

ESCUELA TÉCNICA SUPERIOR DE INGENIERÍA DE TELECOMUNICACIÓN
UNIVERSIDAD POLITÉCNICA DE CARTAGENA



Trabajo fin de Máster

**Diseño de guías *ridge* modificadas mediante técnicas de
fabricación aditiva con un umbral de ruptura
Multipactor mejorado respecto a las convencionales**



AUTOR: Gabriel Pertusa Gutiérrez
DIRECTOR: Fernando Daniel Quesada Pereira
CODIRECTOR: Alejandro Alvarez Melcon
Julio/2018

*“Si yo quisiera sacudir este árbol con mis manos, no podría.
Pero el viento, que nosotros no vemos, lo mueve
y dobla hacia donde quiere.”
Así habló Zaratustra, Friedrich Nietzsche*

Agradecimientos

Gracias a mi familia porque me han ayudado a llegar hasta aquí y son un apoyo incondicional.

Gracias a Lucía por ayudarme en los momentos flojos y hacerme siempre presente cuál es mi objetivo.

Y por último gracias al grupo de investigación por todo lo aprendido y por la ayuda cada vez que tenía dudas, en especial a Alejandro Pons.

Índice general

Lista de figuras	VII
Lista de tablas	XV
Resumen	XVII
1. Fenómeno Multipactor	1
1.1. Introducción	1
1.2. Historia	6
1.3. Descripción del fenómeno Multipactor	8
1.3.1. Ruptura gaseosa	11
1.3.2. Recorrido libre medio	11
1.3.3. Difusión	12
1.3.4. Adhesión	13
1.3.5. Presión crítica	13
1.3.6. Impacto de la disipación térmica sobre el nivel de potencia	13
1.3.7. Dependencia con la tensión RF aplicada	14
1.3.8. Dependencia con el producto $f \times d$	15
1.3.9. Dependencia con las condiciones de superficie de los materiales	16
1.3.10. Detección y prevención de Multipactor	16
1.3.11. Establecimiento de márgenes de Multipactor	18

1.4.	Bases y teorías	19
1.4.1.	Teoría Multipactor en guiaonda de placas paralelas	20
1.4.2.	Teoría de la constante $-v$	21
1.4.3.	Teoría de la constante $-k$	24
1.4.4.	Regla para la predicción del multipactor “ <i>20-gap-crossing</i> ”	25
1.5.	Consideraciones de alta potencia en filtros pasobanda	25
2.	Diseño de filtros con resonadores acoplados	27
2.1.	Filtros <i>ridge</i> evanescentes	28
2.1.1.	Características de los filtros <i>ridge</i> evanescentes	28
2.1.2.	Diseño de las dimensiones de la estructura	30
2.2.	Modelos circuitales para filtros pasobanda tipo Chebyshev	31
2.3.	Método clásico	33
2.3.1.	Cálculo del acoplamiento entre resonadores	33
2.3.2.	Cálculo del acoplamiento de entrada/salida	36
2.4.	Método de corrección en frecuencia	38
3.	Realización física de filtros con resonadores acoplados	41
3.1.	Método clásico - Ejemplo de diseño de un filtro <i>ridge</i> simétrico evanescente usando el modelo de matriz de acoplamiento	41
3.1.1.	Elección de los valores iniciales de la estructura	44
3.1.2.	Cálculo del acoplamiento entre resonadores	45
3.1.3.	Cálculo del resonador	47
3.1.4.	Cálculo del acoplamiento entrada/salida	48
3.1.5.	Optimización de la respuesta	51
3.2.	Método clásico - Ejemplo de diseño de un filtro <i>ridge</i> elipsoide simétrico evanescente usando el modelo de matriz de acoplamiento	54

3.3. Método corrección en frecuencia - Ejemplo de diseño de un filtro <i>ridge</i> elipsoide simétrico evanescente usando el modelo de matriz de acoplamiento	62
3.4. Comparación de resultados	71
4. Cálculo del fenómeno de Multipactor	79
Conclusiones	93
Líneas futuras	95
Bibliografía	97

Índice de figuras

1.1. Comunicaciones satélite: (a) enlace satélite típico; (b) cobertura mundial usando un sistema geoestacionario con tres satélites. Figura obtenida de [1].	2
1.2. Diagrama de bloques de un subsistema de comunicación. Figura obtenida de [1].	3
1.3. Tipos de descargas Corona, (a) Corona positiva, (b) Corona negativa. Figura obtenida de [2].	5
1.4. Pasos básicos de la descarga de Multipactor en un escenario de placas paralelas. Después de cada impacto del electrón, se emiten electrones secundarios desde la superficie, incrementando la población de electrones en la guía. Se logra una sincronización entre los electrones y el campo eléctrico RF cuando los electrones cruzan el <i>gap</i> o hueco en cada mitad de periodo RF. Figura obtenida de [3]. . .	5
1.5. Geometría usada en el modelo. Figura obtenida de [11].	8
1.6. Emisión de electrones secundarios resonando en vacío bajo la influencia de un campo RF. Figura obtenida de [17].	10
1.7. Variación de la concentración de electrones en función del campo eléctrico. Figura obtenida de [16].	12
1.8. Ruptura en aire, nitrógeno y oxígeno para (a) 992 MHz y (b) 9.4 GHz. Figura obtenida de [16].	13
1.9. Parámetros de emisión secundaria, (a) δ vs W , (b) δ vs θ . Figura obtenida de [18].	15
1.10. Posibles regiones de Multipactor entre placas paralelas. Figura obtenida de [16].	16
1.11. Potencia envolvente calculada para 12 portadoras espaciadas 50 MHz. Figura obtenida de [16].	19
1.12. Guía de placas paralelas con un campo eléctrico RF entre las superficies. Figura obtenida de [3].	20

1.13. Trayectoria y velocidad de un electrón en función del tiempo normalizado al periodo de RF ($T = 1/f$), para un armónico de Multipactor de orden $m = 1$. Los parámetros usados en esta simulación son $\phi = 0^\circ$, $V_0 = 44V$, $d = 1mm$, $f = 1GHz$, $v_0 = 2eV$. Figura obtenida de [3].	21
1.14. Trayectorias del electrón para salidas con valores de fase negativo. Figura obtenida de [5].	23
1.15. Carta de susceptibilidad Multipactor para la teoría de la constante $-v$ de Vaughan en placas paralelas. Figura obtenida de [21].	23
1.16. Carta de susceptibilidad Multipactor para la teoría de la constante $-k$ de Hatch y Williams [6] en placas paralelas. Los parámetros usados son: $k = 2,5$ (correspondiente con un inicial $v_0 = 3,68eV$ y cuando $v_1 = W_1$), $W_1 = 23eV$, y $W_2 = 1000eV$. Figura obtenida de [21].	25
2.1. Acoplamiento entre resonadores y acoplamiento entrada/salida representado mediante diferentes componentes filtros en guiaonda, resonador dieléctrico, coaxial y microstrip. Figura obtenida de [26].	27
2.2. Filtro evanescente considerado, con puertos de acceso en guiaonda rectangular estándar WR-90. Figura obtenida de [28].	29
2.3. (a) Modelo de matriz de acoplamientos para filtros tipo Chebyshev; (b) modelo de inversor de impedancia para filtros tipo Chebyshev; (c) modelo de inversor de admitancia para filtros tipo Chebyshev. Figura obtenida de [26].	31
2.4. (a) Circuito equivalente inversor de impedancia de dos resonadores separados por un acoplamiento inductivo; (b) mitad del circuito terminado en pared magnética (modo par; circuito abierto); (c) mitad del circuito terminado en pared eléctrica (modo impar; circuito cerrado). Figura obtenida de [26].	33
2.5. (a) Circuito equivalente inversor de admitancia de dos resonadores separados por un acoplamiento capacitivo; (b) pared magnética (modo par); (c) pared eléctrica (modo impar). Figura obtenida de [26].	34
2.6. Medida del acoplamiento entre resonadores usando una red de dos puertos y una red de un puerto. Figura obtenida de [26].	35
2.7. Pérdidas de retorno de los circuitos mostrados en 2.6. Figura obtenida de [26].	36
2.8. Cálculo del acoplamiento entre resonadores usando los parámetros S: (a) iris de acoplamiento en una guiaonda rectangular; (b) matriz S equivalente; (c) red en T equivalente usada para calcular el acoplamiento entre resonadores. Figura obtenida de [26].	36
2.9. Circuito equivalente para obtener el factor de calidad externo.	37
2.10. Configuración del circuito y valor de los elementos equivalentes. Figura obtenida de [42].	38

3.1. Estructura filtro <i>ridge</i> completo.	42
3.2. Respuesta ideal simulada del filtro basada en el modelo de matriz de acoplamiento.	44
3.3. Estructura <i>ridge</i> y parámetros que definen sus dimensiones para (a) vista frontal y (b) vista lateral.	44
3.4. Vista superior del filtro <i>ridge</i> evanescente y variables que definen sus dimensiones.	45
3.5. Estructura resonador <i>ridge</i> para el cálculo de acoplamientos entre resonadores.	46
3.6. Factor de acoplamiento (k_{sc}) en función de la longitud de la guía (L), calculado de los datos de la Tabla 3.2.	47
3.7. Estructura para el cálculo de la frecuencia de resonancia del resonador incluyendo el efecto de carga de la longitud de acoplamiento. Los resonadores adyacentes están desintonizados disminuyendo su tamaño.	48
3.8. Estructura HFSS para calcular el acoplamiento entrada/salida.	49
3.9. Estructura con las simetrías aplicadas.	50
3.10. Respuesta con las dimensiones iniciales del filtro <i>ridge</i> modo evanescente.	51
3.11. Ventana de trabajo de la herramienta <i>CST Filter Designer 3D</i>	51
3.12. Respuesta optimizada y respuesta inicial del filtro <i>ridge</i> modo evanescente.	52
3.13. Respuesta teórica y respuesta optimizada del filtro <i>ridge</i> modo evanescente.	53
3.14. Respuesta con espurios para el filtro optimizado.	53
3.15. Geometría de un elipsoide.	54
3.16. Estructura generada para conocer las dimensiones iniciales del <i>ridge</i> elipsoide.	55
3.17. Resonancia del <i>ridge</i> elipsoide.	55
3.18. Estructura resonador <i>ridge</i> elipsoide para el cálculo de acoplamientos entre resonadores.	56
3.19. Factor de acoplamiento k_{sc} en función de la longitud de la guía (L), calculado de los datos de la tabla 3.9	57
3.20. Estructura para el cálculo de la frecuencia de resonancia del resonador <i>ridge</i> elipsoide incluyendo el efecto de carga de la longitud de las sección de guía por debajo de corte. Los resonadores adyacentes están desintonizados disminuyendo su tamaño.	58
3.21. Representación de las coordenadas del <i>ridge</i> elipsoide.	58

3.22. Circuito equivalente para obtener el factor de calidad externo.	59
3.23. Parámetro S_{21} resultado del circuito presentado en la Figura 3.22.	59
3.24. Estructura HFSS para obtener los valores del factor de calidad externo.	60
3.25. Filtro <i>ridge</i> elipsoide modo evanescente.	61
3.26. Respuesta ideal y respuesta simulada con los valores iniciales del filtro <i>ridge</i> . . .	62
3.27. Estructura en HFSS para las dimensiones iniciales del <i>ridge</i> elipsoide.	62
3.28. Estructura con las simetrías aplicadas.	63
3.29. Conjunto de curvas obtenidas del análisis par e impar, correspondientes a la estructura de la Figura 3.28.	64
3.30. Conjunto de curvas obtenidas para las frecuencias centrales y el coeficiente de acoplamiento escalado, correspondiente a la estructura de la Figura 3.28.	65
3.31. Curvas finales de diseño para longitudes de acoplamiento y resonadores <i>ridge</i> . . .	66
3.32. Respuesta comparativa del método de corrección en frecuencia con los valores iniciales del filtro <i>ridge</i> elipsoide y la respuesta ideal o teórica.	67
3.33. Respuesta comparativa del método de corrección en frecuencia y el método clásico con los valores iniciales del filtro <i>ridge</i> elipsoide.	68
3.34. Respuesta del filtro optimizado.	69
3.35. Respuesta fuera de banda del filtro optimizado.	70
3.36. Filtro <i>ridge</i> elipsoide con $w_x = 2,45$ mm, $w_z = 1,95$ mm y variación en profundidad.	72
3.37. Respuesta método clásico y método de corrección en frecuencia para filtro <i>ridge</i> elipsoide con $w_x = 2,45$ mm, $w_z = 1,95$ mm y variación en profundidad.	73
3.38. Filtro <i>ridge</i> elipsoide con $w_x = 2,45$ mm, $w_z = 2,95$ mm y variación en profundidad.	74
3.39. Respuesta del método clásico y del método de corrección en frecuencia para un filtro <i>ridge</i> elipsoide con $w_x = 2,45$ mm, $w_z = 2,95$ mm y variación en profundidad.	74
3.40. Filtro <i>ridge</i> elipsoide con $w_x = 2,5$ mm, $w_y = 3,715$ mm y variación en longitud.	75
3.41. Respuesta método clásico y método corrección en frecuencia para filtro <i>ridge</i> elipsoide con $w_x = 2,5$ mm, $w_y = 3,715$ mm y variación en longitud.	76
3.42. Filtro <i>ridge</i> elipsoide con $w_x = 4$ mm, $w_y = 3,715$ mm y variación en longitud.	77

3.43. Respuesta del método clásico y del método corrección en frecuencia para un filtro <i>ridge</i> elipsoide con $w_x = 4$ mm, $w_y = 3,715$ mm y variación en longitud.	77
4.1. Interfaz de la herramienta <i>Calculator</i>	81
4.2. Línea de integración sobre la que se calcula el valor de tensión máxima.	82
4.3. Estructura <i>ridge</i> para el cálculo del valor de impedancia.	83
4.4. Potencia umbral de Multipactor calculado haciendo uso del VMF para el filtro <i>ridge</i> cuadrado.	84
4.5. Diagrama de bloques en FEST3D necesario para generar la estructura del filtro <i>ridge</i> cuadrado.	84
4.6. Estructura de un filtro <i>ridge</i> cuadrado generada en FEST3D.	85
4.7. Potencia umbral de Multipactor calculado haciendo uso del VMF y FEST3D para el filtro <i>ridge</i> cuadrado.	86
4.8. Filtro <i>ridge</i> con geometría cilíndrica.	87
4.9. Filtro <i>ridge</i> con geometría cilíndrica para radio del cilindro $r = 3,527$ mm.	87
4.10. Filtro <i>ridge</i> con geometría cilíndrica para radio del cilindro $r = 3,527$ mm generada en FEST3D.	88
4.11. Potencia umbral el filtro <i>ridge</i> cuadrado y el filtro <i>ridge</i> cilíndrico con radio $r = 3,527$ mm obtenidos del análisis de alta potencia realizado en FEST3D.	89
4.12. Parámetros-S de los filtros realizados con diferentes valores de radio.	90
4.13. Umbral de Potencia de ruptura de Multipactor para los filtros realizados con diferentes valores de radio.	90
4.14. Umbral de potencia Multipactor para una y tres simulaciones realizado con FEST3D.	91

Índice de tablas

1.1. Separación de canales típica y anchos de banda para servicios de satélite fijo en bandas C y Ku. Tabla obtenida de [1].	3
1.2. Métodos de detección local. Tabla obtenida de [17].	16
1.3. Métodos de detección global. Tabla obtenida de [17].	17
1.4. Métodos de prevención Multipactor. Tabla obtenida de [16].	18
3.1. Valores <i>ridge</i> y carcasa seleccionados de [28] para optimizar el manejo de potencia.	45
3.2. Valores calculados de f_e y f_m para varios valores de longitud de guía L	46
3.3. Valores de las secciones de guía evanescente internas.	47
3.4. Valores de las longitudes de los resonadores <i>ridge</i> internos obtenidos con la estructura de la Figura 3.7.	48
3.5. Valores de la longitud del primer acoplamiento y primer resonador obtenidos con la estructura de la Figura 3.8.	49
3.6. Valores del filtro <i>ridge</i> modo evanescente.	50
3.7. Valores del filtro <i>ridge</i> modo evanescente optimizado.	52
3.8. Valores iniciales del <i>ridge</i> elipsoide.	56
3.9. Valores calculados de f_e y f_m para varios valores de longitud de guía L	56
3.10. Valores de las secciones de guía evanescente internas.	57
3.11. Valores de la profundidad de los resonadores <i>ridge</i> elipsoide obtenidos con la estructura de la Figura 3.20.	58
3.12. Valores del acoplamiento de entrada y el resonador <i>ridge</i> de entrada.	60
3.13. Valores iniciales del filtro <i>ridge</i> elipsoide evanescente.	61

3.14. Valores iniciales del <i>ridge</i> elipsoide obtenidos con la estructura de la Figura 3.27.	63
3.15. Tabla de variables y valores obtenida con el método de corrección en frecuencia.	67
3.16. Valores iniciales del filtro <i>ridge</i> elipsoide modo evanescente.	67
3.17. Valores del filtro <i>ridge</i> elipsoide modo evanescente optimizado.	69
3.18. Valores antes y después de la optimización y porcentaje de error relativo para el método clásico.	70
3.19. Valores antes y después de la optimización y porcentaje de error relativo para el método de corrección en frecuencia.	70
3.20. Dimensiones filtro <i>ridge</i> elipsoide con $w_x = 2,45$ mm, $w_z = 1,95$ mm y variación en profundidad.	72
3.21. Dimensiones filtro <i>ridge</i> elipsoide con $w_x = 2,45$ mm, $w_z = 2,95$ mm y variación en profundidad.	73
3.22. Dimensiones filtro <i>ridge</i> elipsoide con $w_x = 2,5$ mm, $w_y = 3,715$ mm y variación en longitud.	75
3.23. Dimensiones filtro <i>ridge</i> elipsoide con $w_x = 4$ mm, $w_y = 3,715$ mm y variación en longitud.	76
4.1. Valores de VMF	80
4.2. Pasos a seguir en la herramienta <i>Calculator</i> par el cálculo de la tensión máxima.	82
4.3. Valores de potencia umbral de Multipactor haciendo uso del concepto de VMF. .	83
4.4. Valores de potencia umbral obtenidos de FEST3D	85
4.5. Valores de potencia umbral obtenidos de FEST3D para el <i>ridge</i> cilindro con radio $r = 3,527$ mm.	88
4.6. Valores de los diferentes <i>gaps</i> y longitudes.	89

Resumen

En este trabajo se aborda el estudio del fenómeno de Mutipactor tanto de manera teórica como de manera práctica. Para un conocimiento completo de cómo funciona el fenómeno de Multipactor y en que condiciones se puede producir, se redacta en un primer capítulo toda la teoría sobre el fenómeno. Desde cuál fue su origen, como ha ido evolucionando y las restricciones que provoca hoy en día en los sistemas de comunicaciones. También se aporta una pequeña explicación de como se provoca el fenómeno y una serie de condiciones sobre las que suele aparecer y como prevenir su aparición. Además, y para acabar este primer capítulo, se aborda de manera analítica el fenómeno, describiendo las dos teorías que hoy en día se conocen para su estudio y explicación del fenómeno.

Una vez explicado el fenómeno de Multipactor, se redactan dos capítulos sobre el diseño y síntesis de filtros pasobanda en línea con funciones de tipo Chebyshev, introduciendo el concepto de matriz de acoplamiento. En estos capítulos se escoge una filtro *ridge* evanescente debido a que son filtros que mejoran el manejo de potencia y en consecuencia, el umbral de potencia de Multipactor. Toda esta síntesis de filtros pasobanda se explica tanto por el método clásico como por el método de corrección en frecuencia. Este segundo método viene bien para corregir el desplazamiento en frecuencia que provocan estructuras con geometría curvas por ser altamente dispersivas en frecuencia.

Por último se detalla como actúa el fenómeno de Multipactor sobre los filtros diseñados y cómo este fenómeno limita la potencia que se puede manejar dentro del dispositivo. Además, también se hacen unos cambios en la geometría de la estructura con el objetivo de mejorar la capacidad de manejo de potencia y comprobar el comportamiento del fenómeno dentro de la estructura.

Capítulo 1

Fenómeno Multipactor

En este capítulo se presenta el fenómeno Multipactor, donde conoceremos desde como se describió por primera vez casi a mediados del siglo XX, hasta que tipo de investigaciones se realizan hoy en día, todo ello precedido de una breve introducción para poner en contexto el fenómeno dentro de las comunicaciones satélite. Después de tener una idea en el tiempo de cómo ha evolucionado el fenómeno y el tipo de investigaciones que se han realizado para su estudio, se presenta una pequeña introducción de la que se extraen unas primeras ideas claras del fenómeno; además se da una primera definición y explicación bastante clara sobre el Multipactor de la que se podrá adquirir una idea general del mismo.

Teniendo ya una idea general, el capítulo se centra ahora en una serie de conceptos que tratan de explicar cómo se provoca el fenómeno Multipactor, que dependencia tiene, cómo detectarlo e intentar prevenir su efecto y unos márgenes a tener en cuenta cuando se quiere diseñar un dispositivo que puede estar influenciado por este efecto. A continuación se desarrollan dos teorías, precedidas de una nueva explicación con el fin de asentar el fenómeno Multipactor, que tratan de presentar las bases matemáticas y condiciones teóricas en las que se sustenta el fenómeno.

Por último, se exponen unas consideraciones de alta potencia a tener en cuenta en el diseño de dispositivos de comunicaciones y más concretamente en filtros pasobanda. La necesidad de centrarnos en filtros pasobanda viene porque en sucesivos capítulos se detallará la síntesis y diseño de un filtro pasobanda de alta potencia pensado para comunicaciones espaciales, en el que se intenta reducir el riesgo aparición de este fenómeno.

1.1. Introducción

Los satélites de comunicación [1] son estaciones de retransmisión radio en el espacio (Figura 1.1) y tienen el mismo propósito que las torres de microondas que se ven desplegadas en zonas pobladas. La comunicación por satélite ha evolucionado desde la década de 1970 y representa un ámbito maduro en el campo de las telecomunicaciones.

En su funcionamiento, los satélites reciben señales radio transmitidas desde tierra, las amplifican, trasladan en frecuencia y retransmiten de nuevo a tierra. Como los satélites se encuentran

a una altitud elevada, los satélites geostacionarios son capaces de ver todos los transmisores y receptores de microondas (estaciones tierra) de al menos un tercio de la Tierra, así, pueden conectar cualquier pareja de estaciones o proporcionar servicios punto multipunto, como el servicio de televisión; cosa que no ocurre con satélites de órbita baja cuya cobertura es menor. La cobertura se puede extender hasta cualquier punto de la Tierra mediante enlaces entre satélites o interconexiones con redes de fibra de larga distancia, proporcionando, a los sistemas satélite, una ventaja inherente de inmunidad con la distancia.

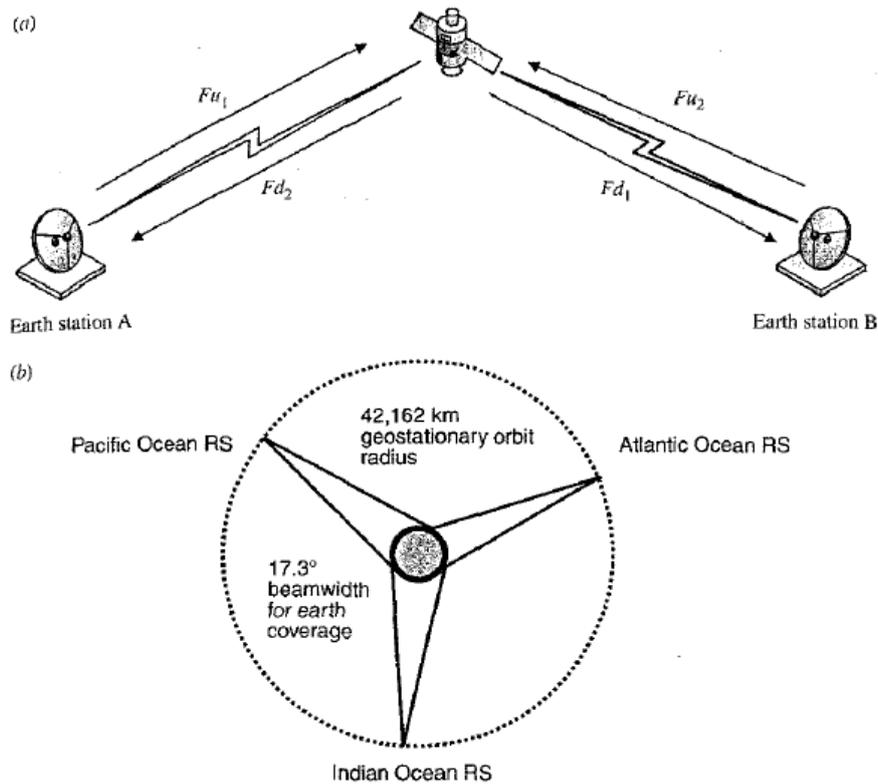


Figura 1.1. Comunicaciones satélite: (a) enlace satélite típico; (b) cobertura mundial usando un sistema geostacionario con tres satélites. Figura obtenida de [1].

Las asignaciones de frecuencia son periódicamente revisadas por agencias reguladores internacionales y nacionales para incorporar nuevos servicios. Para determinar las características de los canales de comunicación, vamos a examinar un diagrama de bloques típico de un subsistema satélite en un satélite repetidor, como muestra la Figura 1.2. La mayoría de sistemas satélite comerciales emplea una polarización ortogonal dual (lineal o circular) proporcionando un incremento del doble en el ancho de banda disponible. Los sistemas satélite avanzados emplean múltiples haces, los cuáles permiten una mayor reutilización del ancho de banda disponible. Sin embargo, tales arquitecturas ventajosas traen consigo costes por la mayor complejidad en los satélites.

Independientemente de las arquitecturas del satélite, el diagrama de bloques de un transpondedor que proporciona el haz y la polarización es esencialmente el de la Figura 1.2. En el sistema, una antena receptora se conecta a un filtro de banda ancha, seguido por un receptor de bajo ruido. A continuación, la señal se canaliza en varios transpondedores mediante una red multiplexora de entrada, ya que el ancho de frecuencia asignado en un sistema satélite, se divide en un número de canales de RF (frecuencia radio), a menudo conocido como transpondedores (Los anchos de banda y separación típicos de un sistema satélite en banda Ku y banda C vienen en la Tabla 1.1).

Separación de canales (MHz)	Ancho de banda útil deseado (MHz)
27	24
40	36
61	54
80	72

Tabla 1.1. Separación de canales típica y anchos de banda para servicios de satélite fijo en bandas C y Ku. Tabla obtenida de [1].

Cada canal de RF se amplifica separadamente y se recombina mediante una OMUX (red multiplexora de salida), en una señal de banda ancha compuesta que se dirige hacia la antena de transmisión. Las ISM (matriz de conmutadores de entrada) y OSM (matriz de conmutadores de salida), están para llevar a cabo reconfiguraciones a bordo del flujo de tráfico de un transpondedor a otro, de un haz a otro o varias combinaciones de los mismos. A menudo, los bloques ISM y OSM consisten en conmutadores mecánicos. Para el bloque ISM, las pérdidas no son una restricción, y, como consecuencia, se pueden usar conmutadores de estado sólido para conservar masa y volumen. Para el bloque OSM, las pérdidas son críticas, y no hay sustituto para los conmutadores mecánicos en virtud de sus bajas pérdidas. Desde el punto de vista de las necesidades de filtrado, el diagrama de bloques se puede separar en tres grupos distintos: la zona *conmutadores*, la sección de canalización y los circuitos de salida de alta potencia.

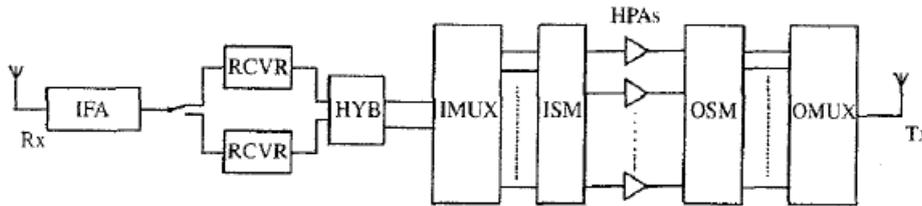


Figura 1.2. Diagrama de bloques de un subsistema de comunicación. Figura obtenida de [1].

La necesidad de altos niveles de potencia, debido a la gran distancia existente entre las estaciones terrestres y los satélites, provoca una serie de fenómenos en el interior de los componentes que pueden llevar a la degradación de los mismos y por tanto, a un empeoramiento en el nivel de la señal. Estos fenómenos se conocen por el nombre de fenómenos de alta potencia. Se explica a continuación unas nociones básicas de los fenómenos de alta potencia.

Intermodulación pasiva

Se sabe que los dispositivos activos producen IM (productos de intermodulación) [1] debido a su inherente no linealidad, sin embargo, lo que no se ha entendido bien es que, incluso elementos pasivos como filtros y antenas, generen productos IM de bajo nivel, conocidos como productos de intermodulación pasiva, o con sus siglas en inglés, PIM. En el sector espacial, se observó el fenómeno en la década de 1960 en los satélites LES-5 y LES-6 de los laboratorios Lincoln. Desde entonces, se fue descubriendo en más satélites, equipos de alta potencia en estaciones tierra y sistemas de microondas terrestres. Los continuos avances en la tecnología de satélites sugieren la necesidad de un mayor número de transpondedores y mayores niveles de potencia, lo que ha llevado a una fuerte motivación en la investigación de este problema y, en general, del comportamiento no lineal en componentes pasivos.

En satélites, todos los canales de RF de alta potencia están muy cercanos los unos con los otros; además, la diferencia en niveles de potencia entre la sección transmisora y la receptora es del orden de 120 dB, implicando la necesidad de que los niveles de PIM sean 140-150 dB menores que la potencia de los canales transmisores. Como consecuencia, PIM es un factor a tener muy en cuenta cuando se quiere determinar los planes de frecuencia de los sistemas satélite (para evitar el PIM de tercer orden en la banda de recepción) y conseguir las especificaciones para un equipo de alta potencia. Existen problemas similares para transmisores terrestres de alta potencia, sin embargo, para las estaciones terrestres, el problema se minimiza por la separación física de las secciones de transmisión y recepción.

El efecto surge fundamentalmente de la formación de capas de óxido muy finas en la superficie metálica, de las imperfecciones mecánicas en las uniones, o de ambas. Para superficies de metal separadas por capas de óxido de espesor 10-40 ángstrom (\AA , equivalente a 0,1 nm), se produce un túnel de electrones no lineal, dando un aumento del PIM de bajo nivel. Las no linealidades también ocurren como resultado de microfisuras o huecos en la estructura metálica, suciedad, o partículas de metal en las superficies. La acumulación de pequeños valores de tensión en estos lugares provoca pequeños valores de corrientes que se presentan como PIM de bajo nivel. Todas las zonas de contacto y las uniones son susceptibles de generar niveles bajos de PIM. Los valores observados de PIM representan la suma de todos estos efectos.

Los materiales magnéticos y dieléctricos tienen un grado de no linealidad inherente y por tanto son capaces de producir niveles significativos de PIM. Se debe saber que las estrategias para reducir el fenómeno solo pueden mitigar, y no eliminar, los efectos. Aunque la experiencia nos ha enseñado que unos métodos son mejores que otros, la reducción de PIM se debe llevar a cabo experimentalmente. Una limpieza de las superficies, capas libres de óxido y suciedad se consideran un buen punto de partida.

Efecto Corona

Las descargas de Corona [2] son descargas eléctricas de relativamente poca potencia que tienen lugar cerca de la presión atmosférica. La descarga de Corona está siempre generada por fuertes campos eléctricos asociados con cables de pequeño diámetro, zonas con forma de aguja o flancos afilados en un electrodo. Corona tiene su nombre de una observación de marineros en las descargas que se producían en los mástiles de su barco en una tormenta eléctrica. El efecto Corona aparece como una débil radiación de descarga desde el electrodo hacia el exterior.

Las aplicaciones del proceso de Corona enfatizan en uno de los dos aspectos de la descarga: los iones producidos o electrones energéticos que producen plasma. Los iones dependen de la polaridad de la descarga y las características del gas. Las energías del electrón dependen de las características del gas y del método de generación de Corona. En general, en aplicaciones que usan iones, la zona de plasma inducida por el efecto Corona ocupará una pequeña fracción del volumen total del proceso, mientras que usando electrones, el plasma producido en el proceso ocupará la mayor parte del volumen.

Las descargas de Corona existen en diferentes formas, dependiendo de la polaridad del campo y de las configuraciones geométricas del electrodo. Para Corona positivo, en la configuración del electrodo en forma de aguja, la descarga empieza con una ruptura de Corona de pulso (*Burst Pulse Corona*), continúa con un Corona serpenteante (*Streamer Corona*), seguido de

brillo Corona (*Glow Corona*) y termina en la descarga (*Spark*), conforme se incrementa la tensión aplicada (ver la Figura 1.3). Para Corona negativo, en la misma geometría, el punto inicial será un pulso Trichel Corona (*Trichel Pulse Corona*), seguido por Corona sin pulso (*Pulseless Corona*) y la descarga (*Spark*), conforme se incrementa la tensión aplicada. Para una configuración de electrodo en forma de cable o lámina de cable, el efecto Corona genera un electrodo positivo que puede aparecer como una envoltura alrededor del electrodo o como un movimiento serpenteante alejándose del electrodo.

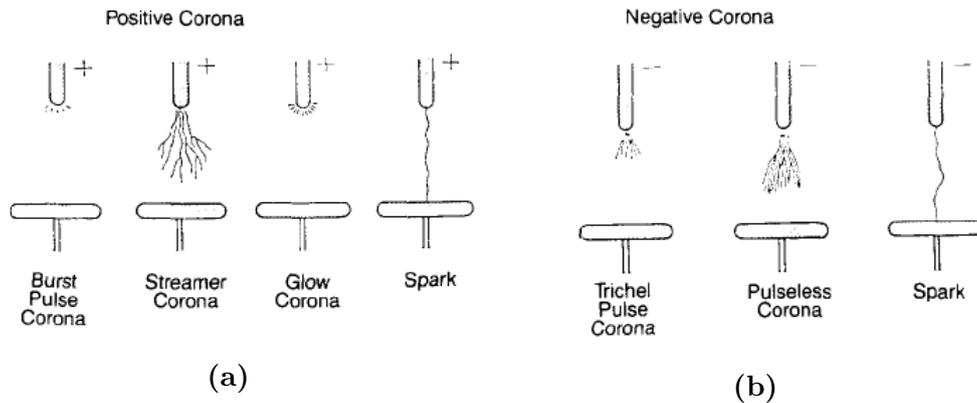


Figura 1.3. Tipos de descargas Corona, (a) Corona positiva, (b) Corona negativa. Figura obtenida de [2].

Fenómeno Multipactor

El efecto Multipactor es una descarga de tipo avalancha que ocurre en dispositivos que funcionan bajo condiciones de vacío y con campos electromagnéticos RF de alta potencia. La Figura 1.4 muestra los pasos que provocan la aparición de la descarga de Multipactor en el caso de una señal armónica en el tiempo con una sola portadora en el interior de una guíaonda de placas paralelas.

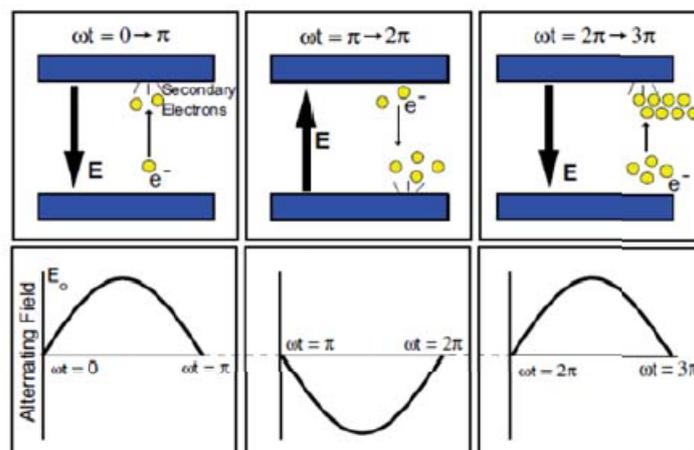


Figura 1.4. Pasos básicos de la descarga de Multipactor en un escenario de placas paralelas. Después de cada impacto del electrón, se emiten electrones secundarios desde la superficie, incrementando la población de electrones en la guía. Se logra una sincronización entre los electrones y el campo eléctrico RF cuando los electrones cruzan el *gap* o hueco en cada mitad de periodo RF. Figura obtenida de [3].

Primero, los electrones que ya existen en el dispositivo son acelerados por el campo eléctrico de RF hacia una de las paredes metálicas. Después de la colisión, si la energía cinética del impacto de estos llamados electrones primarios es lo suficientemente alta, electrones secundarios se liberan de la superficie. Si el impacto ocurre cuando el campo eléctrico de RF invierte su dirección, los electrones secundarios son conducidos hacia el lado opuesto, impactando de la misma manera que los primarios y generando más electrones secundarios. El proceso se repite muchas veces creando finalmente una avalancha de electrones.

Este trabajo se ha centrado en el estudio del fenómeno de Multipactor y como modificar la geometría dentro de la estructura del dispositivo para reducir su efecto.

1.2. Historia

El fenómeno de Multipactor fue descubierto inicialmente por Farnsworth en 1934 [4] y se estudió como un efecto beneficioso para amplificación de señal en aplicaciones de TV. Fue ya en la década de los 40 cuando aparece la primera teoría de Multipactor dirigida a comprender su efecto producido en diferentes experimentos de descomposición gaseosa a presiones muy bajas. Esta temprana teoría de Multipactor fue propuesta por Gill y Von Engel [5] para una guía metálica infinita de placas paralelas excitada por una señal armónica de una sola portadora. En este caso, el campo eléctrico de RF es homogéneo a lo largo de la separación entre placas, separación que se conoce con el nombre de hueco o *gap*. Los resultados obtenidos en el escenario de placas paralelas se pueden extrapolar a estructuras reales donde el *gap* es pequeño en comparación con el resto de dimensiones de la estructura o dispositivo. La teoría Gill y Von Engel considera la presencia de una doble superficie en la trayectoria de electrones, y asume una constante “*k*” definida como el cociente entre la velocidad de impacto de los electrones primarios y la velocidad de descarga o liberación de los electrones secundarios. En este contexto, se puede entender al electrón secundario como un electrón arrancado de la superficie del dispositivo en un proceso de ionización producido por la interacción con otro tipo de radiación llamada “radiación primaria”. La radiación primaria puede consistir en electrones cuya energía debe ser mayor que el potencial de ionización, es decir, un potencial o energía suficiente para separar un electrón en su estado fundamental de un átomo.

De acuerdo con Gill y Von Engel, hay tres condiciones necesarias para iniciar la descarga Multipactor:

1. Para lograr el sincronismo entre el electrón y el campo eléctrico de RF, el tiempo que emplea un electrón entre dos impactos consecutivos con las placas debe ser igual a un número impar de mitad de periodos, este número se conoce como orden del Multipactor. Donde se puede entender el período de la señal como el mínimo intervalo que separa dos instantes en los que el sistema se encuentra en el mismo estado, con misma posición, velocidad y amplitud; o como el tiempo que dura un ciclo de la onda en volver a comenzar.
2. Los electrones deben ser liberados de las placas con una fase de salida en un cierto rango con respecto a la fase del campo eléctrico de RF, asegurando así que los electrones liberados pueden cruzar el *gap*, ya que si el campo eléctrico de RF apunta en la dirección incorrecta, los electrones son empujados hacia la pared de origen.

3. La energía de impacto de los electrones debe estar en un cierto rango de energía (dependiendo del material) para extraer electrones secundarios.

En la década de los 50, Hatch y Williams [6], [7] reformularon la teoría de Gill y Von Engel para explicar sus propios experimentos sobre el fenómeno de Multipactor. Como aún se conservaba la suposición de la constante “ k ”, la modificación de la misma se conoció con el nombre de teoría de la “*constante- k* ”, y durante décadas se mantuvo como la teoría clásica para la obtención de las curvas de susceptibilidad de Multipactor. No fue hasta la década de los 80 cuando Vaughan retiró la infundada suposición de la “*constante- k* ” y presentó una nueva teoría basada en una hipótesis más realista, con una velocidad inicial de energía distinta de cero para los electrones secundarios [8]. Debido a esta suposición en el cambio de velocidad, la teoría fue conocida como teoría de la “*constante- v* ”. Además, Vaughan también propuso un primer intento de calcular analíticamente el nivel de población de electrones en saturación. Donde el fenómeno de saturación ocurre cuando la población de electrones se hace muy alta, y la carga espacial de campo eléctrico debido a la repulsión coulombiana o de la carga eléctrica es capaz de contrarrestar el campo eléctrico de RF, rompiendo así las trayectorias de resonancia de electrones. Desde entonces la teoría Multipactor de Vaughan se adoptó en la mayoría de investigaciones.

Riyopoulos junto con otros investigadores incluyeron la presencia de un campo magnético DC (Corriente Continua) cruzado [9], y se describió la presencia de las trayectorias resonantes en una sola superficie relacionadas con los modos de Multipactor que exhiben un número par de medios periodos entre impactos consecutivos. En [9] también se nombra por primera vez el efecto de las velocidades de emisión aleatorias de los electrones secundarios, demostrando que, cada vez que la propagación de las velocidades iniciales es lo suficientemente pequeña, el efecto de concentración de electrones del campo eléctrico de RF superará el efecto dispersivo de la emisión aleatoria, asegurando así la estabilidad de las trayectorias resonantes.

Además, hay una serie de extensiones sobre la teoría de Vaughan a otras geometrías como guíaonda rectangular y guíaonda con iris. En [10] se estudia el fenómeno Multipactor en guías de onda rectangulares utilizando un planteamiento tanto analítico como de simulaciones numéricas, centrándose en el análisis de efectos como la velocidad de propagación de electrones secundarios emitidos y la acción del campo magnético de RF sobre el movimiento de electrones. En este artículo se demuestra que la teoría de resonancia convencional da unas predicciones correctas para el umbral de Multipactor en aquellos casos donde la altura de la guía es muy pequeña y predomina la resonancia de Multipactor de primer orden. En los casos de mayor orden de resonancia, para una predicción más precisa del orden de Multipactor, se debe tener en cuenta la propagación de la componente normal de la velocidad de emisión de electrones. Además, la propagación de la componente tangencial en la velocidad de emisión de electrones y la acción del campo magnético RF son importantes cuando la altura de la guía excede un cierto valor crítico, que depende del ancho de la misma. Por último, se desarrolla una nueva teoría para predecir el valor umbral de Multipactor con órdenes de resonancia altos y se confirma con simulaciones numéricas. Para la geometría de guía rectangular con iris capacitivo [11], se analiza la descarga de microondas en condiciones de vacío bajo aproximaciones de campo eléctrico uniforme sobre un ancho infinito de iris. El análisis muestra que el flujo o cantidad de electrones aleatorios debidos a la velocidad inicial de electrones secundarios conduce a un aumento significativo del umbral de Multipactor, comparado con los resultados previstos por la configuración de placas paralelas (de ancho finito). Este incremento viene dado por el cociente de la altura con la longitud de iris, donde la geometría de la estructura con altura h y longitud l del iris se muestra en la Figura 1.5. Para cada valor fijo de de este cociente, se pueden generar

los diagramas de susceptibilidad de Multipactor para cada zona de resonancia. Dentro de cada zona, el efecto más pronunciado aparece para frecuencias bajas de RF debido al largo periodo de transición entre las paredes del iris.

