Circular a derechas (RHCP)
- Relación axial: < 3 dB
- ROE en el puerto en guía: < 1.2 ($|S_{11}| < -20.8$ dB)
- Modo de operación monopolso.
- Ganancia en canal suma: > 32 dBi
- Diagrama en elevación: Tipo cosecante
- NLPS: > 20 dB (excepto el primer lóbulo)

Las especificaciones detalladas se pueden calificar como habituales en este tipo de aplicaciones. No obstante, la elevada frecuencia de operación, ya en la banda de milimétricas, supone un gran reto desde el punto de vista de la fabricación. En este sentido, la sencillez estructural de los dipolos, que sirven de mecanismo convertidor de polarización, juega un papel fundamental en el éxito de los resultados experimentales. La agrupación se muestra así menos sensible a tolerancias de fabricación que otras soluciones típicas como los parches microstrip.

Con el tamaño indicado y la frecuencia de trabajo, la agrupación consta de 24 guías radiantes con 36 ranuras cada una. Las ranuras y dipolos son fresadas sobre un sustrato Nelco NY9220, con un grosor de 1.143 mm y permitividad relativa $\epsilon_r = 2.2$. Gracias a los mínimos requerimientos de ancho de banda, no es necesario subdividir la agrupación en bloques más pequeños. La única división es la habitual en dos mitades, requerida para conseguir el funcionamiento monopolso en acimut. Esta última especificación, unida a la complejidad de los pesos necesarios para el diagrama cosecante, sugiere el diseño de una red paralelo que alimente cada una de las guías radiantes. Esta red en guía rectangular incorpora las dos entradas necesarias para conseguir el modo de operación monopolso. Se prescinde por tanto de las ranuras y guías de acoplo, siendo éste un caso excepcional respecto al resto considerados en esta tesis.

El proceso de diseño por tanto se divide en dos tareas. Por un lado, se diseña una red conformadora que proporcione los pesos requeridos para las especificaciones del haz cosecante, incorporando además la funcionalidad monopolso. Para ello se concibe una red multinivel formada por varias etapas comunicadas por aperturas. El diseño de dicha red queda fuera del alcance de esta tesis. En la Fig. 5.111(b) se puede visualizar una muestra de las piezas finalmente fabricadas.

La segunda tarea consiste en la optimización del nivel radiante, siguiendo el procedimiento descrito en este capítulo. La distribución de amplitud a sintetizar viene establecida por los pesos proporcionados por la red para un diagrama cosecante en elevación, y un coseno sobre pedestal en acimut con un objetivo de NLPS de 20 dB. El ensamblado del

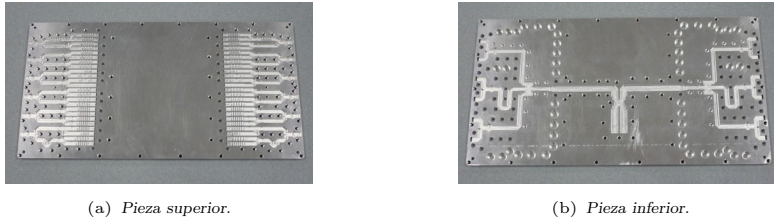


Figura 5.111: Imágenes de la red de alimentación del prototipo 1 con polarización circular.

dieléctrico sobre el que se disponen las ranuras y dipolos, y la pieza correspondiente a las cavidades radiantes, se ilustra esquemáticamente en la Fig. 5.112. La diferencia con la estructura habitualmente optimizada reside sobre la ranura de acoplamiento, que en este caso consiste en una apertura con una menor relación de aspecto. No obstante, el proceso de optimización procede de forma similar a lo explicado en la Sección 5.3.2, asumiendo una ranura de acoplamiento situada en el mismo punto. El objetivo perseguido por el ajuste de las ranuras se compone de la condición de sintonización y la síntesis de la distribución de amplitud deseada, mientras que los dipolos se optimizan para conseguir una buena pureza de polarización circular. En este proceso cabe destacar la dificultad añadida que supone los fuertes acoplamientos mutuos entre elementos, ya mencionados con anterioridad.

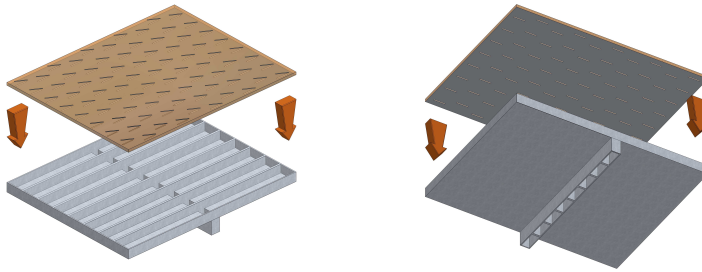
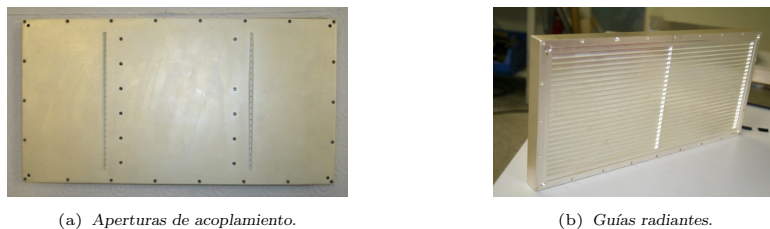


Figura 5.112: Ensamblado de los dipolos y ranuras con las guías radiantes.

La fabricación de las diferentes piezas que componen el prototipo, tanto de la red de alimentación, como las guías radiantes y el sustrato con los elementos ranura-dipolo se lleva a cabo con extremo cuidado. La elevada frecuencia de operación demanda una especial atención al proceso de ensamblado, el cual precisa de una gran cantidad de tornillería, para evitar sufrir fugas de potencia entre las piezas de aluminio. La Fig. 5.113(a) muestra la capa que hace de interfaz entre la red de alimentación y las guías radiantes, donde se aprecia la división en dos partes con sus respectivas aperturas de acoplamiento. Por su parte, la Fig. 5.113(b) recoge una vista lateral de la pieza que contiene las guías radiantes, separadas por paredes sobre las que se suelda el sustrato con las ranuras y dipolos.

El prototipo fabricado se somete a un intensivo proceso de medida, necesario para comprobar el cumplimiento de especificaciones. Las siguientes figuras muestran los resultados experimentales más relevantes. En primer lugar, la Fig. 5.114 representa los diagramas de radiación a la frecuencia central en ambos cortes principales, demostrando una buena concordancia con el resultado ideal. El diagrama en elevación se mantiene dentro de los umbrales especificados, mientras que en acimut cumple el requisito de lóbulos secundarios.

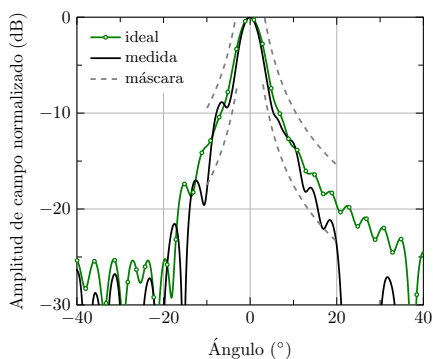
La relación axial en el corte de acimut se incluye en la Fig. 5.115(a), a varias frecuencias dentro de la banda de trabajo. Los resultados experimentales indican que únicamente se cumple el requisito de una RA mejor que 3 dB en la parte alta de la banda de operación. Se distingue por tanto un desplazamiento en frecuencia de la pureza de polarización, asociado



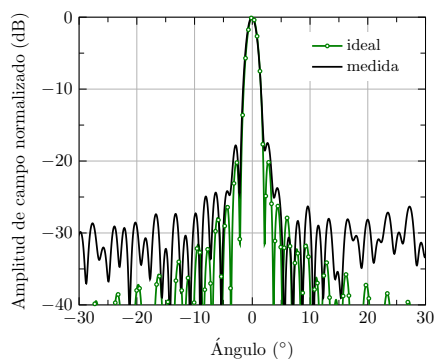
(a) Aperturas de acoplamiento.

(b) Guías radiantes.

Figura 5.113: Imágenes de la pieza de acoplo y de las guías radiantes, del prototipo 1 con polarización circular.



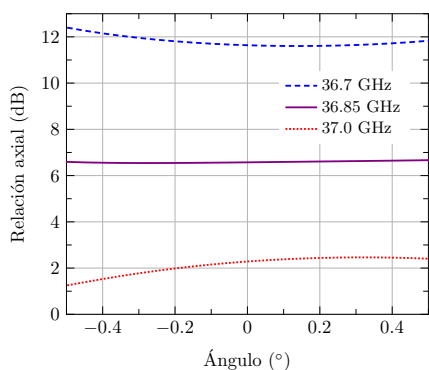
(a) Corte en elevación.



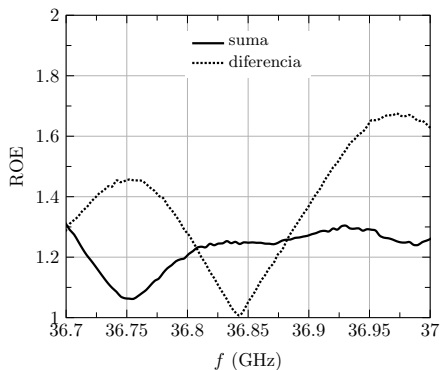
(b) Corte en acimut.

Figura 5.114: Diagrama de radiación a 36.85 GHz para el canal suma del prototipo 1 con polarización circular.

principalmente a las tolerancias de fabricación de los dipolos. A este hecho se le une el estrechamiento del ancho de banda causado por el elevado grosor del sustrato entre ranuras y dipolos. Se ha comprobado que con sustratos de permitividad más baja se suaviza la variación en frecuencia de la relación axial, y con ella su sensibilidad a tolerancias de fabricación. Obviamente, cabe mencionar que la agrupación es susceptible de mejora en relación axial aplicando un nuevo diseño de los dipolos.



(a) Relación axial en acimut.



(b) ROE.

Figura 5.115: Relación axial y ROE en función de la frecuencia del prototipo 1 con polarización circular.

Respecto a la adaptación en ambos puertos de entrada, canal suma y diferencia, la Fig. 5.115(b) representa la ROE medida en frecuencia. Se puede comprobar como el puerto suma consigue un buen valor de adaptación en toda la banda de trabajo, cumpliendo prácticamente la especificación. Sin embargo, el puerto diferencia presenta un comportamiento de menor ancho de banda, no llegando a cubrir todo el rango de frecuencias requerido.

Finalmente, la directividad máxima alcanza un valor de 34.2 dBi, dejando la ganancia en 32.2 dBi. A pesar de que esta última cumple especificaciones, las pérdidas exhiben una magnitud de 2 dB, francamente superior a lo esperado. Este hecho se puede atribuir a las ya mencionadas fugas de potencia, causadas por el problemático ensamblado de las diferentes piezas de aluminio que componen la antena.

Antena 2: Agrupación con apuntamiento de haz electrónico

La segunda antena comparte con la primera la mayoría de sus características estructurales, pero con una importante modificación de su funcionamiento eléctrico. Un relevante valor añadido en las antenas de sistemas radar apunta a la posibilidad de modificar electrónicamente el apuntamiento del haz principal en uno de los planos principales. Dicha característica adicional se suele abordar mediante la incorporación de desfasadores a la red alimentadora. Sin embargo, se debe recalcar la dificultad en encontrar soluciones robustas y eficientes que permitan integrar desfasadores de múltiples estados sobre guías rectangulares, en la banda de operación objetivo. El resto de especificaciones de esta segunda antena se mantienen respecto a la primera.

En este caso, la red de alimentación sintetiza una distribución Chebyshev en el plano de elevación, sobre la que se integran los desfasadores y su circuitería asociada. Esta red también implementa el modo de funcionamiento monopulso en ambos planos. De nuevo, el diseño de la red queda fuera de las capacidades de esta tesis. Respecto al plano de acimut, la distribución corresponde a un coseno sobre pedestal similar al de la antena anterior. La agrupación se compone de 24 guías con 40 elementos radiantes cada una. La optimización del nivel radiante con ranuras y dipolos sigue el procedimiento adoptado con la antena anterior.

La fabricación y ensamblado del prototipo sigue las mismas líneas de la primera antena, salvo por la inclusión de los desfasadores. Unas imágenes de la circuitería necesaria, del montaje de un desfasador y de la antena completa se incluyen en la Fig. 5.116. El prototipo ha sido sometido a un exhaustivo proceso de medida, que incluye la comprobación de todos los estados de los desfasadores y su correcta calibración para obtener el deseado apuntamiento. Se ilustra a continuación una muestra de los resultados experimentales.

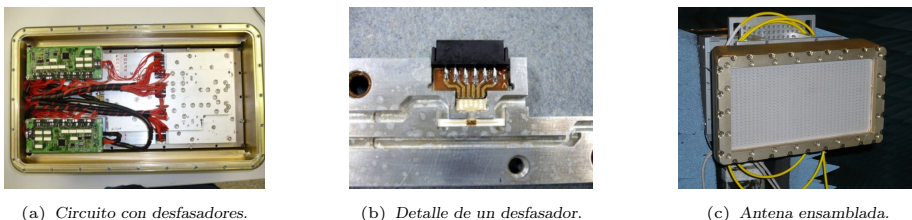


Figura 5.116: Imágenes correspondientes al prototipo 2 con polarización circular.

En primer lugar, la Fig. 5.117 representa el diagrama de radiación a la frecuencia central en los dos cortes principales, incluyendo cuatro estados posibles de los desfasadores. La Fig. 5.117(a) refleja el deseado apuntamiento electrónico en elevación, mientras que el corte en acimut de la Fig. 5.117(b) no muestra excesivas diferencias entre los distintos estados. Este último cumple con la especificación de lóbulos secundarios inferiores a -20 dB,

sin contar el primero, salvo para apuntamientos muy elevados. En cambio, el corte en elevación no consigue reducir dicho nivel por debajo de -15 dB, empeorando incluso con ángulos de elevación superiores a 10° . Después de la valoración de varias simulaciones, este fenómeno se puede atribuir parcialmente al efecto del dieléctrico grueso, el cual aumenta los acoplamientos mutuos, disminuyendo así el rango de escaneo válido. Además se debe tener cuenta que la optimización de los elementos radiantes se lleva a cabo únicamente para un apuntamiento broadside. Por último, la respuesta de los desfases, no tan predecible como fuera deseable, también contribuye al aumento de los lóbulos secundarios.

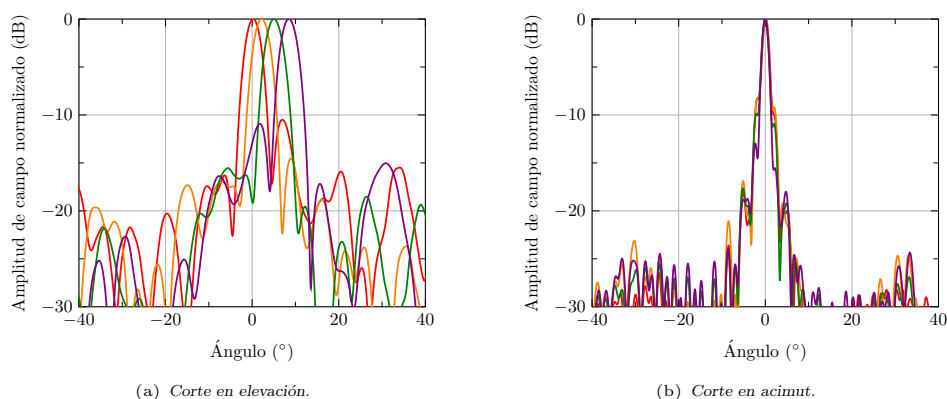


Figura 5.117: Diagrama de radiación a 36.85 GHz para el canal suma del prototipo 2 con polarización circular, con diferentes ángulos de apuntamiento.

La variación de los parámetros de radiación en función del ángulo de apuntamiento se resume en la Fig. 5.118(a). Por un lado, la medida de relación axial proporciona una buena pureza de polarización para apuntamientos pequeños, degradándose rápidamente a partir de un determinado ángulo. Asumiendo la especificación de 3 dB, la máxima desviación del apuntamiento respecto a dirección broadside se situaría en torno a $\pm 8^\circ$, limitando así el rango válido de funcionamiento. Como se ha comentado anteriormente, esta degradación es fruto del empleo de un dieléctrico grueso entre ranuras y dipolos. Se ha comprobado por simulación que reemplazando el sustrato por otro de permitividad cercana a la unidad, el rango válido de apuntamiento aumenta considerablemente.

Respecto a la medida de directividad, la Fig. 5.118(a) recoge valores superiores a 35 dBi para apuntamientos cercanos a broadside, manteniéndose bastante estable dentro del rango de interés indicado anteriormente. La ganancia máxima, por su parte, proporciona niveles ligeramente superiores a 22 dBi, pudiendo por tanto estimar las pérdidas en torno a 13 dB. Este valor incluye las elevadas pérdidas de inserción de los desfases monolíticos, estimadas en 9 dB, siendo el resto atribuible a pérdidas en conductores y dieléctricos y las presumibles fugas de potencia. Aunque una mayor ganancia pasa por el empleo de desfases más eficientes, se debe resaltar la carencia en el mercado de dispositivos integrables en guía rectangular en la banda de trabajo. A pesar de todo ello, la discriminación angular se mantiene en cotas altas, gracias a las altas directividades obtenidas.

Finalmente, la Fig. 5.118(b) representa el parámetro ROE en los canales suma y diferencia, tomando el valor medio de los diferentes estados en los desfases. Se debe remarcar que el cambio en el apuntamiento no afecta significativamente al parámetro de adaptación. La Fig. 5.118(b) confirma los buenos niveles de adaptación en ambos canales, aunque no se consigue cumplir completamente la especificación en la parte baja de la banda de trabajo.

Como conclusión, ambos prototipos han cumplido con una buena parte de las especificaciones de partida, demostrando un buen comportamiento a pesar de las críticas tolerancias

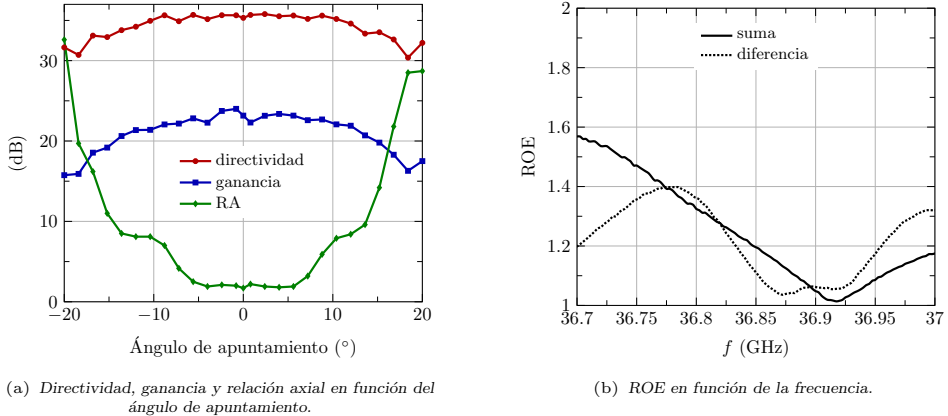


Figura 5.118: Parámetros medidos para el prototipo 2 con polarización circular.

de fabricación. La decisión de recurrir a un único sustrato grueso para aportar mayor robustez a la estructura radiante, ha introducido sin embargo ciertos efectos no deseados en las prestaciones eléctricas. Tanto el ancho de banda en polarización como el rango válido de apuntamiento electrónico, quedan limitados por el considerable aumento de los acoplamientos mutuos. A este respecto, la aplicación del algoritmo de optimización para ajustar los elementos radiantes ha resultado fundamental en el éxito parcial de las medidas realizadas.

5.6.3. Agrupación de banda ancha con polarización circular

El último caso práctico de diseño, optimización y medida de una agrupación en guía rectangular consiste en la implementación de un sistema radiante para un terminal móvil SATCOM. Este desarrollo se enmarca dentro del proyecto LOCOMO (*LOW cost and COMPACT Ka-band MOBILE satcom terminal*), financiado por el programa ARTES (*Advanced Research in Telecommunications Systems*), impulsado por la Agencia ESA. En los últimos años, se han lanzado o están previstos varios sistemas de satélites, que pretenden dar cobertura global a un servicio de datos de banda ancha. Para ello, aumentan la frecuencia respecto a anteriores sistemas, operando ahora en la banda Ka, y ofrecen una cobertura celular con alternancia de signo en polarización circular. Ambas características dificultan el diseño del sistema radiante, dando lugar a soluciones complejas y caras.

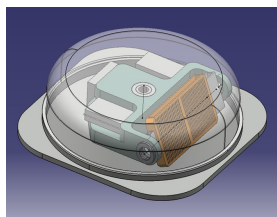
El proyecto LOCOMO pretende desarrollar un terminal completo que reduzca de forma significativa el coste de los terminales actuales existentes en el mercado. El Grupo de Radiación Electromagnética de la UPV participa en dicho proyecto junto con otras empresas españolas y francesas, siendo su cometido el diseño, fabricación y medida del sistema pasivo radiante. Las principales prestaciones que debe presentar el terminal son:

- Banda de recepción: 19.7-21.2 GHz
- Banda de transmisión: 29.5-31.0 GHz
- PIRE: 43-50 dBw
- G/T: 10-13 dB/K
- Altura máxima total: 30 cm
- Diámetro máximo: 1.2 m

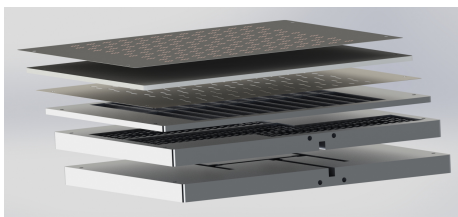
- Rango angular: 360° en acimut y $5 - 90^\circ$ en elevación
- Polarización: Circular dual ($RA < 1.3$ dB)

Un boceto del sistema ideado se muestra en la Fig. 5.119(a). El rango de apuntamiento, tanto en acimut como en elevación, se consigue mediante una plataforma con sendos ejes de rotación. Se evita así el uso de complejos sistemas de desfases electrónicos en esta banda de frecuencias. Además, el eje en elevación permite girar por completo la antena, posibilitando así una implementación sencilla de la polarización dual. La estructura radiante se compone de dos caras prácticamente idénticas, cada una de ellas asociadas a un signo de la polarización circular. Nótese que el sistema no requiere una conmutación rápida de polarización. A su vez, cada cara de la antena se compone de dos agrupaciones, una en la banda baja de frecuencias dedicada a la recepción, y la otra transmisora operando en la banda alta. Como es habitual en este tipo de aplicaciones, las antenas deben cumplir las regulaciones correspondientes en cuanto a sus diagramas de radiación.

Cada una de las cuatro agrupaciones que forman el sistema radiante responde a una estructura de tres niveles como las tratadas a lo largo de este capítulo. La Fig. 5.119(b) recoge una vista explosionada de las diferentes capas que componen la estructura en su fase final de fabricación. A este respecto, se ha pretendido reducir al máximo las posibles fugas de potencia en el ensamblado de las diferentes piezas, aspecto fundamental a frecuencias elevadas. Por una parte, la red de alimentación se implementa en plano E, dividiendo las guías rectangulares en dos partes iguales, siendo ésta una técnica habitual para eliminar la imperante necesidad de contacto eléctrico.



(a) Terminal completo.



(b) Agrupación radiante.

Figura 5.119: Bocetos del sistema desarrollado y de una de las agrupaciones radiantes.

Por otro lado, las guías de acoplo, aunque orientadas en plano H, adoptan la tecnología conocida como GGW (*Groove-Gap Waveguide*) [135]. Esta solución sustituye las paredes verticales de la guía por una serie de postes metálicos con una cierta periodicidad, los cuales imponen una condición de contorno similar a la original. Se evita así el contacto eléctrico con la pared superior, neutralizando completamente las posibles fugas de campo. Más detalles sobre esta tecnología se pueden encontrar en [135]. Afortunadamente, el adecuado diseño de la periodicidad de los postes, otorga a las nuevas guías unas propiedades eléctricas prácticamente idénticas a las de las guías rectangulares que reemplazan. Por tanto, el análisis y diseño de la agrupación siguen los procedimientos habituales, ignorando la estructura de postes. Queda fuera del alcance de esta tesis un estudio más profundo sobre la influencia de las nuevas guías de acoplo en el funcionamiento en frecuencia de la agrupación.

Como resultado, la red de alimentación y las guías de entrada, de acoplo y radiantes, junto con las ranuras de entrada y de acoplo, se fabrican sobre un total de tres piezas de aluminio. Las ranuras radiantes, por su parte, se fresan sobre una lámina de cobre de $500 \mu\text{m}$ de grosor, la cual se suelda de forma cuidadosa a la pieza con las guías radiantes, previamente metalizada. Los dipolos se fabrican sobre un sustrato Nelco NY9220 de grosor muy fino, concretamente de $127 \mu\text{m}$, vaciando completamente el cobre de su cara inferior.

La distancia vertical necesaria entre ranuras y dipolos se establece incorporando una capa de Rohacell[®] de 2-3 mm de grosor, dependiendo de la banda de trabajo. Con el empleo de este material de baja permitividad, en torno a $\epsilon_r = 1.08$, se pretende reducir los acoplamientos mutuos entre elementos. Como se ha podido comprobar con la antena anterior, un dieléctrico de una permitividad mayor reduce inexorablemente el ancho de banda de la agrupación, haciéndola inservible en esta aplicación.

Tanto la estructura básica como el proceso de fabricación descritos, aplican tanto a las agrupaciones de recepción como de transmisión. No obstante, ambos enlaces demandan a la antena prestaciones diferentes, que merecen ser tratadas de forma individual. Una característica común a todas ellas es el ancho de banda requerido de 1.5 GHz, suponiendo un porcentaje de un 7.3% en la banda de recepción y un 5.0% en transmisión. Estos valores representan cifras superiores a las contempladas en los diseños anteriores, y a las habitualmente ofrecidas por este tipo de antenas. El cumplimiento de esta exigente especificación requiere una subdivisión exhaustiva de la agrupación con diseños desintonizados. En consecuencia, la optimización en frecuencia explicada en la Sección 5.5 juega aquí un papel fundamental para el cumplimiento de especificaciones.

Antes de detallar el diseño y los resultados experimentales de las diferentes agrupaciones, cabe detenerse en el funcionamiento de la polarización circular requerida. Gracias a la simplicidad del mecanismo polarizador, el comportamiento dual se consigue reflejando los dipolos en torno al eje definido por la ranura inferior. De este modo, se precisa un único diseño de cada agrupación, siendo las antenas RHCP idénticas a las LHCP salvo por el giro de los dipolos, presentando ambas un comportamiento eléctrico prácticamente idéntico. Se contemplan por tanto dos diseños de agrupación, uno para la antena receptora y otro para la transmisora, ambas con una polarización circular a derechas.

Las especificaciones detalladas anteriormente dejan de manifiesto el elevado ancho de banda requerido en polarización, con un umbral de relación axial inferior a lo habitual. La combinación entre ranura y dipolo no es capaz de alcanzar tales cifras de ancho de banda. Por dicha razón, se opta por emplear tres dipolos sobre cada ranura, configuración que aumenta notablemente el ancho de banda [132]. Aunque obviamente aumenta su coste computacional, el diseño de la agrupación sigue la misma estrategia presentada en este capítulo. La única diferencia reside sobre la definición del radiador básico, el cual se compone en este caso de una ranura y tres dipolos superiores.

Antena receptora: 19.7-21.2 GHz

El enlace de bajada del sistema opera en un margen de frecuencias de 1.5 GHz de ancho, en torno a una frecuencia central de 20.45 GHz. La antena receptora debe mantener por tanto sus propiedades en un ancho de banda relativo de un 7.3%. Debido a las características del enlace, el principal objetivo de la apertura receptora se centra en maximizar la potencia recibida. Se opta así por sintetizar una distribución uniforme, subdividiendo la agrupación en las secciones necesarias para alcanzar el ancho de banda deseado. Fruto de un estudio preliminar, se establecen unas subagrupaciones de 6×6 elementos como compromiso ideal para cumplir la especificación sin un aumento excesivo de la complejidad.

Como paso previo al diseño completo de la agrupación, se opta por realizar una demostración experimental mediante la fabricación de un prototipo o *breadboard*. Con la intención de incluir en el test una muestra de la red de alimentación, se concibe una agrupación de 2×2 bloques, con el tamaño mencionado de 6×6 elementos cada uno. Correspondería así con aproximadamente un cuarto de la antena receptora completa. El objetivo más relevante del experimento apunta al crítico cumplimiento de la especificación de relación axial en todo el ancho de banda. Como se ha venido demostrando a lo largo de esta tesis, la presencia de medios dieléctricos introduce ciertas incertidumbres alrededor de sus propiedades eléctricas. Se debe tener en cuenta además el mecanismo empleado para

el pegado de la estructura multicapa adoptada. Finalmente, el prototipo debe servir para validar el procedimiento de fabricación y ensamblado de las diferentes piezas mostradas en la Fig. 5.119(b).

Un dibujo de todas las ranuras y guías contenidas en el breadboard diseñado se recoge en la Fig. 5.120. También se incluye la red de alimentación 1:4 en plano E, ajustada para un reparto de pesos uniforme. El diseño de esta red de distribución de potencia, como del resto mostradas en esta sección, se realiza empleando el software CST, aunque de nuevo cabe recalcar que no forma parte de la aportación de esta tesis. En cuanto a las guías de acoplo, se puede comprobar en la Fig. 5.120 que están intercaladas una posición adicional, respecto a lo estrictamente necesario para evitar su solapamiento. Esta mayor separación es obligada para permitir el alojamiento de los pinchos asociados a las guías GGW.

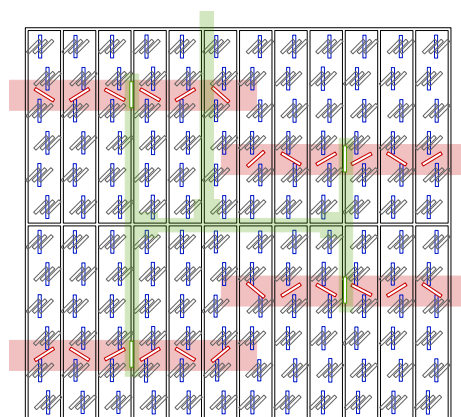


Figura 5.120: Dibujo del breadboard de la antena receptora.

Los parámetros de dispersión de la red de alimentación y de las cuatro subagrupaciones, obtenidos respectivamente con CST y el código MoM, se combinan conforme a lo descrito en la Sección 3.1 (véase Fig. 3.2). El resultado de dicha combinación circuital se muestra en la Fig. 5.121. Se incluyen también los parámetros de adaptación de la red y las subagrupaciones aisladas, es decir, sustituyendo los puntos de conexión por puertos. El funcionamiento en adaptación de las subagrupaciones viene definido por su coeficiente de reflexión activo, representado en la Fig. 5.121 como una media de los cuatro puertos. Como se aprecia en la Fig. 5.121, el nivel de adaptación del conjunto supera la barrera de -10 dB en la parte baja de la banda de trabajo. Se debe mencionar que este diseño preliminar aplica unos parámetros de desintonización típicos, los cuales son susceptibles de una optimización en frecuencia como la detallada en la Sección 5.5.2. El diseño de la red también resulta mejorable, especialmente en lo que se refiere a los divisores en plano E. No obstante, el nivel de adaptación resulta suficiente para centrarse en la principal preocupación relativa al ancho de banda en polarización.

El funcionamiento de la antena en radiación se calcula a partir de la amplitud de las ondas que sirven de entrada a cada una de las agrupaciones. Estos valores también provienen del análisis circuital de la conexión entre red y antenas, tal y como se refleja en la Fig. 3.2. La Fig. 5.121(b) representa el módulo del parámetro de transmisión S_{21} de la red aislada, en línea discontinua, y una vez cargada con las antenas en línea continua. Se puede comprobar la apreciable influencia de las antenas, especialmente en los extremos de la banda, donde las subagrupaciones exhiben un peor comportamiento en adaptación. Queda demostrada por tanto la necesidad de analizar la conexión circuital entre ambas estructuras. A este respecto,

el análisis asume que el punto de conexión está lo suficientemente alejado de cualquier discontinuidad, al considerar únicamente el modo fundamental de la guía rectangular.

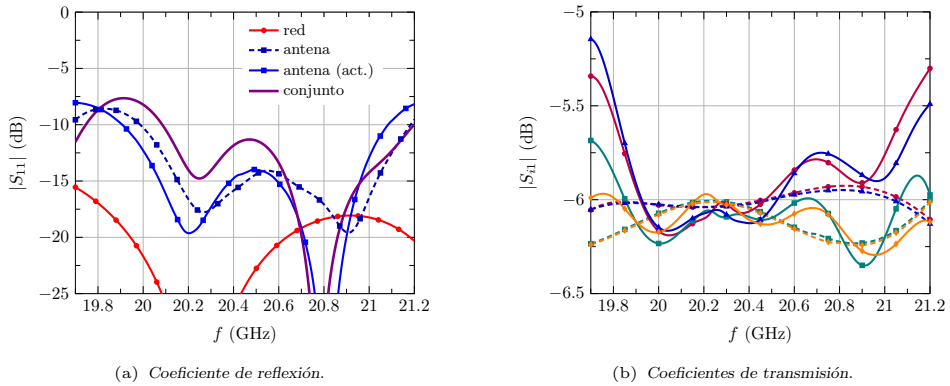


Figura 5.121: Parámetros circuitales en frecuencia asociados a la conexión entre red de alimentación y antenas, en el breadboard de la antena receptora.

Con la intención de validar el análisis MoM y la conexión circuital con la red de alimentación, la Fig. 5.122 compara los resultados más relevantes obtenidos con el software CST. Para ello, se simula la estructura completa con este programa, incluida la red de alimentación. Por un lado, el parámetro de adaptación muestra una notoria concordancia con el análisis propio en la Fig. 5.122(a). La relación axial de la Fig. 5.122(b), por otro lado, también manifiesta una buena correlación entre ambas simulaciones, aunque se deja notar la mayor sensibilidad de este parámetro a la precisión en el análisis de los dipolos.

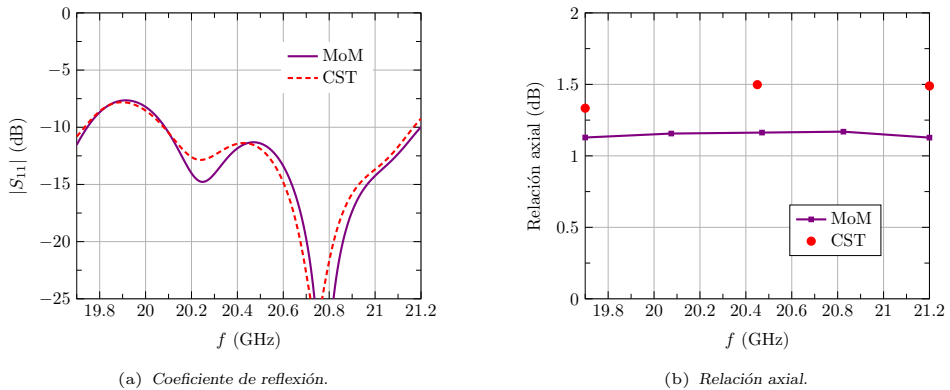
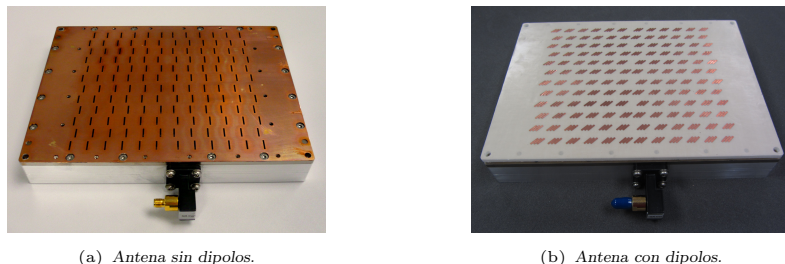


Figura 5.122: Comparación de simulaciones para el breadboard de la antena receptora.

El breadboard se fabrica siguiendo el proceso descrito con anterioridad, cuyo resultado se puede visualizar en la Fig. 5.123. Sobre la agrupación de ranuras radiantes de la Fig. 5.123(a), se coloca la capa de Rohacell de 3 mm de grosor, junto con el sustrato de los dipolos, fijada mediante unos tornillos de plástico. El proceso más delicado desde el punto de vista de la polarización, reside en el pegado del sustrato con los dipolos al material tipo foam. En un primer intento, ambas superficies son pegadas haciendo uso de un spray adhesivo, con unos resultados experimentales poco satisfactorios en términos de pureza de polarización. En el Capítulo 4 ya se menciona la alteración de las características eléctricas

del material poroso por este tipo de adhesivo. La segunda prueba emplea una capa adhesiva de $70 \mu\text{m}$ de grosor, habitualmente empleada en circuitos multicapa. De este modo, la composición de la estructura multicapa se dibuja en la Fig. 5.124, siendo ésta la definitivamente adoptada por todas las antenas consideradas. A partir de experimentos anteriores, el análisis toma en primera instancia un valor de permitividad $\epsilon_r = 3$ para el adhesivo.



(a) Antena sin dipolos.

(b) Antena con dipolos.

Figura 5.123: Fotografías del breadboard de la antena receptora.

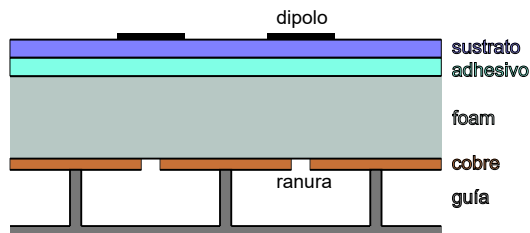


Figura 5.124: Estructura multicapa entre ranuras y dipolos de las antenas fabricadas.

La respuesta en frecuencia del breadboard, medida en adaptación y polarización, se recoge en la Fig. 5.125. Por un lado, la gráfica de la Fig. 5.125(a) incluye la medida y simulación del coeficiente de reflexión en el puerto de entrada, mostrando una similitud bastante satisfactoria entre ambas. El parámetro de adaptación medido se mantiene inferior a -10 dB en prácticamente toda la banda de trabajo. La incorporación de la curva simulada eliminando la capa con los dipolos permite confirmar su limitada influencia en la respuesta en adaptación. Por otro lado, los valores de relación axial medidos de la Fig. 5.125(b), inferiores en todo caso a 1.1 dB , acreditan el buen ancho de banda en polarización y el cumplimiento de la especificación. La curva simulada manifiesta también una buena sintonía con la medida. Este resultado experimental permite validar por tanto el proceso descrito de fabricación y adhesión de los dipolos.

Finalmente, el diagrama de radiación a la frecuencia central de 20.45 GHz se representa en la Fig. 5.126 para ambos cortes principales. Merece la pena mencionar que, a diferencia de las agrupaciones tratadas hasta ahora, la antena se orienta de tal forma que el corte en elevación corresponde al plano paralelo a la dimensión larga de las ranuras radiantes. Los diagramas representados en la Fig. 5.126 muestran una estimable concordancia entre simulaciones y medida.

Los buenos resultados experimentales obtenidos y su notable similitud con las simulaciones, permiten validar tanto el proceso de fabricación como la estructura concebida para cumplir las especificaciones. Este hecho invita a diseñar la antena receptora completa. A partir del valor G/T deseado se establece el tamaño total de la apertura, sobre el que se procede a realizar la subdivisión tomando como base unos bloques 6×6 . En la variedad de decisiones existentes en la definición de la agrupación, se han respetado dos criterios fundamentales. En primer lugar, las guías de acoplo deberían presentar un número par

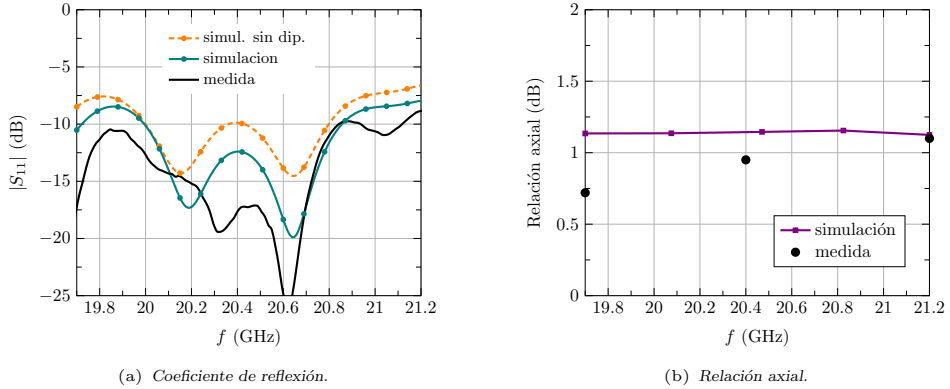


Figura 5.125: Parámetros medidos para el breadboard de la antena receptora.

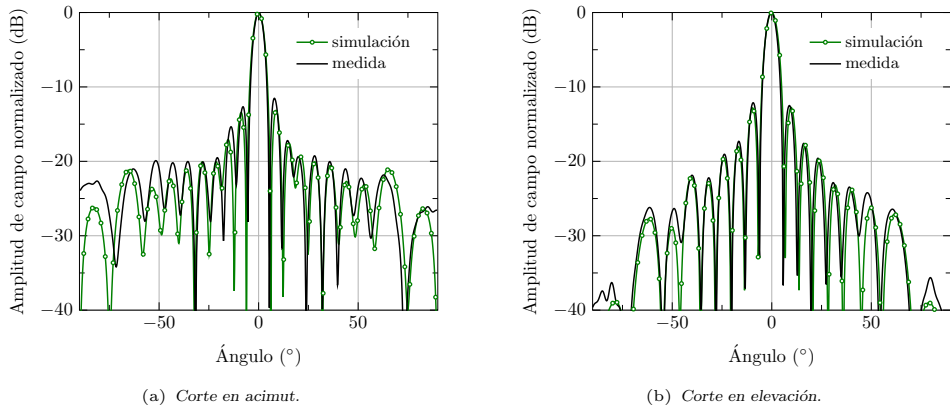


Figura 5.126: Diagrama de radiación a 20.45 GHz correspondiente al breadboard de la antena receptora.

de ranuras con una alimentación central. Se pretende evitar así su conocida reducción de ancho de banda con repartos de potencia asimétricos. Segundo, el número de divisiones en ambos planos se restringe una potencia de dos, dando lugar así a una red de alimentación con una topología más sencilla y con mayor ancho de banda.

