



01192
UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA
DE MÉXICO

PROGRAMA DE MAESTRÍA Y DOCTORADO EN INGENIERÍA

ANÁLISIS ELECTRODINÁMICO DE ARREGLOS DE FASE
REFLECTIVOS BASADOS EN APERTURAS ANULARES

TESIS

PRESENTADA POR:

JOSÉ ISMAEL MARTÍNEZ LÓPEZ

PARA OBTENER EL GRADO DE:

DOCTOR EN INGENIERÍA
(ELÉCTRICA)

DIRECTOR DE TESIS:
DR. OLEKSANDR MARTYNYUK



CIUDAD UNIVERSITARIA

FEBRERO, 2005

m.341180



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

DEDICATORIA

A MI SEÑOR Y SALVADOR JESUCRISTO, PORQUE ÉL ES DIGNO
DE RECIBIR LA GLORIA, LA HONRA Y LA ALABANZA

"Porque de tal manera amó Dios al mundo, que ha dado a su Hijo
unigénito, para que todo aquel que él cree, no se pierda, mas tenga vida
eterna" *Jn 3:16*

Gratitudes

NOTA: Este pequeño espacio pretende incluir una palabra de gratitud a todas aquellas personas que me han ayudado de una forma u otra en la realización de este trabajo. Quisiera incluir todos los nombres pero seguramente mi memoria me va a traicionar y corro el riesgo de dejar de mencionar a alguien que a través de alguna palabra de estímulo me animó a seguir adelante. De antemano ofrezco una disculpa por mi omisión.

A mis padres, Ismael y Julia, por darme la vida y por todo su amor y apoyo a lo largo de mi vida. Este logro es un logro de ustedes dos, y sin ustedes no hubiera sido posible alcanzarlo.

A mi asesor doctoral, Alexander Martynyuk, por tus enseñanzas y tu amistad. Si como investigador eres extraordinario, como persona lo eres aún más.

A mis hermanos Angel, Rosalba y Lourdes, y a mi tía Rufina, por la oportunidad de compartir la vida juntos y estar conmigo en todo momento.

A Maribel Miranda, por tu amistad sincera y por todo el ánimo que me has brindado.

A mis amigos Jorge y Jesús Rodríguez, Sonia García, Sonia Ortiz y Angélica Rodríguez por motivarme siempre.

A la Maestra Brisia Jon Serrano, por todas las finas atenciones que me brindaste en los trámites administrativos y por hacer siempre tu trabajo con calidad humana.

A mi Jurado Doctoral, integrado por los Doctores Seguei Khotyaintsev, Carlos Rivera, Oleg Kolokoltsev, Volodymyr Svyryd, Juan Hernández, Alexander Martynyuk y Jorge Rodríguez, por su tiempo dedicado a la revisión de este trabajo y por sus valiosos comentarios que lo enriquecieron.

A Dios, porque siempre me has dado más de lo que yo pueda imaginarme.

GRACIAS

Resumen

Se presenta el análisis electrodinámico de arreglos de fase reflectivos basados en aperturas anulares. Se desarrolló un modelo matemático de onda completa para arreglos periódicos infinitos de aperturas anulares con cargas considerando pantallas conductoras infinitesimalmente delgadas soportadas en sustratos dieléctricos para analizar la dispersión de una onda electromagnética que incide sobre la estructura. El modelo desarrollado toma en cuenta el acoplamiento mutuo entre los elementos considerando celdas adyacentes de elementos desconfigurados para poder introducir una distribución de fase lineal progresiva. Esta distribución es necesaria para asegurar la formación de un frente de fase plano en la onda reflejada y así redirigir la onda en una dirección de propagación deseada. Los resultados numéricos de los coeficientes de reflexión para una estructura periódica en la banda Ka muestran que es posible convertir la onda incidente de polarización circular en una onda reflejada de polarización circular dentro de un amplio sector de exploración determinado por ángulos de elevación de hasta 65 grados con pérdidas de conversión menores a 1.5 dB. El modelo matemático es comprobado experimentalmente mediante el método del simulador de guía de onda. Estos arreglos son la base para el diseño de superficies selectivas de frecuencia, convertidores de polarización y arreglos de fase de tipo reflectivo y transmitivo.

Índice general

Introducción	1
1. Estado del Arte de la Tecnología de Arreglos de Fase	3
1.1. Introducción	3
1.2. Tipos de antenas de arreglos de fase	9
1.3. Principales desarrollos de arreglos de fase en la actualidad . . .	10
1.3.1. Sistemas de radar basados en arreglos de fase pasivos . . .	10
1.3.2. Sistemas de radar basados en arreglos de fase activos . . .	11
1.3.3. Módulos de transmisión y recepción de estado sólido integrados	11
1.3.4. Alimentadores de lentes Rotman	12
1.3.5. Arreglos de fase activos en comunicaciones.	13
1.4. Investigación y desarrollo de futuros sistemas de arreglos de fase	15
1.4.1. Antenas satelitales y de aeronavegación	15
1.4.2. <i>Ground Clutter</i> e interferencia	16
1.4.3. Programa avanzado de apertura compartida multiusuario de la banda C a la banda Ku	16
1.4.4. Formación digital del haz	17
1.4.5. Arreglos de exploración renglón-columna	19
1.4.6. Arreglos reflectores a 95 GHz utilizando obleas MMIC. .	21
1.4.7. Microsistemas electromecánicos (MEMS)	21
1.5. Producción y costo de antenas de arreglos de fase	22
1.5.1. Desplazadores de fase	22
1.5.2. Costo de los arreglos	25
1.6. El arreglo reflectivo	26

1.6.1.	Principio de operación de los arreglos reflectivos tipo es- pirafase	29
1.6.2.	Desplazador de fase basado en aperturas anulares con stubs	29
1.6.3.	Consideraciones de diseño del arreglo reflectivo	30
1.7.	Estado del arte de los métodos de análisis electromagnéticos . .	31
1.7.1.	Método de diferencias finitas.	32
1.7.2.	Métodos variacionales	33
1.7.3.	Método del elemento finito	34
1.7.4.	Método de momentos	35
1.7.5.	Método de modelado de líneas de transmisión	35
1.8.	Conclusión	36
2.	Análisis Electrodinámico de Superficies Selectivas de Frecuencia Basadas en Aperturas Anulares	46
2.1.	Introducción	46
2.2.	Superficies Selectivas de Frecuencia	47
2.3.	Principio de operación de las SSF	48
2.4.	Modelo matemático de las SSF con aperturas anulares	52
2.4.1.	Selección del método de análisis	53
2.4.2.	Formulación modal de la SSF infinita de aperturas anulares	54
2.4.3.	Método del acoplamiento modal	56
2.5.	Características de reflexión y transmisión de una SSF basada en aperturas anulares y su dependencia de los parámetros del arreglo	63
2.5.1.	Variación del tamaño del elemento.	64
2.5.2.	Variación del ancho de la ranura.	65
2.5.3.	Variación de las dimensiones de la celda unitaria.	66
2.5.4.	Efecto de la carga dieléctrica.	68
2.5.5.	Variación del grosor del dieléctrico.	69
2.6.	Análisis de la SSF basada en aperturas anulares con cortos. . . .	70
2.7.	Aplicaciones de SSF propuestas utilizando aperturas anulares con cortos.	74
2.7.1.	SSF ajustable	74
2.7.2.	SSF activa basada en aperturas anulares	75
2.8.	Conclusión	77

3. Análisis Electrodinámico de Arreglos Reflectivos Basados en Aperturas Anulares	84
3.1. Introducción	84
3.2. Arreglo reflectivo de aperturas anulares con cortos	85
3.2.1. Principio de operación del arreglo reflectivo	86
3.3. Arreglo reflectivo de aperturas anulares con cortos ubicados no uniformemente	90
3.3.1. Modelo matemático del arreglo reflectivo	96
3.3.2. Convergencia de la solución de la ecuación integral por el método de momentos	107
3.3.3. Resultados de la simulación numérica	108
3.4. Arreglo reflectivo de aperturas anulares con cargas reactivas . .	111
3.5. Alcances y limitaciones del modelo matemático	114
3.6. Conclusión	115
4. Verificación Experimental del Modelo Matemático	120
4.1. Introducción	120
4.2. Simulador de guía de onda	121
4.2.1. SSF basadas en aperturas anulares con cortos	124
4.2.2. Arreglo periódico basado en aperturas anulares con cargas reactivas	126
4.2.3. Arreglo reflectivo de aperturas anulares con cortos metálicos ubicados no uniformemente	127
4.2.4. Arreglo reflectivo de aperturas anulares multicapa	129
4.3. Conclusión	132
Conclusiones	134
A. Estructuras periódicas planas infinitas y modos Floquet	136
B. Coeficientes de acoplamiento entre las funciones base de la apertura anular y los modos Floquet	145

Introducción

Las antenas de arreglos de fase ofrecen un gran número de ventajas significativas sobre las antenas de tipo reflector convencionales. Esto ha motivado que durante las tres últimas décadas exista un fuerte interés por parte de muchos países en desarrollar esta tecnología. Sin embargo, la principal desventaja de los arreglos de fase es su muy alto costo, lo que limita el uso de esta tecnología únicamente a sistemas militares. Por otra parte, el rápido crecimiento de los sistemas de radar y comunicaciones en la banda Ka, ha motivado la investigación y desarrollo a nivel mundial de arreglos de fase en dicha banda. Los retos más importantes son la reducción de costos y la obtención de mejores parámetros de desempeño para satisfacer las crecientes demandas tanto en aplicaciones militares como civiles.

Las antenas de arreglos de fase están formadas generalmente por miles de elementos independientes con el propósito de asegurar la rapidez de exploración del espacio circundante. Resulta necesario desarrollar la tecnología para producirlos en grandes volúmenes a bajo costo. La posibilidad de desarrollar los cientos o miles de elementos bajo un proceso de tecnología planar sobre un sustrato dieléctrico de tal forma que cada elemento integre las funciones de radiador y de desplazador de fase permite suponer un considerable ahorro de tiempos y costos de fabricación. Las características de cada elemento radiador y la posibilidad de integrarlo con dispositivos de control de fase determinan la característica de la antena y la posibilidad tecnológica de realizarla. Por esta razón es importante el analizar y optimizar las características del elemento integrado con su desplazador de fase dentro de un ambiente de un arreglo periódico que considere el acoplamiento mutuo entre elementos para determinar el desempeño del arreglo total. Dicho análisis y optimización, necesarios en el diseño, conlleva a tomar en cuenta muchos parámetros del arreglo y requiere como herramienta un adecuado modelo matemático para asegurar un fuerte control sobre la respuesta del arreglo.

Los objetivos del presente trabajo son:

- Propuesta de nuevos elementos de arreglos de fase que incluyen la integración del radiador plano junto con su desplazador de fase con el propósito de desarrollar arreglos de fase planos de alta tecnología y bajo costo.
- Desarrollo de modelos matemáticos que permitan estimar el comportamiento de un radiador con desplazador de fase integrado dentro de un ambiente complejo de arreglo donde se considere el acoplamiento mutuo de los elementos.

- Cálculo y optimización de las características de conversión del arreglo para asegurar un amplio sector de exploración y un gran ancho de banda.

Se propone entonces un nuevo elemento basado en aperturas anulares con un mecanismo de corrimiento de fase en cada elemento que utiliza el principio espirafase. Sin embargo, los modelos matemáticos desarrollados y presentados en la literatura no consideran el análisis de elementos desconfigurados para introducir una distribución de fase lineal progresiva entre los elementos del arreglo, por lo que fue necesario desarrollar un modelo matemático que tome en cuenta tal condición así como la interconexión electromagnética entre los elementos del arreglo.

El modelo matemático se comprueba experimentalmente por medio del simulador de guía de onda. Los resultados de la presente investigación han sido publicados en dos artículos en revista y cuatro artículos en congreso, incluyendo el más reciente simposio en el área de tecnología y sistemas de arreglos de fase llevado a cabo en el 2003.

El presente trabajo está dividido en cuatro capítulos. En el primer capítulo se analiza el estado del arte de la tecnología de arreglos de fase y la justificación de la necesidad de desarrollar la presente investigación. En el capítulo 2 se presenta el análisis electrodinámico de superficies selectivas de frecuencia basadas en aperturas anulares con cortos y cargas reactivas. Estas superficies son la base de la propuesta de los arreglos de tipo reflectivo. En el capítulo 3 se presenta el análisis electrodinámico de los arreglos reflectivos de aperturas anulares con elementos desconfigurados. En el capítulo 4 se presenta la verificación experimental de los modelos matemáticos desarrollados y finalmente se presentan las conclusiones generales.

Capítulo 1

Estado del Arte de la Tecnología de Arreglos de Fase

1.1. Introducción

Las demandas actuales de los sistemas de radar y de comunicaciones han motivado el rápido crecimiento de la tecnología de antenas de arreglos de fase. La necesidad de tener múltiples funciones de alto desempeño en aplicaciones de vigilancia simultánea, exploración, detección, seguimiento e identificación de objetivos o fuentes de señal han estimulado considerablemente la actividad en la investigación, diseño y desarrollo de esta tecnología. Los arreglos de fase han sido usados en campos tan diversos como los radares, las comunicaciones, la radiometría y la radioastronomía, pero indudablemente, los sistemas de radar han jugado el papel más importante en su investigación y desarrollo.

El rápido crecimiento en la tecnología de antenas de arreglos de fase ha sido motivado por las ventajas intrínsecas que este tipo de sistemas ofrece. Estas cualidades son básicamente la capacidad del control electrónico del haz para el apuntamiento y rastreo y las diferentes técnicas para propósitos específicos que hacen énfasis en diversos aspectos tales como los arreglos para rastreo de coberturas amplia y estrecha, el control del patrón de radiación para reducir los lóbulos laterales, las características de adaptabilidad y la versatilidad para obtener respuestas que satisfagan los requerimientos de sistemas específicos.

Un arreglo de fase está formado por más de un elemento radiador en coherencia de fase. Los elementos radiadores pueden ser dipolos, aperturas, espirales, reflectores

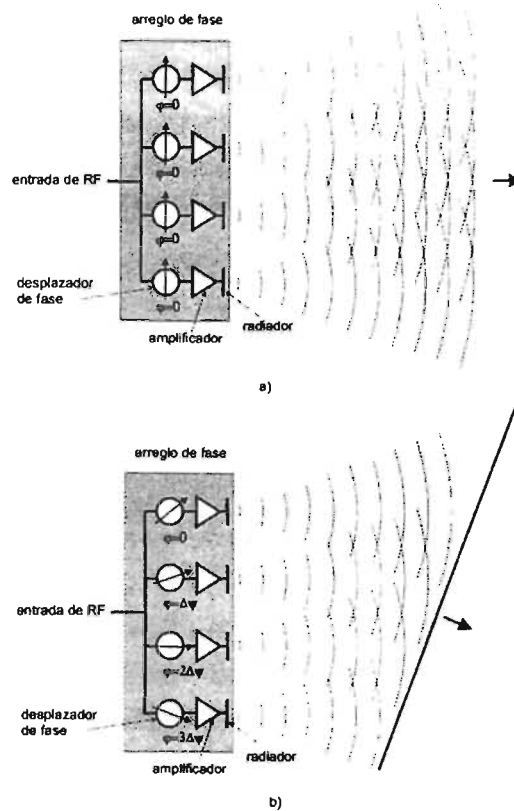


Figura 1-1: Arreglo de fase. a) cero distribución de fase y b) distribución de fase lineal constante

parabólicos y muchos otros tipos de antenas. El arreglo de fase periódico plano consiste en elementos radiadores idénticos que están ubicados en los nodos de una malla periódica. Si una distribución de fase lineal progresiva es aplicada entre los elementos adyacentes del arreglo entonces es posible explorar el patrón de radiación del arreglo en el espacio circundante. En la Fig. 1.1 se muestra la conformación de un frente de onda plano para un arreglo lineal de cuatro elementos para dos condiciones de operación: a) cero distribución de fase entre elementos y b) distribución de fase lineal constante entre elementos.

El principio de desviación del haz mediante la modificación de la fase de los radiadores individuales del arreglo ya se conocía desde el siglo pasado en los años 20, sin embargo, la aplicación de estos arreglos comenzó hasta unos 30 años después, donde sus aplicaciones fueron en la industria militar y espacial. De esta forma, los arreglos de fase dieron paso a la

aparición de nuevos principios de radiocomunicación, radiolocalización y radioastronomía, donde muchos de los problemas en estas áreas han sido resueltos debido a la utilización de la tecnología de arreglos de fase. Entre las principales características de los arreglos de fase se pueden mencionar las siguientes [1]:

1. La exploración electrónica del espacio circundante en un amplio sector de ángulos.
2. La conformación de patrones de radiación de morfología específica regulando las amplitudes y las fases de la excitación de los radiadores individuales.
3. La adición coherente en un haz de las potencias de muchos generadores para obtener potencias muy altas de radiación.
4. La adición cofásica de señales para obtener una superficie efectiva de recepción muy grande.
5. La obtención más completa de la información de las ondas electromagnéticas que llegan a la antena debido a la aplicación de métodos de procesamiento paralelo de las señales recibidas por los elementos individuales del arreglo.
6. La alta confiabilidad del sistema debido a la acción paralela de muchos elementos.
7. El control de la superficie reflectora de distintos objetos.
8. La posibilidad de buscar, detectar, seguir e identificar uno o varios objetivos móviles de forma simultánea.

Una de las principales características de los arreglos de fase es la capacidad de controlar dinámicamente el patrón de radiación y así desplazar el haz para explorar el espacio. Debido a la alta inercia, las antenas con rotación mecánica tienen constantes de tiempo del orden de segundos, lo que representa una gran pérdida de tiempo cuando se desea apuntar a múltiples objetivos. Solo la exploración electrónica puede garantizar una alta velocidad debido a que la distribución de las excitaciones de amplitud y fase en la apertura fija de la antena se controla mediante dispositivos electrónicos. La rapidez de exploración se determina por las constantes de tiempo de los circuitos electrónicos, siendo éstas varios órdenes menores que las constantes de tiempo de los sistemas mecánicos, asegurando así una velocidad máxima en la exploración y en la conformación de haces para aplicaciones de radar y de sistemas de comunicaciones.

Los arreglos de fase han contribuido significativamente en los sistemas de defensa de varios países, particularmente en las plataformas militares de alto costo como buques de guerra, portaviones y aviones de combate, los cuales dependen críticamente de los arreglos de fase para su supervivencia. Actualmente, los aviones de combate y los sistemas antimisiles terrestres han incorporado radares de arreglos de fase debido a la necesidad de búsqueda, detección y seguimiento a muy alta velocidad de uno o varios objetivos móviles. El arreglo de fase es capaz de ejecutar diferentes modos de operación y gracias a la agilidad de desplazamiento de su haz puede seguir simultáneamente a varios objetivos, sin que con ello se descuide la detección de nuevos objetivos que pudieran aparecer en su rango de detección.

La tecnología de antenas de arreglos de fase tuvo su origen en la industria militar, en particular en los radares de aviones, misiles y sistemas antiaéreos. Rápidamente se pudo detectar su potencialidad en lo que se refiere a la agilidad y versatilidad de exploración del haz y en el mejoramiento del desempeño al obtener mejores exactitudes en el rastreo.

Es sabido que después de la guerra fría ha habido una transferencia de la tecnología militar a los sistemas comerciales. Esta tecnología migró a los sistemas de telecomunicaciones en el espacio, particularmente a los satélites de comunicaciones de órbita baja, entre los que se encuentran los sistemas Globalstar, Iridium y Teledesic, entre otros [2].

Estos sistemas están formados por constelaciones de satélites ubicados en diferentes planos orbitales para proveer una cobertura global. La característica de movilidad de los satélites hace que los requerimientos para las antenas sean más altos en cuanto a su versatilidad de directividad, y es aquí donde los arreglos de fase proveen el mejor desempeño en comparación con las antenas de tipo reflector convencionales.

Una tendencia actual es la utilización de frecuencias más altas en los enlaces satelitales para aumentar la capacidad de información. Por otra parte, se sabe que en los enlaces en banda Ka se tienen serios problemas con la atenuación por lluvia y para obtener altas confiabilidades se requiere de un haz concentrado que sea brincante, es decir, que sus características de amplitud, frecuencia, fase y dirección sean controladas dinámicamente como una función del ambiente para minimizar los efectos de la lluvia y de otros fenómenos meteorológicos, por lo que nuevamente las antenas en arreglos de fase ofrecen una excelente alternativa de solución.

Otra aplicación importante de los arreglos de fase es en radioastronomía y en sistemas radiométricos, donde gracias a los arreglos de fase es posible tener resoluciones espaciales por abajo de las milésimas de segundo de arco. Se considera que la radioastronomía llegó

a ser una rama importante de la ciencia solo después que adoptó los radiotelescopios basados en arreglos de fase [3].

En futuras aplicaciones, los sistemas de arreglos de fase tendrán una operación de banda ancha de tal forma que un arreglo será capaz de desempeñar varias funciones interrelacionadas e interdependientes con una alta eficiencia y confiabilidad. Por ejemplo, las plataformas que posean un sistema de apertura compartida tendrán solamente un arreglo de fase capaz de soportar el radar, las funciones de guerra electrónica, las comunicaciones y las aplicaciones de navegación. Otra función de los arreglos será en el control eficiente del tráfico aéreo de aeropuertos civiles y militares de gran capacidad. La ventaja es que la misma antena podrá ser utilizada tanto en las funciones de vigilancia del aeropuerto, como en la medición precisa de la aproximación de las aeronaves, en las comunicaciones y en la medición de fenómenos meteorológicos debido a que los diferentes sistemas de arreglos de fase comparten los mismos principios básicos [4].

Sin embargo a pesar de todo este avance, la tecnología de arreglos de fase aún enfrenta retos, siendo uno de los más importantes el alto costo de los arreglos, por ejemplo, si consideramos que cada elemento del arreglo puede costar un promedio de 1000 dólares y que un arreglo puede tener miles de elementos, entonces estamos hablando de un sistema cuyo costo de fabricación es de millones de dólares, lo que limita el uso de esta tecnología solo a sistemas militares.

Otro de los retos en el desarrollo de los nuevos sistemas de arreglos de fase es acoplar las capacidades revolucionarias del procesamiento digital de señales con la evolución de las arquitecturas de aperturas activas. Estas arquitecturas están basadas en cientos o miles de elementos cuyo diseño y optimización resulta indispensable para asegurar arreglos de alto desempeño.

Además, desde el punto de vista funcional, el desempeño normal de los arreglos de fase se complica por una serie de dificultades, entre las que destacan la aparición de errores de fase y las pérdidas suplementarias de potencia a frecuencias altas debido a las no idealidades de los dispositivos de mando y al bajo ancho de banda relativo debido a la aparición de máximos principales secundarios parásitos o lóbulos de difracción.

La necesidad de un análisis detallado es muy importante debido a la aparición de nuevos tipos de arreglos y elementos. Existe un énfasis en arreglos pequeños y en arreglos con lóbulos laterales reducidos. También existe un interés en elementos que soporten la polarización circular y que permitan obtener amplios sectores de exploración. La posibilidad de contar con un modelo matemático que permita predecir la respuesta del arreglo

y optimizar el diseño es muy importante sobre todo cuando se considera el costo y el tiempo de fabricación de los prototipos.

En la teoría clásica de arreglos, se desprecia el acoplamiento mutuo que existe entre sus elementos. Por lo que de acuerdo a esta teoría, el patrón de radiación de un arreglo de fase de dimensión finita es expresado como el producto del factor del arreglo y el factor del elemento. El factor del arreglo determina la forma y el nivel de los lóbulos laterales del patrón de radiación del arreglo y está relacionado con su geometría, en otras palabras, el factor del arreglo es el patrón de radiación del arreglo considerando que sus elementos son isotrópicos.

Por otra parte, el factor del elemento es el patrón de radiación del elemento radiador y especifica la naturaleza del vector de campo en la zona lejana así como su polarización y orientación. La relación funcional especial entre el factor del arreglo, las fases dirigidas y los cosenos directores del haz se representan en un diagrama gráfico conveniente, conocido como diagrama lobular reticulado, que es un concepto útil usualmente empleado en la discusión de las propiedades de los arreglos de fase.

Las investigaciones teóricas y experimentales han demostrado claramente que el acoplamiento mutuo no puede ser ignorado, especialmente en el caso de elementos de arreglos con un espaciamiento muy pequeño (por ejemplo en espaciamentos del orden de media longitud de onda). El acoplamiento mutuo afecta fuertemente las características de radiación y reflexión de los arreglos de fase. Además, en un arreglo de tamaño finito, los patrones de radiación y las características de reflexión de varios elementos dependen de su posición relativa dentro del arreglo. Ellos están influenciados fuertemente por la proximidad de un elemento en el borde del arreglo. Sin embargo, en el caso de grandes arreglos planos, la mayoría de los elementos del centro se comportan casi uniformemente y los aspectos importantes pueden ser aproximados por el comportamiento uniforme de los elementos de un arreglo infinito. Por lo tanto, un arreglo infinito puede servir como un modelo útil para el análisis de grandes arreglos planos. En este caso, el patrón de radiación del arreglo puede todavía ser expresado como el producto del factor de arreglo y el patrón de radiación del elemento, siendo éste último determinado en un ambiente de arreglo infinito. Los efectos del acoplamiento mutuo son tomados en cuenta por el patrón de radiación del elemento (excitado en el ambiente del arreglo con los demás elementos conectados a una carga apropiada). Ciertas expresiones generales que relacionan los coeficientes de acoplamiento mutuos, los coeficientes de reflexión y los patrones de potencia de radiación han sido obtenidas para analizar los arreglos.

Se han analizado arreglos infinitos de ranuras estrechas, dipolos y elementos de corriente, sin embargo, tanto estos modelos como las aproximaciones involucradas en sus análisis tienden a estar limitadas en la aplicación de elementos prácticos de arreglos de fase. El problema del valor de frontera del arreglo asociado con estos elementos puede ser formulado rigurosamente y expresado por uno de varios tipos de ecuaciones integrales. Estas ecuaciones integrales pueden ser resueltas numéricamente (y analíticamente en casos especiales) con un alto grado de exactitud y proveer así una herramienta muy poderosa en el análisis y diseño de los arreglos de fase.

1.2. Tipos de antenas de arreglos de fase

Existen dos clases generales de arreglos de fase, los activos y los pasivos. Los arreglos pasivos utilizan un transmisor y un receptor central conectado a los elementos radiadores o subarreglos del sistema, sin embargo, la capacidad de efectuar el desplazamiento de fase se encuentra en cada elemento radiador o subarreglo. En los arreglos activos, la generación de alta potencia para la transmisión y la amplificación a bajo ruido en la recepción están distribuidos en cada elemento radiador, así como el control de fase en cada elemento. Un arreglo pasivo es generalmente menos costoso porque es menor tanto el número como el costo de los componentes.

Los arreglos activos tienen mayor capacidad y confiabilidad, pero no han recibido mucha atención hasta los últimos 15 años debido a su alta complejidad y costo. El advenimiento de los circuitos integrados monolíticos de microondas MMIC de relativo bajo costo, el ensamblaje automático de componentes de microondas y las técnicas de procesamiento digital de alta velocidad han llegado a ser las alternativas preferidas para varios de los sistemas modernos de radar y de comunicaciones de alta velocidad que requieren de una exploración rápida del espacio [63].

En un arreglo activo, los módulos T/R son usados en cada elemento para proveer un control de la amplitud y la fase. El transmisor que se usa en un arreglo pasivo convencional es reemplazado por amplificadores de potencia distribuidos en cada módulo T/R.

La principal ventaja de un arreglo activo es que se incrementa la sensibilidad del sistema debido a que se puede establecer la figura de ruido del sistema así como la potencia de RF que es generada en la apertura. Una segunda ventaja es que los módulos T/R proveen una flexibilidad completa en el control de la amplitud y fase tanto para

transmitir como para recibir. Una ventaja más del arreglo activo es que las redes de alimentación no necesitan ser optimizadas para obtener bajas pérdidas, permitiendo así la flexibilidad en el diseño y la posibilidad de minimizar tamaño y peso. Por supuesto que estas mejoras en el desempeño vienen acompañadas con el incremento de la complejidad y el costo. Este último aspecto representa un problema muy serio debido a que los arreglos de fase requieren de miles de elementos para asegurar la rapidez y precisión de exploración del espacio.

1.3. Principales desarrollos de arreglos de fase en la actualidad

Los arreglos de fase han tenido un desarrollo muy importante en las últimas tres décadas. Esto es notorio debido al gran número de arreglos pasivos y activos que han sido desarrollados alrededor del mundo. Entre estos desarrollos pueden citarse los sistemas THAAD, COBRA DANE, Flap Lid, Patriot, AEGIS, PAVE PAWS, SMARTELLO, Iridium, Globalstar, F-22, APARS, AMSAR, SAMPSON, AESA, FSX, BMD y Phalcon, desarrollados en Europa, Rusia, Estados Unidos, Japón e Israel. Otros arreglos de fase que han sido desarrollados recientemente son los sistemas JLENS, MEADS, MMR, ASTOR, JSTARS, AGRB y MRRS, todos ellos radares para aplicaciones de defensa [5].

La primera generación de arreglos de fase la constituyeron los arreglos de fase pasivos. La segunda generación está desarrollada a partir de arreglos activos que utilizan elementos discretos de estado sólido y la tercera generación está formada por arreglos activos basados en circuitos integrados monolíticos de microondas (MMIC).

1.3.1. Sistemas de radar basados en arreglos de fase pasivos

Los arreglos de fase pasivos han sido utilizados en aplicaciones de exploración tierra-aire y mar-aire, entre los más conocidos se tienen el sistema Patriot, el Flap Lid y el AEGIS. Estos arreglos han sido desarrollado en gran número: 173 para el sistema Patriot, más de 100 para el Flap Lid y 234 para AEGIS. El número de elementos para cada uno de estos sistemas es aproximadamente un millón [5].

Recientemente se han desarrollado arreglos de fase pasivos en otras partes del mundo. Entre estos arreglos se tienen el sistema sueco localizador de artillería ARTHUR en la banda C con un rango de 30 km [2], el sistema europeo para barcos EMPAR en la banda

C con un rango de 180 km con exploración de ± 45 grados en azimut y ± 60 grados en elevación [6], el radar ARABEL en la banda X con un rango de 70 km [7] y finalmente, el arreglo para el sistema SAM-D en la banda X, desarrollado en la India.

1.3.2. Sistemas de radar basados en arreglos de fase activos

Los arreglos de fase activos han sido desarrollados mediante dispositivos de estado sólido discretos, tales como transistores bipolares y MMIC. Algunos ejemplos de arreglos de fase activos que utilizan transistores bipolares para la amplificación de potencia son el sistema PAVE PAWS en la banda de UHF y el sistema BMEWS que usan los mismos módulos de transmisión/recepción (T/R) y los mismos elementos radiadores que el radar PAVE PAWS [8]-[10]. El sistema de aeronavegación Erieye utiliza un arreglo de fase de estado sólido en la banda S colocado en la parte superior de la aeronave y con un número de elementos aproximado de 200. Otro sistema similar es el sistema israelí Phalcon que trabaja en la banda L y tiene aproximadamente 700 módulos T/R. Israel también han desarrollado un sistema de defensa de misiles en la banda L que es capaz de tener rangos de detección de cientos de kilómetros mediante la tecnología de arreglos de fase de estado sólido [2].

1.3.3. Módulos de transmisión y recepción de estado sólido integrados

Una de las tecnologías que actualmente ha despertado mucho interés en el desarrollo de arreglos es la tecnología de circuitos integrados monolíticos de microondas que permite la construcción de módulos de transmisión y recepción de estado sólido integrados (MMIC T/R) de relativo bajo costo. Esta tecnología está siendo utilizada ampliamente en aplicaciones de tierra y aire. Uno de estos sistemas es el THAAD que es un radar de tierra en la banda X con 25,344 módulos MMIC T/R y un igual número de elementos radiadores [11]. Otro más es el COBRA DANE con un diámetro de 30 metros. Se han construido aproximadamente 65,000 módulos MMIC T/R con un costo aproximado de 1,000 dólares para cada uno de estos módulos [12]. Otro arreglo de fase basado en la tecnología monolítica es el sistema de localización de artillería COBRA. Este sistema ha sido desarrollado por las compañías Lockheed-Martin, Siemens, Thomson-CSF y Thorn-EMI y tiene una antena en la banda C de 2,700 módulos MMIC T/R con el mismo número de

radiadores. Recientemente se han desarrollado 29 de estos arreglos con un costo de 576 millones de dólares [13].

Actualmente, varios países están en el proceso de desarrollar arreglos de fase activos basados en módulos MMIC T/R para aplicaciones de combate aéreo. Por ejemplo, el F-22 de EE. UU., el FSX de Japón, el AMSAR de un consorcio de Alemania, Francia y Reino Unido y la antena AESA de Suecia [14]-[22]. Todos estos sistemas de radar trabajan en la banda X y se espera una producción de 600 mil millones de módulos MMIC T/R [23].

Para aplicaciones en barcos la agencia británica DERA, en cooperación con Siemens Plessey, han desarrollado el radar adaptivo de exploración electrónica MESA en la banda S [24]-[25]. Este radar utiliza un arreglo delgado de 918 elementos y 156 módulos MMIC T/R. La producción ha iniciado con una versión de doble cara llamada SAMPSON para ser utilizada en las fragatas de la marina [26]. Para la defensa aérea y en misiles balísticos se ha desarrollado una segunda generación de radares terrestres denominados MESAR2.

Por otra parte, Holanda a través de SIGNAAL, está desarrollando el arreglo de fase activo de cuatro caras en la banda X (APAR) para ser utilizado en barcos [27]. Cada cara tiene 4,096 elementos alimentados por 4,096 módulos MMIC T/R. Su ancho de banda es del 30% y sus ángulos de exploración se ubican entre ± 60 grados.

1.3.4. Alimentadores de lentes Rotman

Otra tecnología de importancia en los arreglos de fase para la conformación de haces múltiples utiliza los alimentadores de lentes Rotman [28]-[29]. La ventaja de este tipo de alimentadores es su gran ancho de banda. Al colocar los elementos sobre una superficie semicircular es posible tener una cobertura de 180 grados. Cuando se usan para transmitir, los amplificadores de potencia se pueden colocar entre los elementos de la antena y los lentes Rotman. De esta forma, utilizando tubos de onda viajera pueden obtenerse potencias hasta de 1 MW. Las aplicaciones de los lentes Rotman son en radar, funciones de guerra electrónica y comunicaciones.

La compañía Raytheon ha desarrollado un radar para automóviles de bajo costo en la banda de 76-77 GHz para el control de cruceros que utiliza un alimentador de lentes Rotman [30]. El lente Rotman está desarrollado en un circuito impreso sobre un sustrato flexible. Los elementos de la antena son columnas de elementos parche que están impresos en el mismo sustrato y que poseen una alimentación en serie. La exploración se lleva a cabo al conmutar los diferentes puertos del lente Rotman.

Utilizando un arreglo de dos dimensiones y un alimentador Rotman, es posible formar un arreglo de dos dimensiones de haces tipo lápiz. Un ejemplo de esta aplicación es el sistema MUSTRAC, en el que cuatro haces independientes son procesados simultáneamente para obtener las diferentes posiciones en la cobertura. El sistema MUSTRAC es usado para recibir telemetría de misiles balísticos sobre el rango de prueba del Atlántico Este [31].

1.3.5. Arreglos de fase activos en comunicaciones.

Mucho se ha hablado de la transferencia de la tecnología militar a los sistemas comerciales, especialmente al final de la guerra fría. El sistema Iridium es un buen ejemplo de este caso. La tecnología de la antena en la banda L para el satélite de comunicaciones de la constelación Iridium se desarrolló a partir de los programas de radar de la fuerza aérea y de la marina de EE. UU. El radar fue originalmente desarrollado para la vigilancia de las flotas CONUS y US para prevenirlas de un posible ataque de bombarderos enemigos. El módulo de bajo peso para la banda L, desarrollado por la fuerza aérea, es la base del módulo para la banda L del sistema Iridium.

La concepción original del sistema Iridium es un sistema global de comunicación personal que utiliza una constelación de satélites de órbita baja. La constelación Iridium consiste en 66 satélites distribuidos en seis órbitas polares circulares de 765 km de altitud. Cada satélite posee tres antenas apuntando a la tierra para una cobertura de horizonte a horizonte.

La antena del sistema Iridium utiliza un alimentador de matriz Butler de dos dimensiones para generar ochenta haces simultáneos [32]. Estos arreglos utilizan módulos MMIC T/R y elementos de radiación tipo parche de microcinta. Actualmente se han desarrollado 200 arreglos. Las antenas son arreglos de fase activos en la banda L (1.6 GHz) que utilizan cerca de 100 módulos MMIC T/R junto con sus elementos radiadores. Como resultado existen cerca de 20,000 módulos MMIC T/R y elementos radiadores por constelación. El sistema Iridium fue un gran éxito tecnológico pero desafortunadamente fue un fracaso económico. Sin embargo el sistema continúa en operación y en el año 2002 fueron reemplazados tres de sus satélites.

Otro sistema que utiliza arreglos de fase activos con módulos MMIC T/R es el sistema Globalstar. Este sistema posee una constelación de 48 satélites y provee una cobertura casi global de hasta 65 grados latitud norte y 65 grados latitud sur. Cada satélite utiliza

un arreglo de transmisión de 91 elementos a 2.5 GHz y un arreglo de recepción de 61 elementos a 1.6 GHz, para dar un total de 7,300 módulos por constelación.

Después del fracaso comercial de los sistemas Iridium y Globalstar, de la cancelación del proyecto Teledesic y de la cautela del proyecto Skybridge, actualmente la industria de telecomunicaciones en el espacio todavía vive una etapa de rápido crecimiento, reactivado por una parte, por el gran éxito de la telefonía celular y por otra, por la difusión mundial de Internet y sus servicios asociados. En lo que se refiere a las tecnologías de antenas, los sistemas de órbita baja impulsaron un auge en las técnicas de arreglos de fase activos para satélites.

Los principales avances fueron alcanzados en tecnologías de arreglos impresos, en la miniaturización y mejora de desempeños de módulos de transmisión y recepción, en el diseño de matrices pasivas Butler y redes de formación del haz, en tecnologías de circuito impreso, en técnicas de procesamiento digital de señales, en formación digital del haz, en diseño termomecánico y en técnicas de integración.

Para la nueva generación de comunicaciones móviles vía satélite se van a requerir desarrollos adicionales en términos de los desempeños de enlaces como son la potencia isotrópica radiada efectiva PIRE, la relación de ganancia y temperatura de ruido G/T y el re-uso de frecuencias. Las constelaciones multimedia de satélites de órbita baja también descansarán en el desarrollo de antenas de arreglos de fase activas de haces múltiples en una configuración de radiación directa. El principal sistema de satélite propuesto para una configuración de banda ancha es Skybridge (Alcatel space), un proyecto de 3.5 mil millones de dólares basado en ochenta satélites que trabajarán en la banda Ku [33].

En el sistema de posicionamiento global GPS se está considerando la posibilidad de agregar un número más grande de elementos radiadores en el arreglo transmisor para proveer una mayor PIRE sobre la cobertura. En lo que se refiere al segmento terrestre hay un mercado promisorio y de rápido crecimiento para los arreglos de fase para aeronavegación así como en los automóviles y en terminales móviles de usuario [33].

A pesar de todo el desarrollo alcanzado en las áreas militares y espaciales y de los aspectos promisorios de la aplicación de esta tecnología en los sistemas comerciales, el principal reto en la investigación de la tecnología de los sistemas de arreglos de fase sigue siendo la reducción de sus costos. Esta demanda es debido a que el costo representa un factor determinante en la viabilidad del desarrollo de los sistemas. Actualmente la investigación a nivel mundial en esta tecnología tiene como una de sus prioridades la reducción sustancial del costo de los arreglos. Por esta razón resulta urgente y necesario

desarrollar arreglos de fase de bajo costo para su aplicación en las nuevas generaciones de sistemas que requerirán operaciones de antenas de alto desempeño.

1.4. Investigación y desarrollo de futuros sistemas de arreglos de fase

A continuación se presentan las principales áreas de investigación y desarrollo de la tecnología de arreglos de fase.

1.4.1. Antenas satelitales y de aeronavegación

Las misiones de comunicación satelital futuras llevarán a cabo la convergencia de aplicaciones multimedia de banda ancha con movilidad basado en el estándar del Sistema Universal de Telecomunicaciones Móvil (UMTS). Se requerirá del re-uso de frecuencias y de antenas con características de haces múltiples, alta ganancia y alta capacidad de exploración [34].

Por otra parte, los sistemas de aeronavegación actuales enfrentan los siguientes retos en lo que se refiere a la tecnología de las antenas [33]:

- Influencia de la instalación de la antena sobre la configuración de la aeronave.
- Interferencia electromagnética con otros sistemas de radiofrecuencia y con los sistemas electrónicos y de instrumentación de la aeronave.
- Interacción con la aerodinámica de la aeronave.
- Desempeño de exploración sobre ángulos muy amplios para operar en latitudes extremas requeridas en rutas polares.
- Compatibilidad con otros sistemas de satélites y con los servicios de comunicación terrestre en lo que se refiere a ancho de haz, exactitud de apuntamiento y nivel de lóbulos laterales.

Las características deseables de la antena son alta ganancia, capacidad de exploración, banda ancha, bajo perfil, alta confiabilidad y bajo costo. Por esta razón las antenas de arreglos de fase están cerca de cumplir con todos los requerimientos, por lo que este

tipo de antenas jugará cada vez un papel más importante en el desarrollo de satélites y aeronaves.

1.4.2. *Ground Clutter* e interferencia

A fin de evitar el efecto Ground Clutter¹ y la interferencia en radares aerotransportados, se ha desarrollado la investigación en la técnica de arreglos de fase que utilizan el procesamiento adaptivo espacio-tiempo (STAP) [35]-[38]. STAP es una forma general del procesamiento del desplazamiento de fase del centro de la antena (DPCA). Recientemente se demostró que la técnica STAP provee de 52 a 69 dB de cancelación del lóbulo lateral relativo al lóbulo principal [39]. Este sistema utiliza un arreglo montado en un costado de una aeronave. La antena tiene 11 grados de libertad en el plano azimutal y 2 grados en el ángulo de elevación para un total de 22 grados. También se demostró un mejoramiento del desempeño en el nivel rms del lóbulo lateral de -30 dBi sin STAP a -45 dBi utilizando STAP.

1.4.3. Programa avanzado de apertura compartida multiusuario de la banda C a la banda Ku

Con el desarrollo de la tecnología MMIC y de las arquitecturas de lentes Rotman, se ha motivado el desarrollo de arreglos de fase de grandes anchos de banda para proveer un funcionamiento de apertura compartida para diferentes usuarios. Los sistemas de arreglos de haces múltiples de lentes Rotman tienen un ancho de banda de relación 2.5 a 1 y se ha desarrollado tecnología en circuitos integrados monolíticos con anchos de banda de 2 a 1. El Naval Air Weapons Center (NAWC) y Texas Instruments desarrollaron un arreglo de banda ancha que tiene una cobertura continua desde la banda C hasta la banda Ku y comparte funciones de radar y comunicaciones [40]. Para alcanzar este amplio ancho de banda se utilizaron elementos radiadores de ranuras acampanadas y se han colocado en cruz para obtener polarizaciones vertical, horizontal y circular. El sistema posee módulos de transmisión-recepción de estado sólido que proveen una cobertura continua desde la banda C a la Ku. Cada módulo tiene dentro de la banda una potencia entre 2 y 4 Watts por elemento y la figura de ruido es entre 6.5 y 9 dB. Con este tipo de arreglos se puede

¹Efecto que consiste en la recepción de ecos espurios debidos a la reflexión de los haces principales y laterales del radar desde el relieve terrestre.

utilizar parte del arreglo para el radar y parte para las comunicaciones. Las partes usadas para cada función pueden ser modificadas dinámicamente dependiendo de la necesidad.