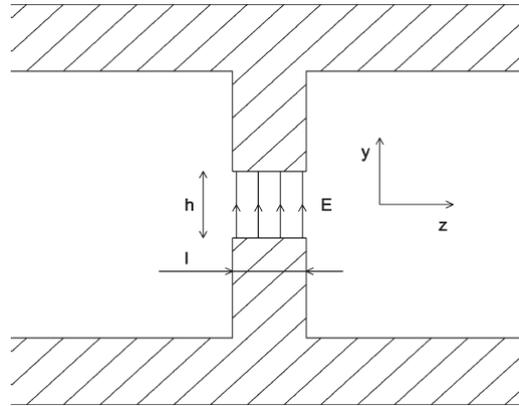


Figura 1.5. Geometría usada en el modelo. Figura obtenida de [11].

Además, en [12] se analiza la ruptura de Multipactor sobre el iris de una guía utilizando una aproximación cuasi-estática para la distribución espacial del campo de RF en el propio iris. En este trabajo se proporciona una descripción analítica de la estructura de campo de RF en el iris. Se muestra que en la parte central de cualquier iris, con un cociente de longitud a altura mayor que aproximadamente 0.5, la estructura del campo de RF se aproxima a la creada entre dos placas paralelas. El umbral de potencia de Multipactor para un iris viene determinado principalmente por las pérdidas de electrones en dicho iris, donde las pérdidas son consecuencia de la componente tangencial de la velocidad de emisión en los electrones secundarios. La longitud efectiva de la parte central del iris queda determinada y se encuentra en un umbral de Multipactor estimado por el iris en términos de parámetros clásicos: tensión RF aplicada, producto entre frecuencia RF y altura del iris $f \times d$ y el cociente altura a longitud del iris.

Hoy en día continúan las investigaciones sobre como reducir el riesgo de sufrir el efecto del fenómeno Multipactor, principalmente en variar la forma geométrica en el interior del dispositivo o con la introducción de material dieléctrico. En [13] y [14] se desarrollan unos diseños que introducen estos cambios y consiguen una mejora en cuanto al umbral de Multipactor, utilizando filtros con iris en forma de cuña y la introducción de una superficie de material dieléctrico en el iris.

1.3. Descripción del fenómeno Multipactor

El contenido recogido en [15], preparado concretamente para un curso en el Instituto Tecnológico de Massachusetts (MIT), incluye una buena cantidad de información relacionada con los procesos de ionización. Se discute primero la colisión elástica y la transferencia de carga en secciones transversales. Después se exponen una serie de conceptos como la difusión y movilidad, colisiones inelásticas de electrones, ruptura controlada por difusión, acoplamiento de electrones y ruptura controlada por el acoplamiento de electrones. A estos conceptos le siguen una serie de capítulos que tratan sobre la emisión de electrones secundarios y la ruptura controlada por la emisión de electrones secundarios. Para terminar se discuten los fenómenos de ruptura.

Se ha encontrado [15] una descripción cualitativa y concisa de la ruptura causada por la resonancia en electrones secundarios, también conocido como fenómeno Multipactor, y se podría traducir al castellano de la forma:

“Se han realizado numerosos estudios de ruptura en alta frecuencia en regiones que no están controladas por el fenómeno de difusión. Si la presión es baja, el recorrido libre medio del electrón se vuelve elevado en comparación con la cavidad o recipiente donde se encuentra el propio electrón, y la ionización en el gas se vuelve muy improbable. Un gran número de investigadores han estudiado este caso y han mostrado que la emisión secundaria de electrones por bombardeo directo de las paredes puede causar la ruptura. No solo es importante la magnitud del campo eléctrico, sino que la fase del movimiento del electrón con respecto al campo también influye en el efecto.

Bajo condiciones óptimas, el movimiento del electrón debe estar en fase con el campo. Así, un electrón que comienza a moverse a través del gap entre paredes, debería colisionar con ellas y liberar electrones secundarios del mismo modo que el campo eléctrico cruza por cero. La inversión del campo eléctrico acelera los electrones secundarios a través del gap, donde, este campo, debe tener un valor tal que el tiempo de tránsito a través del gap se igual a medio ciclo. De esta manera los electrones secundarios que se formaron por los electrones iniciales se convierten ahora en electrones primarios para el siguiente ciclo con las condiciones óptimas necesarias para que se formen de nuevo electrones secundarios, justo cuando el campo invierte su dirección.

Aún así, también es sabido que no se necesitan las condiciones óptimas para que se produzca la ruptura, y hay una región bastante amplia de valores de campo y frecuencia sobre las que se puede observar el fenómeno. Resulta evidente que, para cualquier frecuencia, la ruptura debería ser posible para una región delimitada entre dos valores de campo correspondientes a una aceleración muy pequeña o excesiva de electrones para mantener las relaciones apropiadas de fase.

Ya que este tipo de ruptura se basa en la multiplicación de electrones proveniente de la emisión secundaria de electrones en las paredes, la ruptura del campo presenta una mayor dependencia con la naturaleza de las paredes en las cuales se produce la descarga y una menor dependencia, no por ello despreciable, con el tipo de gas.”

En esta breve introducción al fenómeno y quizá no del todo completa para entender el proceso de ruptura, se pueden intuir una serie de situaciones y conceptos que provocan el fenómeno:

- La ruptura se produce debido al bombardeo de electrones secundarios sobre las paredes.
- El efecto se ve afectado tanto por la magnitud del campo como por la fase del electrón con respecto al campo.
- La inversión del campo eléctrico provoca la aceleración de los electrones y en su cruce por cero es cuando se produce la nueva emisión de electrones.
- No son necesarias las condiciones óptimas para desencadenar la ruptura, ésta se puede dar debido a una pequeña o excesiva aceleración entre dos valores de campo que mantengan las relaciones apropiadas de fase.
- Gran dependencia con la naturaleza de las paredes.

Sacando en claro estas ideas y teniendo ya en mente un concepto del fenómeno de Multipactor, se presenta a continuación una definición final del mismo que amplía y debe dejar claro este fenómeno. A través de [3], [16] se entiende el concepto de Multipactor como un fenómeno de campo electromagnético RF de alta potencia que aparece en dispositivos que trabajan bajo condiciones de vacío cuando el recorrido libre medio o la trayectoria libre de los electrones es mayor que el *gap* entre las paredes de la guía, entendiendo el recorrido libre medio como la distancia media recorrida por una partícula entre dos colisiones sucesivas. Está presente en un amplio rango de escenarios diferentes, como componentes pasivos en las cargas útiles o *payloads* de los satélites, tubos de onda progresiva, o aceleradores de partículas [8].

En un ambiente de vacío, el campo eléctrico de RF aplicado acelera los electrones libres a través del *gap*, provocando que éstos colisionen con las paredes metálicas. Este impacto del electrón con la pared conlleva que, cuando la energía del electrón que impacta es lo suficientemente alta, uno o más electrones secundarios se liberen de la superficie. Este impacto también conlleva a la inversión del campo, que da lugar a la aceleración del electrón hacia la pared opuesta e iniciando el fenómeno de resonancia de electrones secundarios, como viene indicado en la Figura 1.6. Se llega así a la idea de que, conforme el campo se invierte y aumenta su valor, se aceleran los electrones cuando este campo pasa por cero al invertir el signo. Una vez llegados a este punto, se produce la generación de nuevos electrones o, explicado con otras palabras, los electrones secundarios se sincronizan con el campo eléctrico RF y la población de electrones dentro del dispositivo crece exponencialmente, conduciendo a la descarga de Multipactor. De todas las características nombradas se puede concluir que la descarga de Multipactor depende de:

1. Condiciones de vacío.
2. Tensión RF aplicada
3. Relación de la frecuencia de operación con la geometría de los componentes (producto $f \times d$).
4. Condiciones de superficie.

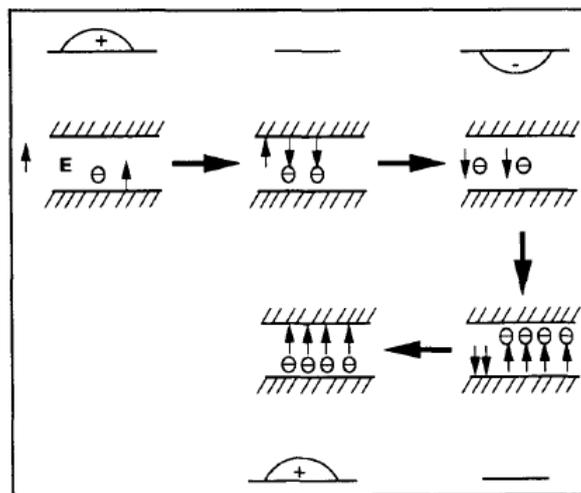


Figura 1.6. Emisión de electrones secundarios resonando en vacío bajo la influencia de un campo RF. Figura obtenida de [17].

La aparición de la descarga degrada el rendimiento del dispositivo produciendo efectos negativos, como el incremento de la señal de ruido y potencia reflejada, o incluso la total destrucción de este dispositivo. Debido a esto, el fenómeno de Multipactor se revela como una limitación crucial en el manejo de potencia RF máxima.

Centrándonos en las comunicaciones espaciales, debemos prestar atención al fenómeno de Multipactor en los componentes del satélite, donde no es posible reemplazar los dispositivos dañados. De hecho, el entorno espacial que rodea los satélites está muy poblado de partículas de alta energía (en su mayoría protones y electrones) provenientes del viento solar, y que son atrapadas por el campo magnético de la Tierra alrededor de los cinturones de Van Allen. Por tanto, es crucial asegurar que la ruptura de Multipactor no ocurre durante la vida del satélite, ya que puede ser un desastre para sus funciones.

Todo el equipamiento de microondas que trabaja a alta frecuencia (redes de filtros, circuladores, acopladores...) hace uso de aire u otros materiales gaseosos dentro del componente para evitar que se llegue a la potencia de ruptura y se produzcan, por tanto, descargas eléctricas. Además, para algunas aplicaciones espaciales con estructuras cerradas, se les realiza una abertura para obtener una condición cercana a la de vacío o también son selladas herméticamente con algo de gas inerte.

Realizada una explicación detallada sobre el fenómeno, se aborda una revisión de las diferentes situaciones que provocan la ruptura de alta potencia a frecuencia de microondas y el impacto que provoca en el diseño de componentes pasivos de microondas de alta potencia.

1.3.1. Ruptura gaseosa

Cualquier gas se compone, además de partículas neutras como átomos y electrones, de un pequeño número de electrones y partículas cargadas debido a la ionización de rayos cósmicos o algún otro fenómeno, como el efecto fotoeléctrico.

Cuando se aplica un campo eléctrico a un gas, los electrones y las partículas son aceleradas en la dirección del campo, colisionando con las partículas neutras en su camino y colisionando también con ambos lados del dispositivo. La colisión de electrones constituye el efecto dominante ya que los iones son mucho más pesados y lentos de acelerar, dando lugar a menores colisiones y produciendo menor energía que los electrones en dichas colisiones.

1.3.2. Recorrido libre medio

El concepto de camino o recorrido libre medio está basado en la teoría cinética clásica de gases. Aquí se modelan los electrones, átomos, moléculas e iones, como esferas rígidas de dimensiones muy pequeñas, moviéndose libremente y de manera aleatoria a través del gas. Estas partículas colisionan entre ellas como bolas de billar, donde la distancia entre estas colisiones se definen como el camino libre, y la distancia media entre estos recorridos como el camino libre medio.

Al contener el volumen cerrado de gas millones y millones de estas partículas, es posible calcular, con un alto grado de precisión, la probabilidad de colisión y la frecuencia, usando

mecánicas estadísticas. Para ello se debe asumir que todas las partículas se mueven a la misma velocidad y que todas las direcciones son equiprobables.

Hay dos tipos de colisiones: elásticas e inelásticas. En una colisión elástica, los electrones o iones chocan con el átomo provocando un intercambio de momento, pero no estado en el átomo. En una colisión inelástica, la energía de los electrones es lo suficiente como para causar un cambio en el estado interno del átomo, que volverá a su estado fundamental poco después de la colisión, y donde la energía que ha adquirido se radia. Si el campo eléctrico es lo suficiente alto en la colisión, se arranca el electrón del átomo, produciendo un electrón secundario y un ión positivo. Cuando el campo eléctrico es lo suficiente fuerte durante un periodo de tiempo, tales colisiones ocurrirán frecuentemente y la tasa de producción de electrones se hará mayor que la tasa de pérdidas debida a la difusión o recombinación, provocando así la ruptura. La tasa de exceso de producción necesita ser solo infinitésimamente mayor que la tasa de pérdidas para que la concentración aumente muy rápidamente, llevando a la ruptura. La Figura 1.7 muestra la variación en la concentración de electrones en función del campo eléctrico aplicado.

Cuando el campo se incrementa gradualmente, el gas, al inicio de la curva, parece obedecer la ley de Ohm, hasta que se comienza a producir electrones secundarios. Cuando esto ocurre, la concentración de electrones puede variar ampliamente como se muestra en la zona plana de la curva, y el gas se hace conductivo. A partir de aquí, solo un cambio mínimo en el campo eléctrico produce un cambio de varios órdenes de magnitud en la concentración de electrones y flujo de corriente, dando lugar a la ruptura.

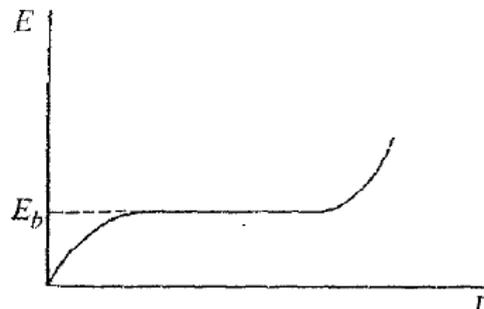


Figura 1.7. Variación de la concentración de electrones en función del campo eléctrico. Figura obtenida de [16].

1.3.3. Difusión

En un medio gaseoso, se llama difusión al flujo que producen las partículas cuando pasan de estar concentradas en una zona del espacio a repartirse de manera homogénea en dicho espacio y ocupándolo por completo.

En un gas ionizado, los electrones son dispersados por los átomos y las moléculas a medida que se mueven en dirección del campo eléctrico. Estos electrones dispersados son absorbidos por las superficies de la estructura donde se encuentra el gas, atribuyendo esta pérdida de electrones al proceso de difusión. La velocidad de difusión depende de la concentración de electrones, el gradiente del campo, la velocidad con la cual se producen electrones, y la geometría, el tamaño y condiciones de la superficie de la estructura. Además, la velocidad depende de la interacción entre electrones e iones, aunque el factor dominante es la difusión libre de electrones.

1.3.4. Adhesión

Un electrón se puede adherir a partículas neutras del gas. Una vez que ocurre esto, los electrones adheridos dejan de jugar un papel significativo en el proceso de ionización, ya que la partícula neutra es 2000 veces más pesada que el electrón, y por tanto, su velocidad es mucho menor que la velocidad de los electrones libres. Se puede decir que este proceso de adhesión es equivalente a la pérdida de un electrón. La velocidad de adhesión varía según el gas y el proceso está gobernado por la naturaleza de los átomos y moléculas.

1.3.5. Presión crítica

A bajas presiones, donde el electrón oscila libremente y en la mayoría de casos fuera de fase con respecto al campo aplicado, hay menos colisiones entre electrones y moléculas de gas. Conforme la presión aumenta, el número de colisiones también lo hace, provocando una reducción en la diferencia de fase de los electrones con el campo aplicado, debido al incremento de colisiones. La transición de unas pocas colisiones por oscilación del campo a muchas oscilaciones es fundamental, y ocurre cuando la frecuencia de colisión del electrón es igual a la frecuencia RF aplicada. El valor mínimo de ruptura de campo ocurre a presiones donde la RF es igual a la frecuencia de colisión del gas. Para el aire a frecuencias de microondas, esta presión varía linealmente desde un valor de presión cercano a 1 milímetro de Mercurio (mmHg) a 1 GHz hasta 10 mmHg a 10 GHz, como se muestra en la Figura 1.8. A presiones menores, la ruptura de campo se incrementa rápidamente. En lo referente a equipo de microondas de alta potencia, éste se suele diseñar para resistir a presiones críticas incluso aunque el sistema no esté pensado para trabajar bajo tales condiciones.

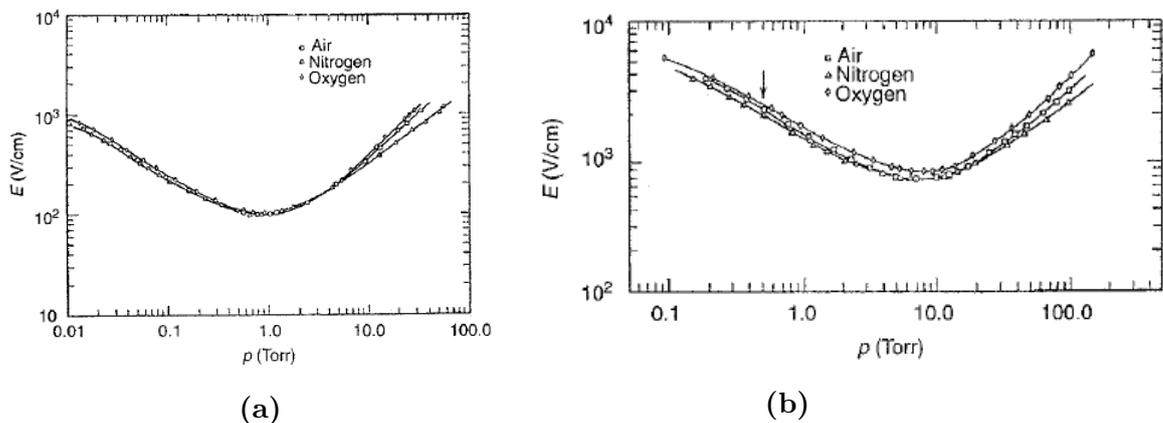


Figura 1.8. Ruptura en aire, nitrógeno y oxígeno para (a) 992 MHz y (b) 9.4 GHz. Figura obtenida de [16].

1.3.6. Impacto de la disipación térmica sobre el nivel de potencia

Trabajando con potencia de onda continua, las líneas de transmisión y los componentes disipan cantidades significativas de calor, como consecuencia, el aumento tolerable de temperatura es un criterio importante para determinar la capacidad de manejo de potencia. El diseño térmico debe asegurar un incremento admisible en la temperatura del equipo de alta potencia, lo que

implica considerar técnicas para enfriar el equipamiento, usando el enfriamiento por radiación mediante amplias superficies de refrigeración, o empleando sistemas de aire o agua refrigerada en ambientes terrestres.

1.3.7. Dependencia con la tensión RF aplicada

Los electrones se aceleran por el campo eléctrico creado mediante la tensión de RF que se aplica. Bajo condiciones óptimas, el movimiento del electrón debe estar en fase con el campo, sin embargo, para que exista ruptura no se requieren condiciones óptimas, y hay una extensa región de campo y frecuencias sobre las que se puede observar el fenómeno. Una condición para que se desencadene el fenómeno de Multipactor es que los electrones incidentes en la pared deben generar electrones secundarios de tal manera que el cociente electrones secundarios a incidentes δ sea mayor que uno. Si esto no ocurre, la creación de electrones disminuye rápidamente y el Multipactor no se prolonga.

El SEY (*“Secondary Emission Yield”*) [3] da el número medio de electrones emitidos por impacto de electrón en la superficie. El valor SEY para cada impacto depende principalmente de la energía cinética y el ángulo de impacto. A pesar de que los valores particulares de la curva SEY varían mucho según el material específico, la forma de la curva es universal para todos ellos. Para valores muy bajos de energía, el SEY está ligeramente por debajo de la unidad y los electrones incidentes son retrodispersados (reflejados en la dirección de la que provienen) elásticamente. Conforme la energía aumenta, el SEY disminuye hasta alcanzar un mínimo, entonces la curva empieza a crecer y, cuando la energía alcanza el llamado primer punto de cruce W_1 , el valor SEY se hace igual a la unidad. En esta región domina el proceso de absorción. Por encima de W_1 comienza la zona óptima para la multiplicación de electrones. La curva continúa creciendo hasta que se alcanza el valor máximo δ_{max} para cierto valor de energía W_{max} . Aquí, la curva comienza a disminuir y finalmente cae por debajo de la unidad en el conocido como segundo punto de cruces W_2 . De acuerdo a lo que se ha dicho, las teorías clásicas de Multipactor solo necesitan del conocimiento de W_1 y W_2 . En todo caso, el valor concreto de la curva SEY para cada material se debe obtener de medidas. Este punto es crucial, ya que, incluso para un material concreto, pueden surgir diferentes curvas SEY dependiendo del proceso de fabricación o revestimiento. Aún más, la exposición del material al aire produce que se desgaste su superficie con el paso del tiempo, debido a la oxidación del metal y la absorción de elementos contaminantes. Por tanto, es esencial una información precisa de la curva SEY del material para realizar simulaciones numéricas precisas que puedan coincidir con los resultados experimentales del Multipactor. Una vez reunida la información del material, se puede describir la curva SEY siguiendo uno de los diferentes modelos existentes que proporcionan expresiones matemáticas analíticas.

Para un material concreto, el valor δ viene en función de la energía y del ángulo de incidencia de los electrones primarios [18] como se muestra en la Figura 1.9 (a) y (b). Como ya se ha explicado y se puede apreciar en la Figura 1.9 (a), con energías incidentes bajas, los electrones primarios no son capaces de liberar electrones secundarios y no se llega a iniciar el fenómeno Multipactor; para energías incidentes muy altas, los electrones penetran muy a fondo en la superficie haciendo que éstos se queden atrapados en el material y no se liberen de la superficie. La energía de los electrones primarios debe estar entre los valores mínimo y máximo, es decir, los valores W_1 y W_2 para mantener la ruptura Multipactor.

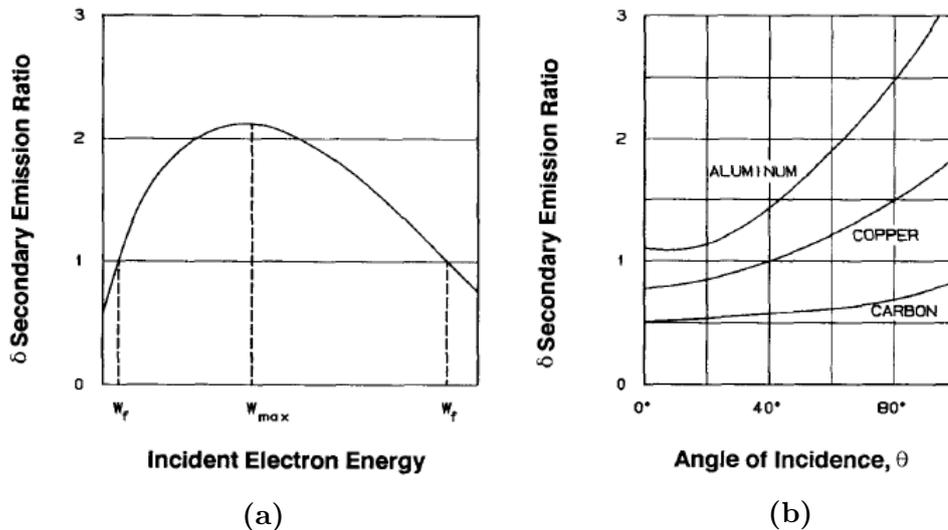


Figura 1.9. Parámetros de emisión secundaria, (a) δ vs W , (b) δ vs θ . Figura obtenida de [18].

Como se ha dicho, la energía también depende del ángulo de fase de los electrones con respecto al campo RF aplicado. Como consecuencia, hay una ventana de fase dentro de la cual los electrones incidentes pueden producir electrones secundarios y por tanto provocar el fenómeno Multipactor (Figura 1.9 (b)). Estos límites superior e inferior de energía y fase permiten producir Multipactor en un amplio rango de frecuencias y tensiones aplicadas.

1.3.8. Dependencia con el producto $f \times d$

Para que se produzca el fenómeno Multipactor se debe satisfacer la condición de resonancia de electrones, para ello, el tamaño del *gap* se debe corresponder con un múltiplo entero de medio ciclo de la tensión RF aplicada. Para determinar la ruptura en función del producto $f \times d$ se utiliza una geometría simple como es la geometría de placas paralelas. Una serie de investigaciones [6], [7], [18], [19] han realizado un gran número de medidas para obtener las rupturas de campo máxima y mínima excitadas a diferentes frecuencias. En la Figura 1.10 se muestra una representación típica de esta relación. Hay una curva de Multipactor para cada múltiplo impar del ancho de *gap* correspondiente a la mitad del ciclo de la tensión RF, donde el modo principal corresponde con el múltiplo unidad. Cada curva de Multipactor tiene un valor máximo y mínimo de energía o tensión de pico que inicia y mantiene el Multipactor tal como se describe en el apartado anterior. Además, cada curva tiene un ancho correspondiente con el ángulo de llegada dentro del cual el coeficiente de emisión secundaria es mayor que el valor unidad y mantiene así la ruptura de Multipactor.

La geometría del dispositivo de RF de alta potencia no se suele corresponder con un simple conductor paralelo. Se suelen usar geometrías complejas con discontinuidades para conseguir la respuesta eléctrica que se quiere. En los alrededores de las discontinuidades y en los bordes puntiagudos, los campos eléctricos son mayores que los producidos por una simple geometría de placas paralelas. Como consecuencia, la ruptura de Multipactor puede ocurrir a tensiones de RF aparentemente menores que las basadas en geometría de placas paralelas

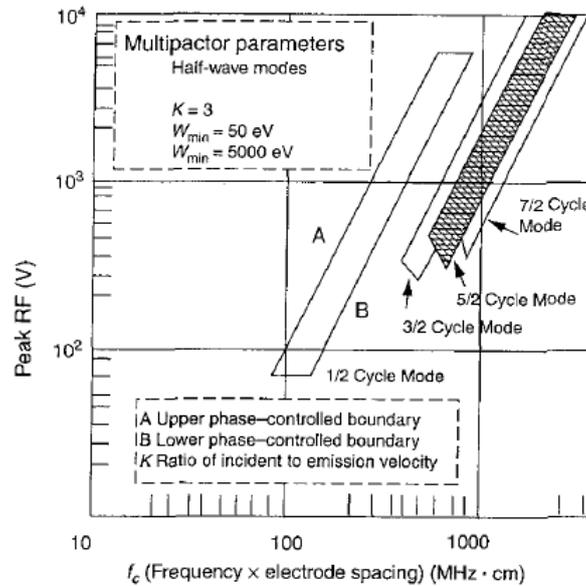


Figura 1.10. Posibles regiones de Multipactor entre placas paralelas. Figura obtenida de [16].

1.3.9. Dependencia con las condiciones de superficie de los materiales

El coeficiente de emisión secundario δ es muy sensible a la pureza del material. En niveles de energía bajos, hay una gran variación en δ provocada por las impurezas de la superficie. Conforme más impurezas contenga el material, el valor δ se incrementa, aumentando la posibilidad de que ocurra Multipactor.

1.3.10. Detección y prevención de Multipactor

Los métodos de detección se dividen en dos categorías, local y global. Los métodos de detección local se utilizan cerca de un punto donde ocurre la descarga actual como en un componente individual. Para el estudio de sistemas, se utilizan métodos de detección global, los cuales muestran si hay presencia de descarga en el montaje de alta potencia. Los métodos de detección más usados son el método *noise floor*, el método *forward/reverse power* y el método *balanced phase methods*. Estos métodos se describen en [17] y se ven en la Tabla 1.2 y Tabla 1.3.

Método	Función	Ventajas	Desventajas
Sonda detectora de electrones	Sonda positivamente cargada cerca de la descarga que absorbe la corriente. Un pequeño agujero en el componente permite la entrada para la sonda.	Muy sensible. Independiente de la frecuencia de operación.	No es adecuado para aplicaciones de pulsos cortos. El agujero debe ser perforado en la superficie del dispositivo bajo test (DUT). La sonda debe estar cerrada en la zona Multipactor, algunas veces resulta de difícil acceso.
Detección óptica	Fotones liberados de la superficie por Multipactor o moléculas de gas residuales detectados por el cable de fibra óptica a través de un pequeño agujero en el componente.	Muy sensible. Tiempo de respuesta muy rápido, por tanto ideal para aplicaciones de pulsos. Se puede acoplar remotamente dentro del DUT.	El agujero debe ser perforado en la superficie del DUT. La sonda óptica no puede pervivir con potencia de onda continua alta.

Tabla 1.2. Métodos de detección local. Tabla obtenida de [17].

Método	Función	Ventajas	Desventajas
Ruido de fondo	Resonancia de electrones que crea un incremento en el ruido de fondo cercano a la portadora. Usando filtros, este ruido puede ser detectado a niveles muy bajos.	No destructivo. Lo suficientemente sensible como para detectar el ruido generado por la emisión de electrones antes de que ocurra la descarga.	Altamente dependiente con la frecuencia. Sistema de difícil montaje. No recomendable para aplicaciones de pulso con un ciclo de trabajo corto.
Potencia directa/ reflejada	La descarga Multipactor puede causar un grave desajuste y, por lo tanto, un valor de potencia reflejada alta. Se puede incrementar la sensibilidad anulando las potencias directa y reflejada en un híbrido.	Ganancia de potencia equivalente típica de 10 dB utilizando una configuración de resonador en anillo. Buena sensibilidad de detección. Funciona bien en condiciones de pulsos de potencia. No es destructivo.	No recomendable en dispositivos no recíprocos. Se necesita un ajuste constante del resonador en anillo para mantener la ganancia de potencia óptima. No es efectivo si el DUT es con pérdidas. Dependiente de la frecuencia.
Detección de armónico	La descarga de Multipactor causa no-linealidad y genera armónicos de bajo nivel. Adecuado para un funcionamiento de pulsos.	Montaje simple.	Sensibilidad limitada. Se puede eclipsar fácilmente por el sistema, el armónico intrínseco del DUT y las señales PIM.
Fase balanceada	La descarga de Multipactor causa un cambio en la fase de la portadora. Usando un la técnica del puente, este cambio proporciona una detección efectiva del Multipactor.	Montaje simple, insensible a la frecuencia de funcionamiento. Ganancia de potencia equivalente típica de 6 dB. No destructivo.	Insensible para niveles de Multipactor bajos. No aplicable en dispositivos no recíprocos. Se necesita una sintonización fina del sistema de detección conforme el DUT cambia con la temperatura.

Tabla 1.3. Métodos de detección global. Tabla obtenida de [17].

Durante toda la introducción se ha hablado de una serie de restricciones necesarias para la generación y mantenimiento del fenómeno Multipactor, posibles caminos para prevenir este fenómeno pueden ser:

- Control del producto $f \times d$.
- Uso de material dieléctrico.
- Presurización.
- Carga DC o magnética.
- Reducción del potencial de superficie escogiendo el material correcto y el proceso de selección.

Se proporciona en la Tabla 1.4 una descripción y una serie de ventajas y desventajas para cada uno de estos métodos de prevención.

Método	Descripción	Ventajas	Desventajas
Gap de gran tamaño	El tiempo de tránsito de electrones se hace no resonante, de tal manera que necesita de una tensión mucho mayor para iniciar y mantener el Multipactor.	Estructura mecánica simple.	Limitación en el diseño RF y el desempeño alcanzable.
Tamaño del gap debajo del corte	El tiempo de tránsito de electrones se hace no resonante. Los electrones son dispersados y absorbidos, evitando así el inicio del Multipactor.	No existen limitaciones de manejo de potencia debido a la ruptura Multipactor.	Diseño RF inapropiado para la mayoría de aplicaciones prácticas. Valores realizables de Q son bajos.
Relleno de dieléctrico	El camino libre medio de los electrones se reduce relleno con dieléctrico espacios vacíos donde se produce la descarga.	Simple en teoría.	Dispositivos con factor de calidad Q efectivo muy bajo. Difícil de aplicar por encima de los 12 GHz.
Presurización	El recorrido libre medio de electrones es reducido cerca de cero mediante presurización a través de un gas inerte.	Eliminación del mecanismo Multipactor.	Un posible fallo es la existencia de una fuga. Incrementa el peso del sistema. El sistema debe usar conectores herméticamente sellados. Una fuente potencial de PIM.
Carga DC o magnética	Tensión DC o la aplicación de un campo magnético puede alterar la condición de resonancia del electrón permitiendo un mayor manejo de potencia.	Margen de manejo de potencia mejorado por 1 dB, o más. Prevención de la descarga entre el <i>gap</i> .	Posible erosión de la superficie creando un ruido de banda ancha. Mejora del rendimiento no significativa.
Potencial de superficie reducido	El cociente de emisión secundaria se hace nulo mediante el uso de un revestimiento con un cociente de emisión bajo.	Simple de utilizar.	Uso limitado debido a las altas pérdidas..

Tabla 1.4. Métodos de prevención Multipactor. Tabla obtenida de [16].

1.3.11. Establecimiento de márgenes de Multipactor

El diseño de márgenes de Multipactor es un tema delicado entre clientes, contratistas principales y proveedores de componentes y subsistemas de alta potencia. Debido a la variabilidad de ruptura por Multipactor, su dependencia con los estándares de calidad, sensibilidad contaminante, complejidad en la geometría de los componentes y cambio de personal cada pocos años, contribuyen a la tendencia del cliente a sobre especificar los márgenes de Multipactor y los requisitos de prueba. La elección óptima para todos es adoptar ciertas pautas en los márgenes de diseño basados en cálculos teóricos y comprobaciones experimentales de naturaleza repetible. Este aspecto viene detallado muy extensamente en [20] y su resultado se resume a continuación.

La condición de operación más compleja y restrictiva con respecto a la alta potencia es cuando se trabaja con señales con múltiples portadoras. Este problema se puede analizar haciendo las siguientes suposiciones:

1. n portadoras equiespaciadas de igual magnitud.
2. Sobre un corto periodo de tiempo (aproximadamente $5ns$), la fase relativa de portadoras incidentes en un satélite permanece invariable. Esta condición implica una buena estabilidad a corto plazo para los osciladores locales que generan portadoras individuales.

Bajo estas condiciones, calculando la respuesta para el caso de 12 portadoras igualmente

espaciadas a 50 MHz, se muestra en la Figura 1.11. Se elige la referencia del nivel de potencia cuando todas las portadoras están en fase.

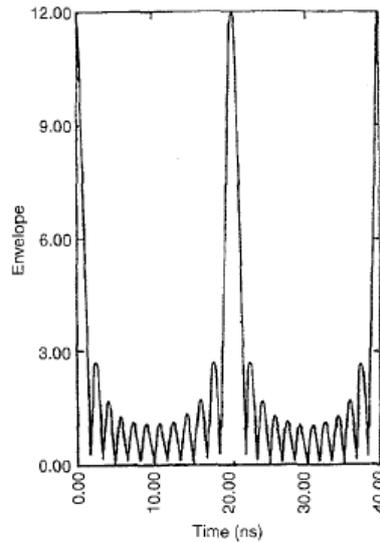


Figura 1.11. Potencia envolvente calculada para 12 portadoras espaciadas 50 MHz. Figura obtenida de [16].

Como se ha dicho hasta ahora, los electrones necesitan un nivel mínimo de energía para iniciar el fenómeno de Multipactor, este nivel de energía se acumula una vez satisfecha la condición de resonancia. Por tanto, se necesita de un tiempo de tránsito finito en la envolvente para que los electrones acumulen la suficiente energía y así iniciar y mantener el fenómeno. Según investigaciones realizadas por el Doctor Gerald August, basadas en consideraciones teóricas y evidencias experimentales, donde se cree que para materiales con un coeficiente secundario de electrones de dos o menor, son necesarios más de 15 ciclos para iniciar el Multipactor. Para el primer orden de Multipactor, esto se traduce en un total de tiempo de tránsito ($\tau = (1/2) f_0$) igual a $7,5ns$ para 1 GHz, $1,9ns$ para 4 GHz y $0,6ns$ para 12 GHz. Basados en estos análisis, se pueden tomar las siguientes conclusiones:

1. Para n portadoras equiespaciadas, el tiempo d_{well} de la potencia de pico en fase cae rápidamente cuando el número de portadoras aumenta. Dependiendo del número actual de portadoras y la frecuencia de operación, el tiempo d_{well} puede ser menor que el tiempo que lleve iniciar el Multipactor. Por tanto, especificaciones basadas en márgenes adicionales de 3 dB hasta 6 dB sobre $n^2 \cdot P_{in}$, donde P_{in} es la potencia por portadora, no son realistas. Esto lleva al punto número 2.
2. Para operaciones con multiportadora, cuando el número de portadoras es seis o mayor, los niveles de prueba para el Multipactor deben ser especificados con unos niveles de potencia que no sean mayores de $n^2 \cdot P_{in}$. Para un número pequeño de portadoras, el tiempo d_{well} y la frecuencia de operación deben estar dentro de los márgenes especificados para diseño y prueba.

1.4. Bases y teorías

En este apartado, basado principalmente en [3], se explica de manera analítica el fenómeno de Multipactor junto con las dos teorías ya mencionadas en este capítulo, como son la teoría

de la “*constante-k*” y la teoría de la “*constante-v*”, además de explicar al final de manera cualitativa una teoría para la predicción del Multipactor.

1.4.1. Teoría Multipactor en guiaonda de placas paralelas

Este es el escenario más simple. Este tipo de estructura se presenta en la Figura 1.12 y consiste en dos placas metálicas infinitas y paralelas separadas por un *gap* de dimensión d . Se aplica a las superficies una tensión armónica RF en el tiempo que sigue la expresión $V_{RF}(t) = -V_0 \sin(\omega t)$, donde $\omega = 2\pi f$, f es la frecuencia y V_0 es la amplitud de tensión. Como consecuencia de la tensión aplicada, se genera un campo eléctrico de RF uniforme y vertical $\vec{E}_{RF} = \frac{V_{RF}(t)}{d} \hat{x}$ entre placas. Estos campos siguen el modelo de una dimensión en términos de movimiento de electrones.

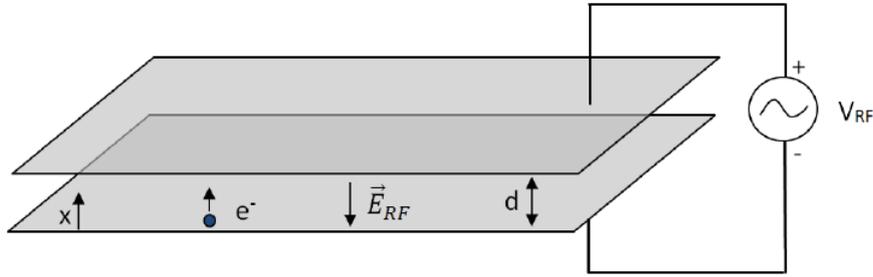


Figura 1.12. Guiaonda de placas paralelas con un campo eléctrico RF entre las superficies. Figura obtenida de [3].

La ecuación diferencial que gobierna el movimiento de electrones entre las placas paralelas de la guiaonda se deriva de la Fuerza de Lorentz no relativista y de la segunda ley de Newton. En las siguientes expresiones no se tienen en cuenta los efectos relativistas, solo se representan las ecuaciones clásicas de movimiento. Esta es una buena aproximación, ya que en muchos escenarios del Multipactor, las velocidades de los electrones están lo suficientemente por debajo de la velocidad de la luz en el vacío. Bajos estas suposiciones, la ecuación diferencial de movimiento de un electrón viene dada por

$$\ddot{x} = \frac{eV_0}{m_e d} \sin(\omega t) \quad (1.1)$$

donde m_e y $-e$ son la masa y carga del electrón, respectivamente.

La ecuación (1.1) se puede resolver analíticamente. Imponiendo las siguientes condiciones iniciales

$$\begin{aligned} \omega t_0 &\equiv \phi \\ \dot{x}(t_0) &\equiv v_0 \\ x(t_0) &\equiv x_0 \end{aligned} \quad (1.2)$$

donde t_0 es el momento en que el electrón empieza a interactuar con el campo eléctrico, v_0 es la velocidad inicial del electrón y x_0 es la posición inicial.

Después de resolver la ecuación diferencial (1.1) e imponiendo las condiciones iniciales (1.2), se encuentran fácilmente las siguientes expresiones para la velocidad y trayectoria del electrón

$$v = v_0 + \frac{eV_0}{m_e\omega d}(\cos(\phi) - \cos(\omega t)) \quad (1.3)$$

$$x = x_0 + \frac{v_0}{\omega}(\omega t - \phi) + \frac{eV_0}{m_e\omega^2 d}((\omega t - \phi)\cos(\phi) - \sin(\omega t) + \sin(\phi)) \quad (1.4)$$

1.4.2. Teoría de la constante – v

En la teoría de la “*constante–v*” propuesta por Vaughan, se asume que todos los electrones parten con la misma velocidad inicial v_0 . Para obtener la descarga Multipactor, es necesario que se satisfagan ciertas condiciones de resonancia entre la trayectoria del electrón y el campo eléctrico de RF. Las condiciones de sincronismo afirman que un electrón emitido desde una de las placas debe alcanzar la superficie contraria en un tiempo igual a un número impar de semiciclos de la señal RF. Consecuentemente, las condiciones de resonancia se pueden expresar como

$$\omega t_i = \phi + m\pi; m = 1, 3, 5, 7, \dots \quad (1.5)$$

donde t_i representa el tiempo de impacto de electrones y m es el orden del Multipactor. Como ejemplo en la Figura 1.13 se muestra la trayectoria y velocidad del electrón para un orden de Multipactor $m = 1$.

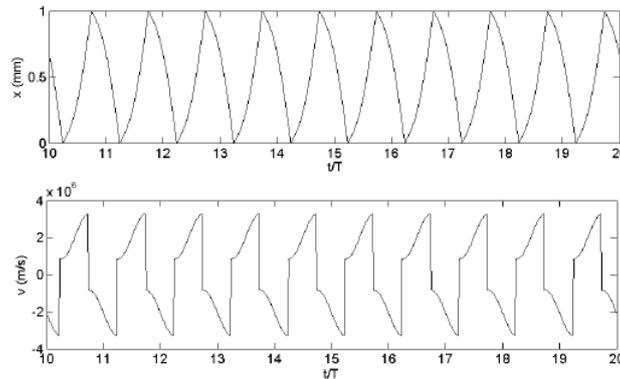


Figura 1.13. Trayectoria y velocidad de un electrón en función del tiempo normalizado al periodo de RF ($T = 1/f$), para un armónico de Multipactor de orden $m = 1$. Los parámetros usados en esta simulación son $\phi = 0^\circ$, $V_0 = 44V$, $d = 1mm$, $f = 1GHz$, $v_0 = 2eV$. Figura obtenida de [3].