Siguiendo estos criterios y las especificaciones deseadas, la distribución de guías y ranuras escogida cumple las siguientes propiedades:

- Tamaño de la apertura: $27 \times 27 \text{ cm}^2$
- Altura de la antena: 24 mm
- Número de subagrupaciones: 4×4
- Subdivisión de las ranuras radiantes: 6-7-7-6
- Subdivisión de las ranuras de acoplo: 6-6-6-6
- Número de ranuras y dipolos: 624 y 1872 respectivamente
- Espaciado en elevación y acimut: $0.70\lambda_0$ y $0.77\lambda_0$ respectivamente

- Distribución sintetizada: Uniforme en ambos planos

La agrupación resultante se dibuja en la Fig. 5.127, donde se omite la red de alimentación inferior. La antena así definida debe cumplir las especificaciones descritas anteriormente, en todo el ancho de banda desde 19.7 a 21.2 GHz. A ellas se une un nivel de adaptación mínimo en su puerto de entrada de -10 dB, requerido por los circuitos que reciben la señal de la antena. El procedimiento de optimización implementado en esta tesis define todas las ranuras incluidas en el dibujo de la Fig. 5.127. Este proceso emplea los parámetros óptimos de la desintonización, siendo ésta imprescindible para alcanzar el ancho de banda requerido. Estos parámetros se obtienen mediante el procedimiento explicado en la Sección 5.5, valorando el compromiso necesario para cumplir las prestaciones en adaptación y radiación.

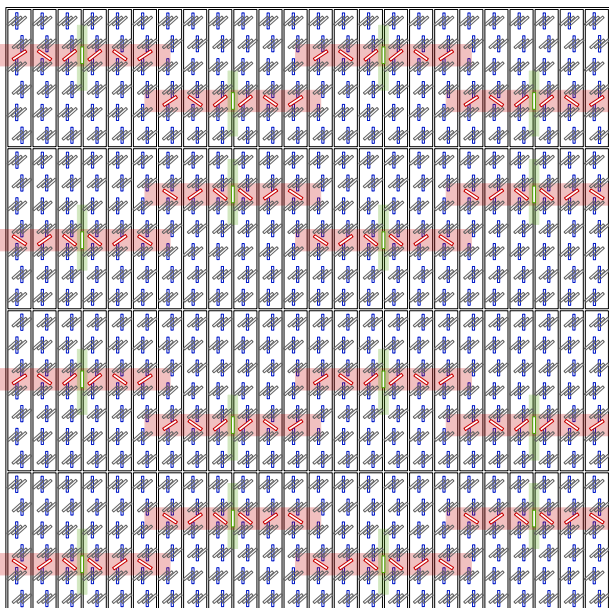


Figura 5.127: Dibujo de la antena receptora diseñada.

Se debe mencionar que, durante el diseño de la antena receptora, se dispone de una estimación más precisa de las propiedades dieléctricas de los materiales que componen la estructura multicapa de la Fig. 5.124. De esta forma, el material Rohacell 51-HF empleado presenta una permitividad de $\epsilon_r = 1.077$ con una tangente de pérdidas de $\tan \delta = 0.0023$, mientras que para la capa de adhesivo $\epsilon_r = 2.31$ y $\tan \delta = 0.0037$. El detalle completo de las dimensiones de las guías y ranuras a los diferentes niveles se omite por brevedad.

La red de alimentación de las 16 subagrupaciones, diseñada con CST, se puede visualizar en la Fig. 5.128(a). El dibujo incorpora las ranuras de entrada como referencia. La diferencia respecto a la red del breadboard reside sobre el diseño de los divisores, los cuales presentan una forma suavizada y un apéndice o *slit* central para mejorar el ancho de banda. Finalmente, una vista explosionada del modelo tridimensional de la antena, con el ensamblado de las diferentes piezas que la componen, se recoge en la Fig. 5.128(b).

La combinación del análisis MoM de la agrupación y la simulación CST de la red de alimentación, proporciona el coeficiente de reflexión a la entrada representado en la Fig. 5.129(a). También se incluye el parámetro de adaptación de ambas estructuras sin conectar. Como se puede apreciar, el parámetro S_{11} se mantiene inferior a -15 dB en gran parte de la banda de operación, no subiendo en ningún caso por encima de -12 dB. Se cumple

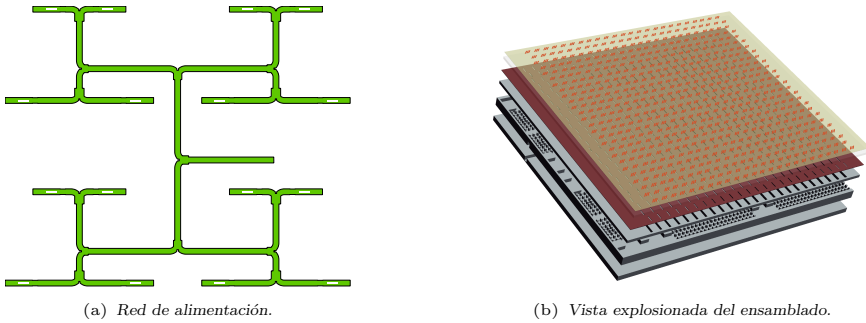


Figura 5.128: Red de alimentación y ensamblado completo de la antena receptora.

ampliamente por tanto la especificación relativa al coeficiente de adaptación. Destaca la mejora respecto al breadboard, fruto de una optimización de los valores de desintonización. Por comparativa, la Fig. 5.129(a) también incluye la curva correspondiente a un diseño sintonizado, dejando en evidencia la mejora que supone la desintonización optimizada.

A este respecto, el compromiso entre el comportamiento en adaptación y radiación se completa en la Fig. 5.129(b), representando la eficiencia de apertura de la agrupación, comparada con el caso sintonizado. Aunque se produce una esperable reducción de la directividad, la valoración conjunta de las Figs. 5.129(a) y 5.129(b) confirma los beneficios de la técnica de desintonización empleada. Como resultado, la eficiencia de iluminación se mantiene superior a un 92 % en la práctica totalidad de la banda de trabajo, siendo su caso peor la frecuencia del extremo superior. Se debe mencionar que el elevado espaciado entre elementos en el plano perpendicular a las ranuras, fuerza a aplicar las técnicas expuestas en la Sección 5.5.2. Concretamente, se modifica la distribución uniforme con el objetivo de maximizar la directividad a la frecuencia central, sintetizándola sobre las tensiones de las ranuras de acoplo. Los valores de eficiencia de la Fig. 5.129(b) confirman los buenos resultados obtenidos en todo el ancho de banda demandado.

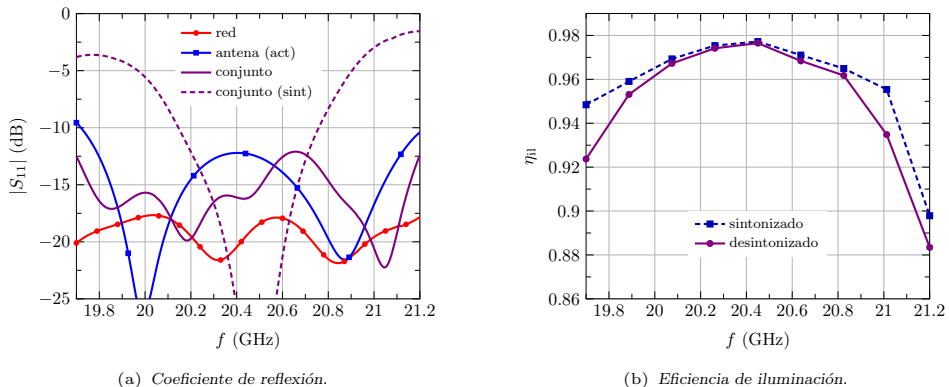


Figura 5.129: Parámetros simulados para el diseño de la antena receptora.

Los diagramas de radiación, simulados a diferentes frecuencias equiespaciadas en la banda de trabajo, se muestran en la Fig. 5.130. Como se puede apreciar, su comportamiento en frecuencia resulta realmente satisfactorio en ambos planos. A pesar del elevado ancho de banda contemplado, no se distingue un empeoramiento reseñable en el nivel de los lóbulos secundarios. En dicho sentido, la modificación de los pesos que introduce la antena al

conectarse a la red de alimentación, se mantiene suficientemente reducida para no alterar apreciablemente el funcionamiento en radiación.

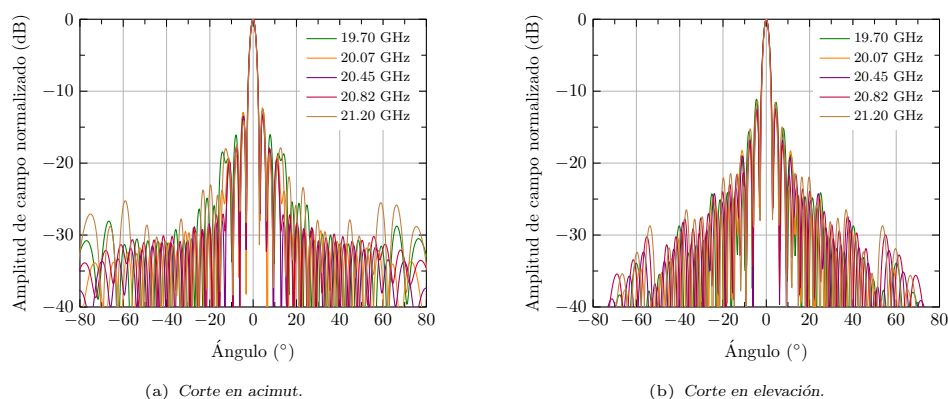


Figura 5.130: Diagramas de radiación a diferentes frecuencias, simulados para el diseño de la antena receptora.

Finalmente, la Tabla 5.2 recoge los valores de relación axial y directividad máxima a varias frecuencias, dentro de la banda de interés. La directividad máxima, por una parte, exhibe valores superiores a 35.6 dBi en todo el rango de frecuencias, en línea con el resultado esperable. En cuanto a la relación axial, calculada en dirección broadside, ofrece unas cifras que cumplen la especificación de 1.3 dB en toda la banda de operación.

Frecuencia (GHz)	19.70	20.07	20.45	20.82	21.20
Directividad (dBi)	35.65	36.02	36.22	36.31	36.10
Relación axial (dB)	1.04	0.60	0.03	0.55	1.28

Tabla 5.2: Directividad máxima y relación axial a diferentes frecuencias, simulados para el diseño de la antena receptora.

El cumplimiento de especificaciones, por parte del diseño de la antena receptora, queda pendiente de confirmación mediante su fabricación completa. En el momento de escritura del presente documento, el proyecto se encuentra en fase de fabricación de la estructura radiante. Los buenos resultados obtenidos por el breadboard invitan a confiar en un satisfactorio proceso de medida. No obstante, se debe recalcar el incremento en la dificultad de fabricación y ensamblado de esta estructura de mayores dimensiones.

Antena transmisora: 29.5-31 GHz

El enlace de subida del sistema aumenta en frecuencia respecto al de bajada, situándose a 30.25 GHz ya dentro de la banda Ka. Mantiene el margen de frecuencias de 1.5 GHz, reduciendo por tanto el ancho de banda relativo hasta un 5%. Cabe esperar por tanto un diseño menos exigente de la antena transmisora respecto a la receptora. Sin embargo, la regulación del enlace de subida obliga a mantener un nivel bajo de lóbulos secundarios en toda la banda de trabajo. Este requisito constituye una problemática exigencia con anchos de banda moderados, tal y como se expone en la Sección 5.5. Como consecuencia, la antena transmisora debe implementar una subdivisión exhaustiva de la agrupación.

El planteamiento de la topología sigue una estrategia similar a la explicada para la antena receptora. El tamaño de la apertura viene definido a priori por el valor de PIRE

establecido en las especificaciones del sistema. Por conveniencia, se adoptan unas dimensiones idénticas a las de la antena receptora, duplicando en consecuencia su área en términos de longitud de onda. Manteniendo el criterio de dividir cada dimensión en una potencia de dos, se opta por una agrupación formada por 8×8 subpaneles. Como resultado, la disposición de la antena transmisora queda definida a partir de estas características:

- Tamaño de la apertura: $27 \times 27 \text{ cm}^2$
- Altura de la antena: 17 mm
- Número de subagrupaciones: 8×8
- Subdivisión de las ranuras radiantes: 5-5-5-4-4-5-5-5
- Subdivisión de las ranuras de acoplo: 5-4-4-4-4-4-4-5
- Número de ranuras y dipolos: 1292 y 3876 respectivamente
- Espaciado en elevación y acimut: $0.70\lambda_0$ y $0.80\lambda_0$ respectivamente
- Distribución sintetizada: Taylor 25 dB en ambos planos

Un dibujo detallado de la agrupación transmisora se ilustra en la Fig. 5.131. Como se puede distinguir, la subdivisión realizada en las guías de acoplo no cumple la condición de número par de ranuras en sus casos extremos. El ajuste a un área determinada ha impedido su total cumplimiento, dejando el presumible caso peor en los bloques de menor peso. No obstante, al no tratarse de una distribución uniforme, las guías de acoplo implementan inevitablemente un reparto de potencias asimétrico, reduciendo así su ancho de banda. En este caso no resulta evidente que un número par de elementos constituye el caso mejor, especialmente en los bloques más cercanos al borde de la apertura.

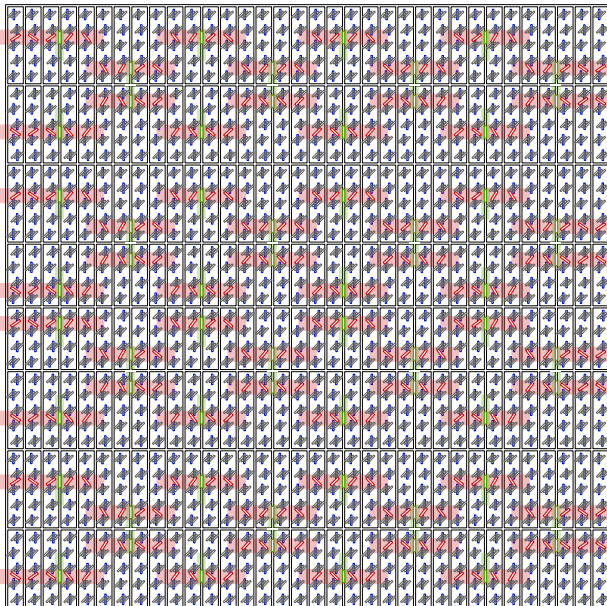
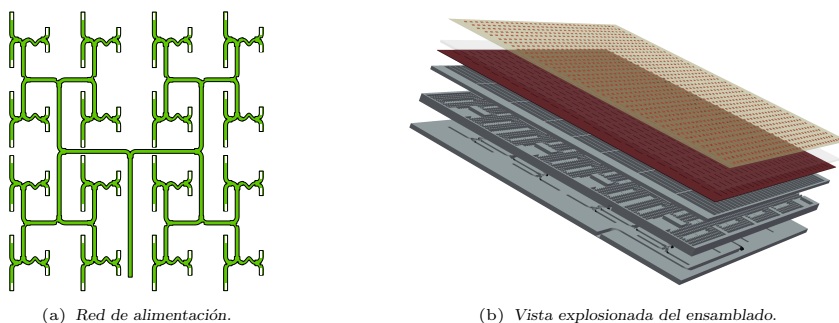


Figura 5.131: Dibujo de la antena transmisora diseñada.

El proceso de diseño de la agrupación así definida sigue las mismas indicaciones de la antena receptora. Se mantiene también el mínimo nivel de adaptación de -10 dB necesario en su puerto de entrada. Los materiales empleados en la estructura multicapa superior mantienen la disposición de la Fig. 5.124. Los grosores de las ranuras radiantes, la capa de adhesivo y el sustrato se conservan respecto a la antena receptora. La única diferencia reside sobre el grosor de la capa de Rohacell, que se reduce a 2 mm para conseguir la polarización circular en esta banda. Obviamente, las dimensiones de guías y ranuras también decrecen fruto del aumento en frecuencia, aunque por brevedad no se detallan en este documento.

El proceso de optimización en frecuencia de los bloques da como resultado unos nuevos valores de desintonización empleados en el ajuste de la agrupación. La red de alimentación necesaria para alimentar las 64 subagrupaciones se diseña como viene siendo habitual mediante el software CST. La Fig. 5.132(a) muestra una vista superior de dicha red, la cual como era de esperar aumenta ostensiblemente su complejidad. Aunque no forma parte de esta tesis, cabe remarcar las grandes dificultades encontradas durante el proceso de diseño. El reparto de pesos requerido se ha ajustado mediante la posición de los *slits* centrales de cada divisor. La equalización de las fases, por su parte, ha obligado a introducir unos meandros debido al gran número de puertos de salida. La vista explosionada de la antena completa, incluida en la Fig. 5.132(b), pone de manifiesto la enorme complejidad, tanto en diseño como en fabricación, de la antena transmisora.



(a) Red de alimentación. (b) Vista explosionada del ensamblado.

Figura 5.132: Red de alimentación y ensamblado completo de la antena transmisora.

Las siguientes figuras recogen los resultados más relevantes del diseño de la antena transmisora. En primer lugar, la Fig. 5.133(a) muestra el coeficiente de reflexión en el puerto de entrada, incluyendo también el parámetro de adaptación de la red y las subagrupaciones aisladas. La curva simulada cumple el requisito de adaptación en todo el ancho de banda de operación, siendo el caso peor la frecuencia inferior de la banda. A pesar de ello, el diseño desintonizado permite alcanzar niveles de adaptación mejores que -15 dB en la mayor parte del rango de interés. Por otro lado, la Fig. 5.133(b) muestra los pesos que ofrece la red de alimentación a cuatro subagrupaciones, escogidas de la parte central de la apertura. Las líneas discontinuas representan el valor proporcionado por la red sin cargar, y las continuas los pesos reales una vez conectada la antena. No se aprecia una modificación demasiado significativa de los pesos originales, salvo en los extremos de la banda de operación. En este sentido se distingue un mejor comportamiento de la red en la parte baja de la banda.

El comportamiento de los diagramas de radiación se puede observar en la Fig. 5.134, incluyendo diferentes frecuencias dentro de la banda. Se puede comprobar que la agrupación mantiene de forma razonable el nivel de -25 dB sintetizado a frecuencia central. Como era de esperar, el corte en elevación muestra una mayor estabilidad de los diagramas debido a los menores acoplamientos mutuos. No obstante, el caso peor en cuanto a lóbulos secundarios ocurre en dicho plano a la frecuencia superior de la banda. La simulación con los pesos

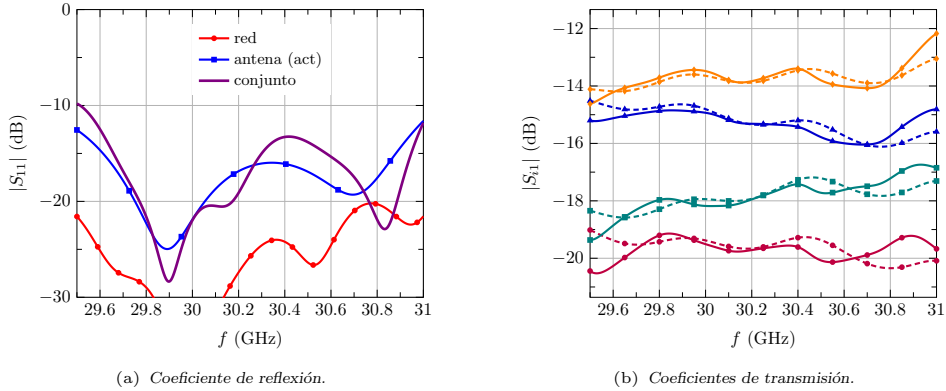


Figura 5.133: Parámetros simulados para el diseño de la antena transmisora.

ideales permite atribuir el incremento de lóbulos al comportamiento en frecuencia de la red de alimentación, reflejado con anterioridad en la Fig. 5.133(b). No obstante, los diagramas simulados cumplen adecuadamente con las máscaras definidas por la reglamentación.

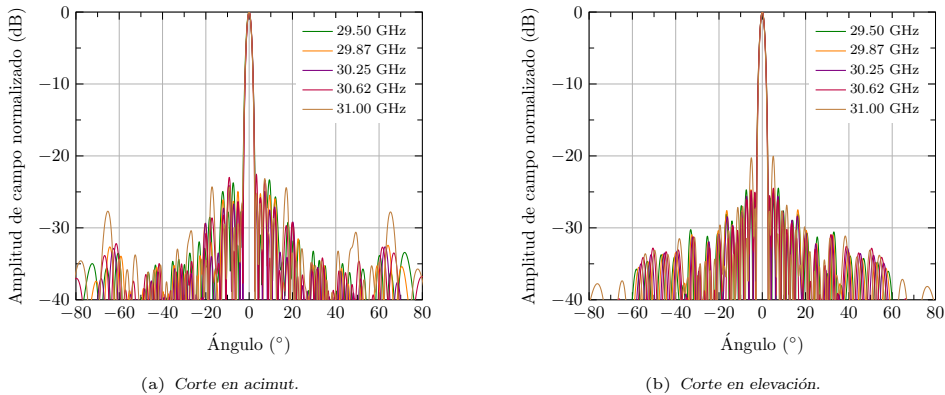


Figura 5.134: Diagramas de radiación a distintas frecuencias, simulados para el diseño de la antena transmisora.

Finalmente, la Tabla 5.3 incluye los valores de relación axial, directividad y eficiencia de apertura, a varias frecuencias de interés dentro de la banda de transmisión. Las cifras confirman el cumplimiento de la relación axial con el umbral especificado de 1.3 dB. Respecto a la directividad máxima de la agrupación, ofrece valores superiores a 38.4 dBi en toda la banda de operación, equivaliendo a eficiencias de iluminación superiores a un 75%. El caso peor lo constituye de nuevo la frecuencia superior de la banda, fruto del mencionado comportamiento de la red de alimentación. No obstante, los datos simulados cumplen ampliamente con las especificaciones del sistema.

Previamente a fabricar la antena transmisora, se opta por contemplar un nuevo breadboard lo suficientemente representativo de la agrupación completa. El aumento significativo en frecuencia requiere la validación de los procesos seguidos por la fabricación y ensamblado, así como las propiedades eléctricas de los materiales empleados. También se debe prestar una mayor atención al papel jugado por las tolerancias de fabricación.

El breadboard fabricado corresponde con un cuarto de la agrupación completa diseñada anteriormente. Se compone por tanto de 4×4 bloques alimentados por su parte correspon-

Frecuencia (GHz)	29.50	29.87	30.25	30.62	31.00
Relación axial (dB)	1.12	0.67	0.40	0.57	1.25
Directividad (dBi)	38.41	38.60	38.74	38.83	38.75
Efic. iluminación (%)	77.2	78.8	79.2	78.9	75.6

Tabla 5.3: Relación axial, directividad máxima y eficiencia de iluminación a diferentes frecuencias, simulados para el diseño de la antena transmisora.

diente de la red de alimentación. La Fig. 5.135 reúne varias fotografías de diferentes piezas que componen la antena fabricada. El ensamblado de las piezas de aluminio y del medio multicapa sigue un planteamiento idéntico al explicado para la antena receptora.

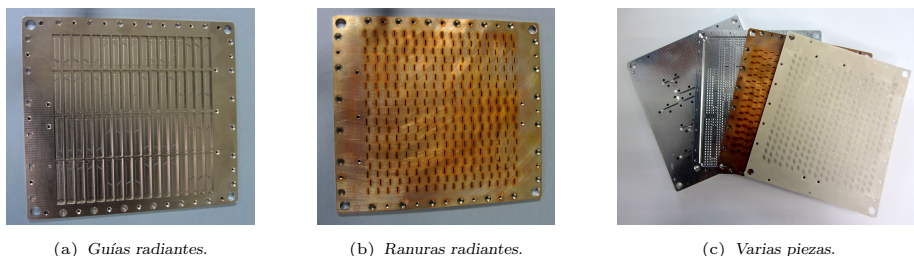


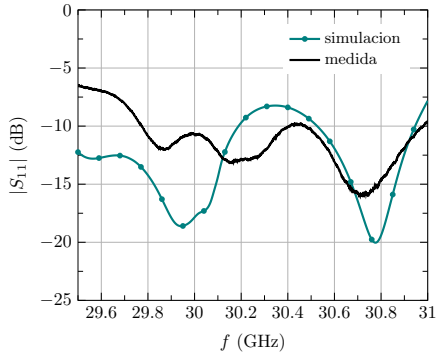
Figura 5.135: Fotografías del breadboard de la antena transmisora.

Los resultados experimentales del breadboard en la banda de trabajo se muestran en la Fig. 5.136. El coeficiente de reflexión medido en el puerto de entrada, representado en la Fig. 5.136(a) junto a la curva simulada, se encuentra por debajo del nivel de -10 dB en la mayor parte del ancho de banda objetivo. Únicamente las frecuencias inferiores a 29.8 GHz no cumplen el requisito de adaptación. Los valores simulados manifiestan una evolución similar al parámetro medido, aunque la diferencia aumenta en la mitad inferior de la banda. Cabe mencionar que una inspección posterior del breadboard desveló ciertas imprecisiones en la fabricación y alineamiento de las piezas de aluminio. Este resultado pone de manifiesto la ya esperada problemática con las tolerancias de fabricación en esta banda de frecuencias.

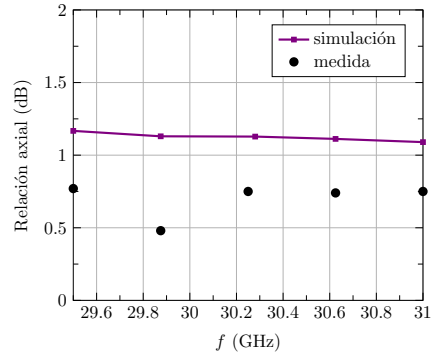
Respecto a la pureza de polarización, las cifras de relación axial medidas se marcan en la Fig. 5.136(b) junto con la simulación. Los resultados experimentales muestran un excelente comportamiento, confirmando el amplio cumplimiento de la especificación de polarización, con valores de relación axial inferiores a 0.8 dB en toda la banda de trabajo. En consecuencia, la estrategia de fabricación y adhesión de los diferentes materiales también queda validada en la banda de transmisión.

Por último, el comportamiento de los diagramas de radiación se evalúa en la Fig. 5.137, mostrando el resultado medido a la frecuencia central de la banda. Se debe recordar que el breadboard sintetiza un cuarto de la distribución Taylor en ambos cortes principales. En líneas generales, la medida se comporta conforme a lo previsto por la simulación, aunque los primeros lóbulos secundarios exhiben un nivel superior a lo esperado. También aparece en la medida un lóbulo imprevisto en torno al ángulo de $\pm 40^\circ$ en el corte de acimut.

Los resultados experimentales del breadboard fabricado sirven para validar la estrategia seguida por el proceso de fabricación y ensamblado. Especialmente satisfactorio ha sido el funcionamiento de los diferentes materiales dieléctricos entre ranuras y dipolos. Se debe recalcar que el ancho de banda de polarización constituía la mayor preocupación en las primeras etapas del proyecto. A pesar de ello, las medidas del coeficiente de reflexión dejan en evidencia las dificultades de la fabricación en la banda Ka, donde las tolerancias y el

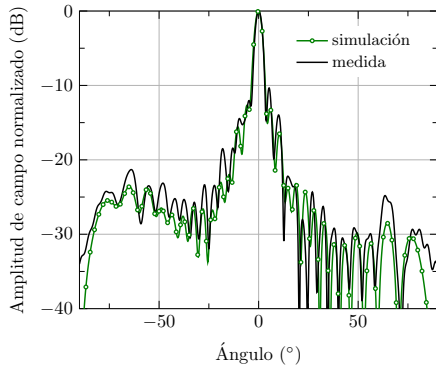


(a) Coeficiente de reflexión.

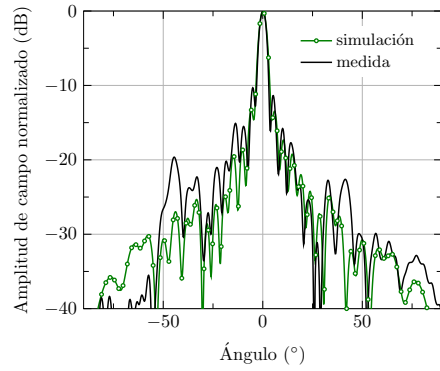


(b) Relación axial.

Figura 5.136: Parámetros medidos para el breadboard de la antena transmisora.



(a) Corte en elevación.



(b) Corte en acimut.

Figura 5.137: Diagrama de radiación a 30.25 GHz correspondiente al breadboard de la antena transmisora.

cuidadoso ensamblado y alineamiento de piezas juegan un papel crucial. El proceso de fabricación de la antena transmisora completa está en plena ejecución en el momento de escritura de este documento.

Capítulo 6

Conclusiones

La presente tesis ha implementado diversos métodos de diseño eficiente de grandes agrupaciones de ranuras en guía. Específicamente, se han contemplado agrupaciones sobre guía radial, denominadas RLSA, y sobre guías rectangulares monomodo. El funcionamiento estándar de este tipo de antenas ha sido ampliado gracias a la introducción de dipolos parásitos sobre las ranuras. Esta novedad ha permitido mejorar las prestaciones de las agrupaciones RLSA, o habilitar la radiación de polarización circular en las clásicas antenas de ranuras sobre guía rectangular. A lo largo de la tesis se ha seguido un proceso de desarrollo común basado en tres etapas. En primera instancia se ha implementado un método de análisis eficiente de la agrupación tratada. Segundo, se hace uso del modelo anterior para desarrollar algoritmos de diseño y optimización eficientes, adecuados para antenas con un elevado número de elementos. Finalmente, los métodos anteriores son validados mediante la fabricación y medida de prototipos, comprobando si las prestaciones alcanzadas logran los retos planteados.

La mayor parte del contenido de esta tesis se fundamenta sobre un acertado modelo de una ranura rectangular. Una correcta elección de las funciones base en el análisis MoM resulta fundamental en la eficiencia y precisión del método. En esta tesis se han escogido unas funciones polinómicas que incorporan una condición de contorno ajustable en ambas dimensiones. Dicha versatilidad permite adecuarse al comportamiento del campo en los bordes de la apertura en cada caso. Como resultado, se consigue modelar ranuras de diferente grosor con un mínimo número de funciones base. Adicionalmente, la incorporación de las corrientes transversales permite aumentar la precisión del método, especialmente en la caracterización de ranuras débilmente excitadas. A este respecto, se debe prestar especial atención a la elección del juego de funciones base empleadas, para respetar los inherentes vínculos entre componentes de corriente, y evitar así resultados altamente imprecisos. De este modo, se proponen varias combinaciones de funciones base que suponen adecuados equilibrios en el compromiso entre precisión y eficiencia.

A partir del modelo completo de la ranura, se implementa el código de análisis de una agrupación RLSA completa. Se incluye para ello el modelo de interacción entre la sonda coaxial excitadora y las ranuras. Adicionalmente se propone una solución rápida del problema MoM, especialmente dedicada para los procedimientos de optimización posteriores. A pesar de las aproximaciones realizadas, dicha solución demuestra una notable precisión comparada con el análisis exacto de una RLSA.

El método de análisis se extiende para incluir la presencia de un dipolo parásito sobre cada ranura. Gracias a su conocida dualidad, la caracterización del dipolo sigue las mismas consideraciones encontradas en el modelo previo de la ranura. Se consigue implementar por tanto un análisis riguroso y eficiente de una agrupación de elementos ranura-dipolo, siendo éste un problema especialmente problemático en la convergencia de las funciones base

clásicas. Como dejan patente las pruebas experimentales llevadas a cabo en esta tesis, la pertinente colocación de los dipolos sobre las ranuras requiere a menudo de varias capas de diferentes materiales dieléctricos. A este respecto, el método de evaluación de las funciones de Green en medios estratificados supone una aportación clave a la eficiencia del análisis. La técnica híbrida implementada demuestra una gran eficiencia incluso en los casos más anómalos, representado un coste testimonial en el tiempo total de análisis de una agrupación típica.

La extensión del método de análisis a una agrupación de ranuras sobre guía rectangular monomodo se lleva a cabo de forma satisfactoria. La versatilidad del código implementado permite analizar las estructuras más comunes en este tipo de antenas. El caso más completo contempla tres niveles de guías rectangulares acoplados a través de ranuras, con una división arbitraria en subagrupaciones. Además, el análisis proporciona una precisa caracterización circuital en los puertos de entrada, apropiada para su posterior combinación con una red de alimentación diseñada mediante un software externo. El método de análisis se extiende finalmente para contemplar agrupaciones de parejas ranura-dipolo inmersas en medios multicapa.

Previamente a su comprobación experimental, la precisión del método de análisis se valida a partir de una comparativa con varios simuladores comerciales. En primer lugar se estudian ejemplos correspondientes a diseños prácticos de RLSA, tanto de ranuras como de elementos ranura-dipolo. Ambos casos revelan una destacada concordancia con las simulaciones externas, especialmente en los diagramas de radiación y en los valores de directividad y eficiencia. El parámetro de adaptación, no obstante, muestra mayores discrepancias, fruto de la dificultad de modelado de la transición entre el cable coaxial y la guía de placas paralelas.

En segundo lugar, la comparativa respecto a agrupaciones en guía rectangular aporta conclusiones similares. En este caso, la clara definición del puerto de entrada permite una coincidencia prácticamente perfecta con el parámetro de adaptación estimado por los simuladores comerciales. A este respecto, se ha comprobado que la particular excitación de las ranuras en guía rectangular otorga una mayor relevancia a la corriente transversal sobre ellas. De esta forma, resulta conveniente emplear modelos que incorporen dicha componente, si se quieren alcanzar resultados precisos en el parámetro de adaptación. Esta afirmación adquiere mayor trascendencia en grandes agrupaciones con ranuras longitudinales débilmente excitadas.

El empleo del modelo desarrollado ha permitido concebir métodos eficientes de diseño y optimización de antenas RLSA. Su aplicación a las configuraciones habituales consigue explotar al máximo sus ventajas y aflorar sus conocidos inconvenientes. Por una parte, las agrupaciones con polarización circular ofrecen eficiencias totales muy altas con buenos niveles de adaptación. Este hecho se aprovecha para diseñar y fabricar una RLSA con enfoque en campo cercano, aplicación todavía no explorada por este tipo de antenas, con unos resultados experimentales satisfactorios.

Las antenas RLSA con polarización lineal, por su parte, manifiestan una drástica pérdida de uniformidad en su apertura, fruto de los mecanismos necesarios para mejorar su pobre adaptación. A pesar de la eficacia demostrada por los algoritmos dedicados a su optimización, apenas se alcanza un 50 % de eficiencia total en el mejor de los casos. Estas cifras son comprobadas a nivel experimental mediante la fabricación de un prototipo con ranuras canceladoras y otro con haz inclinado. Aunque los resultados obtenidos suponen un paso adelante respecto a anteriores trabajos, se encuentran aún lejos de las prestaciones logradas por las antenas RLSA con polarización circular.

La incorporación de dipolos parásitos sobre las ranuras permite aliviar las dificultades en adaptación de las antenas LP-RLSA. Además, esta sencilla solución no supone abandonar la filosofía de bajo coste de este tipo de antenas. La inclusión de los dipolos en una RLSA de haz inclinado aporta unos buenos niveles de adaptación, sin una perturbación excesiva de

la uniformidad de campo en la apertura. Aplicando un método de optimización dedicado, se consigue fabricar un prototipo con un valor medido de eficiencia total de un 70%. Se alcanza esta cifra a pesar de un evidente desplazamiento en frecuencia en directividad, causado por el efecto del adhesivo usado en el pegado de los dipolos.

Adicionalmente, el buen comportamiento en adaptación del nuevo radiador permite proponer nuevas topologías de RLSA. Una disposición de los elementos en doble anillo conlleva una implícita cancelación de reflexiones, aportando la deseada mejora en adaptación con una radiación coherente en dirección broadside. Esta afirmación no sería posible sin la aplicación de un algoritmo de optimización dedicado, ineludible debido a la elevada densidad de elementos. La fabricación de un prototipo confirma una eficiencia total estimada superior a un 75%. En este caso, también se detecta un desplazamiento de la respuesta en frecuencia, originado por el grosor no uniforme del hueco de aire entre ranuras y dipolos.

En definitiva, la modificación del elemento radiante en antenas LP-RLSA aporta la ansiada mejora en directividad. Las dos técnicas mencionadas consiguen agrupaciones adaptadas y valores de eficiencia superiores a un 70%, suponiendo un significativo avance respecto a anteriores diseños. A este respecto, un planteamiento más acertado de la estructura multicapa entre ranuras y dipolos podría mejorar ligeramente las anteriores cifras. Especialmente la topología en doble anillo de elementos ranura-dipolo, se postula como un prometedor candidato para acercarse a las prestaciones ofrecidas por las antenas CP-RLSA.

Finalmente, se han propuesto e implementado métodos de optimización eficientes de agrupaciones de ranuras en guía rectangular. El carácter monomodo de esta última posibilita un ajuste sistemático de los parámetros de las ranuras hasta alcanzar el funcionamiento deseado. Un método de diseño adaptado a las diferentes configuraciones estudiadas proporciona un punto de partida adecuado para los algoritmos de optimización. El ajuste secuencial de los diferentes niveles que componen la agrupación ofrece un planteamiento modular y versátil del código implementado. Como resultado, la convergencia de los métodos propuestos demuestra ser excelente, aún en los casos más adversos. Los algoritmos desarrollados son por último extendidos para la optimización de agrupaciones de elementos ranura-dipolo con polarización circular.

En esta tesis también se aborda un estudio sobre el ancho de banda de las agrupaciones en guía rectangular. Una exhaustiva investigación desvela los factores más relevantes que determinan la variación en frecuencia de los diagramas de radiación. Una de las conclusiones más trascendentales apunta al diferente comportamiento de las ranuras a nivel radiante y de acoplo, traduciéndose en una acusada reducción de ancho de banda de estas últimas al sintetizar distribuciones asimétricas. Respecto al ancho de banda en adaptación, un adecuado ajuste de los parámetros de desintonización a diferentes niveles aporta una mejora significativa respecto al diseño sintonizado. Sin embargo, se debe prestar especial atención a las repercusiones sobre el comportamiento en frecuencia de las tensiones en las ranuras. Como consecuencia, se propone un método de optimización frecuencial que permite ajustar el compromiso entre adaptación y radiación en la banda de trabajo, proporcionando los parámetros de desintonización óptimos.

En la última parte del presente documento se recogen los casos experimentales de agrupaciones sobre guía rectangular, fruto de la aplicación de los desarrollos anteriores. Todos ellos están asociados a la implantación de un sistema real, especialmente a frecuencias elevadas. El primero trata el diseño de una serie de agrupaciones de haz conformado con polarización lineal. El segundo caso se refiere a una antena con polarización circular de haz cosecante en uno de sus planos, y otra de similares características pero con apuntamiento electrónico. Por último, se aborda el diseño en banda ancha de dos agrupaciones directivas con polarización circular. Cada uno de los casos prácticos abordados supone un reto de diferente índole, para cuya consecución ha resultado fundamental el desarrollo de los diferentes algoritmos de optimización. Todos ellos disponen de resultados experimentales que confirman en gran parte los resultados obtenidos por el análisis propio.

Líneas futuras

Los múltiples aspectos abordados por esta tesis pueden tener una continuación que contemple diferentes cuestiones todavía sin estudiar. Por un lado, el modelo de la ranura se puede extender para considerar ranuras de forma arbitraria. La modificación de la forma rectangular puede proporcionar ciertas ventajas, como la radiación de polarización circular o una efectiva cancelación de reflexiones. El nuevo modelo requeriría el mallado de la ranura mediante secciones de área triangular. El estudio llevado a cabo en esta tesis invitaría a incorporar unas condiciones de contorno óptimas a las funciones base RWG, de tal forma que se adaptaran a los diferentes grosores de apertura, acelerando así su convergencia.

En el caso particular del análisis de agrupaciones en guía rectangular, se podría extender para abordar la caracterización de otro tipo de estructuras de guiado. Concretamente, el empleo de guías *ridge* o las mencionadas Groove-Gap Waveguides, aportan conocidas mejoras en el comportamiento eléctrico o el proceso de fabricación de esta clase de antenas. Aunque la estricta extensión del análisis desarrollado requeriría una compleja evaluación de las funciones de Green en el interior estas estructuras, se pueden abordar soluciones más inmediatas. En el caso particular de la guía GGW, su mencionada similitud con la guía rectangular posibilita el planteamiento de equivalencias entre ambos problemas.

Respecto al diseño de agrupaciones RLSA, uno de los aspectos más problemáticos en esta tesis apunta a la acertada configuración del medio multicapa entre ranuras y dipolos. Cada una de las diferentes alternativas contempladas en este documento ha manifestado, en menor o mayor medida, discrepancias entre medidas y simulaciones, causadas por la falta de correspondencia entre el modelo teórico y la estructura fabricada. A este respecto, una solución empleada a posteriori ha proporcionado unos resultados más convincentes, gracias a la rigurosa caracterización eléctrica de los materiales involucrados. Se incluye para ello una capa de adhesivo entre la lámina fina de sustrato con los dipolos y una capa de foam sobre las ranuras. Cabe esperar que un análisis adecuado de esta nueva estructura multicapa aporte una mayor concordancia con las medidas, consiguiendo así mejorar las cifras de eficiencia alcanzadas.

La disponibilidad de una herramienta de análisis eficiente y rigurosa también invita a explorar nuevas funcionalidades en una antena RLSA. Específicamente, sería deseable disponer de diseños de bajo coste de agrupaciones duales en polarización. No obstante, la simplicidad estructural de las antenas RLSA complica la incorporación de un funcionamiento dual, siendo escasas las propuestas hasta la fecha [58],[136]. A ese respecto, la mayor versatilidad que aportan los dipolos parásitos podría abrir nuevas vías en el planteamiento de un modo de operación dual en polarización.