DERA de Reino Unido ha estado desarrollado un arreglo de frecuencia dual que permitirá a un radar utilizar la banda L para búsqueda y la banda X para seguimiento. En este arreglo se utilizan elementos radiadores de guía de onda en la banda L y elementos dipolos en la banda X [41].

1.4.4. Formación digital del haz

En la técnica de formación del haz se controla tanto la amplitud como la fase de la señal en cada elemento de la antena. Al combinar el control de la amplitud y de la fase se pueden ajustar mejor los niveles de los lóbulos laterales y direccionar mejor los nulos de radiación que cuando solo se cuenta con el control de la fase. En la formación digital del haz tanto el desplazamiento de fase como el escalamiento de amplitud es desarrollado digitalmente ya sea por un procesador digital de señales o por un circuito integrado dedicado.

El primer radar en operación que utiliza la formación digital del haz es el radar OTH, específicamente el GE OTH-B y el Raytheon ROTH. La antena receptora ROTH tiene una longitud de 2.6 km. Recientemente, SIGNAAL ha utilizado la formación digital del haz para sus radares a bordo de barcos SMART-L y SMART-S. La formación digital del haz es efectuada solamente en la recepción y el sistema puede formar hasta 14 haces [42].

Un número de sistemas experimentales de formación digital del haz han sido desarrollados entre los que se encuentra el arreglo lineal de 32 columnas en la banda C fabricado por el laboratorio Roma que puede formar hasta 32 haces independientes y utiliza un sistema de calibración automática [43]. Este mismo laboratorio también ha desarrollado un formador digital de haz de alta velocidad que utiliza una arquitectura sistólica [44] basada en el sistema de números de residuos cuadráticos.

El sistema británico MESAR en la banda S lleva a cabo la formación digital del haz en el nivel de subarreglo [24]. Este sistema experimental posee 16 subarreglos, un total de 918 elementos radiadores de guía de onda y 156 módulos de estado sólido de transmisión-recepción. La compañía británica Roke Manor Research ha construido un arreglo experimental de 13 elementos usando la formación digital del haz tanto en la transmisión como en la recepción [45]. Este sistema experimental utiliza el circuito Plessey SP2002 que trabaja a 400 MHz como un generador de forma de onda digital en cada

elemento.

El sistema de investigación de la defensa nacional de Suecia ha construido una antena experimental en la banda S que opera en el intervalo de 2.8 a 3.3 GHz y que utiliza la formación digital del haz [46]. Ellos han demostrado que con esta técnica es posible compensar las variaciones de amplitud y fase que ocurren de elemento a elemento debidas al acoplamiento mutuo a través de las variaciones de frecuencia y ángulo. Mediante una calibración, se pudieron reducir las variaciones de ganancia de elemento a elemento con respecto al ángulo de ± 1 dB a ± 0.1 dB. Utilizando un proceso de ecualización, también se pudieron reducir las variaciones en la ganancia sobre un ancho de banda de 5 MHz de ± 0.5 dB a menos de ± 0.05 dB. Con esta calibración y ecualización fueron capaces de demostrar lóbulos secundarios por abajo de 47 dB sobre un ancho de banda de 5 MHz. Este trabajo demuestra la ventaja potencial ofrecida por la formación digital del haz al obtener lóbulos laterales ultra bajos.

Los laboratorios Lincoln MIT desarrollaron la tecnología de formación digital del haz para la recepción de un arreglo de fase de un radar de vigilancia aerotransportado [47]. El Naval Research Laboratory (NRL), los laboratorios Lincoln MIT y MSWC están desarrollando juntos un arreglo activo en banda L que tiene un convertidor A/D en cada elemento [48]-[50]. Utilizando la formación digital del haz, el NRL ha demostrado la habilidad de obtener un ancho de haz delimitado con la frecuencia mientras que al mismo tiempo se pueden obtener lóbulos laterales sobre ángulos y bandas de frecuencia especificados [51].

Los Laboratorios Lincoln MIT han desarrollado un procesador de señales de alto desempeño y baja potencia para llevar a cabo la formación digital del haz y el procesamiento de señales para el radar de aplicación espacial Discoverer II en la banda X [52]-[53]. El procesador de señales a bordo debe realizar la formación digital del haz, la compresión de pulso, el procesamiento Doppler y el procesamiento adaptivo espacio-tiempo. Para realizar todas estas funciones se requiere un procesador de señales con una capacidad de 1100 GOPS (miles de millones de instrucciones por segundo). Se espera que para el año 2016 una tarjeta de 40 x 36 cm con 64 circuitos pueda ofrecer una capacidad de 600 GFOPS (miles de millones de instrucciones en punto flotante por segundo). El mapa de ruta tecnológico de Texas Instruments para su procesador digital de señales TMS320 indica que para el año 2010 esperan tener en un circuito con capacidad de 3 trillones de instrucciones de 8 bits por segundo (3 TIPS). Con operaciones de punto fijo de 32 bits, este circuito podrá realizar 0.75 TIPS. Considerando una eficiencia del 10%, 15 circuitos

podrán realizar todo el procesamiento del Discoverer II. Tal capacidad de procesamiento puede ayudar a hacer posible el desarrollo de la antena experimental sueca de lóbulos laterales ultra bajos y muchos otros sistemas en donde se requieren de altas capacidades de procesamiento.

1.4.5. Arreglos de exploración renglón-columna

El NRL ha desarrollado dos técnicas de exploración renglón-columna de arreglos de bajo costo: la antena RADANT y el arreglo ferroeléctrico [54]-[55]. La antena RADANT es una nueva antena de bajo costo para implementar la exploración electrónica del haz en un plano simple o doble. El diseño de la antena RADANT reduce muchos de los problemas de fabricación que incrementan los costos y las pérdidas de transmisión en la implementación convencional. Específicamente la antena RADANT elimina todo el empaquetamiento, conectores y líneas de transmisión asociadas con los desplazadores de fase discretos, también reduce grandemente la circuitería de control, los manejadores y las terminales de conexión, por lo tanto la antena RADANT tiene el potencial de ser de bajo peso y costo.

La antena RADANT es construida en un medio controlado por diodos. En el lente RADANT el campo eléctrico es forzado a propagarse entre placas paralelas de metal. Entre las placas, el medio es construido por cintas de metal con diodos conectados en cruz sobre una capa dieléctrica de soporte. El principio de operación es que el desplazamiento de fase a través de dicho medio cambia cuando los diodos en una cinta son apagados o encendidos. La cantidad de metalización controla la cantidad de desplazamiento de fase por cinta de diodos.

El cambio de fase resulta de una conmutación selectiva entre los dos estados del diodo a través de la polarización efectuada por un circuito digital de control. El retardo de fase alcanzado es módulo 360 grados.

La configuración más simple es un lente de exploración del plano E en el que la exploración del haz es el resultado de un gradiente de fase lineal a lo largo de la dimensión de dicho plano. Un lente RADANT simple provee la exploración electrónica del haz en una dimensión. Al restringir la acción de exploración del lente a un plano simple se obtiene una gran simplificación del circuito de polarización ya que los diodos individuales no necesitan ser direccionados independientemente. Esto reduce la complejidad del manejador y facilita su ubicación exterior al lente. La exploración en dos dimensiones puede obtenerse al

colocar en cascada dos lentes RADANT en una configuración híbrida.

Otro método para obtener la exploración en dos dimensiones utiliza una técnica híbrida en el que un arreglo lineal convencional discreto de desplazadores de fase provee la exploración en un plano y el lente RADANT provee la exploración en el otro plano. Una aproximación híbrida de combinar un arreglo de guías de onda ranuradas con lentes RADANT es de bajo costo para arreglos que pueden ser utilizados en los radares de barcos.

El costo de esta aproximación híbrida es considerado menor en comparación con un arreglo que utiliza desplazadores de fase o módulos T/R para cada elemento radiador. El costo estimado del desarrollo de un lente RADANT es de cerca de tres millones de dólares. Sin embargo, el costo de producción es estimado en un millón de dólares y combinando el lente RADANT con el arreglo de guía de onda ranurada resulta en un costo de producción del arreglo híbrido de tres millones de dólares. Por otra parte, un arreglo de fase del mismo tamaño tiene un costo tres o cuatro veces mayor. Por lo tanto, el arreglo híbrido con lentes RADANT es un arreglo de fase de relativo bajo costo. Es posible utilizar dos lentes RADANT para proveer la exploración electrónica del haz en dos dimensiones. Un lente RADANT puede proveer la exploración en elevación mientras que el segundo lente puede proveer la exploración en el plano azimutal [56].

El segundo arreglo de exploración renglón-columna utiliza lentes ferroeléctricos [55]. El primer lente contiene columnas de material ferroeléctrico colocado entre las placas conductoras. A través de cada par de placas se aplica un voltaje de directa, de esta forma, la constante dieléctrica del material ferroeléctrico entre las placas depende del voltaje aplicado. Como resultado, la fase de la señal electromagnética que pasa a través de la columna dependerá del voltaje de directa. Así, al aplicar apropiadamente dichos voltajes a través de las columnas ferroeléctricas se puede crear un gradiente de fase en la dirección horizontal para la señal que sale del primer lente y así direccionar el haz en el plano azimutal. Un segundo lente rotado 90 grados podrá direccionar el haz en el plano de elevación. La característica principal de las antenas que utilizan materiales ferroeléctricos es el cambio de la permitividad con la aplicación de un voltaje de control de directa. Esta configuración puede ser un arreglo de bajo costo debido a la facilidad de construcción de la antena y a la sencillez de su control de fase, ya que solo se debe de controlar un voltaje de polarización. Sin embargo, existe un problema con este arreglo y es que los materiales dieléctricos presentan pérdidas. Las pérdidas dieléctricas son cercanas a 2 dB por longitud de onda en la banda X. Si la longitud de una antena es de 50λ

(para obtener un haz de 1 grado), entonces las pérdidas del material son considerables ya que la señal tiene que propagarse en una longitud de 50λ . Las pérdidas pueden ser reducidas al utilizar subarreglos, sin embargo, se verá aumentado el número de fuentes de línea, los desplazadores de fase correspondientes y la complejidad será proporcional al número de subarreglos utilizados. Todavía se requerirá de mucho trabajo de desarrollo para producir un arreglo ferroeléctrico práctico.

La compañía Raytheon está desarrollando un arreglo de exploración renglón-columna que emplea desplazadores de fase para explorar el plano H y un material cerámico de constante dieléctrica controlada por voltaje (VVD) para direccionar el plano E [57]. Al cambiar el voltaje a través del VVD se cambia la constante dieléctrica y también la velocidad de propagación a través del VVD. De esta forma se obtiene una antena delgada, de bajo peso y de bajo costo. Esta tecnología se piensa aplicar en radares de aviones y en antenas comerciales.

1.4.6. Arreglos reflectores a 95 GHz utilizando obleas MMIC.

La compañía Thales ha construido experimentalmente una antena buscadora de misiles usando dos obleas de 4 pulgadas de diámetro. Una oblea contiene los elementos radiadores tipo dipolo junto con los desplazadores de fase a diodo PIN. La segunda oblea contiene los circuitos manejadores. La antena posee 3,000 elementos, el ancho de haz es de 2 grados y la exploración se puede efectuar en ± 45 grados [56].

1.4.7. Microsistemas electromecánicos (MEMS)

Con el desarrollo de la tecnología de microsistemas electromecánicos (MEMS), han surgido muchas aplicaciones orientadas a RF y microondas. Entre las aplicaciones más importantes se tiene el desarrollo de inductores, capacitores variables, interruptores, resonadores y desplazadores de fase. Estos últimos representan una parte fundamental en los arreglos de fase. Sin embargo, la tecnología MEMS actualmente es inmadura, pero se ha desarrollado un desplazador de fase de 5 bits con pérdidas de inserción muy bajas (1 dB), con bajo consumo de potencia (1 mW) y bajo costo (10 dólares por desplazador) [58]. Este desplazador tiene una capacidad de manejo de potencia de 1 W. Con esta tecnología es posible desarrollar aplicaciones de arreglos de exploración pasivos que utilicen un amplificador de potencia de estado sólido alimentando muchos desplazadores de fase. Esto puede reducir el número de módulos transmisión-recepción y por consiguiente el costo

de los arreglos. Debido a su tamaño pequeño, bajo peso, bajas pérdidas de inserción y bajo consumo de potencia, los desplazadores de fase MEMS tienen mucho potencial en aplicaciones de arreglos en el espacio [59].

La agencia DARPA está desarrollando esta tecnología en el programa RECAP para obtener antenas reconfigurables de banda ancha para aplicaciones multiusuarios [60]-[62]. La meta del programa es crear arreglos de fase reconfigurables para sintonizar su frecuencia de operación sobre un ancho de banda de 10:1 y al mismo tiempo mantener la habilidad de explorar el espacio en grandes sectores. El programa pretende desarrollar antenas de arreglos de fase que utilicen interruptores MEMS para cambiar la frecuencia del arreglo, la polarización y el patrón de radiación.

1.5. Producción y costo de antenas de arreglos de fase

En la tabla 1-1 se muestran algunos ejemplos de arreglos de fase que en la actualidad tienen una fuerte producción de elementos [5].

1.5.1. Desplazadores de fase

El desplazador de fase es uno de los elementos esenciales en la operación de un arreglo de exploración electrónica. Para poder explorar un ángulo fuera de la radiación transversal se requiere de una diferencia de fase entre los elementos radiadores. Para este propósito es necesario cuantizar los 360 grados de desplazamiento de fase diferencial en incrementos discretos. Los desplazadores de fase digitales son los más apropiados debido a que pueden ser controlados fácilmente por una computadora de propósito específico.

Los parámetros de diseño críticos en un desplazador de fase son sus pérdidas de inserción, las variaciones de amplitud, los tiempos de conmutación, la capacidad de manejo de potencia y la potencia requerida para conmutar la fase. Algo muy importante es su tamaño, su peso y los circuitos de control. Desafortunadamente, ningún desplazador de fase tiene las propiedades deseables para todos estos parámetros.

Se han estudiado una gran variedad de desplazadores de ferrita y a diodo para ser utilizados en arreglos pasivos [64]. Los desplazadores a diodo han sido usados debido a sus altas velocidades de conmutación y porque son de bajo peso y costo. Sin embargo, la desventaja es que tienen pérdidas de inserción muy altas. Los desplazadores de ferrita

Cuadro 1.1: Principales arreglos de fase en operación

Sistema	Banda	Núm.	Desplazadores de fase por arreglo	Total de elementos manufacturados	Fabricante
AN/TPN-25	X	18	824	14,850	Raytheon
AN/GPN-22	X	60	443	26,580	Raytheon
COBRA DANE	L	1	34,769	34,769	Raytheon
PAVE PAWS	UHF	4	2,677	21,416	Raytheon
BMEWS UP-GRADE	UHF	2	3,584	17,920	Raytheon
COBRA JUDY	-	1	12,288	12,288	Raytheon
PATRIOT	C	173	5,000	1,730,000	Raytheon
AEGIS (SPY-1)	S	234	4,000	936,000	Lockheed-Martin
B-1	X	100	1,526	152,600	Raytheon
AN/TPQ-37	S	102	359	36,618	Raytheon
FLAP LID	X	> 100	10,000	2,000,000	Rusia

se utilizan en arreglos pasivos debido a que poseen pérdidas de inserción bajas, sin embargo, su desventaja es que los tiempos de conmutación son muy grandes. Otros diseños de desplazadores de fase electrónicos están basados en diodos PIN, transistores FET e interruptores MEMS. En la década pasada se desarrollaron desplazadores de fase MMIC para módulos T/R de tamaño pequeño, de altas velocidades de conmutación, de bajo consumo de potencia y de relativo bajo costo.

El diseño y características del desplazador dependen significativamente del tipo de arreglo y representan uno de los principales costos de fabricación. En el arreglo pasivo los desplazadores de fase están conectados directamente a los elementos radiadores, por lo que soportan directamente la potencia de transmisión y las señales de recepción. Por lo tanto, las pérdidas del desplazador de fase se suman a las pérdidas de la antena, lo cual reduce la eficiencia del sistema y contribuye a incrementar su figura de ruido. La meta en el diseño de un arreglo pasivo es minimizar las pérdidas en la red de alimentación y en el caso de los desplazadores de fase es incrementar la sensibilidad y la eficiencia del sistema. En el arreglo activo los desplazadores de fase son parte de las etapas de señal pequeña del módulo T/R (Fig. 1.2), entonces las pérdidas del desplazador de fase no reducen directamente la potencia de transmisión y tampoco incrementan la figura de ruido. Como una consecuencia, en un arreglo de fase pasivo la reducción de las pérdidas del desplazador de fase es una alta prioridad en el diseño, mientras que en los módulos T/R de los arreglos activos se pueden compensar relativamente las altas pérdidas por medio de amplificación. Es claro que esto conduce a tener diferentes aproximaciones y especificaciones en el diseño de los desplazadores de fase.

Los arreglos de fase pasivos tienden a emplear desplazadores de fase que utilizan solamente el mínimo número de bits para mantener pérdidas pequeñas del orden de 1 a 2 dB [65]. Otra consideración importante es que las dimensiones físicas del desplazador deben mantenerse en el área limitada del circuito. Esto puede representar un problema cuando hablamos de desplazadores de fase de microcinta de tipo línea conmutada debido a que para su operación requiere de diversas longitudes de líneas para asegurar los diferentes estados de fase.

Los desplazadores de fase activos son desarrollados mediante la tecnología monolítica para integrar un alto número de bits en un circuito integrado de relativo bajo costo y un considerable ancho de banda. Las altas pérdidas de inserción se pueden aceptar ya que los circuitos manejan solamente niveles de potencia de señal pequeña. Sin embargo, las altas pérdidas de inserción ocasionan una alta variabilidad de sí mismas como una función de

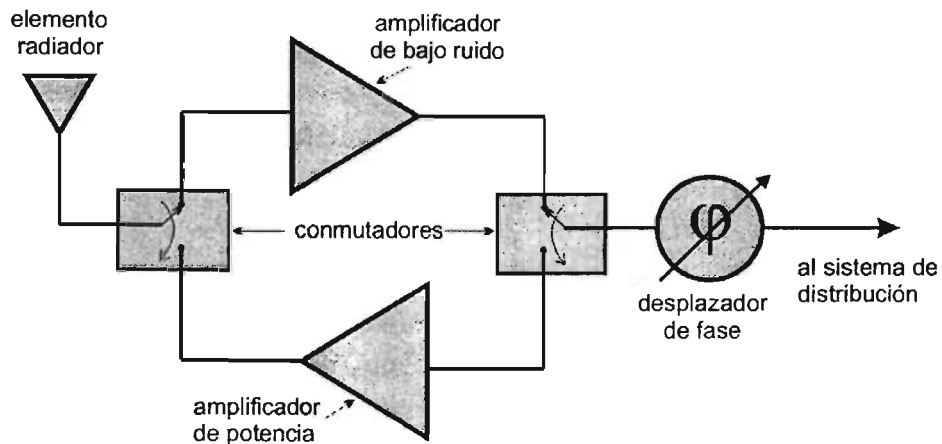


Figura 1-2: Módulo de arreglo de fase activo

los estados de fase y frecuencia. Este efecto de conversión produce errores de amplitud en el arreglo y puede llevar a la aparición de altos lóbulos secundarios. Por lo tanto, en el diseño de desplazadores de fase monolíticos se requiere minimizar las variaciones de las pérdidas de inserción.

1.5.2. Costo de los arreglos

El costo de los arreglos de fase limitan su uso solamente a aplicaciones de defensa, por ejemplo, si consideramos que cada elemento del arreglo puede costar un promedio de 1,000 dólares y que un arreglo puede tener miles de elementos entonces estamos hablando de un sistema cuyo costo de fabricación es de millones de dólares. Por ejemplo, un arreglo de 12,000 elementos requiere 12,000 desplazadores de fase o módulos T/R. Con un costo estimado de 500 dólares por desplazador o 1,000 dólares por módulo T/R, el costo total del arreglo de fase será de ocho a catorce millones de dólares [55].

Aunque el costo de los arreglos de exploración electrónica activos ha descendido en un orden de magnitud en los últimos 10 años y que actualmente existen esfuerzos para reducirlos en un factor de 5 a 10, todavía el costo sigue siendo un reto. Por esta razón han surgido alternativas como la antena RADANT, los arreglos ferroeléctricos y los arreglos reflectivos pasivos.

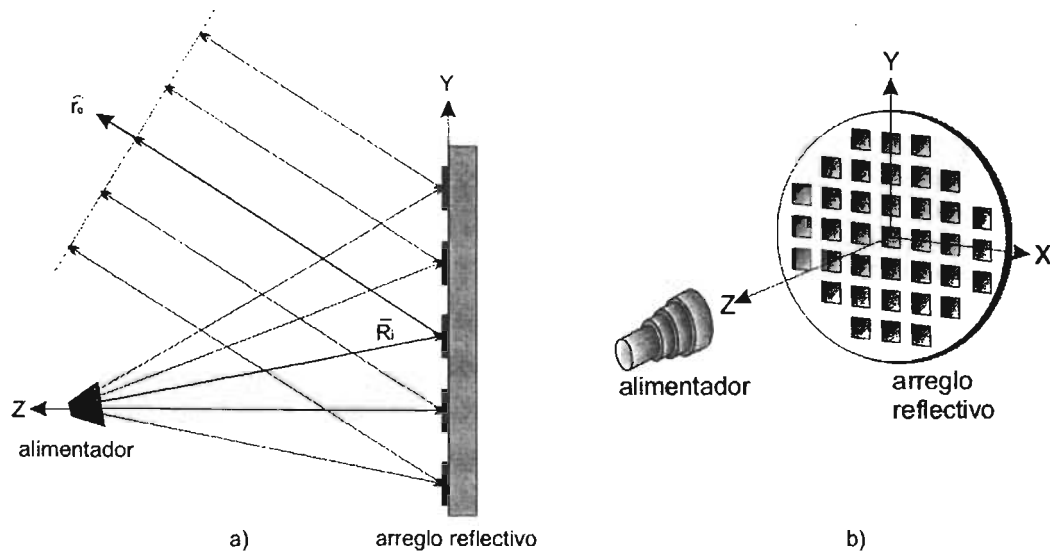


Figura 1-3: Arreglo de fase reflectivo. a) Formación del frente de fase plano en la onda reflejada y b) geometría típica

1.6. El arreglo reflectivo

Como una alternativa a los arreglos de fase convencionales, se ha desarrollado la antena de arreglo reflectivo[66]. El arreglo reflectivo (Reflectarray) combina algunas de las mejores características de las antenas tipo reflector y de las antenas de arreglos de fase. En su forma más básica, el arreglo reflectivo basado en elementos radiadores de microcinta está formado por un arreglo plano de parches de microcinta o dipolos impresos sobre un sustrato dieléctrico delgado. Una antena alimentadora ilumina el arreglo cuyos elementos individuales están diseñados para reflejar la energía del campo incidente con la fase apropiada para formar un frente de onda plano en la apertura de la antena.

La operación del arreglo reflectivo es similar a la de un reflector parabólico ya que forma de manera natural un frente de fase plano cuando un alimentador es colocado en su foco. En el caso del arreglo reflectivo es posible formar el frente de fase plano debido a que la dispersión de los elementos del arreglo permite colimar la energía reflejada para formar un haz principal en una determinada dirección. Por esta razón también se le conoce como reflector plano. En la Fig. 1.3 se muestra la conformación de la onda reflejada y la geometría típica de un arreglo reflectivo.

La alimentación espacial elimina la complejidad y las pérdidas en las redes de a-

alimentación de microcinta y existe una gran flexibilidad al escoger la geometría de la alimentación del arreglo reflectivo debido a que es posible utilizar la alimentación focal, la alimentación con desplazamiento y nuevos tipos de alimentadores Cassegrain.

El rápido crecimiento de las antenas de microcinta junto con la necesidad de contar con antenas de bajo costo, alta ganancia y con características estéticas para aplicaciones comerciales ha llevado al uso de elementos de microcinta en una gran variedad de configuraciones de arreglo reflectivos [67].

El arreglo reflectivo tiene ventajas significativas en antenas de ondas milimétricas de alta ganancia debido a que las pérdidas en las redes de alimentación de microcinta para arreglos grandes en altas frecuencias son por lo general inaceptables. Por otra parte, el perfil obstructivo del reflector parabólico representa una incomodidad en varias situaciones, por lo que el arreglo reflectivo tiene la ventaja de que se puede construir plano o bien amoldarse a cierta geometría. La geometría plana del arreglo reflectivo permite que sea más fácil de colocar y desplegar en un satélite así como también presenta la ventaja de fabricarse mediante un proceso de manufactura de tecnología plana.

El haz de la antena puede estar fijo en una dirección particular como en un sistema pasivo o puede ser direccionado activamente para cubrir una amplia región hemisférica. La exploración activa puede ser llevada a cabo electrónicamente al implantar desplazadores de fase en los elementos impresos o mecánicamente al utilizar motores miniatura para mover los elementos.

Debido a que no es necesario utilizar un circuito divisor de potencia de bajas pérdidas, no son necesarios los módulos T/R ni tampoco el complicado control de conformación del haz. Esta es la ventaja más significativa del arreglo reflectivo al compararlo con el arreglo de fase ya que una gran proporción de la antena, a excepción del elemento alimentador, es una estructura plana de bajo perfil.

La antena puede ser montada de acuerdo a la forma de la estructura existente, tal como un edificio, barco, aeronave, vehículo, etc. La aplicación comercial de difusión por satélite (DBS) es un buen ejemplo donde un reflector plano puede ser montado en el techo de una casa o un edificio. Para aplicaciones de satélites, la estructura plana puede ser desplegada más fácilmente en comparación con un reflector parabólico curvo, para así formar una apertura grande con un volumen relativamente pequeño.

Las ventajas del arreglo reflectivo de microcinta en comparación con el reflector parabólico son [67]:

- Superficie conformada montable

- haz explorable
- Alta confiabilidad
- Bajo costo de manufactura
- Apertura muy grande
- Despliegue fácil

El arreglo reflectivo permite obtener polarizaciones lineales, duales y circulares mediante un adecuado diseño de los elementos radiadores. La selectividad de la polarización se puede obtener al usar parches rectangulares para polarizaciones lineales y parches cuadrados, circulares o en cruz para polarizaciones circulares o duales. También es posible incorporar dispositivos o mecanismos que permitan modificar la fase de cada elemento del arreglo con el propósito de explorar el haz principal a grandes ángulos de la dirección transversal de la apertura.

Entonces, un aspecto importante del diseño de los arreglo reflectivos es cómo diseñar los elementos individuales para dispersar la onda electromagnética con la fase apropiada para redirigir el haz en una dirección determinada. Un método es utilizar parches de microcinta del mismo tamaño con stubs de longitud variable para así controlar la fase de la onda reflejada [68]. Otra aproximación consiste en utilizar parches de longitudes variables y de esta forma introducir un pequeño corrimiento en la frecuencia de resonancia del elemento para tener el efecto de modificar la fase del campo reflejado [69]. Utilizando elementos de tamaño variable se tiene una mayor libertad en la composición de un arreglo de polarizaciones doble o circular, así como se tienen las ventajas de un mejoramiento en el ancho de banda y de un análisis más simple al que se utiliza en el caso de los arreglos con stubs.

Otra opción es utilizar elementos que tengan diferentes ángulos de rotación [70]. Este principio ha sido demostrado para un arreglo reflectivo tipo espirafase donde elementos espirales discretos con posiciones conmutables fueron usados para efectuar la exploración del haz.

1.6.1. Principio de operación de los arreglos reflectivos tipo espirafase

Phelan investigó un nuevo principio para el desarrollo de los arreglos de fase denominado espirafase [71]. La antena espirafase es una espiral de brazos múltiples cuyo patrón de fase es conmutado con diodos para obtener el desplazamiento de fase en la apertura para explorar el haz de la antena. La impedancia de la terminación de la espiral con brazos múltiples es conmutada con diodos para simular una rotación de la espiral sobre su eje.

De acuerdo al principio de polarización de Fox [72], si un elemento de una antena de polarización circular es rotado desde su posición original en un ángulo γ , entonces la fase de la onda reflejada de polarización circular tendrá un adelanto o un atraso (dependiendo del sentido de la rotación) de 2γ . De esta forma, si se introducen elementos de control al elemento radiador para simular electrónicamente una rotación mecánica entonces es posible modificar las características de fase de la onda reflejada. Este método además ofrece las ventajas de tener bajos errores de fase y bajos niveles de modulación de amplitud parásita.

1.6.2. Desplazador de fase basado en aperturas anulares con stubs

Utilizando el principio espirafase han sido desarrollado dos desplazadores de fase de bajas pérdidas para la banda Ka [73]. Los desplazadores de fase están basados en aperturas anulares con stubs radiales inductivos controlados por diodos PIN.

El desempeño del primer desplazador de fase en el intervalo de 29.3 a 31.9 GHz presenta pérdidas de inserción menores a 1 dB, con un valor mínimo de 0.75 dB. El error de fase pico es menor a 15 grados en todo el intervalo de frecuencias. La modulación de amplitud parásita es menor a 0.2 dB y los tiempos de conmutación son menores a 50 nS.

El segundo desplazador de fase fue desarrollado en el intervalo de 36 a 38 GHz. Las pérdidas de inserción son menores a 1 dB con un mínimo de 0.6 dB, los errores de fase son menores a 15 grados y los tiempos de conmutación son menores a 35 nS.

Estos desplazadores de fase ofrecen características eléctricas muy buenas para ser usados en arreglos de fase, sin embargo, presentan la desventaja de que están colocados en la sección transversal de una guía de onda circular, lo cual limita significativamente los posibles ángulos de exploración debido a las dimensiones físicas de la guía. Con el objeto

de obtener mayores ángulos de exploración, se requiere diseñar este tipo de desplazadores sobre un plano abierto y así aprovechar las ventajas de fabricación que ofrece la tecnología integrada sobre un mismo plano.

1.6.3. Consideraciones de diseño del arreglo reflectivo

Debido a la gran cantidad de elementos es necesario desarrollar la tecnología para hacerlos en grandes volúmenes y a bajo costo. Las características de cada elemento y la posibilidad de integrarle dispositivos de control de fase y amplificación determinan el desempeño de la antena y la posibilidad de desarrollar tecnológicamente un arreglo que pueda ser fabricado con los modernos procesos de tecnología plana. Por esta razón, es importante desarrollar los modelos matemáticos para analizar, diseñar y optimizar las características del elemento radiador integrado con su desplazador de fase.

El elemento debe de cumplir con los siguientes requisitos:

1. Deberá tener un patrón de radiación determinado para asegurar las características electromagnéticas de las antenas.
2. La interconexión electromagnética de los elementos deberá evitar producir efectos indeseados tales como lóbulos de difracción y puntos ciegos, entre otros.
3. El desplazador de fase deberá asegurar la resolución necesaria para la exploración del espacio adyacente.
4. Deberá tener un diseño simple y utilizar las tecnologías de integración para su fabricación.

Con base en los requerimientos anteriores, se plantean las metas del presente trabajo de investigación:

- Propuesta de nuevos diseños de radiadores integrados con desplazadores de fase con el propósito de desarrollar arreglos de fase planos de alta tecnología y bajo costo.
- Desarrollo de bases teóricas que permitan estimar el comportamiento del radiador con desplazador de fase integrado en un arreglo de fase.
- Análisis cuantitativo del impacto de la interconexión electromagnética entre diferentes radiadores.

- Optimización del patrón de radiación del elemento radiador
- Determinación y optimización del comportamiento de los desplazadores de fase integrados con radiador.

El análisis actual desarrollado para los arreglos de fase nos permite suponer que la polarización circular puede ser útil en el diseño del elemento radiador, el cual deberá tener las siguientes características:

1. Errores de fase mínimos
2. Modulación de magnitud parásita mínima
3. Posibilidad de utilizar toda la variedad de polarizaciones
4. Diseño con los elementos de control integrados en un plano

Durante la investigación, análisis y optimización del elemento deben de utilizarse los métodos de la teoría electromagnética para obtener los modelos matemáticos adecuados que permitan predecir el comportamiento del elemento. A continuación se presenta el estado del arte de los métodos de análisis electromagnéticos.

1.7. Estado del arte de los métodos de análisis electromagnéticos

Hasta los años 1940s, la mayoría de los problemas electromagnéticos fueron resueltos de forma analítica usando los métodos clásicos de separación de variables y de soluciones de ecuaciones integrales. Sin embargo, solo ciertos tipos de problemas prácticos pudieron ser analizados debido a la complejidad de sus geometrías dado que sus soluciones analíticas de forma cerrada son intratables o simplemente no existen.

Las soluciones numéricas de los problemas electromagnéticos empezaron en la mitad de los 1960s con la disponibilidad de computadoras digitales de alta velocidad y de gran capacidad de almacenamiento. Los métodos numéricos generalmente dan soluciones aproximadas con suficiente exactitud para propósitos de ingeniería, sin embargo, cada método numérico involucra una simplificación analítica hasta el punto donde se vuelve fácil de aplicar el método numérico. Por otra parte, la variedad de problemas de electromagnetismo es muy grande y un mismo problema puede ser resuelto usando una variedad

de métodos. Es importante encontrar el método más efectivo tanto para obtener una solución más exacta, como para ahorrar tiempo y recursos de cómputo. A continuación se describen brevemente los métodos numéricos más importantes:

1.7.1. Método de diferencias finitas.

El método de diferencias finitas (FDM) fue desarrollado en los años 1920s bajo el título de “el método de los cuadrados” para resolver ecuaciones hidrodinámicas no lineales. Desde entonces, el método ha encontrado aplicación en la solución de diferentes problemas de campos. Las técnicas de diferencias finitas están basadas en aproximaciones que permiten remplazar ecuaciones diferenciales por ecuaciones equivalentes en diferencias finitas. Estas aproximaciones de diferencias finitas son de forma algebraica, ellas relacionan el valor de la variable dependiente en un punto en la región solución con los valores de los puntos vecinos.

Una categoría de este método es la formulación de diferencias finitas en el dominio del tiempo (FD-TD). Esta técnica es una herramienta conveniente para resolver problemas de dispersión. El método FT-TD fue introducido por Yee [74] en 1966 y después desarrollado por Faflove [75]. Es una solución directa de las ecuaciones rotacionales de Maxwell en el dominio del tiempo. El método FD-TD está basado en aproximaciones de ecuaciones en diferencias con exactitud de segundo orden para las derivadas de espacio y tiempo de las ecuaciones rotacionales de Maxwell en el dominio del tiempo combinadas con las descripciones del material, condiciones de frontera y definiciones de fuentes. Con este método, el campo electromagnético continuo en un volumen finito del espacio es muestreado en los distintos nodos de una malla rectangular para intervalos de tiempo iguales. La propagación de la onda, la dispersión y la penetración son modeladas de una manera consistente en cada incremento de tiempo y por lo tanto, posee el historial de la propagación de la onda electromagnética y su interacción con las estructuras. El método FD-TD tiene las siguientes ventajas inherentes:

1. es un método universal para estructuras geométricas complicadas conductoras o dieléctricas que pueden ser no homogéneas debido a que los parámetros constitutivos pueden ser designados para cada nodo de la malla.
2. el algoritmo no requiere la formulación de ecuaciones integrales y algunos problemas de dispersión relativamente complejos pueden resolverse sin la necesidad de la inversión de grandes matrices.

3. tiene un amplio uso en la resolución de problemas de dispersión en regiones abiertas, radiación, penetración, absorción, interferencia electromagnética, compatibilidad electromagnética, difusión, transitorios, bioelectromagnetismo y modelado de circuitos de microondas.
4. los requerimientos de memoria en el cómputo no son tan altos para varias estructuras complejas de interés.

Sin embargo, el método FD-TD tiene las siguientes desventajas:

1. la implementación necesita modelar el objeto así como sus contornos mediante una malla con una resolución adecuada. Por lo tanto, para geometrías muy finas el tiempo de ejecución del programa puede ser excesivo.
2. baja exactitud y estabilidad, su exactitud es cuando menos un orden de magnitud peor que la del método de momentos.
3. convergencia lenta para resolver estructuras resonantes.
4. debido a que la malla es de forma rectangular, no se puede amoldar adecuadamente a superficies curvas, tales como en el caso de contornos cilíndricos o esféricos.
5. como en todos los algoritmos de diferencias finitas, las cantidades del campo son solo conocidas en los nodos de la malla.

1.7.2. Métodos variacionales

En la resolución de problemas físicos o de ingeniería, se encuentra que a menudo es posible reemplazar el problema de integrar una ecuación diferencial por el problema equivalente de buscar una función que de un valor mínimo de alguna integral. Los problemas de este tipo son llamados problemas variacionales. Los métodos variacionales forman una base común tanto para el método de momentos como para el método de elementos finitos y dan una buena exactitud sin demandar excesivamente recursos de cómputo y tiempo. Los métodos variacionales pueden ser clasificados en dos grupos: directos e indirectos. El método directo es el método clásico de Rayleigh-Ritz, mientras que los métodos indirectos son colectivamente llamados como el método de los residuales ponderados. Entre los que se encuentran el método de Galerkin, el de mínimos cuadrados, etc.

El método de Rayleigh-Ritz es un método directo variacional para minimizar una ecuación funcional dada. Entonces se selecciona un juego linealmente independiente de funciones llamadas funciones de expansión o funciones base para construir una solución aproximada de la ecuación funcional. La solución tiene la forma de una serie finita de funciones ortogonales con coeficientes a_n . El mínimo se encuentra cuando las derivadas parciales con respecto a cada coeficiente son cero. Entonces se obtiene un juego de ecuaciones simultáneas. El sistema de ecuaciones algebraicas lineales es resuelto para encontrar los coeficientes de las funciones probatorias, que son sustituidos finalmente en la solución aproximada. Este método tiene la limitación principal que el principio variacional no existe en algunos problemas y por lo tanto no es posible definir una ecuación funcional.

1.7.3. Método del elemento finito

El método del elemento finito (FEM) tuvo su origen en el análisis estructural. Aunque el desarrollo matemático fue provisto por Courant [76] en 1943, el método fue aplicado a problemas electromagnéticos hasta 1968. Desde entonces el método ha sido utilizado en diversas áreas tales como problemas de guías de onda, microcintas y absorción de radiación electromagnética por cuerpos biológicos. Aunque el método de diferencias finitas y el método de momentos son conceptualmente más simples y fáciles de programar, el FEM es una técnica numérica más poderosa y versátil para manejar problemas que involucran geometrías complejas y medios no homogéneos. La generalidad sistemática del método hace posible construir programas de cómputo de propósito general para resolver una amplia gama de problemas. Consecuentemente, los programas desarrollados para una disciplina en particular han sido aplicados exitosamente para resolver problemas en un campo diferente con solo pequeñas modificaciones.

El análisis del elemento finito de cualquier problema involucra generalmente cuatro pasos [77]:

1. discretizar la región solución en un número finito de subregiones o elementos.
2. encontrar las ecuaciones que gobiernan un elemento típico
3. ensamblar todos los elementos en la región solución, y
4. resolver el sistema de ecuaciones obtenido.

La principal desventaja del FEM es la gran cantidad de memoria de cómputo y de tiempo requerido en el análisis.

1.7.4. Método de momentos

La terminología método de momentos (MoM) fue introducida a la comunidad electromagnética por Harrington [78] en 1968. El MoM es un procedimiento general para transformar una ecuación operador en una ecuación matricial finita que pueda ser resuelta por métodos directos o iterativos. El nombre de método de momentos tiene su origen en la literatura rusa [79]-[80] y tiene que ver con el proceso de tomar momentos al multiplicar por funciones de peso apropiadas e integrarlas. El MoM ha sido aplicado exitosamente a una amplia variedad de problemas electromagnéticos tales como radiación de elementos, arreglos, problemas de dispersión, aperturas, análisis de microcintas y de estructuras con pérdidas y patrones de radiación de antenas, entre otros. El procedimiento para aplicar el MoM usualmente involucra cuatro pasos:

1. formulación de un problema por una ecuación integral apropiada en un dominio finito
2. discretización de la ecuación integral en una ecuación matricial usando funciones base (o de expansión) y funciones de peso (o probatorias)
3. evaluación de los elementos de la matriz, y
4. solución de la ecuación matricial para obtener los parámetros de interés.

El MoM ha jugado un rol predominante en los métodos de solución electromagnéticos debido a que la naturaleza no confinada de las ondas electromagnéticas, éstas pueden ser reducidas a un dominio finito a través de una ecuación integral. La desventaja de este método es la dificultad de tratar con problemas de estructuras no lineales y no homogéneas.

1.7.5. Método de modelado de líneas de transmisión

El método de modelado de líneas de transmisión (TLM), también conocido como el método de la matriz de líneas de transmisión, es una técnica numérica para resolver problemas de campo usando circuitos equivalentes. Está basado en la equivalencia entre

las ecuaciones de Maxwell y las ecuaciones para voltajes y corrientes sobre una malla de líneas de transmisión. La principal característica de este método es la simplicidad de formulación y programación para una amplia gama de aplicaciones. En comparación con el modelo de parámetros concentrados, el TLM es más general y tiene mejor desempeño en altas frecuencias donde las propiedades de transmisión y reflexión de las discontinuidades geométricas no pueden ser ignoradas. Una ventaja del método es la gran cantidad de información generada en un solo cálculo computacional. No solo se puede obtener la respuesta al impulso de la estructura para encontrar la respuesta a una excitación dada, sino que también es posible encontrar el modo dominante y los modos de alto orden en el dominio de la frecuencia a través de la transformada de Fourier. El método TLM consiste en dividir la región solución en una malla rectangular de líneas de transmisión. Entonces, el método TLM involucra dos pasos:

1. reemplazar el problema de campo por una red equivalente y encontrar la analogía entre las cantidades del campo y de la red, y
2. resolver la red equivalente por métodos iterativos

El método está limitado por la cantidad de memoria de almacenamiento requerida, la cual depende de la complejidad de la estructura. El número de iteraciones requerido varía de cientos a miles, dependiendo del tamaño y de la complejidad de la malla.

Los métodos de análisis electromagnéticos descritos anteriormente poseen ventajas y desventajas de acuerdo a la aplicación. Posteriormente se lleva a cabo un análisis para justificar la selección del método utilizado en la formulación de los modelos matemáticos. Finalmente, estos modelos matemáticos desarrollados deben ser comprobados de forma experimental.

1.8. Conclusión

La tecnología de arreglos de fase ofrece ventajas significativas de desempeño sobre las antenas convencionales. Esto ha motivado que durante las tres últimas décadas haya habido un desarrollo muy importante en todo el mundo en esta tecnología. Sin embargo, uno de los principales retos sigue siendo el alto costo de los arreglos. Una de las configuraciones que busca reducir el costo del arreglo es la aproximación del arreglo reflectivo. Por otra parte, el diseño de elementos radiadores con elementos de control de fase integrados

puede reducir la complejidad, el volumen y el costo de los arreglos. Partiendo del principio de cambio de fase de la antena espirafase, se pueden diseñar elementos radiadores con desplazadores de fase integrados que aprovechen las ventajas de la polarización circular y de la tecnología de fabricación planar para desarrollar arreglos de fase integrados ligeros y de bajo costo.

Bibliografía

- [1] G Markov, D. Sazonov, Antenas, Editorial Mir Moscú
- [2] E. Brookner, "Major Advances in Phased Arrays: Part I," *Microwave Journal*, May 1997, pp. 288-294, "Major Advances in Phased Arrays: Part 11," *Microwave Journal*, June 1997, pp. 84-92.
- [3] N. Fourikis, Phased Array-Based Systems and Applications Dic. 1996
- [4] N. Fourikis, Advanced Array Systems, Applications and RF Technologies Junio 2000
- [5] E. Brookner, "Phased arrays around the world –Progress and future trends," *IEEE Int. Symp. on Phased Array Systems and Technology*, Boston MA. Oct 14-17, 2003, pp. 1-8.
- [6] B. Palumbo, "Some Examples of System Developments in Italy Based on Phased Array Technology," *1996 IEEE International Symposium on Phased Array Systems and Technology*, Boston, MA, October 15-18, 1996, pp. 444-449.
- [7] J.M. Colin, "Phased array radars in France: present and future," *IEEE International Symp. on Phased Array Systems and Technology*, 15 - 18 Oct. 1996, pp.458-462.
- [8] E. Brookner, "Phased-Array Radars," *Scientific American*, Febrero 1985, pp. 94-102.
- [9] E. Brookner, Aspects of Modern Radar, Cap. 2, LexBook, 282 Marrett Rd., Lexington, MA 02421 (Artech House), 1988.
- [10] E. Brookner, Radar Technology, LexBook, 282 Marrett Rd., Lexington, MA, 02421 (Artech House), 1977.