Dadas las condiciones de resonancia de (1.5), es posible obtener las expresiones de velocidad de impacto v_f y la amplitud de la tensión de resonancia V_0 . Sustituyendo (1.5) en (1.3), tenemos

$$v_f = \frac{2eV_0}{m_e \omega d} \cos \phi + v_0 \quad (1.6)$$

De la misma forma, sustituyendo (1.5) en (1.4) cuando el electrón alcanza la placa superior ($x = d$), podemos obtener

$$V_0 = \frac{m_e}{e} \frac{\omega d(\omega d - m\pi v_0)}{m\pi \cos \phi + 2 \sin \phi} \quad (1.7)$$

La expresión anterior para la velocidad de impacto y la amplitud de la tensión dependen de la fase inicial de lanzamiento ϕ . Cualquier fase inicial del electrón liberado no puede lograr la sincronización con el campo eléctrico. De hecho, si el electrón se aleja o sale cuando la polaridad del campo eléctrico apunta en la dirección incorrecta, el electrón será acelerado hacia la pared origen. Hay un cierto rango con los valores iniciales que son adecuados para alcanzar la resonancia con el campo eléctrico:

$$\phi_{min} \leq \phi \leq \phi_{max} \quad (1.8)$$

Respecto al valor de fase mínimo ϕ_{min} , cuando el electrón comienza con fase negativa desde la placa inferior ($x = 0$), la aceleración se vuelve también negativa (1.1), por lo que el electrón tiende a ser empujado a la placa origen y aparece un cierto retroceso en la trayectoria del mismo (ver la Figura 1.14). Sin embargo, asumiendo una velocidad inicial del electrón mayor que cero, el electrón puede alcanzar la pared opuesta para valores de fase superiores a ϕ_{min} . Un electrón liberado con ϕ_{min} (también llamado punto de no retorno) impactará con la pared de salida antes de llegar al lado opuesto. Para obtener ϕ_{min} , se deben cumplir las siguientes condiciones

$$\begin{aligned} \dot{x} &= 0 \\ x &= 0 \end{aligned}$$

No es posible una solución analítica para este sistema y se ha resuelto numéricamente. Respecto a la máxima fase de salida permitida ϕ_{max} , que minimiza (1.7) y que se obtiene buscando el máximo del denominador de dicha expresión

$$\begin{aligned} \frac{d}{d\phi}(m\pi \cos \phi + 2 \sin \phi) &= -m\pi \sin \phi + 2 \cos \phi \\ -m\pi \sin \phi_{max} + 2 \cos \phi_{max} &= 0 \\ \phi_{max} &= \arctan\left(\frac{2}{m\pi}\right) \end{aligned} \quad (1.9)$$

ya que la fase de salida óptima debe estar comprendida en el rango $[0, \phi]$, puede demostrarse fácilmente que el ϕ_{max} anterior maximiza el denominador de (1.7) al sustituir en la segunda derivada.

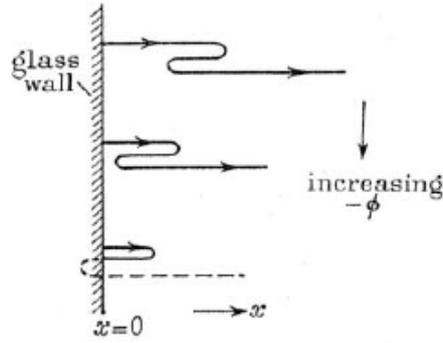


Figura 1.14. Trayectorias del electrón para salidas con valores de fase negativo. Figura obtenida de [5].

Por último se necesita la relación de las energías de impacto, determinadas por el rango que se define entre el primer y segundo punto de cruce (W_1 y W_2), con las velocidades de impacto ($W = \frac{1}{2}mv^2$) y, sustituyendo en (1.6), surge la siguiente condición para el rango de amplitud de voltaje

$$(v_1 - v_0) \frac{m_e \omega d}{2e \cos \phi} \leq V_0 \leq (v_2 - v_0) \frac{m_e \omega d}{2e \cos \phi} \quad (1.10)$$

Las regiones de Multipactor que satisfacen las anteriores condiciones se pueden representar en una gráfica de la amplitud de tensión V_0 versus $f \times d$, esta gráfica es muy útil como modelo de ingeniería inicial y se denomina carta de susceptibilidad. Esta representación es muy útil para geometría de placas paralelas, y todas las magnitudes involucradas con la resonancia Multipactor se relacionan solo con el producto $f \times d$ ((1.6), (1.10)). En la Figura 1.15 se representa un ejemplo de carta de susceptibilidad de Multipactor para los primeros modos resonantes (desde $m = 1$ hasta $m = 9$). La curva envolvente que se ajusta al límite inferior de los modos Multipactor delimita el umbral de tensión RF Multipactor.

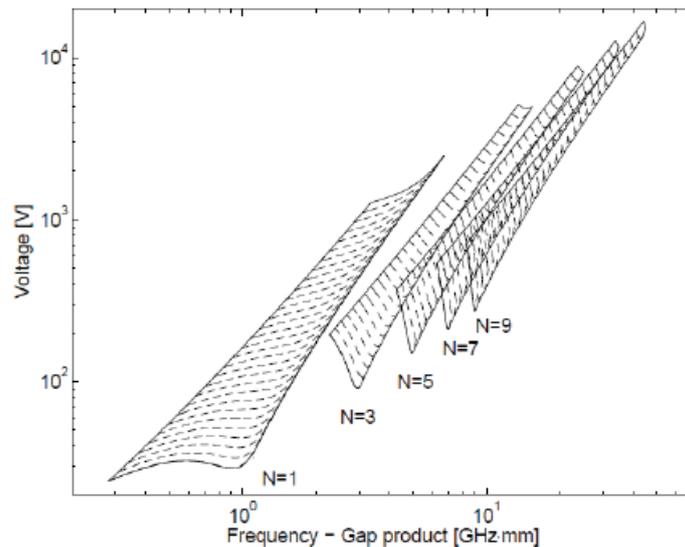


Figura 1.15. Carta de susceptibilidad Multipactor para la teoría de la constante - v de Vaughan en placas paralelas. Figura obtenida de [21].

1.4.3. Teoría de la constante – k

La teoría de la constante – k toma la suposición de que existe una relación fija entre la velocidad de impacto de los electrones y la velocidad inicial de todos ellos,

$$k = \frac{v_f}{v_0} \quad (1.11)$$

Después de imponer la condición de sincronismo de Multipactor (1.5), junto con la suposición de la constante – k (1.11) en la ecuación de la velocidad (1.3), se obtiene la siguiente expresión para la velocidad de impacto

$$v_f = \frac{k}{k-1} \frac{2eV_0}{m_e \omega d} \cos(\phi) \quad (1.12)$$

Procediendo similarmente con (1.4), la tensión se calcula:

$$V_0 = \frac{4\pi^2 (fd)^2}{(e/m_e) \Phi_m} \quad (1.13)$$

$$\Phi_m = \frac{k+1}{k-1} m\pi \cos(\phi) + 2 \sin(\phi) \quad (1.14)$$

La fase de salida máxima que minimiza la tensión resonante para el Multipactor se obtiene maximizando (1.14):

$$\phi_{max} = \arctan \left(\frac{k-1}{k+1} \frac{2}{m\pi} \right) \quad (1.15)$$

Finalmente, la condición que asegura que el electrón resonante impacte con una energía entre W_1 y W_2 se expresa como

$$v_1 \frac{k-1}{k} \frac{m_e \omega d}{2e \cos \phi} \leq V_0 \leq v_2 \frac{k-1}{k} \frac{m_e \omega d}{2e \cos \phi} \quad (1.16)$$

Similarmente, como fue discutido para la teoría de la constante – v, utilizando las condiciones de resonancia anteriores, se posible realizar unas cartas de susceptibilidad de Multipactor para la teoría de la constante – k, como muestra la Figura 1.16.

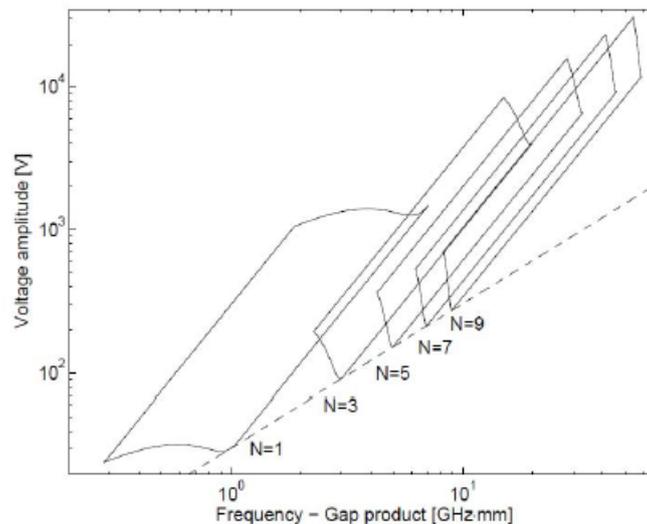


Figura 1.16. Carta de susceptibilidad Multipactor para la teoría de la constante $-k$ de Hatch y Williams [6] en placas paralelas. Los parámetros usados son: $k = 2,5$ (correspondiente con un inicial $v_0 = 3,68eV$ y cuando $v_1 = W_1$), $W_1 = 23eV$, y $W_2 = 1000eV$. Figura obtenida de [21].

1.4.4. Regla para la predicción del multipactor “20-gap-crossing”

La regla semi-empírica “20-gap-crossing” es una regla de oro adoptada por la agencia espacial europea (ESA) para evaluar el riesgo de ruptura de Multipactor para señales armónicas no puras como escenarios multiportadora [22]. Esta regla se basa en la dependencia que tiene la descarga de Multipactor con la envolvente de la señal, enunciando que el fenómeno de Multipactor ocurre cuando la envolvente de la señal multiportadora excede el umbral de Multipactor de una sola portadora en un intervalo igual o mayor que el tiempo que un electrón necesita para cruzar el *gap* 20 veces.

1.5. Consideraciones de alta potencia en filtros pasobanda

Los equipos de alta potencia se diseñan para bajas pérdidas y así conservar la potencia, y al mismo tiempo, minimizar la disipación térmica. La condición de bajas pérdidas exige el uso de estructuras de microondas de alto Q para dichos equipos. Para filtros pasobanda, el problema se agrava aún más por la necesidad de anchos de banda relativamente estrechos en la mayoría de sistemas de comunicaciones, lo que implica pérdidas altas y campos eléctricos dentro de las cavidades del filtro. Como consecuencia, la capacidad de manejo de potencia de alto factor de calidad (Q) representa, en filtros de banda estrecha, el mayor problema cuando se quiere diseñar estos equipos. Los filtros de microondas están, por lo tanto, limitados en su capacidad de manejo de potencia, tanto por los elevados valores de campo generados dentro de los filtros como por el calentamiento de las cavidades debido a la disipación térmica. Cohn [23] fue el primero en discutir las consideraciones de diseño general para filtros de alta potencia. Proporcionó una expresión analítica simple para los picos de campo eléctrico dentro de varias cavidades con filtros en guíawonda de banda estrecha y acoplamiento directo en términos de los parámetros de su prototipo pasobajo. Estas fórmulas describen la variación del campo eléctrico

en función de la frecuencia para cada cavidad. Cohn [23] describe como la variación de pico de los campos internos entre cavidades se puede minimizar al aumentar ciertas cavidades, a costa de incrementar el número de resonancias espurias.

Young [24] introdujo un enfoque alternativo analizando los índices de potencia de un filtro de cavidades en términos del retardo de grupo del filtro. Este análisis está basado en asumir que el filtro de cavidades con acoplamiento directo se parece a una “estructura periódica”. Asumiendo esto, se puede mostrar fácilmente que la energía almacenada en un filtro de cavidades es proporcional a su retardo de grupo. Este análisis se extendió al cálculo del campo eléctrico para filtros de banda ancha con acoplamientos directos. Este enfoque ha sido recogido por Ernst [25]. Se derivan expresiones rigurosas para el tiempo de energía almacenada (TASE, *time-average stored energy*) en redes de dos puertos pasivas sin pérdidas y muestran ser proporcionales al retardo de grupo en filtros con respuestas de tipo Butterworth, Chebyshev y elípticas. Esto permite una justificación rigurosa del uso de retardo de grupo como un indicador de la capacidad de manejo de potencia de un filtro. Este enfoque destaca la sensibilidad de alta potencia para un rango de parámetros del filtro y concretamente en la selectividad de filtros, donde los valores de pico en el campo dentro de la cavidad son muy sensibles a las necesidades de ancho de banda y selectividad de filtros. Se obtiene del estudio en [25] que, por un lado, cuanto menor sea el ancho de banda absoluto, mayor son el retardo de grupo y los campos eléctricos en su interior; y, de manera similar, cuanto mayor sea la selectividad en virtud de tener ceros de transmisión cerca de la banda de paso o un orden superior del filtro, más aguda o afilada será la subida del retardo de grupo y el valor máximo de pico en los campos internos.

La energía almacenada en un resonador se puede evaluar siguiendo los modelos circuitales derivados de los filtros prototipo pasobajo. La energía almacenada en filtros pasobajo prácticos se puede relacionar con el filtro prototipo original mediante la transformación en frecuencia. Para filtros escalera de acoplamiento directo, se puede calcular fácilmente el valor de TASE de las cavidades individuales en términos de los parámetros del prototipo pasobajo [25]. El siguiente paso es el cálculo de los campos eléctricos en términos de la energía almacenada, donde, para guías de onda estándar rectangulares o circulares se puede hacer analíticamente. Este enfoque es válido y simplifica el análisis para topologías estándar, sin embargo, para estructuras más complejas que incluyen discontinuidades en las cavidades del filtro, es necesario un análisis electromagnético más riguroso.

Capítulo 2

Diseño de filtros con resonadores acoplados

Este capítulo va dirigido al proceso de diseño de filtros pasobanda usando la matriz de acoplamiento [26] y una mejora de diseño usando un método novedoso de corrección en frecuencia [27]. Se presenta antes de los procesos de diseño, el tipo de estructura que se escoge la para su realización y unas características de la misma.

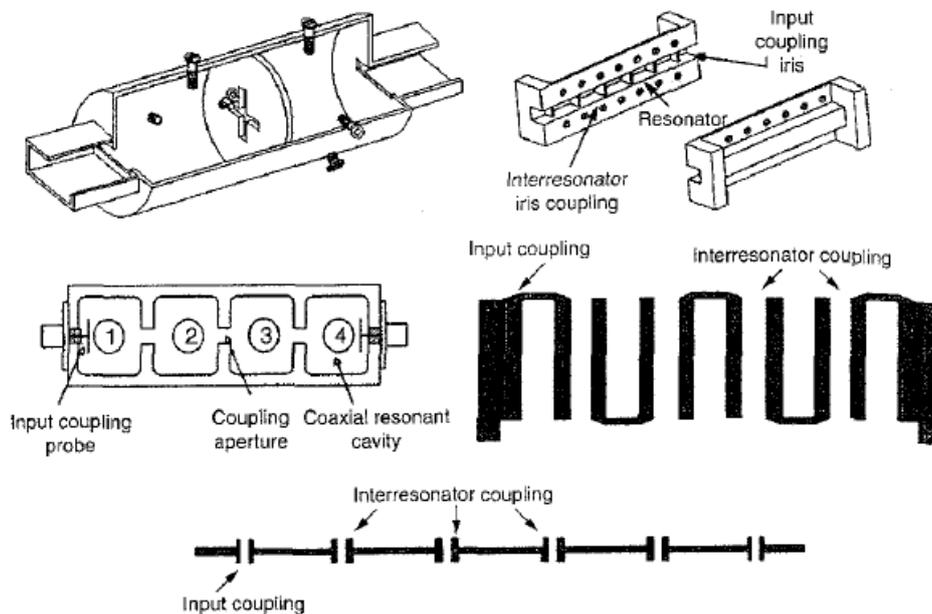


Figura 2.1. Acoplamiento entre resonadores y acoplamiento entrada/salida representado mediante diferentes componentes filtros en guíaonda, resonador dieléctrico, coaxial y microstrip. Figura obtenida de [26].

Los filtros pasobanda constan normalmente de resonadores acoplados entre ellos mediante elementos de acoplamiento inductivo o capacitivo. La Figura 2.1 muestra algunas estructuras comunes de filtros microondas. En filtros de guíaonda, coaxial y resonadores dieléctricos, el acoplamiento entre resonadores se obtiene con el uso de un iris y, donde el acoplamiento entrada/salida se puede obtener también mediante iris o mediante una sonda. En filtros microstrip, el acoplamiento entre resonadores y entrada/salida pueden tener diferentes formas dependiendo

del *layout* del circuito. El objetivo es determinar individualmente las dimensiones físicas de los resonadores, acoplamiento entre resonadores y acoplos entrada/salida. El proceso de diseño del filtro suele involucrar los siguientes cuatro pasos:

1. Identificación del orden del filtro y la función de acuerdo a las especificaciones.
2. Síntesis de la matriz de acoplamientos $[M]$ que puede realizar la función del filtro.
3. Elección del tipo de filtro (guiaonda, dieléctrico coaxial, microstrip, etc.), en base a las necesidades de tamaño, factor de calidad Q y capacidad de manejo de potencia.
4. Obtención de las dimensiones físicas del filtro.

En este capítulo se utiliza un enfoque que combina los modelos circuitales del filtro con un simulador EM (electromagnético) para obtener un diseño razonablemente preciso y rápido. El enfoque emplea la estrategia “Divide y vencerás”, para dividir la estructura del filtro en el diseño de los acoplamientos entre resonadores por una lado y acoplamientos entrada salida por otro lado. La precisión de este enfoque viene limitada por la aproximación de los modelos circuitales y por el hecho de que, los elementos del modelo circuital, se asumen independientes de la frecuencia. Aunque la solución obtenida usando este método no es exacta, suele ser suficiente para tomarla como una solución inicial, donde el diseño exacto se obtendrá sintonizando el diseño inicial.

2.1. Filtros *ridge* evanescentes

2.1.1. Características de los filtros *ridge* evanescentes

Las necesidades de diseños de filtros pasivos de guiaonda en sistemas de comunicaciones modernos, tanto para aplicaciones terrestres como espaciales, se están volviendo cada vez más específicas. Se buscan diversas características en los filtros, como pueden ser bajas pérdidas de inserción, tamaño compacto, alta selectividad, banda eliminada libre de espurios ancha y alta capacidad de manejo de potencia [28]. Estas crecientes demandas han provocado la llegada de diferentes filtros durante las últimas décadas. En esta situación, el diseñador debe elegir la topología y el tipo de filtro adecuado y, diseñarlo apropiadamente para obtener el mejor rendimiento y cumplir así con las especificaciones.

Los filtros *ridge* en guiaonda con modo evanescente muestran unas características muy atractivas para un amplio rango de aplicaciones terrestres y espaciales. Estos filtros proporcionan un rendimiento excelente fuera de la banda, con una banda eliminada amplia libre de espurios y alta selectividad; además, son muy compactos en comparación con otros tipos de filtros en guiaonda. Como resultado de estas características, los filtros evanescentes son apropiados, entre otras aplicaciones, como filtros de preselección en multiplexores de entrada (IMUX) o como filtros de salida en multiplexores de salida (OMUX). Por otro lado, las desventajas más destacadas vienen por las pérdidas de inserción y las consideraciones de potencia debido a su pequeño tamaño, en comparación con los buenos niveles que presentan las guías con cavidades rectangulares y circulares en estas características. Como resultado, no son muy adecuados para

implementar canales de filtros de banda estrecha, donde se necesita un alto factor de calidad Q . Sin embargo, los filtros *ridge* en guiaonda evanescente son una elección adecuada para filtros de banda ancha cuando se quiere una buena respuesta fuera de banda y un tamaño compacto.

Se han realizado numerosas investigaciones con el fin de mejorar y sacar partido de las propiedades de los filtros *ridge* evanescentes. Hay investigaciones donde se utilizan para obtener respuestas tipo pasobanda con todo polos y pseudo pasobajo de casi cualquier ancho [29], [30]; también se han presentado configuraciones para implementar ceros de transmisión que mejora aún más la pendiente de la selectividad [31]. Por otro lado hay investigaciones que se han centrado en la mejora de una característica particular, como extender la banda de paso [32] o la reducción de la longitud total del filtro [33]. En la mayoría de casos, aunque se haya mejorado una de las características del filtro, por este hecho, se ha tenido que sacrificar otra de sus características, como las pérdidas de inserción o la capacidad de manejo de potencia.

Este trabajo se centra en una topología en guiaonda evanescente tradicional, escogiendo la estructura valores iniciales de *ridge* de [28], donde se incluyen secciones de *ridge* tanto en la parte superior como inferior de las paredes metálicas (estructura *ridge* simétrica), conectadas por secciones de guía por debajo del corte que denominamos como carcasa.

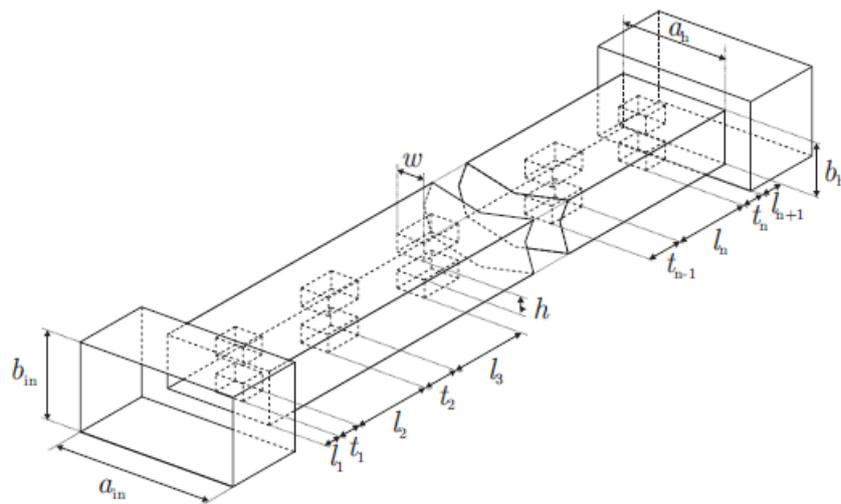


Figura 2.2. Filtro evanescente considerado, con puertos de acceso en guiaonda rectangular estándar WR-90. Figura obtenida de [28].

La configuración estándar de un filtro en guiaonda evanescente consiste [34] en una sección de guiaonda hueca y uniforme por debajo de la frecuencia de corte, cargada con elementos capacitivos, como muestra la Figura 2.2 donde, por razones de simplicidad, todos los *ridges* están centrados y tienen el mismo ancho w y la misma altura h , por lo que la estructura tiene dos planos de simetría. Esta guía hueca está terminada con unos puertos de acceso estándar de guía (WR-90) por encima del corte. Ya que la guía por debajo del corte se comporta como una inductancia [35], la carga capacitiva genera una resonancia que da lugar a una respuesta pasobanda. Hace años, las capacitancias eran implementadas con tornillos de sintonía para así, poder recuperar la respuesta del filtro de los errores provocados por los métodos de diseño aproximado y los errores de fabricación. Hoy en día, con la ventaja de las potentes herramientas de diseño asistido por ordenador, los tornillos han sido reemplazados *ridges*, que resultan más fácil de mecanizar y simular.

2.1.2. Diseño de las dimensiones de la estructura

En cuanto al diseño de las dimensiones de la estructura *ridge* y las dimensiones de la carcasa, en el análisis realizado en [28] se concluye que se mejora el rendimiento del filtro usando una carcasa lo más alta posible, siempre que se satisfaga la respuesta fuera de banda. De acuerdo con esto y según la ecuación (2.1), el valor de altura de carcasa b_h se fijará siempre con el valor b_{max}

$$b_h \leq b_{h,max} = \frac{c}{2f_u} \quad (2.1)$$

donde f_u es la frecuencia superior de la banda de parada, es decir, donde se espera el comienzo de espurios.

Para reducir las pérdidas del filtro e incrementar su capacidad de manejo de potencia, se debe escoger un valor de ancho de carcasa lo mayor posible. Este valor de ancho de la carcasa a_h se obtiene partiendo de la ecuación (2.2) con un valor inicial de $x = 0,15$, e incrementando a_h mientras la longitud del filtro y las especificaciones fuera de banda se cumplan. En el caso que el filtro diseñado no satisfaga estas especificaciones, se escogerá un valor de carcasa a_h más estrecho.

$$a_h \leq a_{h,max} = (1 + x) \frac{c}{2f_u} \quad (2.2)$$

Para optimizar la capacidad de manejo de potencia, el *gap* máximo del *ridge* se debe obtener escogiendo la menor profundidad h del *ridge* posible, es decir, una mayor separación entre *ridges*. Este objetivo se puede llevar a cabo seleccionando la anchura del *ridge* $w \approx w_{opt}$ y reduciendo la altura del *ridge* h mientras que, la longitud total del filtro cumpla las especificaciones y el incremento de longitud de la sección *ridge* no introduzca la resonancia del modo TE_{102} dentro de la banda eliminada. En este caso, se escoge $w_{opt} \approx 0,35a_h - w_{opt} \approx 0,45a_h$ entre estos valores, dependiendo del cociente entre el ancho y la altura de la carcasa a_h/b_h . Por otro lado, si el objetivo es optimizar las pérdidas de inserción del filtro, se recomienda también escoger la menor profundidad del *ridge* h pero esta vez seleccionando el ancho del *ridge* $w \approx 0,65w_{opt}$, donde las pérdidas se ven incrementadas para $w > 0,65w_{opt}$. Si se desea buscar un compromiso entre las pérdidas de inserción y la capacidad de manejo de potencia, se deberá escoger un valor intermedio de w .

El proceso de diseño para optimizar la longitud del filtro y la respuesta fuera de banda es similar. En ambos casos se debe escoger un filtro con una carcasa muy estrecha. Se puede usar el siguiente algoritmo:

1. Para las dimensiones de la carcasa, escoger $w \approx w_{opt}$
2. Incrementar la profundidad del *ridge* h hasta obtener la menor longitud del *ridge* que se pueda fabricar.
3. Mientras se pueda fabricar la primera sección inversora, reducir el ancho de la carcasa a_h y volver al paso 1.

Este algoritmo proporciona un filtro de longitud reducida y máxima banda eliminada. En el caso de optimizar la respuesta fuera de la banda de paso, conforme la frecuencia superior de la banda eliminada f_u se incrementa, se debe reducir la altura de la carcasa b_h junto con el ancho a_h , evitando así respuestas espurias de modos similares al TE_{10} .

Una vez seleccionadas las dimensiones del *ridge* y la carcasa, con el fin de sintetizar la función de transferencia de la estructura seleccionada, se realiza un análisis paramétrico necesario para sintonizar cada resonador (sección de guía *ridge*) y cada inversor de impedancia (sección de guía por debajo del corte). Únicamente se parametrizan los valores de l_i y t_i (ver la Figura 2.2), ya que los parámetros a_h , b_h , w y l están fijos, aumentando así la velocidad en el proceso de diseño.

2.2. Modelos circuitales para filtros pasobanda tipo Chebyshev

Usamos filtros tipo Chebyshev en este capítulo para demostrar el concepto de uso de modelos circuitales de filtros. Este concepto no está limitado únicamente a filtros de tipo Chebyshev, sino que se también se puede aplicar a otras funciones de filtrado. La Figura 2.3 muestra tres modelos circuitales para filtros Chebyshev: el modelo de matriz de acoplamiento, el modelo de inversor de impedancia K y el modelo de inversor de admitancia J , donde en este proyecto nos centramos únicamente en el modelo de matriz de acoplamientos.

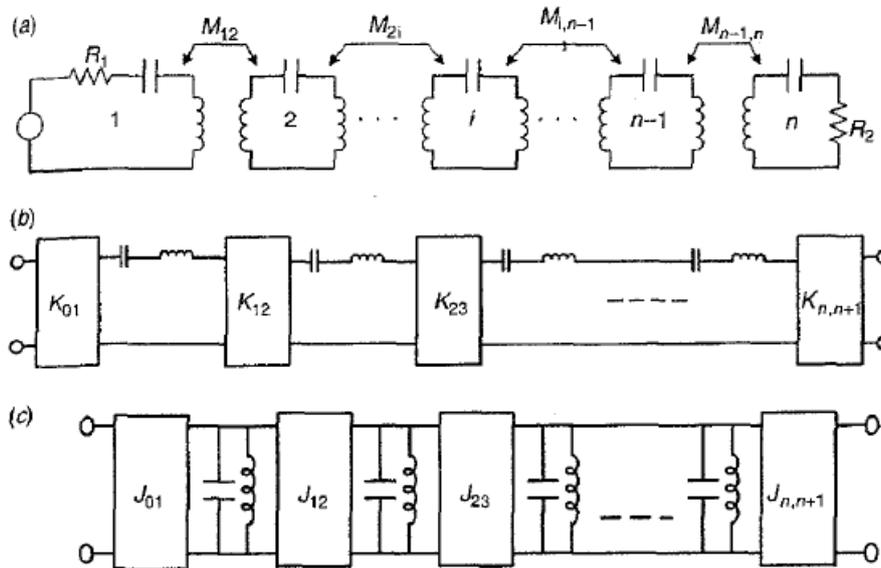


Figura 2.3. (a) Modelo de matriz de acoplamientos para filtros tipo Chebyshev; (b) modelo de inversor de impedancia para filtros tipo Chebyshev; (c) modelo de inversor de admitancia para filtros tipo Chebyshev. Figura obtenida de [26].

Los tres modelos circuitales son equivalentes. Los elementos de acoplamiento $M_{n,n+1}$, inversores de impedancia $K_{n,n+1}$ e inversores de admitancia $J_{n,n+1}$ están relacionados con los elementos del prototipo pasabajo $g_0, g_1, g_2, \dots, g_{N+1}$ de la siguiente manera [36]:

Modelo de la matriz de acoplamientos:

$$M_{i,j+1} = \frac{1}{\sqrt{g_j g_{j+1}}}, \quad j = 1, 2, \dots, N-1 \quad (2.3)$$

$$R_1 = \frac{1}{g_0 g_1}, \quad R_N = \frac{1}{g_N g_{N+1}} \quad (2.4)$$

Los valores g pasobajo para una respuesta máximamente plana y respuesta de tipo Chebyshev se obtienen usando las ecuaciones 2.5 y 2.6, respectivamente [36], [37]:

Filtros máximamente planos:

$$\begin{aligned} g_0 &= 1 \\ g_k &= 2 \sin \left[\frac{(2k-1)\pi}{2n} \right], \quad k = 1, 2, \dots, n \\ g_{n+1} &= 1 \end{aligned} \quad (2.5)$$

Filtros Chebyshev

$$\begin{aligned} g_0 &= 1 \\ \beta &= \ln \left(\coth \left(\frac{L_{AR}}{17,37} \right) \right) \\ \gamma &= \sinh \left(\frac{\beta}{2n} \right) \\ a_k &= \sin \left[\frac{(2k-1)\pi}{2n} \right], \quad k = 1, 2, \dots, n \\ b_k &= \gamma^2 + \sin^2 \left(\frac{k\pi}{n} \right), \quad k = 1, 2, \dots, n \\ g_1 &= \frac{2a_1}{\gamma} \\ g_k &= \frac{4a_{k-1}a_k}{b_{k-1}g_{k-1}}, \quad k = 2, 3, \dots, n \\ g_{n+1} &= \begin{cases} 1 & n \text{ impar} \\ \coth^2 \left(\frac{\beta}{4} \right) & n \text{ par} \end{cases} \end{aligned} \quad (2.6)$$

donde n es el orden del filtro y L_{AR} es el nivel de rizado en la banda de paso que se puede calcular a partir de las pérdidas de retorno del filtro (2.7).

$$L_{AR} = -10 \log \left(1 - 10^{\frac{-RL}{10}} \right) \text{ (dB)} \quad (2.7)$$

2.3. Método clásico

2.3.1. Cálculo del acoplamiento entre resonadores

Simetría de pared eléctrica y pared magnética

Se considera primero el acoplamiento entre dos resonadores, donde se utiliza la simetría para dividir el problema en resonadores individuales terminados por una pared eléctrica y una pared magnética. Así, del conocimiento de las frecuencias de resonancia de los dos resonadores individuales, se determina el acoplamiento existente. Se muestra en la Figura 2.4 el circuito equivalente de dos resonadores separados por un elemento de acoplamiento inductivo. El elemento de acoplamiento se representa como una red en T que consta de una inductancia en paralelo L_m y dos inductancias en serie de valor $-L_m$. El coeficiente de acoplamiento M se puede calcular evaluando las frecuencias resonantes del modo par e impar de los circuitos mostrados en la Figura 2.4.

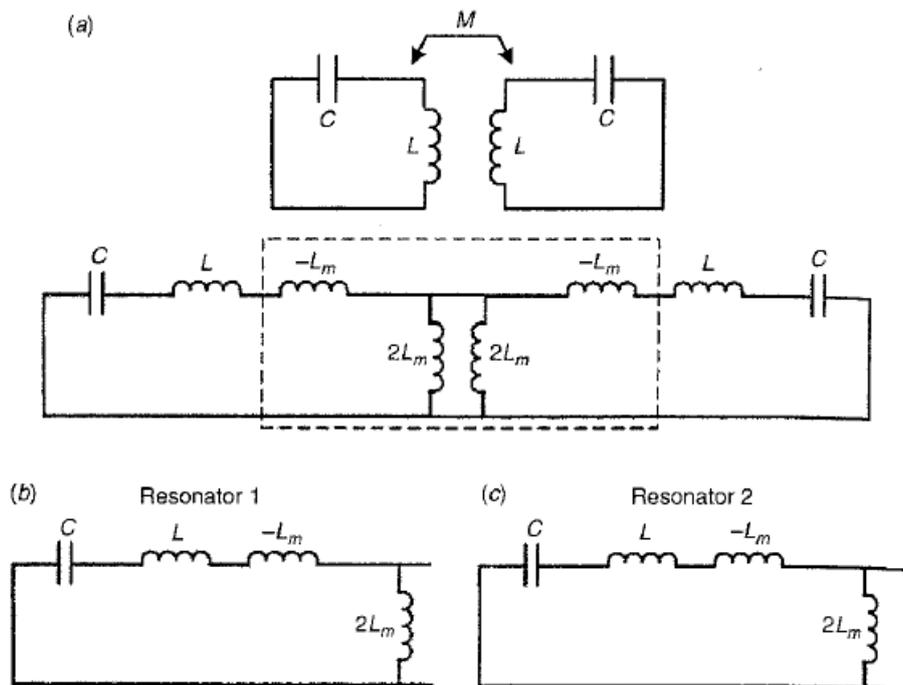


Figura 2.4. (a) Circuito equivalente inversor de impedancia de dos resonadores separados por un acoplamiento inductivo; (b) mitad del circuito terminado en pared magnética (modo par; circuito abierto); (c) mitad del circuito terminado en pared eléctrica (modo impar; circuito cerrado). Figura obtenida de [26].

Observando la Figura 2.4, las frecuencias resonantes f_m y f_e de los dos circuitos mostrados en la Figura 2.4 (b) y la Figura 2.4 (c) se pueden escribir como:

$$f_m = \frac{1}{2\pi\sqrt{L + L_m C}} \quad (2.8)$$

$$f_e = \frac{1}{2\pi\sqrt{L - L_m C}} \quad (2.9)$$

Resolviendo las ecuaciones 2.8 y 2.9 se obtiene el coeficiente de acoplamiento inductivo k_M

$$k_M = \frac{L_m}{L} = \frac{f_e^2 - f_m^2}{f_e^2 + f_m^2} \quad (2.10)$$

Los elementos de la matriz de acoplamiento $[M]$ son normalizados por el ancho de banda fraccional. El elemento de acoplamiento M entre dos resonadores adyacentes viene por lo tanto de la forma

$$M = \frac{f_0}{BW} \frac{f_e^2 - f_m^2}{f_e^2 + f_m^2} \quad (2.11)$$

donde f_0 es la frecuencia central del filtro y BW es su ancho de banda.

De manera similar, para acoplamientos capacitivos, el circuito equivalente se puede presentar como muestra la Figura 2.5. La red en π mostrada en la figura representa, efectivamente, el inversor de admitancia J .

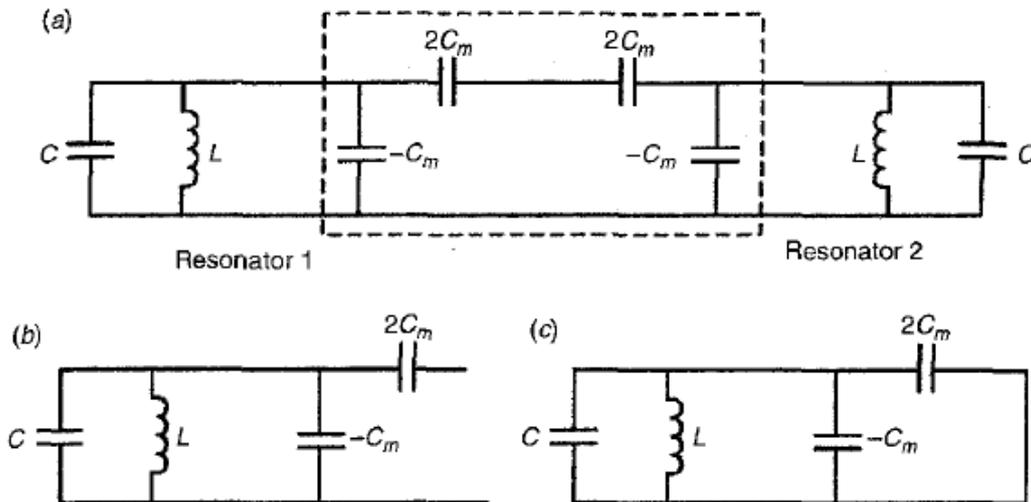


Figura 2.5. (a) Circuito equivalente inversor de admitancia de dos resonadores separados por un acoplamiento capacitivo; (b) pared magnética (modo par); (c) pared eléctrica (modo impar). Figura obtenida de [26].

Las frecuencias resonantes f_m y f_e de los dos circuitos mostrados en la Figura 2.5 (b) y 2.5 (c) vienen dados por

$$f_e = \frac{1}{2\pi\sqrt{C - C_m L}} \quad (2.12)$$

$$f_m = \frac{1}{2\pi\sqrt{C + C_m L}} \quad (2.13)$$

Resolviendo las ecuaciones 2.12 y 2.13 produce el coeficiente de acoplamiento eléctrico k_e

$$k_e = \frac{C_m}{C} = \frac{f_m^2 - f_e^2}{f_m^2 + f_e^2} \quad (2.14)$$

El elemento de acoplamiento normalizado M viene dado por

$$M = \frac{f_0}{BW} \frac{f_m^2 - f_e^2}{f_m^2 + f_e^2} \quad (2.15)$$

En general, $f_e > f_m$ para acoplamiento inductivo y $f_m > f_e$ para acoplamiento capacitivo. Solo se necesita la magnitud del acoplamiento para calcular las dimensiones físicas del acoplamiento de un iris. En todo el análisis que se realizará, se asume un diseño asíncrono, donde todos los resonadores del filtro tienen la misma frecuencia de resonancia.

Cálculo del acoplamiento entre resonadores usando los parámetros S

El uso de la simetría de pared eléctrica y magnética para calcular el acoplamiento entre resonadores resulta experimentalmente difícil de implementar. Solo se puede calcular teóricamente y requiere el uso de un simulador EM que tenga la capacidad de calcular autovalores como HFSS [38]. De manera alternativa, las dos frecuencias de resonancia f_e y f_m se pueden calcular conectando los dos resonadores a una red de uno o dos puertos como indica la Figura 2.6. Para que este método funcione, los puertos necesitan estar débilmente acoplados al resonador. Aparece en la Figura 2.7 una representación del parámetro S_{11} donde, los dos picos representan las dos frecuencias f_e y f_m . La naturaleza del acoplamiento, magnética o eléctrica, se puede determinar de la información de fase de S_{11} [39].

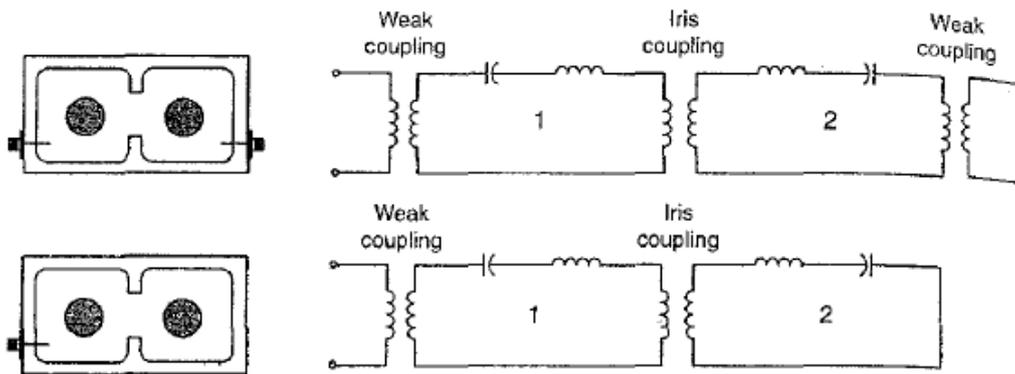


Figura 2.6. Medida del acoplamiento entre resonadores usando una red de dos puertos y una red de un puerto. Figura obtenida de [26].

En filtros de guíaonda y microstrip, donde los resonadores tienen la forma de líneas de transmisión, el acoplamiento entre resonadores se puede calcular directamente de los parámetros S tratando los elementos de acoplamiento como una discontinuidad entre dos líneas de transmisión. Por ejemplo, en filtros de guíaonda donde el acoplamiento entre resonadores se realiza usando un iris, el circuito equivalente de la discontinuidad formada por el iris se representa por

una red en T como muestra la Figura 2.8. Los elementos de la red en T se obtienen convirtiendo la matriz S de dos puertos de la discontinuidad de la guía en la matriz Z.

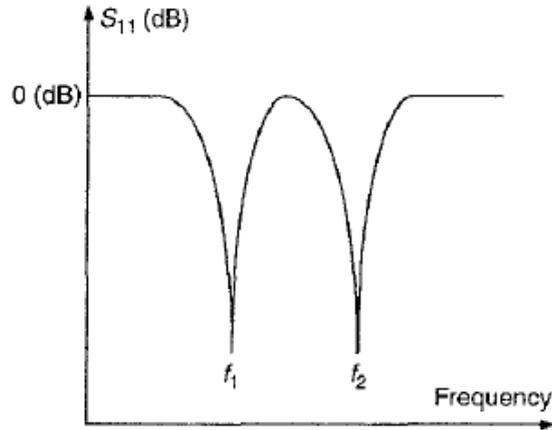


Figura 2.7. Pérdidas de retorno de los circuitos mostrados en 2.6. Figura obtenida de [26].