En cuanto a las agrupaciones en guía rectangular, en el documento se reflejan diferentes cuestiones aún pendientes de investigar. Por un lado, se podría extender los métodos de optimización para contemplar agrupaciones de onda progresiva. En este documento ya se explica la estrategia propuesta, implementándose en una agrupación unidimensional de un único nivel. Por otro lado, las habituales ranuras de acoplo inclinadas manifiestan ciertas limitaciones en ancho de banda, siendo la configuración longitudinal una alternativa más conveniente. No obstante, esta nueva topología requiere un replanteamiento de la disposición de las guías radiantes y el ensamblado de las diferentes subagrupaciones. Por último, la sustitución de la guía rectangular por una guía GGW merece una mayor investigación que acote su efecto sobre el comportamiento de las ranuras.

Finalmente, la estructura de la agrupación en tres niveles también puede ser objeto de un replanteamiento profundo. El objetivo se centraría en idear otras estructuras de acoplamiento que permitan una reducción de los niveles necesarios, en línea con la estrategia propuesta en [137]. Otra vía de investigación reciente persigue el incremento de ancho de banda mediante la reducción de caminos en el modo de alimentación serie. Por ejemplo, la redefinición del radiador básico como una cavidad cuadrada con cuatro ranuras, permite

alimentarlo mediante una red convencional implementada en única capa inferior [138]-[139]. No obstante, la extensión del método de análisis a este tipo de estructuras se antoja complicada, debiendo recurrir a condiciones de contorno periódicas en simuladores comerciales o al planteamiento de alguna técnica híbrida.

Apéndice A

Evaluación de funciones de Green multicapa

A.1. Funciones de Green multicapa en el dominio espectral

El objetivo de este apéndice consiste en implementar una técnica eficiente y rigurosa para la evaluación de las funciones de Green en medios estratificados planares, las cuales son necesarias para el cálculo de los campos en las ecuaciones integrales del Capítulo 2. De forma general, dichas funciones de Green asumen que las distintas capas del medio estratificado son de extensión infinita en la dimensión transversal (x, y) , pudiendo situar tanto la fuente como el punto de observación del campo en cualquier posición.

Un excelente artículo [140] de Michalski y Mosig, dos de los autores más activos en la resolución de la ecuación integral por el método de los momentos (MoM), recopila y desarrolla las expresiones de las funciones de Green diádicas en medios multicapa. En concreto, y siguiendo su misma nomenclatura, el campo eléctrico y magnético generados por unas fuentes de corriente se pueden expresar como

$$\mathbf{E} = \langle \underline{\underline{\mathbf{G}}}^{EJ}; \mathbf{J} \rangle + \langle \underline{\underline{\mathbf{G}}}^{EM}; \mathbf{M} \rangle \quad (\text{A.1})$$

$$\mathbf{H} = \langle \underline{\underline{\mathbf{G}}}^{HJ}; \mathbf{J} \rangle + \langle \underline{\underline{\mathbf{G}}}^{HM}; \mathbf{M} \rangle \quad (\text{A.2})$$

donde \mathbf{J} y \mathbf{M} son las fuentes de corriente eléctrica y magnética respectivamente y $\underline{\underline{\mathbf{G}}}^{PQ}$ es la función de Green diádica (DGF) que relaciona las componentes del campo P (eléctrico o magnético) en el punto de observación \mathbf{r} con las componentes de la fuente Q (eléctrica o magnética) situada en el punto \mathbf{r}' . El operador \langle , \rangle representa la integral del producto de las dos funciones separadas por coma, mientras que $\langle ; \rangle$ denota la integral del producto matricial. Nótese que el término $\underline{\underline{\mathbf{G}}}^{PQ}$ es una matriz 3×3 que relaciona las tres componentes del campo con las tres componentes de la corriente.

Tal y como se explica en el Capítulo 2, el desarrollo de la ecuación integral empleando las funciones de Green anteriores conduce a integrales hipersingulares, con lo que las ecuaciones (A.1) y (A.2) se suelen expresar a partir de los potenciales del siguiente modo:

$$\mathbf{E} = -j\omega\mu_0 \langle \underline{\underline{\mathbf{G}}}^A; \mathbf{J} \rangle + \frac{1}{j\omega\epsilon_0} \nabla \left(\langle \langle K^\Phi, \nabla' \cdot \mathbf{J} \rangle + \langle C^\Phi \hat{\mathbf{z}}; \mathbf{J} \rangle \right) + \langle \underline{\underline{\mathbf{G}}}^{EM}; \mathbf{M} \rangle \quad (\text{A.3})$$

$$\mathbf{H} = -j\omega\epsilon_0 \langle \underline{\underline{\mathbf{G}}}^F; \mathbf{M} \rangle + \frac{1}{j\omega\mu_0} \nabla \left(\langle \langle K^\Psi, \nabla' \cdot \mathbf{M} \rangle + \langle C^\Psi \hat{\mathbf{z}}; \mathbf{M} \rangle \right) + \langle \underline{\underline{\mathbf{G}}}^{HJ}; \mathbf{J} \rangle \quad (\text{A.4})$$

donde μ_0 y ϵ_0 denotan respectivamente la permeabilidad magnética y la permitividad eléctrica en el vacío. En este caso, $\underline{\underline{\mathbf{G}}}^A$ y $\underline{\underline{\mathbf{G}}}^F$ son las DGF correspondientes al potencial vector magnético y eléctrico respectivamente, K^Φ y K^Ψ son las funciones de Green de los potenciales escalares, mientras que C^Φ y C^Ψ son unos términos de corrección asociados a corrientes verticales. En este caso se ha empleado la formulación C de estos términos tal y como se detalla en [97].

En el caso particular de esta tesis, cuyo objetivo es el análisis de antenas formadas por ranuras y dipolos, la estructura multicapa se esquematiza en la Fig. A.1. El medio bajo estudio está formado por N capas que se extienden perpendicularmente al eje z , a las que hay que añadir una inferior que es un conductor perfecto y una superior que es el semiespacio aire. Las capa i -ésima presenta un grosor d_i y está delimitada por los planos $z = z_i$ y $z = z_{i+1}$. Aunque el desarrollo de este apéndice sería prácticamente idéntico, en esta formulación se ha asumido que los medios involucrados no poseen propiedades magnéticas, por lo que $\mu = \mu_0$ en todos los casos. Por tanto, las capas dieléctricas se distinguen entre sí por su permitividad eléctrica relativa $\epsilon_{r,i}$. Además, todos los medios considerados son lineales, isotrópicos y homogéneos, de tal forma que $\epsilon_{r,i}$ es una constante escalar. La fuente de campo, ya sea eléctrica o magnética, se encuentra situada en el punto $P'(x', y', z')$ de la capa n , mientras que el punto de observación está en $P(x, y, z)$ de la capa m .

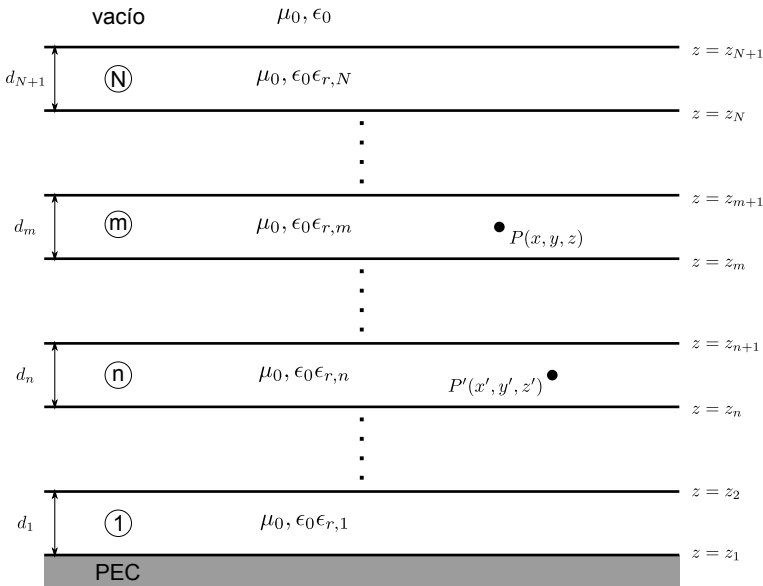


Figura A.1: Medio estratificado planar de N capas con un conductor perfecto como capa inferior y semiespacio aire como capa superior.

Aunque la función de Green evita la costosa discretización del medio multicapa en la aplicación del MoM, su cálculo requiere la evaluación numérica de una transformada de Fourier inversa de su equivalente en el dominio espectral (k_x, k_y) . Dicha función de Green espectral tiene una expresión cerrada analítica, la cual se puede deducir convirtiendo el problema de campos vectorial en uno escalar mediante un equivalente circuital, donde cada una de las capas se reemplaza por una línea de transmisión. Los detalles de esta equivalencia se pueden consultar en [140].

Debido a la simetría cilíndrica del problema, las funciones de Green en el dominio espectral se suelen expresar en función del número de onda en la dirección transversal

$k_\rho = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$ y de los números de onda en la dirección normal $k_{z,i}$ de cada medio, que se obtienen como:

$$k_{z,i} = \sqrt{k_i^2 - k_\rho^2} \quad (\text{A.5})$$

donde $k_i = \omega\sqrt{\mu_i\epsilon_i}$ es el número de onda del medio i . La presencia de la raíz cuadrada en (A.5) hace que la variable $k_{z,i}$ tenga dos posibles valores. Esta duplicidad se traslada a la función de Green en medios abiertos, para los cuales se debe escoger el valor de $k_{z,i}$ que cumpla la condición de radiación. En el caso concreto de la Fig. A.1, se debe aplicar (A.5) de tal forma que $\Im(k_{z,N+1}) < 0$. Esta particularidad es especialmente relevante cuando se realizan las integrales de conversión al dominio espacial, ya que aparecen discontinuidades conocidas como *branch cuts* (BC) [141] en el plano complejo.

El cálculo de la inversa de la transformada bidimensional de Fourier de la función de Green se reduce, debido a la simetría del problema, a una o varias integrales unidimensionales en el dominio k_ρ , conocidas como integrales de Sommerfeld. La integral de Sommerfeld (SI) de orden n [142] de una función $\tilde{F}(k_\rho)$ se define como:

$$S_n \left\{ \tilde{F}(k_\rho) \right\} = \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty \tilde{F}(k_\rho) J_n(k_\rho \varrho) k_\rho^{n+1} dk_\rho \quad (\text{A.6})$$

donde J_n es la función de Bessel de primera especie de orden n y ϱ es la distancia entre la fuente y el punto de observación proyectada sobre el plano (x, y) , es decir,

$$\varrho = |\rho - \rho'| = \sqrt{(x - x')^2 + (y - y')^2} \quad (\text{A.7})$$

En el caso concreto en el que la función de Green espectral no presente dependencia angular, esto es, que no dependa de k_x o k_y aisladamente, la transformación se puede escribir como:

$$G(\varrho, z, z') = \mathcal{F}^{-1} \left\{ \tilde{G}(k_\rho, z, z') \right\} = S_0 \left\{ \tilde{G}(k_\rho, z, z') \right\} \quad (\text{A.8})$$

donde se puede observar que la función de Green espacial presenta simetría cilíndrica, dependiendo únicamente de la distancia transversal ϱ entre fuente y punto de observación. La dependencia con las alturas z y z' va incluida en la expresión analítica de la función de Green espectral. Esta dependencia, junto con la de k_ρ , se va a ignorar en posteriores expresiones para simplificar la nomenclatura.

La igualdad (A.8) es válida por ejemplo para las funciones de Green de los potenciales necesarias en la formulación de la ecuación integral MPIE, donde se evalúa el campo eléctrico generado por una corriente eléctrica (A.3) o el campo magnético generado por una corriente magnética (A.4). En concreto, en el Capítulo 2 se necesitan las siguientes componentes de la DGF del potencial vector para fuentes eléctricas y magnéticas, que son respectivamente:

$$G_{xx}^A(\varrho) = G_{yy}^A(\varrho) = S_0 \left\{ \tilde{G}_{vv}^A \right\} = S_0 \left\{ \frac{V_i^h}{j\omega\mu_0} \right\} \quad (\text{A.9})$$

$$G_{xx}^F(\varrho) = G_{yy}^F(\varrho) = S_0 \left\{ \tilde{G}_{vv}^F \right\} = S_0 \left\{ \frac{I_v^e}{j\omega\epsilon_0} \right\} \quad (\text{A.10})$$

Por otro lado, las funciones de Green del potencial escalar de cargas eléctricas y magnéticas se calculan como:

$$K^\Phi(\varrho) = S_0 \left\{ \tilde{K}^\Phi \right\} = S_0 \left\{ j\omega\epsilon_0 \frac{V_i^e - V_i^h}{k_\rho^2} \right\} \quad (\text{A.11})$$

$$K^\Psi(\varrho) = S_0 \left\{ \tilde{K}^\Psi \right\} = S_0 \left\{ j\omega\mu_0 \frac{I_v^h - I_v^e}{k_\rho^2} \right\} \quad (\text{A.12})$$

La obtención de las expresiones de las tensiones y corrientes V_i^h , V_i^e , I_v^e y I_v^h en función de la estructura multicapa y de las alturas z y z' queda fuera del alcance de esta tesis, pudiéndose encontrar una explicación detallada en [140].

Por otro lado, si la función de Green espectral no es simétrica y presenta una dependencia aislada respecto a k_x o k_y , ésta se debe extraer [97] aplicando las propiedades de la transformada de Fourier. Para el problema tratado aquí, éste es el caso de las componentes necesarias en el cálculo de las interacciones entre corrientes eléctricas y magnéticas, que se expresan de la siguiente forma:

$$\left\{ \begin{array}{c} G_{zx}^F(\varrho, \varphi) \\ G_{zy}^F(\varrho, \varphi) \end{array} \right\} = \left\{ \begin{array}{c} \cos \varphi \\ \sin \varphi \end{array} \right\} G_{zu}^F(\varrho, \varphi) \quad (\text{A.13})$$

$$G_{zu}^F(\varrho, \varphi) = -jS_1 \left\{ \frac{\tilde{G}_{zu}^F}{k_\rho} \right\} = -jS_1 \left\{ j\epsilon_0\epsilon_{r,m} \frac{V_v^h - V_v^e}{k_\rho^2} \right\} \quad (\text{A.14})$$

$$G_{xx}^{EM}(\varrho, \varphi) = \frac{1}{2} \sin 2\varphi S_2 \left\{ \frac{\tilde{G}_{uv}^{EM} + \tilde{G}_{vu}^{EM}}{k_\rho^2} \right\} = \frac{1}{2} \sin 2\varphi S_2 \left\{ \frac{V_v^h - V_v^e}{k_\rho^2} \right\} \quad (\text{A.15})$$

$$\begin{aligned} G_{yx}^{EM}(\varrho, \varphi) &= -\frac{1}{2} \cos 2\varphi S_2 \left\{ \frac{\tilde{G}_{uv}^{EM} + \tilde{G}_{vu}^{EM}}{k_\rho^2} \right\} + \frac{1}{2} S_0 \left\{ \tilde{G}_{uv}^{EM} - \tilde{G}_{vu}^{EM} \right\} = \\ &= -\frac{1}{2} \cos 2\varphi S_2 \left\{ \frac{V_v^h - V_v^e}{k_\rho^2} \right\} - \frac{1}{2} S_0 \left\{ V_v^h + V_v^e \right\} \end{aligned} \quad (\text{A.16})$$

donde la variable angular es $\varphi = \arctan(\frac{y-y'}{x-x'})$ y de nuevo las expresiones de V_v^h y V_v^e se encuentran en [140]. Nótese que estas funciones de Green ya no presentan simetría de revolución respecto a la fuente.

Como se ha expuesto, la evaluación de cada función de Green en el dominio espacial requiere el cálculo de al menos una integral SI por cada distancia ϱ entre fuente y punto de observación. Además, es necesario repetir este cálculo para cada combinación diferente de alturas (z, z') , ya que la función de Green espectral depende de ellas. Por tanto, un modelado eficiente de la estructura implica forzosamente la aplicación de una técnica de cálculo rápido de la integral de Sommerfeld. Sobre este tema existe una amplia literatura y se han propuesto una gran cantidad de métodos de integración eficiente. Gran parte de estas técnicas se basan en la transformación de la integral semiinfinita (A.6) en la siguiente:

$$S_n \left\{ \tilde{F}(k_\rho) \right\} = \frac{1}{4\pi} \int_{\text{SIP}} \tilde{F}(k_\rho) H_n^{(2)}(k_\rho \varrho) k_\rho^{n+1} dk_\rho \quad (\text{A.17})$$

donde $H_n^{(2)}$ es la función de Hankel de segunda especie de orden n , y el SIP es el camino de integración definido por Sommerfeld [142] mostrado en la Fig. A.2. Este camino evita la discontinuidad tipo BC y bordea los polos SWP (*Surface-Wave Pole*) de la función de Green en el dominio espectral. Estas últimas singularidades se encuentran en pares conjugados en el plano k_ρ y corresponden físicamente a la propagación de ondas de superficie. Mientras que en medios sin pérdidas se localizan exactamente sobre el eje real, en el caso con pérdidas estos polos poseen cierta parte imaginaria. Se cumple de forma general que la parte real de un polo SWP se encuentra en el rango comprendido entre el número de onda del vacío k_0 y el máximo de los medios involucrados $k_{\text{máx}} = \text{máx}(k_i)$. A grandes rasgos, el espectro

contenido en valores k_ρ bajos predomina a grandes distancias de la fuente en el dominio espacial, por ejemplo las ondas de superficie. Mientras, el espectro en las zonas $k_\rho \gg$ domina en puntos cercanos a la fuente, por ejemplo en las contribuciones cuasi-estáticas.

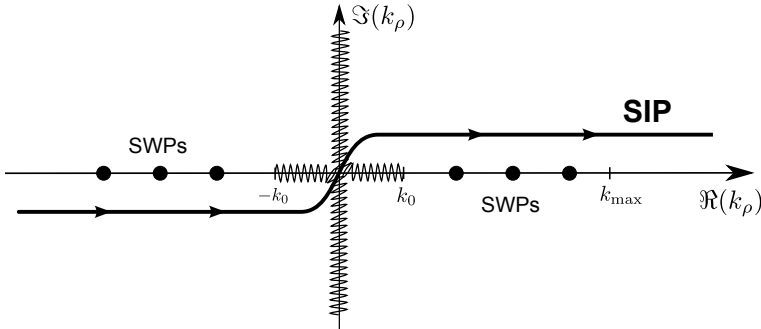


Figura A.2: Camino de integración de Sommerfeld en el plano k_ρ .

Salvo para casos muy concretos, las integrales de Sommerfeld no presentan solución analítica por lo que es necesario evaluarlas con técnicas numéricas. Sin embargo, la integración numérica directa de una SI es muy costosa computacionalmente, ya que los integrandos decaen muy lentamente y además presentan un comportamiento oscilatorio marcado por las funciones de Bessel (A.6) o Hankel (A.17). Esta dificultad aumenta con la separación transversal ϱ entre fuente y destino.

En los últimos años se han desarrollado varias técnicas para el cálculo eficiente de las funciones de Green en el dominio espacial, que de manera general se pueden resumir en cuatro: la integración numérica directa, la evaluación asintótica, el método de las imágenes complejas y el método de funciones racionales. El método de integración numérica es el más directo y consiste en la evaluación numérica de las integrales SI aprovechando ciertas propiedades del integrando. Su principal ventaja es su simplicidad y robustez independientemente del caso al que se aplique. En general esta técnica es la que requiere un tiempo de computación mayor, y suele ser adecuada únicamente cuando el punto de observación está próximo a la fuente. Sin embargo, se han desarrollado diversas técnicas de aceleración, las cuales se resumen en [143], que mejoran considerablemente su eficiencia, incluso para distancias grandes. Esto hace que sea a menudo el método de referencia para calcular el error cometido por otros técnicas más eficientes explicadas a continuación.

El método DCIM [144] (*Discrete Complex Image Method*) expresa la función de Green como suma de ondas esféricas situadas en puntos del espacio complejo. Este hecho hace que la técnica sea muy precisa en la región cercana a la fuente donde el campo se propaga de forma esférica. Sin embargo, a medida que la distancia ϱ aumenta, su precisión va reduciéndose hasta no ser adecuada a partir de un número pequeño de longitudes de onda. A este respecto, recientemente han surgido algunas modificaciones del método que pretenden resolver esta carencia, que se explicarán con más detalle en el apartado A.2. Por otro lado, una evaluación asintótica de la integral (A.17) permite obtener resultados tanto más precisos cuanto más grande sea el valor de ϱ . Por lo tanto, una combinación de ambas técnicas permitiría evaluar de forma muy rigurosa y eficiente las funciones de Green para todo el rango de distancias considerado. Una propuesta similar ya ha sido empleada anteriormente [145] con muy buenos resultados.

En la misma línea, el método RFFM [146] (*Rational Function Fitting Method*) combina una suma de ondas esféricas y cilíndricas, para evaluar de forma precisa la función de Green tanto en puntos cercanos como lejanos a la fuente. Las ondas esféricas modelan el campo cercano y es equivalente a la aproximación cuasi-estática, mientras que las ondas cilíndricas dominan en la región lejana en forma de ondas de superficie. Entre los inconvenientes

de esta técnica destaca el gran número de ondas cilíndricas necesarias para obtener una aproximación precisa cerca de la fuente. A ello se une la necesidad de aplicar un método computacionalmente exigente de aproximación de funciones mediante suma de fracciones.

Este método fue mejorado [147] modelando la región de campo cercano mediante suma de ondas esféricas obtenidas mediante el DCIM. Una variante del RFFM menos exigente computacionalmente se propone en [148], donde se obtiene la aproximación por ondas cilíndricas a través de un cociente de polinomios, aplicando un método de mínimos cuadrados. El inconveniente del RFFM formulado de esta forma es que en algunos problemas no se modela bien el campo lejano, principalmente cuando la propagación de ondas de superficie no es dominante. Este es el caso de medios en los que no se excita ninguna onda de superficie o presentan pérdidas elevadas, y por lo tanto domina la contribución del espectro continuo en campo lejano. Para resolver estas situaciones, en [149] se modifica el método incorporando una aproximación del espectro continuo, que es mejorado posteriormente [150] mediante un cambio de variable y la incorporación del DCIM para distancias cortas.

Aunque como se ha comentado, con sus últimas modificaciones el método RFMM parece superar sus inconvenientes iniciales, su implementación resulta bastante complicada. Como se explicará posteriormente, también el método DCIM ha sido mejorado recientemente para tratar de paliar su imprecisión en las regiones de campo lejano. En esta tesis sin embargo, en lugar de exprimir una de las dos técnicas para conseguir un método eficiente en distancias cortas, medias y largas, se ha preferido aplicar una técnica híbrida que combine dos métodos de precisión y eficiencia probadas. Por un lado, el método DCIM es la forma más sencilla y natural de evaluar el campo a pequeñas distancias de la fuente, y ha sido incorporado de hecho en el RFMM [150],[147] para mejorar su precisión en esa zona. Por otro lado, una evaluación asintótica clásica de la integral SI es la técnica más elegante y eficiente cuando el argumento ϱ es grande, con una precisión creciente con la distancia. De esta forma, la combinación de ambas técnicas mediante un umbral adecuado proporciona un método muy eficiente, preciso y fiable en el cálculo de las funciones de Green de medios estratificados.

La evaluación de la precisión de este método necesita una referencia muy exacta, que ya se ha comentado que suele ser la evaluación numérica directa de la integral de Sommerfeld. La forma más idónea de la SI para aplicar una cuadratura intensiva es la expresada en (A.6) en términos de la función de Bessel. Los detalles de esta evaluación directa se pueden encontrar en [95]. La integral se suele dividir en dos partes: una primera finita en la que se bordean los polos de las ondas de superficie o se extraen y se integran analíticamente, y una segunda semiinfinita que requiere una técnica de aceleración [143]. En este caso concreto se ha tomado el algoritmo de las medias ponderadas (*Weighted Averages Algorithm*) [151], el cual estima el valor de la serie infinita de integrales parciales.

A continuación, la sección A.2 de este apéndice expone la implementación del método DCIM para el cálculo de las funciones de Green, mientras que el apartado A.3 desarrolla la técnica de evaluación asintótica. En la última sección A.4 se evalúa y confirma la precisión del método híbrido con su aplicación a diferentes casos de medios multicapa.

A.2. El Método de las Imágenes Discretas Complejas

El desarrollo de técnicas eficientes para la evaluación de las funciones de Green de medios estratificados ha sido una materia a la que se ha dedicado mucho esfuerzo en los últimos años. El método DCIM es una de las técnicas a la que más atención se le ha prestado recientemente, debido a su eficiencia y relativa simplicidad de implementación. En los últimos años han aparecido distintas variantes y se ha discutido con profundidad la precisión del método [152], aplicándose a una gran variedad de ejemplos prácticos.

Esta técnica fue propuesta por Fang *et al.* [153] y posteriormente por Chow *et al.* [144]. En su concepción original, este método extrae primero la contribución cuasi-estática y las

ondas de superficie de la función de Green en el dominio espectral, y el resto lo aproxima por una suma de exponenciales complejas mediante el método de Prony. Estas exponenciales se pueden interpretar como ondas esféricas que parten de imágenes con localizaciones complejas, llamadas imágenes complejas. Una vez realizada esta aproximación, se puede calcular la función de Green en el dominio espacial de forma analítica, aplicando la conocida identidad de Sommerfeld [142] a cada una de las exponenciales. Como resultado se llega a una expresión cerrada analítica de la función de Green en función de la distancia a la fuente, lo que hace que su evaluación posterior sea prácticamente inmediata.

La implementación de este método fue mejorada por Aksun en [154], donde propone un algoritmo de muestreo en dos niveles y el método GPOF (*Generalized Pencil of Function Method*) [155] para aproximar la función de Green espectral. Con dicha mejora ya no es necesario estudiar por adelantado el comportamiento de la función para decidir los parámetros de la aproximación, lo que hace a esta técnica mucho más robusta. Otra modificación importante realizada por Aksun, que ayuda a la generalidad del método, es la no extracción de las contribuciones cuasi-estática y de ondas de superficie. Por lo tanto, la precisión de este método depende exclusivamente en la aproximación por la serie de exponenciales complejas, y el método GPOF resulta muy adecuado para este propósito.

Aunque a lo largo de estos años han surgido diferentes variantes y aplicaciones del DCIM, recientemente se ha puesto especial énfasis en mejorar la precisión del método en la región de campo lejano, que indudablemente se muestra como su punto débil. Entre las diferentes propuestas cabe destacar la descrita en [156], donde se plantea cambiar el camino de muestreo acercándolo a las singularidades de las ondas de superficie, de tal forma que la aproximación por imágenes sea más fiel a la propagación en campo lejano. Desafortunadamente, aunque se demuestra una mayor precisión, ésta se consigue a costa de un mayor número de imágenes, alrededor de varias centenas de ellas. Por último, también Aksun ha propuesto varias modificaciones para mejorar la precisión del método a grandes distancias de la fuente. La más destacable se recoge en [157] y consiste en cambiar el muestreo de dos niveles por uno de tres niveles que pasa muy cerca del punto de fase estacionaria. Su objetivo con ello es modelar mejor la contribución del espectro continuo que hasta ahora no estaba bien representado por las imágenes complejas. Por otra parte, en [158] complica el algoritmo de aproximación espectral para la elección automática de las imágenes más significativas y reducir así el número de términos necesario.

Formulación del método

Como se ha comentado anteriormente, el objetivo en esta tesis es que el método DCIM evalúe la función de Green de forma robusta, sencilla y precisa únicamente en puntos cercanos a la fuente. Por ello, se ha optado por la versión más tradicional del método, describiendo a continuación su formulación básica y ciertos aspectos prácticos de su implementación. Como primer paso, esta técnica divide la función de Green espectral en tres partes, de la siguiente forma:

$$\tilde{G}(k_\rho) = \tilde{G}_q(k_\rho) + \tilde{G}_{sw}(k_\rho) + \tilde{G}_{ci}(k_\rho) \quad (\text{A.18})$$

El primer término \tilde{G}_q es la transformada de la imagen cuasi-estática, que corresponde con el límite asintótico de \tilde{G} cuando $k_\rho \gg$. Se convierte por lo tanto en la contribución dominante en la región de campo cercano. El segundo término \tilde{G}_{sw} representa la propagación de las ondas de superficie, asociadas con los polos SWP de la función de Green espectral. Debido a que dichos polos siempre aparecen en pares conjugados en el plano complejo, esta contribución se puede expresar de la siguiente manera:

$$\tilde{G}_{sw}(k_\rho) = \sum_{i=1}^N \frac{2p_i R_i}{k_\rho^2 - p_i^2} \quad (\text{A.19})$$

donde p_i son las localizaciones de los polos en el plano complejo k_ρ y R_i son los residuos de \tilde{G} en esas singularidades. En el dominio espacial, este término suele ser la contribución dominante para puntos alejados de la fuente.

Por último, y aquí radica la esencia de este método, el último término en (A.18), esto es, la función de Green espectral una vez extraídas las contribuciones cuasi-estática y de ondas de superficie, se aproxima mediante el siguiente sumatorio finito:

$$\tilde{G}_{ci}(k_\rho) = \tilde{G}(k_\rho) - \tilde{G}_q(k_\rho) - \tilde{G}_{sw}(k_\rho) = \frac{1}{2jk_{z0}} \sum_{m=1}^M a_m e^{-\alpha_m k_{z0}} \quad (\text{A.20})$$

donde $k_{z0} = \sqrt{k_0^2 - k_\rho^2}$ es el número de onda normal del vacío. La suma de exponenciales viene determinada por los coeficientes a_m y α_m , los cuales se obtienen aplicando el método GPOF [155] a una serie de muestras de \tilde{G}_{ci} .

Una vez aproximada la función de Green espectral por esas tres partes (A.18), su equivalente en el dominio espacial se obtiene de forma analítica aplicando (A.17). Por una parte, mediante el teorema de los residuos de Cauchy, se obtiene de forma inmediata el equivalente espacial de la contribución de las ondas de superficie:

$$G_{sw}(\varrho) = S_0 \left\{ \tilde{G}_{sw}(k_\rho) \right\} = -\frac{j}{2} \sum_{i=1}^N R_i p_i H_0^{(2)}(p_i \varrho) \quad (\text{A.21})$$

Por otro lado, la expresión del equivalente espacial de las imágenes complejas y el término cuasi-estático se deducen a partir de la identidad de Sommerfeld, que dice:

$$\int_{\text{SIP}} \frac{e^{-jk_{z0}|z|}}{2jk_{z0}} H_0^{(2)}(k_\rho \varrho) k_\rho dk_\rho = \frac{e^{-jk_0 r}}{r} \quad (\text{A.22})$$

donde $r = \sqrt{\varrho^2 + z^2}$. A partir de esta identidad se deduce que la transformada de las imágenes complejas es:

$$G_{ci}(\varrho) = S_0 \left\{ \tilde{G}_{ci}(k_\rho) \right\} = \frac{1}{4\pi} \sum_{m=1}^M a_m \frac{e^{-jk_0 r_m}}{r_m} \quad (\text{A.23})$$

siendo $r_m = \sqrt{\varrho^2 - a_m^2}$ la distancia a la imagen compleja. Por último, de nuevo aplicando la identidad de Sommerfeld, se obtiene la expresión analítica del término cuasi-estático en el dominio espacial. Sin embargo, tal y como se argumenta en [159], la extracción del término cuasi-estático \tilde{G}_q no es necesaria ya que su expresión también responde a exponenciales en k_{z0} y es posible incluirlo en el término \tilde{G}_{ci} . Esta alternativa hace al método más general y directo ya que se evita deducir la expresión analítica de \tilde{G}_q , la cual es diferente para cada función de Green y depende de las coordenadas z y z' .

El punto clave de este método es la aproximación del término \tilde{G}_{ci} mediante la suma de exponenciales en (A.20). En este paso, la aplicación del método GPOF resulta fundamental, ya que es un algoritmo muy robusto y permite escoger el número de exponenciales de la expansión según su importancia relativa. Este método precisa una serie de muestras de la función espectral lo suficientemente representativas de su comportamiento. Para ello, se aplica un muestreo de doble nivel [154], a lo largo del camino dibujado en la Fig. A.3. Esta solución permite utilizar un mayor número de muestras en el tramo C_{ap2} , donde la función presenta un comportamiento más brusco, y menos muestras en C_{ap1} , donde exhibe una variación suave. Como consecuencia, en [154] se propone el número de muestras necesario en cada tramo, válido para la mayoría de los casos, siendo así una técnica muy robusta.

No obstante, la propuesta de Aksun presenta ciertos inconvenientes que conviene puntualizar. El primero de ellos reside en que, argumentando que los caminos de muestreo

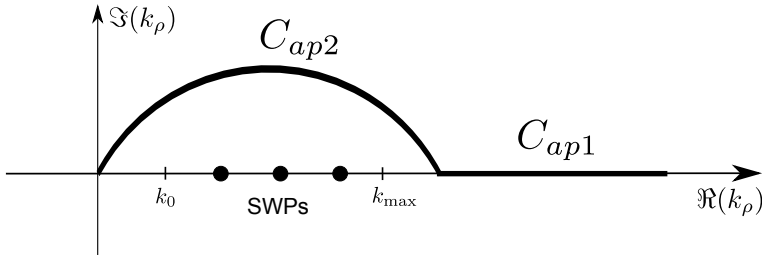


Figura A.3: Caminos de muestreo en la aproximación de doble nivel.

sortean las singularidades, no extrae el término de ondas de superficie en (A.20). Dicha estrategia invalida la aproximación para puntos alejados de la fuente. Además, propone que la expansión de las imágenes complejas (A.20) sea un sumatorio de exponenciales en la variable $k_{z,n}$, el número de onda normal en el medio donde se encuentra la fuente. Sin embargo, tal y como se recoge en [160], [145], esta práctica proporciona resultados erróneos, ya que la identidad de Sommerfeld únicamente es válida en medios abiertos.

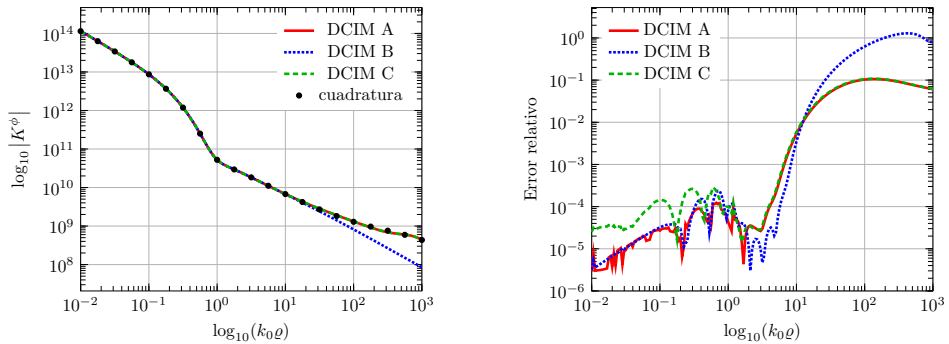
Resultados numéricos

Aunque en la sección A.4 se va a estudiar en detalle la precisión de la técnica híbrida en conjunto, en este apartado se van a presentar los resultados del método DCIM para un ejemplo típico con el objetivo de evaluar su funcionamiento. Este caso consiste en una estructura *microstrip* estándar de un único sustrato, con una fuente eléctrica en el interfaz entre el dieléctrico y el aire. Por lo tanto, siguiendo el esquema de la Fig. A.1, $N = 1$, $m = n = 1$ y $z = z' = d_1$. El grosor del dieléctrico es $d_1 = 1$ mm y su permitividad relativa $\epsilon_{r,1} = 2.2$ a una frecuencia de 10 GHz.

Se aplica el método DCIM para calcular la función de Green del potencial escalar K^Φ expresada en la ecuación (A.11), extrayendo y sin extraer tanto el término cuasi-estático como el de ondas de superficie en (A.20). Los resultados se representan gráficamente en la Fig. A.4. De una rápida inspección de la Fig. A.4(a), se deduce claramente que la no extracción del término de ondas de superficie, correspondiente a la curva DCIM B, se traduce en un error importante para distancias mayores que $10/k_0$. Sin embargo, la extracción de la única onda de superficie excitada proporciona buenos resultados atendiendo a la Fig. A.4(a), tanto si se extrae el término cuasi-estático (DCIM A), como si éste se integra con las imágenes complejas (DCIM C).

No obstante, para poder evaluar rigurosamente la precisión del método, es necesario calcular su error respecto a una integración numérica exhaustiva que proporcione muchas cifras de precisión. Dichas curvas del error relativo se representan en la Fig. A.4(b) para las tres variantes citadas anteriormente. Lo que primero llama la atención es la precisión del método en puntos cercanos a la fuente, donde las tres variantes del DCIM proporcionan errores prácticamente por debajo del 0.01 %, hasta una distancia de aproximadamente $5/k_0$. A partir de esta zona, el error comienza a subir bruscamente, especialmente en la variante DCIM B que no extrae la onda de superficie. Sin embargo, contrariamente a lo que parecía en la Fig. A.4(a), que tiende a ser engañosa debido a su escala logarítmica, las otras dos variantes también son imprecisas para distancias superiores a $10/k_0$.

En conclusión, el método DCIM ofrece una rigurosa estimación de la función de Green en puntos cercanos, pero no es apto para distancias superiores a $10/k_0$, independientemente de la variante empleada. En dicho rango de distancias válido, la diferencia del error entre las tres variantes es poco significativa, dependiendo estrechamente del número de términos en la expansión de las imágenes complejas. En este caso, el algoritmo GPOF proporciona



(a) Módulo de la función de Green.

(b) Error relativo.

Figura A.4: Función de Green K^Φ en una estructura microstrip de una capa con $d_1 = 1$ mm y $\epsilon_{r,1} = 2.2$ a 10 GHz, evaluada mediante el método DCIM y comparada con una integración numérica. DCIM A emplea la versión original del método; DCIM B no extrae las ondas de superficie; DCIM C no extrae el término cuasi-estático

nueve exponenciales en la variante DCIM A, diez en la DCIM B y siete en la DCIM C, lo que explica la pequeña diferencia en el error de este último respecto a los dos primeros.

Se puede concluir entonces que la precisión del método DCIM en su rango de validez viene marcada por la exactitud de la aproximación del término \tilde{G}_{ci} (A.20). En este sentido, la técnica GPOF realiza una descomposición de valores singulares que se puede aprovechar para controlar la exactitud de dicha aproximación. Con este objetivo se define un parámetro de ajuste σ_D , de tal forma que el algoritmo únicamente considera los vectores singulares cuyo valor singular sea superior a σ_D veces el mayor de ellos. Por tanto el parámetro σ_D controla la precisión de la aproximación por imágenes complejas y a su vez de la función de Green calculada. Para evaluar su influencia, la Fig. A.5 representa el error relativo tomando diferentes valores del parámetro σ_D , para el mismo caso de la Fig. A.4 con la variante DCIM A. Se puede comprobar cómo el valor de σ_D gobierna la precisión del método para distancias cercanas a la fuente y su rango de validez. Evidentemente, esta precisión se gana a costa de considerar un mayor número de imágenes complejas a medida que aumenta el parámetro σ_D . En este caso concreto, para $\sigma_D = 10^{-3}$ el número de exponenciales es cinco, mientras que para $\sigma_D = 10^{-5}$ este número sube a nueve.

Como conclusión a los resultados expuestos, se ha demostrado la validez del método DCIM para calcular las funciones de Green en el dominio espacial, aunque limitado a una distancia máxima alrededor de $5/k_0$. Entre las distintas posibilidades, esta tesis adopta el método DCIM en su versión original, lo que aquí se ha llamado variante DCIM A, que extrae tanto la contribución cuasi-estática como la de ondas de superficie. Aunque se ha comprobado que esta estrategia no afecta significativamente a la precisión del método en el rango de distancias válido, su cálculo no aumenta apreciablemente el esfuerzo computacional global. Conviene puntualizar que la localización de los polos de la función de Green es una tarea que ya realiza necesariamente el método asintótico de la sección A.3, por lo que esta información es reutilizada en el DCIM sin coste adicional. La extracción de las ondas de superficie tiene una excepción en el caso en el que la función de Green no tienda a infinito cuando $\rho \rightarrow 0$, es decir si $z \neq z'$. La razón reside en que la función de Hankel en (A.21) exhibe una singularidad en $\rho = 0$ que inhabilita la aproximación.

Por último, el mismo desarrollo presentado aquí aplica para el cálculo de las integrales de Sommerfeld S_1 y S_2 necesarias en las funciones de Green (A.13)-(A.16). Por un lado, el término de ondas de superficie G_{sw} se obtiene de forma inmediata aplicando de nuevo el teorema de los residuos de Cauchy, llegando a una expresión similar a (A.21) pero involucrando funciones de Hankel de orden $n = 1$ y $n = 2$. Por otro lado, el término cuasi-estático

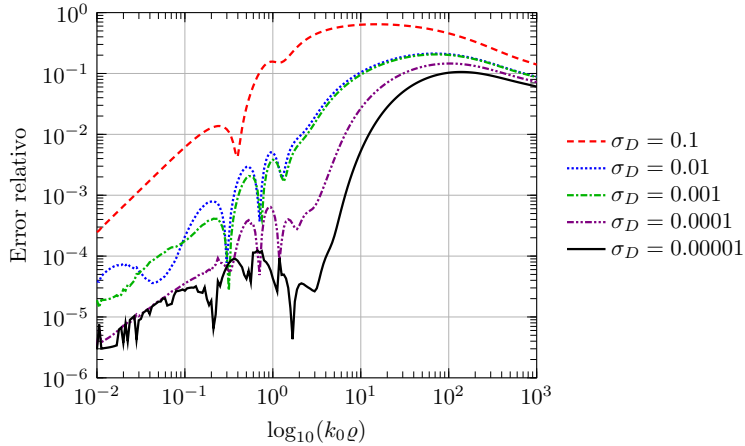


Figura A.5: Error relativo de la función de Green K^Φ en una estructura microstrip de una capa con $d_1 = 1$ mm y $\epsilon_{r,1} = 2.2$ a 10 GHz, evaluada mediante el método DCIM con diferentes valores del parámetro σ_D .