- [11] M. Sarcione, J. Mulcahey, D. Schmidt, K. Chang, M. Russell, R. Enzmann, P. Rawlinson, W. Gluzak, R. Howard, and M. Mitchell, "The Design, Development and Testing of the THAAD (Theater High Altitude Area Defense) Solid State Phased Array (formerly Ground Based Radar)," *1996 IEEE Intern. Symposium on Phased Array Systems and Technology*, Octubre 15-18, 1996, pp.260-265, Boston, MA.
- [12] E. D. Cohen, "Trends in the Development of MMICs and Packages for Active Electronically Scanned Arrays (AESAs)," *1996 IEEE International Symposium on Phased Arrays Systems and Technology*, Octubre 15-18, 1996, pp.1-4, Boston, MA.
- [13] C. F. Foss, "Long-Awaited Deal for COBRA Radar is Awarded", *Janes Defense Weekly*, Marzo 18, 1998.
- [14] G. J. Albarel, J. S. Tanner and M. Uhlmann, "AMSAR Antenna Architecture and Predicted Performance," *1996 IEEE International Symposium on Phased Array Systems and Technology*, Boston, MA, Octubre 15-18, 1996, pp. 450-453.
- [15] W. Gruener, J. P. Toernig, and P. J. Fielding, "Active-Electronically-Scanned-Array Based Radar System Features," *IEE 1997 International Radar Conference*, Edinburgh, Scotland, Octubre 14-16, 1997, pp. 339-343.
- [16] G. Albarel, J. S. Tanner, and M. Uhlmann, "The Trinational AMSAR Programmer: CAR Active Antenna Architecture," *IEE 1997 International Radar Conference*, Edinburgh, Scotland, Octubre 14-16, 1997, pp. 344-347.
- [17] H. P. Feldle, A. D. McLachlan, and Y. Mancuso, "Transmit/Receive Modules for X-band Airborne Radar," *IEE 1997 International Radar Conference*, Edinburgh, Scotland, Octubre 14-16, 1997, pp. 391-395.
- [18] G. Albarel, J. S. Tanner, and M. Uhlmann, "AMSAR Active Antenna Technology and First Measured Performance", *5th International Conference and Exhibition on Radar Systems*, Brest, France, Mayo 17-21, 1999, Session 2.2.
- [19] G. H. C Van Werkhoven, and A. K. Golshayan, "Calibration Aspects of the APAR Antenna Unit," *2000 IEEE International Conference on Phased Array Systems & Technology*, Dana Point, CA, Mayo 21-25, 2000, pp. 425-428.

- [20] A.K. Agrawal, B.A. Kopp, M.H. Luesse, and K.W. O'Haver, "Active Phased Array Antenna Development for Modern Shipboard Radar Systems," *Johns Hopkins APL Technical Digest*, Vol. 22, No. 4, 2001, pp. 600-612.
- [21] W. L. Fontana, and K.H. Krueger, "AN/SPY-3: The Navy's Next - Generation Force Protection Radar System," *IEEE 2003 International Symposium on Phased Array Systems and Technology*, Boston, MA, Octubre 14-17, 2003 pp. 594-604
- [22] L. Josephson, L. Erhage, and T. Emanuelsson. "An AESA Development Model for Next-generation Fighter Aircraft," *1996 IEEE International Symposium on Phased Array Systems and Technology*, Boston, MA, Octubre 15-18, 1996, pp. 454-457.
- [23] J. Rhea, "Active Array Antennas Head for the Sky's," *Military and Aerospace Electronics*, Ago. 1996.
- [24] E. R. Billam, and D. H. Harvey, "MESAR—An Advanced Experimental Phased Array Radar," *IEEE International Conference on Radar*," Oct. 19-21, 1987, pp. 37-40.
- [25] A. R. Moore, D. M. Salter, and W. K. Stafford, "MESAR Multi-Function, Electronically Scanned Adaptive Radar," *IEE 1997 International Radar Conference*, Edinburgh, Scotland, Oct. 14-16, 1997, pp. 55-59.
- [26] R. Scott, "PAAMS Deal Switches SAMPSON to Active Mode", *Janes Defense Weekly*, Dic. 15, 1999.
- [27] A. B. Smolders, "Design and Construction of a Broadband Wide-Scan Angle Phased-Array Antenna with 4096 Radiating Elements," *1996 IEEE International Symposium on Phased Array Systems and Technology*, Boston, MA, Octubre 15-18, 1996, pp. 87-92.
- [28] D. Archer, "Lens-Fed Multiple-Beam Arrays," *Microwave Journal*, Oct., 1975, pp. 37-42.
- [29] A. Black, , "Multibeam Systems," *Electronic Progress*, Vol. 17, No. 3, 1975, pp. 32-42,

- [30] M. E. Russell, A. Crain, A. Curran, R. A. Campbell, C. A. Drubin, and W. F. Miccioli, "Millimeter-Wave Radar Sensor for Automotive Intelligent Cruise Control (ICC)," *IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques*, Vol. 45, No. 12, Diciembre 1997, pp. 2444-2453.
- [31] E. Brookner, "Phased Arrays for the New Millennium," *2000 IEEE International Conference on Phased Array Systems & Technology*, May. 21-25, 2000, Dana Point, CA, USA, pp. 3-19.
- [32] J. J. Schuss, J. Upton, B. Myers, T. Sekina, A. Rohwer, P. Makridakas, R. Francois, L. Wardle, W. Kreutel, and R. Smith, "The IRIDIUM Main Mission Antenna Concept," *1996 IEEE International Symposium on Phased Array Systems and Technology*, Oct. 15-18, 1996, pp.411-415, Boston, MA.
- [33] M. Lisi, "Antenna technologies for multimedia mobile satellite communications," *Conf. on Antennas and Propagation, 2001. Eleventh International Conference on* (IEE Conf. Publ. No. 480), vol. 1, 17-20 Abr. 2001, pp. 241-245.
- [34] M. Lisi, "Phased array for satellite communication: a system engineering approach," *2000 IEEE International Conference on Phased Array Systems & Technology*, May. 21-25, 2000, Dana Point, CA, USA, pp. 193-196.
- [35] L. E. Brennan, J. D. Mallett, and I. S. Reed, "Adaptive Arrays in Airborne MTI Radar," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Vol. AP-24, No. 5, Sept. 1976, pp. 607-615.
- [36] J. Ward, "Space-time Adaptive Processing for Airborne Radar," MIT Lincoln Laboratory, Technical Report 1015, Dic. 13, 1994.
- [37]] F. W. Lee, and F. Staudaher, "The NRL Adaptive Array Flight Test Database," *Proceedings of the IEEE Long Island Section Adaptive Antenna Systems Symposium*, Nov. 1992, pp. 101-104.
- [38] L. E. Brennan, D.J. Piwinski, and F. M. Staudaher, "Comparison of Space-Time Adaptive Processing Approaches Using Experimental Airborne Radar Data," *The Record of the 1993 IEEE National Radar Conference*, Lynnfield, MA, Abril 20-22, 1993, pp. 176-181.

- [39] D. K. Fenner, and W. F. Hoover, Jr., "Test Results of a Space-Time Adaptive Processing System for Airborne Early Warning Radar", *IEEE 1996 National Radar Conference*, Mayo 13-16, 1996, Ann Arbor, Michigan.
- [40] C. Hemmi, R. T. Dover, A. Vespa, and M. Fenton, "Advanced Shared Aperture Program (ASAP) Array Design," *1996 IEEE International Symposium on Phased Array Systems and Technology*, Octubre 15-18, 1996, pp. 278-282, Boston, MA.
- [41] S. A. W. Moore, and G. A. Hockham, "Dual Frequency Multi-Function Radar Antenna Research," *IEE 1997 International Radar Conference*, Edinburgh, Scotland, Octubre 14-16, 1997, pp. 50-54.
- [42] I. W. T. A de Heig, and I. H. T. Muskens, "Multi-Channel Receiver and Optical Data Link for Radar Systems with Digital Beamforming," *The Record of the IEEE 1995 International Radar Conference*, May 8-11, 1995, pp. 201-206, Alexandria, VA.
- [43] H. Steyskal, "Digital Beamforming at Rome Laboratory," *The Rome Laboratory Technical Journal*, Vol. 1, No. 1, Jun. 1995, pp.7-22.
- [44] E. Brookner, *Tracking and the Kalman Filter Made Easy*, John Wiley & Sons, Inc., New York City, N.Y., 1988.
- [45] A. Garrod, "Digital Modules for Phased Array Radar," *1996 IEEE International Symposium on Phased Array Systems and Technology*, Oct. 15-18, 1996, Boston, MA. pp. 81-86,
- [46] L. Pettersson, M. Danestig, and U. Sjostrom, "An Experimental S-Band Digital Beamforming Antenna," *1996 IEEE International Symposium on Phased Array Systems and Technology*, Oct. 15-18, 1996, Boston, MA. pp.93-98,
- [47] W. S. Song, "A New 3-GSPS 65-GOPS UHF Digital Radar Receiver and Its Performance Characteristics," *ALISOMAR Conf.* 1997
- [48] B. H. Cantrell, J.W. de Graaf, and L. M. Leibowitz, "Digital Active-Aperture Phased-Array Radar," *IEEE International Conference on Phased Array Systems & Technology*, Dana Point, CA, May. 21-25, 2000.
- [49] G. W. Meurer, B. Cantrell, and R. Stapleton, "Digital Array Technology for Radar Applications," *IEEE 2000 International Radar Conference*, Washington, D.C., May. 8-12, 2000.

- [50] B. Cantrell, J. De Graaf, F. Willwerth, G. Meurer, L. Leibowitz, C. Parris, and R. Stapleton, "Development of a Digital Array Radar (DAR)," *IEEE AESS Magazine*, Marzo, 2002, pp. 22-27.
- [51] D. P. Scholnik, and J. O. Coleman, "Optimal Design of Wideband Array Patterns," *IEEE 2000 International Radar Conference*, Washington, D.C., Mayo 8-12, 2000.
- [52] W. S. Song, E. J. Baranoski, and D. R. Martinez, "One Trillion Operations Per Second On-Board VLSI Signal Processor for Discoverer II Space Radar," *Aerospace Conference Proceedings, 2000 IEEE*, Mar. 18-25, 2000.
- [53] W. S. Song, M. M. Vai, H. T. Nguyen, and A. H. Horst, "High-Performance Low-Power Polyphase Channelizer Chip_Set," *Signals, Systems and Computers, 2000, Conference Record of the Thirty-Fourth Asilomar Conference*, Vol. 2, 2000.
- [54] J. B. L. Rao, P. K. Hughes III, G. V. Trunk, and J. C. Sureau, "Affordable Phased-Array for Ship Self-Defense Engagement Radar" *Proceedings of the 1996 IEEE National Radar Conference*, May. 13-16, 1996, Ann Arbor, Michigan, pp. 32-37.
- [55] J. B. L. Rao, G.V. Trunk, and D.P. Patel, "Two low-cost phased arrays," *IEEE Aerospace and Electronic System Magazine*, vol. 12, núm. 6, Jun. 1997, pp. 39-44.
- [56] Jean-Marie Colin, , "Phased Array Radars in France: Present and Future," *1996 IEEE International Symposium on Phased Array Systems and Technology*, Oct. 15-18, 1996, Boston, MA. pp.458-462,
- [57] T. W. Bradley et al. "Development of a Voltage-Variable Dielectric (VVD), Electronic Scan Antenna," *IEE 1997 International Radar Conference*, Edinburgh, Oct. 14-16, 1997, pp. 383-385.
- [58] J. K. Smith, F. W. Hopwood, and K. A. Leahy, "MEM Switch Technology in Radar," *IEEE 2000 Intern. Radar Conf.*, pp. 193-198.
- [59] R. J. Mailloux, "Technology for array control," *2003 IEEE International Symp. on Phased Array Systems and Technology*, 14-17 Oct. 2003, pp. 35-39.
- [60] L. Corey, E. Jaska, and J. Guerci, "Phased-array development at DARPA," *2003 IEEE Int. Symp. on Phased Array Systems and Technology*, Boston MA. Oct 14-17, 2003, pp. 9-16

- [61] W. Weedon, W. Payne, and G. Rebeiz, "MEMS-Switched Reconfigurable Antennas," *2001 IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium*, Vol. 3, pp. 654-657.
- [62] J. Schaffner, D. Sievenpiper, R. Loo, J. Lee, and S. Livingston, "A Wideband Beam Switching Antenna Using RF MEMS Switches," *2001 IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium*, Vol. 3, pp. 658-661.
- [63] D. Parker, and D.C. Zimmermann,. "Phased arrays -part I: theory and architectures," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* , vol. 50 , no. 3, Marzo 2002, pp. 678-687.
- [64] D. Parker, and D.C. Zimmermann, "Phased arrays-part II: implementations, applications, and future trends," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 50, no. 3 , Marzo 2002, pp. 688-698base .
- [65] H. P. Feldle, and K. Solbach, "Passive and active phased arrays using solid state technologies," *IEE Colloquium on Phased Arrays*, 9 Dic. 1991, pp. 1-4.
- [66] D. G. Berry, R. G. Malech, and W. A. Kennedy, "The reflectarray antenna," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Vol. AP-11, pp.645-651, Nov, 1963.
- [67] J. Huang, "Capabilities of printed reflectarray antennas," *IEEE International Symp. on Phased Array Systems and Technology*, 1996., 15 - 18 Oct. 1996, pp. 131-134.
- [68] J. Huang, "Microstrip reflectarray," in Proc. *IEEE Int. Symp. Antennas Propagat.*, ON, Canada, Jun. 1991, pp.612-615.
- [69] D. M. Pozar, and T.A. Metzler, "Analysis of a reflectarray antenna using microstrip patches of variable size," *Electron. Lett.* , vol. 29 , núm. 8 , 15 Abril 1993, pp. 657.658.
- [70] J. Huang, and R.J. Pogorzelski, "Microstrip reflectarray with elements having variable rotation angles," *IEEE Antennas and Propagat. Society International Symp.*, Digest , vol. 2, 13 - 18 Jul. 1997, pp. 1280-1283.
- [71] H. R. Phelan, "Spiraphase -a new, low-cost phase array. part I. Theory and concept," *Microwave J.*, vol. 19, No. 12, pp 41-44, Dic. 1976.
- [72] A. Fox, "An adjustable waveguide phase changer," *PIRE*, vol. 35, No. 12, pp. 1489-1498, Dic. 1947.

- [73] A. E. Martynyuk, and Y. K. Sidoruk, "Low-loss phase shifters for Ka band phased array," *IEEE Proceed. Int. Conf. on Phased Array Systems and Technology*, Dana Point CA. 21-25 May. 2000, pp. 53-56.
- [74] K. S. Yee, "Numerical solution of initial boundary-value problems involving Maxwell's equations in isotropic media," *IEEE Trans. Ant, Prop.*, vol. AP-14, May 1966, pp. 302-307.
- [75] A. Taflove, and M. E. Brodwin, "Numerical solution of steady-state electromagnetic scattering problems using time-dependent Maxwell's equations," *IEEE Micro. Theo. Tech.*, vol. MTT-23, no. 8. Aug. 1975, pp. 623-630.
- [76] R. Courant, "Variational methods for the solution of problems of equilibrium and vibrations," *Bull. Am. Math. Soc.*, vol. 49, 1943, pp. 1-43.
- [77] M. N. O. Sadiku, "A simple introduction to finite element analysis of electromagnetic problems," *IEEE Trans. Educ.*, vol. 32, no. 2, May. 1989, pp. 85-93.
- [78] R. F. Harrington, "Matrix methods for field problems," *Proc. IEEE*, vol. 55, no. 2, Feb. 1967, pp. 136-149.
- [79] L.V. Kantorovich and V. I. Krilov, *Aproximate Methods of Higher Analysis* (trad. C. D. Benster). Nueva York: John Wiley, 1964.
- [80] Y. U. Vorobev, *Method of Moments in Applied Mathematics* (trad. Seckler) Nueva York: Gordon & Breach, 1965.

Capítulo 2

Análisis Electrodinámico de Superficies Selectivas de Frecuencia Basadas en Aperturas Anulares

2.1. Introducción

La propuesta de desarrollo de arreglos de fase de alto desempeño y bajo costo está apoyada en tres consideraciones principales: La primera es la posibilidad de desarrollar un arreglo reflectivo basado en las tecnologías modernas de fabricación planares sobre un sustrato dieléctrico. La segunda es la integración del desplazador de fase en cada uno de los elementos radiadores del arreglo y la tercera es la utilización del principio espirafase que utiliza las ventajas de la polarización circular.

El estado del arte de los sistemas y componentes de microondas y ondas milimétricas desarrollados indica que las tecnologías de fabricación planares son capaces de proveer una plataforma de alto nivel para alcanzar los requerimientos de bajo costo y alta integración [1]. Hoy en día, a pesar del enorme desarrollo alcanzado en los últimos años por la tecnología monolítica, muchas aplicaciones son desarrolladas con tecnología híbrida debido a su versatilidad y alto desempeño. La posibilidad de desarrollar un arreglo que utilice las técnicas de fotolitografía sobre un sustrato dieléctrico y que mediante tecnología híbrida integre en cada elemento radiador un mecanismo de corrimiento de fase es abordada en el presente capítulo. La factibilidad de la integración de un desplazador de fase en cada elemento radiador está apoyada en el principio de cambio de fase que se

utiliza en la antena tipo espirafase [2]. En particular, la propuesta es adaptar este principio a resonadores anulares de ranura para minimizar los errores de fase y la modulación de amplitud parásita [3] y para proveer grandes ángulos de exploración.

Para tal propósito, resulta necesario el estudio y análisis de estructuras periódicas planas que serán la base del arreglo. Dichas estructuras reciben el nombre de superficies selectivas de frecuencia (SSF). En el presente capítulo se propone, modela y analiza la superficie selectiva de frecuencia basada en aperturas anulares con cortos que será la base del arreglo reflectivo de la presente investigación.

El diseño de las superficies selectivas de frecuencia conlleva a tomar en cuenta muchos parámetros del arreglo. Un diseño descuidado incrementa el costo de su realización y limita su desempeño. Además, la necesidad de un procedimiento de síntesis eficiente es un factor de peso cuando se requiere un fuerte control sobre la respuesta en frecuencia. Por tal motivo es necesario desarrollar los modelos matemáticos adecuados que tomen en cuenta la mayoría de los factores de la superficie para poder optimizar el diseño.

2.2. Superficies Selectivas de Frecuencia

El análisis y diseño de superficies selectivas de frecuencia ha recibido mucha atención en los últimos años debido a la variada gama de aplicaciones. Las propiedades especiales de las superficies selectivas de frecuencia han permitido aplicaciones muy útiles en el desarrollo de antenas debido a la característica de filtrado de frecuencias en el espacio [4].

Una SSF es básicamente un arreglo periódico bidimensional de parches conductores en un sustrato dieléctrico o aperturas sobre una pantalla metálica tal como se muestra en la Fig. 2.1. Para el primer caso la respuesta de la estructura es un filtro supresor de banda, mientras que para el segundo la respuesta es un filtro paso banda. El tamaño y topología de los elementos junto con la periodicidad determinan la respuesta en frecuencia del arreglo [5].

Las SSF han sido ampliamente usadas en aplicaciones espaciales y en telecomunicaciones, principalmente al ser integradas a las antenas de sistemas fijos y móviles. Las aplicaciones tradicionales han sido en radomos [6], subreflectores dicróicos [7] y lentes de arreglos transmitivos y reflectivos [8]-[11]. Las aplicaciones más recientes son etiquetas para identificación por radiofrecuencia (RFID), dispositivos anticolidión, rutas de robots guiados, supresión de interferencia y sistemas de baja probabilidad de intercepción [12].

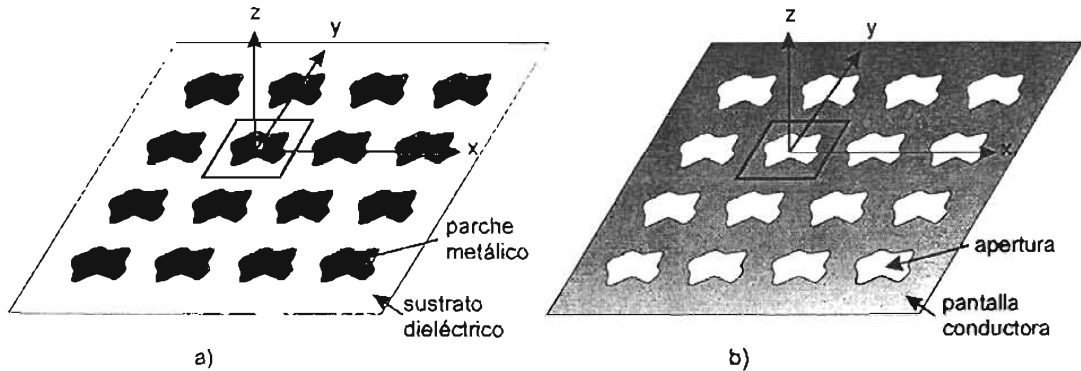


Figura 2-1: Superficie selectiva de frecuencia. a) tipo parche, b) tipo apertura.

Además, las capacidades de las SSF han sido ampliadas al integrarles dispositivos activos a la celda unitaria de la estructura periódica [13]. Tales elementos pueden permitir funciones de amplificación, mezcla, corrimiento de fase y oscilación, entre otras. Para el caso del control operativo del haz de una antena basada en una SSF es posible introducir elementos de impedancia variable que al ser controlada por algún parámetro eléctrico permita tener el control externo del haz [14].

2.3. Principio de operación de las SSF

Las SSF se comportan básicamente como un filtro electromagnético pasivo. La Fig. 2.2a muestra una respuesta típica del coeficiente de transmisión de un arreglo de conductores. La estructura es transparente para las frecuencias que se encuentran dentro de su banda de paso, mientras que las ondas incidentes de las frecuencias que se ubican en la banda de rechazo son reflejadas. La resonancia se presenta debido a las corrientes inducidas en los elementos y la superficie actúa como una pantalla metálica en la frecuencia de resonancia. En el caso de una superficie de aperturas ahora su respuesta típica es la mostrada en la Fig. 2.2b. La fuerte concentración de campo en las aperturas a la frecuencia de resonancia determina una respuesta paso banda haciendo que la estructura sea transparente para la onda incidente a dicha frecuencia. Los anchos de banda son definidos normalmente en el nivel de -10 dB para reflexión y -0.5 dB para transmisión [15].

Los elementos están periódicamente arreglados en la superficie sobre una geometría

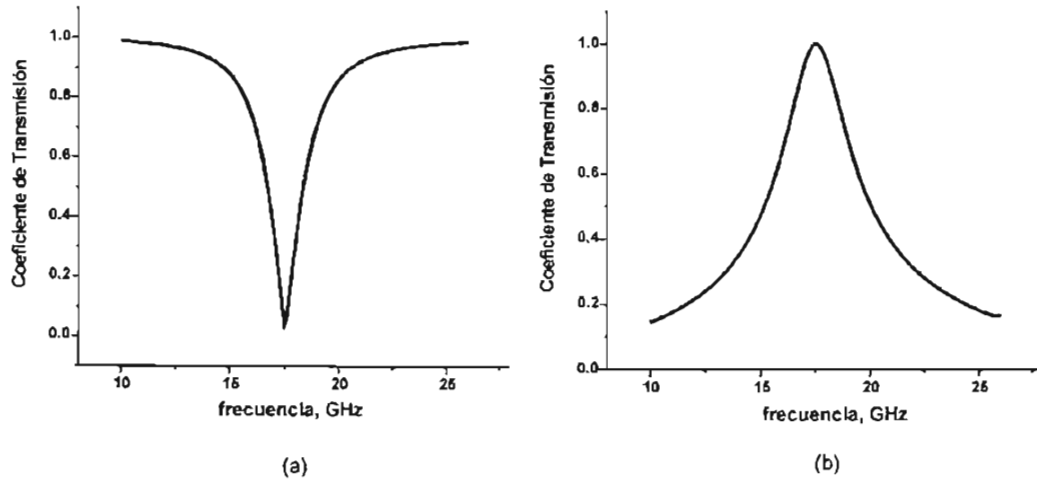


Figura 2-2: Coeficiente de transmisión para las SSF. a) tipo parche, b) tipo apertura

definida por un enrejado que puede ser rectangular o triangular. Las dimensiones de la malla tienen un papel muy importante debido a que si los elementos están grandemente espaciados entonces aparecerán máximos secundarios de radiación. La frecuencia de resonancia está en función de la geometría y las dimensiones de los elementos, asimismo, el dieléctrico que sirve como soporte de la estructura también tiene un efecto sobre la frecuencia de resonancia y el ancho de banda del arreglo [16]. La introducción al arreglo de un segundo elemento o apertura con diferentes dimensiones producirá una resonancia múltiple y con ello es posible mejorar alguna característica del desempeño del arreglo. Por otra parte, cuando se requiere mejorar el ancho de banda es posible apilar dos o más SSF para desarrollar una superficie multibanda.

En la Fig. 2.3 se muestra una selección de los elementos más estudiados en este tipo de superficies: dipolo, dipolo en cruz, cruz de Jerusalén, círculo, rectángulo, tripolo, anillo y lazo cuadrado.

El elemento más simple es el dipolo y representa, como en el caso del estudio de las antenas, un elemento clave en la comprensión de las SSF. Otros elementos son combinaciones de dipolos y los restantes son elementos de diferentes formas geométricas tales como círculos, anillos y rectángulos.

La forma del elemento juega un papel importante en las SSF. El elemento debe soportar la polarización de la onda incidente y tiene mucha influencia en el desempeño del arreglo. Los parámetros principales son su nivel de polarización cruzada, su ancho de

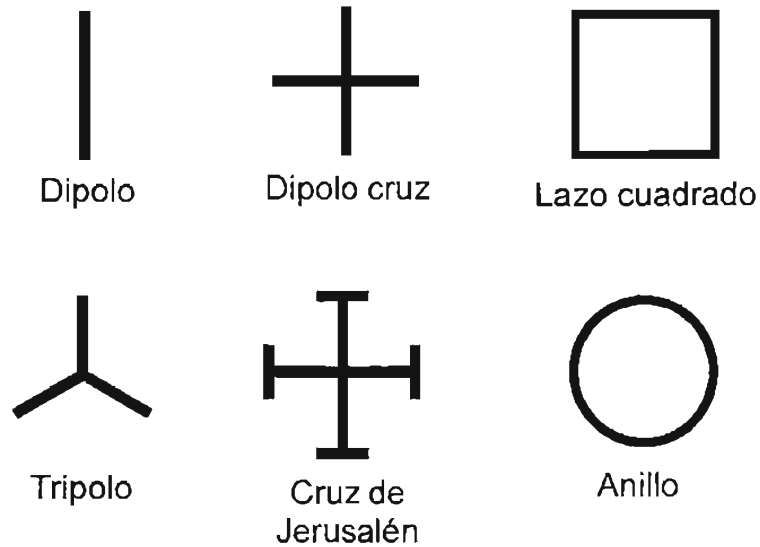


Figura 2-3: Elementos comunes en las SSF.

banda, su estabilidad de frecuencia de resonancia con respecto al ángulo de incidencia y su relación de separación entre bandas (f_r/f_t). En la tabla 2-1 se enlistan estos parámetros para diferentes formas de elementos [19]. *Calificación: El mejor=1, el segundo mejor=2,...* Basado en el desempeño de una estructura de una capa.

La frecuencia de resonancia del dipolo tiene la peor estabilidad con respecto a las variaciones del ángulo de incidencia debido a que si la dirección de incidencia es oblicua al dipolo entonces, dependiendo del ángulo de incidencia, la longitud proyectada del dipolo será menor a media longitud de onda y con ello no resonará efectivamente [4]. Por esta razón, la frecuencia de resonancia de los elementos dipolo o dipolo en cruz cambia drásticamente cuando las ondas poseen ángulos de incidencia elevados, por lo que su respuesta es de banda angosta. Las características de las SSF con elementos dipolo en cruz cambian fuertemente cuando el ángulo de incidencia es dirigido de la normal a 40 grados y la relación (f_r/f_t) es de 7:1 para una superficie de una capa [7] y de 4:1 para una superficie de doble capa [17]. Es posible obtener espaciamientos de banda más pequeños y una insensibilidad del ancho de banda a la variación del ángulo de incidencia al utilizar dipolos apilados entre dieléctricos de media longitud de onda [18], sin embargo, en muchas aplicaciones se requieren estructuras más simples y de bajo peso por lo que esta solución es inadecuada.

Cuadro 2.1: Desempeño de elementos usados en las SSF

Elemento	Estabilidad (frecuencia de resonancia vs. ángulo de incidencia)	Nivel de Polarización cruzada	Mayor ancho de banda	Pequeña separación de banda
Dipolo	4	1	4	1
Dipolo cargado	1	2	1	1
Dipolo cruz	3	3	3	3
Tripolo	3	3	3	2
Cruz de Jerusalén	2	3	2	2
Lazo cuadrado	1	1	1	1
Anillo	1	2	1	1

Por otra parte, los arreglos con parches circulares proveen una banda de reflexión más grande con curvas de variación relativamente suaves. Esto se puede deducir del hecho de que el ancho de banda se incrementa al incrementar el ancho del dipolo cruzado. Otros elementos que ofrecen mejores desempeños son los lazos cuadrados y los anillos. Los arreglos de anillos en retículas cuadradas o triangulares proveen una separación de banda de 3:1 con anchos de banda de 26 % y ángulos de incidencia hasta 45 grados [20]. Las SSF basadas en elementos de doble lazo cuadrado y doble anillo ofrecen separaciones de banda de 1.5:1 a 2:1 [21]. La frecuencia de resonancia para estos arreglos es estable con respecto a los cambios del ángulo de incidencia. Además, la simetría con respecto al eje x y al eje y ofrecen ventajas para el uso de polarizaciones circulares.

Una SSF que ofrece excelentes características es la que utiliza como elementos las aperturas anulares. Los resultados medidos para esta superficie muestran bajas pérdidas de inserción y bajo nivel de polarización cruzada [22]. Esta superficie permite ajustar su respuesta paso banda al modificar el ancho del anillo y su comportamiento ante ángulos de incidencia de 25 grados se reporta como muy bueno [23]. La geometría de estos elementos soporta la polarización circular y representa una forma interesante para introducir elementos que permitan simular una rotación mecánica y con ello aplicar el principio

de cambio de fase de Fox [24], que es utilizado en las antenas de tipo espirafase [2]. La propuesta es introducir cortos metálicos que conecten la parte metálica exterior e interior del anillo con el propósito de introducir un mecanismo de corrimiento de frecuencia y de fase para poder ser aplicados en sistemas de arreglos de fase [25].

2.4. Modelo matemático de las SSF con aperturas anulares

La teoría clásica de arreglos basada en el principio de la multiplicación establece que cuando las antenas con patrones de radiación no isotrópicos son usadas como elementos radiadores en un arreglo, entonces el patrón de radiación del arreglo puede ser expresado como el producto entre el factor del arreglo y el factor del elemento. Esta teoría está basada en la suposición de que el acoplamiento mutuo entre los diferentes elementos del arreglo puede ser despreciado. Sin embargo, cuando muchos elementos son colocados en un arreglo, generalmente existirá un acoplamiento mutuo entre ellos, sobre todo cuando consideramos que el espaciado entre ellos es menor a media longitud de onda. Los efectos del acoplamiento mutuo entre elementos descritos en [26] tienen un efecto triple: 1) La impedancia de radiación de un elemento en un arreglo es diferente de su valor en el espacio libre y depende de la exploración del haz, 2) Existe un cambio en el patrón de radiación y 3) Se presenta una degradación de las características de polarización.

La variación de la impedancia de radiación produce un desacoplamiento de impedancias entre el alimentador y la antena. Este desacoplamiento produce una reducción de la eficiencia de la antena y la aparición de lóbulos espurios. Otro efecto severo del acoplamiento mutuo es la aparición de picos de supresión muy profundos y agudos en el patrón de radiación del elemento central del arreglo cuando el resto de los elementos están terminados idealmente. Este fenómeno ocurre cuando toda la superficie es excitada y el haz principal es explorado a un cierto ángulo donde los elementos centrales son incapaces de radiar una porción significativa de la potencia disponible, lo cual produce un fuerte desacoplamiento entre el alimentador y la antena. Estas direcciones son referidas como puntos ciegos del arreglo y este efecto reduce su región de exploración. En conclusión, la teoría clásica de arreglos no permite explicar ni predecir los diferentes efectos del acoplamiento mutuo. Por lo tanto se requiere de una teoría más completa para el adecuado análisis y diseño de los arreglos.

2.4.1. Selección del método de análisis

Los diferentes métodos descritos en el capítulo anterior constituyen una poderosa herramienta en el análisis de problemas electromagnéticos. Si bien es cierto que un mismo problema puede ser resuelto por una variedad de métodos, es importante escoger el que mejor se adapte al problema en particular con el propósito de obtener mejores exactitudes, simplicidad, estabilidad y ahorro en tiempo de cálculo y recursos de cómputo.

Con base en el análisis de la dispersión de una onda electromagnética plana que incide sobre una estructura infinita periódica delgada con aperturas anulares, se describen las ventajas y desventajas de los diferentes métodos.

El método de diferencias finitas FD-TD y el método TLM tienen la limitación de utilizar mallas de forma rectangular, las cuales no se amoldan a la geometría de las aperturas anulares, por lo que para poder tener una resolución adecuada se requiere una malla muy fina, lo que provoca un elevado número de nodos y consecuentemente, de datos. Esto conlleva a un tiempo de ejecución del programa muy grande. Por otra parte, ambos métodos consideran la propagación de un pulso en la red y los errores son acumulativos a medida que el pulso se propaga, por lo que la exactitud resulta ser baja.

El método de elemento finito es utilizado principalmente en la resolución de problemas interiores. La aplicación de este método a problemas en regiones no confinadas como dispersión y radiación presenta ciertos problemas debido a la dificultad de poder expresar las condiciones del campo en la zona abierta.

La formulación estándar que ha sido usada por mucho tiempo en la solución de estructuras periódicas es el MoM en el dominio espectral. Utilizando el teorema de Floquet, una estructura plana infinita puede ser analizada resolviendo los campos desconocidos en una sola celda periódica. Además, utilizando el acoplamiento modal en el plano del arreglo, la representación modal del campo para las aperturas anulares está bien definida por los modos de la guía de onda coaxial que constituyen las funciones de expansión naturales. La representación del campo en la zona lejana para el problema de dispersión está bien definida debido al uso de armónicos de Floquet para expresar el campo en la zona abierta. La utilización del método de Galerkin, que establece que las funciones de peso son idénticas a las de expansión, asegura una rápida convergencia con resultados de exactitud adecuada. Por lo tanto, en el presente análisis, basándose en el teorema de Floquet, se utilizó el acoplamiento modal del campo electromagnético en una celda unitaria de la estructura periódica para la formulación de las ecuaciones integrales, las cuales fueron resueltas por el método de momentos de Galerkin. Es importante reconocer

que el MoM en aplicaciones de radiación y dispersión tiene limitaciones con estructuras que son eléctricamente grandes, esto es debido al costo de almacenamiento, inversión y cálculo de elementos de la matriz que resulta ser muy grande en estos casos.

El teorema de Floquet permite analizar estructuras periódicas planas infinitas al describir los campos electromagnéticos en la región abierta fuera del arreglo en términos de un juego de modos ortogonales. Estos modos representan físicamente ondas planas TE o TM que se propagan o decaen fuera del plano donde se sitúa la estructura periódica. El teorema de Floquet es una extensión del teorema de la serie de Fourier para una función periódica y permite una descripción modal del campo de una estructura plana infinita al resolver los campos o las corrientes desconocidos en una sola celda del arreglo periódico. Se ha demostrado experimentalmente que cuando una celda tiene más de dos anillos de celdas alrededor de sí entonces dicha celda se comporta como si estuviera en un arreglo periódico infinito. Para ángulos de exploración mayores a 50 grados se requieren más de dos anillos de celdas alrededor del elemento para que éste sienta un ambiente de arreglo periódico infinito.

El procedimiento básico es expandir la distribución desconocida del campo eléctrico cerca de la pantalla metálica en una sumatoria de modos Floquet y relacionar los campos magnéticos desconocidos en los dos lados de la pantalla con las admitancias modales correspondientes en estas dos regiones [8]. Acoplando apropiadamente las componentes tangenciales del campo en la pantalla, se obtiene una ecuación integral para el campo eléctrico desconocido en la apertura. Entonces la distribución del campo eléctrico desconocida es representada por un nuevo juego de funciones ortogonales denominadas funciones base. Utilizando el método de momentos [27], la ecuación integral es reducida a un sistema de ecuaciones algebraicas lineales en un dominio finito que puede ser resuelto numéricamente por medios directos o iterativos mediante una computadora. Una vez conocida la distribución del campo en la apertura, pueden determinarse las características de transmisión y de reflexión de la superficie.

2.4.2. Formulación modal de la SSF infinita de aperturas anulares

En la presente formulación modal se hacen las siguientes consideraciones: (1) la extensión de la SSF es infinita, por lo tanto la difracción producida por los bordes en un arreglo real es ignorada, (2) la radiación incidente a la SSF es una onda plana monocromática,

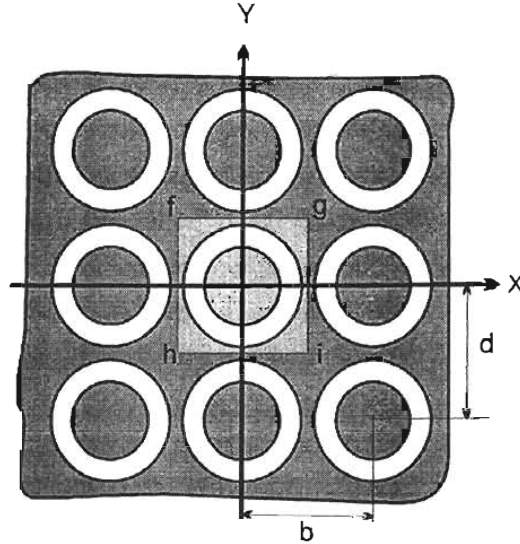


Figura 2-4: Estructura periódica infinita de aperturas anulares en el plano XY.

por lo que otros tipos de fuente pueden ser tratados como una superposición de ondas planas, y (3) la pantalla conductora es infinitesimalmente delgada.

Considerando la estructura periódica plana infinita de aperturas anulares en el plano XY mostrada en la Fig. 2.4 con celda unitaria $fghi$. Las aperturas anulares idénticas de geometría perfecta están ubicadas en los nodos de una malla rectangular y poseen una periodicidad invariante a lo largo de las direcciones x y y . b y d son las dimensiones de la celda en los ejes x y y , respectivamente.

Los modos vectoriales Floquet $\vec{\Psi}_{\ell mn}$ constituyen un juego ortonormal completo de eigenfunciones sobre la celda periódica. Estos modos son desarrollados en [28] y se presentan en el apéndice A. Físicamente, los modos Floquet vectoriales $\vec{\Psi}_{\ell mn}$ son ondas planas TE y TM que se propagan hacia o desde el plano $z = 0$. En aplicaciones prácticas son de interés los campos a una distancia grande (zona lejana). En la zona lejana, generalmente solo existen un modo TE y TM , ya que los modos de alto orden son generalmente evanescentes. Entonces es posible analizar la dispersión de una onda electromagnética que incide sobre la superficie haciendo una correcta aplicación del teorema de Floquet para plantear la formulación modal del problema.

La formulación modal considera que una onda electromagnética plana incide en una pantalla conductora delgada con aperturas anulares idénticas. θ_0 es el ángulo entre el

vector de propagación \vec{k} de la onda plana incidente con la normal del plano de la pantalla (ángulo de elevación), y φ_0 es el ángulo entre el eje x y la proyección del vector de propagación \vec{k} sobre el plano XY (ángulo azimutal).

Los campos electromagnéticos cerca de la pantalla deben de satisfacer los requerimientos de periodicidad impuestos por el teorema de Floquet. Por lo que se deben acoplar los diferentes modos en el plano $z = 0$ dentro de la celda unitaria y mediante la aplicación de las condiciones de frontera se encuentra la ecuación integral en un dominio finito para entonces poderla resolver de forma numérica.

2.4.3. Método del acoplamiento modal

El método del acoplamiento modal, desarrollado en [8] para aperturas rectangulares, consiste en dividir el espacio en diferentes regiones con interfaces $z = z_1, z_2, \dots$. En cada región el medio y la geometría son constantes a lo largo de z . En cada región se hace una expansión de los campos mediante los modos Floquet. Las ecuaciones integrales son formuladas para satisfacer las condiciones de frontera en las interfaces $z = z_1, z_2, \dots$. La onda incidente se propaga en la dirección positiva de z . En el plano $z = 0$ el campo total está formado por tres componentes: el campo incidente, el campo reflejado y el campo transmitido. Todos estos campos pueden ser representados por los modos Floquet. El método de acoplamiento modal es utilizado para encontrar las características de reflexión y transmisión de la SSF de aperturas anulares mostrada en la Fig. 2.5. Se considera que la pantalla conductora donde se encuentran las aperturas es infinitesimalmente delgada y se encuentra en $z = 0$. Dicha pantalla se encuentra impresa sobre un sustrato dieléctrico de permitividad relativa ϵ_r y grosor arbitrario h .

Las componentes transversales de los campos incidentes \vec{E}_τ^i y \vec{H}_τ^i pueden expresarse como una expansión de los modos Floquet vectoriales:

$$\begin{aligned}\vec{E}_\tau^i(z \leq 0) &= \sum_{\ell=1}^2 A_{\ell 00} \vec{\Psi}_{\ell 00} \exp(-jk_{00}^z z) \\ \vec{H}_\tau^i(z \leq 0) &= \sum_{\ell=1}^2 A_{\ell 00} Y_{\ell 00} \vec{a}_z \times \vec{\Psi}_{\ell 00} \exp(-jk_{00}^z z)\end{aligned}\quad (2.1)$$

donde $A_{\ell 00}$ es la magnitud de la onda incidente, $\vec{\Psi}_{\ell 00}$ es el modo Floquet incidente, k_{00}^z es el número de onda del modo Floquet incidente, $Y_{\ell 00}$ son las admitancias modales para el

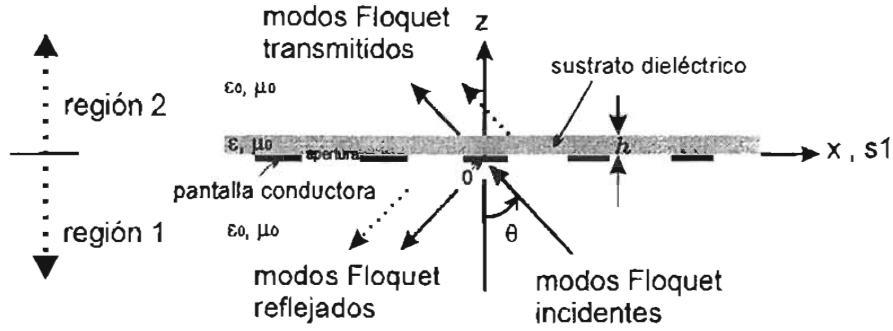


Figura 2-5: Estructura periódica en el plano XZ.

modo Floquet incidente en la región 1 ($z \leq 0$) y el subíndice $\ell = 1$ y $\ell = 2$ denota los modos TE y TM , respectivamente.