El valor de la inductancia en paralelo determina el valor del inversor K , mientras que las inductancias en serie representan la carga de los resonadores adyacentes.

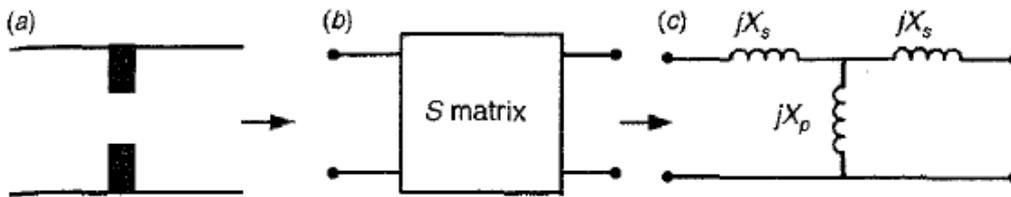


Figura 2.8. Cálculo del acoplamiento entre resonadores usando los parámetros S: (a) iris de acoplamiento en una guíaonda rectangular; (b) matriz S equivalente; (c) red en T equivalente usada para calcular el acoplamiento entre resonadores. Figura obtenida de [26].

2.3.2. Cálculo del acoplamiento de entrada/salida

Método de retardo de grupo

El método de retardo de grupo para determinar el acoplamiento de entrada para un solo resonador se basa en el análisis del retardo de grupo para el coeficiente de reflexión S_{11} . Tenemos que

$$S_{11} = \left| \frac{1 - jQ_e(2\Delta\omega/\omega_0)}{1 + jQ_e(2\Delta\omega/\omega_0)} \right| \angle \phi \quad (2.16)$$

donde

$$\phi = -2 \arctan \left(2Q_e \left(\frac{\omega - \omega_0}{\omega_0} \right) \right) \quad (2.17)$$

Usando

$$\frac{d}{dx}(\arctan(x)) = \frac{1}{1+x^2} \quad (2.18)$$

el retardo de grupo $\tau = -(\partial\phi/\partial\omega)$ viene dado por

$$\tau = \frac{4Q_e}{\omega_0} \frac{1}{1 + (2Q_e(\omega - \omega_0)/\omega_0)^2} \quad (2.19)$$

Note que el retardo de grupo tiene un valor máximo de resonancia cuando $\omega = \omega_0$: $\tau_{max} = \tau(\omega_0) = (4Q_e/\omega_0)$. Ya que Q_e está relacionado con la impedancia normalizada R del modelo de matriz de acoplamiento como $Q_e = \omega_0/[R \cdot (\omega_2 - \omega_1)]$, la impedancia normalizada R se puede escribir como

$$R = \frac{4}{(\omega_2 - \omega_1)} \frac{1}{\tau(\omega_0)} \quad (2.20)$$

Así, el valor de Q_e externo y por tanto las impedancias normalizadas R_1 y R_2 del modelo de matriz de acoplamiento se puede extraer calculando el retardo de grupo del coeficiente de reflexión de los resonadores de entrada y salida, respectivamente, a ω_0 .

Método del factor de calidad

Se usará el cálculo del factor de calidad externo Q_{ext} para obtener las dimensiones tanto del acoplamiento entre el puerto y el primer resonador, como del propio resonador.

Para ello, se genera el diseño de un circuito equivalente en un simulador circuital como ADS [40] (*Advanced Design System*), donde el circuito equivalente que se está buscando está formado por los puertos, los acoplamientos y el resonador.

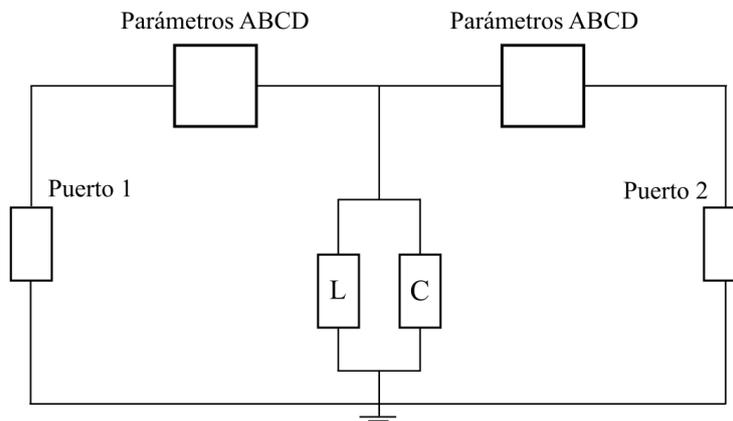


Figura 2.9. Circuito equivalente para obtener el factor de calidad externo.

Se puede ver en la Figura 2.9 un esquema en el software donde se representa el equivalente circuital de estos elementos, que se agrupan en:

1. Puertos de entrada y salida normalizados a 1Ω .
2. Matriz de parámetros ABCD que representa un inversor de impedancia [41] para un factor de inversión real positivo K , para este caso toma el valor del acoplamiento de entrada K_{s1} que veremos representado en más adelante en la matriz de acoplamiento.

$$ABCD_K = \begin{bmatrix} 0 & \pm jK \\ \pm j & 0 \end{bmatrix}$$

3. Resonador formado por una inductancia y capacitancia en paralelo con $k = 2$ (ver la Figura 2.10)

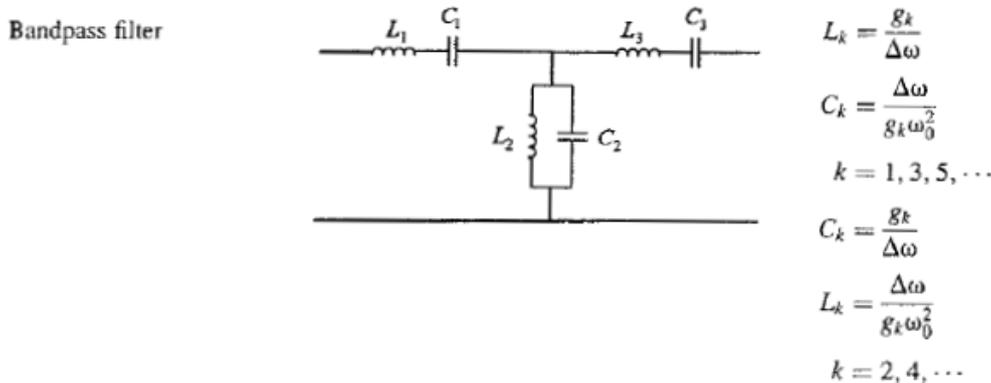


Figura 2.10. Configuración del circuito y valor de los elementos equivalentes. Figura obtenida de [42].

Una vez calculados los valores correspondientes, introduciéndolos en el circuito y simulando el diseño en ADS, se representa el parámetro S_{21} . En esta gráfica, se buscan los valores del parámetro S_{21} (dB) para las frecuencias superior e inferior de la banda de paso del filtro.

Por último, se forma la estructura en un simulador electromagnético, como HFSS, y se ajustan las dimensiones del acoplamiento de entrada y el resonador para que la respuesta del parámetro S_{21} tenga el valor más próximo al simulado con el software circuital, en los extremos de la banda de paso del filtro. Con estas dimensiones quedan ajustados el acoplamiento de entrada y el resonador.

2.4. Método de corrección en frecuencia

En esta sección se presenta una optimización de la técnica de diseño clásica de filtros con cavidades acopladas [27]. Esta mejora consiste en la corrección de la frecuencia central cuando se calcula el acoplamiento de las cavidades entre resonadores. En lugar de realizar un solo barrido para el cálculo de las frecuencias pares e impares, se calculan un conjunto de curvas variando el parámetro que se quiere sintonizar del resonador. De este conjunto de curvas, se puede extraer

una sola curva del coeficiente de acoplamiento, que contiene únicamente el coeficiente medido a la frecuencia central de resonancia. Esta modificación conlleva a que la caracterización del acoplamiento entre resonadores sea más lenta, pero mejora tanto la respuesta inicial del filtro como los puntos iniciales para la posterior optimización del filtro, en comparación con el enfoque de diseño clásico ya presentado. La corrección introducida se vuelve especialmente crítica cuando se aplican modificaciones 3D para cavidades vacías, ya que tanto los acoplamientos como los resonadores se hacen más dispersivos, y la sintonización de frecuencia se vuelve más complicada debido al incremento de la sensibilidad con la geometría del resonador.

Aunque el método clásico da una buena respuesta para cavidades resonantes típicas, su aplicación en casos donde la geometría del resonador se hace más compleja, como el caso de cavidades 3D con formas modificadas, da lugar a pequeños errores. La corrección en frecuencia sirve como un enfoque más general para tener en cuenta situaciones donde la sensibilidad de la geometría es mayor. La principal idea de esta técnica es obtener una curva de acoplamiento k_{sc} similar, pero que corrige el desplazamiento en frecuencia de los resonadores, así que todos los acoplamientos se calculan a la frecuencia central del filtro. Este enfoque es diferente al descrito en la técnica clásica, donde, tanto las dimensiones de los acoplamientos y resonadores se obtienen directamente sin realizar una corrección en frecuencia.

Los datos obtenidos con este procedimiento llevan a dos curvas de diseño. La primera, una curva de acoplamiento normalizado k_{norm} en función de la variable de acoplamiento donde cada punto k_{norm} ha sido calculado usando una estructura resonante a diferentes frecuencias centrales f_c . La segunda, una curva del efecto de carga por el acoplamiento Δl en función de la variable de acoplamiento. Esta segunda curva se construye como la diferencia entre las dimensiones necesarias para que resuene a la frecuencia central $f = f_c$ cuando la cavidad está aislada, y cuando la cavidad está cargada con los elementos de acoplamiento. Introduciendo esta diferencia es posible tener en cuenta los efectos de carga de los elementos de acoplamiento, introducidos en cada cavidad resonante. Para llevar a cabo la estrategia, se necesita un conjunto de simulaciones de autovalores para obtener los datos que se necesitan. En lugar de calcular las frecuencias pares e impares con las mismas dimensiones del resonador (como en la técnica clásica), en la estrategia del corrección en frecuencia se realizan simulaciones con diferentes geometrías del resonador sintonizado.

Capítulo 3

Realización física de filtros con resonadores acoplados

Este capítulo [26] va dirigido a la realización física de filtros de microondas, muestra cómo se puede combinar modelos circuitales de filtros con herramientas de simulación EM (electromagnética) para determinar las dimensiones físicas del filtro.

Por un lado se presenta la técnica clásica, que muestra un enfoque directo y rápido para la síntesis de las dimensiones físicas del filtro mediante los elementos de la matriz de acoplamiento, proporcionando unos resultados razonablemente precisos. Por otro lado se presenta la realización física mediante el método de corrección en frecuencia donde, aunque resulte algo más lento de implementar que el método clásico, presenta una respuesta inicial del filtro mejorada con respecto al método clásico, como se podrá ver más adelante.

3.1. Método clásico - Ejemplo de diseño de un filtro *ridge* simétrico evanescente usando el modelo de matriz de acoplamiento

Se considera el diseño de un filtro *ridge* simétrico evanescente de cinco polos para demostrar la técnica que usa la matriz de acoplamiento en modelos circuitales de filtros. Se realiza la síntesis con un software matemático como MATLAB [43], y además, para el diseño de las dimensiones físicas del filtro, se hace uso de un simulador EM, como HFSS. Inicialmente el diseño está determinado en términos de una respuesta pasobanda de tipo Chebyshev con una frecuencia central, ancho de banda y pérdidas de retorno concretas. Estas especificaciones del filtro se traducen en los elementos M_{ij} , R_1 y R_2 de la matriz de acoplamiento. El objetivo es trasladar estos elementos de acoplamiento a las dimensiones físicas.

La Figura 3.1 muestra la estructura del filtro *ridge* simétrico evanescente de cinco polos realizada en HFSS. El acoplamiento entre *ridges* se realiza ajustando la longitud de la carcasa, es decir, la longitud de la sección de guía por debajo del corte; de la misma manera, ajustando la sección de guía por debajo del corte entre el puerto y el primer resonador, se modela o caracteriza el acoplamiento entrada/salida.

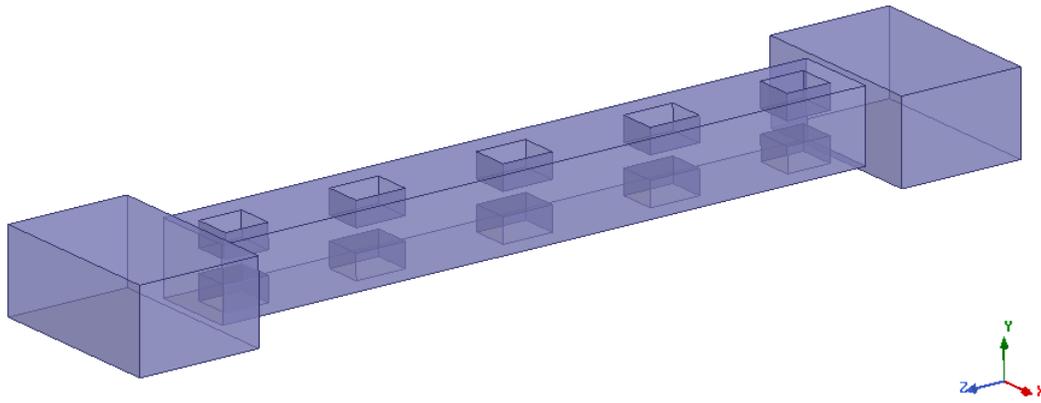


Figura 3.1. Estructura filtro *ridge* completo.

Las especificaciones del filtro son las siguientes:

Orden del filtro	$n = 5$
Frecuencia central	$f_c = 10 \text{ GHz}$
Ancho de banda	$BW = 300 \text{ MHz}$ (porcentaje de ancho de banda = $BW/f_0 = 0,03$)
Pérdidas de retorno	$RL = 23,3775 \text{ dB}$ (rizado en la banda de paso equivalente de $0,02 \text{ dB}$)

Del conjunto de ecuaciones recogidas en 2.6, los valores de g correspondientes a unas pérdidas de retorno de 23.775 dB son $g_0 = 1$, $g_1 = 0,8472$, $g_2 = 1,3449$, $g_3 = 1,6748$, $g_4 = 1,3449$, $g_5 = 0,8472$, $g_6 = 1$.

Usando las ecuaciones 2.3 y 2.4, los elementos de la matriz de acoplamiento vienen dados por

$$R_1 = \frac{1}{g_0 g_1} = 1,1804$$

$$R_n = \frac{1}{g_5 g_6} = 1,1804$$

$$M_{12} = \frac{1}{\sqrt{g_1 g_2}} = 0,9368$$

$$M_{23} = \frac{1}{\sqrt{g_2 g_3}} = 0,6663$$

$$M_{34} = \frac{1}{\sqrt{g_3 g_4}} = 0,6663$$

$$M_{45} = \frac{1}{\sqrt{g_4 g_5}} = 0,9368$$

Los elementos de la diagonal son $M_{11} = M_{22} = M_{33} = M_{44} = M_{55} = 0$, y $M_{ij} = M_{ji}$. Ahora podemos formar la matriz de acoplamiento M , donde la raíz cuadrada de R_1 y R_n representa los acoplamientos de la fuente con el primer elemento y el acoplamiento del último elemento con la carga, respectivamente, es decir

$$M_{S1} = \sqrt{R_1} = 1,0865$$

$$M_{5L} = \sqrt{R_n} = 1,0865$$

Ahora, se puede formar la matriz de acoplamiento $[M]$ que tiene la siguiente forma

$$M = \begin{bmatrix} 0 & 1,0865 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1,0865 & 0 & 0,9368 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0,9368 & 0 & 0,6663 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0,6663 & 0 & 0,6663 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0,6663 & 0 & 0,9368 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0,9368 & 0 & 1,0865 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1,0865 & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

Esta matriz se conoce como matriz $N + 2$, ya que tiene n filas por el orden del filtro y dos filas adicionales debido a los acoplamientos entrada/salida. La matriz que contiene únicamente los valores de acoplamiento internos se conoce como matriz $N \times N$. La forma de construir la matriz $N \times N$ como se presenta en este trabajo es únicamente válida para filtros *in-line*, es decir, filtros donde el puerto solo tenga acoplamiento con el primer resonador y no con resonadores intermedios. En el caso que se quiera diseñar un filtro con acoplamientos cruzados o acoplamientos del puerto a un resonador intermedio habrá que acudir al diseño de la matriz $N + 2$ [44].

Una vez que se tiene formada la matriz de acoplamiento $[M]$, los parámetros S del filtro siguen las expresiones

$$S_{11} = 1 + 2jR_1[\lambda\mathbf{I} - j\mathbf{R} + \mathbf{M}]_{11}^{-1} \quad (3.1)$$

$$S_{21} = -2j\sqrt{R_1R_n}[\lambda\mathbf{I} - j\mathbf{R} + \mathbf{M}]_{n1}^{-1} \quad (3.2)$$

donde \mathbf{R} es una matriz $n \times n$ de todo ceros excepto $[\mathbf{R}]_{11} = R_1$ y $[\mathbf{R}]_{nn} = R_n$, \mathbf{M} es la matriz de acoplamiento, sin los acoplamientos entrada salida, $n \times n$ simétrica, \mathbf{I} es la matriz identidad $n \times n$, y

$$\lambda = \frac{f_0}{\text{BW}} \left(\frac{f}{f_0} - \frac{f_0}{f} \right) \quad (3.3)$$

La Figura 3.2 muestra la respuesta ideal del filtro simulada usando MATLAB, con los elementos de la matriz de acoplamiento del filtro de cinco polos. Además de los cinco polos, resultado de los cinco resonadores que hay en el filtro, se aprecia que la respuesta esta centrada en 10 GHz y las pérdidas de retorno de 23,3775 dB se cumplen para la banda de paso superior e inferior, de 9,85GHz y 10,15GHz, respectivamente, como era de esperar para las especificaciones que se dieron del filtro.

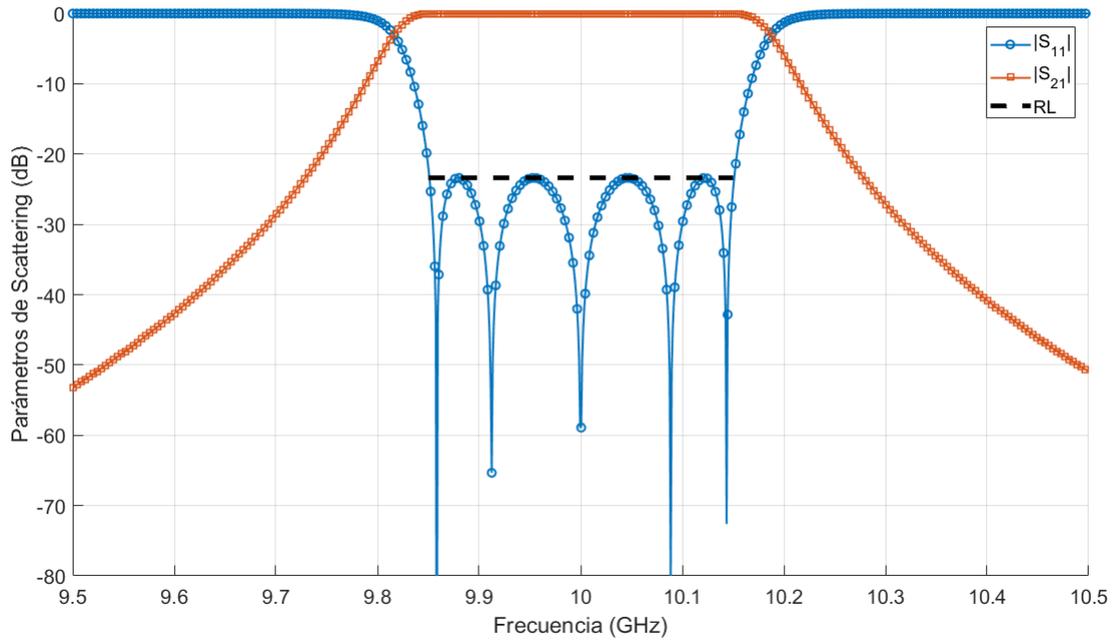


Figura 3.2. Respuesta ideal simulada del filtro basada en el modelo de matriz de acoplamiento.

3.1.1. Elección de los valores iniciales de la estructura

En este caso, para los valores iniciales de la estructura del *ridge* y la carcasa, se han elegido los valores de [28] que optimizan la capacidad de manejo de potencia. La elección de estos valores como punto de partida sirve, en este caso, para tener una referencia con las dimensiones finales de la estructura, además de una referencia en la respuesta del filtro, pudiendo verificar así, que el proceso de diseño se ha realizado de manera exitosa.

La forma que tiene el *ridge* y sus parámetros vienen representados en la Figura 3.3 donde, según [28] los valores a elegir para aumentar la capacidad de manejo de potencia se presentan en la Tabla 3.1

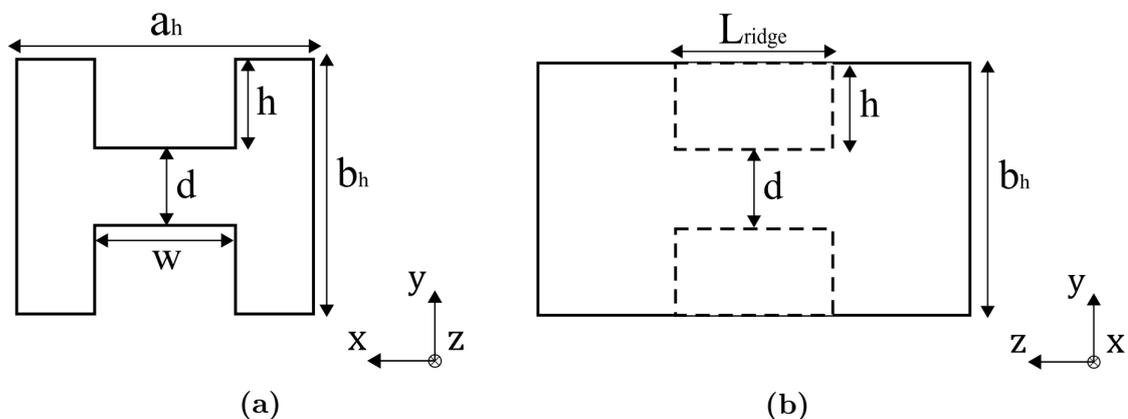


Figura 3.3. Estructura *ridge* y parámetros que definen sus dimensiones para (a) vista frontal y (b) vista lateral.

Variable	Valor (mm)
a_h	10,250
b_h	8,815
w	4,620
h	4,750
L_{ridge}	5,460
gap	2,775

Tabla 3.1. Valores *ridge* y carcasa seleccionados de [28] para optimizar el manejo de potencia.

Además de la elección de los parámetros del *ridge* y la carcasa, se deben escoger unos valores para los puertos. Las dimensiones que se han escogido para los puertos consisten en una guíaonda estándar WR-90 ($22,86 \times 10,16$ cm). La elección de esta guía estándar se debe a que trabaja en banda X, con frecuencias comprendidas entre 8,20 GHz y 12,4 GHz; rango de frecuencias en el que se encuentra la frecuencia central del filtro. En la Figura 3.4 se tiene una vista desde arriba del filtro completo. Con las dimensiones de la anchura de la guía estándar a , anchura de la carcasa a_h , ancho del *ridge* w , y las variables que se parametrizarán en el simulador EM para obtener la respuesta lo más cercana a la respuesta ideal u objetivo, l_1, l_2, \dots, l_{n+1} y t_1, t_2, \dots, t_n .

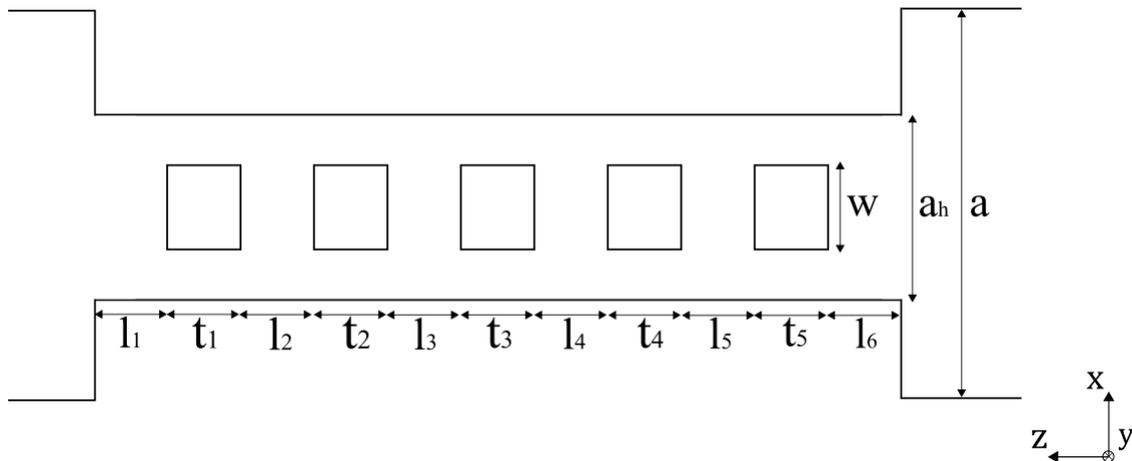


Figura 3.4. Vista superior del filtro *ridge* evanescente y variables que definen sus dimensiones.

3.1.2. Cálculo del acoplamiento entre resonadores

Antes de comenzar con las simulaciones en HFSS [38] hay que tener en cuenta que modo se está escogiendo, y se comprobará en la primera simulación que se realice de cada estructura. Para ello, se debe siempre excitar con más de un modo los puertos, cuando se realice un análisis de la red; y escoger la estructura con más de un modo cuando se realice un análisis de autovalores. Una vez establecido en la estructura que se trabaja con más de un modo, hay que comprobar que modo se está propagando o resonando en la estructura. Por un lado se pueden representar varios modos y ver así la separación entre ellos y que se está eligiendo el modo con el que se quiere trabajar; por otro lado, se puede representar el valor de los campos en 3D dentro de la estructura y comprobar que solo se propaga o resuena el modo fundamental.

Una de las grandes ventajas que presenta las guías *ridge* en modo evanescente, es la gran separación en frecuencia entre el primer y segundo modo. Para cada nueva estructura simulada

se ha comprobado que se escoge el modo fundamental y se ha verificado la gran separación en frecuencia entre el modo fundamental y el siguiente modo.

Para calcular el acoplamiento entre resonadores, se usa el análisis de simetría de pared eléctrica y pared magnética presentado en la sección 2.3.1. Se utiliza el simulador HFSS para calcular la frecuencia de resonancia de los modos par e impar. La Figura 3.5 muestra la guía evanescente con las dimensiones de la carcasa ($a_h = 10,25$ mm y $b_h = 8,815$ mm) y el *ridge* con las dimensiones iniciales ($L_{ridge} = 5,46$ mm, $w = 4,62$ mm y $h = 3,02$ mm). Para calcular las frecuencias de resonancia de los modos par e impar se coloca la simetría el plano xy con $z = 0$, siguiendo el sistema de coordenadas de la Figura 3.5, y se realiza un análisis de autovalores.

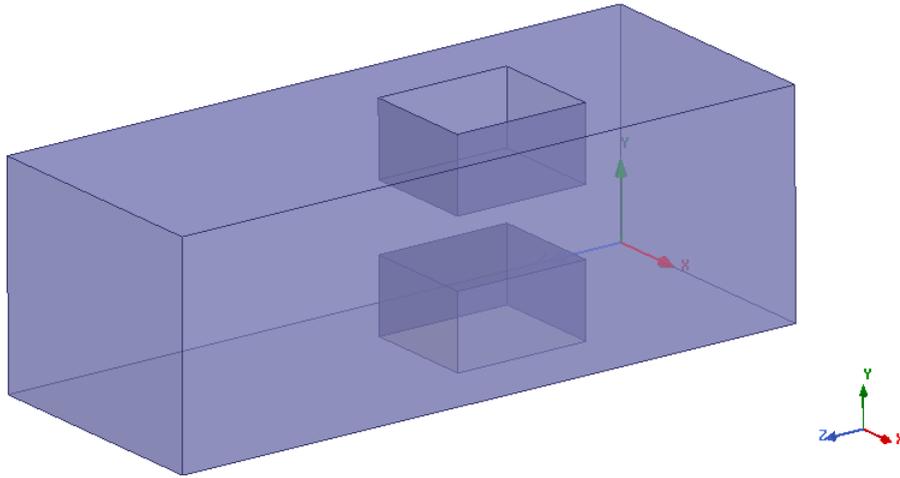


Figura 3.5. Estructura resonador *ridge* para el cálculo de acoplamientos entre resonadores.

La Tabla 3.2 muestra los valores calculados para f_e y f_m y sus correspondientes factores de acoplamiento k , calculados con la ecuación 3.4.

$$k_{sc} = \frac{f_e^2 - f_o^2}{f_e^2 + f_o^2} \quad (3.4)$$

$L(\text{mm})$	$f_e(\text{GHz})$	$f_m(\text{GHz})$	$k_{sc} = (f_e^2 - f_m^2)/(f_e^2 + f_m^2)$
10,49	9,96738	10,2860	0,0314556
11,43	9,96357	10,2576	0,0290752
11,97	9,99604	10,2384	0,0239517
12,61	10,0016	10,2180	0,0214025
13,14	9,99016	10,1956	0,0203528
13,77	10,0221	10,1860	0,0162201

Tabla 3.2. Valores calculados de f_e y f_m para varios valores de longitud de guía L .

El acoplamiento físico k_{sc} se puede calcular del acoplamiento normalizado M_{ij} de la forma

$$k_{norm} = M_{ij} = \frac{f_0}{BW} \times k_{sc} \quad (3.5)$$

Con ayuda de la Figura 3.6, obtenida con los valores del factor de acoplamiento k_{sc} en función de la longitud de la guía L , y haciendo uso de la interpolación, se pueden determinar las longitudes de la guía para obtener los elementos de acoplamiento M_{12} , M_{23} , M_{34} , M_{45} .

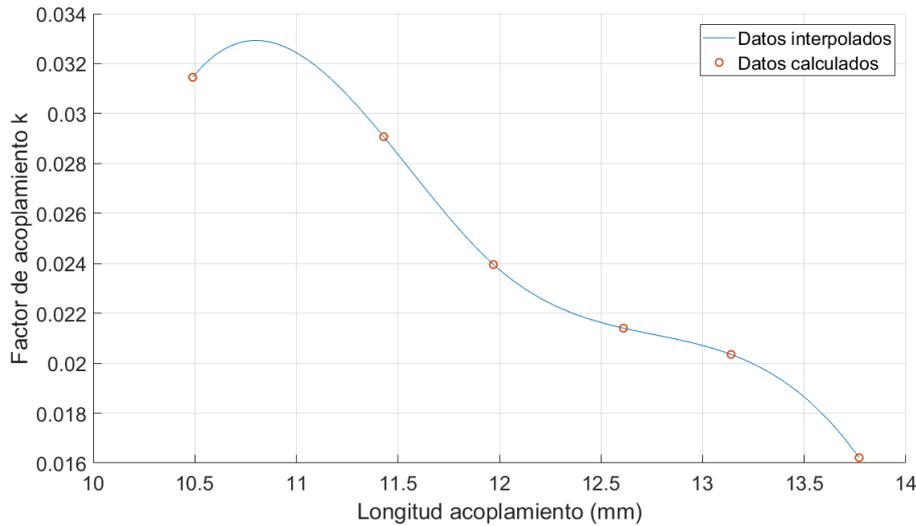


Figura 3.6. Factor de acoplamiento (k_{sc}) en función de la longitud de la guía (L), calculado de los datos de la Tabla 3.2.

La Tabla 3.3 contiene los valores de factor de acoplamiento y sus valores de longitud de guía evanescente asociados para la estructura mostrada en la Figura 3.5

M_{ij}	k_{sc}	$L(\text{mm})$
0,9368	0,028104	$l_2 = l_5 = 11,670$
0,6663	0,019989	$l_3 = l_4 = 13,350$

Tabla 3.3. Valores de las secciones de guía evanescente internas.

Una consideración particular en el uso de este enfoque son los efectos de carga que se producen entre los *ridge* y los acoplamientos entrada/salida de los resonadores adyacentes. El resultado de este efecto de carga es un desplazamiento en la frecuencia de resonancia del resonador. Para obtener unos mejores resultados es necesario ajustar las dimensiones del resonador para tener en cuenta el efecto de carga. En la siguiente sección se ajusta la longitud del resonador *ridge* para tener en cuenta este efecto de carga.

3.1.3. Cálculo del resonador

En este apartado se van a ajustar las longitudes de la configuración del *ridge* inicial, mostrado en la Figura 3.3, para tener en cuenta este desplazamiento en frecuencia. De manera alternativa a una expresión analítica, y como una buena aproximación, se pueden obtener el ajuste de las dimensiones del resonador *ridge* resolviendo el problema de autovalores de la estructura mostrada en la Figura 3.7, que consiste en un resonador *ridge*, dos longitudes de la guía evanescente, y dos *ridge* desintonizados que hacen el efecto de resonadores adyacentes. La

longitud del resonador *ridge* se ajusta de tal manera que la estructura resuene a la frecuencia central del filtro.

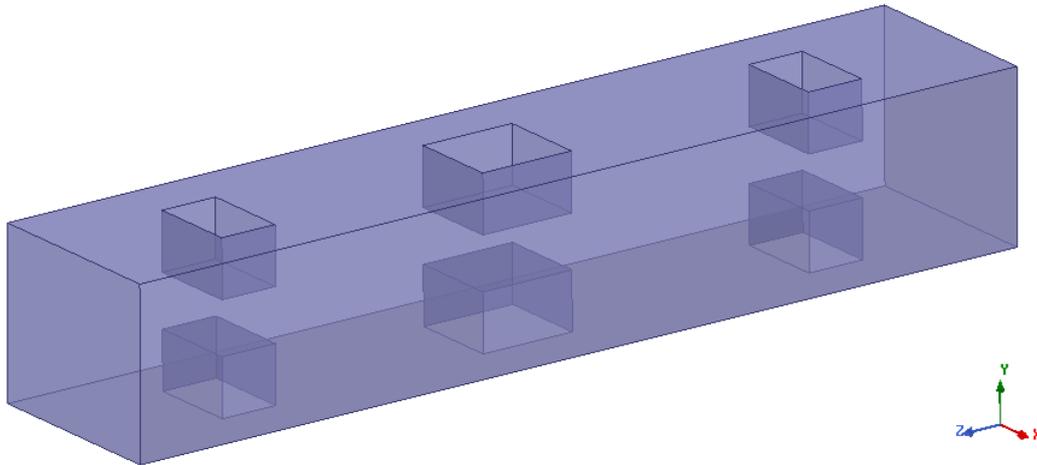


Figura 3.7. Estructura para el cálculo de la frecuencia de resonancia del resonador incluyendo el efecto de carga de la longitud de acoplamiento. Los resonadores adyacentes están desintonizados disminuyendo su tamaño.

En este caso se han de calcular dos longitudes, tanto la longitud del resonador *ridge* central como la longitud del resonador *ridge* intermedio. Para ello, se deben ajustar las longitudes de la guía evanescente adyacentes al resonador central de la Figura 3.7 con los valores de la Tabla 3.3, realizando dos barridos paramétricos variando la longitud del *ridge*. Uno de ellos con ambas longitudes l_3 de guía evanescente para obtener la longitud del resonador central t_3 ; el otro barrido paramétrico, con longitudes l_2 y l_3 de guía evanescente para obtener la longitud del resonador intermedio t_2 . La Tabla 3.4 muestra estos valores.

Variable	Valor (mm)
$t_2 = t_4$	5,729
t_3	5,311

Tabla 3.4. Valores de las longitudes de los resonadores *ridge* internos obtenidos con la estructura de la Figura 3.7.

3.1.4. Cálculo del acoplamiento entrada/salida

En este caso se calcula el acoplamiento entrada/salida únicamente con el método de retardo de grupo. A la hora de calcular este acoplamiento es indistinto escoger este método o el método del factor de calidad externo, ya que producen resultados muy similares (ver la Sección 2.3.2).

En el método de retardo de grupo se monta una estructura como la presentada en la Figura 3.8. En la estructura tenemos la cavidad del puerto, en este caso una guía estándar WR-90; el acoplamiento de entrada l_1 , formado por la primera sección de guía evanescente entre la cavidad del puerto y el resonador *ridge*; una segunda sección de guía evanescente, de longitud l_2 ya calculada; y por último un resonador *ridge* desintonizado.

Una vez formada la estructura en HFSS, se irán variando los valores de la longitud de

acoplamiento l_1 y longitud del primer resonador *ridge* t_1 para obtener un determinado valor de retardo de grupo en la señal reflejada, es decir, el retardo de grupo del parámetro S_{11} , a la frecuencia de trabajo del filtro, para este caso $f_c = 10$ GHz.

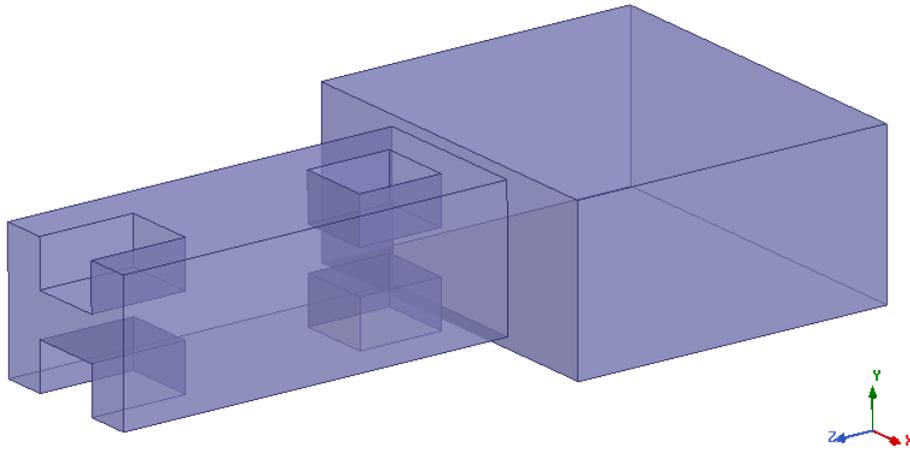


Figura 3.8. Estructura HFSS para calcular el acoplamiento entrada/salida.

Este valor de retardo de grupo a la frecuencia de trabajo del filtro se puede obtener mediante las expresiones de la sección 2.3.2. Para ello, antes de calcular este valor de retardo de grupo, se ha de calcular el valor de factor de calidad externo mediante la siguiente expresión

$$Q_{ext} = \frac{f_0}{BW \cdot R_1} = \frac{10 \cdot 10^9}{300 \cdot 10^6 \cdot 1,1804} = 28,239$$

Ahora se calcula el valor del retardo de grupo a la frecuencia de trabajo del filtro, para el parámetro S_{11} de la forma

$$\tau(\omega_0) = \frac{4 \cdot Q_{ext}}{\omega_0} = \frac{4 \cdot 28,239}{2\pi \cdot 10^9} = 1,797 \text{ ns}$$

Una vez ajustado el valor máximo de la curva del retardo de grupo del parámetro S_{11} , con las variaciones de los parámetros l_1 y t_1 , a la frecuencia central del filtro, se recogen los valores del acoplamiento de entrada l_1 y el primer resonador t_1 en la Tabla 3.5.

Variable	Valor (mm)
$l_1 = l_6$	2,250
$t_1 = t_5$	5,331

Tabla 3.5. Valores de la longitud del primer acoplamiento y primer resonador obtenidos con la estructura de la Figura 3.8.

Ahora ya se tienen todos los valores para dimensionar el filtro completo, tal como aparece en la Figura 3.1. Todos los valores del filtro vienen recogidos en la Tabla 3.6.

Variable	Valor (mm)
a_h	10,250
b_h	8,815
w	4,620
h	3,020
gap	2,775
$l_1 = l_6$	2,250
$t_1 = t_5$	5,331
$l_2 = l_5$	11,670
$t_2 = t_4$	5,729
$l_3 = l_4$	13,350
t_3	5,311
<i>Longitud del filtro</i>	80,971

Tabla 3.6. Valores del filtro *ridge* modo evanescente.

Antes de pasar a simular la estructura de la Figura 3.1, para una mayor velocidad de cómputo en el simulador EM se aprovechará las simetrías del filtro. Para aplicar las simetrías en HFSS se colocará la condición de simetría con pared eléctrica cuando se realice un corte horizontal a la estructura, y condición de pared magnética cuando se realice un corte vertical a la estructura. El hecho de poner estas condiciones se debe a que, para mantener el campo eléctrico máximo en ambos planos se coloca la condición de pared eléctrica cuando se realiza un corte horizontal; y para no cortocircuitar la estructura se coloca la condición de pared magnética cuando se realiza un corte vertical; así, con estas dos premisas, se cumplen las condiciones de contorno. Aprovechando la doble simetría del circuito, la estructura final a simular se presenta como en la Figura 3.9. Se aprecia en la Figura 3.9 ambas simetrías con los cortes realizados en los planos zx e yz .

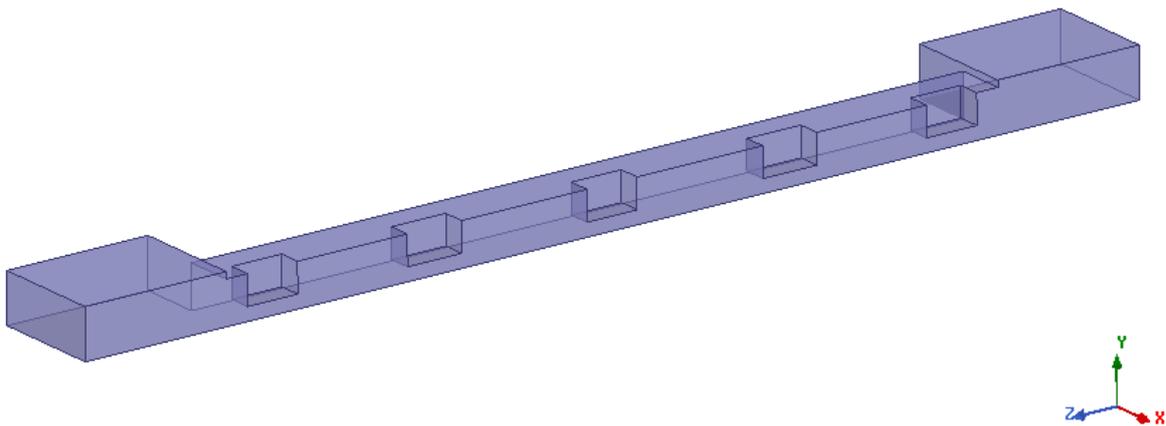


Figura 3.9. Estructura con las simetrías aplicadas.