G_q y el de imágenes complejas G_{ci} se derivan de forma similar a la anterior, pero a partir estas variantes de la identidad de Sommerfeld:

$$\int_{\text{SIP}} \frac{e^{-jk_{z0}|z|}}{2jk_{z0}} H_1^{(2)}(k_\rho \varrho) k_\rho^2 dk_\rho = \varrho \frac{1 + jk_0 r}{r^2} \frac{e^{-jk_0 r}}{r} \quad (\text{A.24})$$

$$\int_{\text{SIP}} \frac{e^{-jk_{z0}|z|}}{2jk_{z0}} H_2^{(2)}(k_\rho \varrho) k_\rho^3 dk_\rho = \varrho^2 \frac{3 + j3k_0 r - (k_0 r)^2}{r^4} \frac{e^{-jk_0 r}}{r} \quad (\text{A.25})$$

A.3. Evaluación asintótica de la integral de Sommerfeld

La evaluación mediante métodos asintóticos de las integrales resultantes en el análisis de problemas electromagnéticos es utilizada frecuentemente en la actualidad. En concreto, estas técnicas aproximan las integrales cuyos integrandos dependen un parámetro Ω lo suficientemente grande. En electromagnetismo, dicho parámetro suele ser la distancia entre elementos o sus dimensiones respecto a la longitud de onda. En consecuencia, la precisión de dichos métodos asintóticos mejora con el aumento en frecuencia, ya que proporcionan una solución en forma de serie de potencias inversas del número de onda k_0 .

Sin duda, las técnicas asintóticas más desarrolladas durante las últimas décadas han sido las que tienen como objetivo la predicción del campo dispersado por un objeto iluminado por una onda plana. Se han desarrollado gran variedad de métodos para el cálculo eficiente de la sección recta radar (RCS) de cuerpos grandes y complejos, como por ejemplo aviones. Los más importantes son la Teoría Geométrica de la Difracción (GTD) introducida por J. B. Keller, la Teoría Física de la Difracción (PTD) desarrollada por P. Y. Ufimtsev, la Teoría Asintótica Uniforme (UAT) y la Teoría Uniforme de la Difracción (UTD) formuladas por Lewis *et al.* y Kouyoumjian y Pathak respectivamente y la Teoría Espectral de la Difracción (STD) introducida por Mittra y otros.

Aunque el estudio de la dispersión de un cuerpo ha sido el principal centro de atención de las técnicas asintóticas debido a su utilidad en sistemas radar, los avances en esa materia han dado paso a su aplicación a otros problemas electromagnéticos de interés práctico. Uno de ellos ha sido la evaluación de las funciones de Green de estructuras multicapa. Por su rigurosidad y eficiencia destaca el trabajo realizado por el grupo de investigación liderado

por Pathak, uno de los creadores de la técnica UTD. Primero aplicado a corrientes eléctricas sobre un dieléctrico con plano de masa [161]-[162], para más tarde a corrientes magnéticas sobre un conductor con una capa de dieléctrico [163], se han desarrollado soluciones asintóticas para la evaluación de las integrales SI resultantes. Todas estas representaciones se encuentran en expresiones cerradas, lo que las hace muy eficientes, y además son válidas incluso para puntos muy cercanos a la fuente, típicamente desde $0.2\lambda_0$ - $0.5\lambda_0$, donde λ_0 es la longitud de onda en espacio libre. En los puntos donde esta solución no es válida, se aplica una integración numérica directa, la cual no es muy costosa para puntos tan cercanos a la fuente. Esta técnica fue ampliada posteriormente a un medio de doble capa [164], aunque su extensión a un medio multicapa arbitrario [165] es complicada debido a su principal objetivo de llegar a una expresión cerrada.

Todas las técnicas citadas se basan en la teoría clásica de la evaluación asintótica de integrales, que consiste en deformar el camino de integración a otro en el que el integrando decaiga lo más rápidamente posible. Dicho camino óptimo es conocido como SDP (*Steepest Descent Path*). La caída del integrando, tanto más abrupta cuanto mayor es la distancia entre fuente y punto de observación, permite integrar analíticamente su aproximación por serie de Taylor. La expresión cerrada que proporciona este método habilita una interpretación física de la propagación de la onda por el medio estratificado y de la evolución de sus distintas contribuciones. Sin embargo, esta técnica obliga a deducir una serie de Taylor por cada función de Green, lo cual se puede traducir en expresiones muy complicadas para casos de varios medios, además de conllevar una pérdida de la generalidad del método. En esta tesis se ha preferido quedarse con el fundamento de esta técnica, pero integrando numéricamente la función sobre el camino SDP, lo cual es completamente general y aplicable a cualquier función de Green. Además, como se ha comentado anteriormente, la función por ese camino decae de la forma más rápida posible, por lo que dicha integral se puede realizar con el mínimo número de puntos de cuadratura. El ajuste del orden de dicha cuadratura permite controlar la precisión del método.

Por último, merece la pena nombrar otros trabajos que emplean una estrategia parecida a la descrita, deformando el camino de integración para aplicar una cuadratura numérica más eficiente. Este es el caso de la técnica citada en [166] y [145], donde también se cumple que la caída del integrando y por lo tanto la eficiencia del método mejora con la distancia a la fuente. Sin embargo, aunque este método evita tener que considerar los polos impropios de la función de Green, el integrando no decae tan rápidamente como a lo largo del SDP, lo que presumiblemente aumente el número de puntos de cuadratura necesarios.

Evaluación asintótica de integrales

Como se ha comentado previamente, la técnica asintótica desarrollada tiene como base matemática la teoría clásica de la evaluación asintótica de integrales [167]. Dicha teoría expresa el valor de una integral como una serie en potencias decrecientes de un parámetro del integrando Ω . Esto implica que cuando $\Omega \gg$ la integral se puede reducir a los primeros términos de esa serie, aproximación que es tanto más precisa cuanto mayor sea Ω .

A este respecto, el método de la fase estacionaria proporciona el primer término de esa aproximación cuando el integrando oscila muy rápidamente, tal y como ocurre con las integrales de Sommerfeld. Concretamente, el objetivo sería evaluar la siguiente integral:

$$I(\Omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t)g(\Omega, t)dt \tag{A.26}$$

donde $g(\Omega, t)$ presenta un comportamiento oscilatorio de la forma $e^{j\Omega h(t)}$ cuando $\Omega \gg$. En esta situación, el integrando de (A.26) oscila muy rápidamente si el parámetro Ω es grande, salvo en el punto estacionario de $h(t)$. Se dice que $h(t)$ tiene un punto estacionario

en $t = t_0$ si se cumple $h'(t_0) = 0$. En el ejemplo representado en la Fig. A.6 se puede observar cómo el punto estacionario de $h(t)$ se traduce en un punto de fase estacionaria en la función $g(\Omega, t)$, donde no oscila. Por ello cuando $\Omega \gg 1$, si $f(t)$ es una función suave comparada con $g(\Omega, t)$, la mayor parte de la contribución a la integral se produce alrededor del punto de fase estacionaria, ya que en el resto de abscisas se cancelan entre sí los ciclos positivos y negativos de la función periódica. Bajo esta condición se puede expresar la aproximación de fase estacionaria como:

$$I \approx f(t_0) \int_{-\infty}^{\infty} g(\Omega, t) dt \quad (\text{A.27})$$

donde se asume que $f(t)$ es aproximadamente constante en las proximidades de t_0 . La integral de $g(\Omega, t)$ suele tener una expresión cerrada, obteniendo finalmente una aproximación analítica simple de la integral, que será más precisa a medida que Ω aumente. Este es el caso de la integral de Sommerfeld, donde $f(t)$ sería la función de Green en el dominio espectral y $g(\Omega, t)$ la función de Hankel. Lamentablemente, esta aproximación únicamente es válida muy lejos de la fuente, únicamente útil en el cálculo del campo radiado.

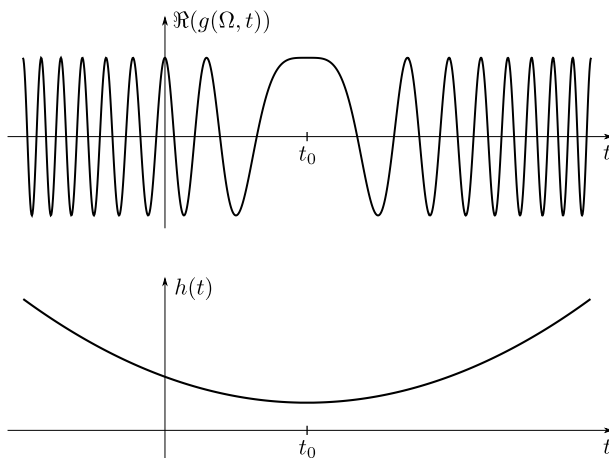


Figura A.6: Ejemplo de funciones $h(t)$ y $g(\Omega, t)$ en el método de fase estacionaria.

Aunque el método de la fase estacionaria proporciona de forma rápida el primer término de la aproximación asintótica de una integral, las contribuciones de orden superior requieren deformar el camino de integración original hasta el SDP. A este método se le denomina *Steepest Descent Method* (SDM), cuyo objetivo es obtener una expansión en serie asintótica de una integral del tipo:

$$I = \int_C e^{\Omega h(t)} f(t) dt \quad (\text{A.28})$$

La integral es idéntica a la propuesta anteriormente (A.26), aunque en este caso el camino de integración es cualquier contorno infinito C en el plano complejo, generalizando así el caso de la integral sobre el eje real. Si se cumple que t_0 es un punto estacionario de $h(t)$, se puede escribir su expansión en serie de Taylor alrededor de ese punto como:

$$h(t) = h(t_0) + \frac{h''(t_0)}{2}(t - t_0)^2 + \dots \quad (\text{A.29})$$

Esta ecuación implica que la función $h(t)$ es cuadrática alrededor del punto estacionario. Por lo tanto, si se realiza el siguiente cambio de variable:

$$-s^2 = h(t) - h(t_0) \tag{A.30}$$

la integral a calcular (A.28) queda de la forma:

$$I = e^{\Omega h(t_0)} \int_{C'} \left[f(t) \frac{dt}{ds} \right] e^{-\Omega s^2} ds \tag{A.31}$$

Con el cambio de variable (A.30), el camino de integración original C en el plano complejo t es equivalente al camino C' en el plano complejo s , representándose un ejemplo en la Fig. A.7. El punto estacionario $t = t_0$, por el que en general no pasará el camino de integración C , se corresponde con el origen en el plano complejo s . Examinando la ecuación (A.31), se puede observar como el término $e^{-\Omega s^2}$ del integrando tiene un máximo en el punto $s = 0$ y decae exponencialmente a lo largo del eje real. Contrariamente, a lo largo del eje imaginario del plano complejo s , dicho término crece exponencialmente. En consecuencia, cuando $\Omega \gg 1$ y la exponencial domina el comportamiento del integrando, éste se asemeja a una silla de montar en el punto $s = 0$ o $t = t_0$. Por esta razón este punto es también denominado *saddle point* (SP) y el camino donde el integrando decrece abruptamente es el *Steepest Descent Path* (SDP).

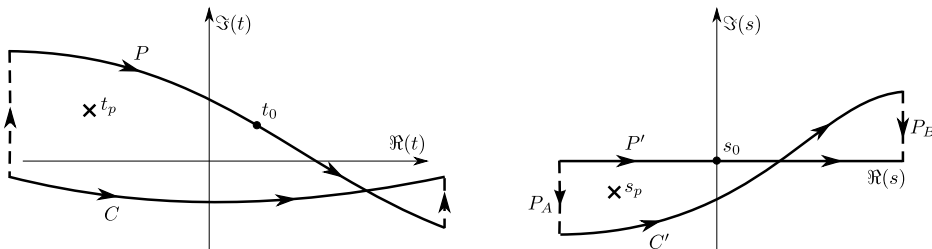


Figura A.7: Cambio de variable y deformación del camino de integración en el método SDM.

Después de lo razonado, parece evidente que una deformación del camino original al SDP, representado en la Fig. A.7 como P y P' , permite realizar una integral mucho más eficiente gracias a las características del integrando. Así, el camino original C' en el plano complejo s se deforma al eje real P' . Con este cambio, al resultado hay que sumar las integrales alrededor de las singularidades encerradas entre ambos caminos y las integrales P_A y P_B en el infinito. Si se cumple el lema de Jordan, estas últimas integrales tienden a cero, por lo que la expresión (A.31) se convierte finalmente en:

$$I = e^{\Omega h(t_0)} \int_{-\infty}^{\infty} \left[f(t) \frac{dt}{ds} \right] e^{-\Omega s^2} ds + I_p \tag{A.32}$$

donde I_p es la contribución de las singularidades encerradas al deformar el camino de integración, como por ejemplo el polo s_p de la Fig. A.7. Debido a que el integrando de (A.32) decae muy rápidamente si $\Omega \gg 1$, la contribución mayoritaria a la integral proviene de las proximidades del punto SP. A partir de aquí, la solución más común para la evaluación de (A.32) consiste en integrar analíticamente la serie de Taylor del integrando alrededor de $s = 0$, obteniendo así una expansión en serie de la integral. El primer término de dicha expansión se correspondería con la aproximación de fase estacionaria. Este es el tipo de soluciones en forma cerrada de la SI que se puede encontrar en [161] entre otros.

En esta tesis sin embargo se ha optado por otra alternativa más numérica y que por lo tanto supone un menor trabajo de desarrollo analítico. Debido a la forma del integrando, es posible aplicar una integración por cuadratura muy eficiente alrededor del punto SP. Esta técnica funcionará tanto mejor cuanto más rápidamente decaiga el integrando en torno al origen, es decir, cuanto mayor sea la distancia entre fuente y punto de observación. La ventaja fundamental de este método es la posibilidad de mejorar la precisión del resultado aumentando el número de puntos de cuadratura sin que ello suponga desarrollar más términos analíticamente. Además, el carácter numérico de la solución permite calcular cualquier función de Green sin ningún desarrollo analítico adicional, lo que aumenta su generalidad. Como inconvenientes cabe resaltar que al no proporcionar una fórmula cerrada, su interpretación física no es tan completa y que, aun siendo muy eficiente, siempre lo será menos que la evaluación directa de una expresión analítica.

Formulación del método

Una vez descrita la base matemática del método, a continuación se va a desarrollar su formulación aplicada al cálculo de las integrales SI que aparecen en las funciones de Green de estructuras multicapa. Como ya se ha comentado al principio de este apéndice, el camino de integración en el plano k_ρ a lo largo del cual hay que realizar la SI es lo que se conoce como SIP, que se muestra en la Fig. A.2. Debido a que en la estructura multicapa bajo estudio existe un medio abierto, el semiespacio aire superior de la Fig. A.1, la función de Green presenta dos posibles valores para cada k_ρ , dependiendo del signo de la raíz en el cálculo de k_{z0} (A.5). Por esta razón, el plano complejo k_ρ en realidad son dos superficies de Riemann con diferentes valores de la función de Green. Por ello no basta con definir los valores de k_ρ por los que discurre el camino de integración, sino que es necesario concretar en cuál de las dos superficies de Riemann se encuentra. Concretamente, la superficie que cumple la condición de radiación $\Im(k_{z0}) < 0$ se le denomina plano propio, mientras que la que no lo hace se llama plano impropio. Ambas superficies se conectan a través de unas curvas formada por puntos compartidos, denominadas *branch cuts* (BC), por las que se cruza para pasar de un plano al otro.

En el caso del camino SIP, éste siempre discurre por el plano k_ρ propio. Cualquier deformación del camino de integración requiere considerar la discontinuidad que suponen los cortes BC, complicando sobremanera su visualización. En este sentido, resulta muy conveniente emplear una variable en cuyo plano complejo la función de Green sea unívoca. Concretamente, se realiza un cambio a la variable angular espectral γ , que se define de forma que $k_\rho = k_0 \sin \gamma$ y $k_{z0} = k_0 \cos \gamma$, con lo que la integral (A.17) a resolver se convierte en:

$$I_n = S_n \left\{ \tilde{F}(k_\rho) \right\} = \frac{k_0^{n+2}}{4\pi} \int_{\Gamma_{\text{SIP}}} \tilde{F}(k_0 \sin \gamma) H_n^{(2)}(k_0 \varrho \sin \gamma) (\sin \gamma)^{n+1} \cos \gamma d\gamma \quad (\text{A.33})$$

donde Γ_{SIP} es el camino de integración de Sommerfeld en el plano complejo γ . Este plano se muestra en la Fig. A.8, donde las zonas sombreadas se corresponden con la superficie impropia del plano k_ρ . Por lo tanto, las líneas que unen las zonas sombreadas con las no sombreadas corresponden a las cortes BC del plano complejo k_ρ , aunque hay que recordar que en el plano γ ya no representan discontinuidades de la función de Green. Se puede observar cómo el camino de integración Γ_{SIP} siempre discurre por áreas no sombreadas, es decir, por el plano de k_ρ propio. También están marcadas unas localizaciones típicas de las singularidades de la función de Green, correspondientes a polos de ondas de superficie (SWP) en el plano propio de k_ρ o polos de ondas *leaky* (LWP) en el plano impropio. Hay un número finito de polos SWP en el primer cuadrante que se encuentran situados en la línea $\Re(\gamma) = \pi/2$ para medios sin pérdidas, desplazándose hacia valores reales mayores a

medida que se introducen pérdidas. Por otro lado, el número de polos LWP es infinito y se distribuyen sin ningún orden aparente, pero en general se cumple que a medida que el grosor eléctrico de las capas aumenta, aparecen más cercanos al eje real de γ . En la Fig. A.8 se representa un ejemplo sin pérdidas en cuyo caso los polos exhiben una disposición simétrica.

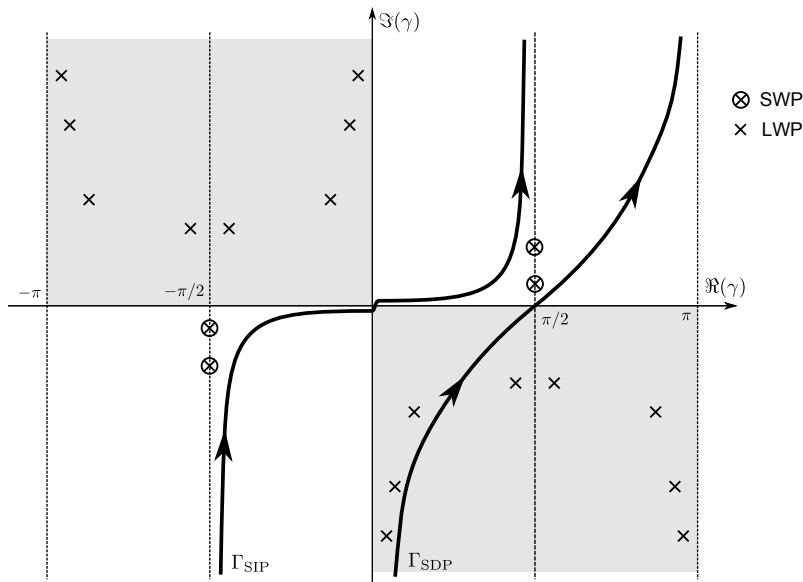


Figura A.8: Caminos de integración en el plano complejo γ .

A lo largo de todo este apéndice se ha repetido que el cálculo de la integral SI sobre el camino SIP resulta muy costosa computacionalmente cuando $\varrho \gg 1$, debido principalmente al carácter oscilatorio y la lenta caída del integrando. Por ello, tal y como se ha comentado anteriormente, resulta conveniente deformar el camino de integración hacia la trayectoria donde el integrando decaiga lo más rápidamente posible sin oscilación, es decir, el camino SDP. Aplicando la aproximación asintótica de la función de Hankel para argumentos grandes, se puede demostrar que la integral (A.33) aplicada a una función de Green presenta un punto de fase estacionaria en γ_s , siendo:

$$\gamma_s = \arctan\left(\frac{\varrho}{|z - z'|}\right) \tag{A.34}$$

Por lo tanto, si la fuente y el punto de observación se encuentran a la misma altura en el medio multicapa, se cumple que $\gamma_s = \pi/2$. Si por el contrario $z \neq z'$, el punto SP está desplazado, situándose en un valor real $0 < \gamma_s < \pi/2$, acercándose a $\gamma_s = \pi/2$ a medida que la distancia transversal a la fuente aumenta. En consecuencia, debido a que esta técnica se va a emplear para distancias ϱ medias y grandes, de aquí en adelante se ha supuesto que el punto SP es $\gamma_s = \pi/2$, independientemente de la separación entre fuente y punto de observación. La razón de esta elección es que la formulación es más sencilla y el camino de integración no depende de la distancia ϱ , lo que ahorra ciertos cálculos. Aunque si bien es cierto que si $z \neq z'$ el camino de integración escogido no será exactamente el SDP, esto únicamente repercutirá en una menor precisión del resultado. En casos extremos donde no se cumpla que $\varrho \gg |z - z'|$ se puede tomar una cuadratura de un orden mayor para mejorar la precisión, aunque lo más probable es que estos puntos estén cubiertos por el método DCIM.

Una vez fijado el punto SP en $\gamma_s = \pi/2$, el camino de integración Γ_{SIP} se deforma transformándose en Γ_{SDP} , mostrado en la Fig. A.8. Como se puede observar, el camino Γ_{SDP} proviene asintóticamente de la parte negativa del eje imaginario del plano γ y discurre por el cuarto cuadrante hasta que llega al punto SP, por el que pasa al primer cuadrante. De esta forma el punto SP corresponde con lo que se conoce como *branch point* en el plano k_ρ , es decir, el punto de donde parten los cortes BC que sirven de frontera entre los planos propio e impropio. Aunque esta deformación del camino también se podría haber realizado en el plano complejo k_ρ , su visualización es más confusa ya que el SDP discurre por los mismos valores de k_ρ pero en superficies de Riemann distintas.

Este cambio de camino de integración encierra a varias singularidades, por lo que, sabiendo que se cumple el lema de Jordan, la integral (A.33) se puede expresar como suma de dos términos:

$$I_n = I_{\text{SDP}} + I_{\text{res}} \quad (\text{A.35})$$

siendo:

$$I_{\text{SDP}} = \frac{k_0^{n+2}}{4\pi} \int_{\Gamma_{\text{SDP}}} Z(\gamma) H_n^{(2)}(k_0 \varrho \sin \gamma) d\gamma \quad (\text{A.36})$$

$$I_{\text{res}} = -j \frac{k_0^{n+2}}{2} \sum_{i=1}^{N_\gamma} \text{Res}(Z; \gamma_i) H_n^{(2)}(p_i \varrho) \quad (\text{A.37})$$

donde N_γ es el número de polos que quedan encerrados entre los dos caminos, γ_i es su localización en el plano complejo, $p_i = k_0 \sin \gamma_i$ es su constante de propagación transversal y $\text{Res}(Z; \gamma_i)$ es el residuo en γ_i de la función $Z(\gamma)$ que se escribe como:

$$Z(\gamma) = \tilde{F}(k_0 \sin \gamma) (\sin \gamma)^{n+1} \cos \gamma \quad (\text{A.38})$$

Por consiguiente, la función de Green es la suma de dos contribuciones: una primera que representa el espectro continuo de ondas y una segunda que es un sumatorio finito de modos que se propagan por la estructura. Este segundo término es el espectro discreto formado por las singularidades de tipo LWP y SWP, que quedan encerradas entre los dos caminos y son excitadas por la fuente con una amplitud proporcional al residuo de $Z(\gamma)$. Los polos SWP son las conocidas ondas de superficie que se propagan entre discontinuidades dieléctricas. Observando la Fig. A.8, se puede comprobar como de forma general todas las singularidades SWP se encuentran entre los dos caminos, por lo que siempre contribuyen a la integral (A.36). Únicamente en casos anómalos, por ejemplo si los medios presentan pérdidas extremas, es posible que algún SWP se separe tanto de la recta $\Re(\gamma) = \pi/2$ que no haya que incluirlo en (A.36). En este particular se podría considerar que ese modo deja de estar excitado.

De forma similar, también se excitan los modos *leaky* cuyos polos LWP se encuentren entre los dos caminos, que en general serán un número infinito de ellos. Sin embargo, debido a su posición en el plano complejo γ , su constante de propagación transversal p_i presenta una parte imaginaria negativa, lo que provoca que su contribución en (A.36) decaiga de forma exponencial con la distancia ϱ . La tasa de decrecimiento de dicha exponencial es proporcional a la parte imaginaria de γ_i , por lo que a la hora de realizar el sumatorio de los residuos en (A.36), únicamente será necesario considerar los polos que cumplan $\Im(\gamma_i) > \gamma_{\text{mín}}^{\Im}$. El umbral $\gamma_{\text{mín}}^{\Im}$ se debe escoger en función de la distancia ϱ en la que se evalúa la función de Green.

Tal y como se ha comentado anteriormente, la integral sobre el SDP se define mediante el cambio de variable (A.30), que aplicado a este caso se expresa como:

$$\sin \gamma = 1 - js^2 \quad (\text{A.39})$$

con lo que la integral a lo largo del SDP en el plano complejo de la nueva variable s se calcula como:

$$I_{SDP} = -j \frac{k_0^{n+2}}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} Y(s) H_n^{(2)}(k_0 \varrho (1 - js^2)) ds \quad (\text{A.40})$$

donde la función $Y(s)$ es:

$$Y(s) = \tilde{F}(k_0(1 - js^2)) s(1 - js^2)^{n+1} \quad (\text{A.41})$$

De esta forma la integral sobre el SDP se reduce a una integral infinita sobre el eje real en la nueva variable s . Se puede demostrar fácilmente que cuando $k_0 \varrho$ es grande, la función de Hankel en (A.40) decae muy rápidamente sobre el eje real, concretamente de forma proporcional a $e^{-k_0 \varrho s^2}$. Una mejor visualización del comportamiento del integrando (A.40) es la siguiente:

$$I_{SDP} = -j \frac{k_0^{n+2}}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} [Y(s)X(s)] e^{-k_0 \varrho s^2} ds \quad (\text{A.42})$$

siendo:

$$X(s) = \frac{H_n^{(2)}(k_0 \varrho (1 - js^2))}{e^{k_0 \varrho s^2}} \quad (\text{A.43})$$

Este tipo de integrandos formados por el producto de una función suave y una exponencial cuadrática son óptimos para integrar mediante la cuadratura de Gauss-Hermite. Dicha cuadratura será tanto más eficiente cuanto el comportamiento del integrando esté más dominado por la exponencial cuadrática, es decir, cuando el valor $k_0 \varrho$ sea grande. Sin embargo, el requisito de que el término entre corchetes en (A.42) sea suave, no se cumple cuando existen singularidades cerca del camino de integración. Los polos SWP, tal y como muestra la Fig. A.8, suelen estar muy cerca del SDP, mientras que los polos LWP también pueden perturbar el integrando en ciertos casos. En conclusión, la aplicación de una cuadratura eficiente a (A.42) demanda la extracción de las singularidades del término entre corchetes para suavizar el integrando. De esta manera, la integral sobre el SDP se expresa de la siguiente forma:

$$I_{SDP} = I_{SDP}^{(0)} + I_{\text{sing}} = -j \frac{k_0^{n+2}}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \left[Y(s)X(s) - \sum_{i=1}^{M_s} \frac{A_i}{s - s_i} \right] e^{-k_0 \varrho s^2} ds + I_{\text{sing}} \quad (\text{A.44})$$

donde M_s es el número de polos que se encuentran cerca del camino de integración, s_i es su localización en el plano complejo s , $A_i = \text{Res}(Y \cdot X; s_i)$ es el residuo en s_i de la función $X(s)Y(s)$, y I_{sing} es la integral de las singularidades. La extracción o no de una singularidad depende de su localización en el plano complejo. Hay que tener en cuenta que cuando $k_0 \varrho$ aumenta, la exponencial cuadrática en (A.42) se va estrechando, por lo que el integrando se concentra alrededor de $s = 0$ (punto SP). Por lo tanto, únicamente será necesario extraer en (A.44) las singularidades situadas alrededor del punto SP. En el caso hipotético de la Fig A.8 se podrían extraer dos polos SWP y dos polos LWP. Más adelante se mostrarán ejemplos reales de diferentes localizaciones de polos.

En consecuencia, la integral del espectro continuo (A.44) es la suma de una integral propiamente dicha $I_{SDP}^{(0)}$, denominada a menudo onda residual, más el término que recoge el efecto de las singularidades. De este modo, aunque una singularidad no quede atrapada entre los caminos SIP y SDP, puede contribuir a la propagación del campo si se encuentra lo suficientemente cerca del SP. Por lo tanto, la integral total (A.33) será la suma de la integral de la onda residual concentrada alrededor del punto SP, más la contribución de los distintos modos que se propagan por la estructura. Dicha contribución se divide en dos partes: la propagación de los polos que quedan encerrados por los dos caminos, representada por el término I_{res} , y la propagación de los polos que se encuentran cerca del punto SP, incluida en el término I_{sing} . En general los polos SWP contribuirán a ambos términos, mientras que los polos LWP pueden contribuir a ambos, uno o ninguno de ellos.

La ventaja de extraer las singularidades en (A.44) es la regularización del integrando para aplicar la cuadratura de Gauss-Hermite de forma eficiente. Sin embargo, esto sería inútil si no se pudiera integrar fácilmente el término de la singularidad. En este caso, dicho término se puede expresar del siguiente modo:

$$I_{\text{sing}} = -j \frac{k_0^{n+2}}{2\pi} \sum_{i=1}^M A_i \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-k_0 \varrho s^2}}{s - s_i} ds \quad (\text{A.45})$$

La integral de cada singularidad s_i encuentra una expresión cerrada en la que interviene la función de error complementaria erfc , como sigue:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-k_0 \varrho s^2}}{s - s_i} ds = j\pi q_i \text{erfc}(-jq_i s_i \sqrt{k_0 \varrho}) e^{-k_0 \varrho s_i^2} \quad (\text{A.46})$$

donde $q_i = \text{sign}(\Im(s_i))$. Existen varios algoritmos para evaluar la función erfc de forma eficiente, pudiéndose encontrar en [104]-[112]. Sin embargo, es necesario hacer un inciso de índole práctica, ya que existen ciertos casos en los que dicha evaluación puede dar problemas de implementación. Por ejemplo, cuando la parte real de s_i^2 es negativa y $k_0 \varrho \gg 1$, la exponencial en (A.46) es un número muy grande, mientras que la función erfc presenta un valor muy pequeño. Esto puede provocar que se sobrepase el número máximo o mínimo que se puede representar en el ordenador, con lo que no es posible encontrar el producto final sin provocar *overflow*. Es conveniente en consecuencia emplear una aproximación del producto de ambas funciones para argumentos grandes:

$$\text{erfc}(x) e^{x^2} \xrightarrow{x \rightarrow \infty} \frac{1}{x\sqrt{\pi}} \left(1 - \frac{1}{2x^2} + \frac{1 \cdot 3}{(2x^2)^2} - \frac{1 \cdot 3 \cdot 5}{(2x^2)^3} + \dots \right) \quad (\text{A.47})$$

Por la misma razón, la evaluación de la función $X(s)$ puede dar problemas cuando $k_0 \varrho \gg 1$ y para estos casos se emplea esta otra expresión asintótica:

$$H_n^{(2)}(x) e^{jx} \xrightarrow{x \rightarrow \infty} \sqrt{\frac{2}{\pi x}} e^{j\alpha_n} \left(1 + j \frac{1}{8x} - \frac{1 \cdot 9}{2!(8x)^2} - j \frac{1 \cdot 9 \cdot 25}{3!(8x)^3} + \dots \right) \quad (\text{A.48})$$

siendo $\alpha_n = \pi/4 + n\pi/2$.

En resumen, la integral a realizar es la suma de una cuadratura de Gauss-Hermite sobre una función suave y una serie de contribuciones que dependen de los polos de la función de Green. Si se aumenta el orden de la cuadratura es posible mejorar la precisión del método y por tanto extender el rango de distancias en las que esta técnica es válida, acercándose de esta forma a la fuente.

Como se ha podido comprobar, gran parte de la formulación de esta solución se basa en el conocimiento de la localización exacta de los polos de la función de Green. En la literatura

se han propuesto varios algoritmos [168]-[171] para encontrar todos los polos presentes en una cierta área del plano complejo. En esta tesis se ha optado por el método propuesto en [169] debido a su robustez y eficiencia, aplicándolo en este caso al plano complejo γ . Los detalles se pueden encontrar en el artículo original, pero básicamente este algoritmo es capaz de encontrar todos los ceros de una función en una determinada área. Dicha función no presenta singularidades y está definida de tal manera que esos ceros coinciden con los polos de la función de Green. El algoritmo evalúa una serie de integrales en el plano complejo por un contorno cerrado, y con ello calcula la localización de todos los ceros que hay en su interior de una forma muy eficiente. En la propuesta original este contorno es una circunferencia, pero aquí se ha empleado un rectángulo por ser más versátil al subdividir el plano complejo en varias zonas.

Resultados numéricos

Con el objetivo de comprobar el principio de funcionamiento del método SDM, se considera la misma estructura microstrip de la Fig. A.4, un substrato típico en circuitos de microondas. En la Fig. A.9(a) se representa el módulo de la función de Green espectral del potencial escalar eléctrico \tilde{K}^Φ en el plano complejo γ , junto con los caminos de integración Γ_{SIP} y Γ_{SDP} . Dicha estructura únicamente presenta un polo SWP, marcado con un círculo, que está situado muy cerca tanto del camino original Γ_{SIP} como del utilizado Γ_{SDP} . También próximos al Γ_{SDP} se encuentran dos polos LWP marcados con un triángulo. Estas tres singularidades afectan al integrando sobre el Γ_{SDP} , lo que obliga a extraer su contribución tal y como se ha explicado anteriormente.

Sin embargo, el integrando $S_0 \left\{ \tilde{K}^\Phi \right\}$ no es únicamente la función de Green espectral representada en la Fig. A.9(a), sino que va multiplicada por una función de Hankel, entre otros términos, tal y como se expresa en (A.33). El integrando de esta ecuación se representa en la Fig. A.9(b), donde se puede observar como el camino original Γ_{SIP} discurre por unas zonas del plano complejo donde la función decae muy lentamente. Contrariamente, el camino Γ_{SDP} discurre desde el punto SP, $\gamma = \gamma_s = \pi/2$, hacia el infinito en ambas direcciones buscando la mayor caída del integrando. La integral sobre Γ_{SDP} será tanto más conveniente como mayor sea la distancia ϱ a la fuente, ya que esto provoca una caída más rápida de la función de Hankel en (A.33). Nótese que los valores representados en la Fig. A.9(b) corresponden a una distancia relativamente pequeña, $\varrho = 5/k_0$. Aun así se puede observar cómo la contribución mayoritaria de la integral se encuentra alrededor del SP. En la zona donde se localizan los polos LWP el integrando es prácticamente nulo.

Tal y como expresa la ecuación (A.42), la integral sobre el camino Γ_{SDP} se convierte en una integral en la variable real s . Para confirmar el efecto de la singularidad SWP sobre el SDP, en la Fig. A.10(a) se representa el integrando correspondiente a la integral I_{SDP} (A.42) y en la Fig. A.10(b) el mismo una vez extraídas las singularidades, que corresponde con el integrando de $I_{\text{SDP}}^{(0)}$ (A.44). Se observa que mientras el integrando de I_{SDP} es irregular cuando pasa cerca del polo SWP, cuya parte real es $\Re(s_i) = 0.0574$, una vez extraída esa singularidad el integrando de $I_{\text{SDP}}^{(0)}$ es mucho más suave y apto para una integración numérica. La cuadratura de Gauss-Hermite proporciona un resultado muy preciso de esta última integral aún evaluando la función en muy pocos puntos. En este caso no se ha extraído ningún LWP ya que, para la distancia considerada, el integrando es prácticamente nulo cuando el camino SDP pasa por sus alrededores. Nótese que los dos polos LWP señalados en la Fig. A.9(a) tienen como parte real $\Re(s_i) = \pm 2.728$, quedando incluso fuera de los límites de la Fig. A.10(b).

Por último, la Fig. A.11(a) representa el módulo de la función de Green K^Φ calculada y sus diferentes contribuciones, que al manifestar un único polo SWP en este caso, son las siguientes: el término I_{res} que representa la propagación de la onda de superficie, I_{sing} que

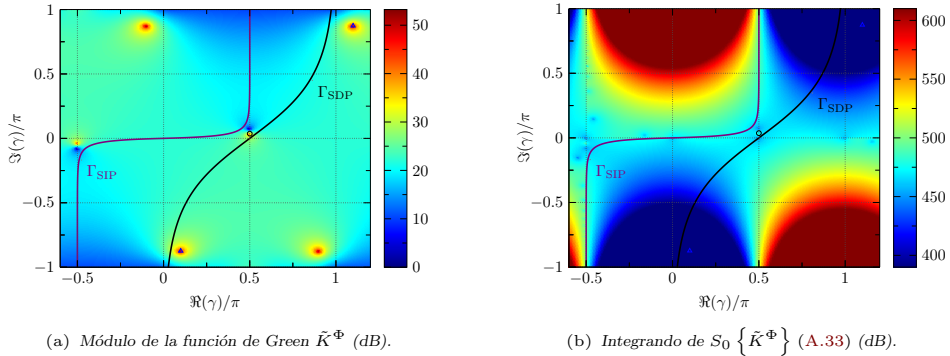


Figura A.9: Función de Green espectral \tilde{K}^Φ en el plano γ e integrando de $S_0 \left\{ \tilde{K}^\Phi \right\}$ (A.33) para $\varrho = 5/k_0$ en un medio de una capa con $d_1 = 1$ mm y $\epsilon_{r,1} = 2.2$ a 10 GHz. Los polos SWP considerados se marcan un con círculo y los polos LWP con un triángulo.

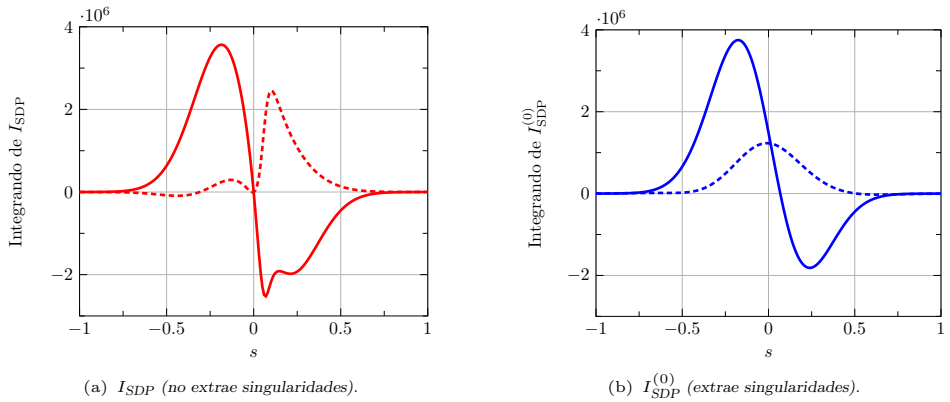


Figura A.10: Integrande de I_{SDP} y $I_{SDP}^{(0)}$ en la variable s para $\varrho = 4/k_0$, en continua la parte real y en discontinua la parte imaginaria. Corresponde a la función K^Φ de un medio de una capa con $d_1 = 1$ mm y $\epsilon_{r,1} = 2.2$ a 10 GHz

contempla la cercanía del polo SWP al punto SP y la integral $I_{SDP}^{(0)}$ que es la onda residual. Como era de esperar, el término dominante a distancias grandes es la onda de superficie I_{res} , mientras que cerca de la fuente predomina la contribución de onda residual $I_{SDP}^{(0)}$. El término I_{sing} no tiene un significado físico tan claro, y aunque estrictamente hablando forma parte del espectro continuo, se podría considerar como un efecto de la onda de superficie.

El error del método SDM se traza en la Fig. A.11(b) según el orden N_{GH} de la cuadratura de Gauss-Hermite aplicada a la integral del espectro continuo $I_{SDP}^{(0)}$. Se puede comprobar que a medida que aumenta el número de puntos de cuadratura y como consecuencia la precisión del método, disminuye la distancia mínima para un error de referencia. En el caso representado, si se fija un error máximo permitido de un 0.1 %, la distancia mínima es $\varrho_{\min} = 229.6/k_0$ para $N_{GH} = 1$, $\varrho_{\min} = 18.1/k_0$ para $N_{GH} = 2$, $\varrho_{\min} = 3.64/k_0$ para $N_{GH} = 3$, $\varrho_{\min} = 1.64/k_0$ para $N_{GH} = 5$ y $\varrho_{\min} = 1.52/k_0$ para $N_{GH} = 7$. Se ha comprobado que el error no disminuye significativamente si $N_{GH} > 5$. Por lo tanto, si la meta de esta técnica es cubrir distancias mayores a $5/k_0$, en las que el DCIM deja de ser preciso, un valor de $N_{GH} = 3$ sería suficiente. Como consecuencia, únicamente sería necesario evaluar

la función de Green espectral tres veces por cada distancia a calcular, confirmando así la eficiencia de esta técnica en su combinación con el método DCIM.

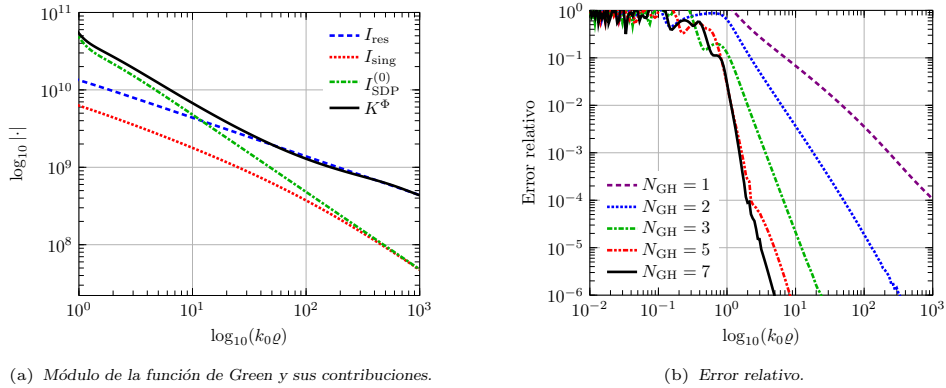


Figura A.11: (a) Módulo de la función de Green K^Φ y las contribuciones del SDM por separado; (b) Error del método SDM para diferentes puntos de cuadratura de Gauss-Hermite. La estructura es un medio de una capa con $d_1 = 1$ mm y $\epsilon_{r,1} = 2.2$ a 10 GHz.