Las componentes transversales del campo reflejado pueden ser expandidas en modos Floquet como:

$$\begin{aligned} \vec{E}_\tau^R(z \leq 0) &= \sum_{\ell=1}^2 \sum_m \sum_n R_{\ell mn} \vec{\Psi}_{\ell mn} \exp(jk_{mn}^z z) \\ \vec{H}_\tau^R(z \leq 0) &= - \sum_{\ell=1}^2 \sum_m \sum_n R_{\ell mn} Y_{\ell mn} \vec{a}_z \times \vec{\Psi}_{\ell mn} \exp(jk_{mn}^z z) \\ m, n &= 0, \pm 1, \pm 2, \dots \end{aligned} \quad (2.2)$$

donde $R_{\ell mn}$ son los coeficientes de reflexión de los correspondientes modos Floquet del sistema ortogonal de vectores normalizados $\vec{\Psi}_{\ell mn}$, $Y_{\ell mn}$ son las admitancias modales en la región 1 y $k_{\ell mn}^z$ son los números de onda de sus correspondientes modos Floquet.

Las admitancias modales $Y_{\ell mn}$ en la región del espacio libre están dadas por:

$$\begin{aligned} Y_{1mn} &= \frac{k_{mn}^z}{\omega \mu_0} \\ Y_{2mn} &= \frac{\omega \epsilon_0}{k_{mn}^z} \end{aligned} \quad (2.3)$$

Las componentes transversales de la onda transmitida se expresan mediante el teorema

de Floquet de la siguiente forma:

$$\begin{aligned}\bar{E}_\tau^T(z \geq 0) &= \sum_{\ell=1}^2 \sum_m \sum_n T_{\ell mn} \bar{\Psi}_{\ell mn} \exp(-jk_{mn}^z z) \\ \bar{H}_\tau^T(z \geq 0) &= \sum_{\ell=1}^2 \sum_m \sum_n T_{\ell mn} Y_{\ell mn}^+ \bar{a}_z \times \bar{\Psi}_{\ell mn} \exp(-jk_{mn}^z z) \\ & \quad m, n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots\end{aligned}\quad (2.4)$$

donde $T_{\ell mn}$ son los coeficientes de transmisión de los correspondientes modos Floquet $\bar{\Psi}_{\ell mn}$ y $Y_{\ell mn}^+$ son las admitancias modales de los modos Floquet en la región 2 ($z > 0$) y toman en cuenta el dieléctrico que sirve de soporte a la superficie. La región 2 es modelada mediante un circuito equivalente de línea de transmisión y para modelar el dieléctrico se considera una línea de longitud h . Esta línea es conectada a una carga de impedancia $Y_{\ell mn}$ que corresponde a la impedancia de la admitancia modal en el espacio libre. El circuito equivalente se muestra en la Fig. 2.6 y las admitancias modales $Y_{\ell mn}^+$ de la región 2 son obtenidas a partir de la expresión utilizada para calcular la admitancia de entrada de una línea de transmisión:

$$Y_{\ell mn}^+ = Y_{\ell mn}^d \frac{Y_{\ell mn} + jY_{\ell mn}^d \tan(k_{mn}^z h)}{Y_{\ell mn}^d + jY_{\ell mn} \tan(k_{mn}^z h)} \quad (2.5)$$

donde $Y_{\ell mn}^d$ es la admitancia modal en la región del dieléctrico y está dada por:

$$\begin{aligned}Y_{1mn}^d &= \frac{k_{mn}^{z d}}{\omega \mu_0} \\ Y_{2mn}^d &= \frac{\omega \epsilon}{k_{mn}^{z d}}\end{aligned}\quad (2.6)$$

$k_{mn}^{z d}$ es la constante de propagación en el dieléctrico a lo largo del eje z y está dada por:

$$k_{mn}^{z d} = \begin{cases} [\epsilon_r k^2 - (k_{mn}^\tau)^2]^{1/2} & \text{si } \epsilon_r k^2 - (k_{mn}^\tau)^2 \geq 0 \\ -j [(k_{mn}^\tau)^2 - \epsilon_r k^2]^{1/2} & \text{si } \epsilon_r k^2 - (k_{mn}^\tau)^2 < 0 \end{cases} \quad (2.7)$$

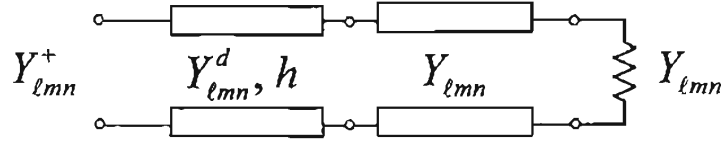


Figura 2-6: Circuito equivalente de la región 2.

donde $k = 2\pi/\lambda = \varpi \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}$ es el número de onda y ϵ_0, μ_0 son las constantes eléctrica y magnética del espacio libre, respectivamente.

En la región 1 los campos transversales \vec{E}_τ^1 y \vec{H}_τ^1 son:

$$\begin{aligned}\vec{E}_\tau^1(z \leq 0) &= \vec{E}_\tau^i + \vec{E}_\tau^R \\ \vec{H}_\tau^1(z \leq 0) &= \vec{H}_\tau^i + \vec{H}_\tau^R\end{aligned}\quad (2.8)$$

En la región 2 los campos transversales \vec{E}_τ^2 y \vec{H}_τ^2 son:

$$\begin{aligned}\vec{E}_\tau^2(z \geq 0) &= \vec{E}_\tau^T \\ \vec{H}_\tau^2(z \geq 0) &= \vec{H}_\tau^T\end{aligned}\quad (2.9)$$

Acoplando las componentes tangenciales del campo eléctrico en $z = 0$, se obtiene:

$$\begin{aligned}\vec{E}_\tau^1(z = 0^-) &= \vec{E}_\tau^2(z = 0^+) \\ \vec{E}_\tau(z = 0) &= \sum_{\ell=1}^2 A_{\ell 00} \vec{\Psi}_{\ell 00} + \sum_{\ell=1}^2 \sum_m \sum_n R_{\ell mn} \vec{\Psi}_{\ell mn} = \sum_{\ell=1}^2 \sum_m \sum_n T_{\ell mn} \vec{\Psi}_{\ell mn}, \\ &\text{en la celda unitaria}\end{aligned}\quad (2.10)$$

la condición de frontera para el campo tangencial eléctrico establece que $\vec{E}_\tau = 0$ en la pantalla conductora de la celda unitaria.

La continuidad del campo tangencial magnético en $z = 0$ permite establecer la siguiente ecuación:

$$-\vec{a}_z \times \vec{H}_\tau^1(z = 0^-) = -\vec{a}_z \times \vec{H}_\tau^2(z = 0^+)$$

$$-\vec{a}_z \times \vec{H}_t(z=0) = \sum_{\ell=1}^2 A_{\ell 00} Y_{\ell 00} \vec{\Psi}_{\ell 00} - \sum_{\ell=1}^2 \sum_m \sum_n R_{\ell mn} Y_{\ell mn} \vec{\Psi}_{\ell mn} = \sum_{\ell=1}^2 \sum_m \sum_n T_{\ell mn} Y_{\ell mn}^+ \vec{\Psi}_{\ell mn},$$

en la apertura (2.11)

Los coeficientes de reflexión $R_{\ell mn}$ y los coeficientes de transmisión $T_{\ell mn}$ pueden obtenerse mediante:

$$R_{\ell mn} = T_{\ell mn} = \int_{ap} \vec{E}_r \cdot \vec{\Psi}_{\ell mn}^* ds \quad (2.12)$$

para todos los ℓ , m y n con excepción de los términos $m = n = 0$ que corresponden a la onda incidente. En este caso:

$$A_{\ell 00} + R_{\ell 00} = T_{\ell 00} \quad \text{para } \ell = 1, 2 \quad (2.13)$$

Sustituyendo (2.12) y (2.13) en (2.11), se obtiene la ecuación integral para la distribución desconocida del campo eléctrico en la apertura.

$$2 \sum_{\ell=1}^2 A_{\ell 00} Y_{\ell 00} \vec{\Psi}_{\ell 00} = \sum_{\ell=1}^2 \sum_m \sum_n (Y_{\ell mn} + Y_{\ell mn}^+) \vec{\Psi}_{\ell mn} \int_{ap} \vec{E}_r \cdot \vec{\Psi}_{\ell mn}^* ds \quad (2.14)$$

Para resolver la ecuación integral por el método de momentos se expande el campo electromagnético mediante unas funciones base $\vec{\Phi}_{pqs}$ que son elegidas para satisfacer las condiciones de frontera en la apertura. La geometría de la apertura es una ranura anular mostrada en la Fig. 2.7. Por lo tanto, dichas funciones se eligen como los modos de la guía de onda coaxial debido a que satisfacen de forma natural las condiciones de frontera ya que el campo tangencial eléctrico es cero en los bordes circulares interior y exterior de la apertura. Se ha demostrado [29] que los modos de guía de onda naturales permiten una convergencia rápida y una solución más exacta en el análisis de la dispersión que producen las estructuras periódicas. Por lo tanto el campo tangencial eléctrico es descrito por un nuevo juego de funciones ortonormales de la siguiente forma:

$$\vec{E}_r = \sum_{p=1}^2 \sum_q \sum_s F_{pqs} \vec{\Phi}_{pqs} \quad (2.15)$$

donde F_{pqs} es la magnitud del modo pqs de la guía de onda coaxial.

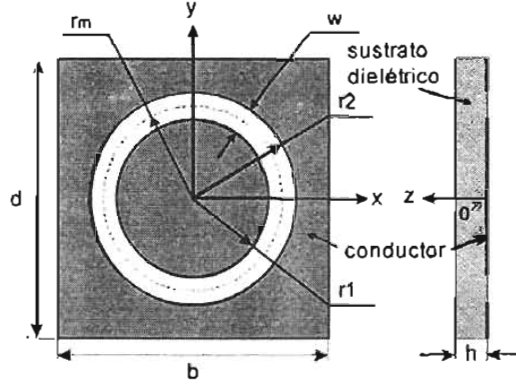


Figura 2-7: Geometría de la apertura anular.

El juego ortonormal de modos vectoriales de la guía de onda coaxial consiste en modos TE y TM y son presentados en [30]. Debido a la geometría del problema dichos modos son expresados en coordenadas cilíndricas. Los modos vectoriales TE del campo transversal eléctrico, denotados por el subíndice $p = 1$, son:

$$V_H \vec{\Phi}_{1qs}(\rho, \varphi) = \bar{a}_\rho \frac{q}{\rho} Z_q(\beta_s \rho) \begin{cases} \text{sen } q\varphi \\ -\text{cos } q\varphi \end{cases} + \bar{a}_\varphi \beta_s Z'_q(\beta_s \rho) \begin{cases} \text{cos } q\varphi \\ \text{sen } q\varphi \end{cases} \quad (2.16)$$

y los modos vectoriales TM , denotados por el subíndice $p = 2$, son:

$$V_H \vec{\Phi}_{2qs}(\rho, \varphi) = -\bar{a}_\rho \alpha_s \bar{Z}'_q(\alpha_s \rho) \begin{cases} \text{sen } q\varphi \\ \text{cos } q\varphi \end{cases} + \bar{a}_\varphi \frac{q}{\rho} \bar{Z}_q(\alpha_s \rho) \begin{cases} -\text{cos } q\varphi \\ \text{sen } q\varphi \end{cases} \quad (2.17)$$

donde $q, s = 0, 1, 2, \dots, \infty$. $Z_q(\beta_s \rho)$ y $\bar{Z}_q(\alpha_s \rho)$ son combinaciones lineales particulares de las funciones de Bessel y Neumann que satisfacen las condiciones de frontera en la guía de onda coaxial. $Z'_q(\beta_s \rho)$ y $\bar{Z}'_q(\alpha_s \rho)$ son sus respectivas derivadas con respecto al argumento. β_s y α_s son las raíces de las ecuaciones características de $Z_q(\beta_s \rho)$ y $\bar{Z}_q(\alpha_s \rho)$, respectivamente. Los índices izquierdos H y V designan respectivamente el modo horizontal y vertical con variaciones $\text{cos } q\varphi$ o $\text{sen } q\varphi$ de la componente radial del campo.

De acuerdo al método de Galerkin, las funciones de peso son elegidas idénticas a las funciones base. Entonces, tomando el producto escalar de la ecuación (2.14) con las

funciones de peso $\vec{\Phi}_{PQS}$ sobre la apertura se obtiene:

$$2 \sum_{\ell=1}^2 A_{\ell 00} Y_{\ell 00} C_{\ell 00}^{PQS*} = \sum_{\ell=1}^2 \sum_m \sum_n (Y_{pqS} + Y_{pqS}^+) C_{\ell mn}^{PQS*} \int_{ap} \vec{E}_r \cdot \vec{\Psi}_{\ell mn}^* ds \quad (2.18)$$

donde $C_{\ell mn}^{PQS}$ son los coeficientes de acoplamiento entre dos diferentes tipos de modos y se expresan como:

$$C_{\ell mn}^{PQS} = \int_{ap} \Phi_{PQS} \cdot \Psi_{\ell mn}^* ds \quad (2.19)$$

De acuerdo con la geometría de la apertura es conveniente expresar también los modos Floquet en coordenadas cilíndricas, por lo que al hacer la transformación se tiene:

$$\vec{\Psi}_{1mn}(\rho, \varphi) = \frac{1}{\sqrt{bd}} [\vec{a}_\rho \sin(\varphi_{1mn} - \varphi) - \vec{a}_\varphi \cos(\varphi_{1mn} - \varphi)] \exp[-jk_r \cos(\varphi - \varphi_{1mn})]$$

$$\vec{\Psi}_{2mn}(\rho, \varphi) = \frac{1}{\sqrt{bd}} [\vec{a}_\rho \cos(\varphi_{1mn} - \varphi) + \vec{a}_\varphi \sin(\varphi_{1mn} - \varphi)] \exp[-jk_r \cos(\varphi - \varphi_{1mn})] \quad (2.20)$$

donde:

$$\varphi_{1mn} = \tan^{-1} \frac{k_{mn}^y}{k_{mn}^x} \quad (2.21)$$

El producto escalar o coeficiente de acoplamiento entre un modo de la guía de onda y un modo Floquet está dado por:

$${}^V_H C_{\ell mn}^{pqS} = \left\langle {}^V_H \vec{\Phi}_{pqS}, \vec{\Psi}_{\ell mn} \right\rangle = \int_{ap} {}^V_H \vec{\Phi}_{pqS} \cdot \vec{\Psi}_{\ell mn} \rho d\rho d\varphi \quad (2.22)$$

Los diferentes coeficientes de acoplamiento $\left\langle {}^V_H \vec{\Phi}_{pqS}, \vec{\Psi}_{\ell mn} \right\rangle$ fueron calculados en [26] y se presentan en el apéndice B.

Sustituyendo la ecuación (2.15) en (2.18) se obtiene:

$$2 \sum_{\ell=1}^2 A_{\ell 00} Y_{\ell 00} C_{\ell 00}^{PQS*} = \sum_{\ell=1}^2 \sum_m \sum_n (Y_{\ell mn} + Y_{\ell mn}^+) C_{\ell mn}^{PQS*} \sum_{p=1}^2 \sum_m \sum_n F_{pqS} C_{\ell mn}^{pqS}$$

$$\text{para diferentes } P, Q \text{ y } S \quad (2.23)$$

que es un juego de ecuaciones lineales con F_{pqs} como incógnitas. Este sistema de ecuaciones puede ser escrito en forma matricial como:

$$[Y_{PQS}^{pqs}] [F_{pqs}] = 2 [I_{PQS}] \quad (2.24)$$

donde:

$$Y_{PQS}^{pqs} = \sum_{\ell=1}^2 \sum_{m=1} \sum_{n=1} (Y_{\ell mn} + Y_{\ell mn}^+) C_{\ell mn}^{PQS*} C_{\ell mn}^{pqs}$$

$$I_{PQS} = \sum_{\ell=1}^2 A_{\ell 00} Y_{\ell 00} C_{\ell 00}^{PQS*} \quad (2.25)$$

La ecuación matricial puede ser resuelta numéricamente para las amplitudes desconocidas de los modos F_{pqs} y así poder conocer el campo eléctrico transversal \vec{E}_r en la apertura mediante (2.15). Entonces es posible evaluar los coeficientes de reflexión y transmisión con (2.12) y (2.13). La exactitud de los coeficientes de los modos F_{pqs} depende del número de modos utilizados para aproximar el campo eléctrico en la apertura.

2.5. Características de reflexión y transmisión de una SSF basada en aperturas anulares y su dependencia de los parámetros del arreglo

La superficie selectiva de frecuencias que se usó como base en la presente investigación utiliza como elementos a las aperturas anulares o resonadores de anillos ranurados. Nuestro arreglo considera una superficie infinita de aperturas anulares colocadas en las intersecciones de una retícula rectangular. La celda unitaria posee solo una apertura anular de geometría perfecta. La geometría y el circuito eléctrico equivalente de la apertura anular son mostrados en la Fig. 2.7 donde r_1 y r_2 son los radios interior y exterior de la ranura, respectivamente, w es el ancho de la ranura y b y d son las dimensiones de la celda en los ejes x y y , respectivamente. La energía magnética almacenada en la celda unitaria es debida a las corrientes eléctricas inducidas I_i e I_d que circulan alrededor de la apertura en la superficie del metal en las partes izquierda y derecha, respectivamente (Fig. 2.8a). La energía eléctrica es almacenada debido a la concentración del campo eléctrico en la apertura anular (Fig. 2.8a). El circuito equivalente, mostrado en la Fig. 2.8b, corresponde

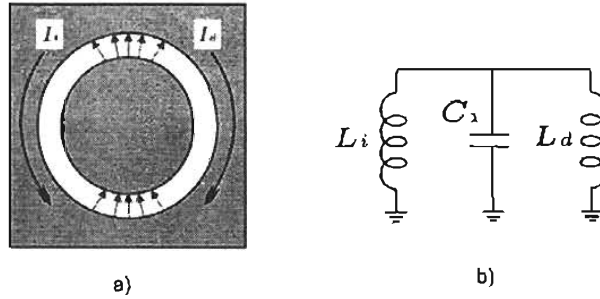


Figura 2-8: Apertura anular. a) concentración de campo y corrientes inducidas, b) circuito equivalente

a un circuito paralelo con dos inductores del mismo valor L_i y L_d , y un capacitor C_1 [3]. La frecuencia de resonancia está dada por $\omega_0 = \sqrt{2/L_d C_1}$. La respuesta paso banda de la superficie está en función de los parámetros del arreglo como son el diámetro medio del anillo, la sección de la apertura anular, las dimensiones de la celda unitaria, el valor de la permitividad relativa y el grosor del dieléctrico, entre otros.

Con base en el modelo matemático, se simuló numéricamente las características de reflexión del arreglo variando alguno de sus parámetros y dejando constantes los demás para así estimar cómo influye dicho parámetro en la respuesta del arreglo. Para este análisis se considera que la excitación de la estructura es mediante una onda plana de polarización horizontal con incidencia normal a la superficie. El número de modos de guía de onda coaxial para aproximar el campo en la apertura fue de 80, mientras que el número de modos Floquet para aproximar el campo en la región abierta fue de 2000.

2.5.1. Variación del tamaño del elemento.

Las dimensiones del elemento son importantes en la definición de la frecuencia de resonancia de la SSF. En el caso del dipolo, la resonancia ocurre cuando su longitud es un múltiplo de $\lambda/2$ de la onda plana que lo ilumina. Para las aperturas anulares se tiene que la resonancia ocurre cuando la circunferencia media es aproximadamente igual a una longitud de onda. Cuando la superficie está impresa en un sustrato dieléctrico, la longitud eléctrica de la circunferencia debe de ser una longitud de onda efectiva y entonces, debido al efecto de la carga dieléctrica, la circunferencia física será menor que una longitud de onda en el espacio libre.

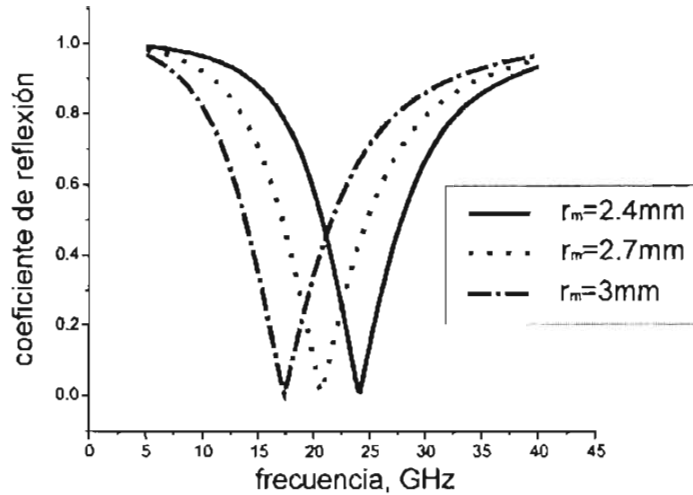


Figura 2-9: Coeficiente de reflexión para tres diferentes de radio medio r_m

Cuando la longitud de onda de la señal es muy cercana a la frecuencia de resonancia, la onda viajará a través de la SSF como si la superficie fuera esencialmente transparente. En la realidad se presentarán unas pérdidas muy pequeñas debidas al dieléctrico, a la conductividad del metal y a la dispersión.

La superficie selectiva de frecuencia de aperturas anulares se comporta como un filtro paso banda cuya longitud de onda de resonancia es aproximadamente $\lambda_R = 2\pi r_m$, donde r_m es el radio medio de la ranura. Los resultados de la simulación numérica, considerando una celda de dimensiones $b = d = 7$ mm, $\epsilon_r = 1$ y $h = 0$, son mostrados en la Fig. 2.9 para diferentes valores de radio medio r_m y considerando un ancho de apertura constante $w = 6$ mm. Puede observarse que la resonancia ocurre cuando la circunferencia de la apertura es aproximadamente igual a la longitud de onda λ_R . Por lo que a menor valor de radio medio, menor valor de longitud de onda y mayor valor de la frecuencia de resonancia.

2.5.2. Variación del ancho de la ranura.

Si consideramos las pérdidas debidas a la radiación al espacio libre entonces se puede estimar el factor de calidad Q del modelo eléctrico equivalente. Dichas pérdidas pueden representarse en el modelo agregando en paralelo a los elementos reactivos una resistencia R_p . Entonces, para el circuito resonante paralelo podemos obtener su factor de calidad

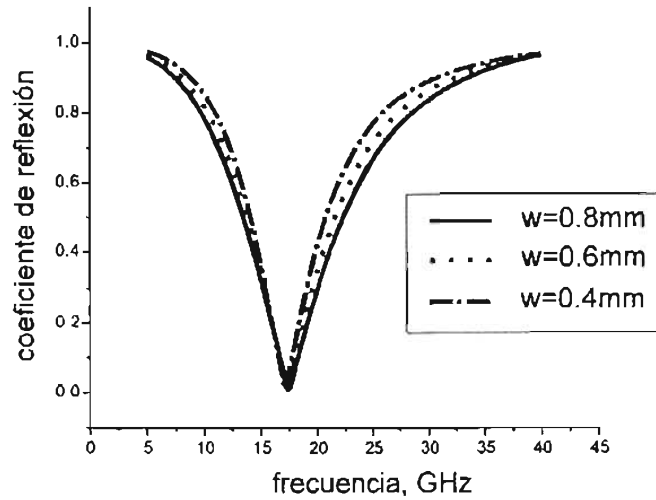


Figura 2-10: Coeficiente de reflexión para variaciones de sección de apertura w .

como:

$$Q = 2\pi f_0 R_p C_1 \quad (2.26)$$

donde f_0 es la frecuencia de resonancia.

La variación del ancho de la ranura w , considerando que el radio medio de la ranura se mantiene constante, no tiene efectos significativos sobre la frecuencia de resonancia, sin embargo, sí los tiene para el factor de calidad debido a que modifica el valor de la capacitancia C_1 . Se simuló estructuras para tres diferentes anchos de ranura dejando constante el radio medio ($r_m = 3$ mm). Se consideraron dimensiones de celda $b = d = 7$ mm y $\epsilon_r = 1$. Los resultados se muestran en la Fig. 2.10. Puede observarse que a medida que la sección de la apertura es más estrecha hay un incremento del factor de calidad, esto es debido a que para secciones más pequeñas existe una mayor concentración de campo eléctrico en la apertura y así una mayor capacitancia. Lo que de acuerdo con (2.56) hace que el circuito sea más selectivo.

2.5.3. Variación de las dimensiones de la celda unitaria.

Los lóbulos de difracción son haces principales secundarios indeseados que ocurren en ángulos de interferencia constructiva de alto orden cuando el tamaño de la malla se hace eléctricamente grande. El tamaño más grande de la malla para evitar lóbulos de

difracción obedece la misma regla que gobierna los arreglos de antenas convencionales. Una regla general para evitar los lóbulos de difracción es que el tamaño de la malla debe ser menor a una λ para el caso de incidencia normal. Para ángulos de incidencia más grandes, el espaciamiento debe de ser menor a $\lambda/2$ del espacio libre. La Tabla 2-2 muestra el criterio para evitar los lóbulos de difracción para mallas cuadradas, triangulares y de tipo ladrillo[31].

Cuadro 2.2: Criterios de espaciamiento para evitar lóbulos de difracción en diferentes tipos de malla

Tipo de malla	Espaciamiento máximo	$\theta_0 = 0^\circ$	$\theta_0 = 45^\circ$
Cuadrada	$\frac{a}{\lambda_0} < \frac{1}{1+\text{sen}\theta_0}$	$\frac{a}{\lambda_0} < 1$	$\frac{a}{\lambda_0} < 0,59$
Triangular	$\frac{a}{\lambda_0} < \frac{1,15}{1+\text{sen}\theta_0}$	$\frac{a}{\lambda_0} < 1,15$	$\frac{a}{\lambda_0} < 0,67$
Ladrillo	$\frac{a}{\lambda_0} < \frac{1,12}{1+\text{sen}\theta_0}$	$\frac{a}{\lambda_0} < 1,12$	$\frac{a}{\lambda_0} < 0,65$

Puede observarse que la malla cuadrada posee los elementos más cercanos entre sí. Los requerimientos de espaciado máximo dados en la tabla previenen que el lóbulo de difracción entre al espacio real.

Para estimar por separado el efecto de la variación en cada dimensión de la celda unitaria en los ejes x y y , se deja fija la dimensión en un eje y se hace variar la dimensión en el otro eje. La dimensión fija es de 7 mm, $r_m = 3$ mm, $w = 0.6$ mm, $\epsilon_r = 1$ y $h = 0$. En la Fig. 2.11 se muestran las variaciones con respecto a la dimensión b y en la Fig. 2.12 se muestran las variaciones con respecto a la dimensión d . Puede observarse que debido a tratarse de una onda de polarización horizontal, la característica de reflexión es más sensible a las variaciones de la dimensión de la celda en el eje y dado que tales variaciones influyen en aumentar o en disminuir el ancho de la sección metálica lateral a la apertura por donde circulan las corrientes inducidas.

Cuando la dimensión d aumenta, entonces aumenta el ancho de la sección metálica y disminuye el valor de la inductancia, lo que provoca un aumento en el valor de la frecuencia de resonancia. Por el contrario, cuando disminuye la dimensión d , entonces disminuye el ancho de la sección metálica, provocando un aumento del valor de la inductancia y con

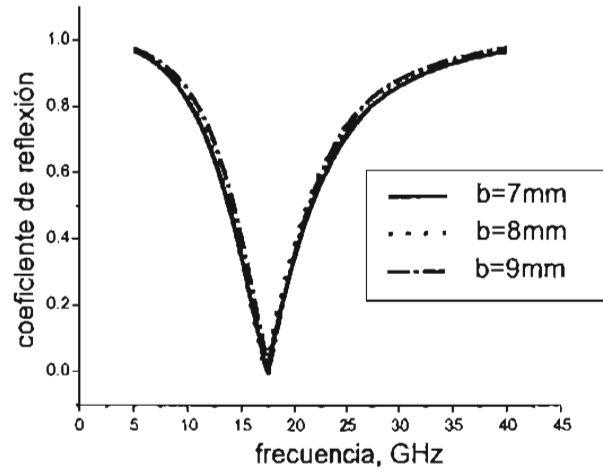


Figura 2-11: Coeficiente de reflexión para variaciones de b .

ello un decremento de la frecuencia de resonancia. Se observa en la gráfica de la Fig. 2.12 que para la dimensión más pequeña de d aumenta el valor de la inductancia, lo que provoca una disminución tanto en la frecuencia de resonancia como en el factor de calidad.

2.5.4. Efecto de la carga dieléctrica.

Los dieléctricos son usados a menudo en las SSF para estabilizar el corrimiento de la frecuencia de resonancia al variar el ángulo de incidencia o para soporte estructural. Muchos efectos de carga dieléctrica han sido reportados en la literatura. Luebbers y Munk utilizan un análisis de expansión modal para investigar el efecto de una capa dieléctrica sobre un arreglo de ranuras rectangulares estrechas en una malla cuadrada [32]. De acuerdo con sus resultados puede notarse un corrimiento de la frecuencia de resonancia de aproximadamente el inverso de raíz cuadrada de la permitividad relativa del dieléctrico.

Para estimar el efecto de la carga dieléctrica se simuló una estructura con celda unitaria de dimensiones $b=d=7$ mm, con radio medio de la apertura de 3 mm, con ancho de ranura w de 0.6 mm y un grosor de sustrato de 0.25 mm. Los resultados para tres diferentes valores de permitividad relativa se muestran en la Fig. 2.13. Puede observarse que cuando el valor de la permitividad aumenta entonces la velocidad de fase de la onda

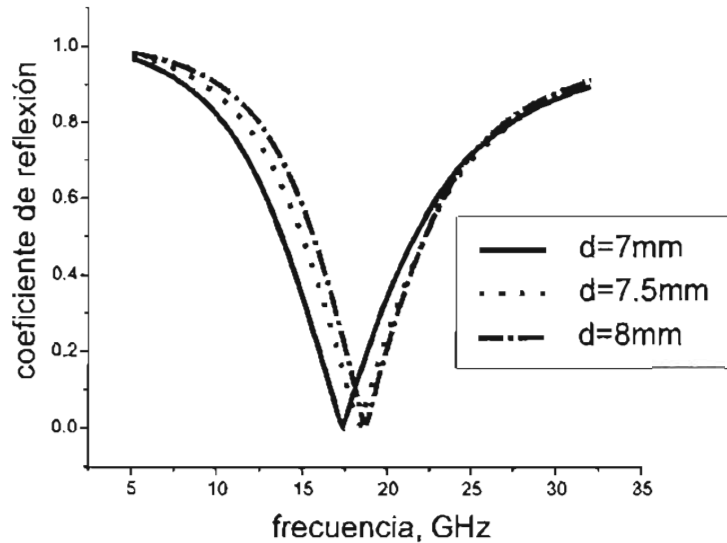


Figura 2-12: Coeficiente de reflexión para variaciones de d .

se reduce en su paso a través del dieléctrico y el efecto es una disminución de la frecuencia de resonancia.

2.5.5. Variación del grosor del dieléctrico.

El decremento de la frecuencia de resonancia con el incremento del grosor del dieléctrico ha sido investigado por Orta et al y consideran el efecto de un sustrato sobre una pantalla perforada con aperturas circulares [33], mientras que Contu y Tascone [34] y Cwik y Mitra [35] estudiaron arreglos de dipolos cruzados. Sus resultados muestran que la frecuencia de resonancia se reduce rápidamente cuando el grosor del dieléctrico se incrementa desde cero hasta un octavo de longitud de onda. La frecuencia de resonancia converge entonces a un valor asintótico que difiere entre los variados estudios debido a que depende tanto del valor del dieléctrico como de la configuración en particular. Parker y Vardaxoglou investigaron la influencia de los sustratos en la relación de bandas (f_r/f_t) para un arreglo de elementos anulares concéntricos [36]. Ellos observaron que utilizando sustratos delgados, la relación se incrementaba al incrementar el grosor del dieléctrico.

Considerando una dimensión de celda unitaria de $b=d=7$ mm, un radio medio de la apertura de 3 mm, un ancho de ranura w de 0.6 mm y una permitividad relativa de 3.4, se simuló las curvas para diferentes grosores del sustrato. En la Fig. 2.14 se muestran las

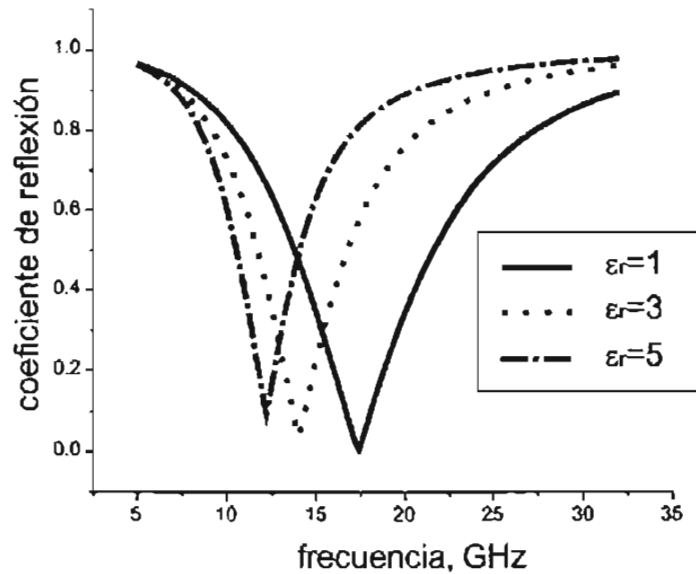


Figura 2-13: Coeficiente de reflexión para variaciones de permitividad relativa.

características de reflexión, se observa que a mayor grosor del sustrato, aumenta el valor de la permitividad efectiva, lo que conlleva a tener una menor frecuencia de resonancia.

Una vez estimado el efecto de las variaciones de los parámetros de la estructura, es necesario considerar los cortos metálicos que son agregados a las aperturas anulares para establecer un mecanismo de desplazamiento de fase y de redireccionamiento de la onda incidente.

2.6. Análisis de la SSF basada en aperturas anulares con cortos.

La estructura basada en aperturas anulares funciona como una superficie selectiva de frecuencias donde la estructura es transparente para las ondas electromagnéticas planas cuyas longitudes de onda son aproximadamente cercanas a la circunferencia de la apertura. Sharker *et al* han investigado el efecto de introducir cortos y circuitos abiertos a los elementos de las superficies selectivas de frecuencias para aplicaciones de operaciones multibanda mediante elementos con coeficientes de reflexión de resonancias múltiples [37].

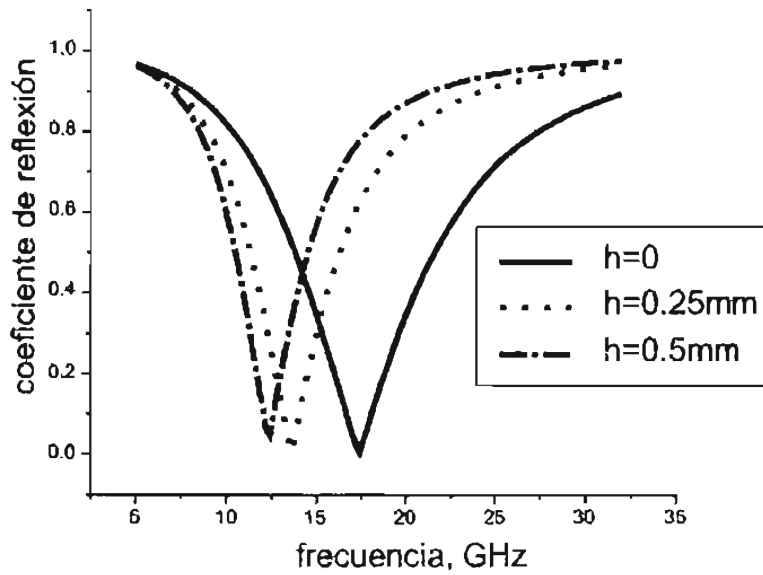


Figura 2-14: Coeficiente de reflexión para variaciones de h .

Los resultados indican que el efecto de incluir cortos o circuitos abiertos en los elementos de la superficie es un incremento de la frecuencia de resonancia. Esta característica abre la posibilidad de colocar dispositivos activos de impedancias variables para tener un control de la característica de transparencia de la estructura de acuerdo a los requerimientos de la aplicación.

Proponemos entonces, como primer paso, una modificación a la estructura base agregando cortos metálicos a la ranura de tal forma que interconecten las partes interior y exterior del anillo tal como se muestra en la Fig. 2.15. Entonces consideramos que la estructura periódica posee aperturas anulares con cortos en los nodos de una malla rectangular y que la ubicación de los cortos es uniforme a lo largo de todo el arreglo. La posición angular de los cortos metálicos está definida por el ángulo γ . El modelo matemático nuevamente está basado en el teorema de Floquet y considera la dispersión de la onda electromagnética debida a los cortos metálicos.

Ahora el campo eléctrico tangencial desconocido \vec{E}_τ en el plano de la superficie se presenta como la suma de dos componentes:

$$\vec{E}_\tau = \vec{E}_\tau^u + \vec{E}_\tau^l \quad (2.27)$$

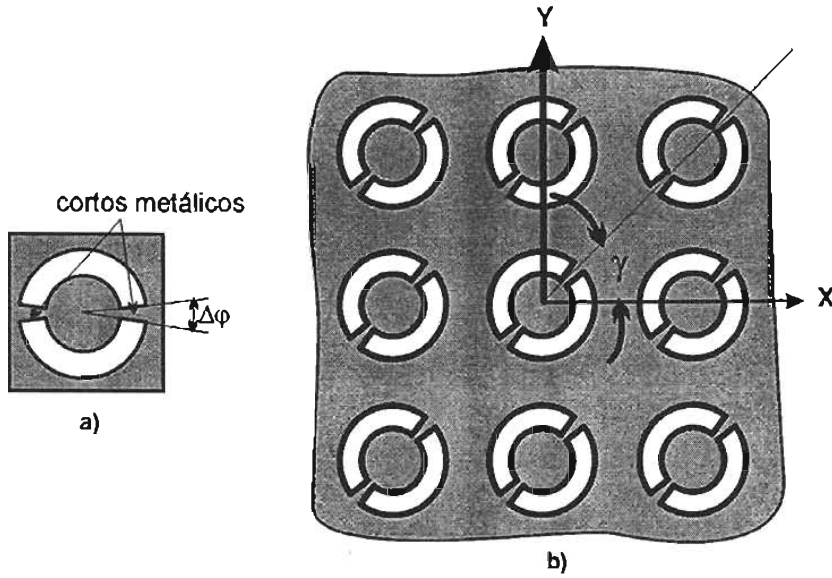


Figura 2-15: a) apertura anular con cortos, b) geometría de la SSF con aperturas anulares con cortos.

El primer término \vec{E}_r^u es el campo tangencial eléctrico de la apertura sin considerar los cortos y que fue obtenido mediante el procedimiento descrito anteriormente. El segundo término \vec{E}_r^I es el campo tangencial eléctrico debido a las corrientes eléctricas que fluyen a través de los cortos.

La ecuación integral para la componente \vec{E}_r^u es la misma que la obtenida en la ecuación (2.14). La ecuación integral para la componente \vec{E}_r^I puede ser obtenida al aplicar la condición de continuidad para el campo magnético desconocido en la superficie de la apertura anular con cortos.

Es importante hacer la consideración que el campo magnético no es continuo donde la corriente eléctrica fluye a través de los cortos. A las frecuencias de microondas las inductancias de los cortos metálicos no pueden ser despreciadas. Para simplificar las expresiones matemáticas la geometría del corto es definida como un sector anular de un tamaño angular $\Delta\varphi$. Como resultado se obtiene:

$$\sum_{\ell=1}^2 \sum_m \sum_n (Y_{\ell mn} + Y_{\ell mn}^+) \vec{\Psi}_{\ell mn} \int_{ap} \vec{E}_r^I \cdot \vec{\Psi}_{\ell mn}^* \rho d\rho d\varphi = - \sum_{k=1}^K I_k \vec{P}_k(\rho_k, \varphi_{0k}) \quad (2.28)$$

donde I_k es la corriente eléctrica desconocida que fluye a través del corto k , K es el número total de cortos en la apertura y $\vec{P}_k(\rho_k, \varphi_{0k})$ es la función que determina la región donde fluye la corriente eléctrica I_k y está definida como:

$$\vec{P}_k(\rho, \varphi) = \vec{a}_{\rho_k} [1(r2) - 1(r1)] \times [1(\varphi_{0k} + \Delta\varphi/2) - 1(\varphi_{0k} - \Delta\varphi/2)] / \rho_k \Delta\varphi, \quad k = 1, \dots, K \quad (2.29)$$

donde $1(\varphi)$ y $1(r)$ son funciones de conmutación y φ_{0k} es la posición angular del centro del corto k . \vec{a}_{ρ_k} es el vector radial unitario donde se ubica el corto k y ρ_k es la coordenada polar donde se encuentra el corto k .

Las ecuaciones integrales (2.14) y (2.28) son válidas solamente en la superficie de las aperturas anulares. Los campos eléctricos \vec{E}_r^u y \vec{E}_r^I satisfacen las condiciones de frontera en la superficie de la celda unitaria con excepción de las regiones donde se ubican los cortos. Por lo que para satisfacer las condiciones de frontera en dichas regiones se considera que el campo tangencial eléctrico total debe ser cero en la superficie de los cortos metálicos, considerando además que las dimensiones físicas de los cortos son muy pequeñas en comparación con la longitud de onda, se puede aplicar la ley de Ohm para encontrar las corrientes desconocidas I_k :

$$\int_{r1}^{r2} \left(\vec{E}_r^u(\varphi = \varphi_{0k}) + \vec{E}_r^I(\varphi = \varphi_{0k}) \right) \cdot dl = z_k I_k = 0, \quad k = 1, \dots, K \quad (2.30)$$

La ecuación (2.14) para el campo eléctrico \vec{E}_r^u es independiente y es resuelta por el método de Galerkin. Las ecuaciones (2.28) y (2.30) son resueltas de forma simultánea usando también el método de Galerkin. Nuevamente los modos de la guía de onda coaxial fueron usados como funciones base y como funciones de peso.

Una vez conocidas las componentes del campo eléctrico \vec{E}_r^u y \vec{E}_r^I , es posible obtener las magnitudes de los modos Floquet en la superficie y determinar así los coeficientes de transmisión y reflexión para las componentes de la onda incidente.

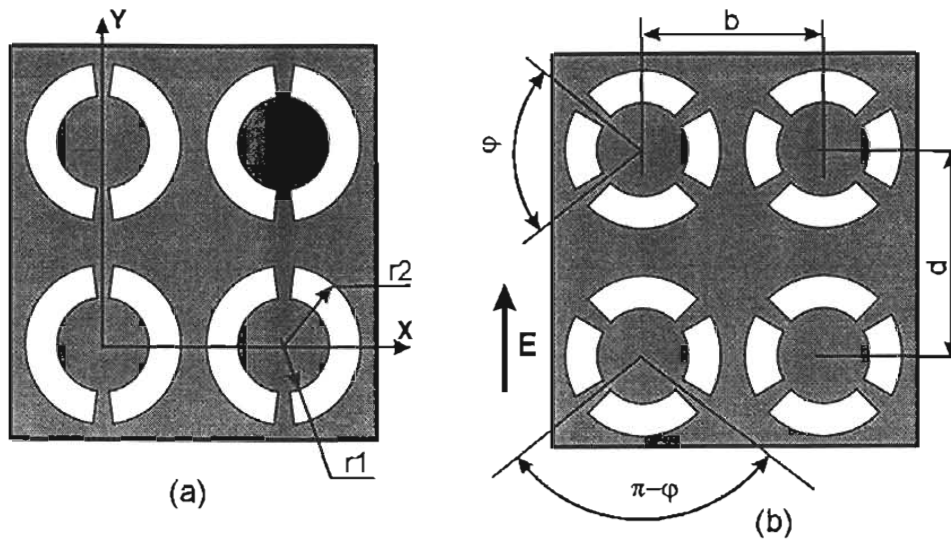


Figura 2-16: SSF de aperturas anulares con a) dos cortes por ranura y b) cuatro cortes por ranura.