Para obtener la respuesta inicial del filtro, se simula la estructura de la Figura 3.9 en HFSS con los valores de la Tabla 3.6, y se realiza un barrido en frecuencia para ver la respuesta del filtro con los parámetros S_{11} y S_{21} . En esta primera respuesta del filtro, representada en la Figura 3.10, se aprecia un gran desplazamiento en frecuencia del filtro, unas pérdidas de retorno muy altas, incluso en alguna zona llegando a 0 dB, y únicamente 3 polos. Aunque se aprecia que hay un filtro, la respuesta, como respuesta inicial, es bastante mala. Seguramente, y por el

trabajo realizado más adelante, la respuesta inicial tan mala se debe a la elección de un mallado poco denso a la hora de diseñar la longitud de los acoplamientos y resonadores. Aún así, como es el primer filtro diseñado con esta técnica y aún no se tenía la suficiente experiencia, se optó por tomarlo como un punto de partida razonable y se pasó a optimizar la respuesta, para que fuese lo más parecida a la respuesta teórica o ideal.

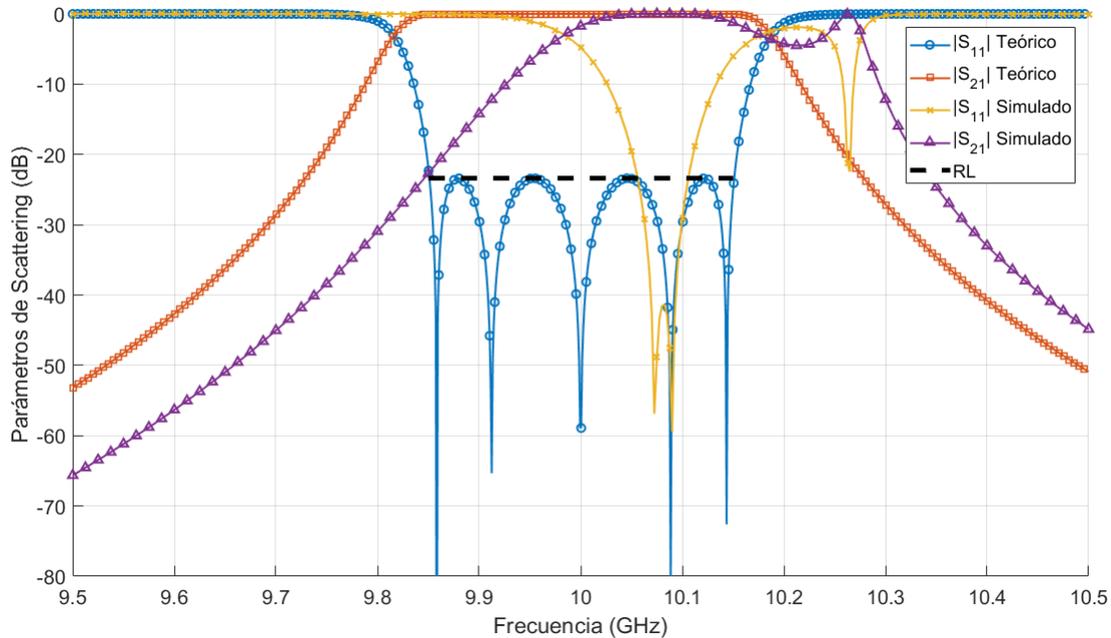


Figura 3.10. Respuesta con las dimensiones iniciales del filtro *ridge* modo evanescente.

3.1.5. Optimización de la respuesta

Esta sección explica como optimizar la respuesta del filtro mediante la matriz de acoplamiento, y por tanto ajustando las dimensiones del circuito (acoplamientos y resonadores), utilizando el *software* CST [45] y más en concreto su herramienta *CST Filter Designer 3D*.

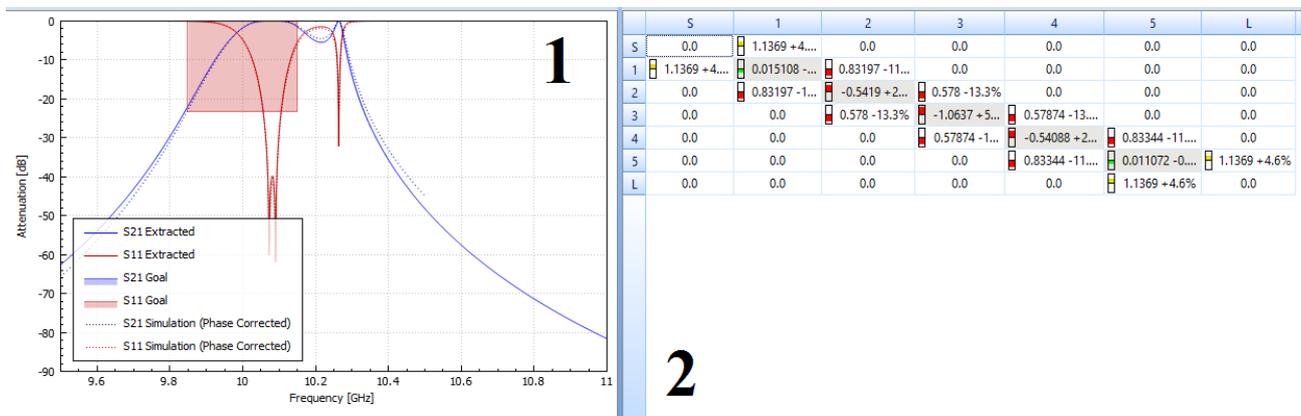


Figura 3.11. Ventana de trabajo de la herramienta *CST Filter Designer 3D*.

Se muestra en la Figura 3.11, una ventana del programa que se puede dividir en dos zonas de trabajo:

1. Contiene la respuesta del filtro simulado y la plantilla de la respuesta objetivo.
2. Contiene la matriz de acoplamientos y el tanto por ciento de error para cada elemento de la matriz, en comparación con la matriz de la respuesta teórica o ideal. Cuando el tanto por ciento de error sea positivo, se tendrá que reducir el parámetro que modifica ese elemento en la matriz de acoplamiento; si el porcentaje es negativo, habrá que aumentar el valor del parámetro.

Tras realizar numerosos ajustes en la longitud de las secciones de guía evanescente y las secciones *ridge*, se llega a una respuesta del filtro aparentemente centrada a la frecuencia de trabajo y que cumple con las pérdidas de retorno. La Figura 3.12 muestra la diferencia entre la respuesta del filtro simulado con los valores iniciales y la respuesta del filtro con los valores optimizados, valores que vienen recogidos en la Tabla 3.7.

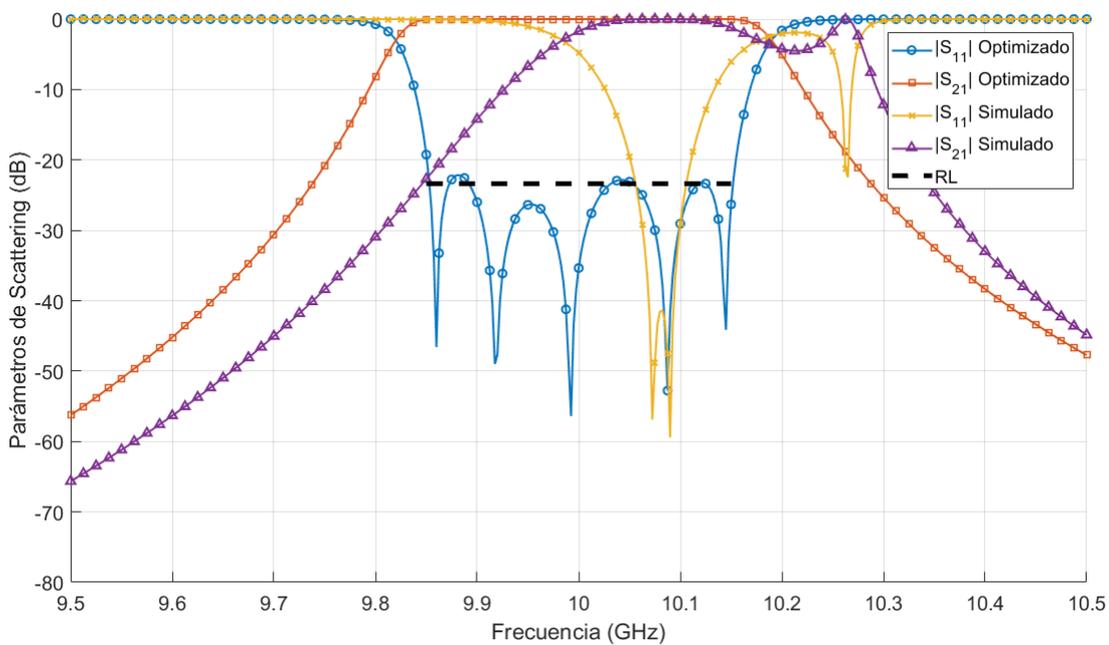


Figura 3.12. Respuesta optimizada y respuesta inicial del filtro *ridge* modo evanescente.

Variable	Valor (mm)
a_h	10,250
b_h	8,815
w	4,620
h	3,020
gap	2,775
$l_1 = l_6$	2,463
$t_1 = t_5$	5,372
$l_2 = l_5$	11,097
$t_2 = t_4$	6,186
$l_3 = l_4$	12,371
t_3	6,182
<i>Longitud del filtro</i>	81,160

Tabla 3.7. Valores del filtro *ridge* modo evanescente optimizado.

En la Figura 3.13 se muestra cómo la respuesta optimizada del filtro diseñado es casi igual que la respuesta teórica. Se puede comprobar que el filtro está centrado a la frecuencia central de trabajo de 10 GHz, tiene los cinco polos que representan los cinco resonadores *ridge* del filtro, tiene unas pérdidas de retorno que no superan los 23,3773 dB como se pedía en las especificaciones y la banda de paso está comprendida entre 9,85 GHz y 10,15 GHz, como era de esperar al estar centrado en 10 GHz y tener un ancho de banda de 300 MHz.

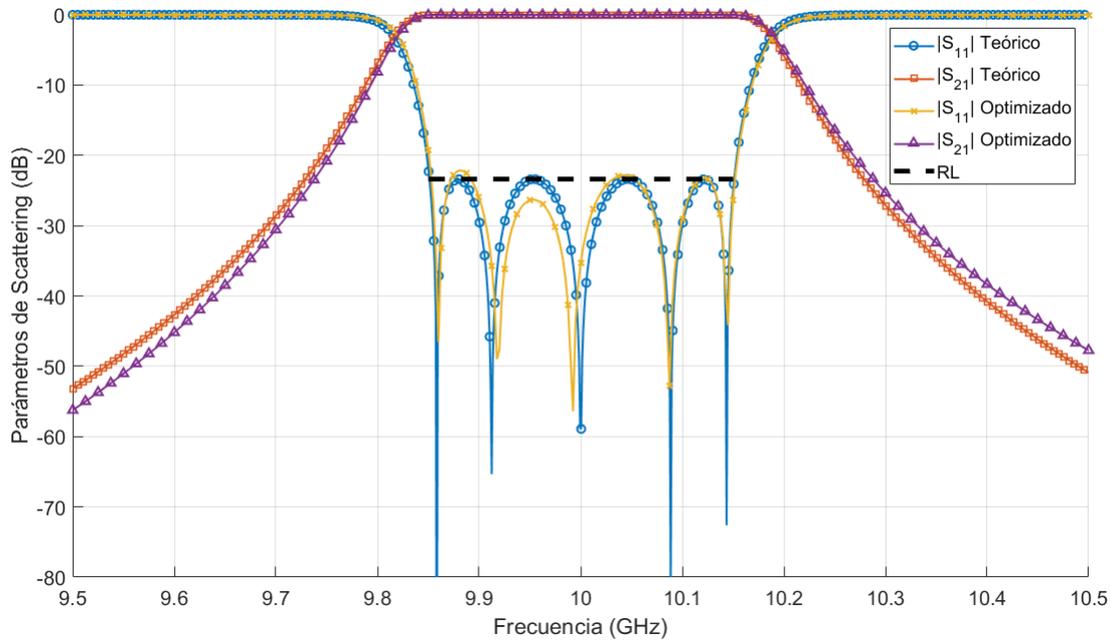


Figura 3.13. Respuesta teórica y respuesta optimizada del filtro *ridge* modo evanescente.

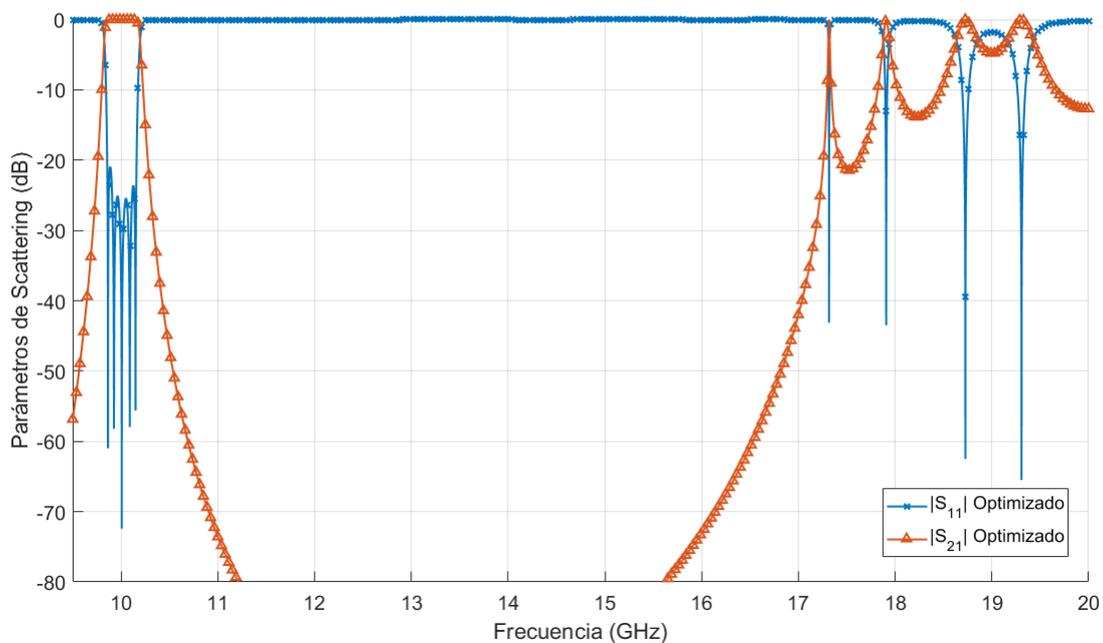


Figura 3.14. Respuesta con espurios para el filtro optimizado.

Se realiza una última simulación para comprobar la frecuencia superior de la banda eliminada

y por tanto donde comienzan los espurios. Con las dimensiones de *ridge* y carcasa escogidas [28], la frecuencia superior de la banda eliminada se sitúa en torno a los 17 GHz. Se lleva a cabo una simulación hasta los 20 GHz. Se muestra en la Figura 3.14 cómo la frecuencia superior de la banda eliminada aparece en torno a los 17 GHz. Se comprueba así el correcto diseño del filtro con respecto a sus especificaciones, y la buena característica de banda eliminada que tienen estos filtros *ridge* evanescentes.

3.2. Método clásico - Ejemplo de diseño de un filtro *ridge* elipsoide simétrico evanescente usando el modelo de matriz de acoplamiento

Esta sección presenta la misma técnica de diseño que la sección anterior, solo que en este caso se modifica la geometría del *ridge*. Ya que este trabajo se ha centrado en el estudio de Multipactor y mejorar su umbral de ruptura, se ha modificado la geometría del *ridge* de forma que se puedan eliminar las aristas capacitivas (en las inductivas el campo eléctrico es nulo), debido a que estas zonas más puntiagudas sufren un mayor riesgo de ruptura de Multipactor por las singularidades de campo eléctrico. La nueva geometría que se usa como resonador *ridge* es un elipsoide, más concretamente la mitad inferior de un elipsoide para el *ridge* de la pared superior y la mitad superior de un elipsoide para la pared inferior.

En la Figura 3.15 se presenta la geometría que se va a utilizar para el resonador *ridge*, donde el *ridge* a usar representa la mitad de la figura geométrica. Se recogen en (3.6) las ecuaciones paramétricas que modelan la geometría del elipsoide

$$\begin{aligned}x &= w_x \cos(u) \cos(v) \\y &= w_y \cos(u) \sin(v) \\z &= w_z \sin(u)\end{aligned}\tag{3.6}$$

donde $u = [-\pi/2, \pi/2]$, $v = [0, 2\pi]$ y w_x , w_y , w_z , representan la longitud del semieje del elipsoide en cada dirección según el subíndice.

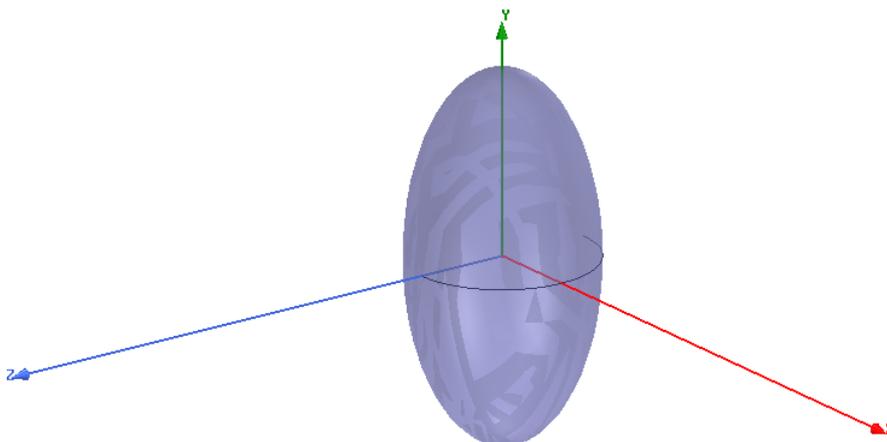


Figura 3.15. Geometría de un elipsoide.

Con el modelo *ridge* presentado en la sección anterior, se sabía que dimensiones iniciales escoger (ver la Sección 2.1). En esta nueva geometría, se mantendrán los valores de la carcasa y se genera una estructura (ver la Figura 3.16) para calcular los valores iniciales del *ridge* elipsoide. Para saber que valores elegir, en la estructura de la Figura 3.16 se escoge una longitud de la sección de guía evanescente lo suficientemente larga como para no tener en cuenta su efecto y se varían las dimensiones del *ridge* elipsoide.

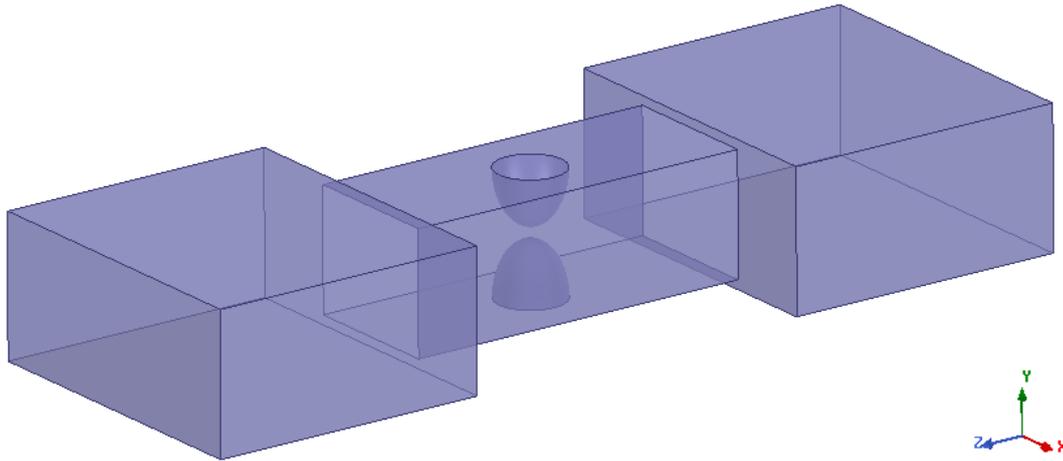


Figura 3.16. Estructura generada para conocer las dimensiones iniciales del *ridge* elipsoide.

Tras una serie de variaciones en w_x , w_y , w_z , se escogen los valores de la Tabla 3.8, con los cuales la estructura resuena a la frecuencia de trabajo de 10 GHz, como se puede ver en la Figura 3.17.

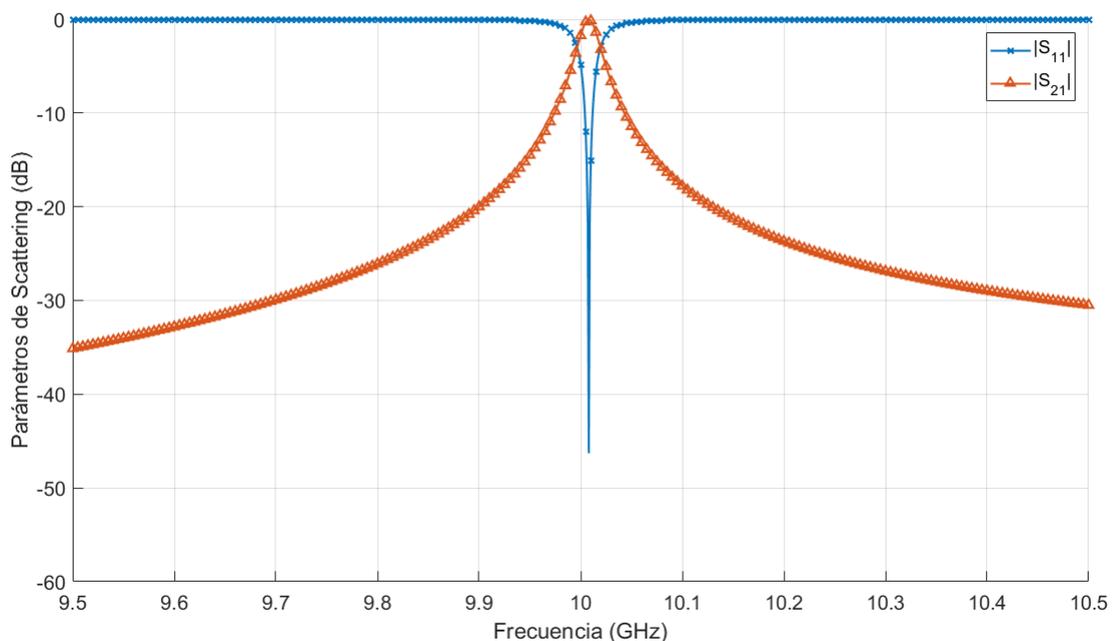


Figura 3.17. Resonancia del *ridge* elipsoide.

Variable	Valor (mm)
w_x	2,45
w_y	3,977
w_z	2,45

Tabla 3.8. Valores iniciales del *ridge* elipsoide.

En las siguientes simulaciones se quedan fijos los parámetros w_x , w_z y se varía la profundidad del *ridge* elipsoide para conseguir los valores de w_y necesarios y encontrar así la respuesta del filtro objetivo.

Este nuevo circuito únicamente cambia con respecto al anterior en la geometría del resonador *ridge*, pero no cambian las especificaciones. Por tanto, se tendrá la misma matriz de acoplamiento, los mismos valores de acoplamiento internos y entrada/salida, mismo valores de factor de acoplamiento k_{sc} y misma respuesta.

Primero, como en la sección anterior, se calculan los valores de acoplamiento entre resonadores variando la longitud de la sección de guía por debajo del corte. Para ello, se simula la estructura de la Figura 3.18 donde, se coloca la condición de simetría par/impar en el plano xy con $z = 0$. Haciendo un barrido para diferentes longitudes de la sección de guía por debajo del corte, y dejando fijos los valores del resonador *ridge* elipsoide, se genera la Tabla 3.9 con los valores de factor de acoplamiento según las frecuencias par e impar, para diferentes longitudes de sección de guía evanescente.

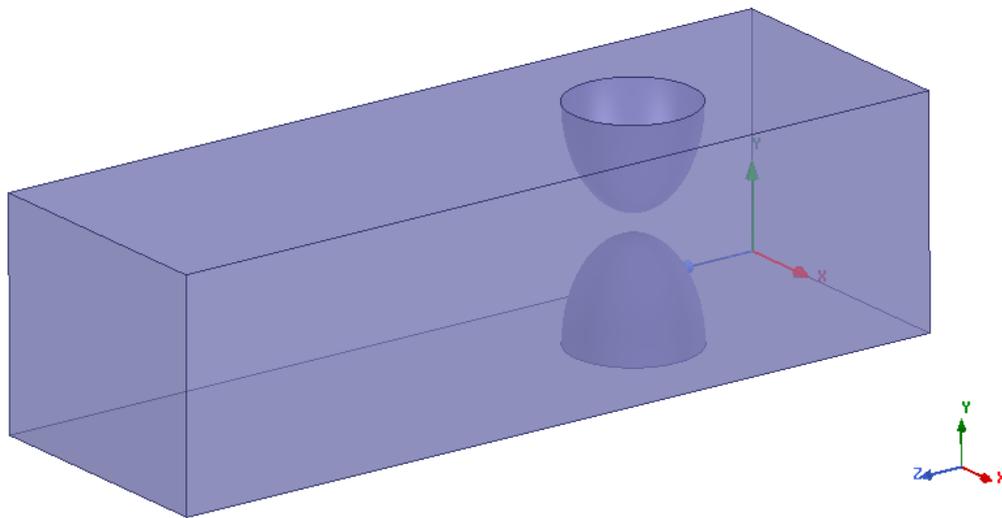


Figura 3.18. Estructura resonador *ridge* elipsoide para el cálculo de acoplamientos entre resonadores..

$L(\text{mm})$	$f_m(\text{GHz})$	$f_e(\text{GHz})$	$k_{sc} = (f_e^2 - f_m^2)/(f_e^2 + f_m^2)$
10,49	10,0039	10,3121	0,0303336
11,25	9,99338	10,2516	0,0255053
12,13	9,98920	10,1996	0,0208409
12,67	9,98701	10,1735	0,0184989

Tabla 3.9. Valores calculados de f_e y f_m para varios valores de longitud de guía L .

Una vez calculados los valores del factor de acoplamiento en función de la longitud, se pueden interpolar los valores y obtener una curva como la que se representa en la Figura 3.19. De esta curva se pueden extraer los valores de la longitud de sección de guía según el acoplamiento necesario. Estos valores vienen recogidos en la Tabla 3.10.

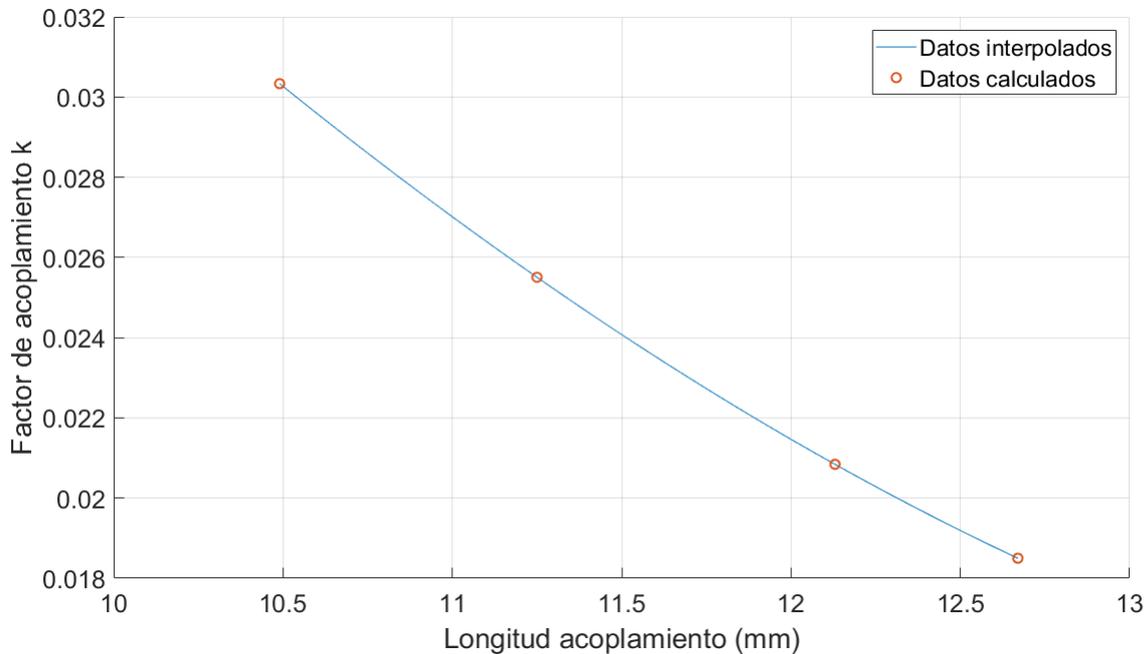


Figura 3.19. Factor de acoplamiento k_{sc} en función de la longitud de la guía (L), calculado de los datos de la tabla 3.9

M_{ij}	k_{sc}	$L(\text{mm})$
0,9368	0,028104	$l_2 = l_5 = 10,841$
0,6663	0,019989	$l_3 = l_4 = 12,326$

Tabla 3.10. Valores de las secciones de guía evanescente internas.

Se ve en la Figura 3.19, a diferencia de la Figura 3.6, que presenta una pendiente más uniforme. Esto se puede deber a que se ha aumentando el mallado de la estructura proporcionando valores de mayor precisión. Una vez realizado el diseño completo del filtro con este aumento de mallado, se podrá comprobar si el aumento de mallado produce valores más precisos y por tanto una respuesta inicial más cercana a la respuesta ideal.

Una vez calculadas las longitudes internas para las secciones de guía evanescente, se pasa a calcular la profundidad de los resonadores *ridge* elipsoide internos. Para este cálculo se hace uso de la estructura mostrada en la Figura 3.20 donde, se ha de tener en cuenta que únicamente resuena el primer modo. Para ello hay que desintonizar los resonadores adyacentes al resonador central, haciéndolos mas grandes o más pequeños para alejarlos en frecuencia del *ridge* elipsoide central; y además, se pueden mostrar los campos electromagnéticos dentro de la estructura para comprobar que únicamente está resonando un modo.

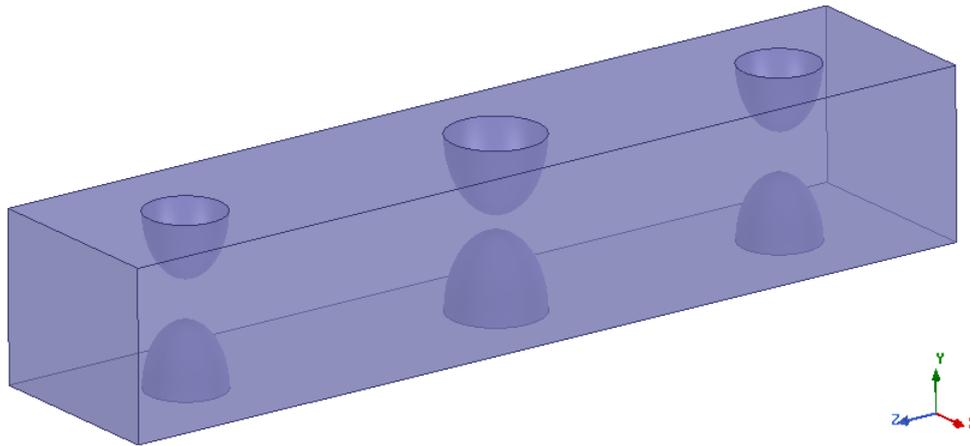


Figura 3.20. Estructura para el cálculo de la frecuencia de resonancia del resonador *ridge* elipsoide incluyendo el efecto de carga de la longitud de la sección de guía por debajo de corte. Los resonadores adyacentes están desintonizados disminuyendo su tamaño.

Con la estructura de la Figura 3.20 se realiza un barrido paramétrico de la profundidad del *ridge* elipsoide intermedio hasta que, con ese valor de profundidad w_y , la estructura resuene a 10 GHz. Hay que realizar dos barridos, uno de ellos con ambas longitudes igual a $l_3 = 12,326$ mm, para el resonador central; y el otro barrido con las longitudes $l_2 = 10,841$ mm y $l_3 = 12,326$ mm, para el resonador intermedio. Una vez realizadas las simulaciones, se recogen los datos de profundidad del resonador que vienen en la Tabla 3.11.

Variable	Valor (mm)
$w_{y_{res2}} = w_{y_{res4}}$	3,952
$w_{y_{res3}}$	3,956

Tabla 3.11. Valores de la profundidad de los resonadores *ridge* elipsoide obtenidos con la estructura de la Figura 3.20.

La Figura 3.21 representa los ejes que dimensionan el *ridge* elipsoide w_y , en color verde y dirección y , además de w_x , en color rojo y en la dirección x . El subíndice $res1, res2, \dots, resN$ representa la posición del resonador *ridge* elipsoide en el filtro.

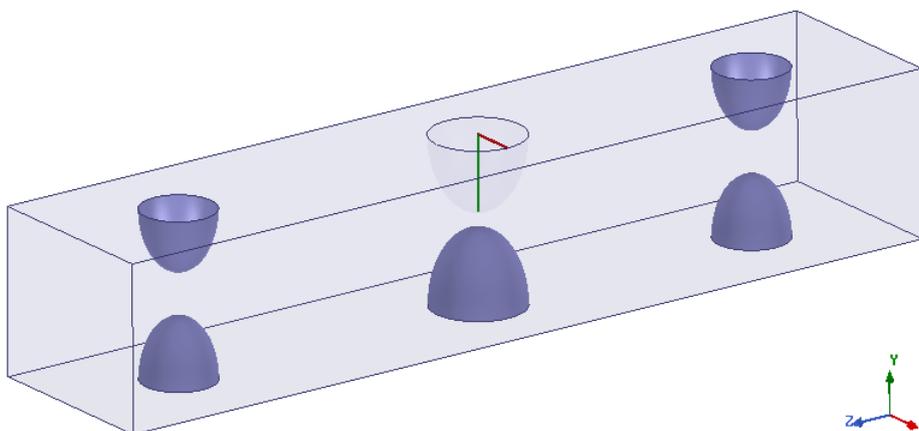


Figura 3.21. Representación de las coordenadas del *ridge* elipsoide.

La poca diferencia entre la profundidad del resonador central y el resonador intermedio se debe a la gran variación en frecuencia que provoca aumentar o disminuir la profundidad del resonador *ridge* elipsoide. Hay que recordar que estos valores representan la mitad del propio elipsoide. Una vez dimensionadas las estructuras de acoplamiento y resonadores internos, se procede a calcular los acoplamientos entrada/salida. Para ello, y a diferencia de la sección anterior, se utilizará el método de factor de calidad externo. Quedarán así explicados ambos métodos y se podrá aplicar uno u otro indistintamente.

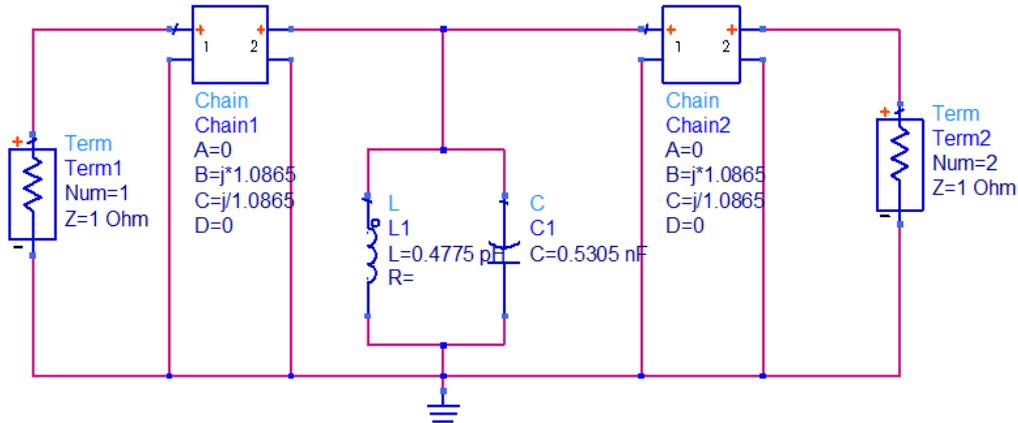


Figura 3.22. Circuito equivalente para obtener el factor de calidad externo.

El primer paso es realizar el circuito equivalente en el software ADS. El modelo de la Figura 2.9 quedará, con los valores ya introducidos, como el circuito mostrado en la Figura 3.22. Donde se coloca el puerto con valor de impedancia adaptada a 1Ω , los valores de la matriz de parámetros ABCD correspondientes al valor de acoplamiento de entrada y salida, $M_{s1} = M_{5L} = 1,0865$, y los valores de inductancia y capacitancia que vienen recogidos en la Figura 2.10 para $k = 2$.

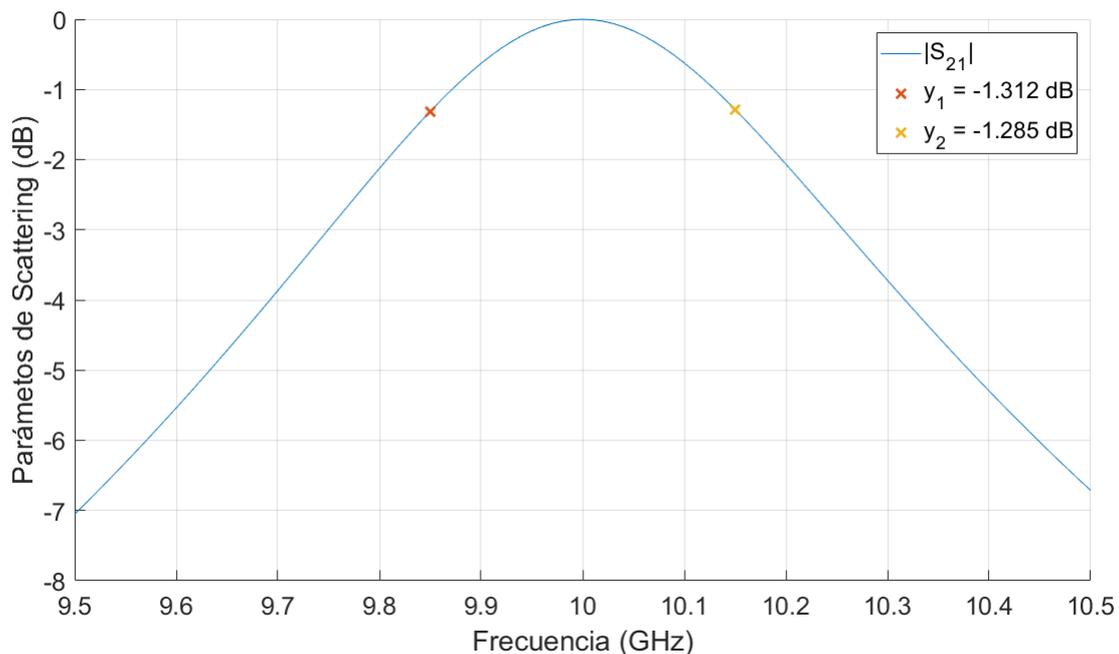


Figura 3.23. Parámetro S_{21} resultado del circuito presentado en la Figura 3.22.

Una vez formado el circuito, se pasa a simular y representar el parámetro S_{21} , escogiendo el valor del parámetro en dB para las frecuencias superior e inferior de la banda de paso, en este caso, $f_1 = 9,85$ GHz y $f_2 = 10,15$ GHz. Se puede ver en la Figura 3.23 la respuesta del circuito, donde se representa el parámetro S_{21} y su valor en dB para las frecuencias de la banda de paso.

Ahora que se conocen estos puntos para la respuesta circuital, se genera una estructura equivalente en HFSS, como se presenta en la Figura 3.24. En esta estructura se modifican tanto la longitud de la sección de guía evanescente que funciona como acoplamiento de entrada y se denomina por l_1 , como la profundidad del *ridge* elipsoide que hace la función de resonador y se denomina por w_y . Ajustando estos valores se representa el parámetro S_{21} y se modifica la curva hasta conseguir unos valores en las frecuencias de la banda de paso lo más parecidos a los valores de la Figura 3.23.

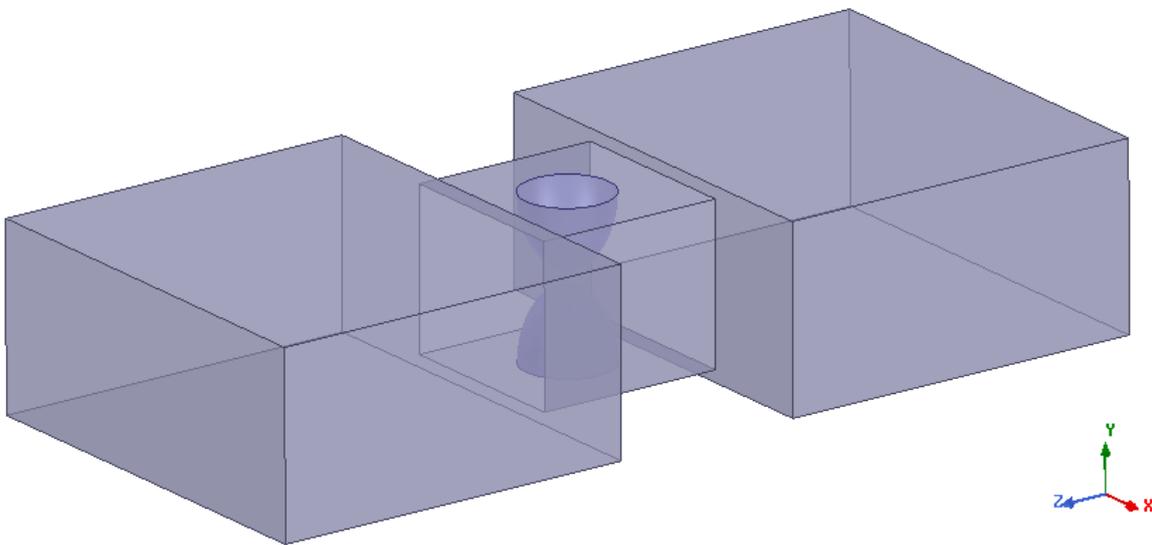


Figura 3.24. Estructura HFSS para obtener los valores del factor de calidad externo.

Una vez ajustada la curva del parámetro S_{21} , se presentan en la Tabla 3.12 los valores del acoplamiento entrada/salida y el primero resonador.

Variable	Valor (mm)
l_1	2,348
$w_{y_{res1}} = w_{y_{res5}}$	3,913

Tabla 3.12. Valores del acoplamiento de entrada y el resonador *ridge* de entrada.

Calculados todos los datos, se recogen en la Tabla 3.13. Además se presenta el filtro completo en la Figura 3.25.

Variable	Valor (mm)
a_h	10,250
b_h	8,815
w_x	2,450
w_z	2,450
$l_1 = l_6$	2,348
$w_{y_{res1}} = w_{y_{res5}}$	3,913
$l_2 = l_5$	10,791
$w_{y_{res2}} = w_{y_{res4}}$	3,976
$l_3 = l_4$	12,304
$w_{y_{res3}}$	3,977
Longitud del filtro	75,386

Tabla 3.13. Valores iniciales del filtro *ridge* elipsoide evanescente.