El caso tratado hasta ahora es un ejemplo representativo de la mayoría de los sustratos empleados en antenas y circuitos de microondas que, por lo general, son eléctricamente finos y sólo se excita una onda de superficie. Sin embargo, es importante comprobar la robustez del método cuando se enfrenta a casos más críticos, aunque menos frecuentes en la práctica, donde hay que tener en cuenta varios polos tanto SWP como LWP. A continuación se va a considerar un sustrato como el anterior pero con un grosor veinte veces superior, es decir $d_1 = 20$ mm y $\epsilon_{r,1} = 2.2$, a la misma frecuencia de 10 GHz.

Primeramente, en la Fig. A.12 se representa el módulo de la función de Green espectral \tilde{K}^Φ en el plano complejo γ junto con el camino de integración. Contrariamente al ejemplo anterior, aquí aparecen un gran número de polos cercanos al punto SP ($\gamma_s = \pi/2$). Por un lado, existen tres polos SWP marcados con un círculo en la Fig. A.12, que como es habitual se encuentran a la izquierda del camino Γ_{SDP} y por lo tanto entre Γ_{SDP} y Γ_{SIP} . Por otro lado, también aparecen una gran cantidad de polos LWP entre ambos caminos, marcados en la Fig. A.12 mediante cuadrados, y de otros polos LWP marcados con triángulos.

Para estudiar la precisión del método, primero se va a investigar la convergencia del término I_{res} en función de la distancia, a medida que se van añadiendo polos LWP a la serie (A.37). El número de polos LWP considerado viene marcado por el parámetro $\gamma_{min}^{\mathfrak{S}}$, esto es, el valor mínimo de la parte imaginaria que debe cumplir el polo γ_i para incluirlo en el sumatorio. A medida que disminuye este valor se van añadiendo más polos LWP a la ecuación (A.37), pero su aportación será cada vez menor. Por ejemplo, en la Fig. A.12 se ha dibujado una línea discontinua que representaría un umbral $\gamma_{min}^{\mathfrak{S}} = -0.6\pi$, de tal manera que se considerarían los polos situados por encima de dicha línea y a la izquierda de Γ_{SDP} , un total de cinco para el caso dibujado.

La Fig. A.13 muestra el error cometido en I_{res} con diferentes valores del umbral $\gamma_{min}^{\mathfrak{S}}$, tomando como referencia un cálculo muy preciso de las integrales numéricas por los caminos SIP y SDP. La curva correspondiente a $\gamma_{min}^{\mathfrak{S}} = 0$, que sólo considera la propagación de los polos SWP, domina como era de esperar para distancias grandes, en este caso superiores a $\varrho = 30/k_0$. Para distancias inferiores es necesario añadir al sumatorio la contribución de los polos LWP. Concretamente, si $\gamma_{min}^{\mathfrak{S}} = -0.2\pi$ sólo se incorpora el polo L_3 marcado en la Fig. A.12, pero se obtiene una mejora importante, con un error inferior al 0.1% para distancias superiores a $\varrho = 8.5/k_0$. Si $\gamma_{min}^{\mathfrak{S}} = -0.4\pi$ se incluyen además los polos L_6 y L_7 ,

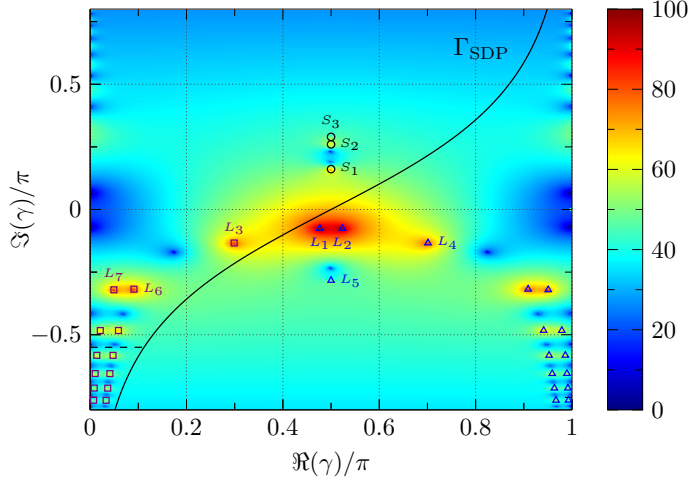


Figura A.12: Módulo (dB) de la función de Green espectral \tilde{K}^Φ en el plano γ , en un medio de una capa con $d_1 = 20$ mm y $\epsilon_{r,1} = 2.2$ a 10 GHz. Los polos SWP se marcan con un círculo, los polos LWP entre los caminos SIP y SDP con un cuadrado, y el resto de los polos LWP con un triángulo.

lo que permite alcanzar la distancia de $\varrho = 3.4/k_0$ con una precisión del 0.1%. Al reducir el umbral, añadiendo progresivamente más polos al sumatorio, decrece paulatinamente dicha distancia mínima. Para el rango de distancias superiores a $5/k_0$ en el que se va aplicar el método SDM, los resultados de la Fig. A.13 indican que un valor de $\gamma_{\min}^{\Im} = -0.4\pi$ puede ser suficiente. Por tanto, dicho valor constituye un parámetro de ajuste que controla la precisión del método SDM en distancias cortas. En la sección A.4 se realiza un estudio más concreto sobre el rango de valores recomendado en función del error máximo permitido.

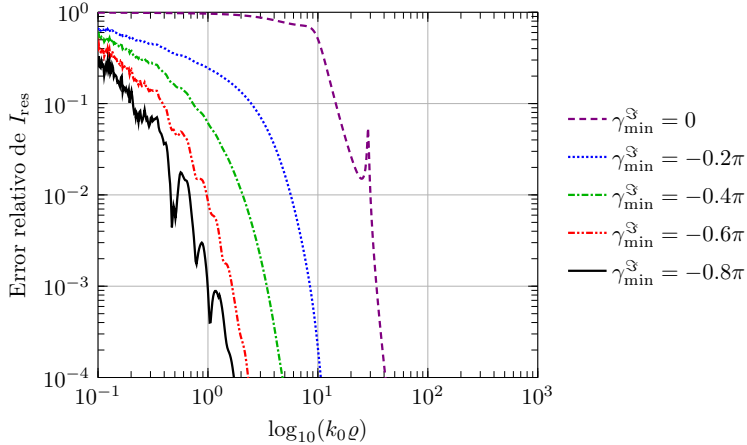


Figura A.13: Error relativo del término I_{res} correspondiente a la función de Green \tilde{K}^Φ en un medio de una capa con $d_1 = 20$ mm y $\epsilon_{r,1} = 2.2$ a 10 GHz.

Otro componente de ajuste del método radica en el número de polos s_i que se extraen en (A.44), con el propósito de regularizar el integrando sobre el SDP. En este caso, se definen dos valores s_{\max}^{\Re} y s_{\max}^{\Im} , de tal forma que se extrae el polo s_i si cumple $|\Re(s_i)| < s_{\max}^{\Re}$ y $|\Im(s_i)| < s_{\max}^{\Im}$. Esta condición define una zona rectangular de extracción alrededor del origen del plano complejo s . Con el mismo ejemplo anterior, la Fig. A.14 muestra la función

de Green evaluada en el plano complejo s , donde se marcan con el mismo código los polos de la Fig. A.12. También se ha trazado un rectángulo en línea discontinua, que sería la zona de extracción con unos valores $s_{\text{máx}}^{\Re} = 1.2$ y $s_{\text{máx}}^{\Im} = 0.55$. Por una parte, el parámetro $s_{\text{máx}}^{\Im}$ debe ser lo suficientemente grande para habilitar la extracción de los polos cuya cercanía afecten a la suavidad de la función en el SDP. Por otro lado, el parámetro $s_{\text{máx}}^{\Re}$ sirve para descartar los polos lejanos al punto SP, que no tienen influencia en el integrando de (A.44) por estar enmascarados por la exponencial cuadrática.

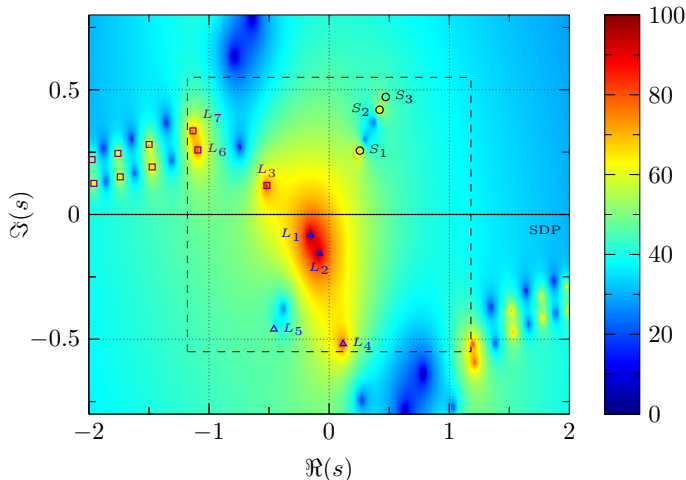


Figura A.14: Módulo (dB) de la función de Green espectral \tilde{K}^{Φ} en el plano s , en un medio de una capa con $d_1 = 20$ mm y $\epsilon_{r,1} = 2.2$ a 10 GHz. Los polos SWP se marcan con un círculo, los polos LWP entre los caminos SIP y SDP con un cuadrado, y el resto de los polos SWP con un triángulo.

Con el objetivo de valorar el tamaño óptimo de la zona de extracción, en la Fig. A.15 se representa el error cometido en la integral del espectro continuo I_{SDP} (A.44) en función de los polos extraídos. Dicha integral se calcula mediante la cuadratura de Gauss-Hermite con un número pequeño de puntos, en concreto $N_{\text{GH}} = 5$, de tal forma que la progresiva extracción de los polos suaviza el integrando y aumenta la precisión del resultado.

Las dos primeras curvas de la Fig. A.15 muestran respectivamente el error sin extraer ningún polo y extrayendo únicamente los polos SWP. Ambos resultados son prácticamente idénticos a causa de la relativa lejanía de los polos SWP respecto del punto $s = 0$, especialmente comparada con otros polos LWP que se tratan a continuación. A este respecto, los polos L_1 y L_2 están muy próximos al punto SP y condicionan significativamente el integrando incluso para distancias grandes. Mediante su extracción se consigue un error por debajo del 0.1% para distancias superiores a $\varrho = 21/k_0$.

Sin embargo, una evaluación precisa de I_{SDP} con pocos puntos de integración en distancias más cercanas a la fuente, requiere extraer polos más alejados del punto SP. Concretamente, el polo L_3 se encuentra bastante cerca del SDP, por lo que su extracción permite ya alcanzar la distancia $\varrho = 6.5/k_0$, con un error inferior al 0.1%. Si se siguen extrayendo polos se consiguen resultados más precisos a distancias más cercanas a la fuente. El último resultado mostrado en la Fig. A.15, para el que se extraen todos los polos contenidos en el rectángulo de la Fig. A.14, consigue un error inferior al 0.1% a distancias superiores a $\varrho = 2.3/k_0$. Se puede concluir que aumentando los parámetros de ajuste $s_{\text{máx}}^{\Re}$ y $s_{\text{máx}}^{\Im}$ es posible alcanzar resultados más precisos cerca de la fuente. En este caso bastaría con unos valores de $s_{\text{máx}}^{\Re} = 1.2$ y $s_{\text{máx}}^{\Im} = 0.6$. En la sección A.4 se realiza un estudio más detallado sobre estos parámetros en función del error máximo permitido.

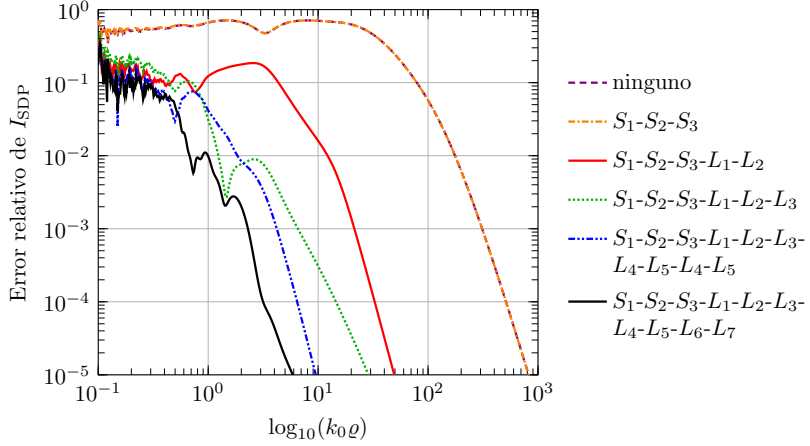
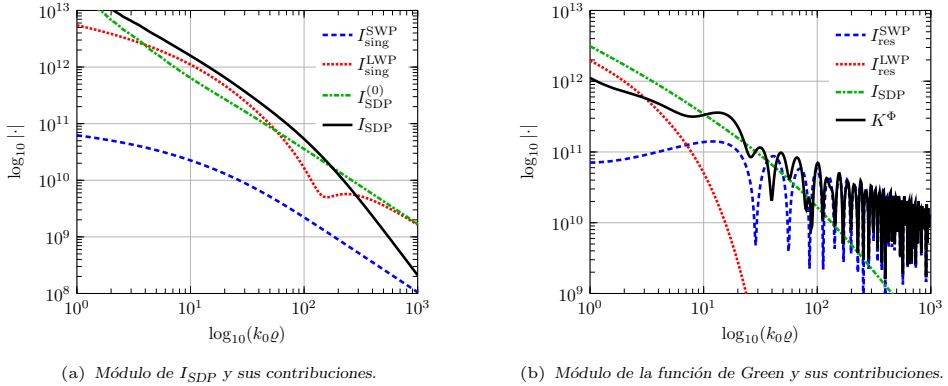


Figura A.15: Error relativo de la integral del espectro continuo I_{SDP} correspondiente a la función de Green K^Φ , en un medio de una capa con $d_1 = 20$ mm y $\epsilon_{r,1} = 2.2$ a 10 GHz. La leyenda especifica los polos que se extraen del integrando en (A.44).

A continuación, resulta instructivo examinar las diferentes contribuciones al valor final de la función de Green. Primero en la Fig. A.16(a) se muestran los términos que componen la integral del espectro continuo I_{SDP} (A.44) en función de la distancia a la fuente. Por un lado, las singularidades SWP extraídas, recogidas en el término I_{sing}^{SWP} , aportan relativamente poco al valor total de la integral. Sin embargo, las singularidades LWP y la integral de la onda residual, denotadas por I_{sing}^{LWP} y $I_{SDP}^{(0)}$ respectivamente, se muestran como los términos dominantes. Ambas contribuciones se suman de forma prácticamente constructiva para distancias cortas, justo al contrario que a distancias mayores, donde tienden a restarse entre sí, provocando una rápida caída del valor total de la integral del espectro continuo.



(a) Módulo de I_{SDP} y sus contribuciones.

(b) Módulo de la función de Green y sus contribuciones.

Figura A.16: Módulo de la integral I_{SDP} y de la función de Green K^Φ y sus contribuciones por separado. La estructura es un medio de una capa con $d_1 = 20$ mm y $\epsilon_{r,1} = 2.2$ a 10 GHz

Por otro lado, la Fig. A.16(b) muestra la función de Green total K^Φ y los términos que la componen (A.35), esto es, la contribución de los polos SWP excitados I_{res}^{SWP} , de los polos LWP I_{res}^{LWP} y del espectro continuo I_{SDP} . Se puede observar claramente que a distancias cortas dominan los polos LWP y principalmente el espectro continuo, del que de alguna manera también forman parte los polos LWP. Sin embargo, como de forma general ocurre en medios estratificados sin pérdidas, la propagación de las ondas de superficie domina a

distancias grandes de la fuente. La evolución irregular del campo en esta zona responde a la interferencia las tres ondas SWP excitadas en este caso.

Para finalizar, del mismo modo que en el primer ejemplo, la Fig. A.17 representa el error relativo de la función de Green K^Φ , a medida que aumenta el orden de la cuadratura de Gauss-Hermite en la integral del espectro continuo. Los umbrales de ajuste en este caso son $\gamma_{\min}^{\Im} = -0.6\pi$, $s_{\max}^{\Re} = 1.2$ y $s_{\max}^{\Im} = 0.6$. La conclusión de estos resultados es similar a la obtenida anteriormente. Con $N_{GH} = 2$ es suficiente para obtener buenos resultados a distancias superiores a $\varrho = 10/k_0$, mientras que si $N_{GH} = 5$ es posible alcanzar distancias en torno a $\varrho = 2/k_0$. Sin embargo, a diferencia del primer ejemplo, no es posible bajar de dichas distancias aumentando el orden de la cuadratura, ya que para ello habría que considerar más polos ajustando los umbrales γ_{\min}^{\Im} , s_{\max}^{\Re} y s_{\max}^{\Im} . Conviene recordar que en el caso anterior únicamente existía un polo SWP en los alrededores del punto SP.

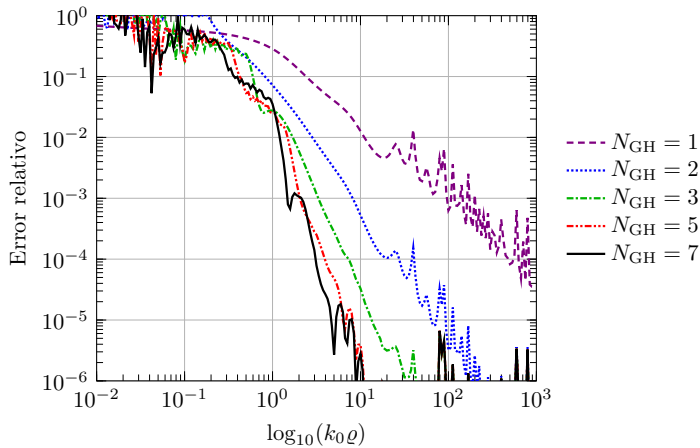


Figura A.17: Error relativo de la función de Green K^Φ calculada con el método SDM para diferentes puntos de cuadratura de Gauss-Hermite. La estructura es un medio de una capa con $d_1 = 20$ mm y $\epsilon_{r,1} = 2.2$ a 10 GHz.

Como conclusión del método SDM desarrollado en esta sección, se ha comprobado su precisión a la hora de calcular las funciones de Green multicapa para distancias superiores a $\varrho = 2/k_0$. Además, se ha confirmado su robustez al tratar casos críticos de medios muy gruesos eléctricamente, por los que se excitan varias ondas de superficie y modos *leaky*. A este respecto, se han definido unos parámetros de ajuste que, junto con el orden de la cuadratura numérica, permiten aumentar la precisión del método en las inmediaciones de la fuente para dichos casos más exigentes. En la siguiente sección se evalúa la precisión de la combinación de las técnicas DCIM y SDM para varios casos representativos.

A.4. Valoración de la precisión de las funciones de Green

Una vez comprobada la validez de los métodos DCIM y SDM para el cálculo de las funciones de Green en sus respectivas regiones de validez, en esta sección se va a evaluar la precisión de la combinación de ambas técnicas para cualquier distancia. Tanto DCIM como SDM permiten controlar su precisión mediante el ajuste de los valores σ_D en el primer caso y γ_{\min}^{\Im} , s_{\max}^{\Re} , s_{\max}^{\Im} y N_{GH} en el segundo caso. En este sentido, resulta crucial para la robustez del método poder elegir a priori dichos parámetros, de tal forma que garanticen la precisión requerida con un mínimo coste computacional asociado.

Antes de comenzar ese estudio, es necesario discutir sobre el esfuerzo computacional que supone la aplicación de ambas técnicas, el cual se dividirá en un coste fijo más uno

variable proporcional al número de puntos de evaluación de la función de Green. En lo que respecta a la técnica DCIM, su coste fijo más significativo es la aplicación del método GPOF para obtener la expansión en imágenes complejas (A.20). Esto supone tomar un par de centenas de muestras de la función de Green espectral y aplicarles dos descomposiciones de valores singulares (SVD). La función espectral se encuentra en expresión cerrada por lo que su evaluación es poco costosa, aunque el tiempo de cálculo aumenta si el número de capas del medio estratificado es muy elevado. Por otro lado, las descomposiciones SVD se aplican a matrices relativamente pequeñas y tampoco supone un gran esfuerzo computacional. Una vez realizado este cálculo, el coste variable se limita a la evaluación de un sumatorio de exponenciales (A.23) por cada distancia a calcular. El tiempo dedicado a dicha tarea es bastante reducido aunque depende del número de imágenes complejas, el cual viene determinado por el parámetro σ_D escogido. A todo este esfuerzo habría que añadir la búsqueda de polos y el cálculo de residuos de las ondas de superficie y la evaluación de las funciones de Hankel asociadas (A.21).

En cuanto al método SDM, el coste fijo principal corresponde al algoritmo de búsqueda de polos en una determinada área del plano complejo, cuyo tamaño depende de los valores γ_{\min}^{\Im} , s_{\max}^{\Re} , s_{\max}^{\Im} . Estos parámetros se escogen en función de la precisión de la función de Green requerida. Aunque, como ya se ha comentado en la sección A.3 se emplea un algoritmo eficiente, la tarea de búsqueda de polos supone la mayor cantidad de tiempo de cálculo fijo. No obstante, una vez encontrados todos los polos SWP y LWP necesarios, éstos se mantienen para todas las funciones de Green, asumiendo que el medio y la frecuencia no cambian. Por lo tanto, este coste fijo se reparte entre todas las funciones de Green a calcular. Por último, la evaluación de los residuos de cada polo sí difiere para cada función de Green, aunque dicha tarea no supone un gran esfuerzo computacional.

Por otro lado el coste variable del método SDM, relativo a cada punto de evaluación de la función de Green, se divide en tres partes: el sumatorio de las funciones de Hankel asociadas a cada polo en (A.37), cuyo número depende del parámetro γ_{\min}^{\Im} ; el sumatorio de las funciones de error asociadas a cada polo en (A.45), cuyo número depende en este caso de los valores s_{\max}^{\Re} y s_{\max}^{\Im} ; la aplicación de la cuadratura de Gauss-Hermite a (A.40), para la que se debe evaluar N_{GH} veces la función de Green espectral y la función de Hankel. Teniendo en cuenta que el orden de cuadratura no suele ser mayor que cinco, el esfuerzo computacional variable del método SDM es razonablemente bajo.

Se puede concluir entonces que, tanto el método DCIM como el SDM, requieren un tiempo fijo de cálculo que supone el mayor esfuerzo computacional, más un tiempo variable proporcional al número de distancias a calcular. Este último suele representar el menor tiempo de los dos, aunque evidentemente depende del número de puntos de evaluación. A este respecto, en el caso de esta tesis, es necesario evaluar varias componentes de la función de Green hasta distancias en torno a decenas de longitud de onda. Debido a la suavidad de las funciones de Green con la distancia, éstas son calculadas previamente con un número de muestras adecuado e interpoladas posteriormente cuando son necesarias. Este procedimiento permite ahorrar un gran tiempo de cálculo, haciendo que la evaluación de las funciones de Green suponga un esfuerzo computacional mínimo en el análisis de grandes agrupaciones de elementos.

Como ya se ha comentado, el objetivo de esta sección es evaluar la precisión de las funciones de Green calculadas por la combinación DCIM-SDM para varios ejemplos representativos. En primer lugar, se va a considerar un caso típico de sustrato de microondas, el cual suele disponer de un grosor eléctrico pequeño, menor a 0.1λ , siendo λ la longitud de onda en el dieléctrico. En estos casos únicamente se excita un polo SWP, algo que sucede en la mayoría de los casos prácticos aquí tratados. En este primer ejemplo se ha tomado un único dieléctrico de parámetros $d_1 = 1$ mm y $\epsilon_{r,1} = 4$ a la frecuencia de 10 GHz. En la Fig. A.18 se representa el error cometido en la evaluación de la función de Green del potencial escalar K^{Φ} , para una corriente situada en el interfaz dieléctrico-aire.

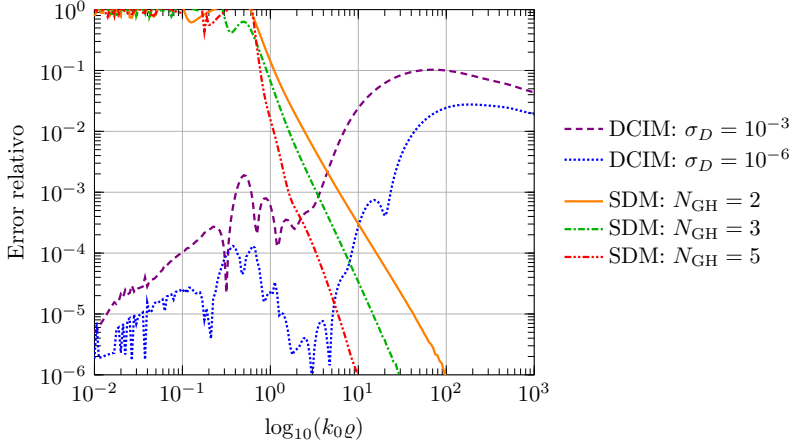


Figura A.18: Error relativo de la función de Green K^Φ calculada con el método DCIM y SDM con diferentes parámetros de ajuste. La estructura es un medio de una capa con $d_1 = 1$ mm y $\epsilon_{r,1} = 4$ a 10 GHz.

Se puede observar cómo, para el método DCIM con $\sigma_D = 10^{-3}$, prácticamente se consigue un error menor al 0.1% hasta una distancia de $\varrho \approx 3.7/k_0 \approx 0.58\lambda_0$. Tomando $\sigma_D = 10^{-6}$ es posible reducir este error por debajo del 0.01% para prácticamente todas las distancias hasta $\varrho \approx 8.4/k_0 \approx 1.34\lambda_0$. En el primer caso el número de imágenes complejas son siete, mientras que en el segundo caso este número sube a doce, lo que supone un coste de evaluación por distancia muy asumible.

Por otro lado, la aplicación del método SDM para sustratos eléctricamente finos no presenta ninguna dificultad al extraer el único polo SWP excitado, obteniendo muy buenas precisiones a medida que se aumenta el orden N_{GH} de la cuadratura. El coste de localización de dicho polo es muy pequeño ya que se conoce la zona del plano complejo donde se encuentra. Los resultados de la Fig. A.18 demuestran que si se toman tres puntos de cuadratura el error es inferior al 0.1% para distancias superiores a $\varrho \approx 3.3/k_0 \approx 0.53\lambda_0$, mientras que si se sube a cinco puntos el error está por debajo del 0.01% por encima de esa misma distancia.

Por lo tanto, la combinación del método DCIM con $\sigma_D = 10^{-3}$ y el método SDM con $N_{GH} = 3$ permite alcanzar precisiones superiores al 0.1%, prácticamente en todo el rango de distancias a la fuente. El umbral de alternancia entre ambas técnicas estaría en torno a $\varrho_u = 3.5/k_0 \approx 0.56\lambda_0$. En cambio si se requiere un menor error, por debajo del 0.01%, se consigue aplicando el método DCIM con $\sigma_D = 10^{-6}$ y el método SDM con $N_{GH} = 5$, estando el umbral óptimo alrededor de $\varrho_u = 5.8/k_0 \approx 0.93\lambda_0$. En la Fig. A.18 se puede observar que existe un margen bastante amplio entre ambas técnicas para situar el umbral, lo que fortalece la robustez del método. En la misma figura también se representan los resultados del SDM para $N_{GH} = 2$, que demuestran que por encima de una distancia de $\varrho \approx 1.2/k_0 \approx 2.55\lambda_0$ es posible tomar únicamente dos puntos de cuadratura con errores inferiores al 0.01%.

Con el objetivo de corroborar la validez del método combinado con otras componentes de la función de Green, específicamente en situaciones donde la fuente no está a la misma altura que el punto de observación ($z \neq z'$), se calcula la función G_{zx}^F (A.13) para el mismo medio anterior. La fuente magnética está situada sobre el plano conductor inferior (ver Fig. A.1), mientras que el punto de observación está en el interfaz dieléctrico-aire, esto es, $z' = 0$ y $z = d_1$. Como ya se ha discutido en la sección A.2, cuando $z \neq z'$ se debe aplicar el método DCIM sin extraer las ondas de superficie, ya que la función de Green no tiende

a infinito cuando $\varrho \rightarrow 0$. En la Fig. A.19 se muestra el error relativo cometido por ambos métodos en función de la distancia a la fuente.

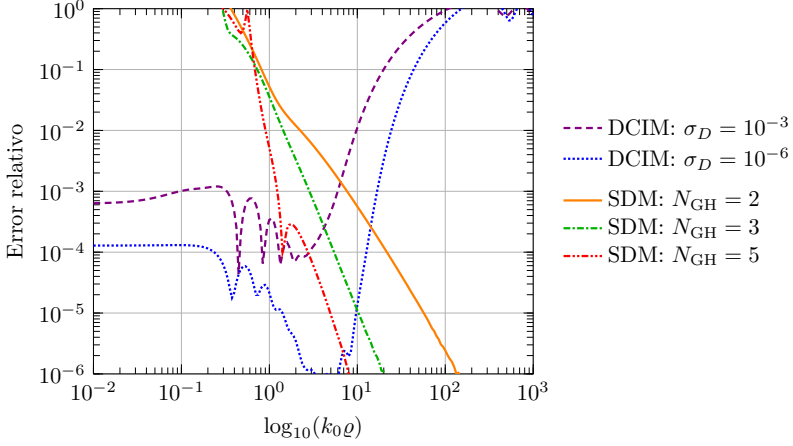


Figura A.19: Error relativo de la función de Green G_{zx}^F calculada con el método DCIM y SDM con diferentes parámetros de ajuste. La estructura es un medio de una capa con $d_1 = 1$ mm y $\epsilon_{r,1} = 4$ a 10 GHz.

Las conclusiones de los resultados de la Fig. A.19 son prácticamente idénticas a las argumentadas para la función de Green anterior. En este caso es posible combinar el método DCIM con $\sigma_D = 10^{-3}$ y el método SDM con $N_{GH} = 3$, con un umbral en torno a $\varrho_u = 4.4/k_0 \approx 0.70\lambda_0$, para conseguir un error inferior al 0.1% en prácticamente todas las distancias. Por otro lado, imponiendo un umbral alrededor de $\varrho_u = 7.7/k_0 \approx 1.23\lambda_0$ para alternar entre el método DCIM con $\sigma_D = 10^{-6}$ y el método SDM con $N_{GH} = 5$, el error se mantiene por debajo del 0.01% en casi todo el rango de distancias.

Una vez comprobado el caso habitual de un sustrato fino, para el que ambas técnicas se combinan de forma idónea con un amplio margen de solapamiento, conviene acreditar que el método DCIM-SDM también es adecuado en situaciones más complejas. En lugar de proponer diferentes casos de medios multicapa, resulta más cómodo aumentar la frecuencia para una misma configuración de medios, calculando la precisión de la técnica a una distancia fija. De esta forma la posición y el número de polos irán variando, lo que permitirá comprobar si el método SDM proporciona resultados precisos hasta en las configuraciones más adversas. Con este estudio será posible realizar una estimación de los parámetros de ajuste, que hagan a la técnica conjunta lo más robusta posible con una buena eficiencia computacional.

El caso bajo estudio es un medio compuesto por dos dieléctricos, el primero de ellos con $d_1 = 6$ mm, $\epsilon_{r,1} = 4.1$ y el segundo con $d_2 = 4$ mm, $\epsilon_{r,1} = 2.2$, variando la frecuencia entre 1 GHz y 30 GHz. Con ello, el grosor eléctrico del medio oscila entre 0.06λ para la frecuencia inferior y 1.8λ para la superior, lo cual pone en evidencia la amplia variedad de situaciones contempladas por este estudio. Debido a que el caso peor de ambos métodos ocurre cuando la distancia de evaluación está cerca del umbral, se ha calculado el error cometido para una distancia de $\varrho = 5/k_0$. La función de Green estudiada es la del potencial escalar K^Φ de una corriente eléctrica, situada en el interfaz entre la última capa y el aire, esto es, $z = z' = d_1 + d_2$. La elección de esta función de Green responde a que contribuyen a ella tanto los polos TE como los TM.

Para evaluar la precisión del método DCIM, en la Fig. A.20 se representa el error relativo con diferentes valores del parámetro de ajuste σ_D . Lo primero que llama la atención de los resultados expuestos es la irregularidad del error, atribuible a un paso en frecuencia relativamente grande. Hay que tener en cuenta que en determinadas frecuencias las dife-

	N_{GH}	γ_{\min}^{\Im}	s_{\max}^{\Re}	s_{\max}^{\Im}
SDM (A)	3	-0.6π	1.5	1.2
SDM (B)	5	-0.6π	1.5	1.2
SDM (C)	3	-0.4π	1	0.8
SDM (D)	3	-0.3π	0.7	0.7

Tabla A.1: Parámetros de configuración del método SDM empleados en la Fig. A.21.

rentes contribuciones del campo tienden a cancelarse, lo que provoca un aumento del error relativo del resultado final. A pesar de este comportamiento, se pueden extraer conclusiones muy válidas para el ajuste del parámetro σ_D , garantizando así una cota máxima del error en casi cualquier tipo de situación. Por ejemplo, aunque tomando $\sigma_D = 10^{-3}$ se consigue un error medio alrededor del 0.1%, se debería escoger $\sigma_D = 10^{-4}$ si se requiere un resultado siempre por debajo de dicho error. Por otro lado, para rebajar el error al 0.01% es necesario establecer un valor de $\sigma_D = 10^{-5}$ o menor.

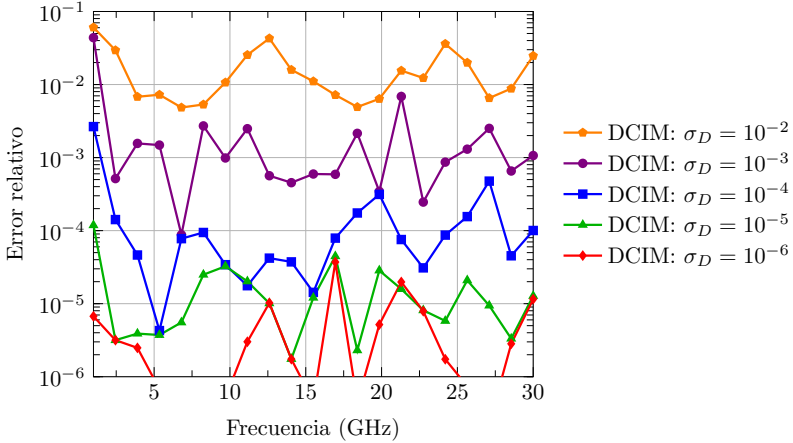


Figura A.20: Error relativo de la función de Green K^Φ a una distancia de $\varrho = 5/k_0$ en función de la frecuencia, calculada con el método DCIM para diferentes precisiones σ_D . La estructura es un medio de dos capas con $d_1 = 6$ mm, $\epsilon_{r,1} = 4.1$ y $d_2 = 4$ mm, $\epsilon_{r,2} = 2.2$.

Por otro lado, tal y como se ha comentado anteriormente, la precisión del método SDM depende de cuatro parámetros. Aunque en la sección A.3 ya se estudió un caso concreto recomendando unos valores óptimos, diferentes configuraciones de los polos llevarían a resultados diferentes. Por ello, las conclusiones obtenidas aquí tienen un ámbito más general y pretenden ser válidas para prácticamente cualquier problema. En este sentido, en la Fig. A.21(a) se representa el error cometido con dos combinaciones diferentes de los parámetros de ajuste que se muestran en la Tabla A.1. Se puede comprobar como la combinación de parámetros denotada como SDM (A), que emplea tres puntos de cuadratura, proporciona un error por debajo del 0.1% para prácticamente cualquier caso. Por otro lado, un error inferior al 0.01% requiere tomar cinco puntos de cuadratura, como se indica en la configuración SDM (B). Los parámetros que definen SDM (A) y SDM (B), los cuales son bastante estrictos para conseguir la citada precisión en $\varrho = 5/k_0$, se pueden relajar cuando la distancia ϱ aumenta. En concreto, en la Fig. A.21(b) se realiza el mismo estudio para $\varrho = 20/k_0$, donde se puede observar que las configuraciones SDM (C) y SDM (D) serían idóneas para un error menor al 0.1% y 0.01% respectivamente.

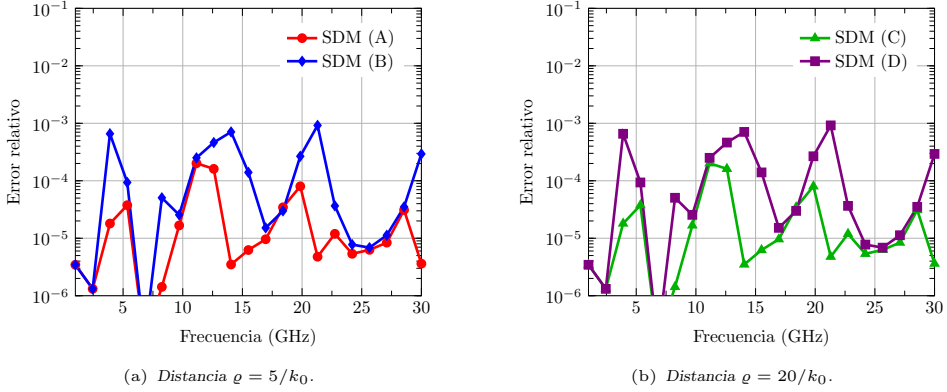


Figura A.21: Error relativo de la función de Green K^Φ calculada con el método SDM a una distancia de $\varrho = 5/k_0$ y $\varrho = 20/k_0$ en función de la frecuencia. La estructura es un medio de dos capas con $d_1 = 6$ mm, $\epsilon_{r,1} = 4.1$ y $d_2 = 4$ mm, $\epsilon_{r,2} = 2.2$. Los parámetros de ajuste empleados se especifican en la Tabla A.1.

Por último, se pretende comprobar la precisión del método híbrido con los parámetros de ajuste recomendados en un caso con pérdidas. El medio estratificado es el definido anteriormente, pero incorporando a los dos dieléctricos el mismo valor de tangente de pérdidas. Se calcula en este caso la componente G_{xx}^F (A.10) del potencial vector de una corriente magnética para $z = z' = 0$. El error cometido por ambos métodos en función de la distancia se muestra en la Fig. A.22, para un caso habitual de pérdidas bajas, donde $\tan \delta = 0.001$ a la frecuencia de 10 GHz.

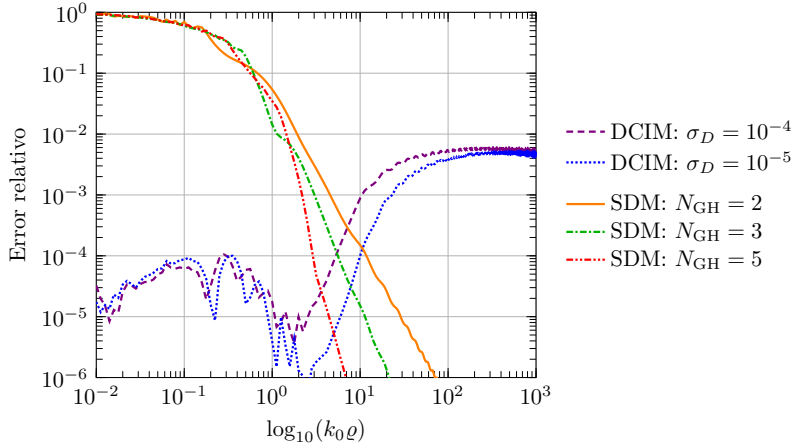


Figura A.22: Error relativo de la función de Green G_{xx}^F calculada con el método DCIM y SDM con diferentes parámetros de ajuste a 10 GHz. La estructura es un medio de dos capas con $d_1 = 6$ mm, $\epsilon_{r,1} = 4.1$ y $d_2 = 4$ mm, $\epsilon_{r,2} = 2.2$. La tangente de pérdidas de ambos medios es $\tan \delta_1 = \tan \delta_2 = 0.001$. En el método SDM se toma $\gamma_{\min}^{\text{S}} = -0.6\pi$, $s_{\max}^{\text{R}} = 1.5$, $s_{\max}^{\text{R}} = 1.2$ para todos los casos.

Por una parte, el método DCIM consigue un error por debajo del 0.01 % en distancias cortas con ambos valores de σ_D , aunque si $\sigma_D = 10^{-5}$ el error se mantiene inferior a dicha cota hasta puntos más alejados de la fuente. Esto es debido a que el número de imágenes complejas es de nueve con $\sigma_D = 10^{-4}$ mientras que con $\sigma_D = 10^{-5}$ este número sube a once. Nótese que el coste computacional de ambas alternativas es similar. En cuanto al método SDM, se ha empleado el juego de parámetros SDM (B), aunque variando el

número de puntos de cuadratura para evaluar su precisión. Se puede comprobar en la Fig. A.22 que tanto $N_{GH} = 3$ como $N_{GH} = 5$ proporcionan un error por debajo del 0.01 % a la distancia estudiada de $5/k_0$, aunque el de mayor orden de cuadratura mantiene ese error hasta distancias más cercanas a la fuente. En este caso, el número de polos extraídos en (A.44) es de ocho, mientras que el número de polos considerados en (A.37) se reduce a cuatro.

Estos resultados confirman el estudio anterior, es decir, la combinación del método DCIM $\sigma_D = 10^{-5}$ y el método SDM con la configuración (B) proporciona un error inferior al 0.01 % en todo el margen de distancias. El rango en el que ambos métodos ofrecen un error por debajo de dicha cota es bastante amplio, pudiendo fijar el umbral entre $2.9/k_0 \approx 0.46\lambda_0$ y $10/k_0 \approx 1.59\lambda_0$.

La última prueba es idéntica a la anterior, pero añadiendo muchas más pérdidas a la estructura bajo estudio. En concreto, se fija una tangente de pérdidas para ambos dieléctricos de $\tan \delta = 0.05$. El error relativo de la función de Green para ambos métodos, con la misma configuración anterior, se representa en la Fig. A.23. Los resultados son similares a los obtenidos anteriormente. La combinación de ambas técnicas con un umbral alrededor de λ_0 proporciona una precisión óptima, también para un caso con pérdidas elevadas.