2.7. Aplicaciones de SSF propuestas utilizando aperturas anulares con cortes.

2.7.1. SSF ajustable

La posibilidad de ajustar la frecuencia de resonancia al ubicar adecuadamente los cortes metálicos es analizada al calcular los coeficientes de reflexión para diferentes valores angulares de los cortes metálicos [38]. Se simuló numéricamente una estructura con dos y con cuatro cortes por anillo. Las estructuras se muestran en la Fig. 2.16. Los parámetros de la estructura son $b = 11.43 \text{ mm}$, $d = 10.13 \text{ mm}$, $r1 = 3.8 \text{ mm}$ y $r2 = 4.5 \text{ mm}$. El ancho angular de los cortes es de 9.7° y el dieléctrico en donde están impresas las aperturas tiene una permitividad relativa de 3.4 y un grosor $h = 0.51 \text{ mm}$.

Se considera que la superficie es iluminada por una onda con incidencia normal compuesta de dos componentes de polarización lineal, vertical y horizontal, y que cada anillo posee dos cortes metálicos. Se puede observar que los cortes metálicos no provocan una dispersión de la onda cuando ésta incide ortogonalmente sobre ellos. En este caso, la frecuencia de resonancia f_{\perp} es la misma que para una estructura sin cortes. Sin embargo, para el caso donde la polarización de la onda incidente es paralela a los cortes, el

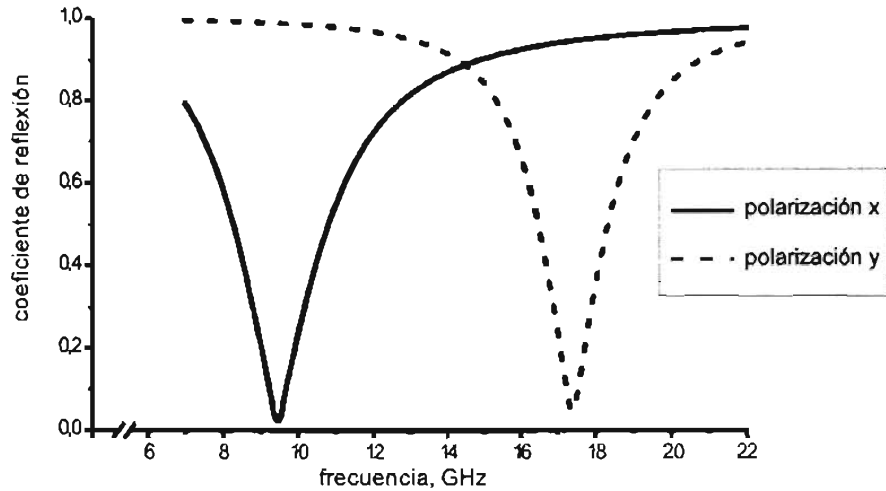


Figura 2-17: Coeficiente de reflexión de la SSF mostrada en la Fig. 2.16a.

coeficiente de transmisión muestra una resonancia en f_{\parallel} de aproximadamente el doble de la frecuencia de resonancia f_{\perp} (Fig. 2.17). Lo que permite suponer que colocando adecuadamente los cortos en posiciones angulares específicas se puede ajustar la frecuencia de resonancia de la superficie dentro del intervalo definido por estas dos frecuencias de resonancia. Esta hipótesis se comprobó al simular los coeficientes de reflexión de la estructura de cuatro cortos por anillo para diferentes posiciones angulares de los cortos. Los resultados muestran que la frecuencia de resonancia depende de las posiciones angulares de los cortos y puede ser ajustada en una octava de frecuencia. Los resultados son mostrados en la Fig. 2.18.

2.7.2. SSF activa basada en aperturas anulares

Recientemente han habido varios desarrollos de superficies selectivas de frecuencia activas. Con la integración de dispositivos electrónicos o electromecánicos dentro de las celdas periódicas, las SSF son capaces de realizar una amplia variedad de funciones. El primer trabajo que propuso esta idea es el realizado por Lee y Fong [13], en donde la carga periódica de una superficie corrugada con dispositivos de resistencia negativa es capaz de amplificar o conformar un haz. Estas SSF activas pueden ser usadas como los elementos principales de antenas de reflector multibanda y arreglos de control de haz. Una de las

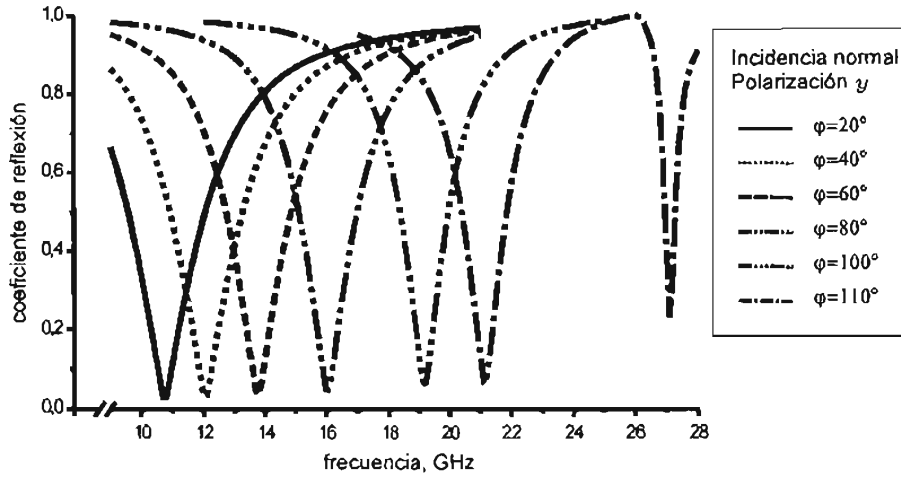


Figura 2-18: Coeficiente de reflexión de la SSF mostrada en la Fig. 2.16b.

principales ventajas de las SSF activas es la posibilidad de controlar sus características de reflexión.

En el presente trabajo se llevó a cabo la investigación de la superficie selectiva activa basada en aperturas anulares con dispositivos de control electrónico. Con el propósito de obtener una característica de sintonización, se sustituyeron los cortos metálicos por dispositivos de control para asegurar la rápida modificación de las características de reflexión del arreglo. Tales dispositivos de control pueden ser diodos PIN, varactores, transistores de efecto de campo o MEMS. Estos dispositivos poseen una impedancia variable que puede ser modelada como una carga reactiva.

El modelo matemático desarrollado es prácticamente el mismo al obtenido para la superficie de aperturas anulares con cortos metálicos, solo que ahora se toma en cuenta la impedancia de la carga Z_k . Considerando que la dimensión física de la carga es pequeña en comparación con λ , se puede usar la ley de Ohm para encontrar las corrientes desconocidas I_k :

$$\int_{L_k} [\vec{E}_r^I + \vec{E}_r^u] \cdot d\ell = I_k Z_k, \quad k = 1, \dots, K$$

donde L_k es la trayectoria sobre la que está ubicada la carga k . El procedimiento subsecuente para encontrar los coeficientes de reflexión y transmisión es el mismo al descrito en los análisis anteriores.

La variación de la frecuencia de resonancia para una estructura periódica de aperturas anulares con cargas reactivas fue analizada [39]. Se simuló una estructura con

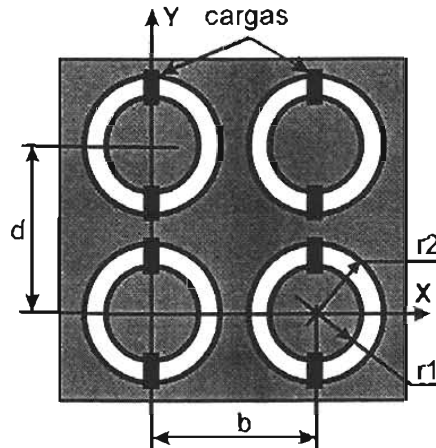


Figura 2-19: SSF con cargas reactivas.

$b = 11.43$ mm, $d = 10.13$ mm, $r1 = 3.5$ mm y $r2 = 4.03$ mm. Se considera que las aperturas están impresas en un sustrato dieléctrico con permitividad $\epsilon_r = 2.40$ y un grosor $h = 0.102$ mm. En la Fig. 2.19 se muestra la conexión de las cargas reactivas. Se simuló la dispersión de una onda plana que incide normalmente sobre la superficie con polarización y . Los coeficientes de reflexión para la superficie cargada con capacitancias variables son mostrados en la Fig. 2.20. Puede verse que el incremento de la capacitancia produce una reducción en la frecuencia de resonancia del arreglo. Esta característica permite transformar la estructura en una superficie selectiva de frecuencias sintonizable. Si se utilizan diodos varactores como capacitores variables entonces es posible la realización de una superficie sintonizable electrónicamente.

Por otra parte, el uso de cargas de baja impedancia convierte la superficie selectiva de frecuencias en una estructura reflectiva. Por lo que pueden utilizarse diodos PIN como cargas conmutables para convertir esta SSF en una estructura activa. El resultado de la simulación numérica del coeficiente de reflexión para cargas de 2 Ohms es mostrado en la Fig. 2.20.

2.8. Conclusión

En este capítulo se presentó el análisis electrodinámico de una SSF basada en aperturas anulares con cargas ubicadas uniformemente. El nuevo modelo matemático desa-

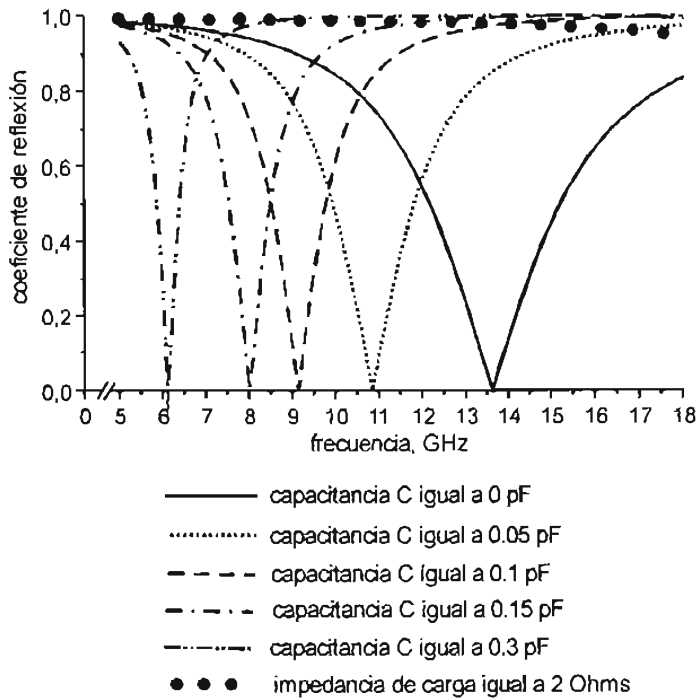


Figura 2-20: Coeficientes de reflexión para la SSF mostrada en la Fig. 2.18.

rollado permite obtener las características de transmisión y reflexión para una superficie periódica infinita.

Las aperturas anulares poseen muy buenas características para ser consideradas la base del diseño de SSF. Las superficies basadas en estos elementos soportan las polarizaciones circular y lineal. La estabilidad de la frecuencia de resonancia con respecto a las variaciones del ángulo de incidencia es muy buena. La geometría de los elementos permite controlar los parámetros de la superficie mediante la modificación de las dimensiones de la ranura anular. Así, la frecuencia de resonancia puede ser modificada fácilmente al variar la circunferencia del anillo o al variar el dieléctrico. El ancho de banda puede ser modificado al variar el ancho de la ranura. Además, el agregar cortos metálicos a la ranura anular permite diseñar superficies selectivas con frecuencias de resonancia ajustables de acuerdo a la posición y al número de cortos.

La sustitución de cortos metálicos por dispositivos de control electrónico como diodos PIN, varactores y FETs permiten modificar rápidamente las características de la superficie, lo cual abre paso a la posibilidad de desarrollar arreglos de fase planos de tipo reflectivo o transmitivo de bajo perfil. De esta forma, al utilizar las tecnologías planares

híbridas de fabricación de circuitos de microondas, es posible el diseño de arreglos de fase de alto desempeño y de bajo costo.

**ESTA TESIS NO SALE
DE LA BIBLIOTECA**

Bibliografía

- [1] H. H. Meinel, "Commercial applications of millimeter-wave history, present status, and future trends," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 43, pp. 1639–1653, Jul. 1995.
- [2] H. R. Phelan, "Spiraphase -a new, low-cost phase array. part I. Theory and concept," *Microwave J.*, vol. 19, No. 12, pp 41-44, Dic. 1976.
- [3] A. E. Martynyuk, N. A. Martynyuk, S. N. Khotiaintsev, and V. S. Vountesmeri, "Millimeter-wave amplitude-phase modulator," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* vol. 45, no. 6., Jun. 1997., pp. 911-917.
- [4] C. Larson, and B. Munk, , "The broad-band scattering response of periodic arrays," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 31, núm. 2, Mar 1983, pp. 261-267.
- [5] S. W. Lee, G. Zarrillo, and C. L. Law, "Simple formulas for transmission through periodic metal grids or plates," *IEEE Trans. Antennas Propag.* AP-30, pp. 904-909, Sept, 1982.
- [6] E. L. Pelton, and B. A. Munk, "A streamlined metallic radome," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, AP-22, pp. 799-803, Nov. 1974.
- [7] V. D. Agrawal, and W. A. Imbriale, "Design of a dichroic Cassegrain subreflector," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-27, pp. 466-473, Jul. 1979.
- [8] C. C. Chen, "Transmission through a conducting screen perforated periodically with apertures," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-18, pp. 627-632, 1970.
- [9] C. C. Chen, "Transmission of microwave through perforated flat plates of finite thickness," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, MTT-21, pp. 1-6, 1973.

- [10] C. C. Chen, "Scattering by a two-dimensional periodic array of conducting plates," *IEEE Trans. Antennas Propagat.* vol. AP-18, pp. 660-665, Sept. 1970.
- [11] C. C. Chen, "Diffraction of electromagnetic waves by a conducting screen perforated periodically with circular holes," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* vol. MTT-19, pp. 475-481, May 1971.
- [12] M. Wahid, and S.B. Morris, "Band pass radomes for reduced RCS," *IEE Colloquium on Antenna Radar Cross-Section*, May. 1991 pp. 4/1 - 4/9
- [13] S. W. Lee, and T. T. Fong, "Electromagnetic wave scattering from an active corrugated structure," *J. Appl. Phys.* vol. 43, no. 2, pp. 388-396. 1972
- [14] Sievenpiper, D., Schaffner, J., Loo, B.; Tangonan, G., Harold, R., Pikulski, J., Garcia, R., "Electronic beam steering using a varactor-tuned impedance surface," *IEEE Int. Symp. Antennas Propagat. Soc.*, vol. 1, 8-13 Jul. 2001, pp. 174-177.
- [15] J. C. Vardaxoglou: Frequency selective surfaces -analysis and design. Research Studies Press, LTD., Taunton, Somerset, Inglaterra. 1997.
- [16] P. Callaghan, E.A. Parker, and R.J. Langley, "Influence of supporting dielectric layers on the transmission properties of frequency selective surfaces," *Microwaves, Antennas and Propagation, IEE Proceedings H*, vol. 138, no. 5, Oct. 1991 pp. 448-454
- [17] G. H. Schennum, "Frequency-selective surfaces for multiple frequency antennas," *Microwave J.* vol. 16, pp. 55-57, May. 1973.
- [18] P. Callaghan, E. Parker, and R. Langley, "Influence of supporting dielectric layers on the transmission of frequency-selective surfaces," *IEE Proc. -H.* vol. 138, no. 5, pp. 448-454, Oct. 1991.
- [19] T. K. Wu, Frequency selective surface and grid array, Wiley-Interscience, Nueva York, 1995.
- [20] E.A. Parker, and S.M. Hamdy, S.M. "Rings as elements for frequency selective surfaces", *Electron. Lett.*, Ago. 1981, vol. 17, no. 17, pp. 612-614.
- [21] T. K. Wu, "Four-band frequency selective surface with double-square-loop patch elements," *IEEE Trans. Antennas Propagat.* vol. 42, no. 12, Dic. 1994 pp. 1659-1663

- [22] Kondo, A.; "Design and characteristics of ring-slot type FSS," *Electron. Lett.*, vol. 27 , núm. 3, 31 Enero 1991 , pp. 240-241.
- [23] A. Roberts, and R.C. McPhedran, "Bandpass grids with annular apertures," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 36, núm. 5, May. 1988, pp. 607-611.
- [24] A. Fox, "An adjustable waveguide phase changer," *PIRE*, vol. 35, No. 12, pp. 1489-1498, Dic. 1947.
- [25] A. E. Martynyuk, , J. I. Martinez Lopez, , "Reflective antenna arrays based on shorted ring slots," *IEEE International Microwave Symp. Digest*, vol. 2, 20 - 25 May. 2001, pp. 1379-1382.
- [26] N. Amitay, V. Galindo, and C. Wu: *Theory and Analysis of Phased Array Antennas*, Wiley-Interscience, 1972.
- [27] Harrington, R., Mautz, J., "A generalized network formulation for aperture problems," *IEEE Trans. On Antennas and Propagat.*, vol. 24, núm. 6, Nov 1976, pp. 870-873.
- [28] J. J. H. Wang, *Generalized moment methods in electromagnetics*, Wiley-Interscience, Nueva York 1991,
- [29] C. C. Chen, "Diffraction of electromagnetic waves by a conducting screen perforated with circular holes," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol MTT-19 pp. 475-481 May 1971
- [30] N. Marcuvitz. *Waveguide Handbook*,: McGraw-Hill, Nueva York 1949, pp. 66-89.
- [31] Huang, J., Te-Kao Wu, Shung-Wu Lee, "Tri-band frequency selective surface with circular ring elements," *IEEE Trans. On Antennas and Propagat.*, vol. 42, núm 2, Feb. 1994 , pp. 166 - 175.
- [32] R. J. Luebbers, and B. A. Munk, "Some effects of dielectric loading on periodic slot arrays," *IEEE Trans. Antenna Propagat.* AP-26 (4) pp. 536-542.
- [33] R. Orta, R. Tascone, and R. Zich, "Multiple dielectric loaded perforated screens as frequency selective surfaces," *IEE Proc. H*, 135, pp. 75-82. 1988.

- [34] S. Contu, and R. Tascone, "Scattering from passive arrays in plane stratified regions," *Electromagnetics*, vol. 5 1985. pp. 285-306.
- [35] T. Cwick, and R. Mittra, "The cascade connection of planar periodic surfaces and lossy dielectrics to form an arbitrary periodic screen," *IEEE Trans. Antenna Propagat.* AP-35. no. 12. 1987. pp. 1397-1405.
- [36] E. A. Parker, and J. C. Vardaxoglou, "Influence of single and multiple layer dielectric substrates on the band spacings available from a concentric ring frequency selective surface," *Int. J. Electron.* vol. 61 no. 3,1986, pp. 291-297.
- [37] J. Shaker, L. Shafai, and H. Moheb, "Analysis of frequency selective surfaces with open and short circuited elements," *8th Internat. Conf. on Antennas and Propagat.*, vol. 1, 1993 , pp. 261-264.
- [38] A. E. Martynyuk, and J. I. Martinez Lopez, "Frequency selective surfaces based on shorted ring slots," *Electron. Lett.* 1st March 2001, vol. 37. no. 5, pp. 268-269.
- [39] A. E. Martynyuk, J. I. Martinez Lopez, and N. A. Martynyuk, "Spiraphase type reflectarrays based on loaded ring slot resonators," *IEEE Trans. Antennas Propagat.* vol. 52, no. 1 Enero 2004, pp. 142-153.

Capítulo 3

Análisis Electrodinámico de Arreglos Reflectivos Basados en Aperturas Anulares

3.1. Introducción

El rápido crecimiento de los sistemas de comunicaciones satelitales en la banda Ka ha causado un gran interés en la investigación de arreglos de fase ligeros y de bajo costo en dicha banda [1]. Sin embargo, uno de los principales obstáculos que afecta el desarrollo de estos arreglos de fase es la ausencia de desplazadores de fase de alta velocidad y bajas pérdidas.

Con el propósito de resolver este problema, recientemente se han desarrollado desplazadores de fase de tipo reflectivo de alta velocidad y bajas pérdidas basados en diafragmas de control dentro de una guía de onda circular [2]. Sin embargo, estos desplazadores presentan una limitación al ser utilizados en arreglos de fase debido a que los sistemas de arreglos basados en guías de onda circular tienen la característica de poseer un sector de exploración reducido debido a las propiedades de corte de la guía.

En el presente capítulo se propone el diseño de los elementos de control de fase fuera de la guía de onda para presentarlos en un plano abierto con el propósito de obtener grandes sectores de exploración. Los arreglos de tipo reflectivo que se presentan están basados en las superficies selectivas de frecuencia con aperturas anulares con cortos analizadas en el capítulo anterior.

3.2. Arreglo reflectivo de aperturas anulares con cortos

Los arreglos reflectivos planos ofrecen una alternativa competitiva en comparación con los reflectores convencionales en varias aplicaciones de antenas debido a la mayor facilidad en el proceso de su fabricación y a poseer la versatilidad del desempeño del arreglo de fase [3]. Mientras que las antenas de tipo reflector controlan la radiación electromagnética al cambiar la fase de la onda reflejada a través de la forma de su superficie, los arreglos reflectivos dependen de la geometría y de la distribución de sus elementos para alcanzar la misma meta. La ventaja básica de los arreglos reflectivos es su bajo costo cuando se compara con el costo de los reflectores convencionales.

Los arreglos reflectivos de microcinta se han constituido como una opción muy atractiva en varias aplicaciones debido a sus ventajas inherentes [4]-[7]. Entre estas ventajas se tienen el montaje conformado de su superficie, la exploración del haz, la alta confiabilidad y el bajo costo de manufactura. Las geometrías utilizadas en los elementos del arreglo han sido muy variadas y sus desempeños están relacionados con los de las SSF. Existen diferentes métodos para establecer el desplazamiento de fase en la onda reflejada por los elementos del arreglo. Entre los más comunes se tienen los arreglos reflectivos con stubs de longitudes variables [8]-[10], los arreglos reflectivos de elementos de tamaño variable [11],[12],[16] y los arreglos reflectivos de elementos con ángulos de rotación variable [13]-[15].

En el primer método, el uso de los stubs de microcinta degrada el nivel de polarización cruzada debido a la radiación espuria que éstos producen. En el segundo método, debido a que el principal parámetro que gobierna el desempeño del arreglo es la dimensión del elemento, entonces existirá una alta sensibilidad a las tolerancias de fabricación y a las variaciones de frecuencia debido al abrupto comportamiento del desplazamiento de fase en función de las dimensiones y de la frecuencia. En el tercer método, el desplazamiento de fase se determina únicamente por la posición angular del elemento y es menos sensible a las tolerancias de manufactura. Los desempeños de arreglos reflectivos basados en este método son superiores a los obtenidos por los otros dos métodos.

De acuerdo con el principio de cambio de fase [17], la rotación del elemento en un ángulo γ desde su posición original produce un desplazamiento de fase de 2γ en la onda reflejada de polarización circular. Esta técnica fue demostrada para un arreglo tipo espirafase basado en dipolos de media longitud de onda en una configuración espiral

[18]. Posteriormente se analizaron arreglos tipo espirafase basados en elementos espirales [19], en radiadores de conductores delgados [20],[21] y en radiadores de microcinta de diferentes configuraciones [22].

Este mismo principio se utiliza en la SSF basada en aperturas anulares de geometría perfecta con cortos metálicos para diseñar un arreglo reflectivo que es capaz de convertir una onda incidente de polarización circular en una onda plana de polarización circular que se propaga en direcciones definidas por diferentes ángulos de elevación [23].

El objetivo es obtener grandes sectores de exploración. En el presente capítulo, se desarrolla el modelo matemático de onda completa para calcular la dispersión de una onda incidente en el arreglo reflectivo de aperturas anulares con cortos. El modelo permitirá posteriormente sustituir los cortos metálicos por cargas reactivas con el propósito de tener una mayor versatilidad en la optimización del diseño y poder así obtener un mejor desempeño del arreglo.

3.2.1. Principio de operación del arreglo reflectivo

El arreglo reflectivo propuesto consiste en una SSF infinitesimalmente delgada colocada a cierta distancia de una pantalla conductora. El arreglo está compuesto por una superficie periódica de aperturas anulares con cortos, situadas en los nodos de una retícula rectangular sobre el plano XY con espaciamiento entre elementos b y d en las direcciones x y y , respectivamente. La superficie periódica está ubicada sobre una pantalla metálica de conductor perfecto a una distancia h_p tal como se muestra en la Fig. 3.1. Se considera que las aperturas están impresas sobre un sustrato dieléctrico de permitividad ϵ_r y de grosor arbitrario h . La posición angular de los cortos es uniforme en todas las celdas del arreglo y está determinada por el ángulo γ .

El arreglo reflectivo propuesto puede ser diseñado para tener un comportamiento resonante al controlar su respuesta en frecuencia de forma similar a la de la superficie selectiva de frecuencia. El análisis modal desarrollado en el capítulo anterior es la base para el diseño del arreglo reflectivo de aperturas anulares con cortos. El sentido del eje z ha sido cambiado con respecto al asignado en el análisis presentado en el capítulo anterior para simplificar la representación de la onda reflejada.

Debido a la presencia de los cortos, este arreglo provee diferentes coeficientes de reflexión $\Gamma_{||}$ y Γ_{\perp} para los dos modos ortogonales de polarización lineal cuyos vectores de intensidad de campo eléctrico son paralelo y perpendicular al eje PP' , respectivamente.

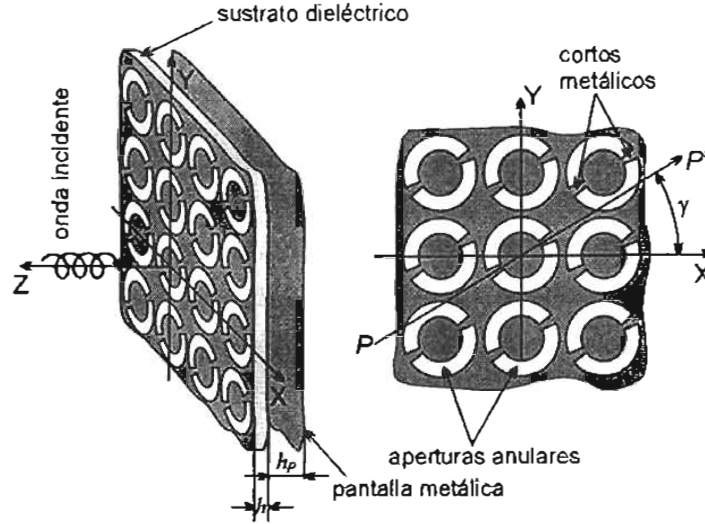


Figura 3-1: Arreglo reflectivo de aperturas anulares con cortos ubicados uniformemente.

En este análisis se considera la variación armónica del tiempo $\exp(j\omega t)$ y por simplicidad en la notación se suprime. Si consideramos que una onda plana de polarización circular de frecuencia $\omega/2\pi$ se propaga en la dirección negativa de z . Entonces el campo eléctrico de esta onda se puede escribir como:

$$\vec{E}_i = E_0 (\vec{a}_x + j\vec{a}_y) \exp(jkz) \quad (3.1)$$

donde E_0 es la magnitud de la onda incidente, \vec{a}_x y \vec{a}_y son los vectores unitarios en las direcciones x y y , respectivamente, $k = 2\pi/\lambda = \omega\sqrt{\epsilon_0\mu_0}$ es el número de onda, ϵ_0 y μ_0 son las constantes eléctrica y magnética del espacio libre, respectivamente y $j = \sqrt{-1}$.

El campo eléctrico de la onda reflejada puede ser expresado como la suma de dos ondas de polarización circular que se propagan en la dirección positiva de z [19]:

$$E_r = 0,5E_0e^{2j\gamma} (\Gamma_{\parallel} - \Gamma_{\perp}) (\vec{a}_x - j\vec{a}_y) \exp(-jkz) + 0,5E_0 (\Gamma_{\parallel} + \Gamma_{\perp}) (\vec{a}_x + j\vec{a}_y) \exp(-jkz) \quad (3.2)$$

El primer término de la suma en (3.2) es una onda de polarización circular que tiene la misma dirección de rotación que el vector \vec{E}_i . La fase de esta onda depende de la posición angular γ del corto. El segundo término de la suma es una onda de polarización circular con una dirección de rotación opuesta al vector \vec{E}_i . La fase de esta onda no

depende de la posición angular del corto. Puede verse que de acuerdo a la ecuación (3.2), el arreglo reflectivo trabaja como un desplazador de fase ideal cuando se cumple la siguiente condición:

$$\Gamma_{\parallel} = -\Gamma_{\perp} \quad (3.3)$$

En otras palabras, se requiere proveer un desplazamiento de fase diferencial de 180 grados entre las componentes ortogonales de la onda reflejada para controlar la fase de la onda reflejada de polarización circular. La ecuación (3.3) expresa el principio de Fox de cambio de fase [17].

La característica principal de una estructura periódica basada en aperturas anulares es el comportamiento resonante de su coeficiente de reflexión [24]. La resonancia ocurre cuando la circunferencia del anillo es aproximadamente igual a la longitud de onda λ . A la frecuencia de resonancia la estructura periódica es transparente a la onda plana incidente. Esta característica de transparencia se cumple para la onda plana que incide normalmente al arreglo y cuyo plano de polarización es ortogonal a los cortos metálicos. Por lo que dicha componente pasará por la estructura periódica sin ser reflejada. Ahora bien, al colocar una pantalla metálica de conductor perfecto situada aproximadamente a una longitud de $\lambda/4$ de la estructura, la onda será reflejada por la pantalla y se tendrá una condición de carga de circuito abierto en el plano de la estructura, por lo que se obtendrá un coeficiente de reflexión de aproximadamente 1 para esta componente.

Por otra parte, la onda incidente con el plano de polarización paralelo a los cortos metálicos es reflejada por la estructura debido a las corrientes eléctricas inducidas que fluyen a través de los cortos metálicos con un coeficiente de reflexión de aproximadamente -1 . En otras palabras, se tiene una condición de corto circuito en el plano de la estructura producida por dichos cortos.

Por lo tanto, un desplazamiento de fase diferencial de 180 grados aparece entre las ondas reflejadas con polarizaciones ortogonales. De acuerdo con el principio de Fox de cambio de fase, la reflexión de la onda de polarización circular del arreglo con posiciones angulares uniformes de los cortos de γ producirá un desplazamiento de fase de 2γ en la onda reflejada de polarización circular.

Los circuitos equivalentes para estas dos condiciones se presentan en la Fig. 3.2 y están modelados con líneas de transmisión, un circuito resonante paralelo $L_1 - C_1$, una sección de una línea de transmisión de longitud $\lambda/4$ o longitud eléctrica $\beta\ell = 90^\circ$ terminada en corto circuito y una inductancia L_{sc} para representar la inductancia de los cortos.

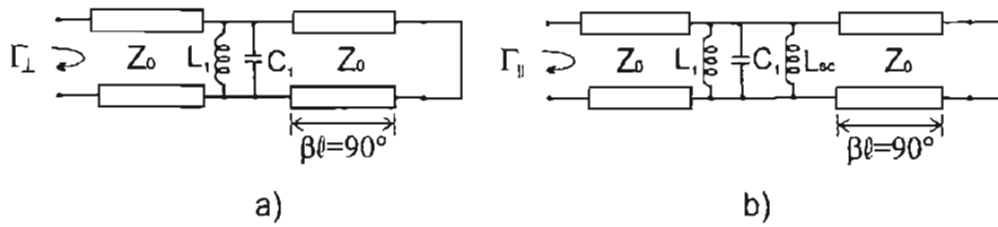


Figura 3-2: Circuitos equivalentes del arreglo reflectivo de aperturas anulares con cortos ubicados uniformemente correspondientes a la dispersión de una onda plana cuyo plano de polarización es a) ortogonal y b) paralelo al eje PP'.

Una aplicación del arreglo reflectivo de aperturas anulares con cortos ubicados uniformemente es un convertidor de polarización para ser utilizado en aplicaciones de re-uso de frecuencia. Un convertidor de polarización de tipo reflectivo es propuesto en [25] utilizando la estructura periódica de aperturas anulares con cortos. La superficie es colocada a una distancia h_p de una pantalla conductora. Los cortos metálicos están ubicados a 45° del vector de intensidad de campo eléctrico \vec{E} de la onda incidente polarizada linealmente tal como se muestra en la Fig. 3.3. Por lo tanto, la onda incidente se puede descomponer en dos componentes ortogonales de polarización lineal de magnitudes iguales \vec{E}_\perp y \vec{E}_\parallel . El plano de polarización de la primera componente es ortogonal a los cortos, mientras que la polarización de la segunda componente es paralela a dichos cortos. Para la primera componente la superficie periódica es transparente, lo que permite a la onda pasar a través de la superficie sin dispersión. La reflexión ocurre cuando incide en la pantalla conductora y entonces vuelve a pasar nuevamente por la superficie en sentido contrario. Para la segunda componente, la superficie es altamente reflectiva debido a los cortos metálicos, por lo que es inmediatamente reflejada al incidir en el plano de la superficie periódica. Como resultado, aparecen dos ondas reflejadas \vec{E}_\perp^R y \vec{E}_\parallel^R con un desplazamiento de fase debido a las diferencias en la reflexión que provoca la estructura. La distancia entre la superficie periódica y la pantalla conductora determinará la diferencia de fase entre ambas componentes.

Calculando una diferencia de fase de 180° a través de un determinado espaciamento, se obtiene que la onda reflejada tendrá una polarización ortogonal con respecto a la onda incidente. Ahora bien, si el espaciamento se ajusta para obtener una diferencia de fase

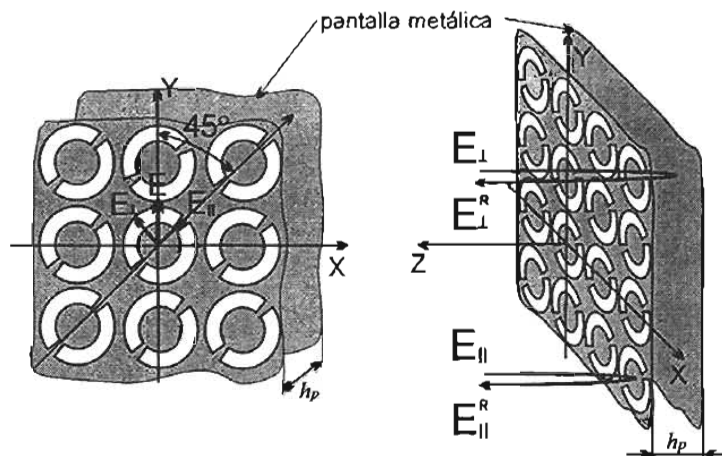


Figura 3-3: Convertidor de polarización basado en aperturas anulares con cortos.

de 90 grados, entonces la onda incidente de polarización lineal será convertida en una onda reflejada de polarización circular.

Con base en el modelo matemático desarrollado, se simuló una estructura periódica en el intervalo de 13.2 a 15.8 GHz con parámetros $b = d = 17\text{ mm}$, $r_1 = 3.8\text{ mm}$, $r_2 = 8.01\text{ mm}$, $h_p = 6\text{ mm}$ un ancho de corto de 0.7 mm . Dicha estructura es iluminada con una onda incidente normal de polarización horizontal. Los resultados de la simulación numérica muestran que la magnitud de la onda reflejada de polarización horizontal es menor a 0.1 mientras que la mayor parte de la potencia incidente es convertida a una onda de polarización vertical. El nivel de polarización cruzada es mejor a 20 dB en un ancho de banda del 20%. Los resultados se muestran en la Fig. 3.4.

3.3. Arreglo reflectivo de aperturas anulares con cortos ubicados no uniformemente

Los arreglos de fase requieren de una distribución de fase lineal entre sus elementos para poder dirigir el haz en una dirección determinada. Se requiere entonces introducir un mecanismo de corrimiento de frecuencia en cada elemento del arreglo para controlar así las fases de las ondas reflejadas y sumarlas coherentemente en una dirección deseada.

La no uniformidad de la posición de los cortos provoca la presencia de un desplazamiento de fase no uniforme en la onda reflejada de polarización circular. Entonces, si se

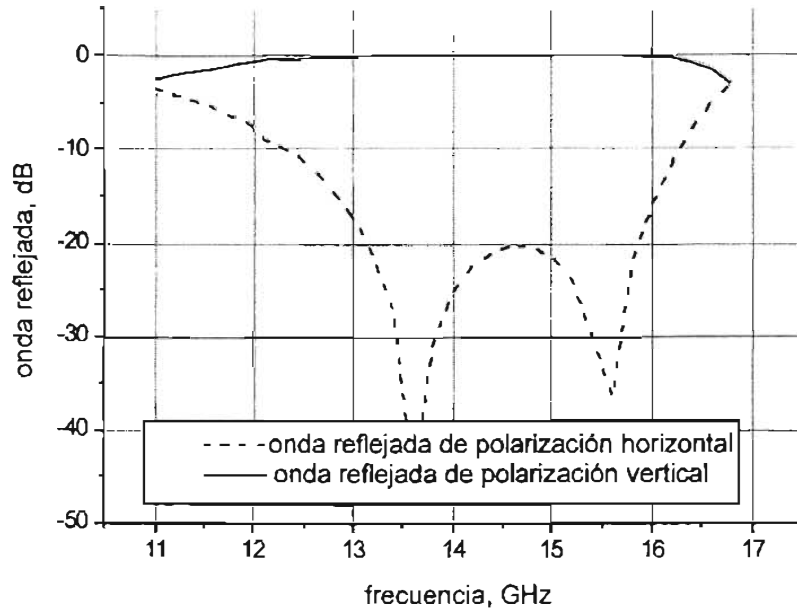


Figura 3-4: Características de reflexión del convertidor de polarización.

introduce un desplazamiento de fase progresivo distribuido linealmente es posible direccionar la onda reflejada según se requiera. Por lo tanto, con un adecuado posicionamiento de los cortos metálicos el ángulo de reflexión puede ser cambiado [23].

Sin embargo, el arreglo de fase basado en desplazadores de fase en un plano abierto tendrá un fuerte acoplamiento electromagnético entre sus elementos. Este acoplamiento tiene un impacto considerable en las características del arreglo. Por lo tanto, es necesario construir un modelo matemático adecuado que considere los efectos del acoplamiento mutuo entre los elementos del arreglo para predecir adecuadamente las características de radiación del arreglo reflectivo. Este modelo matemático debe considerar que los elementos adyacentes están desconfigurados con respecto a una configuración uniforme para poder introducir una distribución de fase lineal en las direcciones x y y del arreglo, por lo que se requiere desarrollar un modelo matemático que tome en cuenta dicha desconfiguración. Esta es la primera vez que se desarrolla un modelo matemático que permita considerar la introducción de una distribución progresiva de fase lineal en un arreglo periódico.

El modelo matemático del arreglo reflectivo está basado en un método de onda completa y se considera que una celda pequeña posee solo una apertura anular de geometría

perfecta (Fig. 3.5). Si consideramos que incide normalmente al arreglo una onda de polarización circular y queremos que la onda reflejada tenga una dirección determinada por el ángulo de elevación θ_R y por el ángulo azimutal φ_R , entonces dos celdas pequeñas adyacentes deben proveer desplazamientos de fase progresivos de ψ_x y ψ_y en la onda reflejada en las direcciones x y y , respectivamente. Cuando las celdas pequeñas están arregladas en una retícula rectangular, los desplazamientos de fase pueden ser calculados como:

$$\begin{aligned}\psi_x &= -kb \sin \theta_R \cos \varphi_R \\ \psi_y &= -kd \sin \theta_R \sin \varphi_R\end{aligned}\quad (3.4)$$

De acuerdo con el principio de polarización de cambio de fase, las diferencias de las posiciones angulares progresivas de los cortos metálicos, $\Delta\gamma_x$ y $\Delta\gamma_y$, para dos celdas adyacentes pequeñas en las direcciones x y y , respectivamente, deben establecerse como:

$$\begin{aligned}\Delta\gamma_x &= \psi_x/2 = -kb \sin \theta_R \cos \varphi_R/2 \\ \Delta\gamma_y &= \psi_y/2 = -kd \sin \theta_R \sin \varphi_R/2\end{aligned}\quad (3.5)$$

Las posiciones angulares no uniformes de los cortos metálicos destruyen la periodicidad del arreglo, por lo tanto, la celda pequeña no puede ser considerada como la celda unitaria del arreglo. Para poder analizar el arreglo como una estructura periódica es necesario definir a la celda unitaria como una agrupación de celdas pequeñas que cumplan con la condición de periodicidad tal como se muestra en la Fig. 3.6. Esta celda unitaria se denomina celda grande y contiene N_x celdas pequeñas adyacentes en la dirección x y N_y celdas adyacentes en la dirección y .

Las diferencias de las posiciones angulares progresivas $\Delta\gamma_x$ y $\Delta\gamma_y$ de los cortos metálicos para dos celdas pequeñas adyacentes deben establecerse como:

$$\begin{aligned}\Delta\gamma_x &= \pi M_x/N_x \\ \Delta\gamma_y &= \pi M_y/N_y\end{aligned}\quad (3.6)$$

donde M_x y M_y representan los desplazamientos de fase en términos del número total de 2π que son introducidos por la celda unitaria o celda grande que contiene $N_x N_y$ celdas

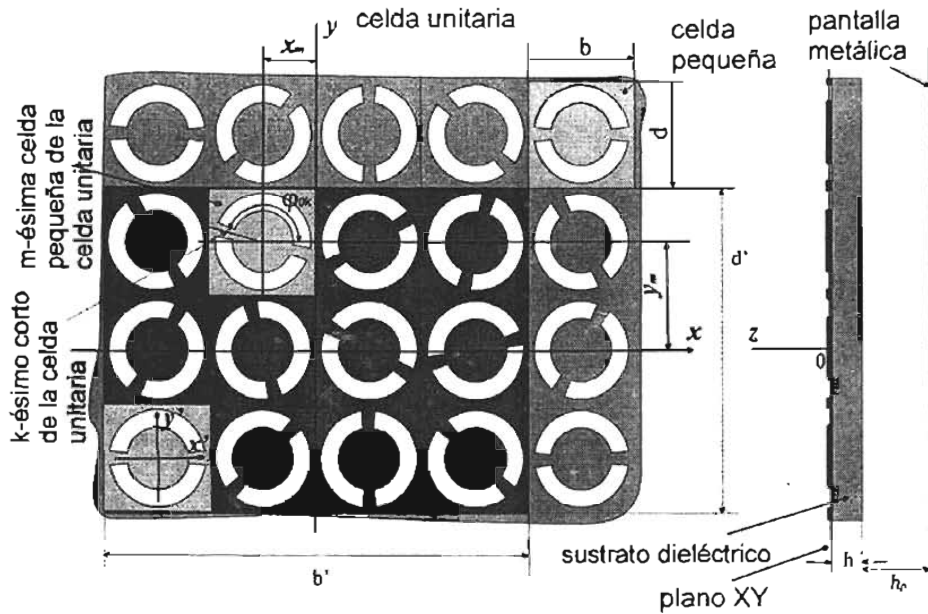


Figura 3-5: Arreglo reflectivo de aperturas anulares con cortes ubicados no uniformemente.

pequeñas en la onda reflejada a lo largo de las direcciones x y y , respectivamente. La ecuación (3.6) permite aproximar los diferentes valores de $\Delta\gamma_x$ y $\Delta\gamma_y$ con una buena tolerancia. Lo que hace posible diseñar un arreglo capaz de reflejar la onda incidente hacia una infinidad de direcciones.