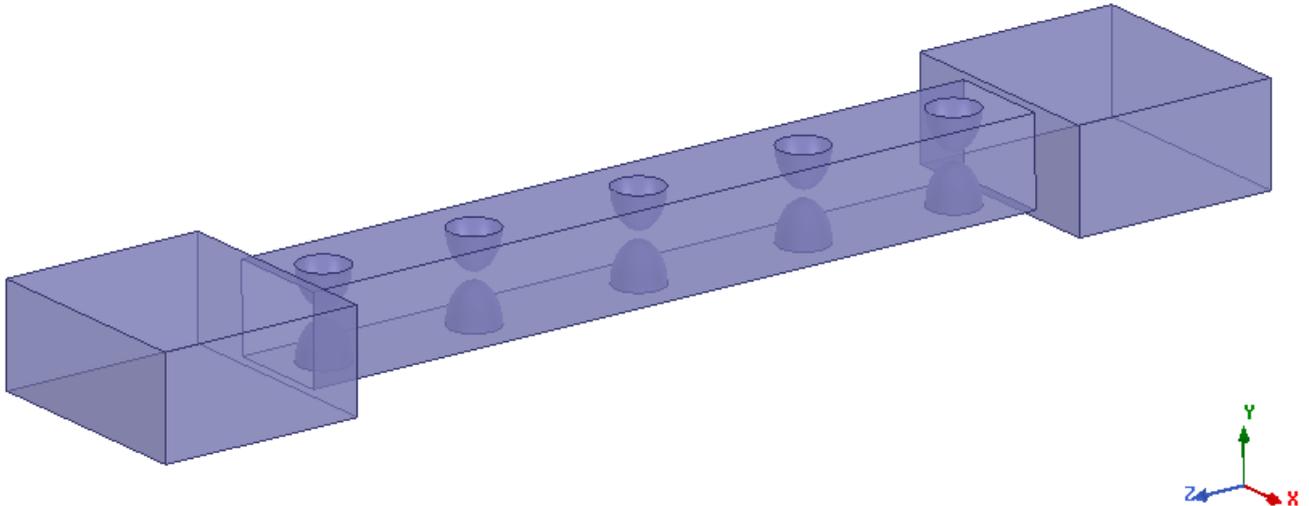


Figura 3.25. Filtro *ridge* elipsoide modo evanescente.

Simulado el filtro completo, y aplicando las condiciones de simetría para una velocidad de cómputo mayor, se presenta en la Figura 3.26 la respuesta del filtro obtenida con los valores iniciales de la Tabla 3.13. Se puede observar en la Figura 3.26 una respuesta más centrada que la obtenida en el primer diseño (ver la Figura 3.10), debido al aumento del mallado. Aún siendo un punto inicial bueno, debido a la dispersión en frecuencia que introduce la geometría curva del *ridge* elipsoide, se puede ver un desplazamiento en la propia frecuencia y unos valores de pérdidas de retorno bastante malos.

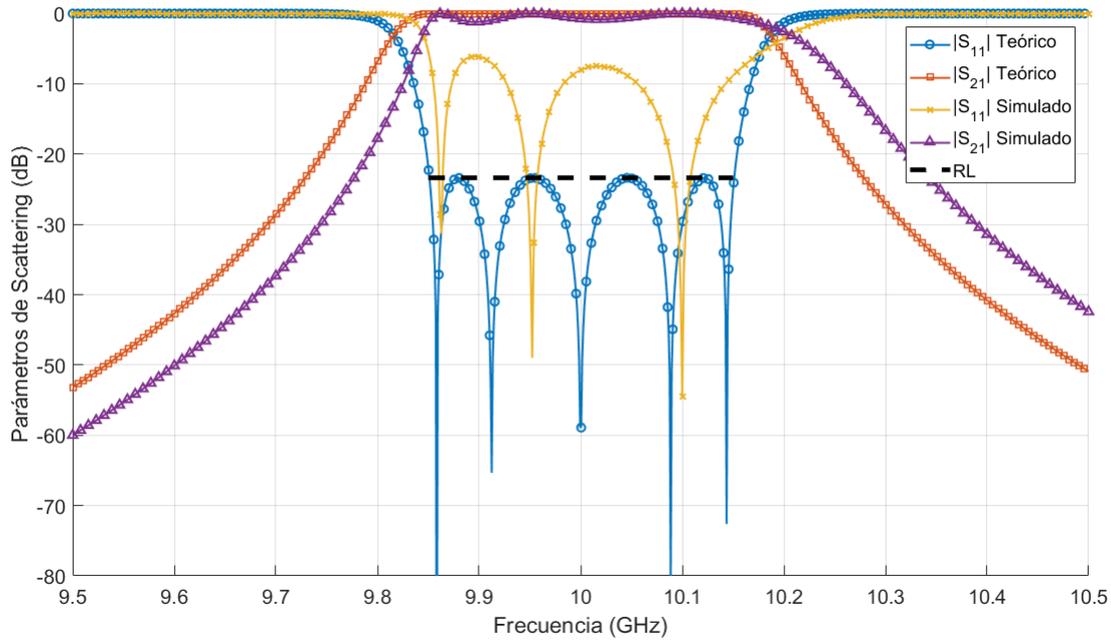


Figura 3.26. Respuesta ideal y respuesta simulada con los valores iniciales del filtro *ridge*.

3.3. Método corrección en frecuencia - Ejemplo de diseño de un filtro *ridge* elipsoide simétrico evanescente usando el modelo de matriz de acoplamiento

Para llevar a cabo el procedimiento descrito en la sección 2.4, se empieza calculando las dimensiones del resonador *ridge* elipsoide aislado a la frecuencia de resonancia $f_{res} = f_c = 10$ GHz. Al no poder calcular de forma analítica la profundidad w_y del resonador *ridge* elipsoide para el modo fundamental TE_{101} , se genera en HFSS una estructura como la que se muestra en la Figura 3.27 y se resuelve un problema de autovalores.

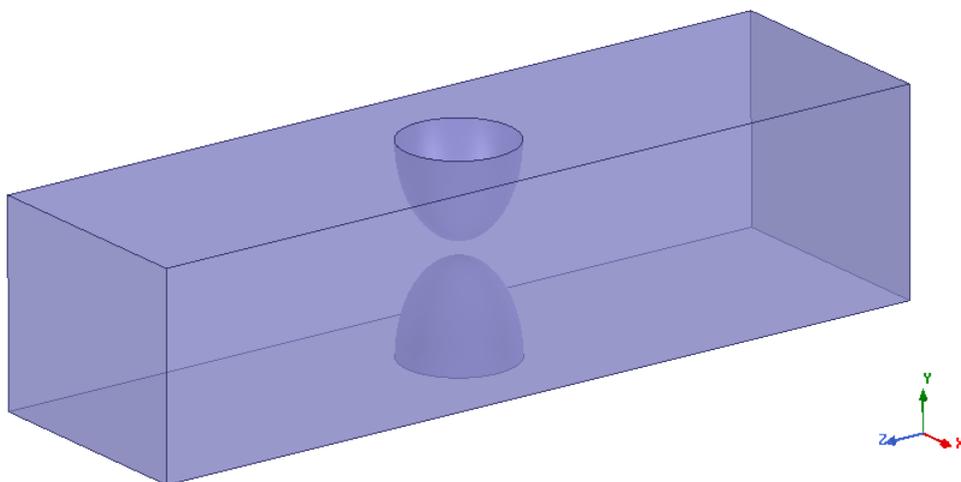


Figura 3.27. Estructura en HFSS para las dimensiones iniciales del *ridge* elipsoide.

En la estructura de la Figura 3.27 se ha de aumentar la longitud de la sección de guía por debajo del corte para considerar el resonador totalmente aislado y calcular así su valor w_y inicial. Se puede ver que es una manera análoga, de calcular el valor w_y , a la estructura de la Figura 3.16. El valor que se obtiene de profundidad del resonador junto con los valores de w_x y w_z , vienen recogidos en la Tabla 3.14.

Variable	Valor (mm)
w_x	2,45
w_y	3,982
w_z	2,45

Tabla 3.14. Valores iniciales del *ridge* elipsoide obtenidos con la estructura de la Figura 3.27.

La diferencia de $5\mu\text{m}$ en el valor inicial de w_y se puede deber a que, como se aprecia en la Figura 3.17, la resonancia no se produce exactamente en la frecuencia de trabajo del filtro. Aún así, esta pequeña diferencia no es importante y se continúa con el diseño del filtro.

Una vez calculadas las dimensiones iniciales del *ridge* elipsoide, se calculan los acoplamientos entre resonadores, obteniendo así los valores de las longitudes de sección de guía por debajo del corte $l_2 = l_5$, $l_3 = l_4$, y el valor de profundidad para los *ridge* elipsoide internos w_y Intermedio, w_y Central.

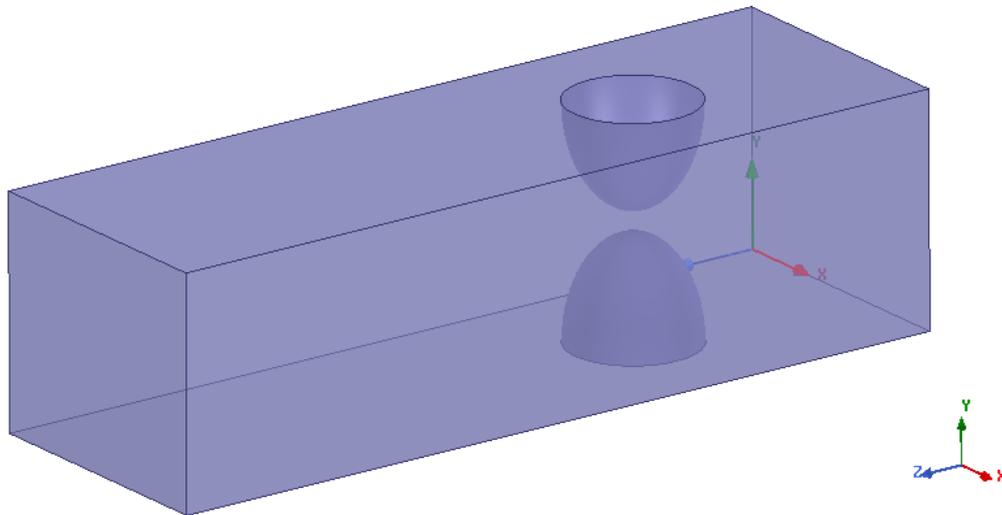


Figura 3.28. Estructura con las simetrías aplicadas.

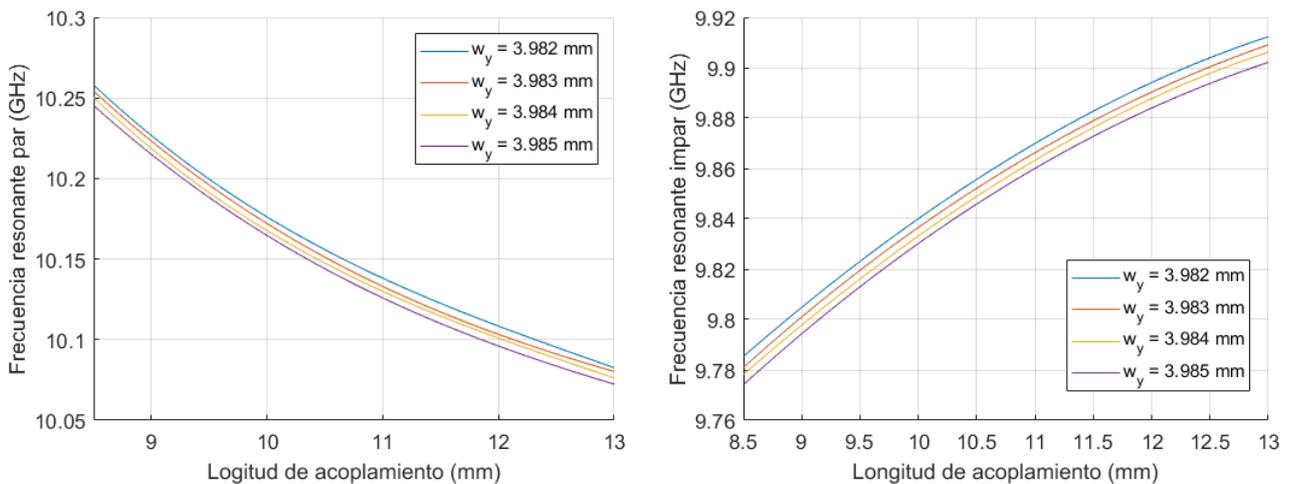
La configuración de la estructura para el análisis par e impar utilizado para calcular el acoplamiento entre resonadores se muestra en la Figura 3.28. Donde las dimensiones de la guía evanescente son las ya calculadas a_h y b_h y las dimensiones del *ridge* elipsoide son las que se presentan en la Tabla 3.14. En esta estructura se coloca la simetría en el plano xy con $z = 0$ y se realiza un barrido de la longitud de sección de guía evanescente comprendido entre 8,5 mm y 13 mm. Además, la profundidad del resonador *ridge* elipsoide w_y se varía entre 3,982 mm y 3,985 mm. Esta variación, tan pequeña, en el orden de las unidades de micras, se debe a la gran variación que se produce en frecuencia conforme la profundidad del *ridge* elipsoide w_y se modifica.

En este momento, resulta de utilidad, aunque no sea del todo necesario, presentar la gráfica de la frecuencia central f_c que se obtiene del barrido paramétrico realizado. Así, se puede comprobar que el resonador está trabajado cerca de la frecuencia de resonancia. La frecuencia central se calcula como

$$f_c = \frac{f_e + f_o}{2} \quad (3.7)$$

Es recomendable ajustar estos valores después de realizar un análisis inicial, ya que los límites del barrido dependen de los acoplamientos para ser diseñados.

Los resultados de las frecuencias par e impar, usando la configuración descrita, se presentan en la Figura 3.29. Como se puede ver, se obtienen cinco curvas, tanto para las frecuencias pares como para las frecuencias impares. En este caso, se ha realizado un barrido de la profundidad del *ridge* elipsoide utilizando intervalos de $1 \mu\text{m}$. Para un caso general, si las curvas obtenidas muestran una gran separación entre intervalos, significa que el resonador presenta alta sensibilidad con las dimensiones seleccionadas. En este caso, por la gran sensibilidad al modificar el valor del *ridge* elipsoide en profundidad, los intervalos escogidos son muy pequeños, y se pueden obtener así los valores de acoplamiento necesarios para la frecuencia central f_c deseada.

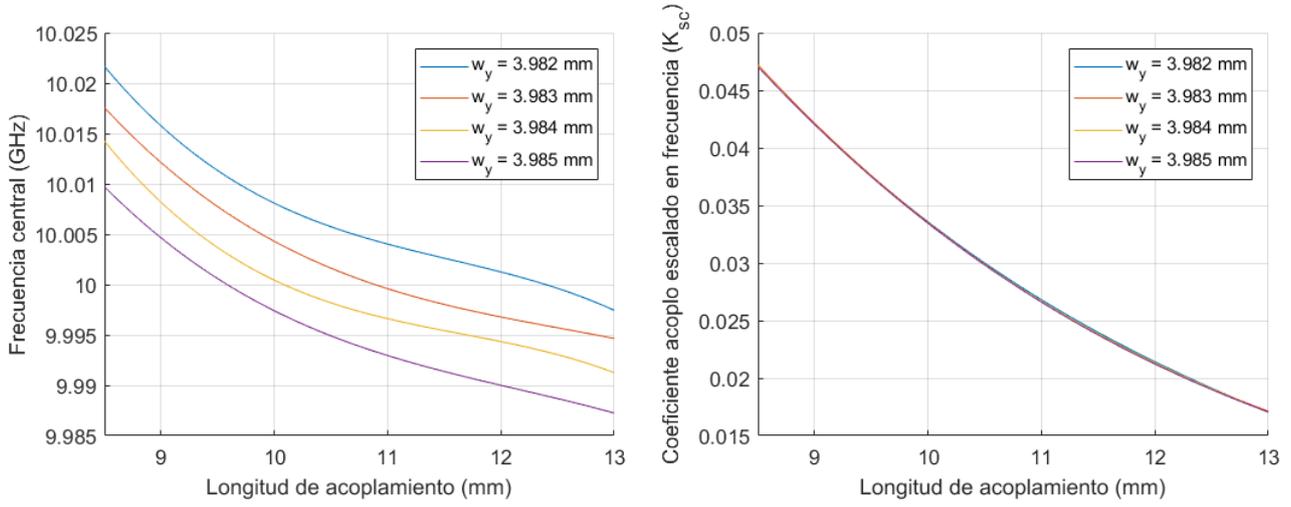


(a) Curvas obtenidas del análisis de frecuencia par.

(b) Curvas obtenidas del análisis de frecuencia impar.

Figura 3.29. Conjunto de curvas obtenidas del análisis par e impar, correspondientes a la estructura de la Figura 3.28.

El resultado para k_{sc} y f_c calculados con las ecuaciones (3.4) y (3.7), vienen representadas en la Figura 3.30. Como se puede observar en la Figura 3.30(a), con f_c comprendido entre 9,985 GHz y 10,015 GHz, es decir, en el rango de la frecuencia de trabajo del filtro. En el caso de que f_c no estuviera dentro del rango de la frecuencia de trabajo, se debería ajustar los límites del barrido para los valores de profundidad del *ridge* elipsoide w_y , y se volvería a repetir el proceso.



(a) Curvas de frecuencia central f_c obtenidas para el análisis.

(b) Curvas del acoplamiento escalado k_{sc} obtenidas para el análisis.

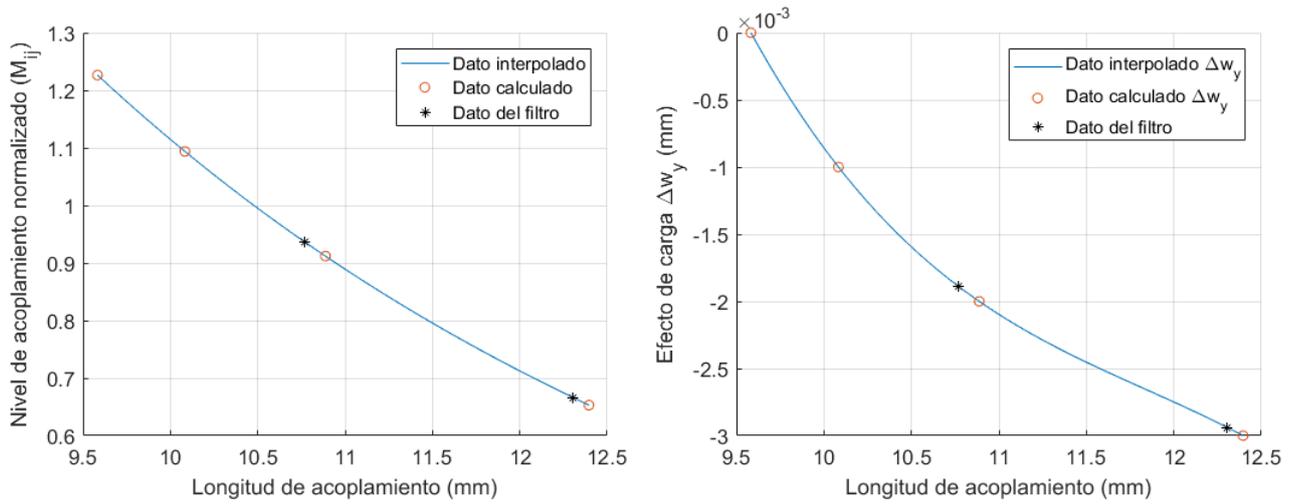
Figura 3.30. Conjunto de curvas obtenidas para las frecuencias centrales y el coeficiente de acoplamiento escalado, correspondiente a la estructura de la Figura 3.28.

Las curvas de acoplamiento obtenidas para estas estructuras, correspondientes a la Figura 3.30(a), se presentan en la Figura 3.30(b). Donde se ha aplicado una normalización del coeficiente de acoplamiento para obtener los valores correspondientes de la matriz de acoplamiento. Esta normalización se realiza mediante la ecuación 3.4, que proporciona los valores de los elementos posibles de la matriz de acoplamiento que se pueden escoger para la frecuencia escogida.

Usando los datos analizados de las Figuras 3.30(a) y 3.30(b), se puede obtener una curva, acumulando todos los puntos de k_{sc} que tienen $f_c = 10$ GHz, esto es, la frecuencia central de filtro. En este caso, se extraen 4 puntos de datos que cumplen con esta condición de f_c . Después de usar la ecuación 3.5 a los datos de k_{sc} , se puede realizar una curva de acoplamiento normalizado, como aparece en la Figura 3.31(a). Los círculos rojos representan los datos extraídos del análisis, mientras que la curva azul representa los datos interpolados usando los datos extraídos. Además, cada punto medido k_{sc} a la frecuencia f_c tiene una profundidad de resonador asociado w_{y_i} . Así, el efecto de carga del acoplamiento producido por k_{sc} sobre el resonador *ridge* elipsoide se puede calcular como

$$\Delta w_{y_i} = w_y - w_{y_i} \quad \text{para } i > 1. \quad (3.8)$$

Esta información se puede poner en una gráfica, como se muestra en la Figura 3.31(b).



(a) Curva del coeficiente de acoplamiento normalizado, extraída de las curvas ajustada a $f = f_c$.

(b) Efecto de carga de la sección de guía evanescente obtenida a partir de la curva de acoplamiento.

Figura 3.31. Curvas finales de diseño para longitudes de acoplamiento y resonadores *ridge*.

Las dimensiones físicas para los acoplamientos entre resonadores y las longitudes, se pueden obtener de los resultados de la Figura 3.31. Buscando los valores de M_{12} , M_{23} , M_{34} y M_{45} en la curva de acoplamiento normalizado de la Figura 3.31(a), se pueden estimar las longitudes físicas de los acoplamientos l_i . Con las dimensiones físicas obtenidas de los acoplamientos, también se pueden obtener sus correspondientes Δw_{y_i} en la Figura 3.31(b). Los puntos de datos obtenidos de ambas figuras se pueden ver como asteriscos negros.

Para obtener los valores iniciales de cada dimensión, se han de calcular los acoplamientos entrada/salida y el valor de profundidad del resonador *ridge* elipsoide de entrada. Estos valores fueron calculados en la sección 3.2 con el método del factor de calidad externo Q_{ext} y se muestran en la Tabla 3.12. Ya que la profundidad del resonador *ridge* elipsoide de entrada, por su estructura (ver la Figura 3.24), está afectado por dos longitudes de acoplamiento, Δw_{y_1} se puede calcular como

$$\Delta w_{y_1} = \frac{w_y - w_{y_1}}{2} \quad \text{para } i \geq 1. \quad (3.9)$$

Finalmente, los valores iniciales de la profundidad de los *ridge* elipsoide se pueden calcular usando los valores Δw_{y_i} obtenidos previamente,

$$w_{y_i} = w_y - \Delta w_{y_{i-1}} - \Delta w_{y_{i+1}} \quad \text{para } i = 1, \dots, N. \quad (3.10)$$

Todos los datos extraídos aplicando el proceso explicado se presentan en la Tabla 3.15.

Variable	Valor(mm)	Variable	Valor(mm)	Variable	Valor(mm)
l_1	2,348	Δw_{y_1}	0,035	$w_{y_{res1}}$	3,949
l_2	10,768	Δw_{y_2}	-0,00189	$w_{y_{res2}}$	3,987
l_3	12,304	Δw_{y_3}	-0,00294	$w_{y_{res3}}$	3,988

Tabla 3.15. Tabla de variables y valores obtenida con el método de corrección en frecuencia.

Una vez que se tienen los valores de las longitudes de la sección de guía evanescente y los resonadores *ridge* elipsoide, se recoge en la Tabla 3.16 los valores de las dimensiones que se utilizan para construir el filtro. Una vez generado la estructura en HFSS, se simula para conocer su respuesta, que se muestra en la Figura 3.32.

Variable	Valor (mm)
a_h	10,250
b_h	8,815
w_x	2,450
w_z	2,450
$l_1 = l_6$	2,348
$w_{y_{res1}} = w_{y_{res5}}$	3,949
$l_2 = l_5$	10,768
$w_{y_{res2}} = w_{y_{res4}}$	3,987
$l_3 = l_4$	12,304
$w_{y_{res3}}$	3,988
Longitud del filtro	75,340

Tabla 3.16. Valores iniciales del filtro *ridge* elipsoide modo evanescente.

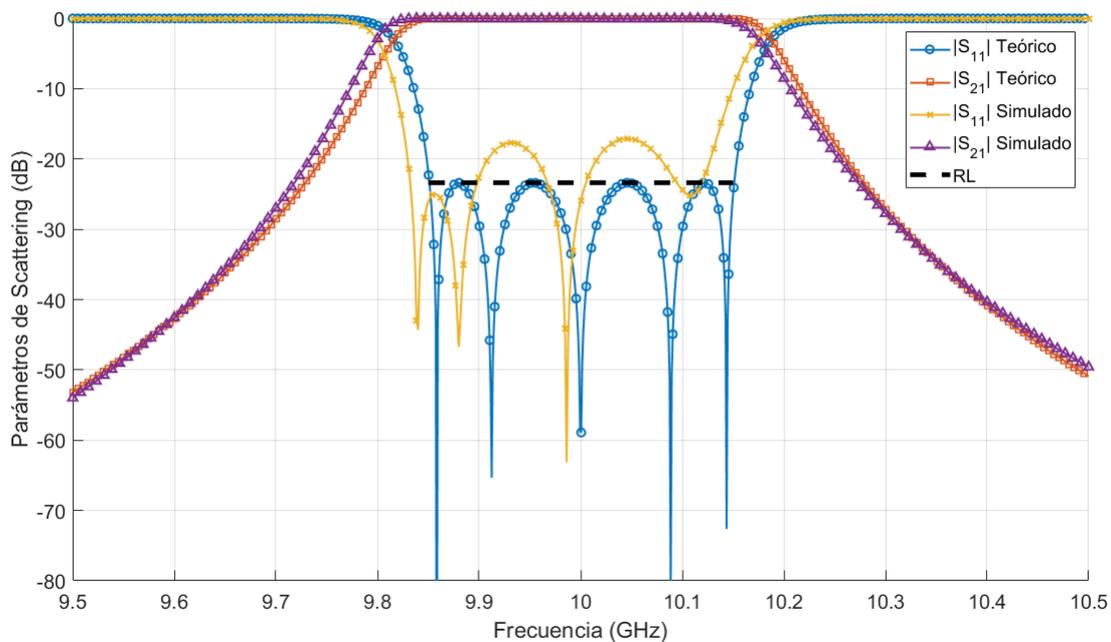


Figura 3.32. Respuesta comparativa del método de corrección en frecuencia con los valores iniciales del filtro *ridge* elipsoide y la respuesta ideal o teórica.

Una vez realizados el filtro con ambos métodos, tanto el método clásico como el método de corrección en frecuencia, se presenta en la Figura 3.33 una comparación de las respuestas con los valores iniciales y así poder hacer una comparativa visual de ambos métodos.

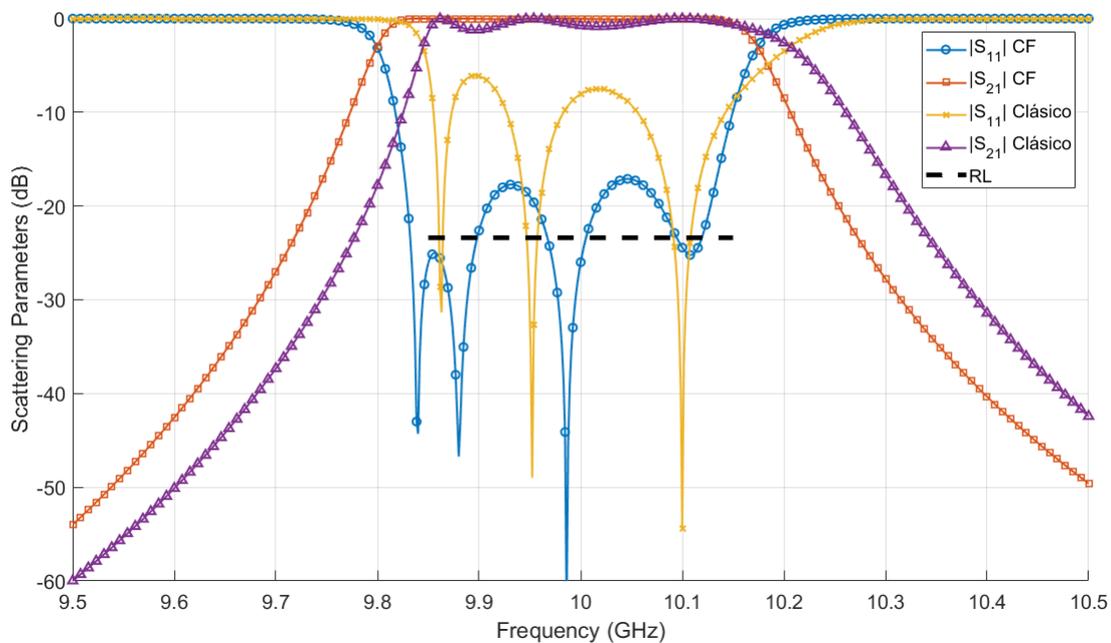


Figura 3.33. Respuesta comparativa del método de corrección en frecuencia y el método clásico con los valores iniciales del filtro *ridge* elipsoide.

Se puede ver en la Figura 3.33 tres puntos clave donde se mejora la respuesta realizando el método de corrección en frecuencia, en comparación con el método clásico. Primero, se puede ver cómo las pérdidas de retorno son mucho mejores con el método de corrección en frecuencia, donde quedan cerca de las pérdidas de retorno del método clásico donde, incluso afectan al parámetro de transmisión en la banda de paso. Otro punto donde se aprecia la mejora es en el desplazamiento en frecuencia que se puede ver en la respuesta del método clásico, donde los límites de la banda de paso claramente han subido en frecuencia. Por último, en la respuesta realizada con el método de corrección en frecuencia, aparecen 3 polos y otros dos polos complejos en la zona redondeada de la frecuencia de paso superior, a diferencia de la respuesta con el método clásico donde, aparecen 3 polos pero los otros dos han desaparecido por completo.

Viendo que el método de corrección en frecuencia proporciona una mejor respuesta que el método clásico, se parte de los valores de la Tabla 3.16 como punto inicial para optimizar el filtro. Después de realizar varios ajustes, usando la herramienta de CST, los valores finales del filtro y su respuesta se muestran en la Tabla 3.17 y la Figura 3.34, respectivamente.

Variable	Valor (mm)
a_h	10,250
b_h	8,815
w_x	2,450
w_z	2,450
$l_1 = l_6$	2,257
$w_{y_{res1}} = w_{y_{res5}}$	3,945
$l_2 = l_5$	10,858
$w_{y_{res2}} = w_{y_{res4}}$	3,984
$l_3 = l_4$	12,304
$w_{y_{res3}}$	3,983
Longitud del filtro	75,338

Tabla 3.17. Valores del filtro *ridge* elipsoide modo evanescente optimizado.

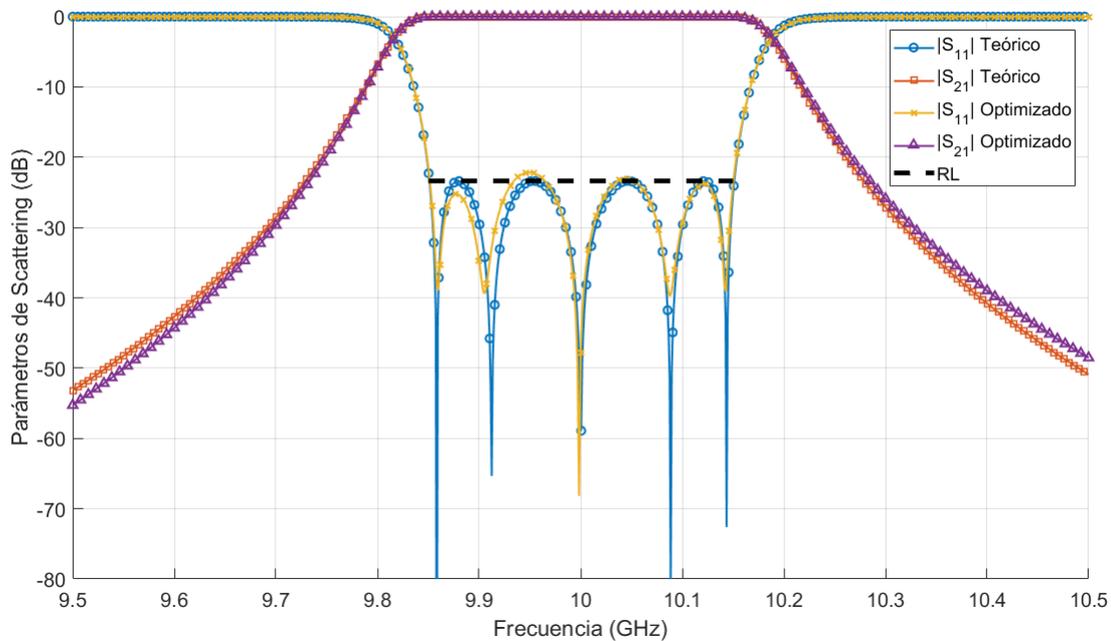


Figura 3.34. Respuesta del filtro optimizado.

Se puede ver en esta última figura como la respuesta del filtro es casi idéntica a la respuesta teórica o ideal. A continuación se presenta una respuesta con un rango hasta 20 GHz para ver la respuesta fuera de banda y comprobar a partir de que frecuencia aparece el primer espurio.

Se tiene con este tipo de *ridge*, una respuesta fuera de banda con la banda espuria más alejada que el filtro realizado con *ridge* rectangulares. Con este tipo de geometría elipsoidal, la banda espuria aparece en torno a 18 GHz (ver la Figura 3.35), mientras que en los filtros con *ridge* rectangular aparece en o torno a los 17 GHz (ver la Figura 3.14). Además, si nos fijamos en la dimensión total del filtro, con esta nueva geometría se reduce la longitud del filtro en torno a 5 mm.

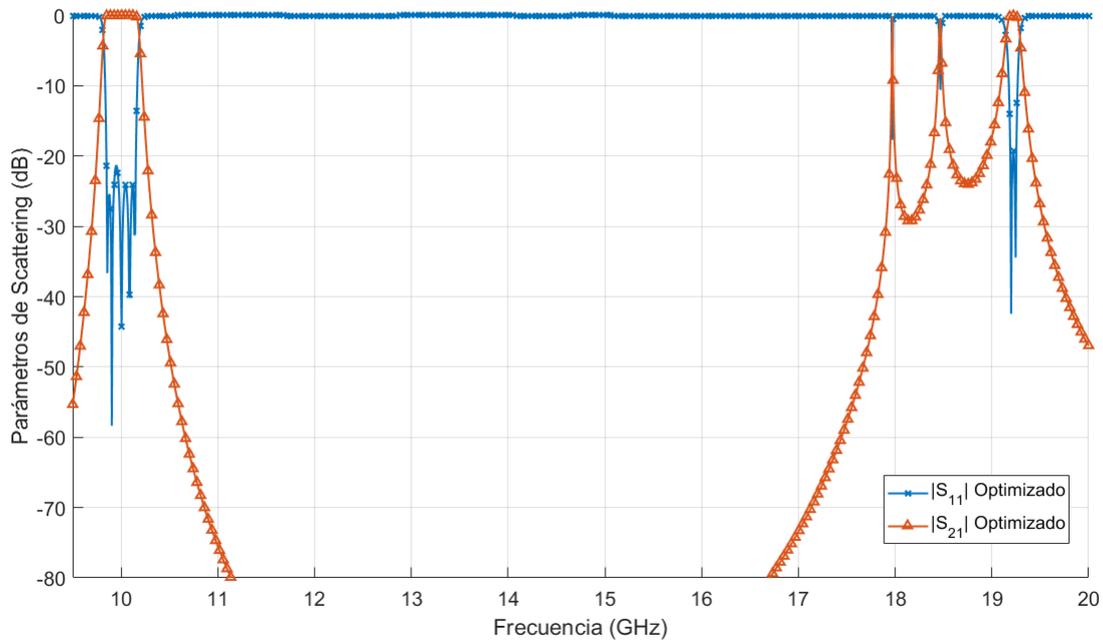


Figura 3.35. Respuesta fuera de banda del filtro optimizado.

Una vez realizado el filtro con ambos métodos y habiendo optimizado su respuesta, se realiza un análisis del error relativo entre las dimensiones obtenidas con cada método y las dimensiones del filtro optimizado.

Variable	Valor inicial (mm)	Valor optimizado (mm)	Error relativo e_r (%)
l_1	2,348	2,257	4,03
l_2	10,791	10,858	0,61
l_3	12,304	12,304	0
$w_{y_{res1}}$	3,913	3,945	0,81
$w_{y_{res2}}$	3,976	3,984	0,2
$w_{y_{res3}}$	3,977	3,983	0,15

Tabla 3.18. Valores antes y después de la optimización y porcentaje de error relativo para el método clásico.

Variable	Valor inicial (mm)	Valor optimizado (mm)	Error relativo e_r (%)
l_1	2,348	2,257	4,03
l_2	10,768	10,858	0,82
l_3	12,304	12,304	0
$w_{y_{res1}}$	3,949	3,945	0,1
$w_{y_{res2}}$	3,987	3,984	0,07
$w_{y_{res3}}$	3,988	3,983	0,12

Tabla 3.19. Valores antes y después de la optimización y porcentaje de error relativo para el método de corrección en frecuencia.

Se puede observar como el error relativo, principalmente en la profundidad de los resonadores, es mucho menor con el método de corrección en frecuencia que con el método clásico. Se puede

ver que el mayor error relativo se produce en la longitud de la sección de guía evanescente entre el puerto y el primer resonador, y en el valor de profundidad del primer resonador. Este error relativo puede que haya provocado la desaparición de los dos polos en la frecuencia superior de la respuesta del filtro realizado con el método clásico (ver la Figura 3.26), y los dos polos conjugados que aparecen en la frecuencia superior de la banda de paso del filtro realizado con el método de corrección en frecuencia (ver la Figura 3.32). El desplazamiento en frecuencia se debe principalmente al error relativo en la profundidad del *ridge*, de ahí que la respuesta obtenida con el método clásico sufra un mayor desplazamiento en frecuencia.

Como última parte de este capítulo se van a presentar una serie de filtros con diferentes formas geométricas para el *ridge* y sus correspondientes respuestas, realizadas tanto por el método clásico como por el método de corrección en frecuencia. Para cada filtro diseñado se extraen una serie de ventajas y desventajas en ambos métodos.

3.4. Comparación de resultados

En esta sección se presentan una serie de resultados, tanto dimensiones como respuesta del filtro, para modificaciones del resonador *ridge* elipsoide, y ver la comparativa del diseño realizado con la corrección en frecuencia y realizado con la técnica clásica. Primero se presentan dos modificaciones del *ridge* con una pequeña variación en el semieje z con respecto a las dimensiones del filtro realizado en la sección anterior, ambas con variación en profundidad. Una vez presentado estas dos respuestas y vistas sus diferencias, se presentan dos respuestas con variación en el semieje z . Una de ellas donde se escoge un valor considerablemente alto de longitud de *ridge* y la otra con valor alto tanto en longitud del *ridge* como anchura del mismo.

La presentación de resultados seguirá siempre el mismo orden: primero se presenta la forma del *ridge* y unas comparativas de dimensión y respuesta con respecto al filtro original, en segundo lugar se presentan las dimensiones del filtro completo, en tercer lugar se presenta la estructura el filtro y por último se representa la respuesta realizada tanto por el método de corrección en frecuencia como por el método clásico.

Todos los filtros presentados se han realizado con una sola estructura, para el método de corrección en frecuencia, a partir de la cual se pueden obtener tanto longitudes de acoplamientos como longitudes de resonadores. Para los filtros diseñados con el método clásico es necesario el uso de dos estructuras, una de ella para el cálculo de la longitud de los acoplamientos y otra estructura para calcular la longitud de los resonadores.

***Ridge* elipsoide $w_x = 2,45mm$, $w_z = 1,95mm$ - Variación en profundidad**

Se presenta una forma de *ridge* achatada en el semieje z , como se puede ver en la Figura 3.36. Este filtro presenta unas dimensiones totales más reducidas que el filtro original pero la respuesta que produce es peor, donde las pérdidas de retorno han disminuido para ambos métodos y aparecen un poco más desplazados en frecuencia. Para ambos métodos tenemos dos polos que se han vuelto complejos, en la zona de la banda de paso superior, aunque con el método clásico no aparezcan de manera visual se presupone que están ahí.

Los valores para dimensionar el filtro y obtener una primera respuesta de los parámetros-S vienen recogidos en la Tabla 3.20.

Variable	Valor (mm) CF	Valor (mm) Clásico
a_h	10,250	10,250
b_h	8,815	8,815
w_x	2,450	2,450
w_z	1,950	1,950
$l_1 = l_6$	2,867	2,687
$w_{y_{res1}} = w_{y_{res5}}$	4,014	3,973
$l_2 = l_5$	11,392	11,391
$w_{y_{res2}} = w_{y_{res4}}$	4,056	4,048
$l_3 = l_4$	12,906	12,951
$w_{y_{res3}}$	4,058	4,049
<i>Longitud del filtro</i>	73,83	73,558

Tabla 3.20. Dimensiones filtro *ridge* elipsoide con $w_x = 2,45$ mm, $w_z = 1,95$ mm y variación en profundidad.

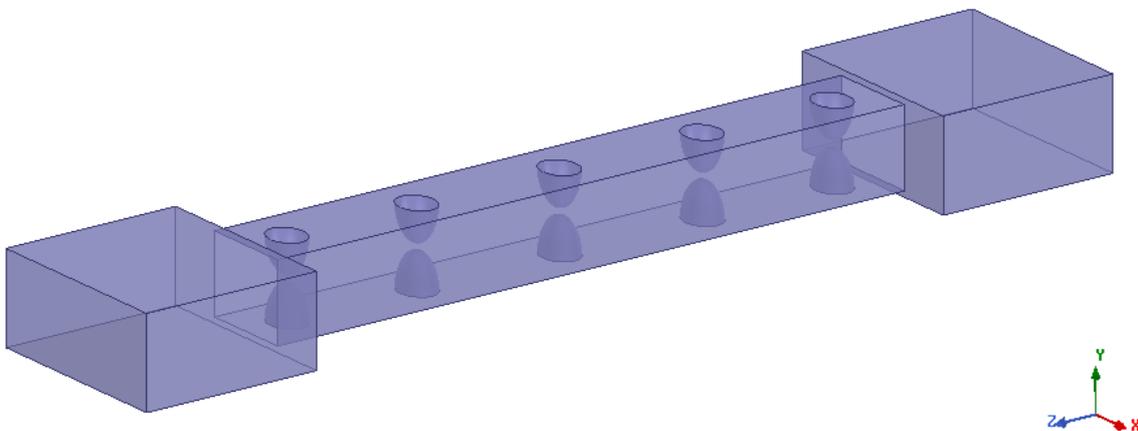


Figura 3.36. Filtro *ridge* elipsoide con $w_x = 2,45$ mm, $w_z = 1,95$ mm y variación en profundidad.