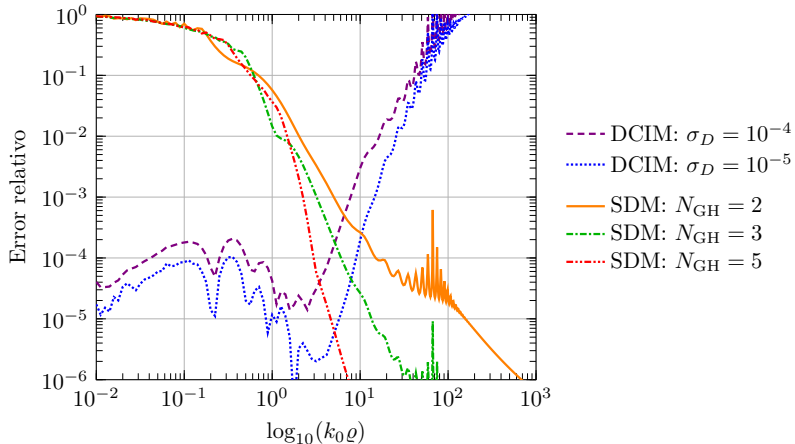


Figura A.23: Error relativo de la función de Green G_{xx}^F calculada con el método DCIM y SDM con diferentes parámetros de ajuste a 10 GHz. La estructura es un medio de dos capas con $d_1 = 6$ mm, $\epsilon_{r,1} = 4.1$ y $d_2 = 4$ mm, $\epsilon_{r,2} = 2.2$. La tangente de pérdidas de ambos medios es $\tan \delta_1 = \tan \delta_2 = 0.05$. En el método SDM se toma $\gamma_{\min}^S = -0.6\pi$, $s_{\max}^R = 1.5$, $s_{\max}^R = 1.2$ para todos los casos.

Por último, con la intención de ilustrar el mecanismo de propagación del campo cuando se introducen pérdidas, la Fig. A.24 muestra el módulo de la función de Green G_{xx}^F , comparando los casos de bajas y altas pérdidas. También se incluyen las diferentes contribuciones del método SDM. En el caso con pérdidas bajas de la Fig. A.24(a) se observa claramente que, mientras que los modos *leaky* decaen muy rápidamente con la distancia, las ondas de superficie dominan la propagación del campo a distancias medias y grandes. Hay que tener en cuenta que el grosor eléctrico de los sustratos es relativamente alto, más de media longitud de onda, por lo que la contribución del espectro continuo es bastante inferior al de las ondas SWP. El caso de pérdidas elevadas de la Fig. A.24(b), por el contrario, presenta un efecto curioso ya que a medias distancias domina la onda de superficie, mientras que a distancias grandes la contribución principal es la del espectro continuo. Esto se debe a que, en medios con pérdidas, la onda SWP decae exponencialmente con la distancia mientras que la onda del espectro continuo decae como $1/\rho^2$, llegando a intercambiarse el papel dominante en un momento dado. Cuando las pérdidas son bajas, la onda SWP decae

tan lentamente que en la práctica nunca llega a verse sobrepasada por la contribución del espectro continuo.

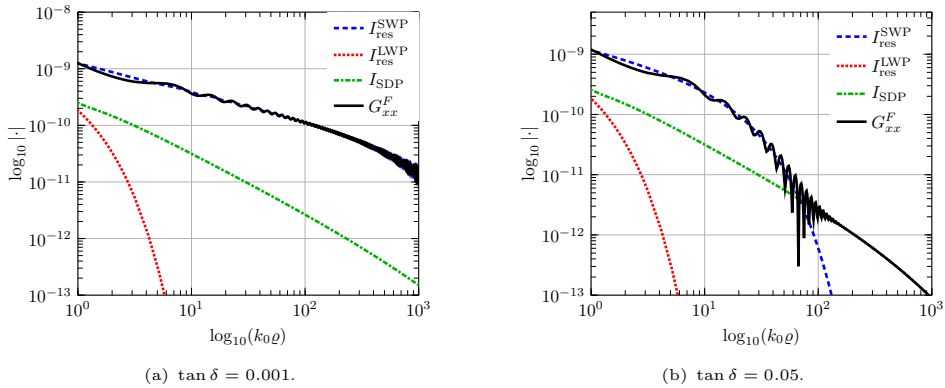


Figura A.24: Módulo de la función de Green G_{xx}^F total y las contribuciones SDM por separado a 10 GHz. La estructura es un medio de dos capas con $d_1 = 6$ mm, $\epsilon_{r,1} = 4.1$ y $d_2 = 4$ mm, $\epsilon_{r,2} = 2.2$. La tangente de pérdidas de ambos medios es la mostrada debajo de cada figura, $\tan \delta_1 = \tan \delta_2 = \tan \delta$.

En conclusión a todo lo expuesto en este apéndice, se ha implementado una técnica muy eficiente, robusta y precisa para el cálculo de funciones de Green en medios estratificados. Dicha técnica combina el método DCIM, válido para distancias cortas a la fuente, y el método SDM, especialmente apto para distancias medias y grandes. El primer método expresa el campo como una suma de imágenes de la fuente, mientras que el segundo lo representa como una combinación de diferentes ondas que se propagan por la estructura multicapa. De la misma manera que ocurre en medios guiados, esta dualidad entre imágenes a distancias cortas y modos a distancias mayores se muestra como una forma óptima de representar el campo en una determinada región.

La técnica desarrollada ha demostrado su eficiencia incluso en los casos más anómalos, donde se propagan gran cantidad de ondas de superficie y modos *leaky*, o en casos con pérdidas elevadas. A raíz del estudio realizado, se ha llegado a proponer unos parámetros de configuración óptimos para ambos métodos, que proporcionan resultados precisos en las situaciones más adversas. La evaluación precisa y eficiente de las funciones de Green es un punto clave en el análisis de agrupaciones de ranuras y dipolos desarrollado en esta tesis.

Apéndice B

Funciones de Green en guías homogéneas

En este apéndice se recopilan las funciones de Green de los medios guiados que alimentan las agrupaciones analizadas en la presente tesis. En concreto, en el análisis de las antenas RLSA son necesarias las funciones de Green en una guía de placas paralelas, tanto de corrientes magnéticas para el modelo de las ranuras, como de corrientes eléctricas en el caso de las sondas coaxiales. Además, en algunos casos se coloca un cortocircuito exterior en los bordes de la guía, formando una cavidad circular, de la que también se deducen sus funciones de Green. Por otro lado, el análisis de agrupaciones en guía rectangular necesita las funciones de Green de corrientes magnéticas en una guía rectangular infinita, en una guía rectangular semiinfinita y en una cavidad rectangular.

B.1. Guía de placas paralelas y cavidad circular

B.1.1. Guía de placas paralelas

La guía de placas paralelas está definida tal y como aparece en la Fig. B.1. Básicamente se trata de una región homogénea y transversalmente infinita, delimitada por dos planos conductores perfectos situados en $z = 0$ y $z = -h$. En el cálculo del campo generado por una ranura son necesarias las funciones de Green del potencial vector y escalar de corrientes magnéticas horizontales. En concreto, se va a considerar que la fuente \mathbf{M} está situada sobre el conductor superior en $z' = 0$. Debido a la simplicidad del problema, las funciones de Green de dicha corriente presentan simetría acimutal. La correspondiente al potencial vector responde a la siguiente expresión:

$$G_{xx}^F = G_{yy}^F = G_{PPW}^F = -j \frac{\epsilon}{4h} \sum_{m=0}^{\infty} \epsilon_m H_0^{(2)}(k_{\rho m} \varrho) \cos(k_{zm} z) \quad (\text{B.1})$$

donde $k_{zm} = m\pi/h$ y $k_{\rho m} = \sqrt{k^2 - k_{zm}^2}$ tomando $\Im(k_{\rho m}) \leq 0$. Por su parte, ϵ y k son la permitividad eléctrica y el número de onda del medio en el interior de la guía. La constante $\epsilon_m = 1$ para $m = 0$ y $\epsilon_m = 2$ para $m \neq 0$, mientras que $\varrho = \sqrt{(x - x')^2 + (y - y')^2}$ es la distancia transversal entre el punto fuente y destino.

La expansión (B.1) expresa el potencial vector como un sumatorio de modos cilíndricos propagándose a lo largo de la guía de placas paralelas. En los casos tratados en esta tesis, donde se cumple que la altura de la guía es menor a media longitud de onda, es decir $h < \pi/k$, todos los modos son evanescentes excepto el correspondiente a $m = 0$. Por lo tanto, para distancias ϱ superiores a un cierto umbral, la función de Green (B.1) se puede truncar al primer término del sumatorio.

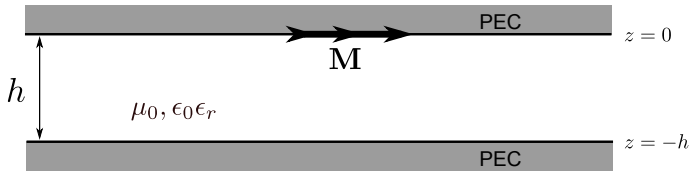


Figura B.1: Guía de placas paralelas con una corriente magnética en el plano conductor superior.

Contrariamente, cuando se calcula el campo a distancias transversales próximas a la fuente, la expresión (B.1) necesita un gran número de modos hasta converger numéricamente. En estos casos es posible expresar la función de Green como un sumatorio de imágenes situadas en un medio homogéneo infinito. Tales imágenes están separadas una distancia $2h$ y en realidad son corrientes magnéticas dobles debido a su posición justo encima de uno de los conductores. De este modo, una representación alternativa de la función de Green del potencial vector es la siguiente:

$$G_{xx}^F = G_{yy}^F = G_{PPW}^F = \frac{\epsilon}{2\pi} \sum_{m=0}^{\infty} \epsilon_m \frac{e^{-jkr_m}}{r_m} \quad (\text{B.2})$$

siendo $r_m = \sqrt{\rho^2 + (m2h)^2}$. Esta serie alternada de imágenes, acelerada con la técnica de Shanks [127] para mejorar su convergencia, permite calcular de forma eficiente la función de Green en puntos cercanos a la fuente. En puntos alejados se emplea el sumatorio de modos (B.1) situando el umbral entre ambas expresiones alrededor de $\rho_u = 2\lambda$, siendo λ la longitud de onda en el interior de la guía. De esta forma, un máximo de 20 imágenes en (B.2) y 3 modos en (B.1) proporciona un cálculo muy preciso de la función de Green del potencial vector eléctrico en la guía PPW.

En cuanto al potencial escalar, su función de Green en guías homogéneas es idéntica a la del potencial vector salvo por una constante, de tal forma que se cumple:

$$K^\Psi = K_{PPW}^\Psi = \frac{k^2}{\omega^2} G_{PPW}^F \quad (\text{B.3})$$

El campo magnético transversal, necesario en la formulación MPIE de la ranura del Capítulo 2, se calcula a partir de las funciones de Green de los potenciales como:

$$\mathbf{H}_t = -j\omega \langle G_{PPW}^F, \mathbf{M} \rangle + \frac{1}{j\omega} \nabla_t \langle K_{PPW}^\Psi, \nabla' \cdot \mathbf{M} \rangle \quad (\text{B.4})$$

donde $\mathbf{H}_t = H_x \hat{\mathbf{x}} + H_y \hat{\mathbf{y}}$ es el campo magnético transversal, $\mathbf{M} = M_x \hat{\mathbf{x}} + M_y \hat{\mathbf{y}}$ es la corriente magnética fuente y $\nabla_t = \partial/\partial x \hat{\mathbf{x}} + \partial/\partial y \hat{\mathbf{y}}$ es el gradiente transversal.

B.1.2. Cavity circular

El análisis de antenas RLSA terminadas en cortocircuito requiere el cálculo de las funciones de Green de corrientes magnéticas en una cavidad circular. El problema electromagnético se dibuja en la Fig. B.2. La corriente magnética \mathbf{M} está situada en el plano conductor superior de una cavidad circular homogénea de altura h y radio R_0 , con una orientación arbitraria definida con el ángulo ϕ_M respecto al eje x . Debido a la geometría del problema es conveniente trabajar en coordenadas cilíndricas, de tal forma que se pretende calcular el campo en un punto $P(\rho, \phi, z)$, generado por una corriente magnética situada en el punto $P'(\rho', \phi', z' = 0)$.

La función de Green G_{PPW}^F cumple la ecuación de onda del potencial vector, con las condiciones de contorno correspondientes a las paredes de la guía de placas paralelas. La imposición de un cortocircuito circular hace que a esa función haya que sumarle una solución

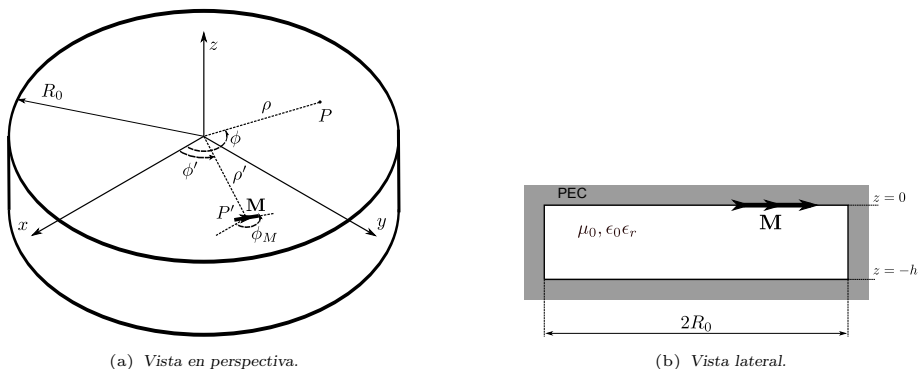


Figura B.2: Cavidad circular con una corriente magnética en el plano conductor superior.

a la ecuación de onda homogénea, que cumpla la condición de contorno de campo eléctrico tangencial nulo en la nueva pared conductora. Esta solución se podría interpretar como la reflexión del campo incidente propagado por la guía de placas paralelas. Por lo tanto, el campo total será la suma del generado por la fuente en una guía PPW más el dispersado por el conductor externo. Dicho campo debe cumplir estas dos condiciones:

$$E_z^{\text{cav}}|_{\rho=R_0} = E_z^{\text{PPW}}|_{\rho=R_0} + E_z^{\text{short}}|_{\rho=R_0} = 0 \quad (\text{B.5})$$

$$E_\phi^{\text{cav}}|_{\rho=R_0} = E_\phi^{\text{PPW}}|_{\rho=R_0} + E_\phi^{\text{short}}|_{\rho=R_0} = 0 \quad (\text{B.6})$$

El campo eléctrico en la guía de placas paralelas se puede calcular a partir de la función de Green del potencial vector G_{PPW}^F expresada en (B.1). Sin embargo, la imposición de la condición de contorno en $\rho = R_0$ demanda una expansión con funciones separables en un sistema de coordenadas con origen en el centro de la cavidad. Nótese que en la expansión (B.1) la variable ϱ tiene su origen en el punto donde está situada la fuente. Entre otras alternativas, aquí se ha optado por expresar el campo en función de unas funciones potenciales Ψ^{TE} y Ψ^{TM} tal y como se definen en [172]. Dichas funciones se expanden mediante un doble sumatorio de modos cilíndricos de la siguiente forma:

$$\Psi_{\text{PPW}}^{\text{TE}} = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_{mn}^{\text{TE}} \cos(k_{zm}z) H_n^{(2)}(k_{\rho m}\rho) e^{jn\phi} \quad (\text{B.7})$$

$$\Psi_{\text{PPW}}^{\text{TM}} = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_{mn}^{\text{TM}} \sin(k_{zm}z) H_n^{(2)}(k_{\rho m}\rho) e^{jn\phi} \quad (\text{B.8})$$

donde las constantes modales k_{zm} y $k_{\rho m}$ se definen de la misma forma que en (B.1). A partir de estos potenciales se calcula el campo eléctrico en el punto $P(\rho, \phi, z)$, siendo sus dos componentes de interés:

$$E_z^{\text{PPW}} = \frac{1}{j\omega\epsilon} \left(k^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \Psi_{\text{PPW}}^{\text{TM}} \quad (\text{B.9})$$

$$E_\phi^{\text{PPW}} = \frac{1}{j\omega\epsilon} \frac{1}{\rho} \frac{\partial^2 \Psi_{\text{PPW}}^{\text{TM}}}{\partial \phi \partial z} + \frac{\partial \Psi_{\text{PPW}}^{\text{TE}}}{\partial \rho} \quad (\text{B.10})$$

Las amplitudes modales a_{mn}^{TE} y a_{mn}^{TM} , correspondientes a una fuente de corriente magnética \mathbf{M} en la guía PPW, se obtienen fácilmente expandiendo el campo (B.1) mediante el

teorema de adición de la función de Hankel. A partir de este desarrollo, dichos coeficientes responden a estas expresiones:

$$a_{mn}^{\text{TE}} = \frac{j}{8h} \frac{k_{zm} \varepsilon_m}{k_{\rho m}} \left[e^{j(\phi_M - \phi')} J_{n+1}(k_{\rho m} \rho') - e^{-j(\phi_M - \phi')} J_{n-1}(k_{\rho m} \rho') \right] e^{-jn\phi'} \quad (\text{B.11})$$

$$a_{mn}^{\text{TM}} = \frac{j\omega\epsilon}{8h} \frac{\varepsilon_m}{k_{\rho m}} \left[e^{j(\phi_M - \phi')} J_{n+1}(k_{\rho m} \rho') + e^{-j(\phi_M - \phi')} J_{n-1}(k_{\rho m} \rho') \right] e^{-jn\phi'} \quad (\text{B.12})$$

donde se ha supuesto que $\rho > \rho'$. Teniendo en cuenta que el campo en la guía PPW es la onda incidente al anillo conductor exterior, se pueden expresar los potenciales del campo dispersado a partir de la definición de unos coeficientes de reflexión modales R_{mn}^{TE} y R_{mn}^{TM} :

$$\Psi_{\text{short}}^{\text{TE}} = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_{mn}^{\text{TE}} R_{mn}^{\text{TE}} \cos(k_{zm} z) J_n(k_{\rho m} \rho) e^{jn\phi} \quad (\text{B.13})$$

$$\Psi_{\text{short}}^{\text{TM}} = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_{mn}^{\text{TM}} R_{mn}^{\text{TM}} \cos(k_{zm} z) J_n(k_{\rho m} \rho) e^{jn\phi} \quad (\text{B.14})$$

El campo eléctrico dispersado se expresa a partir de los potenciales anteriores de forma similar al de la guía PPW, siendo las dos componentes necesarias:

$$E_z^{\text{short}} = \frac{1}{j\omega\epsilon} \left(k^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \Psi_{\text{short}}^{\text{TM}} \quad (\text{B.15})$$

$$E_\phi^{\text{short}} = \frac{1}{j\omega\epsilon} \frac{1}{\rho} \frac{\partial^2 \Psi_{\text{short}}^{\text{TM}}}{\partial \phi \partial z} + \frac{\partial \Psi_{\text{short}}^{\text{TE}}}{\partial \rho} \quad (\text{B.16})$$

Finalmente, aplicando las derivadas parciales de (B.9)-(B.10) y (B.15)-(B.16), e imponiendo las condiciones (B.5) y (B.6), se llega fácilmente a la expresión de los coeficientes de reflexión modales:

$$R_{mn}^{\text{TE}} = - \frac{H_n^{(2)}(k_{\rho m} R_0)}{J_n'(k_{\rho m} R_0)} \quad (\text{B.17})$$

$$R_{mn}^{\text{TM}} = - \frac{H_n^{(2)}(k_{\rho m} R_0)}{J_n(k_{\rho m} R_0)} \quad (\text{B.18})$$

siendo J_n' y $H_n^{(2)}$ la derivada de la función de Bessel de primera especie y la derivada de la función de Hankel de segunda especie respectivamente.

A partir de estos coeficientes se obtienen las funciones potenciales (B.13)-(B.14) y con ellas el campo dispersado por el cortocircuito final de la guía (B.15)-(B.16). El campo total será la suma del campo de la guía de placas paralelas y del dispersado por el cortocircuito. La contribución PPW es singular cuando el punto fuente y destino coinciden, por lo que no es conveniente calcularla a partir de los potenciales $\Psi_{\text{PPW}}^{\text{TE}}$ y $\Psi_{\text{PPW}}^{\text{TM}}$ (B.7)-(B.8), sino mediante el potencial vector C_{PPW}^F y escalar K_{PPW}^Ψ (B.4). Por otro lado, la contribución del cortocircuito al campo magnético tangencial se obtiene de la siguiente forma:

$$H_\rho^{\text{short}} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \Psi^{\text{TM}}}{\partial \phi} + \frac{1}{j\omega\mu} \frac{\partial^2 \Psi^{\text{TE}}}{\partial \rho \partial z} \quad (\text{B.19})$$

$$H_\phi^{\text{short}} = - \frac{\partial \Psi^{\text{TM}}}{\partial \rho} + \frac{1}{j\omega\mu} \frac{1}{\rho} \frac{\partial^2 \Psi^{\text{TE}}}{\partial \phi \partial z} \quad (\text{B.20})$$

Del mismo modo a lo comentado para la guía de placas paralelas, en los casos tratados en esta tesis únicamente los modos con índice $m = 0$ se propagan por la guía. Por lo tanto, en el sumatorio en m de (B.13)-(B.14) únicamente será necesario considerar el primer término, salvo que ambos, el punto fuente y el de observación, se sitúen muy cerca del límite de la guía. En cuanto al sumatorio en n , se ha comprobado que se obtiene una buena precisión truncando la serie hasta $n_{\text{máx}} = k \text{ máx}(\rho, \rho') + 10$.

B.2. Guía rectangular y cavidad rectangular.

B.2.1. Guía rectangular infinita

La guía rectangular infinita bajo estudio se define tal y como aparece en la Fig. B.3. Se trata de una región homogénea de sección transversal uniforme que se extiende de forma infinita paralela el eje z . Su sección transversal forma un rectángulo de dimensiones $a \times b$ y en consecuencia la guía se encuentra delimitada por cuatro planos conductores perfectos situados en $y = 0$, $y = b$, $x = 0$ y $x = a$. Como muestra la Fig. B.3, la fuente de corriente magnética \mathbf{M} está situada en la cara interna del conductor situado en $y = b$.

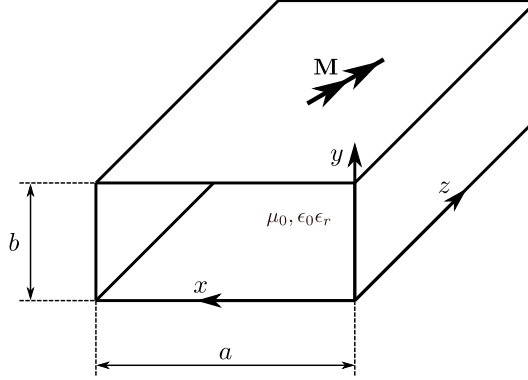


Figura B.3: Guía rectangular infinita con una corriente magnética en el plano conductor superior.

El campo magnético \mathbf{H} generado por la corriente magnética \mathbf{M} se obtiene a partir del potencial vector \mathbf{F} , empleando la formulación convencional:

$$\mathbf{H} = -j\omega\mathbf{F} - j\frac{\omega}{k^2}\nabla\nabla\cdot\mathbf{F} \quad (\text{B.21})$$

donde k es el número de onda del medio en el interior de la guía rectangular.

La corriente magnética responde a la expresión $\mathbf{M} = M_z\hat{\mathbf{z}} + M_x\hat{\mathbf{x}}$ y en consecuencia el potencial vector se puede escribir como:

$$\mathbf{F} = \left\langle G_{F_z}^{\text{WR}}, M_z \right\rangle \hat{\mathbf{z}} + \left\langle G_{F_x}^{\text{WR}}, M_x \right\rangle \hat{\mathbf{x}} \quad (\text{B.22})$$

donde $G_{F_z}^{\text{WR}}$ y $G_{F_x}^{\text{WR}}$ corresponden con las funciones de Green del potencial vector de corrientes magnéticas orientadas según z y x respectivamente. Estas funciones se pueden expresar como un sumatorio de las contribuciones de los diferentes modos en la guía rectangular [173], de la siguiente forma:

$$G_{F_z}^{\text{WR}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \frac{\epsilon}{ab} \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \epsilon_m \epsilon_n g_{mn}^z(x, y) g_{mn}^z(x', y') f_{mn}^{\text{WR}}(z, z') \quad (\text{B.23})$$

siendo ϵ la permitividad eléctrica del medio en el interior de la guía rectangular y la constante $\epsilon_m = 1$ para $m = 0$ y $\epsilon_m = 2$ para $m \neq 0$. La función transversal $g_{mn}^z(x, y)$ se define como:

$$g_{mn}^z(x, y) = \cos\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \cos\left(\frac{n\pi y}{b}\right) \quad (\text{B.24})$$

mientras que la función longitudinal para el caso de la guía rectangular infinita es:

$$f_{mn}^{\text{WR}}(z, z') = \frac{1}{2\gamma_{mn}} e^{-\gamma_{mn}|z-z'|} \quad (\text{B.25})$$

donde $\gamma_{mn} = \sqrt{\left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2 - k^2}$ representa la constante de propagación del modo (m, n) a lo largo de la guía rectangular.

En cuanto a las corrientes magnéticas orientadas según x , la función de Green del potencial vector sigue una expresión similar:

$$G_{F_x}^{\text{WR}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \frac{\epsilon}{ab} \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \epsilon_m \epsilon_n g_{mn}^x(x, y) g_{mn}^x(x', y') f_{mn}^{\text{WR}}(z, z') \quad (\text{B.26})$$

donde en este caso la función transversal $g_{mn}^x(x, y)$ se define como:

$$g_{mn}^x(x, y) = \sin\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \cos\left(\frac{n\pi y}{b}\right) \quad (\text{B.27})$$

La expansión de las funciones de Green (B.23) y (B.26) expresa el potencial vector como un sumatorio de modos propagándose a lo largo de la guía rectangular. Específicamente, todas las guías tratadas en esta tesis presentan un funcionamiento monomodo, es decir, únicamente soportan la propagación del modo fundamental TE₁₀. Asumiendo que se cumple esta condición, la evaluación del potencial vector en los puntos alejados de la fuente sólo requiere considerar el término $(m = 1, n = 0)$ en los sumatorios modales (B.23) y (B.26). A medida que la coordenada z se acerca a z' la evaluación rigurosa del campo magnético precisa incorporar cada vez más modos, reduciendo la eficiencia computacional.

De la misma forma que en la guía de placas paralelas, el campo magnético se puede evaluar alternativamente mediante un sumatorio de imágenes. En este caso, se eliminan las paredes conductoras situadas en $x = 0$ y $x = a$, apareciendo una serie infinita de imágenes de la fuente. Esta sucesión de imágenes se dibuja en la Fig. B.4. En consecuencia, el campo magnético generado por la corriente magnética en el interior de la guía rectangular se obtiene sumando las contribuciones de las sucesivas imágenes. Estas imágenes se encuentran en el interior de una guía de placas paralelas equivalente de altura b , por lo que se emplean las expresiones ya recogidas en el Apéndice B.1.1.

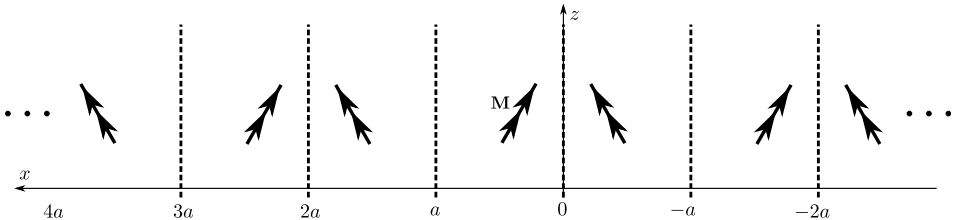


Figura B.4: Imágenes de una corriente magnética situada sobre el conductor superior de una guía rectangular.

De nuevo la serie alternada infinita de imágenes es susceptible de ser acelerada mediante la técnica de Shanks [127]. Dicha técnica permite calcular de forma eficiente la función de Green para distancias $|z - z'|$ pequeñas. La alternancia entre el sumatorio de modos y de

imágenes la establece un umbral d_u sobre la distancia $|z - z'|$ entre la fuente y el destino. Un umbral adecuado puede ser $d_u = \lambda_g$, siendo λ_g la longitud de onda correspondiente al modo fundamental.

Alternativamente, se puede emplear una técnica que integra en su formulación la dualidad imágenes-modos, haciendo uso de la denominada suma de Ewald [174]. La aplicación de dicha técnica en la evaluación de las funciones de Green del potencial vector en una guía rectangular se detalla en [175]. El cálculo se divide en dos partes, una relativa a la suma de imágenes y la otra que consiste en una expansión modal similar a (B.23). La ventaja reside en que ambas contribuciones presentan un término que decrece exponencialmente con el orden del sumatorio, acelerando así la convergencia de las series. Como resultado, la función de Green tiene una expresión única que converge rápidamente independientemente de la distancia entre el punto fuente y observación.

En esta tesis se ha optado por dividir el problema de la guía rectangular infinita en dos partes. En la región más cercana a la fuente, en este caso definida por $|z - z'| < 0.5\lambda_g$, se precálculan las funciones de Green y se almacenan para posteriormente interpolarlas cuando sean necesarias. Éste es el mismo proceso seguido para las funciones de Green en el medio externo multicapa del Apéndice A. Por la misma razón expuesta allí, la interpolación eficiente de la función de Green en la guía rectangular requiere la extracción del término singular, que se sumará posteriormente una vez interpolada. Además en este caso, para evitar su mal funcionamiento si la fuente se acerca a una de las paredes laterales de la guía, se ha extraído también la imagen más cercana. Una vez eliminadas estas contribuciones, el comportamiento de la función de Green se suavizado, siendo apto para su interpolación con un número reducido de puntos.

En una segunda región, concretamente si $|z - z'| > 0.5\lambda_g$, la expansión modal (B.23) converge rápidamente con menos de una decena modos en la mayoría de los casos. Este hecho, junto con la simplicidad de la expresión, invita a evaluar directamente la función de Green cuando se requiera. Como se detalla en el Capítulo 3, su formulación separable en fuente y destino permite calcular de forma muy eficiente las interacciones entre ranuras en una guía rectangular.

B.2.2. Guía rectangular semiinfinita

Una guía rectangular semiinfinita se define como aquella que se termina con un plano conductor perfecto en $z = 0$, extendiéndose hasta infinito para $z > 0$. La similitud del problema con la guía infinita hace que las expresiones de las funciones de Green sean prácticamente idénticas, salvo por el término que representa la propagación de los modos a lo largo de la dimensión z . A este respecto, el campo magnético se puede descomponer como el correspondiente a una guía rectangular infinita, más su reflexión en el cortocircuito situado en $z = 0$. De esta forma, la función de Green del potencial vector se expresa como:

$$G_F^{\text{WR(semi)}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = G_F^{\text{WR}(0)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') + G_F^{\text{WR}(s)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \quad (\text{B.28})$$

donde $G_F^{\text{WR}(0)}$ representa la función de Green en la guía infinita y $G_F^{\text{WR}(s)}$ da cuenta de la reflexión en el cortocircuito. Esta división permite reutilizar los valores de la función de Green de la guía infinita precalculados previamente.

La expresión del término $G_{F_z}^{\text{WR}(s)}$, correspondiente a las corrientes según z , presenta la misma forma que en la guía infinita (B.23), pero empleando la siguiente función longitudinal:

$$f_{mn}^{\text{WR}(s)}(z, z') = -\frac{1}{2\gamma_{mn}} e^{-\gamma_{mn}(z+z')} \quad (\text{B.29})$$

mientras que su homóloga $G_{F_x}^{\text{WR}(s)}$ para corrientes en x incluye esta otra función longitudinal:

$$f_{mn}^{\text{WR}(s)}(z, z') = \frac{1}{2\gamma_{mn}} e^{-\gamma_{mn}(z+z')} \quad (\text{B.30})$$

El sumatorio modal cuando se utilizan los términos (B.29)-(B.30) revela la misma dificultad ya explicada en el apartado anterior. En este caso, dicho sumatorio manifiesta problemas de convergencia cuando la distancia $z + z'$ decrece, esto es, si tanto la fuente como el destino se encuentran muy cercanos al cortocircuito. En dicho escenario, se requieren una gran cantidad de modos evanescentes para evaluar la reflexión incluida en el término $G_F^{\text{WR}(s)}(\mathbf{r})$.

Como en los casos anteriores, las situaciones en las que el sumatorio de modos deja de ser eficiente se pueden resolver recurriendo a las imágenes de la fuente. De esta forma, tal y como se dibuja en la Fig. B.5 se puede reflejar la corriente sobre el plano $z = 0$, eliminando a su vez el cortocircuito de la guía semiinfinita. En consecuencia, el campo total será la suma del creado por la corriente original y por su imagen en una guía rectangular infinita. Por lo tanto, el término $G_F^{\text{WR}(s)}(\mathbf{r})$ se puede evaluar como la función de Green $G_F^{\text{WR}(0)}(\mathbf{r})$, en este caso correspondiente a la corriente imagen sobre el plano $z = 0$. La técnica de la imagen se deberá aplicar si $z + z'$ supera un determinado umbral d_u , que aquí se ha fijado a un valor $d_u = 0.5\lambda_g$.

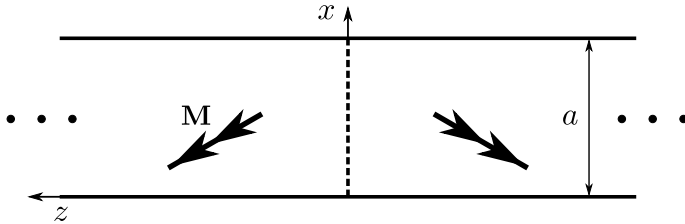


Figura B.5: Imagen de una corriente magnética situada sobre el conductor superior de una guía rectangular semiinfinita.

B.2.3. Cavity rectangular

La cavidad rectangular bajo análisis se forma terminando una guía rectangular con un conductor perfecto en los planos $z = 0$ y $z = c$. La cavidad así definida consiste en un medio homogéneo con forma de prisma rectangular de dimensiones $a \times b \times c$ cuyas caras son conductores perfectos. Tal y como ocurre con la guía semiinfinita, las expresiones de las funciones de Green siguen la misma formulación de la guía rectangular infinita, salvo por el término $f_{mn}^{\text{WR}(s)}(z, z')$ que representa la propagación a lo largo de la dimensión z . El campo magnético se divide en dos partes, correspondientes a la propagación a lo largo de una guía rectangular infinita y a las sucesivas reflexiones en los cortocircuitos situados $z = 0$ y $z = c$. La función de Green genérica del potencial vector se expresa como:

$$G_F^{\text{WR}(cav)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = G_F^{\text{WR}(0)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') + G_F^{\text{WR}(sc)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \quad (\text{B.31})$$

donde $G_F^{\text{WR}(0)}$ denota la función de Green en la guía infinita y $G_F^{\text{WR}(sc)}$ representa las reflexiones en las terminaciones de la guía.

En el caso de la cavidad rectangular, el término $G_F^{\text{WR}(sc)}$ se obtiene mediante la expresión general (B.23), empleando la siguiente función longitudinal:

$$f_{mn}^{\text{WR}(sc)}(z, z') = -\frac{1}{2\gamma_{mn}} \left[e^{\gamma_{mn}(z+z'-2c)} + A \sinh(\gamma_{mn}(c-z)) \sinh(\gamma_{mn}(c-z')) \right] \quad (\text{B.32})$$

tomando la constante A el siguiente valor:

$$A = \frac{2e^{-\gamma_{mn}c}}{\sinh(\gamma_{mn}c)} \quad (\text{B.33})$$

Por otro lado, la contribución de los cortocircuitos $G_{F_x}^{\text{WR(sc)}}$ a la función de Green del potencial vector de corrientes según x incluye esta otra función longitudinal:

$$f_{mn}^{\text{WR(sc)}}(z, z') = \frac{1}{2\gamma_{mn}} \left[e^{\gamma_{mn}(z+z'-2c)} + A \cosh(\gamma_{mn}(c-z)) \cosh(\gamma_{mn}(c-z')) \right] \quad (\text{B.34})$$

Las situaciones en las que los sumatorios modales con los términos (B.32) y (B.34) presentan problemas de convergencia se corresponden con aquellas en las que la distancia $z + z'$ o $z + z' - 2c$ son pequeñas. Dichos escenarios ocurren cuando la fuente y el destino se encuentran ambos cercanos al cortocircuito situado en $z = 0$ o en $z = c$, para los que se requieren una gran cantidad de modos evanescentes en la evaluación del término $G_F^{\text{WR(sc)}}(\mathbf{r})$.

La representación alternativa mediante imágenes de la contribución de los cortocircuitos permite solventar la precaria convergencia modal en dichas situaciones. En el caso de una cavidad, la imagen se aplica sobre el plano conductor $z = 0$ o $z = c$ más cercano a la fuente. Como resultado, dicha imagen se encuentra ahora sobre una cavidad equivalente de longitud $2c$ en la dimensión z . En la Fig. B.6 se muestra un ejemplo donde se aplica la imagen sobre el plano conductor $z = 0$. En este problema equivalente, ambos cortocircuitos generalmente ya se hallan lo suficientemente alejados de la fuente como para aplicar de forma eficiente la expansión modal. En los casos anómalos donde esto no ocurriera, se puede aplicar la siguiente imagen más cercana hasta que ésta se encuentre lo suficientemente alejada de ambos cortocircuitos.

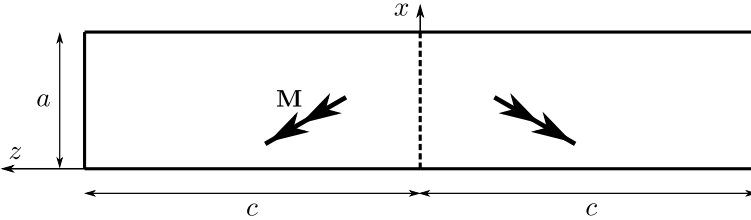


Figura B.6: Imagen de una corriente magnética situada sobre el conductor superior de una cavidad rectangular.

Por lo tanto, el término $G_F^{\text{WR(sc)}}(\mathbf{r})$ se puede evaluar alternativamente como la función de Green $G_F^{\text{WR(sc)}}(\mathbf{r})$ correspondiente a una corriente imagen en una cavidad de longitud $2c$. De nuevo en este caso se toma un umbral $d_u = 0.5\lambda_g$ para decantarse entre la expansión modal o la representación por imágenes. Así, si la distancia $z + z'$ es inferior a dicho umbral se aplica la imagen sobre el plano $z = 0$, mientras que si es la distancia $z + z' - 2c$ la que lo supera se toma la imagen sobre el plano $z = c$. En el hipotético caso de que ambas distancias sean inferiores al umbral, se aplica la imagen sobre el plano conductor más cercano a la fuente. Por último si ambos valores $z + z'$ y $z + z' - 2c$ son superiores al umbral se utiliza directamente la expansión modal para evaluar la contribución de los cortocircuitos a la función de Green.

Para finalizar, existen ciertos problemas donde no es útil la separación de la función de Green en dos términos (B.31). En tales situaciones, se pueden unir y reescribir las funciones $f_{mn}^{\text{WR(cav)}}(z, z')$ completas. De esta forma, la función correspondiente a las corrientes en z se expresaría como:

$$f_{mn}^{\text{WR(cav)}}(z, z') = \frac{1}{\gamma_{mn} \sinh(\gamma_{mn}c)} \begin{cases} \cosh(\gamma_{mn}(c-z)) \cosh(\gamma_{mn}z') & z \geq z' \\ \cosh(\gamma_{mn}(c-z')) \cosh(\gamma_{mn}z) & z \leq z' \end{cases} \quad (\text{B.35})$$

mientras que la que se aplica con las corrientes en x sería:

$$f_{mn}^{\text{WR(cav)}}(z, z') = \frac{1}{\gamma_{mn} \sinh(\gamma_{mn}c)} \begin{cases} \sinh(\gamma_{mn}(c-z)) \sinh(\gamma_{mn}z') & z \geq z' \\ \sinh(\gamma_{mn}(c-z')) \sinh(\gamma_{mn}z) & z \leq z' \end{cases} \quad (\text{B.36})$$

Apéndice C

Cálculo del campo radiado

El cálculo del campo radiado por una corriente eléctrica o magnética en un medio multicapa se realiza a partir de las funciones de Green diádicas del campo eléctrico o magnético, evaluadas a distancias muy grandes. El límite de dichas funciones cuando la distancia r tiende a infinito lo constituye la aproximación de fase estacionaria (A.27) explicada en el Apéndice A.3. Dicha técnica proporciona una expresión asintótica de la función de Green, apta para aplicar posteriormente la técnica de rayos paralelos empleada comúnmente en el cálculo del campo radiado.

En concreto, el campo eléctrico radiado por una corriente eléctrica \mathbf{J} y una corriente magnética \mathbf{M} se obtiene aplicando el límite a la expresión (A.1):

$$\mathbf{E}^{\text{rad}} = \lim_{r \rightarrow \infty} \langle \underline{\underline{\mathbf{G}}}^{EJ}; \mathbf{J} \rangle + \lim_{r \rightarrow \infty} \langle \underline{\underline{\mathbf{G}}}^{EM}; \mathbf{M} \rangle \quad (\text{C.1})$$

A partir del campo eléctrico, se obtiene el campo magnético radiado a partir de la siguiente propiedad de las ondas planas:

$$\mathbf{H}^{\text{rad}} = \frac{1}{\eta} (\hat{\mathbf{r}} \times \mathbf{E}^{\text{rad}}) \quad (\text{C.2})$$

siendo η la impedancia del medio por el que se propaga el campo, generalmente el vacío.

En el caso de las agrupaciones de elementos impresos tratadas en esta tesis, únicamente intervienen en (C.1) las componentes de las funciones de Green correspondientes a corrientes horizontales. Más específicamente, el campo eléctrico radiado por una corriente orientada de forma arbitraria, se puede derivar a partir del campo que radia la misma corriente orientada según el eje x . Para ello se utilizan las conocidas propiedades de traslación y rotación. Por esta razón, sin pérdida de generalidad, en este apéndice se consideran únicamente corrientes del tipo $\mathbf{M} = M_x \hat{\mathbf{x}}$ y $\mathbf{J} = J_x \hat{\mathbf{x}}$.