Habiendo definido la celda unitaria para cumplir con las condiciones de periodicidad, el arreglo reflectivo puede ser analizado como una estructura periódica usando el teorema de Floquet [26]. Se sabe que una onda electromagnética homogénea puede ser descompuesta en una combinación de dos ondas planas cuyo campo \vec{E} o \vec{H} es perpendicular al plano de incidencia y que corresponde al modo Floquet TE o TM incidente. Asimismo, la estructura dispersará dicha onda incidente y las ondas reflejadas pueden ser representadas por modos Floquet TE o TM que se propagan o se desvancen fuera del plano del arreglo. Por lo tanto, el campo electromagnético sobre el arreglo reflectivo es presentado como una suma de modos Floquet. Cabe señalar que debido a la definición de la celda grande compuesta por muchas celdas pequeñas desconfiguradas, muchos modos Floquet pueden propagarse, sin embargo, la condición dada por la ecuación (3.6) asegura que dos de los modos Floquet forman una onda plana que se propaga en la dirección deseada de-

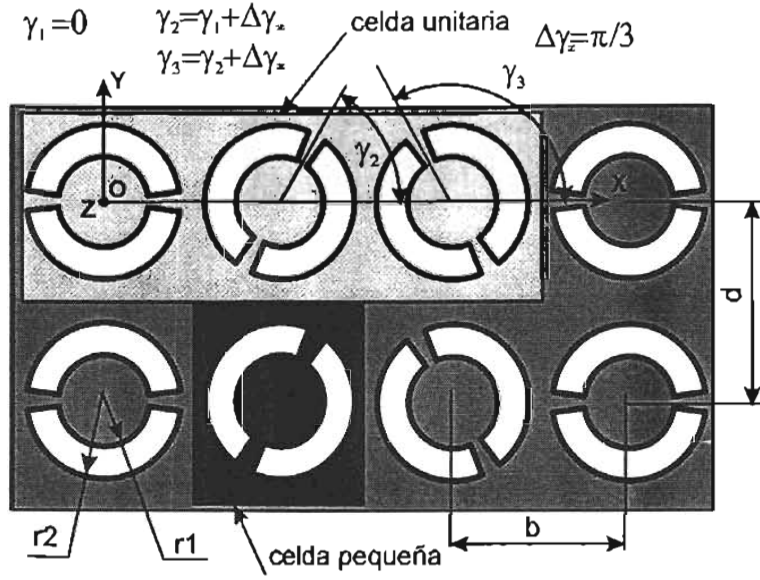


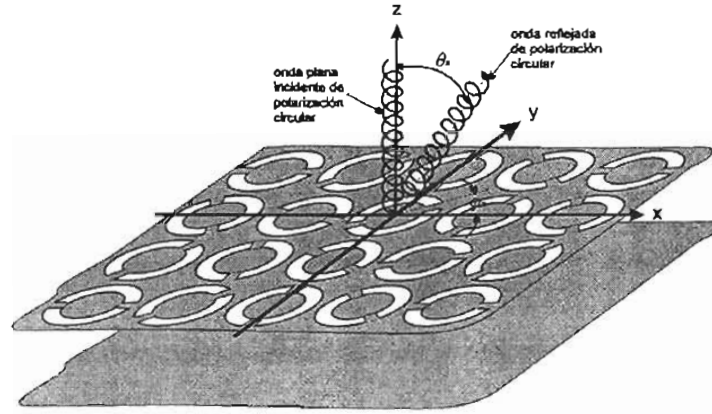
Figura 3-6: Configuración del arreglo periódico para $N_x = 3$ y $N_y = 1$

terminada por los ángulos θ_R y φ_R tal como se muestra en la Fig. 3.7a. Esta característica permite considerar al arreglo reflectivo como un convertidor modal que transforma una onda incidente de polarización circular, expresada como dos modos Floquet incidentes, en una onda plana reflejada de polarización elíptica, expresada por dos modos Floquet reflejados, que se propaga en una dirección deseada tal como se muestra en la Fig 3.7b.

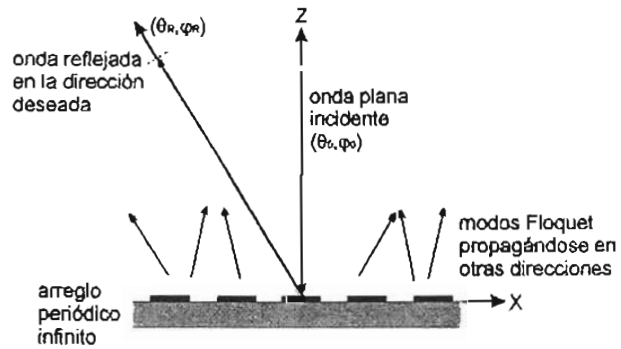
Resulta importante calcular la eficiencia de esta conversión con el propósito de determinar las características de reflexión del arreglo para los diferentes ángulos de exploración. Por tal motivo se procede a obtener un modelo matemático que analice la dispersión de cualquier modo Floquet que incida sobre el arreglo reflectivo.

Por lo anterior es necesario definir los modos Floquet en función de la celda unitaria para cumplir con las condiciones de periodicidad. Entonces, considerando que el arreglo es iluminado por una onda que incide en una dirección definida por los ángulos (θ_0, φ_0) , podemos definir los modos Floquet para una malla rectangular de la siguiente forma:

$$\bar{\Psi}_{1mn}(x, y) = \frac{1}{\sqrt{b'd'}} \left(\frac{k_{mn}^y}{k_{mn}^r} \bar{a}_x - \frac{k_{mn}^x}{k_{mn}^r} \bar{a}_y \right) \exp(-j(xk_{mn}^x + yk_{mn}^y))$$



a)



b)

Figura 3-7: a) Reflexión de una onda plana de polarización circular en una onda plana de polarización circular en la dirección deseada, b) propagación de modos Floquet sobre el plano del arreglo.

$$\bar{\Psi}_{2mn}(x, y) = \frac{1}{\sqrt{b'd'}} \left(\frac{k_{mn}^x}{k_{mn}^r} \bar{a}_x + \frac{k_{mn}^y}{k_{mn}^r} \bar{a}_y \right) \exp(-j(xk_{mn}^x + yk_{mn}^y)) \quad (3.7)$$

siendo:

$$\begin{aligned} k_{mn}^x &= k \sin \theta_0 \cos \varphi_0 + \frac{2\pi m}{b'} \\ k_{mn}^y &= k \sin \theta_0 \sin \varphi_0 + \frac{2\pi n}{d'} \\ (k_{mn}^r)^2 &= (k_{mn}^x)^2 + (k_{mn}^y)^2 \end{aligned} \quad (3.8)$$

donde k_{mn}^x y k_{mn}^y son las constantes de propagación de los modos Floquet mn en las direcciones x y y , respectivamente. \bar{a}_x y \bar{a}_y son los vectores unitarios en los ejes x y y , respectivamente, y $b' = N_x b$ y $d' = N_y d$ son las dimensiones de la celda unitaria o celda grande en las direcciones x y y , respectivamente.

3.3.1. Modelo matemático del arreglo reflectivo

Para encontrar el modelo matemático se considera que una onda plana incidente \bar{E}_r^i es dispersada por el arreglo reflectivo. Esta onda se representa por dos modos Floquet incidentes (TE y TM) de magnitud unitaria. Entonces, el campo tangencial eléctrico desconocido $\bar{E}_r(z=0)$ en el plano de las aperturas anulares con cortos puede ser expresado como la suma de dos componentes:

$$\bar{E}_r(z=0) = \bar{E}_r^u(z=0) + \bar{E}_r^l(z=0) \quad (3.9)$$

donde $\bar{E}_r^u(z=0)$ es el campo tangencial eléctrico en la apertura sin considerar los cortos y $\bar{E}_r^l(z=0)$ es el campo tangencial eléctrico debido a las corrientes eléctricas que fluyen a través de los cortos.

Por simplicidad en la notación, los modos Floquet son ordenados adoptando un solo índice n de tal forma que:

$$\bar{\Psi}_{\ell mn} \rightarrow \bar{\Psi}_n$$

Asimismo se reordenan los modos de la guía de onda coaxial adoptando un solo índice p :

$$\bar{\Phi}_{pqs} \rightarrow \bar{\Phi}_p$$

En primer lugar se obtiene el campo eléctrico \bar{E}_r^u acoplando las componentes tangenciales

de los campos en las regiones 1 y 2 en $z = 0$ a través de los modos Floquet como:

$$\begin{aligned} \vec{E}_\tau^1(z = 0^-) &= \vec{E}_\tau^2(z = 0^+) \\ \vec{E}_\tau^u(x, y, z = 0) &= A_{n'} \vec{\Psi}_{n'}(x, y) + \sum_{n=1}^{\infty} R_n^u \vec{\Psi}_n(x, y) = \sum_{n=1}^{\infty} G_n^u \vec{\Psi}_n(x, y) \end{aligned}$$

en la celda unitaria (3.10)

donde $\vec{\Psi}_{n'}$ es el modo Floquet incidente con magnitud $A_{n'}$, $\vec{\Psi}_n$ es el sistema ortonormal de modos Floquet correspondientes a la celda unitaria, R_n^u es la magnitud del n -ésimo modo Floquet que es dispersado por la estructura periódica sin considerar los cortos, G_n^u es la magnitud del n -ésimo modo Floquet en el plano del arreglo sin considerar los cortos y (x, y) son las coordenadas cartesianas con origen en el centro de la celda unitaria. La condición de frontera para el campo tangencial eléctrico establece que $\vec{E}_\tau = 0$ en la pantalla conductora de la celda unitaria.

La condición de continuidad del campo tangencial magnético en el plano de arreglo permite encontrar la siguiente ecuación que es válida únicamente en la apertura:

$$\begin{aligned} -\vec{a}_z \times \vec{H}_\tau^1(z = 0^-) &= -\vec{a}_z \times \vec{H}_\tau^2(z = 0^+) \\ -\vec{a}_z \times \vec{H}_\tau(x, y, z = 0) &= A_{n'} Y_{n'} \vec{\Psi}_{n'}(x, y) - \sum_{n=1}^{\infty} R_n^u Y_n \vec{\Psi}_n(x, y) = \sum_{n=1}^{\infty} G_n^u Y_n^+ \vec{\Psi}_n(x, y) \end{aligned}$$

(3.11)

donde \vec{a}_z es el vector unitario en el eje z , Y_n y Y_n^+ son las admitancias modales de las regiones 1 y 2, respectivamente. La región 1 ($z > 0^+$) corresponde al espacio libre por lo que su admitancia está definida por:

$$\begin{aligned} Y_n^{TE} &= \frac{k_n^z}{\omega \mu_0} \quad \text{para modos } TE \\ Y_n^{TM} &= \frac{\omega \epsilon_0}{k_n^z} \quad \text{para modos } TM \end{aligned}$$

(3.12)

La constante de propagación k_n^z del n -ésimo modo Floquet en la dirección z es real para las ondas que se propagan, mientras que para las ondas que decaen su valor es puramente imaginario.

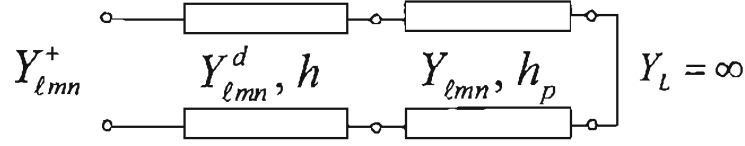


Figura 3-8: Circuito equivalente de la región 2.

La región 2 ($z < 0^-$) se modela mediante un circuito equivalente de líneas de transmisión tal como se muestra en la Fig. 3.8. El circuito comprende una sección de línea de longitud h para representar al sustrato dieléctrico y una sección de línea de longitud h_p terminada en corto circuito para representar el espacio entre el dieléctrico y la pantalla metálica de conductor perfecto.

Las admitancias modales Y_n^+ de la región 2 son obtenidas a partir de la expresión utilizada para calcular la admitancia de entrada de una línea de transmisión:

$$Y_n^+ = Y_n^d \frac{Y_n^X + jY_n^d \tan(k_n^{zd}h)}{Y_n^d + jY_n^X \tan(k_n^{zd}h)}, \quad (3.13)$$

donde Y_n^d es la admitancia modal en la región del dieléctrico y está dada por:

$$Y_n^{dTE} = \frac{k_n^{zd}}{\omega\mu_0} \quad \text{para modos } TE$$

$$Y_n^{dTM} = \frac{\omega\epsilon}{k_n^{zd}} \quad \text{para modos } TM \quad (3.14)$$

k_n^{zd} es la constante de propagación en el dieléctrico a lo largo del eje z y está dada por:

$$k_n^{zd} = \begin{cases} [\epsilon_r k^2 - (k_n^T)^2]^{1/2} & \text{si } \epsilon_r k^2 - (k_n^T)^2 \geq 0 \\ -j[(k_n^T)^2 - \epsilon_r k^2]^{1/2} & \text{si } \epsilon_r k^2 - (k_n^T)^2 < 0 \end{cases} \quad (3.15)$$

Y_n^X es la admitancia que toma en cuenta el espacio y la pantalla metálica y está dada por la ecuación que define la admitancia de una línea de transmisión de longitud h_p terminada en corto circuito :

$$Y_n^X = -jY_n \cot(k_n^z h_p) \quad (3.16)$$

Por otra parte, los coeficientes R_n^u y G_n^u pueden obtenerse al tomar el producto escalar de la ecuación (3.10) con $\bar{\Psi}_n^*$:

$$\delta_n^{n'} A_{n'} + R_n^u = G_n^u = \int_{ap} \bar{E}_\tau^u \cdot \bar{\Psi}_n^* ds \quad (3.17)$$

donde el símbolo * denota conjugación compleja y $\delta_n^{n'}$ es la función delta de Kronecker:

$$\delta_n^{n'} = \begin{cases} 1 & n = n' \\ 0 & n \neq n' \end{cases}$$

de la ecuación (3.17) se obtiene:

$$R_n^u = G_n^u = \int_{ap} \bar{E}_\tau^u \cdot \bar{\Psi}_n^* ds \quad (3.18)$$

para todos los modos Floquet con excepción del modo Floquet incidente. En el caso del modo incidente se tiene:

$$A_{n'} + R_n = G_n \quad (3.19)$$

Sustituyendo (3.17) en (3.11) se obtiene:

$$\begin{aligned} & A_{n'} Y_{n'} \bar{\Psi}_{n'}(x, y) - \sum_{n=1}^{\infty} Y_n \bar{\Psi}_n(x, y) \left\{ \int_{ap} \bar{E}_\tau^u \cdot \bar{\Psi}_n^*(x, y) ds - \delta_n^{n'} A_{n'} \right\} \\ & = \sum_{n=1}^{\infty} Y_n^+ \bar{\Psi}_n(x, y) \int_{ap} \bar{E}_\tau^u \cdot \bar{\Psi}_n^*(x, y) ds \end{aligned} \quad (3.20)$$

que es reducida a la siguiente ecuación integral:

$$2A_{n'} Y_{n'} \bar{\Psi}_{n'}(x, y) = \sum_{n=1}^{\infty} (Y_n + Y_n^+) \bar{\Psi}_n(x, y) \int_{ap} \bar{E}_\tau^u \cdot \bar{\Psi}_n^*(x, y) ds \quad (3.21)$$

Para resolver la ecuación integral por el método de momentos, se expande el campo tangencial eléctrico desconocido \bar{E}_τ^u en el plano de la apertura de la celda unitaria mediante un juego ortonormal de funciones base. Este campo se representa como una sumatoria

de funciones que toman en cuenta el campo eléctrico en cada una de las aperturas de las celdas pequeñas que conforman la celda grande o unitaria. De esta manera el campo tangencial eléctrico desconocido en el plano de la apertura de la celda unitaria se representa por:

$$\vec{E}_\tau^u = \sum_{m=1}^M \sum_{p=1}^{\infty} F_p^m \vec{\Phi}_p(x', y') \quad (3.22)$$

donde $\vec{\Phi}_p$ son las funciones base que satisfacen las condiciones de frontera en la apertura y se eligen como los modos de la guía de onda coaxial presentadas en [27], F_p^m es la magnitud del modo coaxial p en la celda pequeña m y $M = N_x N_y$ es el número total de celdas pequeñas que contiene la celda unitaria. Se debe de tomar en cuenta que los centros de las celdas pequeñas están desplazados del origen de referencia de la celda unitaria, por lo que es necesario introducir las coordenadas relativas (x', y') :

$$x' = x - x_{0m}; \quad y' = y - y_{0m} \quad (3.23)$$

donde x_{0m} y y_{0m} son las coordenadas del centro de la celda pequeña m con respecto al origen definido en la celda unitaria.

sustituyendo (3.22) en (3.21) y aplicando el método de Galerkin, se toma el producto escalar con las funciones de peso $\vec{\Phi}_q(x'', y'')$ que son elegidas idénticas a las funciones base. Las coordenadas (x'', y'') nuevamente toman en cuenta la posición de la celda pequeña m' :

$$x'' = x - x_{0m'}; \quad y'' = y - y_{0m'} \quad (3.24)$$

donde $x_{0m'}$ y $y_{0m'}$ son las coordenadas del centro de la celda pequeña m' con respecto al origen definido en la celda unitaria.

De lo anterior se obtiene:

$$\begin{aligned} & 2A_{n'} Y_{n'} \int_{\alpha p} \vec{\Phi}_q(x'', y'') \cdot \vec{\Psi}_{n'}(x, y) ds \\ &= \sum_{n=1}^{\infty} (Y_n + Y_n^+) \int_{\alpha p} \vec{\Phi}_q(x'', y'') \cdot \vec{\Psi}_n(x, y) ds \sum_{m=1}^M \sum_{p=1}^{\infty} \int \vec{\Phi}_p(x', y') \cdot \vec{\Psi}_n^*(x, y) ds \end{aligned} \quad (3.25)$$

El coeficiente de acoplamiento entre dos diferentes tipos de modos (Floquet y coaxial)

C_n^p se expresa como:

$$C_n^p = \int_{ap} \bar{\Phi}_p(x, y) \cdot \bar{\Psi}_n^*(x, y) ds \quad (3.26)$$

Los diferentes coeficientes de acoplamiento fueron calculados en [26] y se presentan en el apéndice B.

La expresión (3.25) puede ser presentada como:

$$\begin{aligned} & 2A_n Y_n C_n^{q*} \exp(-j(k_n^x(x-x'') + k_n^y(y-y''))) \\ &= \sum_{n=1}^{\infty} (Y_n + Y_n^+) C_n^{q*} \exp(-j(k_n^x(x-x'') + k_n^y(y-y''))) \\ & \cdot \sum_{m=1}^M \sum_{p=1}^{\infty} F_p^m C_n^p \exp(j(k_n^x(x-x') + k_n^y(y-y'))) \end{aligned} \quad (3.27)$$

donde k_n^x y k_n^y son las constantes de propagación del modo Floquet incidente en las direcciones x y y , respectivamente y k_n^x y k_n^y son las constantes de propagación del n -ésimo modo Floquet en las direcciones x y y , respectivamente.

La ecuación (3.27) genera un sistema de ecuaciones algebraicas lineales para diferentes valores de q en donde los coeficientes F_p^m son las incógnitas. Este sistema puede ser expresado en forma matricial como:

$$[Y_q^p] [F_p^m] = 2 [I_q] \quad (3.28)$$

donde los elementos de la matriz están dados por:

$$Y_q^p = \sum_{n=1}^{\infty} (Y_n + Y_n^+) C_n^{q*} \exp(-j(k_n^x(x-x'') + k_n^y(y-y''))) C_n^p \exp(j(k_n^x(x-x') + k_n^y(y-y')))$$

$$I_q = A_n Y_n C_n^{q*} \exp(-j(k_n^x(x-x'') + k_n^y(y-y''))) \quad (3.29)$$

La ecuación (3.28) es la expresión que modela una red de puertos múltiples en donde cada puerto representa un modo que podría ser excitado, $[Y_q^p]$ es la matriz de admitancias, F_p^m es la magnitud del campo del correspondiente modo coaxial $\bar{\Phi}_p$ en la celda m , I_q es la fuente de corriente equivalente y C_n^p es el coeficiente de acoplamiento entre dos diferentes tipos de modos.

La ecuación matricial (3.28) se resuelve mediante el método de inversión matricial para

conocer las amplitudes modales desconocidas F_p^m y así calcular el campo \vec{E}_r^u mediante (3.22).

Para calcular la componente \vec{E}_r^l se considera que el campo magnético no es continuo en las regiones donde fluyen las corrientes eléctricas a través de los cortos metálicos. Por lo tanto, en dichas regiones se aplican las condiciones de frontera en las regiones 1 y 2:

$$\vec{a}_z \times \left(\vec{H}_r^1(x, y, z = 0^+) - \vec{H}_r^2(x, y, z = 0^-) \right) = \sum_{k=1}^K \vec{J}_k \quad (3.30)$$

donde \vec{J}_k es el vector de la densidad de corriente eléctrica superficial en el corto metálico k y K es el número total de cortos en la celda unitaria. A partir de la ecuación (3.30) se obtiene la ecuación integral para \vec{E}_r^l :

$$\sum_{n=1}^{\infty} (Y_n + Y_n^+) \vec{\Psi}_n(x, y) \int_{ap} \vec{E}_r^l \cdot \vec{\Psi}_n^*(x, y) ds = - \sum_{k=1}^K I_k \vec{P}_k(\rho_k, \varphi_{0k}) \quad (3.31)$$

donde I_k es la corriente eléctrica desconocida que fluye a través del corto k y $\vec{P}_k(\rho_k, \varphi_{0k})$ es la función que determina la región donde fluye la corriente eléctrica I_k y está definida como:

$$\vec{P}_k(\rho, \varphi) = \vec{a}_{\rho_k} [1(r2) - 1(r1)] \times [1(\varphi_{0k} + \Delta\varphi/2) - 1(\varphi_{0k} - \Delta\varphi/2)] / \rho_k \Delta\varphi$$

$$k = 1, \dots, K$$

$1(\varphi)$ y $1(\rho)$ son funciones de conmutación y φ_{0k} es la posición angular del centro del corto k . \vec{a}_{ρ_k} es el vector radial unitario definido en la celda pequeña donde se ubica el corto k y ρ_k es la coordenada polar local de la celda pequeña donde se encuentra el corto k . Cabe señalar que la geometría del corto es definida como un sector anular de tamaño angular $\Delta\varphi$. La ecuación (3.31) es válida solamente en la superficie de todas las aperturas que pertenecen a la celda unitaria.

Aplicando nuevamente el método de Galerkin, el campo eléctrico \vec{E}_r^l es expandido en un juego ortonormal de funciones base para satisfacer las condiciones de frontera en la apertura. Estas funciones corresponden a los modos de la guía de onda coaxial definidos

en [27]:

$$\vec{E}_\tau^I = \sum_{m=1}^M \sum_{p=1}^{\infty} A_p^m \vec{\Phi}_p(x', y') \quad (3.32)$$

donde A_p^m es la magnitud desconocida del modo coaxial p en la celda pequeña m .

Sustituyendo (3.32) en (3.31) y tomando el producto escalar con $\vec{\Phi}_q(x'', y'')$ se obtiene:

$$\begin{aligned} & \sum_{n=1}^{\infty} (Y_n + Y_n^+) \int_{ap} \vec{\Phi}_q(x'', y'') \cdot \vec{\Psi}_n(x, y) ds \sum_{m=1}^M \sum_{p=1}^{\infty} A_p^m \int_{ap} \vec{\Phi}_p(x', y') \cdot \vec{\Psi}_n^*(x, y) ds \\ & = - \sum_{k=1}^K \frac{I_k}{\Delta\varphi} \int_{r1}^{r2} \int_{\varphi_{1k}}^{\varphi_{2k}} \frac{\vec{a}_{\rho k}}{\rho k} \vec{\Phi}_q(x'', y'') ds \end{aligned} \quad (3.33)$$

donde:

$$\varphi_{1k} = \varphi_{0k} - \Delta\varphi/2$$

$$\varphi_{2k} = \varphi_{0k} + \Delta\varphi/2$$

φ_{1k} y φ_{2k} definen los ángulos azimutales que limitan al corto k , φ_{0k} es la posición angular del centro del corto k , (ρ_k, φ_k) son las coordenadas polares del corto k con origen en el centro de la celda pequeña m y $r1, r2$ son los radios interior y exterior de la ranura, respectivamente.

La ecuación (3.33) puede expresarse en términos de los coeficientes de acoplamiento como:

$$\begin{aligned} & \sum_{n=1}^{\infty} (Y_n + Y_n^+) C_n^{q*} \exp(-j(k_n^x(x-x'') + k_n^y(y-y''))) \\ & \cdot \sum_{m=1}^M \sum_{p=1}^{\infty} A_p^m C_n^p \exp(j(k_n^x(x-x') + k_n^y(y-y'))) \\ & = - \sum_{k=1}^K \frac{I_k}{\Delta\varphi} \int_{r1}^{r2} \int_{\varphi_{1k}}^{\varphi_{2k}} \frac{\vec{a}_{\rho k}}{\rho k} \vec{\Phi}_q(x'', y'') ds \end{aligned} \quad (3.34)$$

Los campos eléctricos \vec{E}_τ^u y \vec{E}_τ^I satisfacen las condiciones de frontera en toda la celda unitaria con la excepción de las regiones de los cortos donde fluyen las corrientes eléctricas I_k , por lo que es necesario aplicar las condiciones de frontera para el campo tangencial eléctrico total \vec{E}_τ en cada corto metálico para encontrar las $2N_x N_y$ ecuaciones adicionales (considerando dos cortos por ranura) y así determinar las corrientes desconocidas I_k .

Considerando que el tamaño del corto es muy pequeño en comparación de la longitud

de onda λ , se puede utilizar la ley de Ohm para definir las siguientes ecuaciones:

$$\int_{\rho_{1k}}^{\rho_{2k}} \left(\vec{E}_{\tau m}^u + \vec{E}_{\tau m}^I \right) \cdot d\ell = \frac{1}{\sigma_k} I_k, \quad k = 1, \dots, K = 2N_x N_y \quad (3.35)$$

donde $\vec{E}_{\tau m}^u$ y $\vec{E}_{\tau m}^I$ son los campos tangenciales eléctricos que existen en la apertura m , σ_k es la conductancia del corto k y ρ_{1k} y ρ_{2k} determinan el trayecto donde existe la corriente I_k .

Sustituyendo las ecuaciones (3.22) y (3.32) en (3.35) se obtiene:

$$\sum_{p=1}^{\infty} F_p^m \int_{\rho_{1k}}^{\rho_{2k}} \vec{\Phi}_p(x', y')|_{\varphi=\varphi_{0k}} d\rho + \sum_{p=1}^{\infty} A_p^m \int_{\rho_{1k}}^{\rho_{2k}} \vec{\Phi}_p(x', y')|_{\varphi=\varphi_{0k}} d\rho = \frac{1}{\sigma_k} I_k, \quad k = 1, \dots, 2N_x N_y \quad (3.36)$$

Entonces los sistemas de ecuaciones lineales (3.27) y (3.34) son resueltos simultáneamente para encontrar los términos desconocidos A_p^m e I_k . De las ecuaciones (3.34) y (3.36) se obtiene la siguiente ecuación matricial:

$$\begin{bmatrix} [Y_A] & [H_B] \\ [H_C] & [Z_D] \end{bmatrix} \begin{bmatrix} [A] \\ [I] \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} [0] \\ [V] \end{bmatrix} \quad (3.37)$$

donde $[Y_A]$ es la matriz cuadrada de admitancias mutuas de orden $P \cdot M$, siendo P el número total de modos de guía de onda coaxial para aproximar el campo en la apertura. Los elementos de la matriz pueden obtenerse mediante:

$$Y_{A \ p,q}^{(x_{0m}, y_{0m}), (x_{0m'}, y_{0m'})} = \sum_{n=1}^N (Y_n + Y_n^+) C_n^{q*} C_n^p \exp(-j(k_n^x x_{0m'} + k_n^y y_{0m'})) \exp(j(k_n^x x_{0m} + k_n^y y_{0m})) \quad (3.38)$$

donde $Y_{A \ p,q}^{(x_{0m}, y_{0m}), (x_{0m'}, y_{0m'})}$ es la admitancia modal mutua entre dos celdas pequeñas cuyos centros están ubicados respectivamente en las coordenadas (x_{0m}, y_{0m}) y $(x_{0m'}, y_{0m'})$ al considerar los modos coaxiales p y q . N es el número total de modos Floquet para aproximar el campo en la región abierta.

$[H_B]$ es la matriz de orden $(P \cdot M \times K)$ que toma en cuenta el efecto de la inductancias de las secciones anulares que determinan los cortos. Los elementos de $[H_B]$ pueden

obtenerse mediante:

$$H_B^{k,(x_{0m'},y_{0m'})} = \frac{1}{\Delta\varphi} \int_{r_1}^{r_2} \int_{\varphi_{1k}}^{\varphi_{2k}} \frac{\bar{\rho}}{\rho_k} \bar{\Phi}_q(x_{0m'},y_{0m'}) ds \quad (3.39)$$

$[H_C]$ es una matriz de orden $(K \times P \cdot M)$. Los elementos de $[H_C]$ pueden obtenerse como:

$$H_C^{k,(x_{0m},y_{0m})} = \int_{\rho_{1k}}^{\rho_{2k}} \bar{\Phi}_p(x_{0m},y_{0m})|_{\varphi=\varphi_{0k}} d\rho \quad (3.40)$$

$[Z_D]$ es la matriz que considera la resistencia intrínseca de los cortos y está definida como la matriz diagonal de orden K . Los elementos diagonales de la matriz se calculan mediante:

$$Z_D^k = -\frac{1}{\sigma_k} \quad (3.41)$$

$[A]$ es el vector de orden $P \cdot M$ de las magnitudes desconocidas de los modos de la guía de onda coaxial. El elemento A_p^m es la magnitud del modo coaxial p en la apertura m . $[I]$ es el vector de orden K de las corrientes desconocidas que fluyen en los cortos. El elemento I_k es la corriente que fluye en el corto k . $[V]$ es el vector que define el potencial eléctrico en los cortos debido al campo eléctrico calculado para el caso de las aperturas anulares sin cortos y sus elementos se calculan mediante:

$$V_k = \sum_{p=1}^P F_p^m \int_{\rho_{1k}}^{\rho_{2k}} \bar{\Phi}_p(x',y')|_{\varphi=\varphi_{0k}} d\rho \quad (3.42)$$

La ecuación (3.37) es resuelta mediante el método de inversión matricial para encontrar los valores desconocidos de I_k y A_p^m . De esta forma es posible determinar el campo tangencial eléctrico \vec{E}_r^I mediante (3.32). Finalmente es posible encontrar el campo eléctrico total en el plano de las aperturas anulares con cortos sustituyendo (3.22) y (3.32) en (3.9):

$$\vec{E}_r(x,y,z=0) = \sum_{m=1}^M \sum_{p=1}^P (F_p^m + A_p^m) \vec{\Phi}_p(x',y') \quad (3.43)$$

Una vez que se conoce el campo \vec{E}_r en el plano de las aperturas anulares, es posible

calcular las magnitudes de los modos Floquet. Dicho campo \vec{E}_τ se expresa de forma general mediante:

$$\vec{E}_\tau(x, y, z = 0) = A_{n'} \vec{\Psi}_{n'}(x, y) + \sum_{n=1}^N R_n \vec{\Psi}_n(x, y) = \sum_{n=1}^N G_n \vec{\Psi}_n(x, y) \quad (3.44)$$

Tomando el producto escalar de la ecuación (3.44) con $\vec{\Psi}_n^*(x, y)$ se tiene:

$$A_{n'} \delta_{n'n} + R_n = G_n = \int_{ap} \vec{E}_\tau(x, y) \cdot \vec{\Psi}_n^*(x, y) ds \quad (3.45)$$

Entonces para todos los modos Floquet con excepción del modo incidente se tiene:

$$R_n = G_n = \int_{ap} \vec{E}_\tau(x, y) \cdot \vec{\Psi}_n^*(x, y) ds \quad (3.46)$$

sustituyendo (3.43) en (3.46) obtenemos:

$$R_n = G_n = \sum_{m=1}^M \sum_{p=1}^P (F_p^m + A_p^m) C_n^p \exp(-j(k_n^x(x - x') + k_n^y(y - y'))) \quad (3.47)$$

El campo eléctrico sobre la superficie puede presentarse como:

$$\vec{E}_a(x, y, z \geq 0) = A_{n'} \vec{\Psi}_{n'}(x, y) \exp(-jk_n^z z) + \sum_{n=1}^N R_n \vec{\Psi}_n(x, y) \exp(j\beta_n z) \quad (3.48)$$

donde β_n es la constante de propagación del n ésimo modo Floquet.

La primera componente de (3.48) representa la onda incidente que se propaga hacia el arreglo reflectivo, mientras que la sumatoria infinita representa las ondas planas reflejadas. Dos de los modos Floquet reflejados (uno *TE* y otro *TM*) se propagan en la dirección deseada definida por los ángulos (θ_R, φ_R) . Por lo que para calcular la eficiencia de la conversión de los modos es posible calcular una relación entre la densidad de potencia de los modos deseados y la densidad de potencia de los modos incidentes, esta

relación se denomina pérdidas de conversión L_c y está dada por:

$$L_c = \frac{Y_{n1} |R_{n1}|^2 + Y_{n2} |R_{n2}|^2}{2Y_{n'} |A_{n'}|^2} \quad (3.49)$$

donde $n1$ y $n2$ son los índices de los modos Floquet que se propagan en la dirección deseada (θ_R, φ_R) .

3.3.2. Convergencia de la solución de la ecuación integral por el método de momentos

La solución exacta de la ecuación integral puede ser obtenida en principio cuando tienden a infinito el número de modos Floquet para representar el campo en la región abierta y el número de modos de la guía de onda coaxial para aproximar el campo en la apertura. Sin embargo en la práctica, para resolver numéricamente la ecuación integral, el número total de modos Floquet (N) y el de modos coaxiales (P) tienen que ser finitos. Entonces, el juego de funciones base será incompleto y los productos internos desarrollados en el dominio espectral en la forma de una integral o sumatoria deben ser truncados. Este truncamiento corresponde, en el dominio de la frecuencia, a filtrar la transformada de Fourier de las funciones base mediante la plantilla de una ventana, por lo que dichas funciones sufren una modificación de tal forma que se pierde la información de las frecuencias espaciales altas. Esta información espectral de las frecuencias altas que se pierde debido al truncamiento es la que define el campo en las secciones más finas de la estructura en el dominio del espacio. Por lo tanto, el truncamiento debe hacerse a una frecuencia espacial lo suficientemente alta para asegurar la definición correcta del campo electromagnético en las secciones más finas de la celda periódica.

Para obtener resultados útiles, se requiere además asegurar que se ha alcanzado la convergencia de la solución final. Existen generalmente tres parámetros que determinan la convergencia del método de momentos aplicado a la solución de un arreglo infinito [28]: 1) el número de funciones base para representar el campo desconocido en la apertura, 2) el número de los modos de expansión para obtener los campos electromagnéticos en la región abierta, y 3) el número de modos incidentes y transmitidos considerado. En [28] se ha demostrado que el método de momentos falla si el número de las funciones base y el número de los modos de expansión son iguales. Entonces, se establece que la función base de mayor orden, que tiene la mayor frecuencia espacial, determina el número de modos

de expansión que son requeridos para una exactitud razonable. También se establece que para un número dado de funciones base existe un límite inferior para el número de modos de expansión sin que exista un límite superior para estos modos. De la teoría de los análisis espectral y espacial se puede ver que el número de funciones base y el número mínimo de modos de expansión debe ser proporcional a las dimensiones de la apertura y de la celda. Sin embargo, el número mínimo de funciones de expansión deberá ser más grande si las funciones base tienen un espectro muy amplio con respecto a sus expansiones modales. Si se utilizan más funciones base o si la apertura contiene bordes o secciones muy finas, entonces se requerirán más términos espectrales para resolver las variaciones espaciales más rápidas.

Con base en la geometría de las aperturas anulares con cortos, puede observarse que el detalle más fino corresponde a los cortos metálicos cuya geometría corresponde a un sector anular. El ancho de este sector permite definir la resolución espacial Δ_{esp} . El criterio es que se pueda llevar a cabo a través de dicho sector cuando menos una variación del campo en una media longitud de onda. Tal variación está dada por el término $\cos q\varphi$ o $\sin q\varphi$ de la función base $\bar{\Phi}_{pqs}$. Por lo tanto, es necesario considerar en la aproximación del campo en la apertura todos los términos de la sumatoria hasta alcanzar una longitud de onda de valor $2\Delta_{esp}$ en el corto a través de las variaciones angulares $\cos q\varphi$ o $\sin q\varphi$. Por otra parte, para obtener el número de modos de expansión del campo en la región abierta se utiliza nuevamente la resolución espacial del corto Δ_{esp} . La variable espectral máxima $k_r = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$ debe ser igual a $2\pi/\Delta_{esp}$ para asegurar la representación adecuada del campo electromagnético dispersado por el corto metálico. Por lo tanto es necesario considerar todos los modos Floquet cuya k_r sea menor o igual a $(2\pi/\Delta_{esp})$.

El número de modos de guía de onda coaxial tomados en cuenta durante la simulación fue de $500N_xN_y$, mientras que el número de modos Floquet fue de $6000N_xN_y$.

3.3.3. Resultados de la simulación numérica

Con base en el modelo matemático desarrollado, se analizó la dispersión de una onda incidente de polarización circular derecha sobre el arreglo reflectivo de aperturas anulares con cortos desconfigurados. Se simuló numéricamente un arreglo reflectivo con dimensiones $b = d = 5$ mm, $r1 = 1.65$ mm, $r2 = 2.17$ mm y con una distancia de la estructura periódica con la pantalla metálica de 2.8 mm. El tamaño angular del corto es $10,3^\circ$. Se considera una exploración en el plano XZ , por lo que para este caso $\varphi_R = 0$,

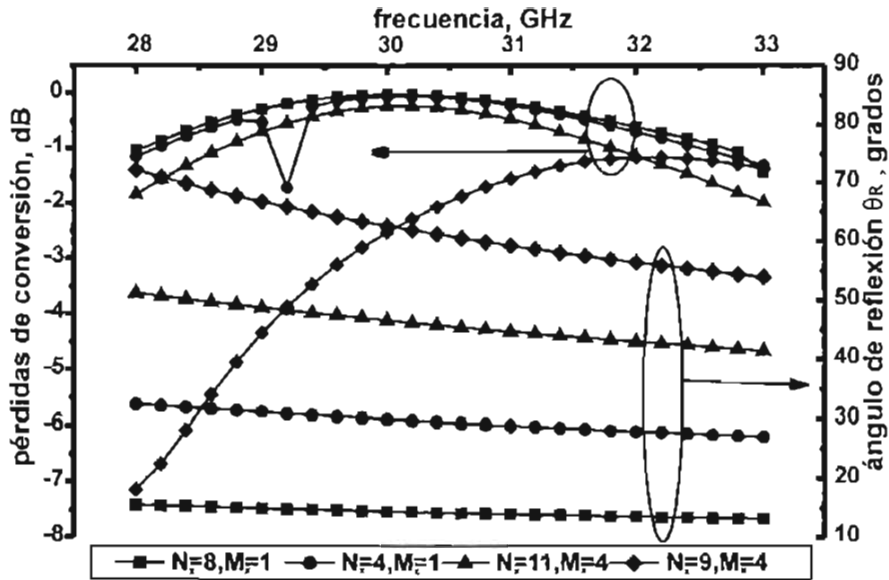


Figura 3-9: Pérdidas de conversión y ángulo de reflexión para cuatro configuraciones diferentes del arreglo reflectivo.

$N_y = 1$ y $\Delta\gamma_x = \pi M_x / N_x$. Los resultados para diferentes configuraciones del arreglo son mostrados en la tabla 3-1.

De acuerdo con los resultados presentados en la tabla 3-1, el arreglo reflectivo muestra un excelente desempeño cuando el ángulo de reflexión θ_R es menor a 45 grados. Las pérdidas de conversión para estos casos son menores a 0.5 dB y la polarización de la onda reflejada es cercana a la circular. Para ángulos más grandes se observa una distorsión de la polarización circular al aumentar considerablemente la relación axial, sin embargo, las pérdidas de conversión son menores a 2 dB para ángulos menores a 65 grados.

La dependencia de las pérdidas de conversión con respecto a la frecuencia se observa en la Fig. 3.9. En dicha gráfica se presentan cuatro diferentes configuraciones para ángulos de reflexión θ_R de 15° , 30° , 45° y 60° a la frecuencia de 31 GHz. Puede observarse que el cambio en la frecuencia produce un cambio en el ángulo de reflexión si se considera que la configuración del arreglo reflectivo permanece constante. La gráfica muestra un muy buen desempeño en el intervalo de frecuencias analizado.

Cuadro 3.1: Dispersión de la onda incidente de polarización circular a 31 GHz.

Ángulo de reflexión θ_R (grados)	$\Delta\gamma_x$ (grados)	N_x	M_x	Pérdidas de Conversión L_c (dB)	Relación Axial (dB)
9.28	15	12	1	0.18	0.045
10.1	16.4	11	1	0.18	0.058
11.2	18	10	1	0.19	0.19
12.4	20	9	1	0.18	0.075
14	22.5	8	1	0.17	0.07
16.05	25.7	7	1	0.18	0.1
18.8	30	6	1	0.18	0.1
20.6	32.7	11	2	0.19	0.36
22.8	36	5	1	0.2	0.39
25.5	40	9	2	0.21	0.11
28.9	45	4	1	0.21	0.15
31.9	49.1	11	2	0.23	0.49
33.6	51.4	7	1	0.29	0.84
35.5	54	10	3	0.33	1.55
40.2	60	3	1	0.29	1.13
44.7	65.5	11	4	0.45	0.91
46.5	67.5	8	3	0.85	2.96
50.7	72	5	2	0.86	6.39
53.7	75	12	5	1.93	11.35
56	77.1	7	3	1.49	8.06
59.3	80	9	4	1.54	7.75
61.6	81.8	11	5	1.25	6.13
63.3	83.1	13	6	1.44	6.43
64.8	84	15	7	1.70	7.16
65.6	84.7	17	8	1.89	7.74

3.4. Arreglo reflectivo de aperturas anulares con cargas reactivas

El ancho de banda del arreglo reflectivo propuesto está limitado por varios factores. En primer lugar, de acuerdo al principio de cambio de fase de Fox, el corrimiento de fase adicional introducido en la onda reflejada es igual a 2γ y es independiente de la frecuencia. Por lo tanto, cuando la frecuencia cambia, la dirección de propagación de la onda reflejada es modificada. Otro factor limitante es la dependencia con respecto a la frecuencia del corrimiento de fase diferencial entre las componentes ortogonales Γ_{\parallel} y Γ_{\perp} de la onda reflejada. Este corrimiento es igual a 180° en la frecuencia central, sin embargo, las fases de los coeficientes de reflexión Γ_{\parallel} y Γ_{\perp} dependen de la frecuencia de forma diferente, por lo que dentro del ancho de banda, el desplazamiento de fase diferencial será diferente a 180° y la condición (3.3) no será satisfecha. Por consiguiente, de acuerdo con (3.2) existe una redistribución de la potencia reflejada entre la onda reflejada en la dirección correcta y otra onda reflejada que se propaga en la dirección determinada por el ángulo natural de reflexión especular.

Con el propósito de mantener un desplazamiento de fase diferencial constante sobre un amplio intervalo de frecuencias y así aumentar el ancho de banda del arreglo reflectivo, se propone introducir una mayor flexibilidad en el diseño al considerar un arreglo reflectivo de capas múltiples basado en aperturas anulares con cargas reactivas. El uso de diferentes tipos de cargas reactivas en lugar de simples cortos metálicos y el uso de capas múltiples introducen al arreglo valores de inductancias, capacitancias, susceptancias y longitudes eléctricas de líneas que pueden ser optimizados para minimizar los errores de corrimiento de fase diferencial dentro de la banda de frecuencias de trabajo.