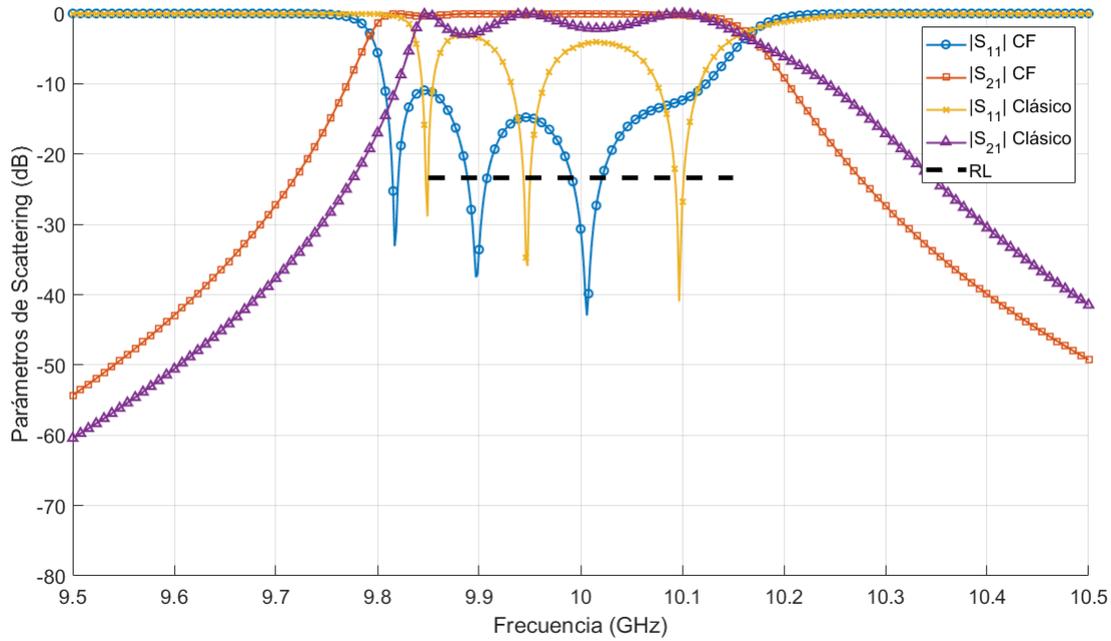


Figura 3.37. Respuesta método clásico y método de corrección en frecuencia para filtro *ridge* elipsoide con $w_x = 2,45$ mm, $w_z = 1,95$ mm y variación en profundidad.

***Ridge* elipsoide $w_x = 2,45\text{mm}$, $w_z = 2,95\text{mm}$ - Variación en profundidad**

Se presenta una forma de *ridge* ensanchada en el semieje z , como se puede ver en la Figura 3.38. Este filtro presenta unas dimensiones totales mayores que el filtro original y una respuesta peor con respecto al filtro original pero considerablemente mejor con respecto al filtro achatado en el semieje z , principalmente con el método de corrección en frecuencia. Las pérdidas de retorno han aumentado para ambos métodos, sobre todo con el método clásico, y aparecen un poco más desplazados en frecuencia. Para ambos métodos tenemos dos polos que se han vuelto complejos, en la zona de la banda de paso superior, aunque con el método clásico no se puedan distinguir.

Variable	Valor (mm) CF	Valor (mm) Clásico
a_h	10,250	10,250
b_h	8,815	8,815
w_x	2,450	2,450
w_z	2,950	2,950
$l_1 = l_6$	1,888	1,888
$w_{y_{res1}} = w_{y_{res5}}$	3,879	3,835
$l_2 = l_5$	10,173	10,164
$w_{y_{res2}} = w_{y_{res4}}$	3,926	3,916
$l_3 = l_4$	11,688	11,712
$w_{y_{res3}}$	3,927	3,917
<i>Longitud del filtro</i>	76,998	77,028

Tabla 3.21. Dimensiones filtro *ridge* elipsoide con $w_x = 2,45$ mm, $w_z = 2,95$ mm y variación en profundidad.

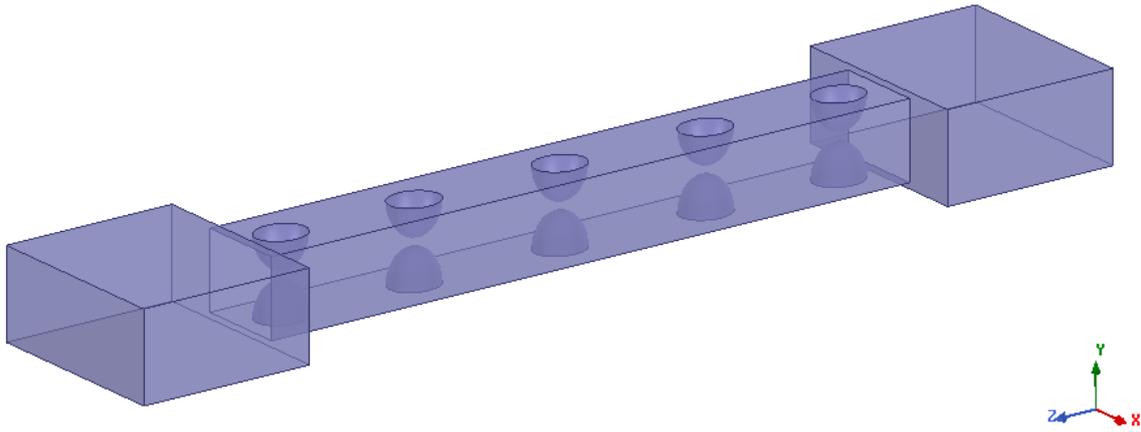


Figura 3.38. Filtro *ridge* elipsoide con $w_x = 2,45$ mm, $w_z = 2,95$ mm y variación en profundidad.

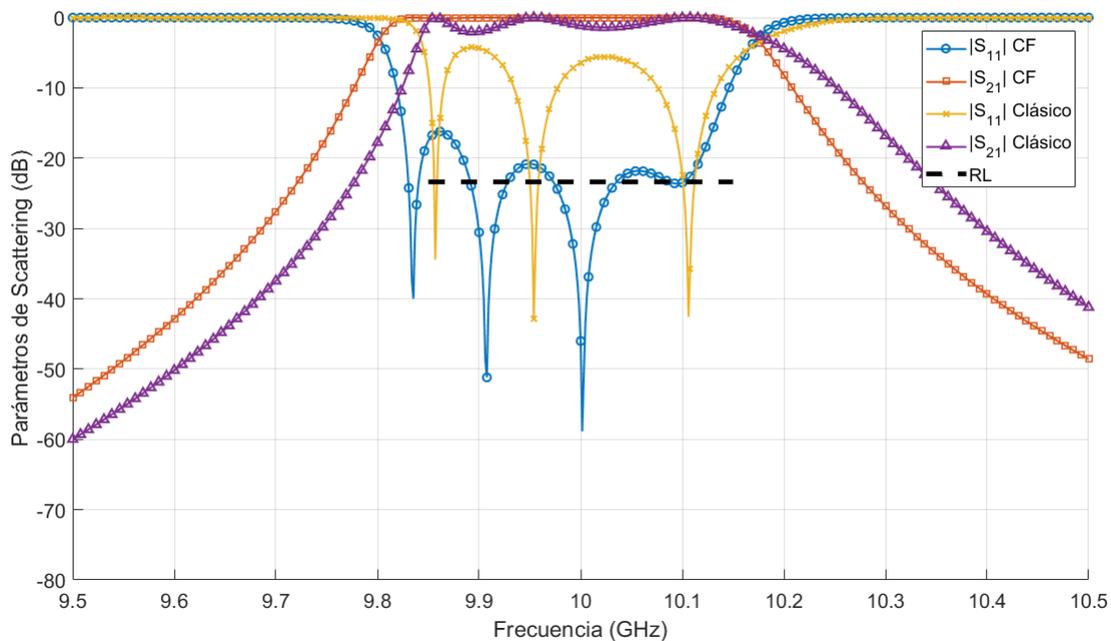


Figura 3.39. Respuesta del método clásico y del método de corrección en frecuencia para un filtro *ridge* elipsoide con $w_x = 2,45$ mm, $w_z = 2,95$ mm y variación en profundidad.

Para estos dos casos se puede ver que la respuesta de corrección en frecuencia mejora con respecto a la respuesta del método clásico. Donde el método clásico siempre presenta una pérdidas de retorno peores y los dos polos conjugados que a simple vista no se puede apreciar dónde están. Además, el método clásico desplaza la respuesta hacia frecuencias más elevadas, mientras que el método de corrección en frecuencia, únicamente aumenta el ancho de banda pero aparece centrado en frecuencia. Esto se puede saber viendo que el tercer polo, de la respuesta realizada con el método de corrección en frecuencia, aparece en torno a la frecuencia central del filtro de $f_c = 10$ GHz.

Ridge elipsoide $w_x = 2,5mm$, $w_y = 3,715mm$ - Variación en longitud

Se presenta una forma de *ridge* ensanchada en el semieje z , como se puede ver en la Figura 3.40 y con variación en este semieje, dejando fija la profundidad que hasta ahora había sido el parámetro que se modificaba. Este filtro presenta unas dimensiones totales mayores que el filtro original y una respuesta peor con respecto al filtro original. Además, la respuesta realizada con el método de corrección en frecuencia presenta dos polos complejos tanto en la banda superior como inferior de la banda de paso.

Las pérdidas de retorno han disminuido para ambos métodos, aunque no aparecen tan desplazados en frecuencia, si un poco más la respuesta realizada con el método clásico. De nuevo, y como para las respuestas, se tiene que los polos complejos en la banda de paso superior no se pueden distinguir con la respuesta realizada con el método clásico.

Variable	Valor (mm) CF	Valor (mm) Clásico
a_h	10,250	10,250
b_h	8,815	8,815
w_x	2,500	2,500
w_y	3,715	3,715
$l_1 = l_6$	1,365	1,365
$w_{z_{res1}} = w_{z_{res5}}$	4,610	4,125
$l_2 = l_5$	7,761	7,745
$w_{z_{res2}} = w_{z_{res4}}$	5,122	4,987
$l_3 = l_4$	9,302	9,402
$w_{z_{res3}}$	5,149	5,004
<i>Longitud del filtro</i>	86,086	83,480

Tabla 3.22. Dimensiones filtro *ridge* elipsoide con $w_x = 2,5$ mm, $w_y = 3,715$ mm y variación en longitud.

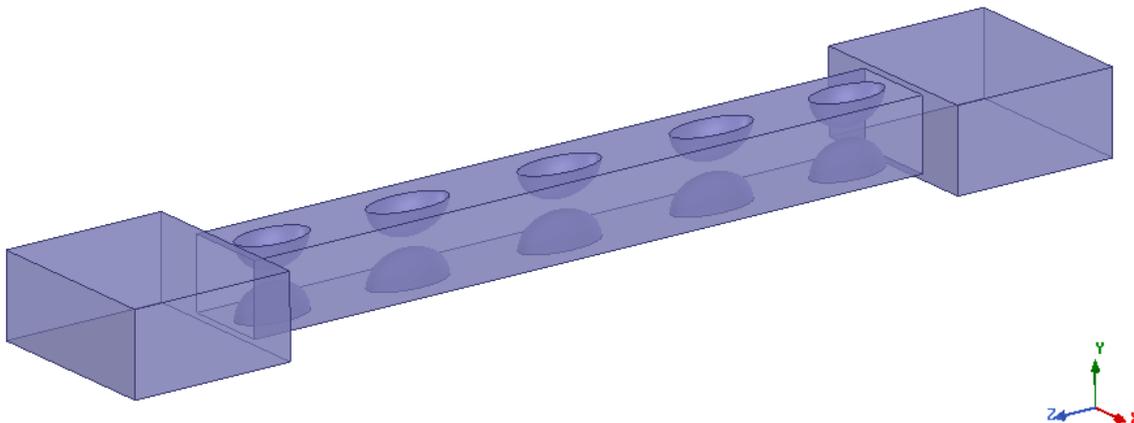


Figura 3.40. Filtro *ridge* elipsoide con $w_x = 2,5$ mm, $w_y = 3,715$ mm y variación en longitud.

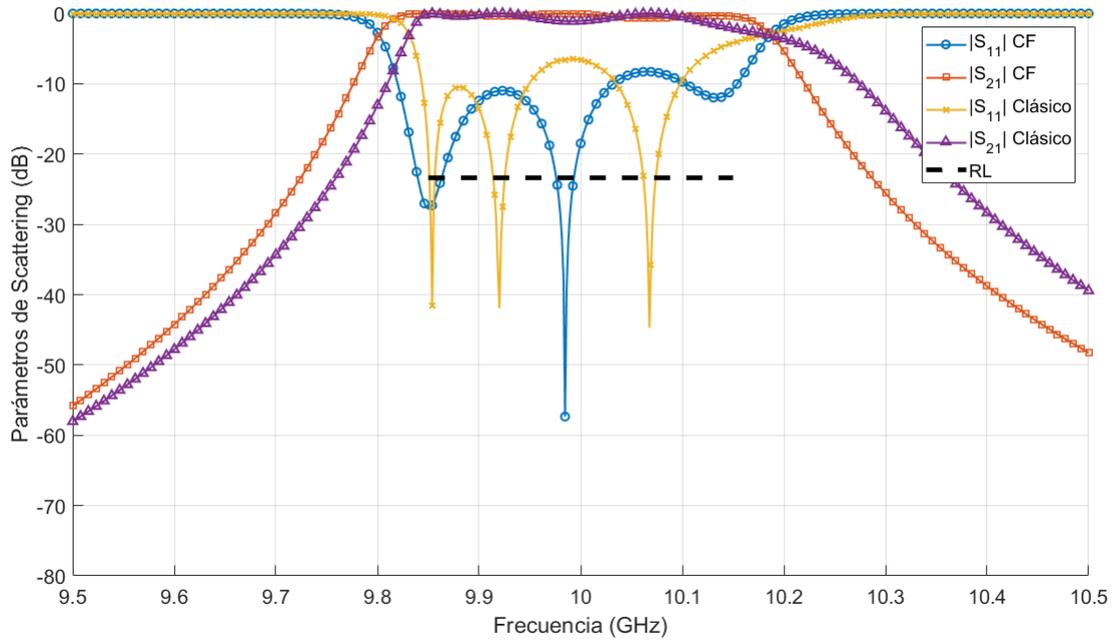


Figura 3.41. Respuesta método clásico y método corrección en frecuencia para filtro *ridge* elipsoide con $w_x = 2,5$ mm, $w_y = 3,715$ mm y variación en longitud.

Ridge elipsoide $w_x = 4mm$, $w_y = 3,715mm$ - Variación en longitud

Por último, se presenta una forma de *ridge* ensanchada en el semieje z , como se puede ver en la Figura 3.42 y con variación en este semieje, dejando fija la profundidad que hasta ahora había sido el parámetro que se modificaba; además se ha ensanchado lo máximo posible el *ridge* elipsoide en el eje x . Este filtro presenta unas dimensiones totales mayores que el filtro original y una respuesta peor con respecto al filtro original. Las pérdidas de retorno han disminuido para ambos métodos, y el desplazamiento en frecuencia de la respuesta realizada con el método clásico. De nuevo, y como para las respuestas, se tiene que los polos complejos en la banda de paso superior no se pueden distinguir con la respuesta realizada con el método clásico.

Variable	Valor (mm) CF	Valor (mm) Clásico
a_h	10,250	10,250
b_h	8,815	8,815
w_x	4	4
w_z	3,715	3,715
$l_1 = l_6$	1,125	1,125
$w_{z_{res1}} = w_{z_{res5}}$	5,301	4,625
$l_2 = l_5$	6,385	6,458
$w_{z_{res2}} = w_{z_{res4}}$	6,021	5,812
$l_3 = l_4$	7,962	7,966
$w_{z_{res3}}$	6,066	5,848
<i>Longitud del filtro</i>	88,364	84,542

Tabla 3.23. Dimensiones filtro *ridge* elipsoide con $w_x = 4$ mm, $w_y = 3,715$ mm y variación en longitud.

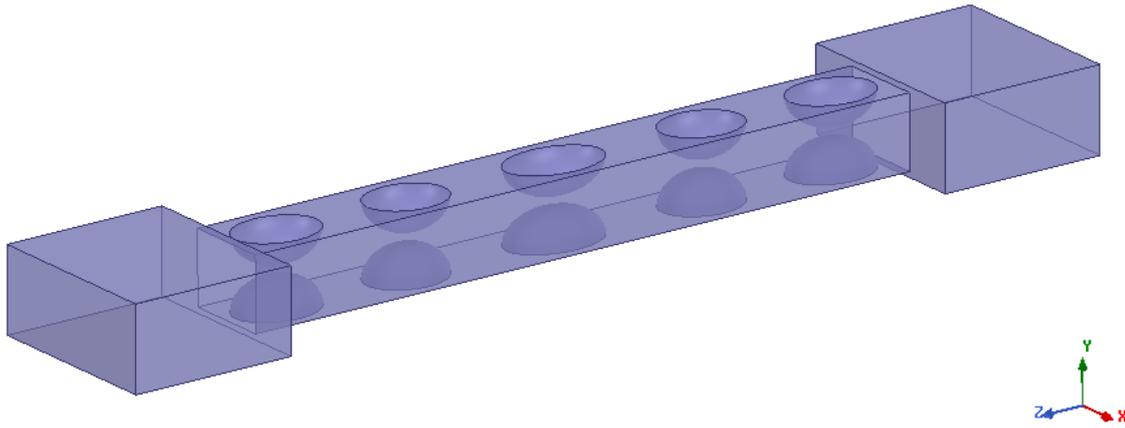


Figura 3.42. Filtro *ridge* elipsoide con $w_x = 4$ mm, $w_y = 3,715$ mm y variación en longitud.

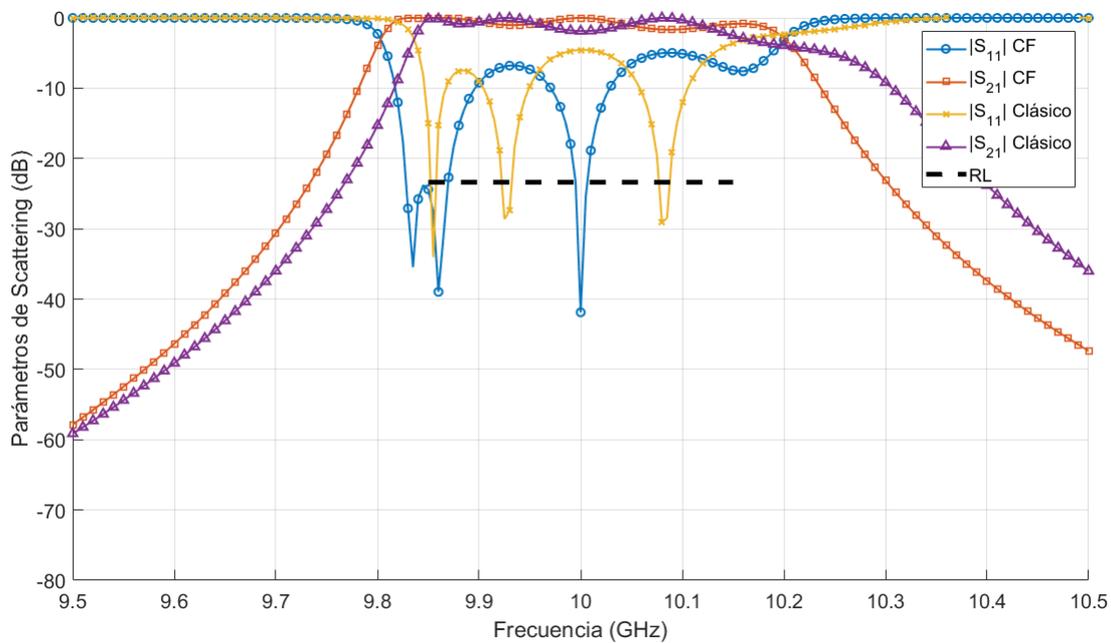


Figura 3.43. Respuesta del método clásico y del método corrección en frecuencia para un filtro *ridge* elipsoide con $w_x = 4$ mm, $w_y = 3,715$ mm y variación en longitud.

De estas dos últimas configuraciones del *ridge* elipsoide se puede deducir que, por un lado, conforme se aumenta el *ridge*, y principalmente en el eje x , la respuesta suele ser peor en términos de pérdidas de retorno; por otro lado, la respuesta del método clásico siempre aparece desplazada hacia frecuencias superiores, mientras que la respuesta del método de corrección en frecuencia aparece ensanchada en frecuencia pero centrada en la banda de paso.

Capítulo 4

Cálculo del fenómeno de Multipactor

En este capítulo se presenta el umbral de potencia Multipactor tanto para el filtro realizado con secciones de guía *ridge* rectangular como secciones *ridge* modificadas, y como influyen las modificaciones de la geometría del *ridge* en el umbral de potencia Multipactor.

El estudio se ha llevado a cabo usando el módulo de alta potencia FEST3D [46], y un modelo simple de guiaonda de placas paralelas corregido con el concepto de *voltage magnification factor* (VMF). El estudio del modelo de placas paralelas se realiza tanto a través del valor de potencia [47] como de tensión [48] obtenidos con la herramienta ECSS *Multipactor Tool* [49].

El enfoque está basado en un modelo simple de guiaonda de placas paralelas (PPW), como se propuso por *Hatch* y *Williams* [6], pero corregido con el concepto de VMF, concepto que se usa de manera aproximada, para tener en cuenta intensidades de campo más realistas dentro de un dispositivo particular. Para realizar esta técnica, primero se utiliza el modelo PPW para predecir el umbral de Multipactor en una guiaonda de placas paralelas ideal con una separación entre placas d . En este punto se ha utilizado el bloque ECSS *Multipactor Tool* proporcionado por FEST3D. Para el uso de esta herramienta se debe seleccionar la frecuencia en una serie de puntos dentro de la banda de paso del filtro, el tipo de material que se utiliza y el tipo de medio. Para este trabajo se seleccionan varios puntos equiespaciados entre la frecuencia inferior y superior del filtro; aluminio como material; y el medio *matched gap* donde se coloca el valor de *gap* del filtro, es decir, la separación entre *ridges*, d ; y el valor de impedancia que corresponde a la sección de guía donde se produce el mayor valor de campo eléctrico (Z_c), en este caso el valor de impedancia de la sección *ridge*. La gráfica de las curvas de umbral de Multipactor que proporciona la herramienta genera directamente los valores de potencia umbral (P_{thr}) y tensión umbral (V_{thr}) de Multipactor. Sin embargo, este modelo asume un campo eléctrico uniforme dentro del modelo PPW. En un dispositivo real, potencia máxima útil sin riesgo de ruptura viene reducida por el concepto del VMF de la forma:

$$P_{max} = \frac{P_{thr}}{VMF^2} \quad (4.1)$$

El VMF mide la tensión máxima dentro del dispositivo real (V_{max}), comparada con la tensión que usa el generador para excitar la estructura (V_g):

$$VMF = \frac{|V_{max}|}{|V_g|} \quad (4.2)$$

Estas son tensiones entre dos placas paralelas. Consecuentemente, la tensión máxima se puede obtener integrando el campo eléctrico máximo a lo largo de una línea que une ambas caras de

la sección *ridge* en su zona central:

$$|V_{max}| = \left| \int_0^d \vec{E} \cdot d\vec{l} \right| \quad (4.3)$$

En este caso, el cálculo se realiza mediante la herramienta *Calculator* integrada en el software HFSS. Si se tuviera un filtro inductivo, la forma de calcular esta tensión máxima sería multiplicar el valor de campo eléctrico máximo por la altura de la guía b , ya que el campo eléctrico es constante en esta dirección.

Finalmente, la tensión en el generador se puede relacionar con la impedancia característica de la onda transmitida a lo largo de la guíaonda (para el modo TE_{10}), y la potencia media disponible en el generador (P_m), calculada con la expresión bien conocida:

$$|V_g| = \sqrt{2Z_c^{TE_{10}} P_m} \quad (4.4)$$

Se observa que esta última relación depende de la potencia disponible en el generador (P_m). En FEST3D los campos electromagnéticos se calculan considerando un generador con una potencia media disponible $P_m = 1$ W. Este valor de potencia del generador habrá que introducirlo en HFSS para el cálculo del valor de la tensión máxima a partir de la línea de integración.

Además de calcular la potencia umbral de Multipactor a partir del valor de potencia según presenta la ecuación (4.1), también se va a calcular la potencia umbral de Multipactor usando el valor de tensión umbral

$$P_{max} = \frac{V_{thr}^2}{2Z_c V M F^2} \quad (4.5)$$

Verificando así las dos formas de cálculo de potencia umbral de Multipactor, introduciendo el concepto de VMF, presentados en [47] y [48].

A continuación se presenta una tabla con los valores necesarios para el cálculo de VMF y los valores del mismo

$f(GHz)$	$a(mm)$	$f_c(GHz)$	$Z_c^{TE_{10}}(\Omega)$	$V_g(V)$	$V_{max}(V)$	VMF
9,8	22,86	6,557	506,916	31,840	135,509	4,255
9,85	22,86	6,557	504,849	31,775	130,509	4,092
9,9	22,86	6,557	502,878	31,712	106,120	3,346
9,95	22,86	6,557	500,878	31,650	96,902	3,061
10	22,86	6,557	498,972	31,590	103,488	3,275
10,05	22,86	6,557	497,114	31,531	100,724	3,194
10,10	22,86	6,557	495,305	31,473	107,603	3,418
10,15	22,86	6,557	493,541	31,417	119,199	3,794
10,2	22,86	6,557	491,821	31,363	144,937	4,604

Tabla 4.1. Valores de VMF

donde f_c representa la frecuencia de corte de la guía estándar de los puertos y se calcula como:

$$f_c = \frac{1}{2a\sqrt{\mu\epsilon}} \quad (4.6)$$

$Z_c^{TE_{10}}$ equivale a la impedancia de la guía y se calcula según la expresión:

$$Z_c^{TE_{10}} = \frac{\eta}{\sqrt{1 - \left(\frac{f_c}{f}\right)^2}} \quad (4.7)$$

V_g se calcula con la ecuación (4.4); V_{max} se calcula con la línea de integración de campo en la sección de guía donde hay mayor concentración de campo y ayudado con la herramienta *Calculator* de HFSS; y por último, el valor de VMF se calcula con la expresión (4.2).

Para el cálculo del valor de tensión máxima, como ya se ha dicho, se utiliza la herramienta *Calculator* que presenta una interfaz como muestra la Figura 4.1 de HFSS.

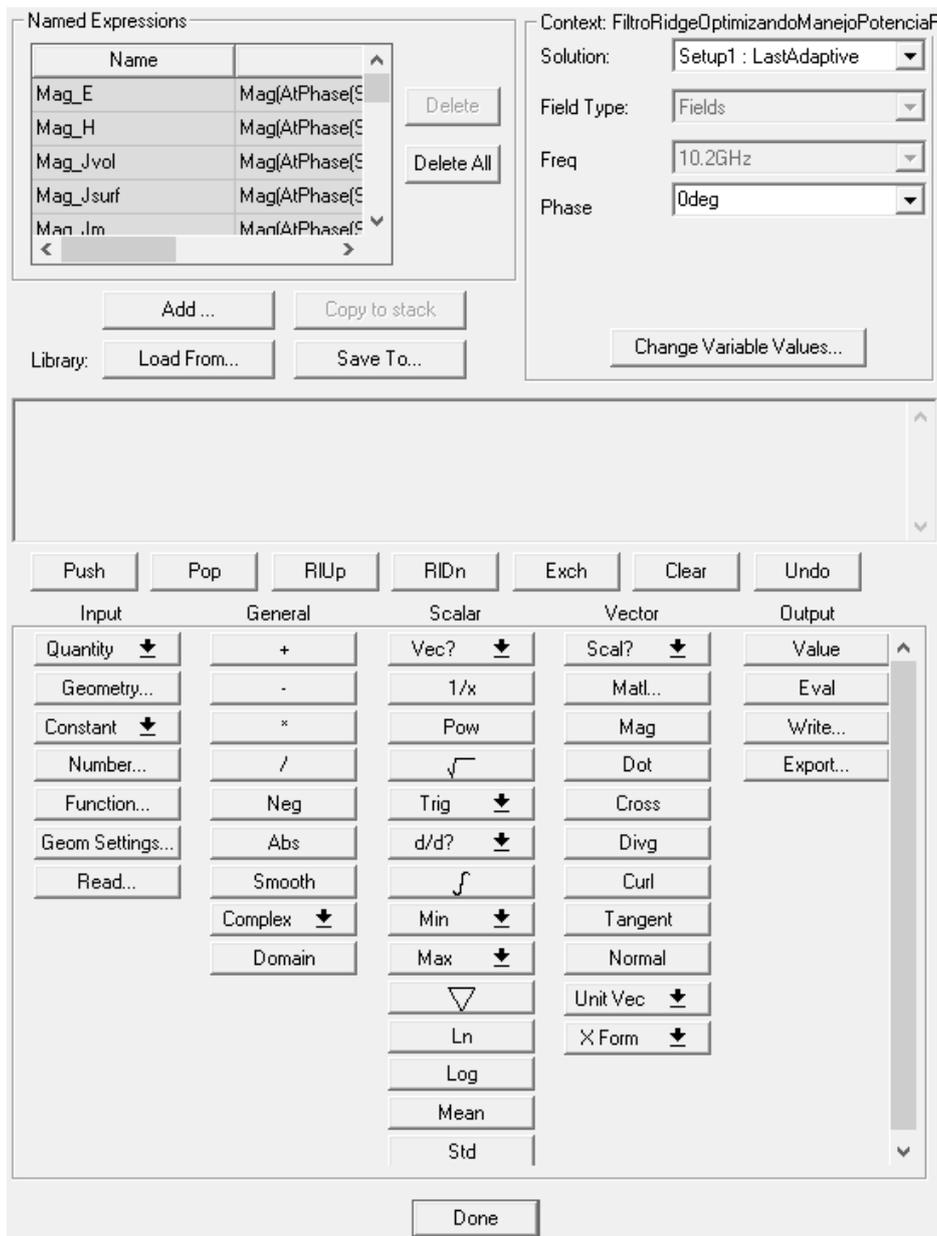


Figura 4.1. Interfaz de la herramienta *Calculator*.

Para el cálculo del valor de tensión máxima, la herramienta necesita hacer uso de una línea de integración situada en el centro del *ridge* con mayor concentración de campo eléctrico, como

se presenta en la Figura 4.2. Aunque se vean zonas de campo con mayor intensidad en las esquinas y será, principalmente, donde se produzca la ruptura del fenómeno de Multipactor, estas concentraciones de campo se deben a singularidades del propio campo eléctrico. Por lo que la línea de integración jamás se colocará en los bordes de la estructura *ridge*.

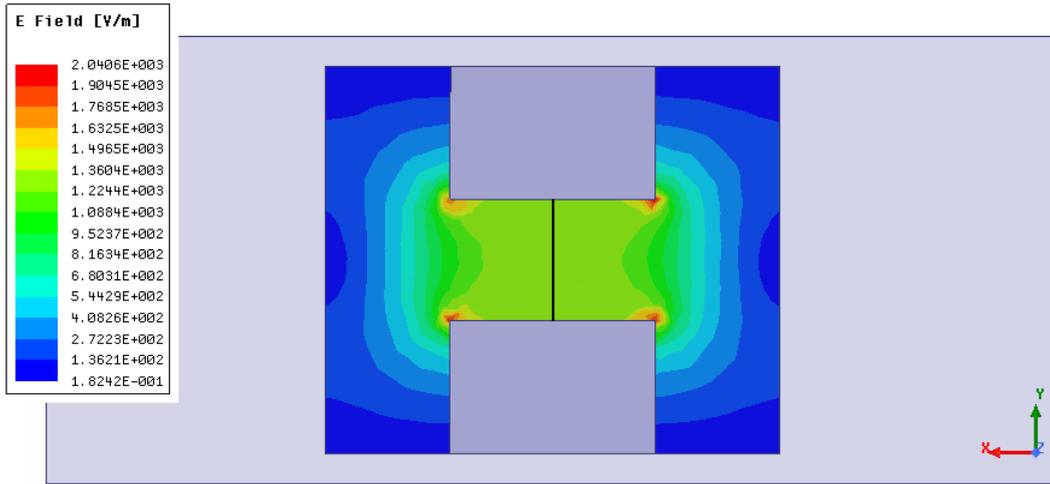


Figura 4.2. Línea de integración sobre la que se calcula el valor de tensión máxima.

Se hace uso de [50] para la comprensión del uso de la herramienta *Calculator*, y hay que tener muy en cuenta que los valores obtenidos vienen en el sistema internacional. Se necesita una línea para el cálculo y el resultado viene en parte real y parte compleja, al que habrá que aplicar el módulo para obtener el valor de campo eléctrico. En la Tabla 4.2 se muestran los pasos a seguir para el cálculo del campo eléctrico, donde solo hay que hacer uso de los botones de la mitad inferior de la interfaz (ver la Figura 4.1).

Botón en la interfaz de la herramienta	Resultado que se muestra en la pila de la interfaz
Quantity > E	$CVc : < E_x, E_y, E_z >$
Complex > Real	$Vec : Real(< E_x, E_y, E_z >)$
Geometry > Line > ... > select line	$Lin : Line(line1)$
Tangent	$SclLin : LineValue(Line(...), Dot(Real < E_x, E_y, E_z >), LineTangent)$
\int	$Scl : Integrate(Line(...$
Complex > CmplxReal	$CSc : ComplxR(Integrate(Line(Line1), Dot(...))$
Quantity > E	$CVc : < E_x, E_y, E_z >$
Complex > Imag	$Vec : Imag(< E_x, E_y, E_z >)$
Geometry > Line > ... > select line	$Lin : Line(line1)$
Tangent	$SclLin : LineValue(Line(...), Dot(Imag < E_x, E_y, E_z >), LineTangent)$
\int	$Scl : Integrate(Line(...$
Complex > CmplxImag	$CSc : ComplxI(Integrate(Line(Line1), Dot(...))$
+	$CSc : (ComplxR(Integrate(Line(Line1), Dot(...$
Eval	$CSc : complex numerical value$

Tabla 4.2. Pasos a seguir en la herramienta *Calculator* par el cálculo de la tensión máxima.

A continuación, se presenta una tabla con los valores de potencia umbral de Multipactor haciendo uso del concepto del VMF. Aún siendo un valor más realista que sin el uso del VMF, este método proporciona un valor de potencia de umbral más conservador que los valores que se pueden obtener a partir de la estructura real y los campos con FEST3D o Spark. Este modelo es aún más conservador en estructuras que no son guía rectangular, debido a la limitación que presenta la herramienta ECSS *Multipactor Tool* al usar el modelo de placas paralelas.

$f(GHz)$	$Z_c(\Omega)$	$P_{thr}(W)$	$V_{thr}(V)$	$P_{max}(W)$	$P_{max}(W)$
9,8	432,220	1382,813	1093,325	76,377	76,377
9,85	408,704	1477,299	1098,889	88,226	88,226
9,9	388,932	1568,160	1104,160	140,067	140,067
9,95	372,018	1656,017	1110,016	176,740	176,740
10	357,345	1741,341	1115,580	162,353	162,353
10,05	344,465	1824,516	1121,144	178,840	178,840
10,10	333,048	1905,836	1126,707	163,132	163,132
10,15	322,841	1985,556	1132,271	137,939	137,939
10,2	313,650	2063,873	1137,835	97,367	97,367

Tabla 4.3. Valores de potencia umbral de Multipactor haciendo uso del concepto de VMF.

El valor de impedancia corresponde a la sección de guía *ridge* en la que se produce la mayor concentración de campo eléctrico. Este valor de impedancia se evalúa en HFSS con la estructura de la Figura 4.3. Se calcula el valor para cada punto de frecuencia y no influye en este la longitud de la sección *ridge*. Para el cálculo se realiza un análisis de red, donde se colocan dos puertos en ambas caras del *ridge* y las demás paredes del *ridge* se seleccionan como pared eléctrica. Por último se representa el valor de la impedancia en función de la frecuencia.

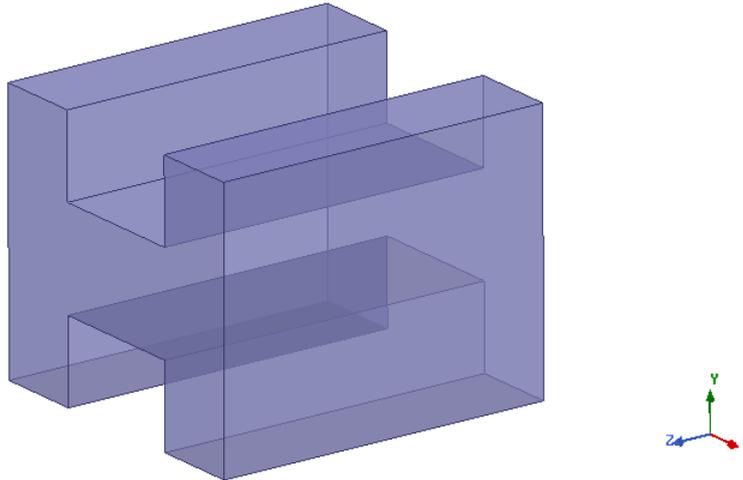


Figura 4.3. Estructura *ridge* para el cálculo del valor de impedancia.

La potencia y tensión umbral corresponden a los valores que proporciona la herramienta ECSS *Multipactor tool*. Por último la potencia umbral de Multipactor se calculan con las expresiones (4.1) y (4.5), respectivamente, de izquierda a derecha en la Tabla 4.3. Se puede ver como ambos resultados coinciden, según lo esperado.

Se representa en la Figura 4.4 la potencia umbral de Multipactor para el filtro *ridge* cuadrado

calculado haciendo uso del concepto del VMF.

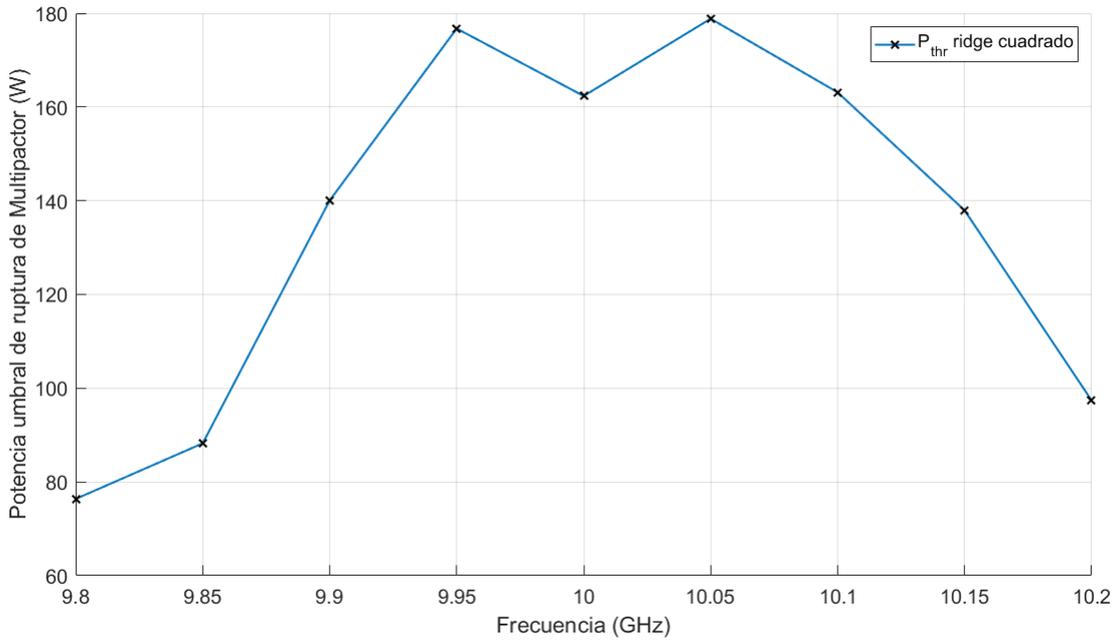


Figura 4.4. Potencia umbral de Multipactor calculado haciendo uso del VMF para el filtro *ridge* cuadrado.

La Figura 4.4 representa con marcas *x* los valores calculados y la línea se genera mediante una interpolación lineal entre estos. Parece que los valores de potencia umbral son algo bajos para estar considerando un filtro de alta potencia, aunque como ya se ha dicho, este método proporciona valores muy conservadores. Es por ello que, para unos valores más reales y prácticos, se hace uso de software que tenga en cuenta la geometría real de la estructura, más allá del modelo de placas paralelas, y los campos electromagnéticos. En este caso se hace uso del software FEST3D para un cálculo más fiable de la potencia umbral de Multipactor.

A continuación se presenta el diagrama de bloques en FEST3D necesario para generar la estructura del filtro *ridge* cuadrado. El software incluye una serie de bloques como guías de onda, secciones *ridge* y discontinuidades, además de otros muchos bloques que incorporan geometrías diferentes.

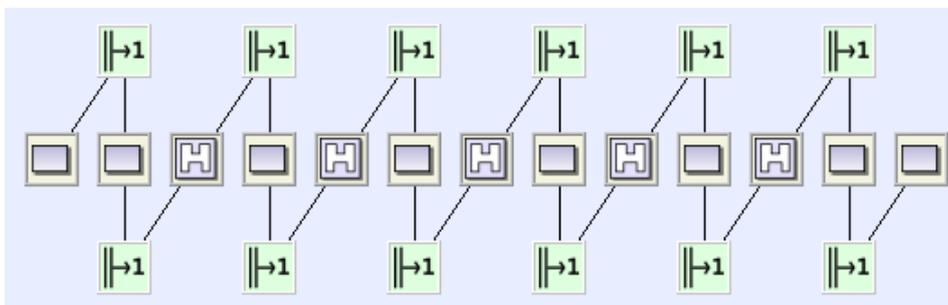


Figura 4.5. Diagrama de bloques en FEST3D necesario para generar la estructura del filtro *ridge* cuadrado.

Como se puede ver en la Figura 4.5, los bloques que modelan las secciones de guía rectangular

deben ir conectados mediante discontinuidades. Cada bloque modela cada sección del filtro donde, al hacer doble click sobre cada uno de ellos aparece una ventana emergente donde se pueden introducir los valores de cada sección y así generar la estructura completa.

Una vez realizado el diagrama de bloques, se comprueba si la respuesta del filtro coincide con la respuesta obtenida en HFSS. Para ello, se escoge la frecuencia de trabajo del filtro, un barrido en frecuencia sobre el que se representa la respuesta y la precisión que se considere oportuna. Al realizar la simulación y comprobar que ambas respuestas coinciden, se puede mostrar la estructura formada en 3D, como se aprecia en la Figura 4.6.