Aunque se pueden encontrar en [140], a continuación se detallan las componentes de las funciones de Green necesarias en (C.1):

$$G_{xx}^{EJ} = -\frac{k_x^2}{k_\rho^2} V_i^e - \frac{k_y^2}{k_\rho^2} V_i^h \quad (\text{C.3})$$

$$G_{yx}^{EJ} = -\frac{k_x k_y}{k_\rho^2} V_i^e + \frac{k_x k_y}{k_\rho^2} V_i^h \quad (\text{C.4})$$

$$G_{zx}^{EJ} = \frac{k_x}{\omega \epsilon} I_i^e \quad (\text{C.5})$$

$$G_{xx}^{EM} = \frac{k_x k_y}{k_\rho^2} V_v^e - \frac{k_x k_y}{k_\rho^2} V_v^h \quad (\text{C.6})$$

$$G_{yx}^{EM} = \frac{k_y^2}{k_\rho^2} V_v^e + \frac{k_x^2}{k_\rho^2} V_v^h \quad (\text{C.7})$$

$$G_{zx}^{EM} = -\frac{k_y}{\omega \epsilon} I_v^e \quad (\text{C.8})$$

donde las expresiones de las tensiones y corrientes V_i^h , V_i^e , I_i^e , V_v^h , V_v^e , I_v^e están recogidas en [140].

A partir de las funciones de Green (C.3)-(C.8) es posible calcular cualquier componente del campo eléctrico radiado, ya sea por una corriente eléctrica o magnética. A modo ilustrativo, a continuación se va a deducir la expresión de la componente E_x del campo eléctrico radiado por una corriente magnética M_x . Aplicando condiciones de campo lejano a (C.1) se llega a:

$$E_x^{\text{rad}} = \lim_{r \rightarrow \infty} \left\langle G_{xx}^{EM}, M_x \right\rangle = \iint_{S'} M_x \lim_{r \rightarrow \infty} G_{xx}^{EM} dS' \quad (\text{C.9})$$

El límite de la función de Green se obtiene aplicando el método de la fase estacionaria (A.27) a la integral de Sommerfeld (A.8). Esta técnica evalúa la parte suave del integrando en el punto de fase estacionaria, e integra analíticamente el resto empleando la identidad de Sommerfeld (A.22). De esta forma, el límite de una función de Green genérica G se puede escribir como:

$$\lim_{r \rightarrow \infty} G = \lim_{r \rightarrow \infty} S_0 \left\{ \tilde{G} \right\} = G_0(\theta_0, \phi_0) \frac{e^{-jk_0 R}}{4\pi R} \quad (\text{C.10})$$

donde $R = \sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2}$ es la distancia entre el punto fuente y el de observación, y (θ_0, ϕ_0) son respectivamente los ángulos de elevación y acimut respecto de la fuente, es decir, $\theta_0 = \arccos\left(\frac{z-z'}{R}\right)$ y $\phi_0 = \arctan\left(\frac{y-y'}{x-x'}\right)$. La función G_0 se obtiene evaluando la función de Green espectral en el punto de fase estacionaria, de la siguiente forma:

$$G_0(\theta_0, \phi_0) = \frac{2jk_{z0}}{e^{-jk_{z0}|z|}} \tilde{G}(k_x = k_{x0}, k_y = k_{y0}) \quad (\text{C.11})$$

siendo $k_{x0} = k_0 \sin \theta_0 \cos \phi_0$, $k_{y0} = k_0 \sin \theta_0 \sin \phi_0$ y $k_{z0} = \sqrt{k_0^2 - k_{x0}^2 - k_{y0}^2}$. En esta ecuación, la función de Green espectral se debe evaluar en la última capa del medio, el semiespacio aire de la Fig. A.1, a cualquier altura z , ya que su dependencia con dicha coordenada se cancela con el denominador en (C.11).

Por lo tanto, el campo radiado por una corriente puntual en un medio multicapa (C.10), consiste en la onda esférica correspondiente a la radiación en espacio libre, multiplicada por el término G_0 que tiene en cuenta la presencia del medio estratificado. La función (C.10) se introduce en (C.9) para calcular el campo radiado por una distribución de corriente

arbitraria, recurriendo para su solución analítica a la aproximación de rayos paralelos. De este modo se obtiene una expresión del campo radiado similar a la de espacio libre:

$$E_x^{\text{rad}} = \iint_{S'} M_x G_{xx,0}^{EM}(\theta_0, \phi_0) \frac{e^{-jk_0 R}}{4\pi R} dS' \approx G_{xx,0}^{EM}(\theta, \phi) \frac{e^{-jk_0 r}}{4\pi r} \iint_{S'} M_x e^{jk_0 \hat{\mathbf{r}} \cdot \mathbf{r}'} dS' \quad (\text{C.12})$$

siendo (r, θ, ϕ) las coordenadas esféricas del punto donde se evalúa el campo, y $G_{xx,0}^{EM}$ el término (C.11) correspondiente a la componente G_{xx}^{EM} de la función diádica de Green.

Como ya se ha comentado anteriormente, el resto de las componentes del campo eléctrico se calculan de forma idéntica a (C.12), pero involucrando otras componentes de la función diádica de Green. Este resultado se emplea a lo largo de esta tesis para calcular el campo radiado una vez obtenida la distribución de corrientes en la agrupación mediante el método MoM.

Apéndice D

Convolución y tratamiento de la singularidad

En este apéndice se van a desarrollar las expresiones de las convoluciones, necesarias en el cálculo de la matriz de autoimpedancia o autoadmitancia en la formulación del método MoM. Dichas convoluciones son las correspondientes a los diferentes tipos de funciones base empleadas: *rooftops* a tramos, sinusoidales de dominio completo y polinómicas de dominio completo. En el cálculo del elemento Y_{ji} de la matriz de autoadmitancia (autoimpedancia) en la formulación MoM-Galerkin, interviene la convolución de la función base i -ésima con la función base j -ésima. Dicha convolución se realiza entre las distribuciones longitudinales de corriente de ambas funciones base (2.12) y entre las distribuciones transversales (2.13). También es necesaria la convolución de las derivadas de las funciones base respecto la dirección de la corriente (2.18).

Una vez calculadas estas convoluciones, que en la mayoría de los casos presentan expresiones analíticas, se incorporan al cálculo del elemento de la matriz MoM, por ejemplo (2.11). En la integral involucrada participa una función de Green, que suele presentar una singularidad cuando las variables de la convolución tienden a cero. Por esta razón, es necesario abordar el tratamiento de dicha singularidad para cada uno de los tipos de funciones base, de tal forma que se pueda evaluar eficientemente la integral numérica resultante.

D.1. Funciones base tipo rooftop

La función base tipo rooftop viene definida por la ecuación (2.4), donde la distribución longitudinal $f_i(\zeta')$ y transversal $g_i(\xi')$ siguen las expresiones (2.22) y (2.23) respectivamente. La convolución en la dimensión longitudinal F_{ji} (2.12) se deriva fácilmente debido a la simplicidad de la función rooftop, obteniendo:

$$F_{ji}(\tau) = \begin{cases} F_{ji}^{\text{rfA}}(\tau), & (-k-2)d_r \leq \tau \leq (-k-1)d_r \\ F_{ji}^{\text{rfB}}(\tau), & (-k-1)d_r < \tau \leq -kd_r \\ F_{ji}^{\text{rfC}}(\tau), & -kd_r < \tau \leq (-k+1)d_r \\ F_{ji}^{\text{rfD}}(\tau), & (-k+1)d_r < \tau \leq (-k+2)d_r \\ 0, & \text{resto} \end{cases} \quad (\text{D.1})$$

donde $k = j - i$ es la diferencia entre los índices de las funciones base, y las convoluciones a tramos referidas son las siguientes:

$$\begin{aligned}
 F_{ji}^{\text{rf}A}(\tau) &= \frac{1}{6d_r^2}(\tau + (k+2)d_r)^3 \\
 F_{ji}^{\text{rf}B}(\tau) &= \frac{d_r}{6}(4 - 3k^3 - 6k^2) - \frac{k}{2}(3k+4)\tau - \frac{1}{2d_r}(3k+2)\tau^2 - \frac{1}{2d_r^2}\tau^3 \\
 F_{ji}^{\text{rf}C}(\tau) &= \frac{d_r}{6}(4 + 3k^3 - 6k^2) - \frac{k}{2}(-3k+4)\tau - \frac{1}{2d_r}(-3k+2)\tau^2 + \frac{1}{2d_r^2}\tau^3 \\
 F_{ji}^{\text{rf}D}(\tau) &= -\frac{1}{6d_r^2}(\tau + (k-2)d_r)^3
 \end{aligned} \tag{D.2}$$

Por otra parte, la convolución de las derivadas en la dimensión longitudinal \dot{F}_{ji} (2.18) tiene la siguiente expresión:

$$\dot{F}_{ji}(\tau) = \frac{1}{d_r^2} \cdot \begin{cases} -\tau - (k+2)d_r, & (-k-2)d_r \leq \tau \leq (-k-1)d_r \\ 3\tau + (3k+2)d_r, & (-k-1)d_r < \tau \leq -kd_r \\ -3\tau - (3k-2)d_r, & -kd_r < \tau \leq (-k+1)d_r \\ \tau + (k-2)d_r, & (-k+1)d_r < \tau \leq (-k+2)d_r \\ 0, & \text{resto} \end{cases} \tag{D.3}$$

En cuanto a la convolución en la dimensión transversal $H_{ji}(\nu)$ (2.13), su expresión es la misma para todas las funciones base:

$$H_{ji}(\nu) = H(\nu) = \begin{cases} \frac{2}{w^2}(w - \nu), & |\nu| < w \\ 0, & \text{resto} \end{cases} \tag{D.4}$$

Como se puede apreciar, debido al espaciado uniforme entre rooftops, la convolución entre dos funciones base únicamente depende de la separación k entre ellas. Por ello, la matriz resultante en el MoM presenta una simetría tipo Toeplitz, ahorrando así un considerable tiempo de cálculo. Sin embargo, si se aumenta el número de funciones base, el espaciado d_r entre ellas cambia y con él la matriz completa, no pudiendo reutilizar los cálculos anteriores.

A partir de las funciones de convolución expuestas se calculan los elementos de la matriz de autoadmitancia o autoimpedancia. Sin embargo, el cálculo numérico de las integrales dobles resultantes presenta una dificultad, vinculada a la singularidad de la función de Green cuando su argumento es nulo. Este problema aparece cuando la función de convolución es no nula en el origen, que en el caso concreto de las funciones rooftop se cumple si $|k| \leq 1$. La técnica más sencilla para llevar a cabo una integración numérica eficiente consiste en extraer la singularidad de la función de Green, integrando ésta por separado de forma analítica. A modo ilustrativo, la parte del potencial vector de la admitancia interna de una ranura en la guía PPW, dada por la integral (2.11), es afectada por el término singular de la función de Green G_{PPW}^F determinado por:

$$G_{\text{PPW}}^F(\varrho) \underset{\varrho \rightarrow 0}{\approx} G_{\text{PPW}}^{F(0)} = \frac{\epsilon}{2\pi} \frac{1}{\varrho} \tag{D.5}$$

La admitancia (2.11) se puede escribir como la suma de dos integrales:

$$Y_{ji}^{(a)F} = j\omega \int_{\tau} \int_{\nu} F(\tau)H(\nu) \left(G_{\text{PPW}}^F(\varrho) - G_{\text{PPW}}^{F(0)} \right) d\tau d\nu + Y_{ji}^{(a)F(0)} \tag{D.6}$$

El primer término en (D.6) presenta un integrando regularizado al extraer la singularidad de la función de Green, lo que hace posible integrarlo de forma muy eficiente mediante una cuadratura numérica. El segundo término es la integral de la singularidad dada por:

$$Y_{ji}^{(a)F(0)} = j\omega \int_{\tau} \int_{\nu} F(\tau)H(\nu)G_{\text{PPW}}^{F(0)} d\tau d\nu \quad (\text{D.7})$$

Debido a que las funciones $F(\tau)$ y $H(\nu)$ son polinómicas, la integral (D.7) presenta una expresión analítica cerrada, por lo que su coste computacional es prácticamente nulo. Por motivos de brevedad, aquí no se incluye la expresión completa de dicha integral, pero en todos los casos se puede escribir como una combinación lineal de integrales del tipo:

$$I_{\alpha,\beta} = \int_{\tau} \int_{\nu} \frac{\nu^{\alpha} \tau^{\beta}}{\sqrt{\nu^2 + \tau^2}} d\tau d\nu \quad (\text{D.8})$$

cuya expresión cerrada es conocida. El mismo desarrollo expuesto para el cálculo de $Y_{ji}^{(a)F}$ aplica al resto de auto-interacciones en las que aparecen la singularidad en la función de Green. Para su extracción es imprescindible conocer la expresión de los términos singulares de cada función de Green. En el caso de la contribución del potencial escalar a la autoadmitancia de una corriente magnética, la parte singular $G_{\text{PPW}}^{\Psi(0)}$ se puede obtener a partir de $G_{\text{PPW}}^{F(0)}$ aplicando (B.3).

En cuanto a la región externa (b), que como caso general consiste en un medio multicapa, los términos singulares de las funciones de Green del potencial vector y escalar que intervienen en el cálculo de la autoadmitancia son, respectivamente:

$$G_{xx}^F(\varrho) \underset{\varrho \rightarrow 0}{\approx} G_{xx}^{F(0)} = \frac{\epsilon_1}{2\pi} \frac{1}{\varrho} \quad (\text{D.9})$$

$$K^{\Psi}(\varrho) \underset{\varrho \rightarrow 0}{\approx} K^{\Psi(0)} = \frac{1}{2\pi\mu_0} \frac{1}{\varrho} \quad (\text{D.10})$$

siendo ϵ_1 la permitividad del primer medio situado inmediatamente sobre el conductor, representado en la Fig. A.1. En lo que respecta a las corrientes eléctricas, los términos singulares correspondientes son:

$$G_{xx}^A(\varrho) \underset{\varrho \rightarrow 0}{\approx} G_{xx}^{A(0)} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{1}{\varrho} \quad (\text{D.11})$$

$$K^{\Phi}(\varrho) \underset{\varrho \rightarrow 0}{\approx} K^{\Phi(0)} = \frac{1}{4\pi\epsilon_n} \frac{1}{\varrho} \quad (\text{D.12})$$

siendo ϵ_n la permitividad del medio en la que la corriente eléctrica se encuentra embebida. Si por el contrario, la corriente se localiza en el interfaz entre la capa n y $n + 1$, el término (D.12) presenta la expresión:

$$K^{\Phi}(\varrho) \underset{\varrho \rightarrow 0}{\approx} K^{\Phi(0)} = \frac{1}{2\pi(\epsilon_n + \epsilon_{n+1})} \frac{1}{\varrho} \quad (\text{D.13})$$

D.2. Funciones base sinusoidales

Una función base sinusoidal viene definida por el orden k del modo correspondiente a la distribución longitudinal $f_i(\zeta')$ dada por (2.25), mientras que la distribución transversal es uniforme. La convolución en la dimensión longitudinal $F_{kk}(\tau)$ de la función base de orden k consigo misma, viene dada por:

$$F_{kk}(\tau) = \begin{cases} (L - \tau) \cos\left(\frac{k\pi\tau}{L}\right) + \frac{L}{k\pi} \sin\left(\frac{k\pi\tau}{L}\right), & 0 \leq \tau \leq L \\ 0, & \text{resto} \end{cases} \quad (\text{D.14})$$

En realidad, la convolución $F_{kk}(\tau)$ es no nula en un intervalo mayor, en concreto cuando $|\tau| < L$. Sin embargo, únicamente es necesario considerar la parte par de $F_{kk}(\tau)$ cuando $\tau > 0$. Esto es debido a que las integrales involucradas están definidas sobre dominios simétricos respecto a $\tau = 0$ y además las funciones de Green que intervienen son pares respecto a dicha variable.

Aplicando el mismo concepto, la convolución en la dimensión longitudinal $F_{k_1 k_2}(\tau)$, entre una función base sinusoidal de orden k_1 y otra de orden k_2 , es:

$$F_{k_1 k_2}(\tau) = \begin{cases} \frac{2L}{\pi} \frac{1}{k_1^2 - k_2^2} \left[k_1 \sin\left(\frac{k_2 \pi \tau}{L}\right) - k_2 \sin\left(\frac{k_1 \pi \tau}{L}\right) \right], & 0 \leq \tau \leq L \\ 0, & \text{resto} \end{cases} \quad (\text{D.15})$$

La expresión (D.15) únicamente es válida cuando k_1 y k_2 comparten paridad, es decir, si $k_1 + k_2$ es par. En caso contrario, la parte par de la convolución es cero, por lo que la interacción entre dos funciones base con distinta paridad es nula.

Del mismo modo, la convolución de las derivadas en la dimensión longitudinal $\dot{F}_{kk}(\tau)$ de una función sinusoidal consigo misma, presenta la siguiente expresión:

$$\dot{F}_{kk}(\tau) = \begin{cases} (L - \tau) \cos\left(\frac{k\pi\tau}{L}\right) - \frac{L}{k\pi} \sin\left(\frac{k\pi\tau}{L}\right), & 0 \leq \tau \leq L \\ 0, & \text{resto} \end{cases} \quad (\text{D.16})$$

mientras que la convolución $\dot{F}_{k_1 k_2}(\tau)$ entre las derivadas de dos funciones base distintas es:

$$\dot{F}_{k_1 k_2}(\tau) = \begin{cases} \frac{2L}{\pi} \frac{1}{k_1^2 - k_2^2} \left[k_2 \sin\left(\frac{k_2 \pi \tau}{L}\right) - k_1 \sin\left(\frac{k_1 \pi \tau}{L}\right) \right], & 0 \leq \tau \leq L \\ 0, & \text{resto} \end{cases} \quad (\text{D.17})$$

Por último, la convolución en la dimensión transversal $H_{ji}(\nu)$ es idéntica a aquella de las funciones base tipo rooftop dada por (D.4).

En este caso, a diferencia de las funciones base tipo rooftop, la matriz de admitancias no presenta simetría Toeplitz, aunque aproximadamente la mitad de sus elementos son nulos debido a que no comparten paridad. En general, el coste computacional del cálculo de la matriz de interacciones entre funciones base sinusoidales es mayor que en el caso de los rooftops, debido principalmente a la mencionada estructura Toeplitz de esta última. No obstante, si aumenta el número de funciones base sinusoidales, se pueden conservar los elementos de la matriz, facilitando de esta forma el seguimiento de la convergencia.

Con estas funciones base, el cálculo de las interacciones también requiere de la extracción del término singular de la función de Green involucrada. En este caso, sin embargo, las funciones de convolución en la dimensión longitudinal (D.14)-(D.17) no son polinómicas, y por tanto la integral de la singularidad (D.7) no exhibe una expresión analítica. En consecuencia, para estos casos es necesario modificar ligeramente la estrategia en (D.6), para ser capaz de extraer la singularidad de la función de Green e integrarla analíticamente.

La regularización del integrando en una singularidad de primer orden como la tratada, se puede abordar calculando la aproximación de Taylor de orden 1 del numerador en el punto de la singularidad. De esta forma, la expresión (D.6) se puede reescribir como:

$$Y_{ji}^{(a)F} = j\omega \int_{\tau} \int_{\nu} \left(F(\tau) H(\nu) G_{\text{PPW}}^F(\varrho) - F^{(0)}(\tau) H^{(0)}(\nu) G_{\text{PPW}}^{F(0)} \right) d\tau d\nu + Y_{ji}^{(a)F(0)} \quad (\text{D.18})$$

donde $F^{(0)}(\tau)$ y $H^{(0)}(\nu)$ son las series de Taylor de orden 1 de las funciones de convolución $F(\tau)$ y $H(\nu)$ respectivamente. De este modo la integral del término singular es:

$$Y_{ji}^{(a)F(0)} = j\omega \int_{\tau} \int_{\nu} F^{(0)}(\tau)H^{(0)}(\nu)G_{PPW}^{F(0)}d\tau d\nu \quad (D.19)$$

el cual ya presenta una expresión analítica como suma de integrales de la forma (D.8).

En el caso de las funciones base sinusoidales, la convolución $H(\nu)$ ya es un polinomio de grado 1, por lo que $H^{(0)}(\nu) = H(\nu)$. La aproximación de Taylor de la función $F_{kk}(\tau)$ (D.14) en $\tau = 0$ por otro lado es muy sencilla:

$$F_{kk}^{(0)}(\tau) = \begin{cases} L, & 0 \leq \tau \leq L \\ 0, & \text{resto} \end{cases} \quad (D.20)$$

mientras que en el caso de la función $\dot{F}_{kk}(\tau)$ (D.16):

$$\dot{F}_{kk}^{(0)}(\tau) = \begin{cases} L - 2\tau, & 0 \leq \tau \leq L \\ 0, & \text{resto} \end{cases} \quad (D.21)$$

Por último, las convoluciones $F_{k_1 k_2}(\tau)$ (D.15) y $\dot{F}_{k_1 k_2}(\tau)$ (D.17) presentan una serie de Taylor de grado 1 nula, ya que ambas tienden a cero de forma cuadrática en el punto $\tau = 0$. En estos casos la singularidad no afecta significativamente al integrando debido a que el numerador tiende a cero de forma más rápida que el denominador. En consecuencia, en el cálculo de interacciones mutuas entre funciones base sinusoidales distintas no es necesario extraer la singularidad de la función de Green.

D.3. Funciones base polinómicas

Las funciones base polinómicas definidas en la Sección 2.1.2, presentan en ambas dimensiones una distribución determinada por un polinomio, multiplicado por una función que marca la condición de contorno en sus extremos. La distribución de corriente longitudinal de una función base viene definida por el valor real α y por el orden entero n , mientras que su variación transversal se rige por el valor real β y el orden entero m .

La condición de contorno impuesta hace que la convolución entre las funciones no presente una expresión analítica cerrada como en los casos tratados anteriormente. Sin embargo, tal y como se concluye en la Sección 2.1.2, existen unos valores óptimos de α y β que se van a mantener fijos en el modelado MoM. Por esta razón, previamente al análisis del problema, el procedimiento adoptado aquí precalcula numéricamente las convoluciones necesarias, guardándolas en disco para tenerlas disponibles también en futuras simulaciones. Este cálculo no supone una gran carga computacional, ya que son integrales de funciones analíticas sobre intervalos finitos. Además, permanecen válidas para todas las dimensiones de ranura o dipolo realizando una simple operación de escalado.

A modo de ejemplo, en la Fig. D.1 se representa la función de convolución $F_{n_1 n_2}^{(\alpha)}(\tau)$ entre las distribuciones longitudinales $f_{n_1}^{(\alpha)}(\zeta')$ y $f_{n_2}^{(\alpha)}(\zeta')$ para un valor típico $\alpha = 0.5$. Nótese que, del mismo modo que ocurre con las funciones sinusoidales, la convolución entre una distribución con simetría par y otra con simetría impar es cero. Como se aprecia en la Fig. D.1, las funciones de convolución $F_{n_1 n_2}^{(\alpha)}(\tau)$ tiene un comportamiento suave en todo el rango de definición y por lo tanto es apta para su muestreo, almacenamiento y posterior interpolación.

Respecto a la convolución $\dot{F}_{n_1 n_2}^{(\alpha)}(\tau)$ entre las derivadas de la distribución longitudinal, supone un caso más problemático ya que como se detalla en la Sección 2.1.2, dichas funciones pueden tender a infinito en los extremos según el valor de α . En la Fig. D.2 se representa la

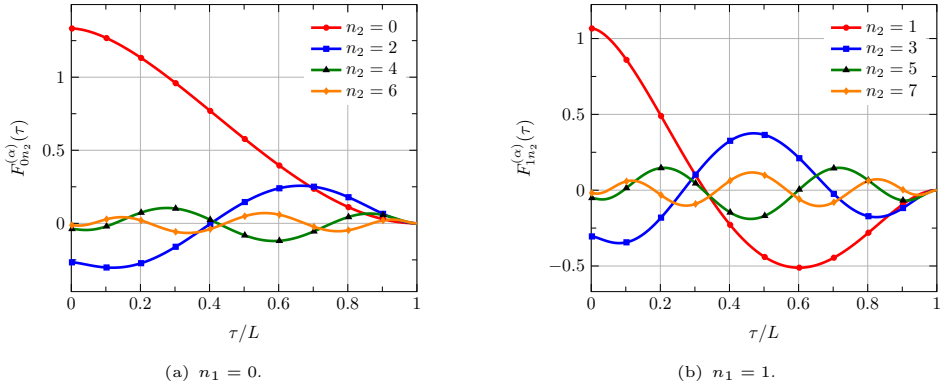


Figura D.1: Función de convolución $F_{n_1 n_2}^{(\alpha)}(\tau)$ entre la distribución longitudinal $f_{n_1}^{(\alpha)}(\zeta')$ y $f_{n_2}^{(\alpha)}(\zeta')$ para $\alpha = 0.5$ y diferentes valores de n_1 y n_2 .

función $\dot{F}_{n_1 n_2}^{(\alpha)}(\tau)$ para diferentes valores de n_1 , n_2 y α . Por un lado, si las derivadas $f_{n_1}^{(\alpha)'}(\zeta')$ y $f_{n_2}^{(\alpha)'}(\zeta')$ no tienden a infinito en los extremos, su convolución presenta un comportamiento suave, como se puede observar en la Fig. D.2(a) para $\alpha = 1$. Contrariamente, las funciones de convolución de la Fig. D.2(b), correspondientes a $\alpha = 0.6$, presentan una variación muy rápida en los extremos $\tau = 0$ y $\tau = L$. De hecho, aunque la convolución es finita, su derivada tiende a infinito en dichos puntos debido al carácter de las funciones $f_{n_1}^{(\alpha)'}(\zeta')$ y $f_{n_2}^{(\alpha)'}(\zeta')$. Por lo tanto, la convolución $\dot{F}_{n_1 n_2}^{(\alpha)}(\tau)$ tal cual presenta dificultades si se quiere muestrear e interpolar posteriormente.

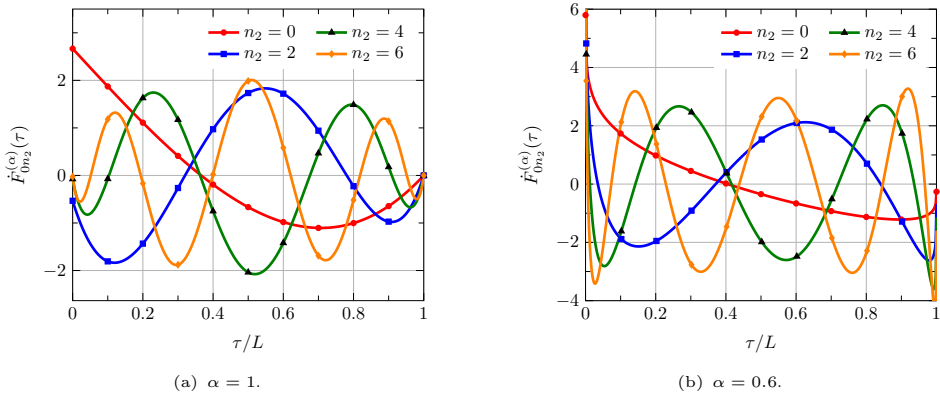


Figura D.2: Función de convolución $\dot{F}_{n_1 n_2}^{(\alpha)}(\tau)$ entre la derivada de la distribución longitudinal $f_{n_1}^{(\alpha)}(\zeta')$ y la derivada de $f_{n_2}^{(\alpha)}(\zeta')$ para $n_1 = 0$ y diferentes valores de n_2 .

Una posible solución al problema consiste en multiplicar la función de convolución por una función peso, que elimine la pendiente infinita en sus extremos. Para los mismos casos de la Fig. D.2, ahora en la Fig. D.3 se representa dicha función rectificadora, en concreto $\dot{F}_{n_1 n_2}^{(\alpha)}(\tau) \sin(\pi\tau/L)$. Se puede observar como tal función, tanto en el caso de $\alpha = 1$ como $\alpha = 0.6$, presenta un comportamiento suave, siendo ya idónea para su muestreo, almacenamiento e interpolación.

Por último, el caso de la convolución en la dimensión transversal $H_{m_1 m_2}^{(\beta)}(\nu)$ manifiesta la misma dificultad que la función $\dot{F}_{n_1 n_2}^{(\alpha)}(\tau)$, debido a sus singularidades en los extremos de-

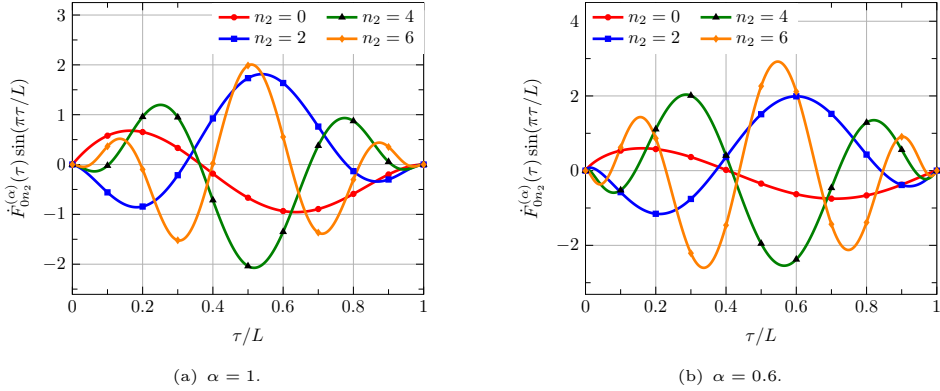


Figura D.3: Función $\dot{F}_{n_1 n_2}^{(\alpha)}(\tau) \sin(\pi\tau/L)$ para $n_1 = 0$ y diferentes valores de n_2 .

pendiendo aquí del valor de β . La forma de proceder es idéntica al caso anterior, trabajando ahora con la función $H_{m_1 m_2}^{(\beta)}(\nu) \sin(\pi\nu/w)$ para su muestreo, almacenamiento e interpolación. Los resultados relativos a esta función no se enseñan ya que son muy similares a los representados en la Fig. D.3.

En lo relativo al tratamiento de la singularidad de la función de Green, las funciones base polinómicas requieren cambiar completamente de estrategia, debido al carácter numérico de las funciones de convolución. Las funciones base tratadas anteriormente presentaban convoluciones analíticas, lo que permitía extraer la singularidad e integrarla, dando como resultado una expresión cerrada. Además, tampoco es posible en este caso obtener la serie de Taylor del integrando en el origen, como con las funciones sinusoidales, ya que la pendiente de la convolución en ambas direcciones puede ser infinita en dicho punto.

Para explicar la estrategia seguida, se toma como base el cálculo de la parte del potencial escalar de la admitancia Y_{ji}^Ψ , entre la función base fuente definida por $f_i(\zeta') = f_{n_i}^{(\alpha)}$ y $g_i(\xi') = g_{n_i}^{(\beta)}$ y la destino definida por $f_j(\zeta') = f_{n_j}^{(\alpha)}$ y $g_j(\xi') = g_{n_j}^{(\beta)}$, según la ecuación (2.4). Este caso supone la peor situación, debido a que la función de convolución presenta pendientes infinitas en los extremos de ambas dimensiones si $\alpha < 1$ y $\beta < 0$. Por esta razón, primero es conveniente realizar un cambio de variable que suavice dicho comportamiento y permita aplicar una cuadratura numérica eficiente. La admitancia a calcular se escribiría de la siguiente forma:

$$Y_{ji}^\Psi = \frac{1}{j\omega} \int_{\tau} \int_{\nu} \dot{F}_{ji} H_{ji} K^\Psi d\nu d\tau = \frac{1}{j\omega} \frac{Lw}{4} \int_{\bar{\tau}} \int_{\bar{\nu}} \dot{F}_{ji} H_{ji} K^\Psi \cos \bar{\nu} \cos \bar{\tau} d\bar{\nu} d\bar{\tau} \quad (\text{D.22})$$

donde \dot{F}_{ji} y H_{ji} son las funciones de convolución en ambas dimensiones y K^Ψ la función de Green del potencial. La dependencia de estas funciones con su variable ha sido omitida para facilitar la lectura. El cambio de variable $(\nu, \tau) \rightarrow (\bar{\nu}, \bar{\tau})$ realizado en (D.22) es:

$$\begin{aligned} \sin \bar{\nu} &= 2\nu/w - 1 \\ \sin \bar{\tau} &= 2\tau/L - 1 \end{aligned} \quad (\text{D.23})$$

Mediante este cambio se consigue eliminar el comportamiento abrupto de las funciones de convolución en los extremos del intervalo de integración. De este modo el dominio de integración original $\tau \in [0, L]$ se convierte en $\bar{\tau} \in [-\pi/2, \pi/2]$ mientras que el intervalo $\nu \in [0, w]$ pasa a $\bar{\nu} \in [-\pi/2, \pi/2]$. A pesar de este cambio de variable, queda pendiente la

extracción de la singularidad de la función de Green, que se lleva a cabo de la siguiente forma:

$$Y_{ji}^{\Psi} = \frac{1}{j\omega} \frac{Lw}{4} \int_{\bar{\tau}} \int_{\bar{\nu}} \dot{F}_{ji} H_{ji} \left(K^{\Psi} - K^{\Psi(0)} \right) \cos \bar{\nu} \cos \bar{\tau} d\bar{\nu} d\bar{\tau} + Y_{ji}^{\Psi(0)} \quad (\text{D.24})$$

donde $K^{\Psi(0)}$ es el término singular de la función K^{Ψ} , que corresponderá a una de las expresiones (D.9)-(D.13) vistas anteriormente. La regularización del integrando permite aplicar una cuadratura eficiente de la integral doble que aparece en la expresión (D.24). El término $Y_{ji}^{\Psi(0)}$, por otra parte, corresponde con la contribución de la singularidad de la función de Green a la admitancia calculada:

$$Y_{ji}^{\Psi(0)} = \frac{1}{j\omega} \frac{Lw}{4} \int_{\bar{\tau}} \int_{\bar{\nu}} \dot{F}_{ji} H_{ji} K^{\Psi(0)} \cos \bar{\nu} \cos \bar{\tau} d\bar{\nu} d\bar{\tau} \quad (\text{D.25})$$

A diferencia de las funciones base contempladas anteriormente, la esencia numérica de las funciones \dot{F}_{ji} y H_{ji} hace que no exista una expresión analítica general de la integral (D.25). No obstante, el carácter débil de la singularidad situada en el punto $(\bar{\tau}, \bar{\nu}) = (-\pi/2, -\pi/2)$ posibilita la aplicación un cambio de variable que la cancele. Como resultado, el integrando en (D.25) se regulariza, pudiendo emplear una cuadratura numérica eficiente para su cálculo. En este caso se ha optado por la transformación Lachat-Watson [176], apta para dominios rectangulares, y empleada mayoritariamente en el Método de Elementos Finitos. Aunque esta transformación se podría aplicar directamente sobre la admitancia total (D.22), es preferible extraer la singularidad como en (D.24), para así independizar el resultado de la función de Green involucrada. Con ello se pretende ahorrar en número de evaluaciones de la función de Green, ya que el cálculo de la integral (D.25) requiere en general de un mayor número de puntos de cuadratura que la integral en (D.24).

Referencias

- [1] G. Berretta, “Ka band applications and services from dream to reality: The ka-sat program,” in *16th Ka and Broadband Communications Conference*, 2010, pp. 1–6.
- [2] C. Balanis, *Antenna theory*. Wiley New York, 1997.
- [3] R. Elliott, I. of Electrical, and E. Engineers, *Antenna theory and design*. Prentice-Hall, 1981.
- [4] J. Volakis, R. Johnson, and H. Jasik, *Antenna engineering handbook*. McGraw-Hill New York, 2007.
- [5] D. Pozar and D. Schaubert, *Microstrip antennas: the analysis and design of microstrip antennas and arrays*. Wiley-IEEE Press, 1995.
- [6] EM Software & Systems S. A. (Pty) Ltd., “FEKO field computations involving bodies of arbitrary shape,” July 2008, Suite 5.4, Stellenbosch, South Africa.
- [7] A. Corporation, “HFSS (high frequency structural simulator),” 2009, Suite v11, Pittsburgh (PA), USA.
- [8] C. C. S. Technology, “CST studio suite,” 2009, Suite 2009, Germany.
- [9] E. K. Chong and S. H. Zak, *An introduction to optimization*. Wiley-interscience, 2004.
- [10] Y. Rahmat-Samii and E. Michielssen, *Electromagnetic optimization by genetic algorithms*. J. Wiley, 1999.
- [11] C. Christodoulou and M. Georgiopoulos, *Applications of neural networks in electromagnetics*. Artech House, Inc., 2000.
- [12] I.-J. Chen, C.-S. Huang, and P. Hsu, “Circularly polarized patch antenna array fed by coplanar waveguide,” *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, vol. 52, no. 6, pp. 1607–1609, 2004.
- [13] H. Miyashita and T. Katagi, “Radial line planar monopulse antenna,” *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, vol. 44, no. 8, pp. 1158–1165, 1996.
- [14] M. Ferez, P. R. Fernandez, J. L. M. Campos, and J. L. F. Jambrina, “Monopulse waveguide patch array antenna in 37 ghz band,” in *Electrotechnical Conference, 2006. MELECON 2006. IEEE Mediterranean*. IEEE, 2006, pp. 324–327.
- [15] J. Huang, “Microstrip reflectarray,” in *Antennas and Propagation Society International Symposium, 1991. AP-S. Digest*. IEEE, 1991, pp. 612–615.

- [16] D. M. Pozar, S. D. Targonski, and H. Syrigos, "Design of millimeter wave microstrip reflectarrays," *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, vol. 45, no. 2, pp. 287–296, 1997.
- [17] J. A. Encinar, L. S. Datashvili, J. A. Zornoza, M. Arrebola, M. Sierra-Castañer, J. L. Besada-Sanmartín, H. Baier, and H. Legay, "Dual-polarization dual-coverage reflectarray for space applications," *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, vol. 54, no. 10, pp. 2827–2837, 2006.
- [18] J. A. Encinar and J. A. Zornoza, "Three-layer printed reflectarrays for contoured beam space applications," *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, vol. 52, no. 5, pp. 1138–1148, 2004.
- [19] D. Pilz and W. Menzel, "Folded reflectarray antenna," *Electronics Letters*, vol. 34, no. 9, pp. 832–833, 1998.
- [20] W. Getsinger, "Elliptically polarized leaky-wave array," *Antennas and Propagation, IRE Transactions on*, vol. 10, no. 2, pp. 165–171, 1962.
- [21] H. Y. Yee, "The design of large waveguide arrays of shunt slots," *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, vol. 40, no. 7, pp. 775–781, 1992.
- [22] S. R. Rengarajan, M. S. Zawadzki, and R. E. Hodges, "Design, analysis, and development of a large ka-band slot array for digital beam-forming application," *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, vol. 57, no. 10, pp. 3103–3109, 2009.
- [23] S. R. Rengarajan and G. Shaw, "Accurate characterization of coupling junctions in waveguide-fed planar slot arrays," *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, vol. 42, no. 12, pp. 2239–2248, 1994.
- [24] C. Peterson and S. Rengarajan, "Rigorous analysis of weakly excited broadwall slots," *Electronics Letters*, vol. 30, no. 12, pp. 921–922, 1994.
- [25] S. R. Rengarajan, "Higher order mode coupling effects in the feeding waveguide of a planar slot array," *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, vol. 39, no. 7, pp. 1219–1223, 1991.
- [26] G. Casula and G. Mazzarella, "A direct computation of the frequency response of planar waveguide slot arrays," *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, vol. 52, no. 7, pp. 1909–1912, 2004.
- [27] G. Mazzarella and G. Montisci, "Accurate modeling of coupling junctions in dielectric covered waveguide slot arrays," *Progress In Electromagnetics Research M*, vol. 17, pp. 59–71, 2011.
- [28] G. Montisci and G. Mazzarella, "Effect of the longitudinal component of the aperture electric field on the analysis of waveguide longitudinal slots," *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, vol. 59, no. 11, pp. 4334–4337, 2011.
- [29] S. R. Rengarajan, "An optimization procedure for including the higher order mode coupling between coupling slots in the design of a planar slot array," *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*, no. 7, pp. 785–787, 2008.
- [30] G. Montisci, "Design of circularly polarized waveguide slot linear arrays," *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, vol. 54, no. 10, pp. 3025–3029, 2006.

- [31] I. Montesinos-Ortego, M. Zhang, M. Sierra-Perez, J. Hirokawa, and M. Ando, "Systematic design methodology for one-dimensional compound slot-arrays combining method of moments, equivalent circuit model and forward matching procedure," *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, vol. 61, no. 1, pp. 453–458, 2013.
- [32] M. Ando, K. Sakurai, and N. Goto, "Characteristics of a radial line slot antenna for 12 ghz band satellite tv reception," *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, vol. 34, no. 10, pp. 1269–1272, 1986.
- [33] K. Sakakibara, J. Hirokawa, M. Ando, and N. Goto, "High-gain and high-efficiency single-layer slotted waveguide array for use in 22 ghz band," *Electronics Letters*, vol. 32, no. 4, pp. 283–284, 1996.
- [34] Y. Kimura, Y. Miura, T. Shirosaki, T. Taniguchi, Y. Kazama, J. Hirokawa, M. Ando, and T. Shirouzu, "A low-cost and very compact wireless terminal integrated on the back of a waveguide planar array for 26 ghz band fixed wireless access (fwa) systems," *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, vol. 53, no. 8, pp. 2456–2463, 2005.
- [35] A. Akiyama, T. Yamamoto, J. Hirokawa, M. Ando, E. Takeda, and Y. Arai, "High gain radial line slot antennas for millimetre wave applications," in *Microwaves, Antennas and Propagation, IEE Proceedings*, vol. 147, no. 2. IET, 2000, pp. 134–138.
- [36] J. Hirokawa and M. Ando, "Efficiency of 76-ghz post-wall waveguide-fed parallel-plate slot arrays," *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, vol. 48, no. 11, pp. 1742–1745, 2000.
- [37] J. Hirokawa, M. Ando, N. Goto, N. Takahashi, T. Ojima, and M. Uematsu, "A low-profile single-layer leaky wave slotted waveguide array for mobile dbs reception," in *Antennas and Propagation Society International Symposium, 1993. AP-S. Digest. IEEE*, 1993, pp. 132–135.
- [38] Y. Kimura, K. Fukazawa, and J. Hirokawa, "Low sidelobe single-layer slotted waveguide arrays at 76 ghz band," *IEICE transactions on communications*, vol. 84, no. 9, pp. 2377–2386, 2001.
- [39] J. Hirokawa, M. Ando, N. Goto, N. Takahashi, T. Ojima, and M. Uematsu, "A single-layer slotted leaky waveguide array antenna for mobile reception of direct broadcast from satellite," *Vehicular Technology, IEEE Transactions on*, vol. 44, no. 4, pp. 749–755, 1995.
- [40] A. Simmons, "Circularly polarized slot radiators," *Antennas and Propagation, IRE Transactions on*, vol. 5, no. 1, pp. 31–36, 1957.
- [41] K. Sakakibara, Y. Kimura, J. Hirokawa, M. Ando, and N. Goto, "A two-beam slotted leaky waveguide array for mobile reception of dual-polarization dbs," *Vehicular Technology, IEEE Transactions on*, vol. 48, no. 1, pp. 1–7, 1999.
- [42] K.-S. Min, J. Hirokawa, K. Sakurai, M. Ando, and N. Goto, "Single-layer dipole array for linear-to-circular polarisation conversion of slotted waveguide array," in *Microwaves, Antennas and Propagation, IEE Proceedings*, vol. 143, no. 3. IET, 1996, pp. 211–216.
- [43] K.-S. Min, J. Hirokawa, K. Sakurai, M. Ando, N. Goto, and Y. Hara, "A circularly polarized waveguide narrow-wall slot array using a single layer polarization converter," in *Antennas and Propagation Society International Symposium, 1996. AP-S. Digest*, vol. 2. IEEE, 1996, pp. 1004–1007.