Por otra parte, el uso de dispositivos electrónicos o electromecánicos en lugar de los cortos metálicos plantea la posibilidad de controlar dinámicamente el haz reflejado y con ello la realización de arreglos de fase reflectivos planos con un haz ágil, de bajo peso y con grandes ángulos de exploración. Esta modificación además permite tener una mayor versatilidad en el diseño para obtener una gran variedad de respuestas al establecer mediante una etapa de control las diferentes configuraciones y modos de operación del arreglo.

El principio básico es modificar la reactancia de un dispositivo mediante una señal eléctrica y con ello definir las propiedades que permitan llevar a cabo una aplicación en particular. El caso más simple es utilizar un interruptor electrónico para sustituir los

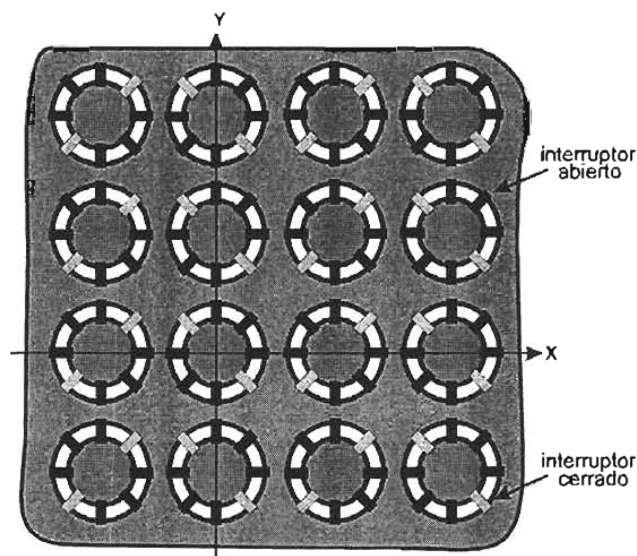


Figura 3-10: Interruptores integrados a la apertura anular

cortos metálicos. En la Fig. 3.10 se muestra un arreglo de aperturas anulares en donde han sido colocados en diferentes posiciones angulares los interruptores que de acuerdo a su estado de encendido o apagado permitirán definir una cierta configuración.

Sin embargo, no solo es posible instalar interruptores sino cualquier tipo de impedancia conmutable. Esta opción permite tener una mayor flexibilidad en el arreglo al poder modificar su respuesta en frecuencia y compensar las no idealidades que aparecen debido a las limitaciones del arreglo reflectivo. De esta forma es posible optimizar el diseño para minimizar los errores de fase en una determinada banda de frecuencias.

Para evaluar el desempeño del arreglo reflectivo de aperturas anulares con cargas reactivas se obtuvo su modelo matemático. Este modelo es similar al obtenido para el caso de los cortos metálicos. Se considera que las cargas son elementos de parámetros concentrados y están caracterizadas por su admitancia y para simplificar el análisis, su geometría se define como la de un sector anular. Esta aproximación nos permite tomar en cuenta diferentes tipos de cargas y evaluar la inductancia parásita debida a la conexión del elemento a la apertura anular. Entonces la ecuación (3.36) debe modificarse para

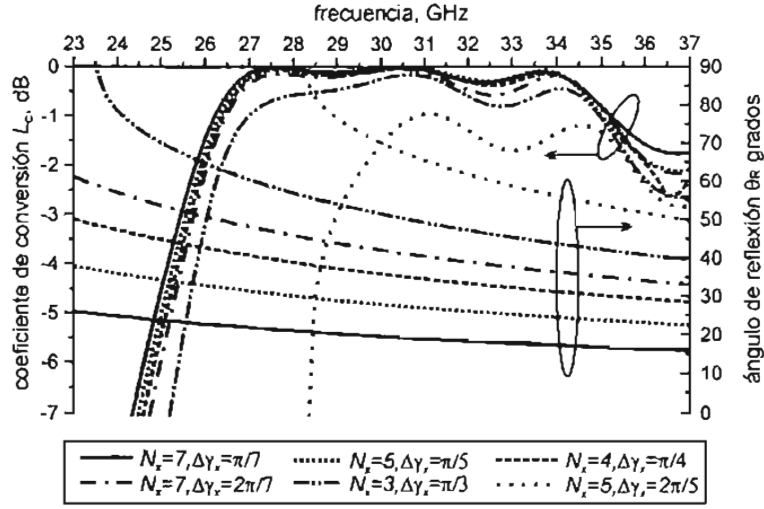


Figura 3-11: Coeficiente de conversión y ángulo de reflexión para diferentes configuraciones del arreglo reflectivo optimizado.

considerar la reactancia de las cargas:

$$\sum_{p=1}^{\infty} F_p^m \int_{\rho_{1k}}^{\rho_{2k}} \Phi_p(x', y')|_{\varphi=\varphi_{0k}} d\rho + \sum_{p=1}^{\infty} A_p^m \int_{\rho_{1k}}^{\rho_{2k}} \Phi_p(x', y')|_{\varphi=\varphi_{0k}} d\rho = I_k/y_k, \quad k = 1, \dots, 2N_x N_y \quad (3.50)$$

donde y_k es la admitancia de la carga k . El procedimiento subsecuente es el mismo que para el arreglo reflectivo con cortos metálicos. El campo eléctrico sobre el arreglo, los coeficientes de reflexión y las pérdidas de conversión son encontrados mediante (3.43), (3.47) y (3.49), respectivamente.

El procedimiento de análisis de estructuras multicapa descrito en [29] se utilizó para el estudio de los arreglos reflectivos multicapa de aperturas anulares con cargas reactivas [30]. El arreglo de tres capas con parámetros optimizados $b = d = 4.25$ mm, $r_1 = 1.2$ mm, $r_2 = 1.93$ mm, $l_1 = 1.21$ mm, $l_2 = 0.8$ mm, $l_3 = 1.02$ mm y $\Delta\varphi = 10.3^\circ$ fue calculado y en la Fig. 3.11 se muestran los resultados para diferentes configuraciones del arreglo. Puede verse un significativo mejoramiento de los coeficientes de conversión para grandes ángulos de reflexión. Los coeficientes de conversión calculados son mejores a -1dB en una banda de frecuencias de 8 GHz para ángulos de elevación de hasta 60° ($N_x = 3$, $N_y = 1$, $\Delta\gamma_x = \pi/3$).

Finalmente, cabe señalar que el desarrollo de la presente investigación permitió explorar el uso de las aperturas anulares en otras configuraciones de arreglos, tal es el caso de los arreglos de aperturas anulares de tipo transmissivo [31] y los arreglos reflectivos de aperturas anulares con stubs [32]. Estos arreglos permiten un control de la dispersión de la onda incidente para direccionarla electrónicamente según se requiera dentro de los sectores de exploración de dichos arreglos.

3.5. Alcances y limitaciones del modelo matemático

La principal ventaja del método desarrollado es la representación modal del campo electromagnético en cualquier punto de la región abierta del arreglo. Con lo cual es posible encontrar los coeficientes de reflexión de los diferentes armónicos que se propagan ante la incidencia de una onda plana. Esta característica hace que sea posible determinar la eficiencia de la conversión de una onda plana incidente de polarización circular en una onda plana reflejada de polarización elíptica que se propaga en la dirección deseada.

El modelo es útil para analizar SSF y arreglos reflectivos y transmissivos de aperturas anulares con cortos y cargas ubicadas uniformemente y no uniformemente. La metodología desarrollada para considerar en el modelo la distribución de fase lineal progresiva puede ser aplicada a otro tipo de elementos.

El modelo matemático desarrollado considera una estructura periódica de extensión infinita. Por lo tanto, el patrón de radiación del arreglo infinito considera que el lóbulo principal y los lóbulos secundarios están expresados a través de funciones delta en las respectivas direcciones determinadas por la configuración del arreglo. El nivel del lóbulo principal con respecto a los lóbulos secundarios puede ser calculado cuantitativamente a través de este modelo. Sin embargo, cuando se trata de un arreglo de dimensiones finitas, el ancho de los haces de radiación se verán ensanchados debido al truncamiento de la estructura. Por lo que para calcular el patrón de radiación de una estructura finita en particular se requiere de un análisis que considere las dimensiones físicas y la geometría del arreglo.

Una limitación en cuanto al método numérico es que cuando se consideran celdas periódicas muy grandes (formadas por muchas celdas pequeñas), el método requiere de muchos recursos de memoria y de tiempo de procesamiento.

3.6. Conclusión

En este capítulo se presentó el análisis electrodinámico para un arreglo de fase reflectivo basado en aperturas anulares con cargas considerando una distribución de fase lineal entre los elementos adyacentes. El nuevo modelo matemático desarrollado permite considerar el fuerte acoplamiento electromagnético entre los elementos de un arreglo periódico infinito con celdas pequeñas adyacentes desconfiguradas para obtener los parámetros de dispersión del arreglo reflectivo ante la incidencia de una onda plana que incide normalmente sobre su superficie.

El arreglo reflectivo de aperturas anulares con cortos ubicados uniformemente utiliza el principio de cambio de fase para desarrollar principalmente convertidores de polarización. Sin embargo, al posicionar los cortos de manera no uniforme se puede introducir una fase progresiva entre las celdas adyacentes para redirigir el haz reflejado según se requiera.

El arreglo reflectivo de aperturas anulares con cortos ubicados no uniformemente presenta un control efectivo del ángulo de reflexión para la onda plana de polarización circular que incide normalmente sobre la estructura. Definiendo adecuadamente las posiciones angulares de los cortos es posible redirigir el haz hacia direcciones de hasta 65 grados en el ángulo de elevación con pérdidas de conversión menores a 1.5 dB. Los mejores resultados con pérdidas de conversión menores a 1 dB se obtuvieron para ángulos menores a 45 grados. Sin embargo, la posibilidad de utilizar cargas reactivas en vez de cortos metálicos y el diseño multicapa permiten optimizar el diseño para reducir los errores de fase diferenciales en la banda de frecuencias de interés.

Con el uso de dispositivos de control electrónicos o electromecánicos, como diodos PIN, varactores, FETs o MEMS, es posible controlar dinámicamente las características de exploración del arreglo. La integración del desplazador de fase al elemento radiador mediante técnicas de fabricación planares con base en los resultados de la presente investigación permite el desarrollo de arreglos de fase planos, ligeros, de alta velocidad de conmutación y de bajo costo.

Bibliografía

- [1] E. Brookner, "Major advances in phased arrays: part II," *Microwave Journal*, Junio 1997, pp. 84-92.
- [2] A. E. Martynyuk, and Y. Sidoruk, "Low-loss phase shifters for Ka-band phased array," *Proceedings of 2000 IEEE Int. Conf. on Phased Arrays Systems and Technology*, Dana Point. CA. Mayo 20-26, 2000. pp. 53-56.
- [3] D. G. Berry, R. G. Malech, and W. A. Kennedy, "The reflectarray antenna," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Vol. AP-11, pp.645-651, Nov, 1963.
- [4] J. Huang, "Capabilities of printed reflectarray antennas," *IEEE International Symp. on Phased Array Systems and Technology*, 1996., 15 - 18 Oct. 1996, pp. 131-134.
- [5] D. M. Pozar, S.D. Targonski, and H.D. Syrigos, , "Design of millimeter wave microstrip reflectarrays," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 45, núm. 2, Feb. 1997, pp. 287-296.
- [6] R. D. Javor, X. D. Wu, and K. Chang, "Design and performance of a microstrip reflectarray antenna," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 43, pp. 932-938, Sept. 1995.
- [7] S. D. Targonski, D.M. Pozar, and H.D. Syrigos, , "Analysis and design of millimeter wave microstrip reflectarrays," *Antennas and Propagat. Society Int. Symp. AP-S. Digest* , vol.1, 18 - 23 Jun. 1995, pp. 578-581.
- [8] J. Huang, "Microstrip reflectarray," in Proc. *IEEE Int. Symp. Antennas Propagat., ON*, Canada, Jun 1991, pp.612-615.
- [9] D. C. Chang, and M. C. Huang, "Microstrip reflectarray antenna with offset feed," *Electron. Lett.*, vol. 28, pp. 1489-1491, Jul. 1992.

- [10] T. A. Metzler, "Stub loaded microstrip reflectarrays," *Antennas and Propagat. Society Int. Symp. AP-S. Digest*, vol. 1, 18 - 23 Junio 1995, pp. 574-577.
- [11] D. M. Pozar, and T.A. Metzler, "Analysis of a reflectarray antenna using microstrip patches of variable size," *Electron. Lett.* , vol. 29 , núm. 8 , 15 Abril 1993, pp. 657-658.
- [12] S. D. Targonski, and D.M. Pozar, "Analysis and design of a microstrip reflectarray using patches of variable size," *Antennas and Propagat. Society International Symp., AP-S. Digest* , vol. 3, 20 - 24 Junio 1994, pp. 1820-1823.
- [13] J. Huang, "Bandwidth study of microstrip reflectarray and a novel phased reflectarray concept," *Antennas and Propagation Society International Symp., AP-S. Digest* , vol. 1 , 18-23 Junio 1995., pp. 582-585.
- [14] J. Huang, and R. J. Pogorzelski, "Microstrip reflectarray with elements having variable rotation angles," *IEEE Antennas and Propagat. Society International Symp. Digest* , vol. 2, 13 - 18 Jul. 1997, pp. 1280-1283.
- [15] J. Huang, and R. J. Pogorzelski, "A Ka-band microstrip reflectarray with elements having variable rotation angles," *IEEE Trans. Antennas and Propagat.*, vol. 6 ,núm. 5 , May. 1998., pp. 650-656.
- [16] J. A. Encinar, "Design of two-layer printed reflectarray using patches of variable size," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Vol. 49, No. 10 pp. 1403-1410, Oct. 2001.
- [17] A. Fox, "An adjustable waveguide phase changer," *PIRE*, vol. 35, No. 12, pp. 1489-1498, Dic. 1947.
- [18] H. R. Phelan, "Spiraphase -a new, low-cost phase array. part I. Theory and concept," *Microwave J.*, vol. 19, No. 12, pp 41-44, Dic. 1976.
- [19] J. J. J. Wang, "Characteristics of a newclass of diode-switched integrated antenna phase shifter," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 31, pp. 156-159, Jan. 1983.
- [20] P. L. Tokarskii, A. I. Luchaninov, and I. D. Gladkoskok, "Calculation of the scattering field of thin-wire antennas in a stipulated polarization basis," *Radioelectron. Commun. Syst.*, vol. 33, no. 1, pp. 21-25, Jan. 1990.

- [21] P. Tokarskii, A. Luchaninov, and I. Gladkoskok, "Calculation of the scattering field of thin-wire antennas in a stipulated polarization basis," *Izvestiya VUZ. Radioelektronika*, vol. 33, no. 1, pp. 23–27, Jan. 1990. in Russian.
- [22] A. O. Kasyanov, and V. A. Obukhovets, "Plane spiraphase focusing lens," in *Proc. SPIE, Terahertz and Gigahertz Electronics and Photonics*, vol. 4111, San Diego, CA, Aug. 2000, pp. 356–363.
- [23] A. E. Martynyuk, and J. I. Martinez Lopez, "Reflective antenna arrays based on shorted ring slots," *IEEE International Microwave Symp. Digest*, vol. 2, 20-25 May. 2001, pp. 1379-1382.
- [24] A. Roberts, and R. C. McPhedran, "Bandpass grids with annular apertures," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 36, núm. 5, May. 1988, pp. 607-611.
- [25] A. E. Martynyuk, and J. I. Martínez López, "Polarization converters based on shorted ring slot resonators," *Proc. of Int. Conf. Telecommunication 2000*, vol. 2. pp. 943-946. May. 2000.
- [26] N. Amitay, V. Galindo, and C.P. Wu: Theory and Analysis of phased array antennas. (Wiley-Interscience, 1972).
- [27] N. Marcuvitz (ed.) Waveguide Handbook, M.I.T. Radiation Laboratory Series, vol. 10, McGraw-Hill, Nueva York, 1951, pp. 66-89
- [28] A. K. Bhattacharyya, "On the convergence of MoM and mode matching solutions for infinite array and waveguide problems," *IEEE Trans. Antenna Propagat.*, vol. 51, no. 7, Jul. 2003. pp. 1599-1606.
- [29] C. Wan and J. A. Encinar, "Efficient computation of generalized scattering matrix for analyzing multilayered periodic structures," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 43., pp. 1233–1242, Nov. 1995.
- [30] A. E. Martynyuk, J. I. Martinez Lopez, and N. A. Martynyuk, "Spiraphase type reflectarrays based on loaded ring slot resonators," *IEEE Trans. Antennas Propagat.* vol. 52, no. 1 Enero 2004, pp. 142-153.
- [31] A. E. Martynyuk, J. I. Martinez Lopez, and N. A. Martynyuk, "Multilayered antenna arrays based on shorted ring slot resonators," *IEEE International Symposium Antennas and Propagation Society*, Vol. 4 Jun. 16-21 2002 pp. 236-239

- [32] A. E. Martynyuk, J. I. Martinez Lopez, and N. A. Martynyuk, "Reflective passive phased array with open polarization phase shifters" *IEEE International Symposium on Phased Array Systems and Technology, 2003*. Oct. 14-17. 2003 pp. 482-487.

Capítulo 4

Verificación Experimental del Modelo Matemático

4.1. Introducción

La caracterización de arreglos de fase y superficies selectivas de frecuencia es muy importante para asegurar que se ha alcanzado cumplir con las especificaciones de diseño, especialmente cuando se trata de diseños de alta sintonización y precisión en la exploración. Las características de reflexión de las superficies selectivas de frecuencia, así como de los arreglos reflectivos pueden ser medidos por varias técnicas. Una de ellas es la prueba del coeficiente de reflexión de un arreglo de tamaño finito en una cámara anecoica [1]. El montaje de medición utiliza antenas de tipo bocina de ganancia estándar para transmisión y recepción. Al cambiar la polarización de la antena de vertical a horizontal, es posible medir las características de reflexión TE y TM del arreglo entre las dos antenas. Sin embargo, debido a la fuerte difracción de los bordes del arreglo, se introducen datos erróneos en la medición. Estas difracciones son atribuibles al gran ancho de haz de la antena de bocina y al pequeño tamaño relativo del arreglo a medir.

Además, resulta complicado, desde el punto de vista práctico, la medición de un arreglo de fase debido a que todos sus elementos deben ser excitados con una amplitud y fase apropiadas, además de que el patrón de radiación debe medirse en la zona lejana de la antena. Por otra parte, la validación de los diseños conlleva a la fabricación de paneles de prueba relativamente grandes, sobre todo cuando son de interés las propiedades del arreglo en grandes ángulos de incidencia. Sin embargo, para ángulos de incidencia muy

grandes ($60-85^\circ$) el tamaño del panel se vuelve poco manejable.

Estas situaciones dificultan la caracterización de los arreglos de fase y representan un problema serio debido a la necesidad de llevar a cabo modificaciones en los elementos durante la optimización del diseño. El desarrollo y caracterización de arreglos de cientos o miles de elementos sería demasiado costoso y tardado.

Una solución a este problema es la caracterización de un solo elemento radiador que considere los efectos del acoplamiento mutuo y, con base en la distribución de los elementos en el arreglo, sea posible determinar la respuesta del arreglo total. Entonces se necesita medir un pequeño arreglo que posea solo algunos elementos alrededor del elemento a medir para considerar los efectos del acoplamiento electromagnético. Se considera que los elementos contiguos pueden tener un fuerte efecto sobre el elemento de tal forma que este pequeño arreglo pueda ser una buena aproximación del arreglo grande. Sin embargo, esta aproximación es aceptable cuando las direcciones de exploración son cercanas a la transversal. Este método se vuelve poco fiable cuando dichas direcciones se alejan de la dirección normal del arreglo.

4.2. Simulador de guía de onda

Un método de medición alternativo es el simulador de guía de onda [2]. Con este método es posible representar con precisión un arreglo infinito con un número muy pequeño de elementos. La periodicidad de la malla del arreglo, combinada con las simetrías de la retícula, del elemento y del modo de excitación, permite la derivación de una transición equivalente de la guía de onda al utilizar los principios de la imagen especular. Estas transiciones de la guía de onda simulan el desempeño del arreglo bajo ciertas condiciones del ángulo de exploración.

El principio del simulador de guía de onda es que las paredes de la guía actúan como pares de planos imagen que simulan un ambiente periódico infinito para la estructura encerrada en la guía. Este método hace posible llevar a cabo mediciones de laboratorio bajo condiciones controladas y ofrece varias ventajas [3], entre las que se sobresalen: a) desarrollo rápido de prototipos usando pequeñas muestras, b) control en las mediciones de laboratorio para asegurar exactitud en los ángulos y en las condiciones de polarización, c) exactitud en la simulación de ángulos de incidencia grandes, d) caracterización completa de los parámetros de dispersión S , e) simulación de arreglos y superficies activas usando circuitos de control de fácil configuración y f) inferencia de las pérdidas intrínsecas al

conocer las ondas transmitidas y reflejadas.

Sin embargo, el método también presenta limitaciones [3], entre las más importantes se tienen: a) el ancho de banda es determinado por el modo dominante de la guía de onda y el ángulo de incidencia está en función de la frecuencia, b) simula solo algunos ángulos de exploración, c) la polarización es solamente TE para estructuras de guía de onda convencionales, d) los elementos deben ser simétricos en el plano de incidencia, e) las fugas en los bordes limitan la exactitud, f) la periodicidad debe de ser una fracción entera de las dimensiones de la guía y g) la frecuencia de resonancia del arreglo puede caer fuera del ancho de banda de la guía de onda.

No obstante, algunas de las limitaciones de la guía de onda pueden superarse, por ejemplo, el intervalo del ángulo de incidencia puede ser modificado al cambiar las dimensiones de la guía de onda, lo que requiere de la construcción de un nuevo simulador de guía de onda y de una muestra para cada configuración. El desempeño de una estructura puede ser evaluado sobre un mayor intervalo de frecuencias al cambiar a una diferente banda de guía de onda, aunque en este caso el número de elementos usados en la muestra deberá ser modificado. Otro recurso es que la muestra puede ser embebida en un dieléctrico para desplazar la frecuencia de resonancia de tal forma que se encuentre dentro de la banda de la guía de onda.

El principio del simulador de guía de onda establece que se pueden introducir paredes metálicas en ciertas ubicaciones del arreglo sin modificar la distribución del campo. Esta condición representa que una guía de onda radia dentro de una guía de onda más grande. Entonces, se puede obtener una transición de guía de onda equivalente a un arreglo infinito para ciertas condiciones del ángulo de exploración.

La validez del método del simulador de guía de onda se desarrolla en [2] y establece lo siguiente: Considerando una onda plana uniforme que incide sobre un arreglo infinito a un ángulo en particular y con una polarización tal que el vector del campo eléctrico o el del magnético coincida con el plano de incidencia. Si los elementos están espaciados de forma muy cercana en comparación con una longitud de onda, entonces solamente una onda reflejada se propagará hacia afuera del arreglo, esto corresponde al caso cuando no se forman máximos principales secundarios. La onda reflejada es entonces una onda plana uniforme en un ángulo igual y opuesto al ángulo incidente. Si ahora consideramos una onda incidente desde la segunda dirección y polarizada de tal forma que el mismo vector de campo está en el plano de incidencia, entonces se producirá una onda reflejada en la primera dirección. Debido a la simetría, los coeficientes de reflexión serán idénticos

en ambos casos.

Si suponemos ahora que ambas ondas planas están incidiendo simultáneamente, entonces también existirán ambas ondas reflejadas y por el principio de superposición, el coeficiente de reflexión de las ondas combinadas es idéntico al de las ondas individuales. Si las dos ondas incidentes son iguales en amplitud, entonces una serie regular de planos nulos existirá debido a la interferencia entre las dos ondas incidentes cruzadas. Asimismo, una serie regular de planos nulos existirá para el par de ondas reflejadas. Estos planos nulos coinciden con aquellos formados por el par de ondas incidentes debido a que los dos coeficientes de reflexión son los mismos, por lo tanto, existirá una serie regular de planos nulos para la situación combinada de pares de ondas incidentes y reflejadas.

La cantidad particular de campo que es elegida para caracterizar los planos nulos es el campo tangencial eléctrico, por lo que pueden colocarse paredes conductoras en cualquiera de estos planos nulos sin alterar los campos en parte alguna. Sin embargo, los planos nulos no existen en la vecindad inmediata de los elementos del arreglo debido a los campos reactivos que rodean a los elementos. Para rectificar esta situación, es necesario que los planos nulos coincidan con los planos de simetría de los elementos del arreglo. Entonces los campos reactivos no alteran los planos nulos debido a que tanto la estructura del arreglo como los campos son simétricos con respecto a cualquiera de estos planos particulares.

En un arreglo plano existen varias direcciones en las que existen planos de simetría. La Fig. 4.1 muestra los planos de simetría para un arreglo rectangular con elementos circulares. Ahora bien, con una combinación particular de cuatro ondas planas incidentes cruzadas es posible obtener planos nulos que coincidan con dos juegos ortogonales de planos de simetría. Estos planos pueden ser los planos horizontales y verticales. Cada una de las cuatro ondas debe tener el mismo ángulo de incidencia y el mismo vector en el plano de incidencia. Entonces, el coeficiente de reflexión de una sola onda plana es el mismo que el de la combinación de cuatro ondas planas y las paredes conductoras pueden ser colocadas en cada uno de los planos nulos sin que esto afecte los campos. Puede observarse de la Fig. 4.1 que este juego de planos conductores forman una guía de onda rectangular. Por lo tanto, una guía de onda rectangular que está terminada con un arreglo apropiado de unos pocos elementos provee los campos que permiten una simulación exacta de la reflexión de un arreglo infinito donde incide una onda plana apropiada.

En el presente trabajo se utilizó el método del simulador de guía de onda para verificar

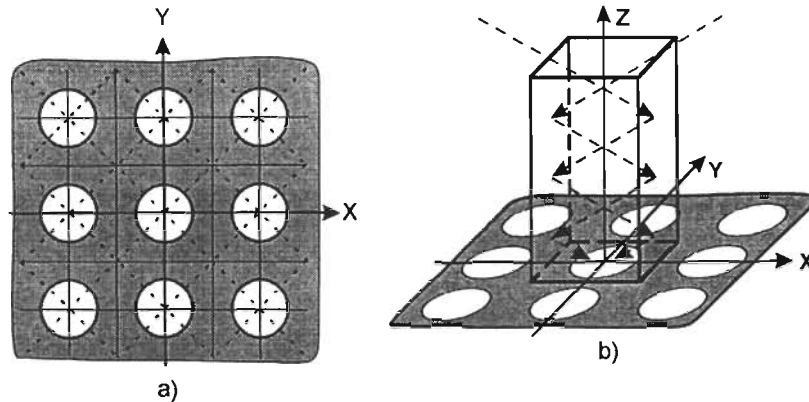


Figura 4-1: Simulador de guía de onda

los modelos matemáticos desarrollados. Se construyeron los diferentes diafragmas que contienen los elementos del arreglo de tal forma que se aseguren las condiciones apropiadas para efectuar la simulación.

4.2.1. SSF basadas en aperturas anulares con cortos

Para verificar experimentalmente el modelo matemático de la superficie selectiva de frecuencia se fabricó un diafragma que contiene dos celdas unitarias de la superficie periódica [4] tal como se muestra en la Fig. 4.2. Los parámetros del arreglo son $b = 11.43 \text{ mm}$, $d = 10.13 \text{ mm}$, $r1 = 3.8 \text{ mm}$, $r2 = 4.5 \text{ mm}$ y $\Delta\varphi = 9.7^\circ$. Estas celdas fueron impresas sobre el sustrato dieléctrico con una permitividad relativa de 3.4 y un grosor de 0.51mm.

El diafragma se instaló en la sección transversal de la guía de onda rectangular WR-90. La dispersión del modo TE_{10} en la guía de onda es equivalente a la dispersión de la onda incidente plana sobre la superficie cuando el ángulo de incidencia θ es igual a:

$$\theta = \text{sen}^{-1} (\lambda/4b)$$

donde λ es la longitud de onda y b es la dimensión de la celda unitaria en la coordenada x . Los resultados medidos en la guía de onda en comparación con los calculados son muy cercanos entre sí y se muestran en la Fig. 4.3.

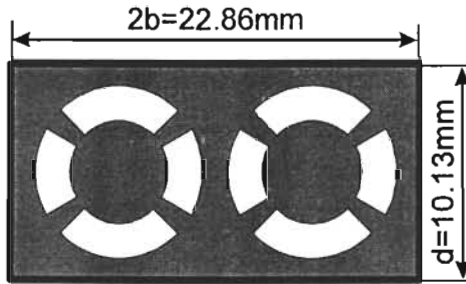


Figura 4-2: Diafragma del simulador de guía de onda de la SSF de aperturas anulares con cortes.

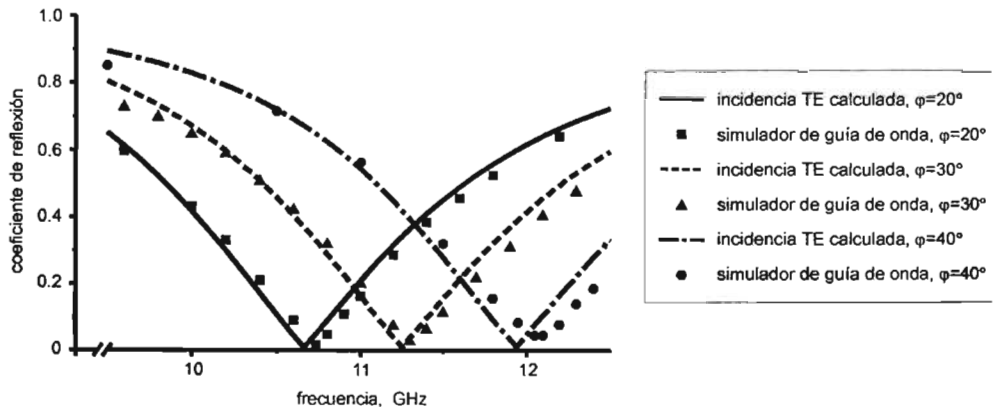


Figura 4-3: Comparación entre los coeficientes de reflexión computados y los medidos en el simulador de guía de onda de la SSF de la Fig. 4.2.

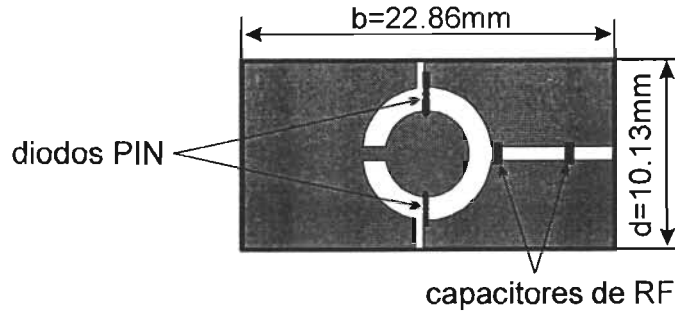


Figura 4-4: Diafragma del simulador de guía de onda para la SSF de aperturas anulares con cargas reactivas

4.2.2. Arreglo periódico basado en aperturas anulares con cargas reactivas

La verificación experimental del modelo matemático del arreglo periódico basado en aperturas anulares con cargas reactivas se llevó a cabo por el método del simulador de guía de onda [5]. Por lo que se construyó un diafragma que contiene solamente una celda unitaria de la superficie con las siguientes dimensiones: $b = 22.86$ mm, $d = 10.13$ mm, $r_1 = 3.5$ mm y $r_2 = 4.03$ mm. Este diafragma es mostrado en la Fig. 4.4 y posee dos diodos PIN HPND 4038 conectados en el eje vertical y se construyó utilizando un sustrato dieléctrico con $\epsilon_r = 2.40$ y un grosor $h = 0.102$ mm. Con el propósito de aplicar los voltajes de polarización a los diodos PIN se utilizaron stubs en los ejes vertical y horizontal. Adicionalmente se agregaron capacitores de RF para poner en corto el stub horizontal. Este diafragma se instaló en la sección transversal de una guía de onda rectangular WR-90. La dispersión del modo TE_{10} de la guía de onda rectangular sobre el diafragma es equivalente a la dispersión de la superficie de dos ondas planas incidentes TE de magnitudes iguales y fases opuestas.

La magnitud del coeficiente de reflexión fue medida para diferentes valores del voltaje de polarización en inversa que se aplicaron a los diodos PIN. Los datos experimentales fueron aproximados por las curvas simuladas mostradas en la Fig. 4.5. El diodo PIN en inversa fue modelado mediante la conexión en paralelo de un capacitor C y de un resistor R . De acuerdo a los datos presentados en la gráfica de la Fig. 4.5, la capacitancia del diodo PIN polarizado en inversa con un voltaje de 30 V es estimada en 0.052 pF y el resistor R en $4k\Omega$. Estos valores fueron seleccionados para ajustar la curva experimental.

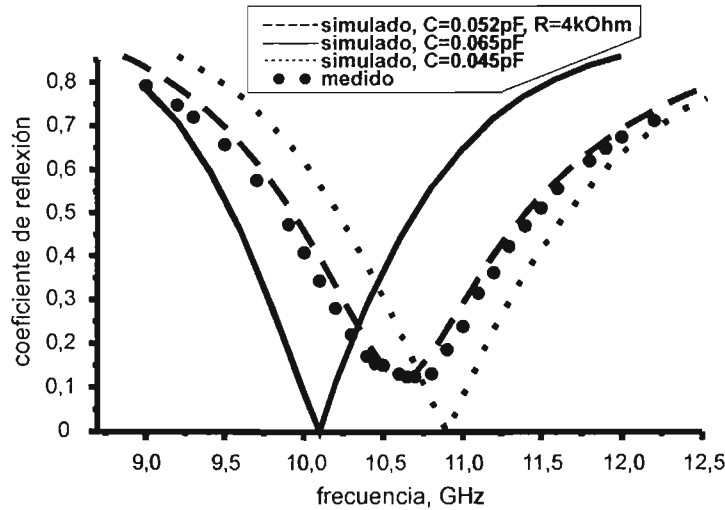


Figura 4-5: Comparación entre los coeficientes de reflexión computados y los medidos en el simulador de guía de onda de la SSF de la Fig. 4.4.

La hoja de especificaciones del fabricante indica que dicha capacitancia se encuentra entre 0.045 y 0.065 pF, por lo que en la gráfica aparecen las curvas de las simulaciones para los valores mínimo y máximo de C . Puede observarse que de acuerdo a los datos obtenidos, el modelo matemático obtenido es adecuado.

Las propiedades de conmutación del simulador de guía de onda fueron investigadas. Cuando los diodos están polarizados en inversa, el diafragma del simulador es predominantemente transparente a la onda incidente cuya frecuencia es cercana a la frecuencia de resonancia, sin embargo, al polarizar los diodos en directa con 50 mA la onda incidente es fuertemente reflejada por el diafragma. Estos resultados se muestran en la Fig. 4.6.

4.2.3. Arreglo reflectivo de aperturas anulares con cortos metálicos ubicados no uniformemente

Para verificar experimentalmente el arreglo reflectivo de aperturas anulares con cortos ubicados no uniformemente [6] se construyeron dos diafragmas metálicos. El primero se muestra en la Fig. 4.7 y contiene dos aperturas anulares con cortos. Las aperturas fueron hechas mediante fotolitografía en un sustrato dieléctrico con $\epsilon_r = 3.4$ y $h = 0.51\text{mm}$. El ángulo entre el eje horizontal y los ejes que determinan las posiciones angulares de los

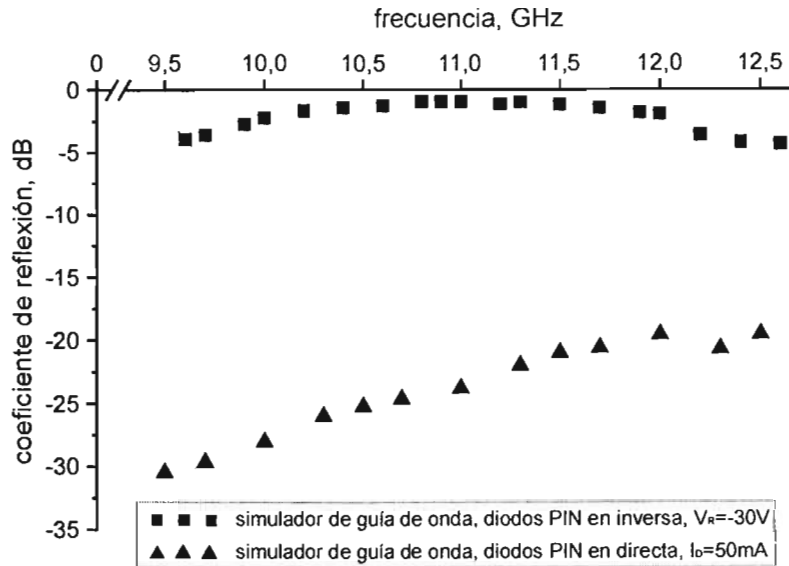


Figura 4-6: Coeficiente de reflexión medido en el simulador de guía de onda para la SSF cargada con diodos PIN.

cortos son 45 y 135 grados. Los radios interior y exterior de la apertura son 3.78mm y 4.47mm, respectivamente. El ancho angular del corto es 9.7°. Este diafragma fue instalado en la sección transversal de la guía de onda rectangular WR-90. La dispersión del modo de guía de onda TE_{10} sobre el diafragma equivale a la dispersión del modo Floquet correspondiente sobre el arreglo de aperturas anulares con cortos.

En la Fig. 4.8 se muestra la comparación entre el coeficiente de reflexión medido en la guía de onda y el calculado a través del modelo matemático del arreglo de aperturas anulares con cortos. Puede observarse una buena coincidencia entre ambos resultados.

El segundo diafragma metálico posee también dos aperturas anulares con cortos tal como se muestra en la Fig. 4.9 y fue desarrollado sobre un sustrato dieléctrico con permitividad relativa de 3.38 y grosor de 0.51mm[5]. El ángulo entre el eje horizontal y el eje que determina la posición angular de los cortos metálicos es de 45°. Los radios interior y exterior de la ranura son 3.74 y 4.52mm. El tamaño angular del corto metálico es de 9.7°. Este diafragma fue instalado en la sección transversal de la guía de onda rectangular WR-90, La dispersión del modo de guía de onda TE_{10} en este diafragma es equivalente a la dispersión del modo Floquet TE en el arreglo de aperturas anulares con cortos con los siguientes parámetros: $N_x = 4$, $N_y = 2$, $b = 11.13$ mm, $d = 10.16$ mm, $r_1 = 3.74$ mm y

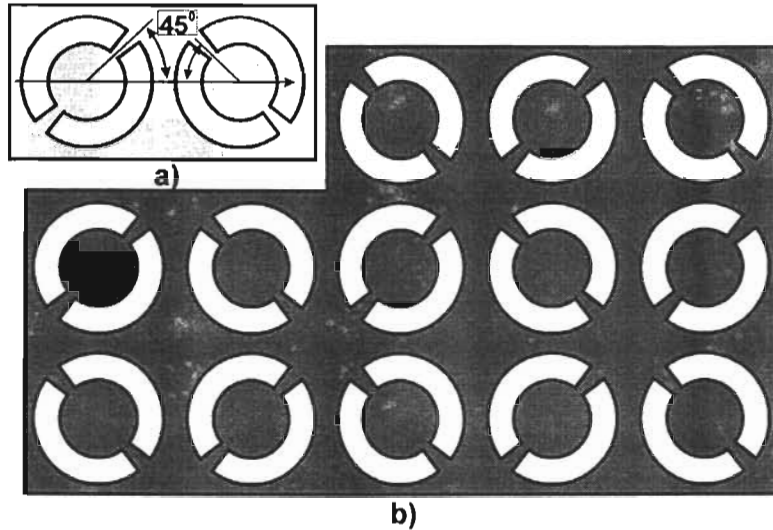


Figura 4-7: a) Diafragma de control del simulador de guía de onda. b) arreglo de aperturas anulares con cortos.

$r_2 = 4.52$ mm. La comparación entre el coeficiente de reflexión medido en el simulador de guía de onda y el coeficiente de reflexión computado de la dispersión de una onda plana en el arreglo de aperturas anulares con cortos es mostrado en la Fig. 4.10. Nuevamente puede observarse una buena coincidencia de los resultados.

4.2.4. Arreglo reflectivo de aperturas anulares multicapa

Finalmente, se comprobó experimentalmente el modelo multicapa [5]. Dos diafragmas de metal con dos aperturas anulares con cortos cada uno fueron apilados sin que exista una separación entre ellos tal como se muestra en la Fig. 4.11. Las aperturas fueron hechas sobre un sustrato dieléctrico de permitividad relativa de 3.38 y grosor de 0.51 mm. Los radios interior y exterior del primer diafragma fueron 2.8 y 3.5 mm, respectivamente, mientras que para el segundo diafragma fueron 3.2 y 3.9 mm, respectivamente.

Los diafragmas apilados fueron instalados en la sección transversal de la guía de onda rectangular WR-90 y la dispersión de este diafragma multicapa es equivalente a la dispersión del correspondiente modo Floquet del arreglo periódico de dos capas con aperturas anulares con los parámetros $N_x = 1$, $N_y = 1$, $b = 11.13$ mm y $d = 10.16$ mm. Debido a la distancia nula entre los diafragmas se debe de considerar un gran número

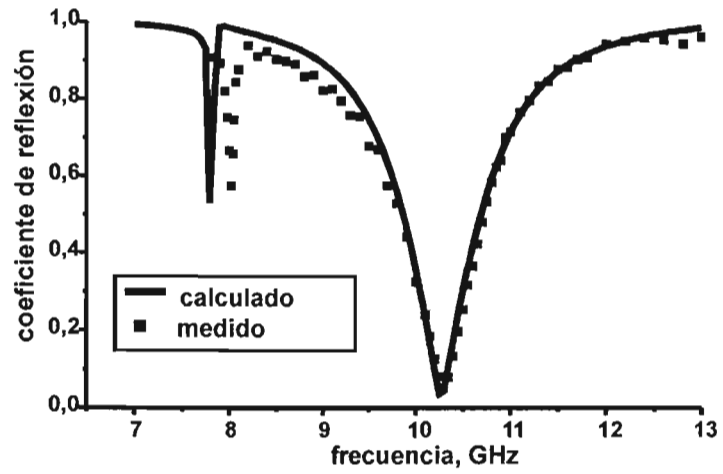


Figura 4-8: Comparación entre el coeficientes de reflexión computado y el medido en el simulador de guía de onda de la SSF de la Fig. 4.7a.

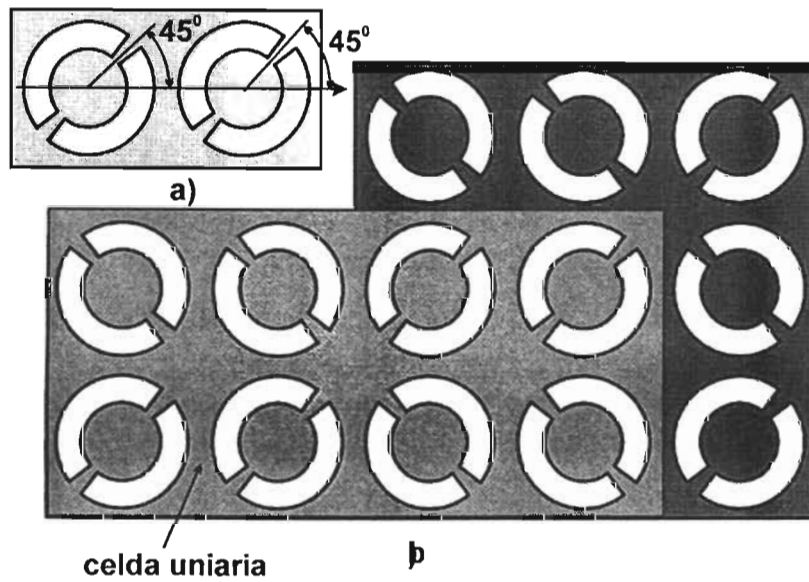


Figura 4-9: a) Diafragma de control del simulador de guía de onda. b) arreglo de aperturas anulares con cortos.