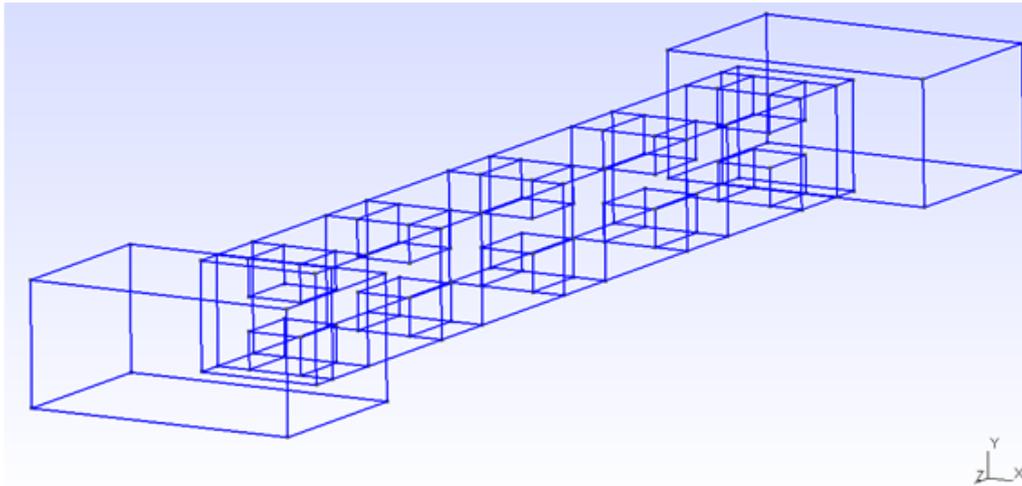


Figura 4.6. Estructura de un filtro *ridge* cuadrado generada en FEST3D.

Una vez generada la estructura y comprobado que la respuesta es correcta, se sigue con el análisis de alta potencia. Para ello, se ha de seleccionar el análisis de alta potencia en las secciones donde se piense que se va a producir la ruptura de Multipactor. En este caso se seleccionan todas las secciones de guía *ridge* como susceptibles de sufrir ruptura de Multipactor. Para realizar el análisis de alta potencia en FEST3D se ha de escoger la frecuencia central del filtro, el barrido en frecuencia y el número de puntos que se quiere calcular; el tipo de material del que está compuesto el filtro; y el número inicial de electrones, que para este trabajo se han fijado en $n = 500$ electrones todas las simulaciones de alta potencia.

$f(\text{GHz})$	Sección <i>ridge</i>	Orden Multipactor	Potencia umbral (W)
9,8	2	25,456	143,551
9,85	3	26,408	232,414
9,91	2	27,362	347,634
9,97	3	28,469	347,634
10,02	3	27,403	378,886
10,08	4	30,263	347,364
10,14	3	25,765	197,256
10,20	1	27,096	220,694

Tabla 4.4. Valores de potencia umbral obtenidos de FEST3D

Se recogen en la tabla 4.4 los valores correspondientes a la sección de guía *ridge* en la que se produce la ruptura, el orden de Multipactor y la potencia umbral de Multipactor; valores

obtenidos con FEST3D para cada punto de frecuencia.

En la Figura 4.7 se muestra una comparativa entre la potencia umbral de Multipactor calculada tanto con el concepto de VMF como con el software FEST3D. A primera vista se puede comprobar lo que ya se dijo, y es que la potencia umbral es más conservadora cuando se hace uso del VMF, ya que considera únicamente el modelo de placas paralelas. En este caso, para obtener la potencia umbral a partir del valor del VMF se considera, por el modelo de placas paralelas, que el filtro se compone de una guía rectangular con una separación entre placas correspondiente a la distancia d entre *ridge*, cuando realmente son secciones *ridge*, que el software FEST3D si considera. A parte de lo dicho, también se pueden considerar valores correctos ya que ambas curvas convergen, en un punto relativamente cerca, a las frecuencias superior e inferior del filtro, zonas en las que la potencia umbral de ruptura suele presentar sus valores mínimos, como se aprecia en la Figura 4.7.

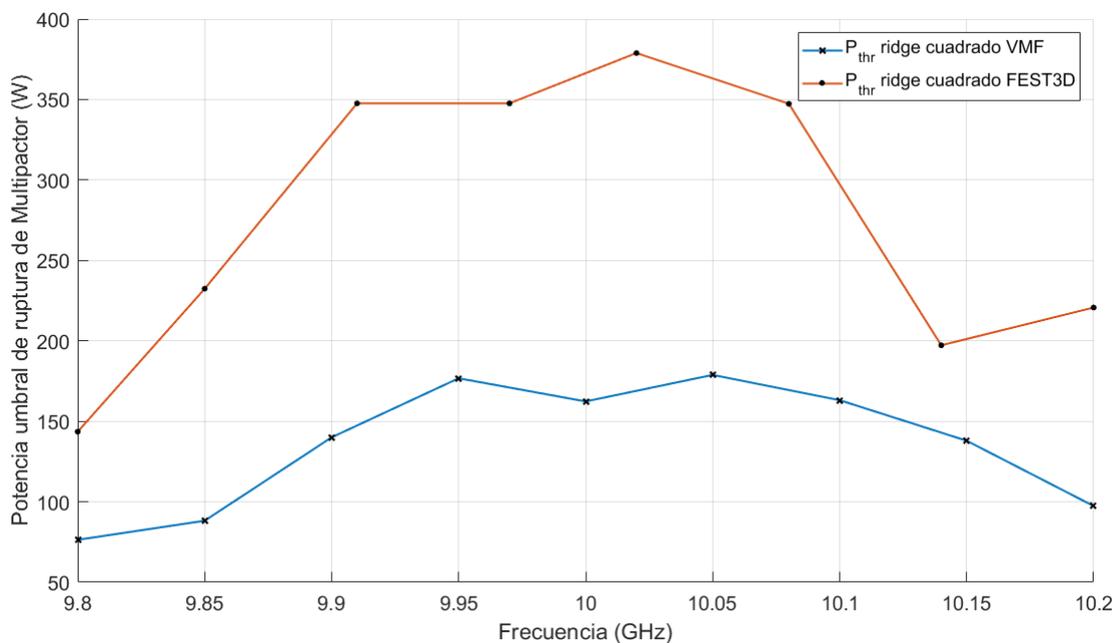


Figura 4.7. Potencia umbral de Multipactor calculado haciendo uso del VMF y FEST3D para el filtro *ridge* cuadrado.

A continuación se procede a calcular la potencia umbral de Multipactor con los filtros diseñados modificando la geometría de los *ridges* intentando eliminar las esquinas, ya que son las zonas más susceptibles de provocar la ruptura de Multipactor debido a las singularidades de campo que se generan en las esquinas, como se puede ver en la Figura 4.2.

Debido a las pequeñas limitaciones que presenta el software FEST3D en cuanto al diseño de la geometría, no se pueden introducir los filtros *ridge* elipsoide diseñados hasta el momento. Llegados a este punto y con la necesidad de conocer como afecta la geometría a la potencia umbral de Multipactor, se ha decidido modificar la geometría del *ridge* redondeando las esquinas y que se pueda generar en FEST3D. La opción que se ha tomado es el diseño de filtros con geometría *ridge* en forma de cilindro. El filtro diseñado con esta nueva geometría tiene la forma que se presenta en la Figura 4.8. Este tipo de geometría con sección transversal constante si es posible generarla en FEST3D.

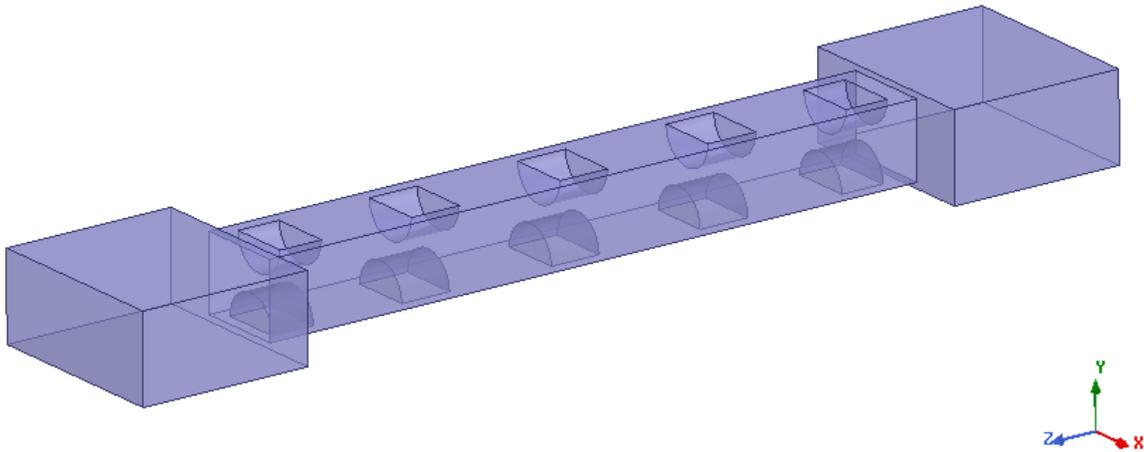


Figura 4.8. Filtro *ridge* con geometría cilíndrica.

La síntesis y diseño del filtro se lleva a cabo de la misma manera que se explicó en el Capítulo 3, usando cualquiera de los métodos explicados, tanto el método clásico como el método de corrección en frecuencia. En la Figura 4.9 se presenta la respuesta del filtro una vez optimizada, donde se comprueba que cumple la función objetivo. Por tanto, una vez que tenemos el filtro diseñado y las dimensiones del mismo, se genera el filtro en FEST3D para realizar el análisis de alta potencia y comparar el umbral de potencia con respecto al filtro *ridge* cuadrado, donde se espera que el umbral con esta nueva geometría sin esquinas sea menos restrictivo.

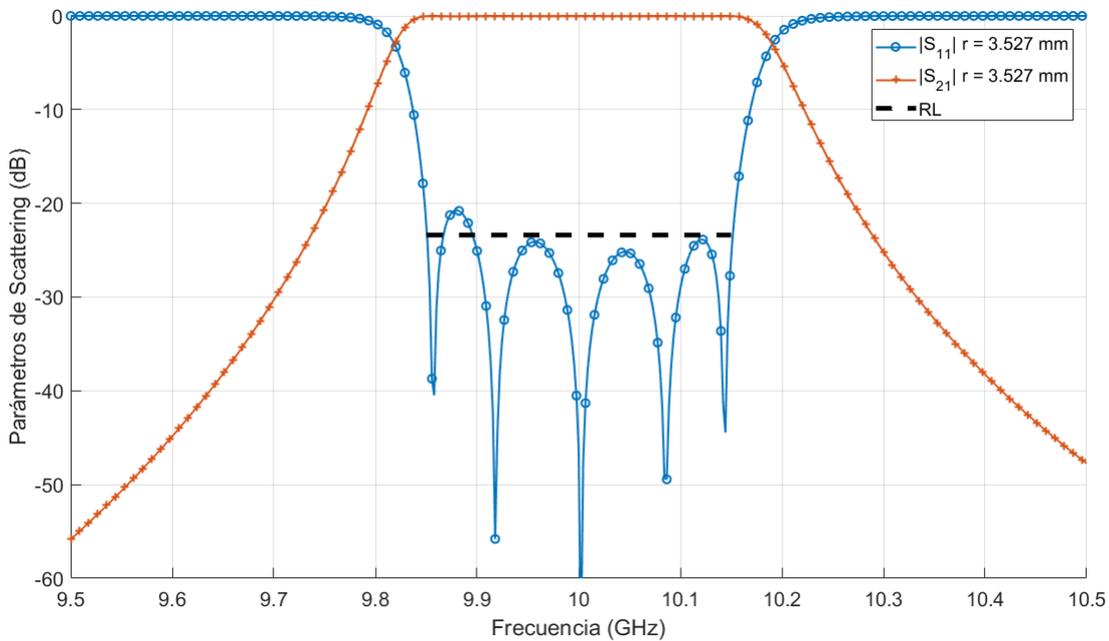


Figura 4.9. Filtro *ridge* con geometría cilíndrica para radio del cilindro $r = 3,527$ mm.

Una vez validada la respuesta del filtro con el software HFSS, se genera la estructura en FEST3D con el mismo diagrama de bloques que el presentado en la Figura 4.5. Se simula en FEST3D para comprobar el correcto diseño y la estructura resultante de FEST3D se muestra en la Figura 4.10

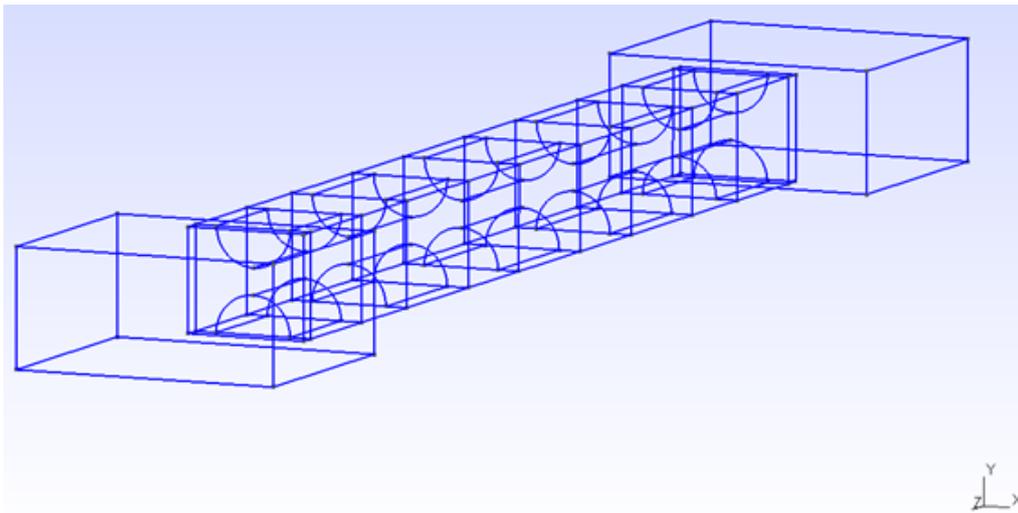


Figura 4.10. Filtro *ridge* con geometría cilíndrica para radio del cilindro $r = 3,527$ mm generada en FEST3D.

Se realiza ahora el análisis de alta potencia para el cálculo de la potencia umbral de Multipactor, con las mismas características de análisis que las realizadas para el filtro *ridge* cuadrado. Se presenta a continuación una tabla con los valores obtenidos a partir de FEST3D.

$f(GHz)$	Sección <i>ridge</i>	Orden Multipactor	Potencia umbral (W)
9,8	2	25,723	108,394
9,85	3	22,590	259,758
9,91	2	14,678	318,353
9,97	3	21,297	330,072
10,02	4	25,016	339,827
10,08	3	22,840	263,665
10,14	2	27,107	131,832
10,20	1	19,749	228,507

Tabla 4.5. Valores de potencia umbral obtenidos de FEST3D para el *ridge* cilindro con radio $r = 3,527$ mm.

A continuación se presenta, en la Figura 4.11, el umbral de potencia de Multipactor, tanto para el filtro *ridge* cuadrado como para el filtro *ridge* con cilindros de radio $r = 3,527$ mm, obtenidos del análisis de alta potencia realizado con el software FEST3D. De manera inesperada en un principio, según todo lo que se había dicho, el umbral de potencia de Multipactor del filtro *ridge* cilindro no mejora con respecto al umbral del filtro *ridge* elipsoide; si bien es cierto que ambas curvas presentan la misma tendencia, por lo que el resultado se puede pensar correcto.

Se puede pensar que la no mejora en el umbral de potencia Multipactor al haber eliminado las esquinas del *ridge* se debe a que, la nueva geometría del *ridge* sin esquinas produce un *gap* más crítico, es decir, una reducción de la distancia d entre *ridges*. Es por ello que se procede al estudio del umbral de potencia de Multipactor en función de diferentes valores del *gap* para esta nueva geometría. Sin embargo, este aumento de *gap* y en consecuencia una mejora del umbral de potencia de Multipactor, también conlleva un aumento de la longitud total del filtro, por lo que se hará una comparativa de *gaps*, potencia umbral y longitud del filtro.

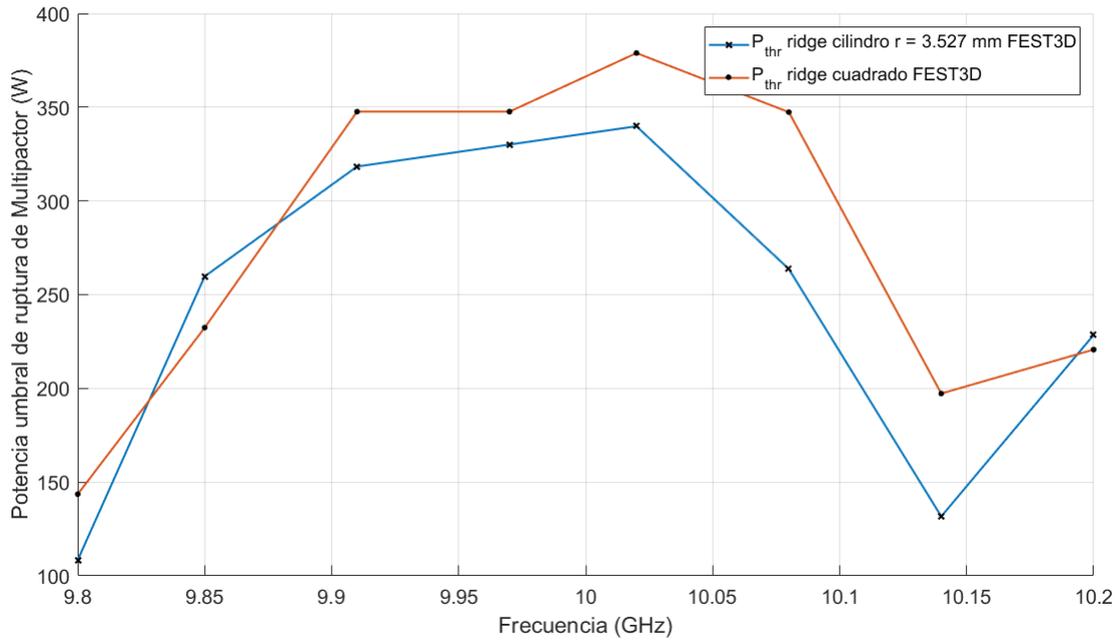


Figura 4.11. Potencia umbral el filtro *ridge* cuadrado y el filtro *ridge* cilíndrico con radio $r = 3,527$ mm obtenidos del análisis de alta potencia realizado en FEST3D.

Se presenta a continuación una tabla con los diferentes valores de *gap* y longitud total del filtro, para el filtro *ridge* cuadrado y para diferentes filtros con geometría cilíndrica; además de las diferencias entre estos filtros con geometría curva, en cuanto al *gap* y longitud del filtro, en comparación con el filtro *ridge* cuadrado.

h (mm)	<i>gap</i>		Longitud (mm)	
3,02	2,775		81,160	
radio (mm)	<i>gap</i>	Δgap	Longitud (mm)	$\Delta Longitud$
3,527	1,761	-1,014	78,653	-2,507
3,402	2,011	-0,764	85,644	4,484
3,277	2,261	-0,514	97,353	16,193

Tabla 4.6. Valores de los diferentes *gaps* y longitudes.

Se puede ver en la Tabla 4.6 que, conforme el *gap* se hace mayor en la estructura de *ridge* curvo, sin llegar a ser igual que el *gap* de la estructura *ridge* cuadrado, la longitud del filtro completo para la estructura de *ridge* curvo también aumenta. Faltaría hacer una simulación de alta potencia para comprobar como varía la potencia de umbral de Multipactor para estos filtros. Antes de realizar el análisis de alta potencia con el software FEST3D, se ha de comprobar si la respuesta de estos nuevos filtros corresponde con la respuesta objetivo. Para ello se simulan los tres nuevos filtros con el software HFSS, ya optimizados, y se presenta su respuesta de los parámetros-S en la Figura 4.12.

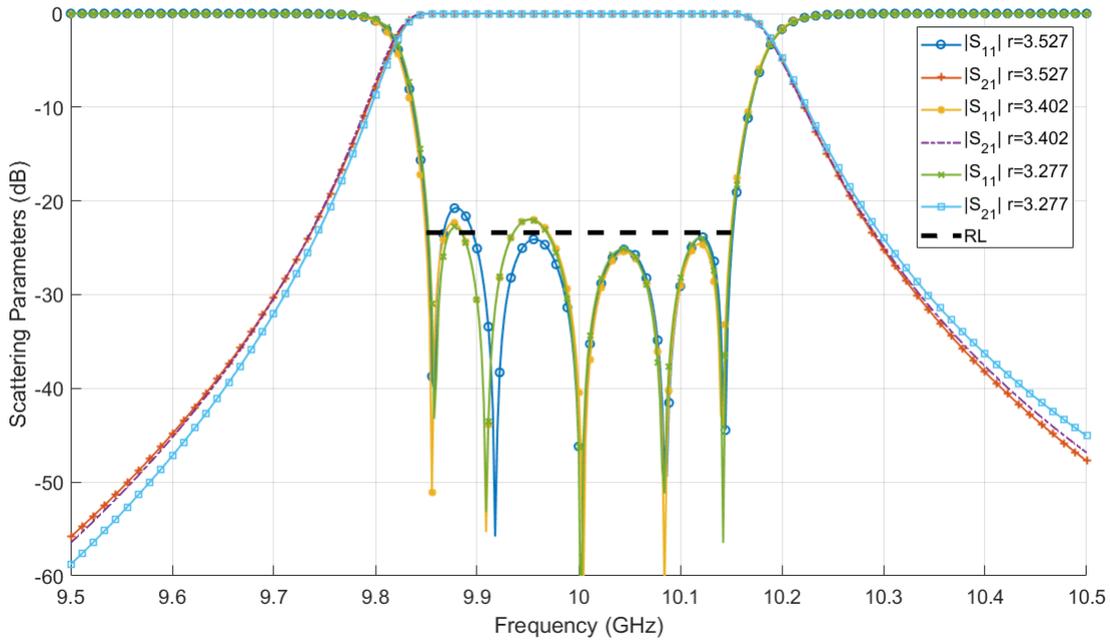


Figura 4.12. Parámetros-S de los filtros realizados con diferentes valores de radio.

Una vez comprobado que las respuestas de cumplen con las especificaciones se pasa a realizar el análisis de alta potencia en FEST3D. Se presenta en la Figura 4.13 los umbrales de potencia de Multipactor para los filtros realizados, con $n = 500$ electrones iniciales.

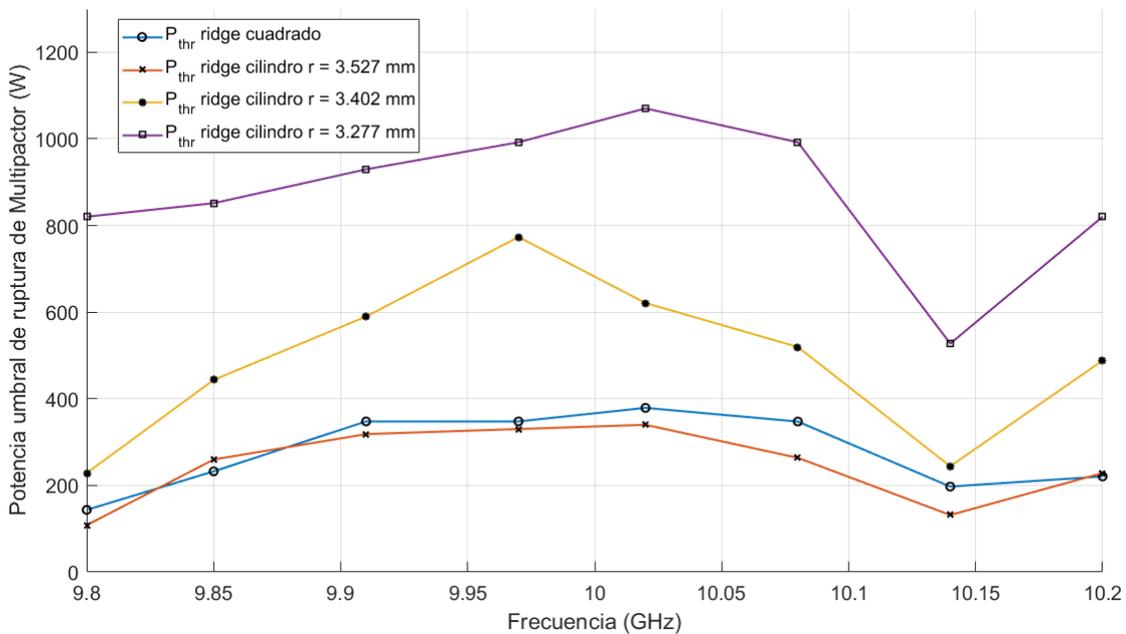


Figura 4.13. Umbral de Potencia de ruptura de Multipactor para los filtros realizados con diferentes valores de radio.

Se puede ver en la Figura 4.13 que, conforme el radio se hace menor y por tanto el valor de gap aumenta, el umbral de potencia de Multipactor se hace mayor, como era de esperar.

Aunque este aumento de umbral se consigue en detrimento de la longitud total del filtro. Se puede ver en la Tabla 4.6 que para radios menores y por tanto *gaps* mayores, se tiene un valor de longitud total del filtro mayor y un umbral de potencia más elevado. Por tanto, para filtros *ridge* con geometría cilíndrica se tendrá un compromiso entre el valor de potencia umbral y la longitud total del filtro. Observando la Tabla 4.6 y la Figura 4.13 se podría escoger un radio de *ridge* cilíndrico de valor $r = 3,402$ mm, ya que mejora la potencia umbral de Multipactor y tan solo aumenta la longitud total del filtro en 4,848 mm, con respecto al filtro *ridge* cuadrado.

Por último, para unos valores más fiables de umbral de potencia de Multipactor se puede por un lado hacer un gran número de simulaciones con pocos electrones de inicio o, varias simulaciones con muchos electrones de inicio. En este caso, se ha optado por realizar varias simulaciones con bastantes electrones de inicio, $n = 500$. El resultado se compara con el resultado de la potencia umbral con una simulación para el radio $r = 3,402$ mm y se presenta en la Figura 4.14. Se aprecia en la Figura 4.14, como el valor medio de umbral de potencia Multipactor, realizado con tres simulaciones, es menor en la banda de paso que el realizado con una simulación. Aún así, en los valores más importantes que son los puntos de frecuencia inferior y frecuencia superior, los valores de potencia umbral son casi idénticos, por lo que tampoco se tienen mejores resultados haciendo la media de varias simulaciones.

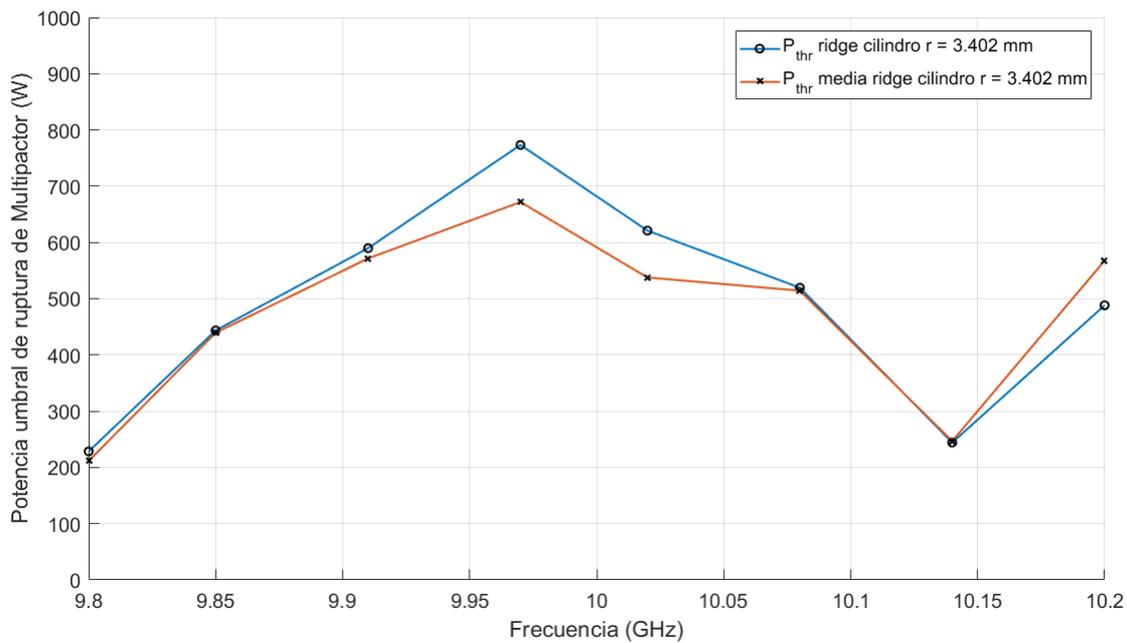


Figura 4.14. Umbral de potencia Multipactor para una y tres simulaciones realizado con FEST3D.

Conclusiones

En este trabajo se ha realizado la síntesis de filtros *ridge* pasobanda en línea modo evanescentes. Para este tipo de filtros se ha realizado un diseño tanto por el método clásico como por el método de corrección en frecuencia, donde se han podido sacar varias conclusiones entre ambos métodos. Por un lado, para el método clásico, se necesita un mayor número de estructuras a diseñar, ya que las dimensiones de los acoplamientos y resonadores se calculan a partir de estructuras diferentes; sin embargo, para el método de corrección en frecuencia, con una sola estructura es más que suficiente para dimensionar tanto los acoplamientos como los resonadores. También, como punto fuerte del método de corrección en frecuencia en comparación con el método clásico es que, la primera respuesta de los parámetros-S del filtro se encuentra más centrada en la frecuencia, siendo así, que el número de pasos a realizar para optimizar el filtro es bastante más bajo. Esta corrección en frecuencia se hace mayor conforme las estructuras son más dispersivas, como en el caso de este trabajo, donde se utilizan geometrías dispersivas en frecuencia como pueden ser elipsoides y cilindros. Por otro lado, y como punto en contra del método de corrección en frecuencia es que, para casos donde la geometría influye fuertemente en la variación en frecuencia, resulta complicado encontrar los puntos necesarios para desarrollar el método. Como pasa en este trabajo, donde pequeñas variaciones en la profundidad del *ridge*, en el orden de las micras, provocan fuertes variaciones en frecuencia. Salvo este inconveniente, y por el estudio realizado, es preferible realizar el diseño del filtro con el método de corrección en frecuencia, ya que la primera respuesta del filtro queda muy cerca de la respuesta ya optimizada.

En cuanto al umbral de potencia Multipactor, realizado tanto con el concepto del VMF como con el software FEST3D, queda corroborado que el concepto del VMF siempre produce umbrales de potencia más conservadores, como se ha podido ver en otras investigaciones. Para los umbrales de potencia, más realistas y prácticos, realizados con FEST3D, se ha visto que, para las geometrías diseñadas en este proyecto, en el caso de los *ridge* cilíndricos, se aumenta la potencia umbral de Multipactor a costa de aumentar la longitud total del filtro. Por lo que, para esta geometría, se tendrá un compromiso, a la hora de diseño, entre la potencia umbral y la longitud total del filtro.

Líneas futuras

Para mejorar la respuesta del filtro y obtener una respuesta más selectiva, de lo que ya es, se puede realizar un diseño basado en [31], donde los filtros *ridge* están doblados permitiendo así acoplamientos cruzados y como consecuencia la aparición de ceros de transmisión que producen una respuesta más selectiva. Para la síntesis del filtro con acoplamientos cruzados sería necesario aprender a desarrollar la matriz de acoplamientos $N+2$.

Se podría realizar el análisis de alta potencia usando el software SPARK3D a partir de los campos generados con el software HFSS. Se podría así comparar estos resultados con los obtenidos mediante el concepto de VMF y el software FEST3D, y concluir cuál de todos es más fiable para una aplicación práctica.

Como se ha podido ver en el último capítulo del cálculo del fenómeno de Multipactor, al introducir la geometría cilíndrica, se aumentaba la potencia umbral al aumentar la longitud del filtro, ya que para una misma respuesta, con esta geometría, el valor del *gap* es mayor. Se podría, en lugar de cambiar la geometría, intentar redondear las esquinas del *ridge* cuadrado, dejando el mismo valor de *gap* sin aumentar mucho la longitud total de filtro. Se podrían obtener así, mejores valores de potencia umbral de Multipactor sin aumentar en exceso la longitud total del filtro.

Bibliografía

- [1] Richard J. Cameron, Chandra M. Kudsia, Raafat R. Mansour, “Microwave Filters for Communication Systems, Design and Applications”, Chapter 1, 2007.
- [2] Jen-Shih Chang, Phil A. Lawless, and Toshiaki Yamamoto, “Corona Discharge Processes”, *IEEE Transactions on Plasma Science*, vol. 19, no. 6, pp. 1152-1166, December, 1991.
- [3] Daniel González Iglesias, “Analysis of the Multipactor Effect in Microwave Waveguides and Transmission Lines”, Universidad de Valencia, Departamento de Física Aplicada y Electromagnetismo, 2017.
- [4] P. Farnsworth, “Television by Electron Image Scanning”, *Journal of the Franklin Institute*, vol. 218, pp. 411-444, Oct. 1934.
- [5] E. W. B. Gill, A. Engel, “Starting Potentials of High-Frequency Gas Discharges at Low Pressure”, *Proceedings of Royal Society of London, Serie A*, vol. 192, pp. 446-463, 1948.
- [6] A. J. Hatch and H. J. B. Williams, “Multipacting Modes of High-Frequency Gaseous Breakdown”, *The Physical Review*, Second Series, vol. 112, no. 3, pp. 681-685, November 1958.
- [7] A. J. Hatch and H. J. B. Williams, “The Secondary Electron Resonance Mechanism of Low Pressure High Frequency Breakdown”, *J. Appl. Phys.*, vol. 25, pp. 417-423, 1954.
- [8] J. Vaughan, “Multipactor”, *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 35, No. 7, pp. 1172-1180, July 1988.
- [9] S. Riyopoulos, D. Chernin, D. Dialetis, “Theory of Electron Multipactor in Crossed Fields”, *Phys. Plasmas*, vol. 2, no. 8, pp. 3194-3212, 1995.
- [10] V. E. Semenov, E. I. Rakova, D. Anderson, M. Lisak, J. Puech, “Multipactor on Rectangular Waveguides”, *Physics of Plasmas*, vol. 14, 033501, 2007.
- [11] R. Udiljak, D. Anderson, M. Lisak, J. Puech, V. Semenov, “Multipactor in Waveguide Iris”, *IEEE Transactions on Plasma Science*, vol. 35, no. 2, pp. 388-395, April 2007.
- [12] V. E. Semenov, E. I. Rakova, R. Udiljak, D. Anderson, M. Lisak and J. Puech, “Conformal Mapping Analysis of Multipactor Breakdown in Waveguide Irises”, *Physics of Plasmas*, vol. 15, 033501, 2008.
- [13] Jaime Hueso González, David Raboso García-Baquero, Cristoph Ernst, Dietmar Schmitt, Vicente E. Boria Esbert, Benito Gimeno Martínez, Márianm Taroncher Caldach, Carlos Vicente Quiles, “Optimized Multipactor-Resistant Wedge-Shaped Waveguide Bandpass Filters”, *IEEE Transactions on Plasma Science*, vol. 41, no. 8, August 2013.

- [14] Angela Covas, Germán Torregrosa-Penalva, Carlos Vicente, Benito Gimeno, Vicente E. Boria, “Multipactor Discharges in Parallel-Plate Dielectric-Loaded Waveguides Including Space-Charge Effects”, *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 55, no. 9, September 2008.
- [15] S. C. Brown, “Basic Data on Plasma Physics”, *Technology Press*, MIT, Cambridge, Mass. 1959.
- [16] Richard J. Cameron, Chandra M. Kudsia, Raafat R. Mansour, “Microwave Filters for Communication Systems, Design and Applications”, Chapter 20, 2007.
- [17] W. C. Tang, C. M. Kudsia, “Multipactor Breakdown and Passive Intermodulation in Microwave Equipment for Satellite Applications”, *Proc. IEEE 1990 Military Communications (MILCOM)*, Conf., Monterey, CA., Sept. 30-Oct. 3, 1990.
- [18] “The Study of Multipactor Breakdown in Space Electronic System”, *NASA CR-488*. Goddard Space Flight Center, 1966.
- [19] E. F. Vance, J. E. Nanevich, “Multipactor Discharge Experiments”, *ARCRL-68-0063, SRI Project 5359*, Standford Research Institute, Palo Alto CA., Dec., 1967.
- [20] C. M. Kudsia COM DEV and J. Fiedzuiska LORAL, Organizers, “High Power Passive Equipment For Satellite Applications”, in 1989 IEEE MTT-S Workshop Proc., Long Beach, CA, June 13-25, 1989.
- [21] R. Udiljak, “Multipactor in Low Pressure Gas”, Master’s thesis, Chalmers University of Technology, Goteborg, Sweden, 2004.
- [22] “Multipaction Design and Test”, ECSS-E-20-01A, ESA-ESTEC, 2003.
- [23] S. B. Cohn, “Design Considerations for High-Power Microwave Filters”, *IRE Trans. Microwave Theory Tech*, January, 1959.
- [24] L. Young, “Peak Interanal Fields in Direct-Coupled Filters”, *RE Trans. Microwave Theory Tech*, November, 1960.
- [25] C. Ernst, “Energy Storage in Microwave Cavity Filter Networks”, PhD thesis, Univ. Leeds, School of Electronic and Electrical Engineering, 2000.
- [26] Richard J. Cameron, Chandra M. Kudsia, Raafat R. Mansour, “Microwave Filters for Communication Systems, Design and Applications”, Chapter 14, 2007.
- [27] A. Pons Abenza, F. D. Quesada Pereira, A. Alvarez Melcon, and Lara Arche Andradas, “Frequency Correction Design Technique for Additive Manufactured Cavity Filters”, *International Workshop on Microwave Filtes*, 17-19 April 2018, ESTEC, Noordwijk (The Netherlands).
- [28] P. Soto, D. de Llanos, V. E. Boria, E. Tarín, S. Cogollos, M. Taroncher, B. Gimeno, “Design Methodologies for Optimizing the Electrical and Mechanical Performances of Evanescent Mode Ridge Waveguide Filters”, *Instituto de Telecomunicaciones y Aplicaciones Multimedia, Instituto de Ciencias de los Materiales*, Universidad Politécnica de Valencia, 2010.
- [29] A. Kirilenko, L. Rud, V. Tkachenko, and D. Kulik, “Design of Band-Pass Lowpass Evanescent-Mode Filters on Ridged Waveguides”, in *Proc. 29th EuMC*, Munich, pp. 239-242, October, 1999.

- [30] Z. M. Liu, J. A. Ruiz-Cruz, W. Chi, and K. A. Zaki, "An Extremely Wideband Ridge Waveguide Filter", in *2004 MIT-S Int. Microwave Symp*, Fort Worth, pp. 515-618, June, 2004.
- [31] J. A. Ruiz-Cruz, M. A. E. Sabbagh, K. A. Zaki, J. M. Rebollar, and Y. Zhang, "Canonical Ridge Waveguide Filters in LTCC or Metallic Resonators", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 53, no. 1, pp. 174-182, 2005.
- [32] A. M. K. Saad, J. D. Miller, A. Mitha, and R. Brown, "Analysis of Antipodal Ridge Waveguide Structure and Application on Extremely Wide Stopband Lowpass Filter", in *1986 MTT-S Int. Microwave Symp.*, Baltimore, pp. 361-363, 1986.
- [33] T. Shen and K. A. Zaki, "Length Reduction of Evanescent-Mode Ridge Waveguide Bandpass Filters", in *2001 MTT-S Int. Microwave Symp.*, Phoenix, pp. 1491-1494, June, 2001.
- [34] P. Soto, D. de Llanos, V. E. Boria, B. Gimeno, A. Oroño, I. Hidalgo, and J. M. Padilla, "Efficient Analysis and Design Strategies for Evanescent Mode Ridge Waveguide Filters", *Universidad Politécnica de Valencia*, Manchester, UK, 2006.
- [35] G. F. Craven and R. Skeed, "Evanescent Mode Waveguide Components", *Norwood: Artech House*, 1987.
- [36] G. Matthaei, L. Young and E. M. T. Jones, "Microwave Filters Impedance-Matching Networks, and Coupling Structures", *Artech House*, Norwood, MA 1980.
- [37] T. S. Saad et al., eds, "Microwave Engineer's Handbook", *Artech House*, Norwood, MA 1971.
- [38] Ansoft HFSS, <http://www.ansoft.com>
- [39] J. Hong and M. J. Lancaster, "Microstrip Filters for RF/Microwave Applications", *Wiley*, New York, 2001.
- [40] Advanced Design System, Agilent Technologies
- [41] Dejan V. Tomic, and Milka Potrebic, "Symbolic Analysis of Immittance Inverters", *14th Telecommunications forum TELFOR*, Serbia, Belgrade, November, 2006.
- [42] Richard J. Cameron, Chandra M. Kudsia, Raafat R. Mansour, "Microwave Filters for Communication Systems, Design and Applications", Chapter 3, 2007.
- [43] Matlab, www.matlab.com
- [44] Richard J. Cameron, Chandra M. Kudsia, Raafat R. Mansour, "Microwave Filters for Communication Systems, Design and Applications", Chapter 8, 2007.
- [45] CST, <http://www.cst.com>
- [46] C. Vicente, M. Mattes, D. Wolk, H. Hartnagel, J. Mosig, and D. Raboso, "FEST3D - A Simulation Tool for Multipactor Prediction", in International Workshop on Multipactor, Corona and Passive Intermodulation in Space RF Hardware, (Noordwijk, The Netherlands), ESA/ESTEC, 12-14, September 2005.
- [47] J. E. Mendoza raya, F. Quesada Pereira, M. Martínez Mendoza, J. A. Lorente, A. Alvarez Melcon, B. Gimeno Martínez, V. Boria Esbert, "Multipactor Analysis in Dual-Mode Inductive Cavity Bandpass Filters", in International Workshop on Multipactor, Corona and Passive Intermodulation in Space RF Hardware, Valencia, Spain, 21-23, September 2011.

-
- [48] M. Ludovico, L. Accatino, G. Zarba, and M. Mongiardo, “CAD of Multipactor-free Waveguide Components for Communication Satellites”, Telecom Italia Lab (formerly CSELT) V. Reiss Romoli, 274 - 10148 Torino, Italy, IEEE MTT-S Digest, 2002.
- [49] ECSS Multipactor Tool, <http://www.aurorasat.es>
- [50] “HFSS Fields Calculator Cookbook”, ANSYS, Inc. Canonsburg, PA 15317, December 2017.