- [44] K.-S. Min, J. Hirokawa, M. Ando, and N. Goto, "U-shaped slots for circularly polarized slotted waveguide array," in *Antennas and Propagation Society International Symposium, 1995. AP-S. Digest*, vol. 3. IEEE, 1995, pp. 1434–1437.
- [45] F. F. He, K. Wu, W. Hong, L. Han, and X.-P. Chen, "Low-cost 60-ghz smart antenna receiver subsystem based on substrate integrated waveguide technology," *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, vol. 60, no. 4, pp. 1156–1165, 2012.
- [46] Y. J. Cheng, W. Hong, and K. Wu, "94 ghz substrate integrated monopulse antenna array," *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, vol. 60, no. 1, pp. 121–129, 2012.
- [47] S. Park, Y. Okajima, J. Hirokawa, and M. Ando, "A slotted post-wall waveguide array with interdigital structure for 45 linear and dual polarization," *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, vol. 53, no. 9, pp. 2865–2871, 2005.
- [48] M. Sierra-Castañer, M. Vera-Isasa, M. Sierra-Pérez, and J. L. Fernandez-Jambrina, "Double-beam parallel-plate slot antenna," *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, vol. 53, no. 3, pp. 977–984, 2005.
- [49] J. Hirokawa, M. Ando, and N. Goto, "Waveguide-fed parallel plate slot array antenna," *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, vol. 40, no. 2, pp. 218–223, 1992.
- [50] J. Masa-Campos, S. Klinger, and M. Sierra-Pérez, "Parallel plate patch antenna with internal rectangular coupling patches and te;formula formulatype=," *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, vol. 57, no. 7, pp. 2185–2189, 2009.
- [51] M. Ando, K. Sakurai, N. Goto, K. Arimura, and Y. Ito, "A radial line slot antenna for 12 ghz satellite tv reception," *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, vol. 33, no. 12, pp. 1347–1353, 1985.
- [52] M. Ando, S. Ito, K. Sakurai, and N. Goto, "Suppression of reflection in a radial line slot antenna for 12 ghz band satellite tv reception," in *Antennas and Propagation Society International Symposium, 1987*, vol. 25, 1987, pp. 898–901.
- [53] J. Hirokawa, M. Ando, and N. Goto, "Analysis of slot coupling in a radial line slot antenna for dbs reception," in *Microwaves, Antennas and Propagation, IEE Proceedings H*, vol. 137, no. 5. IET, 1990, pp. 249–254.
- [54] M. Takahashi, J.-I. Takada, M. Ando, and N. Goto, "A slot design for uniform aperture field distribution in single-layered radial line slot antennas," *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, vol. 39, no. 7, pp. 954–959, 1991.
- [55] M. Ando, M. Takahashi, J. Takada, and N. Goto, "Characteristics of radial line slot antennas for dbs reception," in *Antennas and Propagation Society International Symposium, 1991. AP-S. Digest*. IEEE, 1991, pp. 936–939.
- [56] T. Yamamoto, M. Ando, N. Goto, and M. Takahashi, "Application of radial line slot antenna to millimeter-wave systems at 60 ghz band," in *Antennas and Propagation Society International Symposium, 1996. AP-S. Digest*, vol. 1. IEEE, 1996, pp. 62–65.
- [57] M. Sierra, J. Redoli, M. Vera, and A. Pino, "Design and analysis of slot array antennas on a radial feed line," in *Antennas and Propagation Society International Symposium, 1995. AP-S. Digest*, vol. 1. IEEE, 1995, pp. 362–365.

- [58] M. Takahashi, M. Ando, N. Goto, Y. Numano, M. Suzuki, Y. Okazaki, and T. Yoshimoto, "Dual circularly polarized radial line slot antennas," *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, vol. 43, no. 8, pp. 874–876, 1995.
- [59] S. Hosono, J. Hirokawa, and A. Hiroyuki, "A rotating mode radial line slot antenna fed by a cavity resonator," *IEICE transactions on communications*, vol. 78, no. 3, pp. 407–413, 1995.
- [60] M. Ando, M. Ueno, N. Goto, N. Yoshida, T. Yoshimoto, and M. Suzuki, "A very small aperture concentric array radial line slot antenna," in *Antennas and Propagation Society International Symposium, 1995. AP-S. Digest.* IEEE, 1995, pp. 407–413.
- [61] R. Jin, H. Zhu, and M. Ando, "A feeding circuit with cpw for ca-rlsa," *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, vol. 49, no. 12, pp. 1862–1867, 2001.
- [62] A. Akiyama, J. Hirokawa, and M. Ando, "Aperture coupled planar feed circuits for a rotating-mode radial line slot antenna," in *Microwave Conference, 2000 Asia-Pacific.* IEEE, 2000, pp. 46–49.
- [63] S. Kaoru, A. Akiyama, and J. Hirokawa, "A millimeter-wave radial line slot antenna fed by a rectangular waveguide through a ring slot," *IEICE transactions on electronics*, vol. 84, no. 10, pp. 1521–1527, 2001.
- [64] K. Sudo, T. Hirano, J. Hirokawa, and M. Ando, "Excitation of a rotating mode in a radial waveguide by a cross slot-coupled rectangular waveguide," in *Antennas and Propagation Society International Symposium, 2002. IEEE*, vol. 3. IEEE, 2002, pp. 412–415.
- [65] A. Akiyama, T. Yamamoto, M. Ando, and N. Goto, "Numerical optimisation of slot parameters for a concentric array radial line slot antenna," in *Microwaves, Antennas and Propagation, IEE Proceedings*, vol. 145, no. 2. IET, 1998, pp. 141–146.
- [66] A. Akiyama, T. Yamamoto, M. Ando, and E. Takeda, "Conical beam radial line slot antennas for 60 ghz band wireless lan," in *Antennas and Propagation Society International Symposium, 1998. IEEE*, vol. 3. IEEE, 1998, pp. 1421–1424.
- [67] M. Sierra-Castañer, M. Sierra-Pérez, M. Vera-Isasa, and J. L. Fernández-Jambrina, "Low-cost monopulse radial line slot antenna," *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, vol. 51, no. 2, pp. 256–263, 2003.
- [68] T. Yamamoto, M. Takahashi, M. Ando, and N. Goto, "Measured performances of a wide band radial line slot antenna," in *Antennas and Propagation Society International Symposium, 1994. AP-S. Digest*, vol. 3. IEEE, 1994, pp. 2204–2207.
- [69] T. Yamamoto, M. Ando, and N. Goto, "A concentric array wide-band radial line slot antenna with matching terminating slots," in *Antennas and Propagation Society International Symposium, 1995. AP-S. Digest*, vol. 4. IEEE, 1995, pp. 1990–1993.
- [70] J.-i. Takada, A. Tanisho, K. Ito, and M. Ando, "Circularly polarised conical beam radial line slot antenna," *Electronics Letters*, vol. 30, no. 21, pp. 1729–1730, 1994.
- [71] M. Ando, T. Numata, J.-I. Takada, and N. Goto, "A linearly polarized radial line slot antenna," *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, vol. 36, no. 12, pp. 1675–1680, 1988.

- [72] J.-i. Takada, M. Ando, and N. Goto, "A reflection cancelling slot set in a linearly polarized radial line slot antenna," *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, vol. 40, no. 4, pp. 433–438, 1992.
- [73] P. W. Davis and M. E. Bialkowski, "Experimental investigations into a linearly polarized radial slot antenna for dbs tv in australia," *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, vol. 45, no. 7, pp. 1123–1129, 1997.
- [74] J.-i. Takada, T. Tanahashi, K. Ito, and M. Ando, "A dual beam linearly-polarized radial line slot antenna," in *Antennas and Propagation Society International Symposium, 1993. AP-S. Digest*. IEEE, 1993, pp. 1624–1627.
- [75] P. W. Davis and M. E. Bialkowski, "The performance of a linearly polarised rlsa antenna for different beam squint angles," in *Microwave Conference Proceedings, 1997. APMC'97, 1997 Asia-Pacific*. IEEE, 1997, pp. 653–656.
- [76] P. Davis and M. Bialkowski, "Comparing beam squinting and reflection cancelling slot methods for return loss improvement in rlsa antennas," in *Antennas and Propagation Society International Symposium, 1997. IEEE., 1997 Digest*, vol. 3. IEEE, 1997, pp. 1938–1941.
- [77] P. W. Davis and M. E. Bialkowski, "Linearly polarized radial-line slot-array antennas with improved return-loss performance," *Antennas and Propagation Magazine, IEEE*, vol. 41, no. 1, pp. 52–61, 1999.
- [78] P. Davis and M. Bialkowski, "Beam synthesis in linearly polarized radial line slot array antennas," in *Antennas and Propagation Society International Symposium, 2000. IEEE*, vol. 1. IEEE, 2000, pp. 94–97.
- [79] M. E. Bialkowski and P. W. Davis, "Design and development of a radial line slot array antenna of arbitrary polarisation," in *Microwave Conference, 2000 Asia-Pacific*. IEEE, 2000, pp. 13–16.
- [80] H. Sasazawa, Y. Oshima, K. Sakurai, M. Ando, and N. Goto, "Slot coupling in a radial line slot antenna for 12-ghz band satellite tv reception," *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, vol. 36, no. 9, pp. 1221–1226, 1988.
- [81] T. Yamamoto, J. Hirokawa, and M. Ando, "A full-wave analysis of small aperture radial line slot antennas with circular short wall," in *Antennas and Propagation Society International Symposium, 1998. IEEE*, vol. 2. IEEE, 1998, pp. 1188–1191.
- [82] K. Sudo, J. Hirokawa, M. Ando, and M. Sierra-Castaner, "Full-model analysis of a radial line slot antenna including the feeder and improvement of aperture field uniformity by shift of position of each slot pair in the radial direction," in *Antennas and Propagation Society International Symposium, 2004. IEEE*, vol. 3. IEEE, 2004, pp. 2349–2352.
- [83] M. Albani, G. La Cono, R. Gardelli, and A. Freni, "An efficient full-wave method of moments analysis for rlsa antennas," *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, vol. 54, no. 8, pp. 2326–2336, 2006.
- [84] M. Albani, A. Mazzinghi, and A. Freni, "Asymptotic approximation of mutual admittance involved in mom analysis of rlsa antennas," *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, vol. 57, no. 4, pp. 1057–1063, 2009.

- [85] A. Mazzinghi, A. Freni, and M. Albani, "Influence of the finite slot thickness on rlsa antenna design," *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, vol. 58, no. 1, pp. 215–218, 2010.
- [86] M. Albani, A. Mazzinghi, and A. Freni, "Rigorous mom analysis of finite conductivity effects in rlsa antennas," *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, vol. 59, no. 11, pp. 4023–4032, 2011.
- [87] —, "Automatic design of cp-rlsa antennas," *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, vol. 60, no. 12, pp. 5538–5547, 2012.
- [88] J. R. Mosig, "Arbitrarily shaped microstrip structures and their analysis with a mixed potential integral equation," *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, vol. 36, no. 2, pp. 314–323, 1988.
- [89] D. Jackson and N. Alexopoulos, "Analysis of planar strip geometries in a substrate-superstrate configuration," *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, vol. 34, no. 12, pp. 1430–1438, 1986.
- [90] N. K. Das and D. M. Pozar, "A generalized spectral-domain green's function for multilayer dielectric substrates with application to multilayer transmission lines," *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, vol. 35, no. 3, pp. 326–335, 1987.
- [91] J. R. Mosig and F. E. Gardiol, "A dynamical radiation model for microstrip structures," *Advances in electronics and electron physics*, vol. 59, pp. 139–237, 1982.
- [92] J. Mosig and F. Gardiol, "Analytical and numerical techniques in the green's function treatment of microstrip antennas and scatterers," *Microwaves, Optics and Antennas, IEE Proceedings H*, vol. 130, no. 2, pp. 175–182, 1983.
- [93] —, "General integral equation formulation for microstrip antennas and scatterers," in *Microwaves, Antennas and Propagation, IEE Proceedings H*, vol. 132, no. 7. IET, 1985, pp. 424–432.
- [94] K. Michalski, "On the scalar potential of a point charge associated with a time-harmonic dipole in a layered medium," *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, vol. 35, no. 11, pp. 1299–1301, 1987.
- [95] J. R. Mosig, "Integral equation technique," pp. 133–213, 1989.
- [96] K. A. Michalski, "The mixed-potential electric field integral equation for objects in layered media," *Archiv Elektronik und Uebertragungstechnik*, vol. 39, pp. 317–322, 1985.
- [97] K. A. Michalski and D. Zheng, "Electromagnetic scattering and radiation by surfaces of arbitrary shape in layered media. i. theory," *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, vol. 38, no. 3, pp. 335–344, 1990.
- [98] —, "Rigorous analysis of open microstrip lines, of arbitrary cross section in bound and leaky regimes," *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, vol. 37, no. 12, pp. 2005–2010, 1989.
- [99] D. Zheng and K. Michalski, "Analysis of coaxially fed microstrip antennas of arbitrary shape with thick substrates," *Journal of electromagnetic waves and applications*, vol. 5, no. 12, pp. 1303–1327, 1991.

- [100] K. A. Michalski and D. Zheng, "Analysis of microstrip resonators of arbitrary shape," *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, vol. 40, no. 1, pp. 112–119, 1992.
- [101] D. R. Wilton, "Review of current status and trends in the use of integral equations in computational electromagnetics," *Electromagnetics*, vol. 12, no. 3-4, pp. 287–341, 1992.
- [102] R. Harrington and J. Mautz, "A generalized network formulation for aperture problems," *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, vol. 24, no. 6, pp. 870–873, 1976.
- [103] G. Stern and R. Elliott, "Resonant length of longitudinal slots and validity of circuit representation: Theory and experiment," *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, vol. 33, no. 11, pp. 1264–1271, 1985.
- [104] M. Abramowitz and I. A. Stegun, *Handbook of mathematical functions: with formulas, graphs, and mathematical tables*. Dover publications, 1965, vol. 55.
- [105] R. Harrington and J. Mautz, "Theory of characteristic modes for conducting bodies," *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, vol. 19, no. 5, pp. 622–628, 1971.
- [106] R. J. Garbacz and R. Turpin, "A generalized expansion for radiated and scattered fields," *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, vol. 19, no. 3, pp. 348–358, 1971.
- [107] M. Cabedo-Fabres, E. Antonino-Daviu, A. Valero-Nogueira, and M. F. Bataller, "The theory of characteristic modes revisited: A contribution to the design of antennas for modern applications," *Antennas and Propagation Magazine, IEEE*, vol. 49, no. 5, pp. 52–68, 2007.
- [108] C. A. Balanis, *Advanced engineering electromagnetics*. Wiley New York, 1989, vol. 205.
- [109] J. R. Mosig, "Scattering by arbitrarily-shaped slots in thick conducting screens: an approximate solution," *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, vol. 52, no. 8, pp. 2109–2117, 2004.
- [110] B. Tomasic and A. Hessel, "Electric and magnetic current sources in the parallel plate waveguide," *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, vol. 35, no. 11, pp. 1307–1310, 1987.
- [111] A. Valero-Nogueira, J. I. Herranz, E. Antonino, and M. Cabedo-Fabres, "Linearly polarized radial line slot array antenna with wideband return loss performance using a multisleeve coaxial transition," *Antennas and Wireless Propagation Letters, IEEE*, vol. 3, no. 1, pp. 348–350, 2004.
- [112] W. H. Press, S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling, and B. P. Flannery, "Numerical recipes in c: The art of scientific computing, 994 pp," *Cambridge U. Press, New York, NY*, 1992.
- [113] E. Suter and J. R. Mosig, "A subdomain multilevel approach for the efficient mom analysis of large planar antennas," *Microwave and Optical Technology Letters*, vol. 26, no. 4, pp. 270–277, 2000.

- [114] D. Gonzalez Ovejero, F. Mesa, and C. Craeye, “Accelerated macro basis functions analysis of finite printed antenna arrays through 2d and 3d multipole expansions,” *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, vol. 61, no. 2, pp. 707–717, 2013.
- [115] R. Maaskant, R. Mittra, and A. Tjihuis, “Fast analysis of large antenna arrays using the characteristic basis function method and the adaptive cross approximation algorithm,” *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, vol. 56, no. 11, pp. 3440–3451, 2008.
- [116] D. Tonungrueng and E. H. Newman, “The multiple sweep method of moments (msmm) analysis of electrically large bodies,” *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, vol. 45, no. 8, pp. 1252–1258, 1997.
- [117] A. Ludwig, “The definition of cross polarization,” *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, vol. 21, no. 1, pp. 116–119, 1973.
- [118] M. Dich, “Accurate determination of antenna directivity,” *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, vol. 45, no. 10, pp. 1502–1505, 1997.
- [119] F. Jay, J. Goetz, and D. Ashcroft, *IEEE standard dictionary of electrical and electronics terms*. Ieee New York, 1984.
- [120] R. C. Johnson, H. A. Ecker, and J. S. Hollis, “Determination of far-field antenna patterns from near-field measurements,” *Proceedings of the IEEE*, vol. 61, no. 12, pp. 1668–1694, 1973.
- [121] F. F. Kuo and J. F. Kaiser, *System analysis by digital computer*. Wiley, 1966.
- [122] A. Stevenson, “Theory of slots in rectangular wave-guides,” *Journal of Applied Physics*, vol. 19, no. 1, pp. 24–38, 1948.
- [123] R. Stegen, “Slot radiators and arrays at x-band,” *Antennas and Propagation, Transactions of the IRE Professional Group on*, vol. 1, no. 1, pp. 62–84, 1952.
- [124] A. Oliner, “The impedance properties of narrow radiating slots in the broad face of rectangular waveguide: Part i—theory,” *Antennas and Propagation, IRE Transactions on*, vol. 5, no. 1, pp. 4–11, 1957.
- [125] T. Vu Khac and C. Carson, “Impedance properties of a longitudinal slot antenna in the broad face of a rectangular waveguide,” *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, vol. 21, no. 5, pp. 708–710, 1973.
- [126] R. Elliott and L. Kurtz, “The design of small slot arrays,” *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, vol. 26, no. 2, pp. 214–219, 1978.
- [127] D. Shanks, “Non-linear transformations of divergent and slowly convergent sequences.” Ph.D. dissertation, University of Maryland, College Park., 1954.
- [128] S. R. Rengarajan and A. Derneryd, “Improved scattering model for weak broad-wall slots,” *Microwave and Optical Technology Letters*, vol. 6, no. 8, pp. 504–507, 1993.
- [129] R. Hansen, “Focal region characteristics of focused array antennas,” *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, vol. 33, no. 12, pp. 1328–1337, 1985.
- [130] R. S. Elliott, “An improved design procedure for small arrays of shunt slots,” *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, vol. 31, no. 1, pp. 48–53, 1983.

- [131] P. Rodriguez-Fernandez, J. Masa-Campos, M. Sierra-Perez, and J. Jambrina, "Monopulse waveguide patch array antenna in 37 ghz band," in *Antennas and Propagation Society International Symposium, 2005 IEEE*, vol. 3. IEEE, 2005, pp. 687–690.
- [132] K. Itoh and T. Adachi, "Novel circularly polarized antennas combining a slot with parasitic dipoles," in *Antennas and Propagation Society International Symposium, 1980*, vol. 18. IEEE, 1980, pp. 52–55.
- [133] J. A. Nelder and R. Mead, "A simplex method for function minimization," *The computer journal*, vol. 7, no. 4, pp. 308–313, 1965.
- [134] J. Hirokawa and M. Ando, "Planar waveguide-type slot arrays," *Advanced Millimeter-Wave Technologies: Antennas, Packaging and Circuits*, pp. 233–294, 2009.
- [135] E. Rajo-Iglesias and P.-S. Kildal, "Groove gap waveguide: A rectangular waveguide between contactless metal plates enabled by parallel-plate cut-off," in *Antennas and Propagation (EuCAP), 2010 Proceedings of the Fourth European Conference on*. IEEE, 2010, pp. 1–4.
- [136] V. Pla, A. Valero-Nogueira, J. Herranz, E. Alfonso, and V. Rodrigo, "Dual linearly polarized single-layer radial-line slot-array antenna," *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*, vol. 1, no. 5, pp. 120–122, 2006.
- [137] M. Ando, Y. Tsunemitsu, M. Zhang, J. Hirokawa, and S. Fujii, "Reduction of long line effects in single-layer slotted waveguide arrays with an embedded partially corporate feed," *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, vol. 58, no. 7, pp. 2275–2280, 2010.
- [138] D. Kim, J. Hirokawa, M. Ando, J. Takeuchi, and A. Hirata, "64 64-element and 32 32-element slot array antennas using double-layer hollow-waveguide corporate-feed in the 120 ghz band," *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, vol. 62, no. 3, pp. 1507–1512, 2014.
- [139] T. Tomura, Y. Miura, M. Zhang, J. Hirokawa, and M. Ando, "A 45 linearly polarized hollow-waveguide corporate-feed slot array antenna in the 60-ghz band," *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, vol. 60, no. 8, pp. 3640–3646, 2012.
- [140] K. A. Michalski and J. R. Mosig, "Multilayered media green's functions in integral equation formulations," *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, vol. 45, no. 3, pp. 508–519, 1997.
- [141] W. C. Chew, *Waves and fields in inhomogenous media*. IEEE press, 1995.
- [142] A. Sommerfeld, *Partial differential equations in physics*. Academic Press, 1949, vol. 6.
- [143] K. A. Michalski, "Extrapolation methods for sommerfeld integral tails," *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, vol. 46, no. 10, pp. 1405–1418, 1998.
- [144] Y. L. Chow, J. Yang, D. Fang, and G. Howard, "A closed-form spatial green's function for the thick microstrip substrate," *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, vol. 39, no. 3, pp. 588–592, 1991.
- [145] N. Shuley, R. Boix, F. Medina, and M. Horno, "On the fast approximation of green's functions in mpie formulations for planar layered media," *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, vol. 50, no. 9, pp. 2185–2192, 2002.

- [146] V. N. Kourkoulos and A. C. Cangellaris, “Accurate approximation of green’s functions in planar stratified media in terms of a finite sum of spherical and cylindrical waves,” *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, vol. 54, no. 5, pp. 1568–1576, 2006.
- [147] A. G. Polimeridis, T. V. Yioultsis, and T. D. Tsiboukis, “A robust method for the computation of green’s functions in stratified media,” *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, vol. 55, no. 7, pp. 1963–1969, 2007.
- [148] R. R. Boix, F. Mesa, and F. Medina, “Application of total least squares to the derivation of closed-form green’s functions for planar layered media,” *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, vol. 55, no. 2, pp. 268–280, 2007.
- [149] F. Mesa, R. R. Boix, and F. Medina, “Closed-form expressions of multilayered planar green’s functions that account for the continuous spectrum in the far field,” *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, vol. 56, no. 7, pp. 1601–1614, 2008.
- [150] R. R. Boix, A. L. Fructos, and F. Mesa, “Closed-form uniform asymptotic expansions of green’s functions in layered media,” *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, vol. 58, no. 9, pp. 2934–2945, 2010.
- [151] J. Mosig, “The weighted averages algorithm revisited,” *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, vol. 60, no. 4, pp. 2011–2018, 2012.
- [152] S.-A. Teo, S.-T. Chew, and M.-S. Leong, “Error analysis of the discrete complex image method and pole extraction,” *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, vol. 51, no. 2, pp. 406–413, 2003.
- [153] D. Fang, J. Yang, and G. Delisle, “Discrete image theory for horizontal electric dipoles in a multilayered medium,” in *Microwaves, Antennas and Propagation, IEE Proceedings H*, vol. 135, no. 5. IET, 1988, pp. 297–303.
- [154] M. Aksun, “A robust approach for the derivation of closed-form green’s functions,” *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, vol. 44, no. 5, pp. 651–658, 1996.
- [155] Y. Hua and T. K. Sarkar, “Generalized pencil-of-function method for extracting poles of an em system from its transient response,” *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, vol. 37, no. 2, pp. 229–234, 1989.
- [156] M. Yuan, T. K. Sarkar, and M. Salazar-Palma, “A direct discrete complex image method from the closed-form green’s functions in multilayered media,” *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, vol. 54, no. 3, pp. 1025–1032, 2006.
- [157] A. Alparslan, M. Aksun, and K. A. Michalski, “Closed-form green’s functions in planar layered media for all ranges and materials,” *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, vol. 58, no. 3, pp. 602–613, 2010.
- [158] E. P. Karabulut, A. T. Erdogan, and M. I. Aksun, “Discrete complex image method with automatic order selection,” *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, vol. 59, no. 10, pp. 2385–2393, 2011.
- [159] M. Aksun and G. Dural, “Clarification of issues on the closed-form green’s functions in stratified media,” *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, vol. 53, no. 11, pp. 3644–3653, 2005.

- [160] R. A. Kipp and C. Chan, "Complex image method for sources in bounded regions of multilayer structures," *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, vol. 42, no. 5, pp. 860–865, 1994.
- [161] M. Marin, S. Barkeshli, and P. H. Pathak, "Efficient analysis of planar microstrip geometries using a closed-form asymptotic representation of the grounded dielectric slab green's function," *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, vol. 37, no. 4, pp. 669–679, 1989.
- [162] S. Barkeshli, P. H. Pathak, and M. Marin, "An asymptotic closed-form microstrip surface green's function for the efficient moment method analysis of mutual coupling in microstrip antennas," *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, vol. 38, no. 9, pp. 1374–1383, 1990.
- [163] G. A. Somers and P. H. Pathak, "Efficient numerical and closed-form asymptotic representations of the dyadic aperture green's function for material-coated ground planes," *Radio science*, vol. 29, no. 2, pp. 465–481, 1994.
- [164] M. Marin and P. H. Pathak, "An asymptotic closed-form representation for the grounded double-layer surface green's function," *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, vol. 40, no. 11, pp. 1357–1366, 1992.
- [165] C. Chuang, P. Janpugdee, and P. Pathak, "Efficient asymptotic closed form evaluation of the mom impedance matrix for antennas and large antenna arrays in a grounded multilayered medium," in *IEEE USNC/URSI National Radio Science Meeting*, 1992.
- [166] J. R. Mosig and A. A. Melcón, "Green's functions in lossy layered media: Integration along the imaginary axis and asymptotic behavior," *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, vol. 51, no. 12, pp. 3200–3208, 2003.
- [167] N. Marcuvitz and L. B. Felsen, *Radiation and scattering of waves*. Artech House, Inc., 1973.
- [168] S.-A. Teo, M.-S. Leong, S.-T. Chew, and B.-L. Ooi, "Complete location of poles for thick lossy grounded dielectric slab," *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, vol. 50, no. 2, pp. 440–445, 2002.
- [169] R. Rodríguez-Berral, F. Mesa, and F. Medina, "Systematic and efficient root finder for computing the modal spectrum of planar layered waveguides," *International Journal of RF and Microwave Computer-Aided Engineering*, vol. 14, no. 1, pp. 73–83, 2004.
- [170] A. Polimeridis, T. Yioultsis, and T. Tsiboukis, "An efficient pole extraction technique for the computation of green's functions in stratified media using a sine transformation," *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, vol. 55, no. 1, pp. 227–229, 2007.
- [171] A. L. Fructos, R. R. Boix, R. Rodriguez-Berral, and F. Mesa, "Efficient determination of the poles and residues of spectral domain multilayered green's functions that are relevant in far-field calculations," *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, vol. 58, no. 1, pp. 218–222, 2010.
- [172] R. F. Harrington, "Time-harmonic electromagnetic fields," *New York: McGraw-Hill*, 1961.

- [173] G. W. Hanson and A. B. Yakovlev, *Operator theory for electromagnetics: an introduction*. Springer Verlag, 2002.
- [174] P. P. Ewald, “Die berechnung optischer und elektrostatischer gitterpotentiale,” *Annalen der Physik*, vol. 369, no. 3, pp. 253–287, 1921.
- [175] M.-J. Park and S. Nam, “Rapid summation of the green’s function for the rectangular waveguide,” *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, vol. 46, no. 12, pp. 2164–2166, 1998.
- [176] J. Lachat and J. Watson, “Effective numerical treatment of boundary integral equations: A formulation for three-dimensional elastostatics,” *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, vol. 10, no. 5, pp. 991–1005, 1976.

Referencias

Publicaciones y proyectos relacionados

Publicaciones en revistas indexadas

1. J. I. Herranz-Herruzo, A. Valero-Nogueira, and M. Ferrando-Bataller, "Optimization Technique for Linearly Polarized Radial-Line Slot-Array Antennas Using The Multiple Sweep Method of Moments," *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, vol. 52, no. 4, pp. 1015–1023, 2004.
2. A. Valero-Nogueira, J. I. Herranz-Herruzo, E. Antonino, and M. Cabedo-Fabres, "Linearly polarized radial line slot array antenna with wideband return loss performance using a multisleeve coaxial transition," *Antennas and Wireless Propagation Letters, IEEE*, vol. 3, no. 1, pp. 348–350, 2004.
3. V. Pla, A. Valero-Nogueira, J. I. Herranz-Herruzo, E. Alfonso, "Dual Linearly Polarized Single-Layer Radial-Line Slot-Array Antenna," *Antennas and Wireless Propagation Letters, IEEE*, vol. 1, no. 5, pp. 120–122, 2006.
4. J. I. Herranz-Herruzo, A. Valero-Nogueira, F. Vico, and V. M. Rodrigo, "Optimization of beam-tilted linearly polarized radial-line slot-array antennas," *Antennas and Wireless Propagation Letters, IEEE*, vol. 9, pp. 1165–1168, 2010.
5. J. I. Herranz-Herruzo, A. Valero-Nogueira, S. Martinez-Giner, and A. Vila-Jimenez, "Untilted Narrow-Wall Slots excited by Parasitic Dipoles in Groove-Gap Waveguide Technology," *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, vol. 63, no. 11, pp. 4759–4765, 2015.

Publicaciones en otras revistas

1. J. I. Herranz-Herruzo, A. Valero-Nogueira, E. Alfonso, M. Baquero, D. Sanchez-Escuderos, J. V. Balbastre, F. Vico, and B. Bernardo, "Optimized design of antenna systems for radar applications at 37 GHz," *WAVES*, vol. 2, pp. 106–115, 2010.

Participación en proyectos con empresas

1. Desarrollo de una antena de barrido electrónico vertical en bandas milimétricas y fabricación de tres prototipos, INDRA SISTEMAS, S.A., 2006.
2. Desarrollo de una antena pasiva en bandas milimétricas, INDRA SISTEMAS, S.A., 2007.
3. Estudio de viabilidad de una antena con capacidad de conmutación entre diagramas pincel y cosecante en el diagrama de elevación, INDRA SISTEMAS, S.A., 2010.

4. RF Design Study for the METOP-SG SCA antenna sub-system, EADS CASA ESPACIO, S.L., 2013.
5. Low cost and compact Ka-band mobile SATCOM terminal (LOCOMO), EUROPEAN SPACE AGENCY, 2013.
6. Diseño de una antena de banda X con ranuras en cara estrecha en guía rectangular WR-90, INDRA SISTEMAS, S.A., 2013.

Participación en patentes

1. R. Lenormand, J-F. David, J-L. Almeida, A. Valero-Nogueira, J. I. Herranz-Herruzo, "Directive mobile antenna with polarisation switching by moving radiant panels," EP2654126, 2013.
2. R. Lenormand, A. Hirsch, P. Martineau, A. Valero-Nogueira, P. Vicente, J-F. David, L. Labord, J. I. Herranz-Herruzo, "Directional mobile antenna with polarisation switching," EP2595245, 2013.

Publicaciones en congresos internacionales

1. J. I. Herranz-Herruzo, A. Valero-Nogueira, and M. Ferrando-Bataller, "Optimized design of linearly polarized radial-line slot-array antennas using multiple sweep method of moments," in *Antennas and Propagation Society International Symposium 2002, IEEE*, 2002, vol. 3, pp. 526–529.
2. J. I. Herranz-Herruzo, A. Valero-Nogueira, and M. Ferrando-Bataller, "Radial-line slot-array antenna loaded with parasitic strips for improved performance," in *Antennas and Propagation Society International Symposium 2003, IEEE*, 2003, vol. 4, pp. 676–679.
3. J. I. Herranz-Herruzo, A. Valero-Nogueira, and M. Ferrando-Bataller, "Efficient Hybrid method for the Analysis of Radial-Line Slot Arrays Loaded with Parasitic Strips," in *Progress In Electromagnetics Research Symposium 2004, PIERS*, 2004.
4. A. Valero-Nogueira, J. I. Herranz-Herruzo, M. Ferrando-Bataller, and E. Antonino-Daviu, "Radial-line slot-array antenna equivalent network model for fast design and optimization," in *Antennas and Propagation Society International Symposium 2004, IEEE*, 2004, vol. 1, pp. 535–538.
5. J. I. Herranz-Herruzo, A. Valero-Nogueira, M. Ferrando-Bataller, and M. Cabedo-Fabres, "Efficient full-wave analysis of large radial-line slot-array antennas loaded with parasitic strips," in *Antennas and Propagation Society International Symposium 2004, IEEE*, 2004, vol. 4, pp. 4467–4470.
6. J. I. Herranz-Herruzo, A. Valero-Nogueira, and M. Ferrando-Bataller, "New design of strip-loaded radial-line slot array antenna including weakly-coupled canceling slots," in *Antennas and Propagation Society International Symposium 2005, IEEE*, 2005, vol. 1, pp. 823–826.
7. V. Pla, A. Valero-Nogueira, J. I. Herranz-Herruzo, and E. Antonino, "Dual linearly polarized single layer radial-line slot-array antenna," in *Antennas and Propagation Society International Symposium 2005, IEEE*, 2005, vol. 4, pp. 1017–1020.

8. J. I. Herranz-Herruzo, A. Valero-Nogueira, E. Alfonso, and D. Sanchez-Escuderos, "New topologies of radial-line slot-dipole array antennas," in *Antennas and Propagation, 2006. EuCAP 2006. First European Conference on*, 2006, pp. 1–5.
9. J. I. Herranz-Herruzo, A. Valero-Nogueira, E. Alfonso, and V. M. Rodrigo, "Linearly-polarized radial-line slot-dipole array antenna without canceling elements," in *Antennas and Propagation Society International Symposium 2007, IEEE*, 2007, pp. 4296–4299.
10. D. Gonzalez-Ovejero, J. I. Herranz-Herruzo, A. Valero-Nogueira, and J. V. Balbastre-Tejedor, "Design of Radome-Covered Slot-Array Antennas Loaded with Parasitic Dipoles for Circular Polarization at Ka Band," in *The Second European Conference on Antennas and Propagation, EuCAP 2007*, 2007.
11. J. I. Herranz-Herruzo, M. Baquero, A. Valero-Nogueira, D. Sanchez, and J. V. Balbastre, "Optimized design of slotted waveguide arrays loaded with parasitic dipoles for circular polarization at Ka band," in *Antennas and Propagation, 2009. EuCAP 2009. 3rd European Conference on*, 2009, pp. 3487–3491.
12. J. I. Herranz-Herruzo, A. Valero-Nogueira, E. Alfonso, and V. M. Rodrigo, "Optimized design of beam-tilted linearly-polarized radial-line slot-array antennas," in *2010 IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium*, 2010.
13. R. Lenormand, A. Hirsch, J. L. Almeida, A. Valero-Nogueira, J. I. Herranz-Herruzo, and D. Renaud, "Compact switchable RHCP/LHCP mobile Ka-band antenna," in *15th International Symposium on Antenna Technology and Applied Electromagnetics (ANTEM)*, 2012, pp. 1–6.
14. J. I. Herranz-Herruzo, A. Valero-Nogueira, M. Baquero-Escudero, and R. Hernandez-Murcia, "Equivalent-admittance slot representation in periodic waveguides," in *Proceedings of the 2012 IEEE International Symposium on Antennas and Propagation*, 2012.
15. S. Martinez-Giner, A. Valero-Nogueira, J. I. Herranz-Herruzo, and M. Baquero-Escudero, "Excitation of untilted narrow-wall slot in groove gap waveguide by using a parasitic dipole," in *Antennas and Propagation (EuCAP), 2013 7th European Conference on*, 2013, pp. 3082–3085.
16. A. Valero-Nogueira, J. I. Herranz-Herruzo, M. Ferrando-Rocher, R. Lenormand, A. Hirsch, and J. L. Almeida, "Switchable RHCP/LHCP slotted waveguide array antenna for SATCOM on-the-move applications in Ka-band," in *8th European Conf. on Antennas and Propag. (EuCAP)*, 2014.
17. M. J. Gonzalez, A. Pellon, R. Lenormand, A. Hirsch, A. Valero-Nogueira, J. I. Herranz-Herruzo, J. Petit, Y. Haentjens, N. Capet, E. Saenz, and S. Pirio, "Low cost and compact Ka-band mobile satcom terminal," in *Antennas and Propagation (EuCAP), 2014 8th European Conference on*, 2014, pp. 1229–1232.
18. J. I. Herranz-Herruzo, A. Valero-Nogueira, M. Ferrando-Rocher, B. Bernardo-Clemente, R. Lenormand, A. Hirsch, J-L. Almeida, M. Arnaud, and L. Barthe, "Low cost switchable RHCP/LHCP Antenna for SOTM Applications in Ka-band," in *Antennas and Propagation (EuCAP), 2015 9th European Conference on*, 2015.

19. J. I. Herranz-Herruzo, M. Ferrando-Rocher, A. Valero-Nogueira, R. Lenormand, A. Hirsch, J-L. Almeida, M. Arnaud, and L. Barthe, "LOCOMO Satcom terminal: A Switchable RHCP/LHCP Array Antenna for On-the-move Applications in Ka-band," in *Proceedings of the 2015 IEEE International Symposium on Antennas and Propagation*, 2015.

Publicaciones en congresos nacionales

1. J. I. Herranz-Herruzo, A. Valero-Nogueira, and M. Ferrando-Bataller, "Diseño optimizado de arrays de ranuras en guía radial usando el método de los momentos de barrido múltiple," in *XVII Simposium Nacional de la URSI*, 2002.
2. J. I. Herranz-Herruzo, A. Valero-Nogueira, and M. Ferrando-Bataller, "Mejora de las prestaciones en agrupaciones de ranuras sobre guía radial mediante la inclusión de tiras parásitas," in *XVIII Simposium Nacional de la URSI*, 2003, pp. 392–395.
3. J. I. Herranz-Herruzo, A. Valero-Nogueira, and M. Ferrando-Bataller, "Estudio comparativo de las nuevas funciones de Green cerradas basadas en el método de las imágenes discretas para estructuras microstrip," in *XVIII Simposium Nacional de la URSI*, 2003, pp. 1201–1204.
4. A. Valero-Nogueira, J. I. Herranz-Herruzo, M. Ferrando-Bataller, and E. Antonino, "Modelo equivalente de array de ranuras en guía radial para el diseño rápido de la sonda de alimentación," in *XIX Simposium Nacional de la URSI*, 2004, pp. 527–530.
5. J. I. Herranz-Herruzo, A. Valero-Nogueira, and M. Ferrando-Bataller, "Análisis y diseño eficiente de agrupaciones de ranuras en guía radial cargadas con tiras parásitas," in *XIX Simposium Nacional de la URSI*, 2004, pp. 212–215.
6. J. I. Herranz-Herruzo, A. Valero-Nogueira, and M. Ferrando-Bataller, "Bandwidth enhancement of strip-loaded radial-line slot array antenna by the inclusion of canceling slots," in *XX Simposium Nacional de la URSI*, 2005.
7. V. Pla, A. Valero-Nogueira, J. I. Herranz-Herruzo, and C. Suarez-Fajardo, "Array de ranuras en guía radial con polarización lineal dual," in *XX Simposium Nacional de la URSI*, 2005.
8. J. I. Herranz-Herruzo, A. Valero-Nogueira, M. Baquero-Escudero, and C. Suarez-Fajardo, "Nuevas topologías de agrupaciones ranuras-dipolos en guía radial," in *XXI Simposium Nacional de la URSI*, 2006.
9. D. Gonzalez, J. I. Herranz-Herruzo, A. Valero-Nogueira, and J. V. Balbastre, "Diseño de arrays de ranuras en guía rectangular y cargadas con dipolos parásitos," in *XXII Simposium Nacional de la URSI*, 2007.
10. J. I. Herranz-Herruzo, M. Ferrando-Rocher, A. Valero-Nogueira, S. Martinez-Giner, and A. Vila-Jimenez, "Array de guías ranuradas con polarización circular conmutable para aplicaciones SATCOM en movimiento en banda Ka," in *XXIX Simposium Nacional de la URSI*, 2014.
11. M. Ferrando-Rocher, J. I. Herranz-Herruzo, A. Valero-Nogueira, B. Bernardo-Clemente, A. Vila-Jiménez, "Diseño y medidas de una antena TX con polarización circular en banda Ka y distribución Taylor 25 dB," in *XXX Simposium Nacional de la URSI*, 2015.