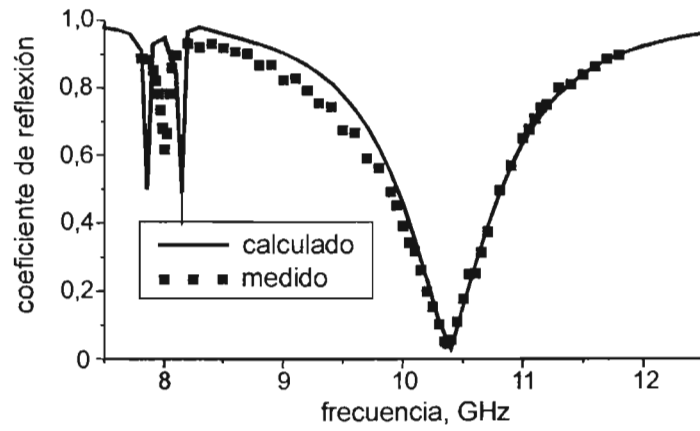


Figura 4-10: Comparación entre el coeficientes de reflexión computado y el medido en el simulador de guía de onda de la SSF de la Fig. 4.9a.

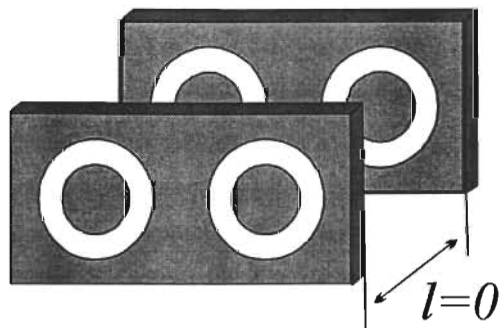


Figura 4-11: Diafragma del simulador de guía de onda del arreglo de aperturas anulares de dos capas.

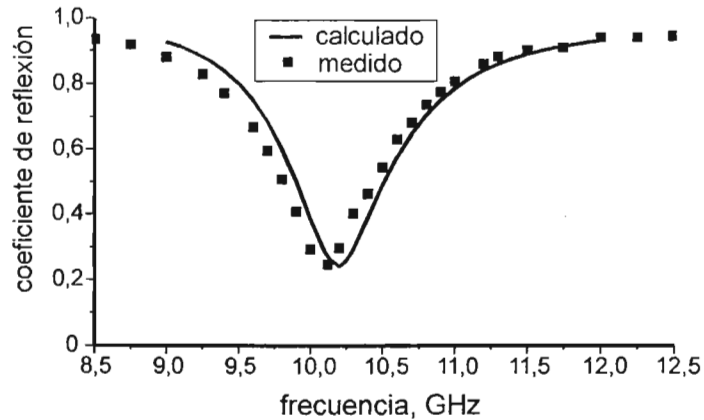


Figura 4-12: Comparación entre el coeficientes de reflexión computado y el medido en el simulador de guía de onda de la SSF de la Fig. 4.11.

de modos Floquet en la simulación numérica. El orden de la GSM usada para calcular la dispersión de los diafragmas apilados fue 350. La comparación entre el coeficiente de reflexión medido en el simulador de guía de onda y el coeficiente de reflexión computado para el arreglo de dos capas de aperturas anulares es mostrado en la Fig. 4.12. Puede observarse una buena coincidencia entre las características medidas y las calculadas.

4.3. Conclusión

La verificación experimental del modelo matemático fue llevada a cabo mediante el simulador de guía de onda. Los experimentos fueron diseñados para comprobar diferentes aspectos del modelo. Se comprobaron las características de reflexión del arreglo periódico de aperturas anulares en tres condiciones, (1) con cortos metálicos, (2) con cargas reactivas y (3) en un arreglo multicapa. Los resultados medidos en el simulador y los resultados calculados por el modelo matemático muestran una muy buena coincidencia. Las discrepancias obtenidas entre los valores computados y los valores medidos experimentalmente en las diferentes frecuencias de resonancia para los diferentes arreglos son menores al 2%. Por lo que se puede concluir que el modelo desarrollado es adecuado para el análisis y diseño de estructuras periódicas basadas en aperturas anulares con diferentes tipos de cargas.

Bibliografía

- [1] T. Cwik et al., *IEEE Antennas Propag. Newsl.*, Abril 1987.
- [2] P. W. Hannan, and M. A. Balfour, "Simulation of a phased array antenna in waveguide," *IEEE Trans. Antenna Propagat.* AP-13, 342, 1965.
- [3] R. A. Pearson, B. Philips, K. G. Mitchell, and M. Patel, "Application of waveguide simulators to FSS and wideband radome design," *Advances in Electromagnetic Screens, Radomes and Materials (Digest No: 1996/270)*, *IEE Colloquium on* ,24 Oct. 1996 pp. 7/1 - 7/6
- [4] A. E. Martynyuk, and J. I. Martinez Lopez, "Frequency selective surfaces based on shorted ring slots," *Electron. Lett.* 1st March 2001, vol. 37. no. 5, pp. 268-269.
- [5] A. E. Martynyuk, J. I. Martinez Lopez, and N. A. Martynyuk, "Spiraphase type reflectarrays based on loaded ring slot resonators," *IEEE Trans. Antennas Propagat.* vol. 52, no. 1 Enero 2004, pp. 142-153
- [6] A. E. Martynyuk, and J. I. Martinez Lopez, , "Reflective antenna arrays based on shorted ring slots," *IEEE International Microwave Symp. Digest*, vol. 2, 20-25 May. 2001, pp. 1379-1382.

Conclusiones

La investigación sobre arreglos periódicos basados en aperturas anulares con cargas muestra que las estructuras basadas en dichas aperturas poseen excelentes parámetros para ser utilizadas en diferentes aplicaciones. Entre las más importantes se tienen las superficies selectivas de frecuencia, los convertidores de polarización y los arreglos de fase de tipo reflectivo.

Las conclusiones principales del presente trabajo se enuncian a continuación:

1. Los nuevos elementos de arreglo de fase basados en aperturas anulares con cargas integran el radiador plano junto con su desplazador de fase con el propósito de desarrollar arreglos de fase planos de alta tecnología y bajo costo.
2. El desarrollo de los modelos matemáticos de onda completa de los arreglos periódicos basados en aperturas anulares con cargas permite la simulación numérica de estructuras periódicas con celdas desconfiguradas para considerar una distribución de fase lineal progresiva entre los elementos del arreglo y estima la interconexión electromagnética de sus elementos bajo la consideración de un arreglo de extensión infinita cuya pantalla metálica es infinitesimalmente delgada.
3. Las superficies selectivas de frecuencia basadas en aperturas anulares con cortos permiten obtener diferentes frecuencias de resonancia de acuerdo a la ubicación y al número de cortos. Se demostró un intervalo de sintonización de aproximadamente una octava de frecuencia.
4. La sustitución de cortos metálicos por capacitores variables demostró que el incremento de la capacitancia produce una reducción de la frecuencia de resonancia del arreglo mayor a una octava. Con el uso de dispositivos como varactores o diodos PIN puede obtenerse un rápido ajuste electrónico de la frecuencia de resonancia. Además, el uso de cargas de baja impedancia convierte la superficie selectiva en una estructura reflectiva. Por lo tanto, los diodos PIN o interruptores MEMS pueden ser usados como cargas conmutables para transformar la superficie selectiva en una estructura activa.
5. El arreglo reflectivo de aperturas anulares con cortos metálicos ubicados uniformemente puede ser usado para el diseño de convertidores de polarización. Se demostró

una aplicación de un convertidor de polarización con un nivel de polarización cruzada mejor a 20 dB en un ancho de banda del 20 %.

6. El arreglo reflectivo de aperturas anulares con cortos no ubicados uniformemente permite un control efectivo del ángulo de reflexión para la onda incidente de polarización circular al colocar apropiadamente los cortos. Se demostró para un arreglo reflectivo de una capa en la banda Ka que la onda incidente puede ser redirigida en un amplio sector de exploración del arreglo. Se obtuvieron direcciones de reflexión determinadas por ángulos de elevación hasta de 65 grados con coeficientes de conversión menores a 1.5 dB. Los mejores resultados con coeficientes de conversión menores a 1dB se obtuvieron para ángulos menores a 45 grados.
7. Los resultados numéricos fueron verificados experimentalmente mediante el simulador de guía de onda obteniendo una muy buena coincidencia. Las discrepancias obtenidas entre los valores computados y los valores medidos experimentalmente en las diferentes frecuencias de resonancia para los diferentes arreglos son menores al 2%.
8. Los arreglos de aperturas anulares con cargas reactivas pueden ser considerados como antenas reconfigurables de alta flexibilidad. La rapidez en la reconfiguración es posible cuando las cargas reactivas son implementadas mediante el uso de dispositivos de control de microondas como diodos PIN, varactores, transistores o MEMS.

Los resultados de la presente investigación fueron publicados en dos artículos en revista y cuatro artículos en congreso, incluyendo el más reciente simposio en el área de tecnología y sistemas de arreglos de fase llevado a cabo en el 2003.

una aplicación de un convertidor de polarización con un nivel de polarización cruzada mejor a 20 dB en un ancho de banda del 20 %.

6. El arreglo reflectivo de aperturas anulares con cortos no ubicados uniformemente permite un control efectivo del ángulo de reflexión para la onda incidente de polarización circular al colocar apropiadamente los cortos. Se demostró para un arreglo reflectivo de una capa en la banda Ka que la onda incidente puede ser redirigida en un amplio sector de exploración del arreglo. Se obtuvieron direcciones de reflexión determinadas por ángulos de elevación hasta de 65 grados con coeficientes de conversión menores a 1.5 dB. Los mejores resultados con coeficientes de conversión menores a 1dB se obtuvieron para ángulos menores a 45 grados.
7. Los resultados numéricos fueron verificados experimentalmente mediante el simulador de guía de onda obteniendo una muy buena coincidencia. Las discrepancias obtenidas entre los valores computados y los valores medidos experimentalmente en las diferentes frecuencias de resonancia para los diferentes arreglos son menores al 2%.
8. Los arreglos de aperturas anulares con cargas reactivas pueden ser considerados como antenas reconfigurables de alta flexibilidad. La rapidez en la reconfiguración es posible cuando las cargas reactivas son implementadas mediante el uso de dispositivos de control de microondas como diodos PIN, varactores, transistores o MEMS.

Los resultados de la presente investigación fueron publicados en dos artículos en revista y cuatro artículos en congreso, incluyendo el más reciente simposio en el área de tecnología y sistemas de arreglos de fase llevado a cabo en el 2003.

Apéndice A

Estructuras periódicas planas infinitas y modos Floquet

En este apéndice se presenta la formulación modal para la representación del campo electromagnético en una estructura periódica plana infinita desarrollada en [1] .

La Fig. A.1 muestra una estructura periódica plana en el plano XY en $z = 0$. La periodicidad es invariante a lo largo de dos coordenadas generales oblicuas, s_1 y s_2 , que permiten dividir el plano en celdas unitarias similares y con la celda central $efgh$. La celda unitaria es de la forma de un paralelogramo con longitudes b y d en las coordenadas s_1 y s_2 , respectivamente. La periodicidad geométrica también existe en las coordenadas x y y , siendo b_x y d_y las dimensiones de la celda en las coordenadas x y y , respectivamente. Por simplicidad el eje s_1 se hace coincidir con el eje x y α es el ángulo entre el eje x y el eje s_2 .

Los índices (m', n') representan una asociación con la fuente de excitación y cada una de las celdas unitarias es especificada por dichos índices que determinan las coordenadas s_1 y s_2 del centro de la celda. El centro de la celda puede ser representado por un vector de posición $\vec{s}_{m'n'}$ dado por la condición de periodicidad:

$$\vec{s}_{m'n'} = m' b \vec{a}_{s_1} + n' d \vec{a}_{s_2} \quad (\text{A.1})$$

donde \vec{a}_{s_1} y \vec{a}_{s_2} son los vectores unitarios a lo largo de los ejes s_1 y s_2 , respectivamente.

Se requiere además de una consideración de periodicidad de fuente que establece que la fuente o excitación en cada celda sea idéntica en amplitud pero con una distribución

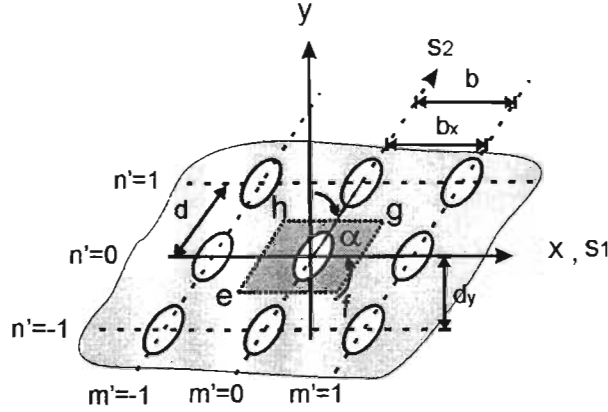


Figura A-1: Estructura periódica en el plano XY.

de fase lineal progresiva de tal forma que la fase de los campos en el centro de la celda (m', n') está dada por:

$$\psi_{m'n'} = m'\psi_{s1} + n'\psi_{s2}$$

con la excitación $V_{m'n'}$ dada por:

$$V_{m'n'} = V_{00} \exp(-jm'\psi_{s1} - jn'\psi_{s2}) \quad (\text{A.2})$$

donde V_{00} es la amplitud de la onda de excitación, $j = \sqrt{-1}$ y ψ_{s1}, ψ_{s2} son los corrimientos de fase fijos progresivos entre elementos a lo largo de las coordenadas $s1$ y $s2$, respectivamente. Por lo tanto, los campos resultantes en las celdas (f, g) y (h, i) satisfacen la siguiente condición de periodicidad:

$$\vec{\xi}(\vec{s}_{fg}) = \vec{\xi}(\vec{s}_{hi}) \exp(-j(f-h)\psi_{s1} - j(g-i)\psi_{s2}) \quad (\text{A.3})$$

donde $\vec{\xi}$ denota ya sea el campo eléctrico o el campo magnético. Por lo tanto, si las condiciones de periodicidad (geometría y fuente) son satisfechas, entonces los campos en las diferentes celdas son idénticos excepto por la distribución de fase lineal. En este análisis se considera la variación armónica del tiempo $\exp(j\omega t)$ y por simplicidad en la notación se suprime.

En la presente expansión de modos Floquet, la periodicidad se asume de forma general sobre el plano XY y se utilizan invariablemente las coordenadas rectangulares. La

expansión empieza con la definición de los potenciales Hertzianos escalar y vectorial, Ψ y $\vec{\Pi}$, respectivamente. Ψ y $\vec{\Pi}$ son soluciones de las siguientes ecuaciones de Helmholtz en la región libre de fuentes:

$$(\nabla^2 + k^2) \Psi = 0 \quad (\text{A.4})$$

$$(\nabla^2 + k^2) \vec{\Pi} = 0 \quad (\text{A.5})$$

Las ecuaciones (A.4) y (A.5) están sujetas a las condiciones de periodicidad (A.1) y (A.2).

Modos Floquet escalares

De acuerdo con el teorema de Floquet, un juego completo de soluciones de la onda escalar (A.4), sujeto a las condiciones de periodicidad, denotado por f_{mn} , puede ser escrito como:

$$f_{mn} = \exp(\pm j k_{mn}^z z) \exp \left[-j \left(\frac{\psi_{s1} + 2\pi m}{b} \right) s1 - j \left(\frac{\psi_{s2} + 2\pi n}{d} \right) s2 \right]$$

$$m, n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (\text{A.6})$$

donde k_{mn}^z es la constante de propagación del modo Floquet mn en la dirección z .

Las fases progresivas ψ_{s1} , ψ_{s2} son determinadas por la condición de periodicidad de fuente, que es especificada por la dirección del apuntamiento del haz definida en coordenadas esféricas por los ángulos de elevación θ y azimutal φ de la onda escalar bajo consideración. Para derivar una relación entre las fases progresivas y la dirección de apuntamiento del haz, se considera una onda plana con un vector de propagación \vec{k} dado por:

$$\vec{k} = k (\vec{a}_x \sin \theta \cos \varphi + \vec{a}_y \sin \theta \sin \varphi + \vec{a}_z \cos \theta) \quad (\text{A.7})$$

donde \vec{a}_x , \vec{a}_y y \vec{a}_z son los vectores unitarios en los ejes x , y y z , respectivamente. Por lo tanto el término $\exp(-j \vec{k} \cdot \vec{r})$ corresponde a una onda plana transmitida desde el origen de coordenadas a una región distante en la dirección angular (θ, φ) . \vec{r} es el vector de posición.

Para expresar la ecuación (A.6) en coordenadas Cartesianas puede observarse que:

$$s1 = x - y \cot \alpha$$

$$s2 = \frac{y}{\sin \alpha} \quad (\text{A.8})$$

por lo que la expresión (A.6) en coordenadas Cartesianas queda:

$$f_{mn} = \exp(-jk_{mn}^z) \exp \left[-j \left(\frac{\psi_x + 2\pi m}{b} \right) x - j \left(\frac{\psi_y + 2\pi n}{d \sin \alpha} - \frac{2\pi m}{b \tan \alpha} \right) y \right]$$

$$m, n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (\text{A.9})$$

Los modos Floquet escalares f_{mn} en la ecuación (A.9) son ondas planas con frentes de fase discretos para diferentes índices (m, n) . Para $m = n = 0$, f_{00} es una onda plana escalar que se propaga en la dirección del vector \vec{k} .

ψ_x y ψ_y son las diferencias de fase entre los campos de las celdas adyacentes a lo largo de los ejes x y y , respectivamente y están dadas por:

$$\psi_x = \vec{k} \cdot \vec{a}_x = kb_x \sin \theta \cos \varphi$$

$$\psi_y = \vec{k} \cdot \vec{a}_y = kd_y \sin \theta \sin \varphi \quad (\text{A.10})$$

Se puede escribir (A.9) de forma compacta como:

$$f_{mn} = \exp(\pm jk_{mn}^z z) \exp(-jk_{mn}^x x - jk_{mn}^y y) = \exp(\pm jk_{mn}^z) \exp(-j\vec{k}_{mn}^\tau \cdot \vec{t}) \quad (\text{A.11})$$

donde:

$$k_{mn}^x = k \sin \theta \cos \varphi + \frac{2\pi m}{b}$$

$$k_{mn}^y = k \sin \theta \sin \varphi + \frac{2\pi n}{d \sin \alpha} - \frac{2\pi m}{b \tan \alpha}$$

$$(k_{mn}^\tau)^2 = (k_{mn}^x)^2 + (k_{mn}^y)^2$$

$$(k_{mn}^z)^2 = k^2 - (k_{mn}^\tau)^2$$

$$\vec{t} = x\vec{a}_x + y\vec{a}_y$$

$$\vec{k}_{mn}^\tau = \vec{a}_x k_{mn}^x + \vec{a}_y k_{mn}^y$$

$$m, n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (\text{A.12})$$

donde k_{mn}^x y k_{mn}^y son las constantes de propagación del modo Floquet mn en las direcciones x y y , respectivamente. Los modos Floquet escalares ψ_{mn} son soluciones norma-

lizadas de la ecuación de onda escalar homogénea de dos dimensiones:

$$[\nabla_{\tau}^2 + (k_{mn}^{\tau})^2] \psi_{mn}(x, y) = 0 \quad (\text{A.13})$$

sujeta a las condiciones de periodicidad, donde:

$$\nabla_{\tau}^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$$

Los modos Floquet escalares pueden expresarse como:

$$\psi_{mn}(x, y) = \frac{1}{\sqrt{bd \sin \alpha}} \exp(-jk_{mn}^x x - jk_{mn}^y y) \quad (\text{A.14})$$

Los modos Floquet escalares son ortonormales, esto es:

$$\int_{ap} \psi_{mn} \cdot \psi_{m'n'}^* dx dy = \delta_m^{m'} \delta_n^{n'} \quad (\text{A.15})$$

donde “ ap ” denota el área de cualquier celda periódica, el símbolo * denota conjugación compleja y $\delta_m^{m'}$ es la función delta de Kronecker igual a 1 para $m = m'$ y 0 para $m \neq m'$. Entonces los modos Floquet escalares completos Ψ_{mn} están dados por:

$$\Psi_{mn} = \psi_{mn} \exp(\pm jk_{mn}^z z) \quad (\text{A.16})$$

Modos Floquet vectoriales

Ahora es posible presentar los campos para los modos TE y TM y los modos Floquet vectoriales.

1. Modos TE

La teoría básica de los modos Floquet es idéntica a la desarrollada en las guías de onda cilíndricas uniformes. Para cada modo Floquet TE se tiene que:

$$E_z = 0, \quad H_z = (k_{mn}^{\tau})^2 \psi_{mn} \exp(\pm jk_{mn}^z z) \quad (\text{A.17})$$

Los campos transversales son:

$$\begin{aligned}\vec{H}_\tau &= \pm \frac{jk_{mn}^z}{(k_{mn}^\tau)^2} \nabla_\tau H_z \\ \vec{E}_\tau &= \frac{j\omega\mu}{(k_{mn}^\tau)^2} \vec{a}_z \times \nabla_\tau H_z = \pm Z_{1mn} \vec{a}_z \times \vec{H}_\tau\end{aligned}\quad (\text{A.18})$$

donde:

$$Z_{1mn} = \frac{1}{Y_{1mn}} = \frac{\omega\mu}{k_{mn}^z} \quad (\text{A.19})$$

Z_{1mn} y Y_{1mn} son la impedancia y la admitancia modal TE , respectivamente.

El subíndice "1" denota el modo TE .

El potencial vectorial eléctrico Hertziano $\vec{\Pi}_h$ para la solución del modo TE es:

$$\vec{\Pi}_h = \vec{a}_z \psi_{mn}(x, y) \exp(\pm jk_{mn}^z z) \quad (\text{A.20})$$

Los modos Floquet vectoriales son usados para representar los campos transversales. Los modos Floquet vectoriales TE son:

$$\vec{\Psi}_{1mn}(x, y) = \frac{1}{\sqrt{bd \operatorname{sen} \alpha}} \left(\frac{k_{mn}^y}{k_{mn}^\tau} \vec{a}_x - \frac{k_{mn}^x}{k_{mn}^\tau} \vec{a}_y \right) \exp(-j(xk_{mn}^x + yk_{mn}^y)) \quad (\text{A.21})$$

Estos modos son ortonormales, esto es:

$$\int_{ap} \vec{\Psi}_{1mn} \cdot \vec{\Psi}_{1m'n'}^* dx dy = \delta_m^{m'} \delta_n^{n'} \quad (\text{A.22})$$

Entonces se puede escribir para cada modo TE :

$$\begin{aligned}\vec{E}_\tau &= -\omega\mu k_{mn}^\tau \vec{\Psi}_{1mn}(x, y) \exp(\pm jk_{mn}^z z) \\ \vec{a}_z \times \vec{H}_\tau &= \pm Y_{1mn} \vec{E}_\tau \\ \vec{H}_\tau &= \mp Y_{1mn} \vec{a}_z \times \vec{E}_\tau\end{aligned}\quad (\text{A.23})$$

1. Modos TM

Para cada modo Floquet TM se tiene:

$$H_z = 0, \quad E_z = (k_{mn}^r)^2 \psi_{mn}(x, y) \exp(\pm j k_{mn}^z z) \quad (\text{A.24})$$

Las componentes transversales de los campos son:

$$\begin{aligned} \vec{E}_\tau &= \pm \frac{j k_{mn}^z}{(k_{mn}^r)^2} \nabla_\tau E_z \\ \vec{H}_\tau &= -\frac{j \omega \varepsilon}{(k_{mn}^r)^2} \vec{a}_z \times \nabla_\tau E_z = \mp Y_{2mn} \vec{a}_z \times \vec{E}_\tau \end{aligned} \quad (\text{A.25})$$

donde:

$$Y_{2mn} = \frac{1}{Z_{2mn}} = \frac{\omega \varepsilon}{k_{mn}^z} \quad (\text{A.26})$$

Y_{2mn} y Z_{2mn} son la admitancia y la impedancia modal TM , respectivamente.

El vector del potencial Hertziano magnético $\vec{\Pi}_e$ para la solución del modo TM está dado por:

$$\vec{\Pi}_e = \vec{a}_z \psi_{mn}(x, y) \exp(\pm k_{mn}^z z) \quad (\text{A.27})$$

Similarmente al caso TE , definimos el modo vectorial Floquet TM como:

$$\vec{\Psi}_{2mn}(x, y) = \frac{1}{\sqrt{bd \sin \alpha}} \left(\frac{k_{mn}^x}{k_{mn}^r} \vec{a}_x + \frac{k_{mn}^y}{k_{mn}^r} \vec{a}_y \right) \exp(-j(x k_{mn}^x + y k_{mn}^y)) \quad (\text{A.28})$$

Los modos Floquet vectoriales son ortonormales, esto es:

$$\int_{ap} \vec{\Psi}_{\ell mn} \cdot \Psi_{\ell' m' n'}^* dx dy = \delta_{\ell \ell'} \delta_m^{m'} \delta_n^{n'} \quad (\text{A.29})$$

El subíndice ℓ denota un modo TE o TM :

$$\ell = \begin{cases} 1 & \text{para modos } TE \\ 2 & \text{para modos } TM \end{cases}$$

Los modos vectoriales Floquet $\vec{\Psi}_{\ell mn}$ constituyen un juego ortonormal completo de eigenfunciones sobre la celda periódica.

Las componentes transversales de los campos modales TM pueden ser escritos en términos de los modos Floquet vectoriales de la siguiente forma:

$$\begin{aligned}\vec{E}_\tau &= \pm k_{mn}^z k_{mn}^\tau \vec{\Psi}_{2mn} \exp(\pm j k_{mn}^z z) \\ \vec{a}_z \times \vec{H}_\tau &= \pm Y_{2mn} \vec{E}_\tau \\ \vec{H}_\tau &= \mp Y_{2mn} \vec{a}_z \times \vec{E}_\tau\end{aligned}\tag{A.30}$$

Bibliografía

- [1] J. J. H. Wang, Generalized moment methods in electromagnetics, Wiley-Interscience, Nueva York 1991,

Apéndice B

Coeficientes de acoplamiento entre las funciones base de la apertura anular y los modos Floquet

En la solución mediante el método de momentos de las estructuras periódicas basadas en aperturas anulares, se requieren evaluar los coeficientes de acoplamiento de las funciones base con los modos de expansión. Las funciones base se eligen naturalmente como los modos de la guía de onda coaxial y los modos de expansión se eligen como las funciones de onda ortonormales en el espacio libre definidas por el teorema de Floquet. Estos productos se encuentran en [1],[2] y considera la estructura periódica de aperturas anulares mostrada en la Fig. B.1. Cada elemento del arreglo es mostrado en la Fig. B.2.

Las funciones de expansión ortonormales en el espacio libre en coordenadas cilíndricas están dadas por:

$$\Psi_{1mn}(\rho, \varphi) = \frac{1}{\sqrt{bd \operatorname{sen} \alpha}} [\vec{a}_\rho \operatorname{sen}(\varphi_1 - \varphi) - \vec{a}_\varphi \cos(\varphi_1 - \varphi)] \exp[-jk_r \cos(\varphi - \varphi_1)] \quad (\text{B.1})$$

$$\Psi_{2mn}(\rho, \varphi) = \frac{1}{\sqrt{bd \operatorname{sen} \alpha}} [\vec{a}_\rho \cos(\varphi_1 - \varphi) + \vec{a}_\varphi \operatorname{sen}(\varphi_1 - \varphi)] \exp[-jk_r \cos(\varphi - \varphi_1)] \quad (\text{B.2})$$

donde:

$$\varphi_1 = \tan^{-1} \frac{k_y}{k_x}$$

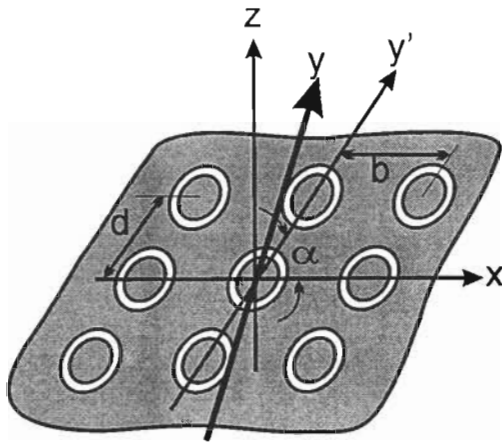


Figura B-1: Estructura periódica de aperturas anulares.

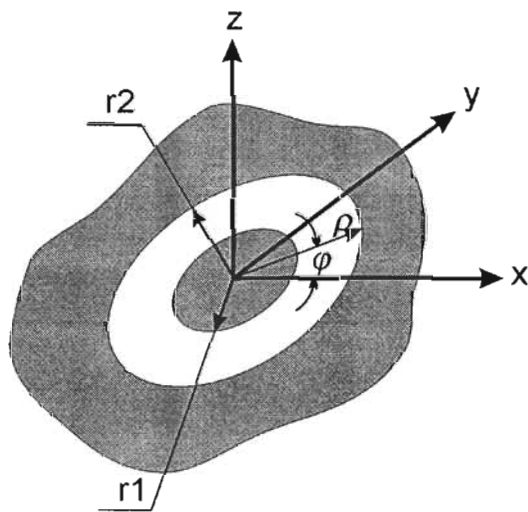


Figura B-2: Geometría de la apertura anular

k_x y k_y son las constantes de propagación en los ejes x y y en las coordenadas cartesianas. El subíndice “1” y “2” de la función denota un modo TE y TM , respectivamente.

El juego completo de modos vectoriales ortonormales de la guía de onda coaxial está definido por modos TE y TM [3]. Los modos vectoriales TE son:

$${}^V_H \vec{\Phi}_{1qs} = \bar{a}_\rho \frac{q}{\rho} Z_q(\beta_s \rho) \begin{cases} \text{sen } q\varphi \\ -\text{cos } q\varphi \end{cases} + \bar{a}_\varphi \beta_s Z'_q(\beta_s \rho) \begin{cases} \text{cos } q\varphi \\ \text{sen } q\varphi \end{cases} \quad (\text{B.3})$$

y los modos vectoriales TM son:

$${}^V_H \vec{\Phi}_{2qs} = -\bar{a}_\rho \alpha_s \bar{Z}'_q(\alpha_s \rho) \begin{cases} \text{sen } q\varphi \\ \text{cos } q\varphi \end{cases} + \bar{a}_\varphi \frac{q}{\rho} \bar{Z}_q(\alpha_s \rho) \begin{cases} -\text{cos } q\varphi \\ \text{sen } q\varphi \end{cases} \quad (\text{B.4})$$

El subíndice “1” y “2” de la función denota un modo TE y TM , respectivamente. $q, s = 0, 1, 2, \dots, \infty$. $Z_q(\beta_s \rho)$ y $\bar{Z}_q(\alpha_s \rho)$ son combinaciones lineales particulares de las funciones de Bessel y Neumann que satisfacen las condiciones de frontera en la guía de onda coaxial. $Z'_q(\beta_s \rho)$ y $\bar{Z}'_q(\alpha_s \rho)$ son sus respectivas derivadas con respecto al argumento. Los índices izquierdos H y V designan el modo horizontal y vertical con variaciones $\text{cos } q\varphi$ o $\text{sen } q\varphi$ de la componente radial del campo, respectivamente.

La dependencia radial de las funciones de la guía de onda en la ecuación (B.3) está dada por:

$$Z_q(\beta_s \rho) = \frac{\sqrt{\pi \varepsilon_q}}{2} \frac{J_q(\beta_s \rho) N'_q(\beta_s r_1) - N_q(\beta_s \rho) J'_q(\beta_s r_1)}{\left\{ [J'_q(\beta_s r_1)/J'_q(\beta_s r_2)]^2 [1 - (q/\beta_s r_2)^2] - [1 - (q/\beta_s r_1)^2] \right\}^{1/2}} \quad (\text{B.5})$$

Donde $N_q(x)$ es la función de Neumann de orden q y argumento x , y:

$$\varepsilon_q = \begin{cases} 1 & \text{para } q = 0 \\ 2 & \text{para } q \neq 0 \end{cases}$$

Las cantidades $\{\beta_s\}$ son las raíces de la siguiente ecuación característica:

$$J'_q(\beta_s r_2) N'_q(\beta_s r_1) - N'_q(\beta_s r_2) J'_q(\beta_s r_1) = 0 \quad (\text{B.6})$$

De forma similar, la dependencia radial de las funciones de la guía de onda en la ecuación (B.4) está dada por:

$$\bar{Z}_q(\alpha_s \rho) = \frac{\sqrt{\pi \epsilon_q}}{2} \frac{J_q(\alpha_s \rho) N_q(\alpha_s r_1) - N_q(\alpha_s \rho) J_q(\alpha_s r_1)}{\{ [J_q(\alpha_s r_1) / J_q(\alpha_s r_2)]^2 - 1 \}^{1/2}} \quad (\text{B.7})$$

Los valores $\{\alpha_s\}$ son las raíces de la siguiente ecuación característica:

$$J_q(\alpha_s r_2) N_q(\alpha_s r_1) - N_q(\alpha_s r_2) J_q(\alpha_s r_1) = 0 \quad (\text{B.8})$$

Un producto escalar típico o coeficiente de acoplamiento entre un modo en la guía de onda y un modo en el espacio libre para el elemento mostrado en la Fig. B.2 es:

$${}^V_H C_{1mn}^{1qs} = \langle {}^V_H \Phi_{1qs}, \Psi_{1mn} \rangle = \int_{r_1}^{r_2} \int_0^{2\pi} {}^V_H \Phi_{1qs} \cdot \Psi_{1mn} \rho d\rho d\varphi \quad (\text{B.9})$$

Sustituyendo (B.1) y (B.3) en (B.9) e integrando con respecto a φ se obtiene una integral de la forma:

$$I = \int_{r_1}^{r_2} \left[\beta_s k_r Z'_q(\beta_s \rho) J'_q(k_r \rho) + \frac{q^2}{\rho^2} Z_q(\beta_s \rho) J_q(k_r \rho) \right] \rho d\rho \quad (\text{B.10})$$

donde $J_q(x)$ es la función de Bessel de orden q y argumento x y $J'_q(x)$ es la derivada con respecto al argumento. $k_r = (k_x^2 + k_y^2)^{1/2}$. La ecuación (B.10) puede ser integrada en forma cerrada como [4]:

$$I = \left\{ \frac{\rho [k_r^2 \beta_s J_q(k_r \rho) Z'_q(\beta_s \rho) - \beta_s^2 k_r J'_q(k_r \rho) Z_q(\beta_s \rho)]}{k_r^2 - \beta_s^2} \right\} \Bigg|_{r_1}^{r_2} \quad (\text{B.11})$$

Los productos escalares entre los modos de guía de onda coaxial y los modos Floquet en la región abierta están dados por:

$$\begin{aligned} \langle {}^V_H \Phi_{1qs}, \Psi_{1mn} \rangle &= \frac{2\pi\beta_s(-j)^{q-1}}{(k_r^2 - \beta_s^2)\sqrt{bd\text{sen}\alpha}} \left\{ r_2 [\beta_s Z_q(\beta_s r_2) J'_q(k_r r_2) - k_r Z'_q(\beta_s r_2) J_q(k_r r_2)] \right. \\ &\quad \left. - r_1 [\beta_s Z_q(\beta_s r_1) J'_q(k_r r_1) - k_r Z'_q(\beta_s r_1) J_q(k_r r_1)] \right\} \begin{cases} \cos q\varphi_1 & (V) \\ \text{sen } q\varphi_1 & (H) \end{cases} \end{aligned} \quad (\text{B.12})$$

$$\langle {}^V_H \Phi_{1qs}, \Psi_{2mn} \rangle = \frac{2\pi q (-j)^{q-1}}{k_r \sqrt{bd\text{sen}\alpha}} [Z_q(\beta_s r_2) J_q(k_r r_2) - Z_q(\beta_s r_1) J_q(k_r r_1)] \begin{cases} \text{sen } q\varphi_1 & (V) \\ -\cos q\varphi_1 & (H) \end{cases} \quad (\text{B.13})$$

$$\langle {}^V_H \Phi_{2qs}, \Psi_{1mn} \rangle = \frac{2\pi q (-j)^{q-1}}{k_r \sqrt{bd\text{sen}\alpha}} [\bar{Z}_q(\alpha_s r_2) J_q(k_r r_2) - \bar{Z}_q(\alpha_s r_1) J_q(k_r r_1)] \begin{cases} \cos q\varphi_1 & (V) \\ -\text{sen } q\varphi_1 & (H) \end{cases} \quad (\text{B.14})$$

$$\begin{aligned} \langle {}^V_H \Phi_{2qs}, \Psi_{2mn} \rangle &= \frac{2\pi\alpha_s(-j)^{q-1}}{(k_r^2 - \alpha_s^2)\sqrt{bd\text{sen}\alpha}} \left\{ r_2 [\alpha_s \bar{Z}_q(\alpha_s r_2) J'_q(k_r r_2) - k_r \bar{Z}'_q(\alpha_s r_2) J_q(k_r r_2)] \right. \\ &\quad \left. - r_1 [\alpha_s \bar{Z}_q(\alpha_s r_1) J'_q(k_r r_1) - k_r \bar{Z}'_q(\alpha_s r_1) J_q(k_r r_1)] \right\} \begin{cases} \text{sen } q\varphi_1 & (V) \\ \cos q\varphi_1 & (H) \end{cases} \end{aligned} \quad (\text{B.15})$$

El modo *TEM* no degenerado Φ_{200} debe ser integrado por separado, obteniéndose:

$$\langle \Phi_{200}, \Psi_{2mn} \rangle = \sqrt{\frac{2\pi}{bd\text{sen}\alpha \ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right)}} \frac{(-j)}{k_r} [J_0(k_r r_1) - J_0(k_r r_2)] \quad (\text{B.16})$$

y

$$\langle \Phi_{200}, \Psi_{1mn} \rangle = 0 \quad (\text{B.17})$$

Bibliografía

- [1] N. Amitay, and V. Galindo, "On the scalar product of certain circular and Cartesian wave functions," *IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques*, vol. MTT-16, Abril 1968, pp. 265-266.
- [2] N. Amitay, V. Galindo, and C. P. Wu. Theory and analysis of phased array antennas,; Wiley-Interscience, Nueva York 1972, pp. 315-320.
- [3] N. Marcuvitz. Waveguide Handbook,; McGraw-Hill, Nueva York 1949, pp. 66-89.
- [4] W. R. Smythe, Static and Dynamic Electricity, McGraw-Hill, Nueva York, 1950, pp. 173-177.

PUBLICACIONES

Simulation results: A fully balanced version of the filter has been simulated using CMOS transconductors implemented with $0.35\mu\text{m}$ devices (Fig. 3). PMOS switches are used to convert the filter to the VCO. In the filter mode, switches S1, S2, S5 and S6 conduct while S3 and S4 are off and vice versa for the VCO mode. With the tail current of each transconductor being $\sim 2\text{mA}$, the total current consumption is $\sim 6\text{mA}$. The inherent Q of the resonator (L_1, C_1) is ~ 5 . The load, Z_L , in Fig. 1 is realised by another on-chip LC resonator.

The simulated frequency response of the filter is shown in Fig. 4. Appropriate frequency and Q-control voltages are applied to locate the notch at 1.15GHz and maximise the notch depth. The minimum image rejection over the image band is 26dB . To verify the analogy between the notch filter and the VCO, the impedance seen looking into A-A' in the VCO mode is also depicted in Fig. 4. The total impedance is enhanced to very high levels at the notch frequency of the filter, which indicates that the VCO oscillates with a sustained amplitude at the notch frequency.

The output noise density of the filter at 950MHz is simulated as -151dBm/Hz , which is 20dB lower than that of the LC bandpass filters reported in [1, 2]. The total output noise power is -68dBm ($93\mu\text{V}_{\text{rms}}$). The simulated input third-order intercept point (IIP3) and 1dB compression point of the filter are 12 and -2dBm , respectively. Simulation results indicate that the filter can be employed as an image-reject filter between the LNA and the mixer of a GSM front-end without sacrificing receiver noise and linearity performance.

Conclusions: A notch filter using low-Q on-chip spiral inductors for image-reject applications is described. Simulation results show that the filter can be used as an image-reject filter without sacrificing receiver performance. The concepts presented in this Letter are currently under fabrication for experimental verification.

© IEE 2001

8 August 2000

Electronics Letters Online No: 20010207

DOI: 10.1049/el:20010207

M.H. Koroglu and P.E. Allen (School of Electrical and Computer Engineering, Georgia Institute of Technology, Atlanta, GA 30332, USA)

E-mail: mustafah@ecc.gatech.edu

References

- 1 FENK, J., PIPILOS, S., TSIVIDIS, Y.P., and PAPANANOS, Y.: 'A Si 1.8GHz RLC filter with tunable center frequency and quality factor', *IEEE J. Solid-State Circuits*, 1996, 31, pp. 1517-1525
- 2 GAO, W., and SNELGROVE, W.M.: 'A Q-enhanced active-RLC bandpass filter', *IEEE Trans. Circuits Syst. II*, 1998, 45, pp. 635-639
- 3 DUNCAN, R., MARTIN, K.W., and SEDRA, A.S.: 'A Q-enhanced active-RLC bandpass filter', *IEEE Trans. Circuits Syst. II*, 1997, 44, pp. 341-347
- 4 MACEDO, J.A., and COPELAND, M.A.: 'A 1.9-GHz silicon receiver with monolithic image filtering', *IEEE J. Solid-State Circuits*, 1998, 33, pp. 378-386
- 5 SAMAVATI, H., RATEGH, T.H., and LEE, T.H.: 'A 5-GHz CMOS wireless LAN receiver front end', *IEEE J. Solid-State Circuits*, 2000, 35, pp. 765-772
- 6 WANG, Y.T., and ABDI, A.A.: 'CMOS active filter design at very high frequencies', *IEEE J. Solid-State Circuits*, 1990, 25, pp. 1562-1574

Frequency-selective surfaces based on shorted ring slots

A.E. Martynyuk and J.I. Martinez Lopez

A periodic structure based on shorted ring slots is investigated. It is shown that this structure can be used as an adjustable frequency-selective surface. The possibility of adjusting the resonant frequency over more than an octave frequency band is demonstrated.

Introduction: Ring slot frequency-selective surfaces (FSS) have been widely investigated in recent years [1-3]. The main property

of such FSSs is the resonant behaviour of their transmission coefficients. The resonant transmission occurs when the circumference of the ring slot is approximately equal to the wavelength λ . Therefore one needs to change the average radius of the ring slot to adjust the resonant frequency. This would surely cause difficulty when an adjustable FSS is desired. We have therefore investigated the effects that appear when metal shorts are added to the ring slot (Fig. 1). This simple modification enables the resonant frequency of the FSS to be adjusted.

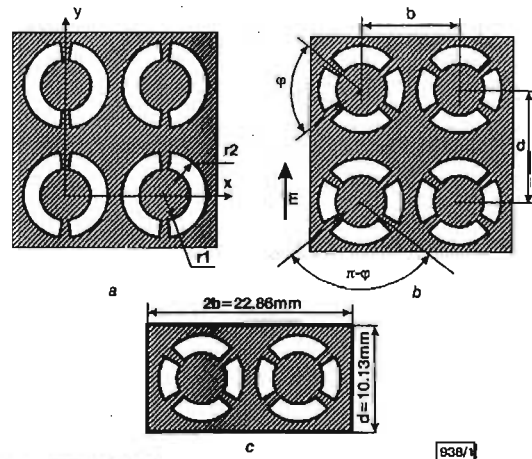


Fig. 1 FSS based on shorted ring slot resonators

- a FSS with two shorts per slot
b FSS with four shorts per slot
c Cross-section of waveguide simulator

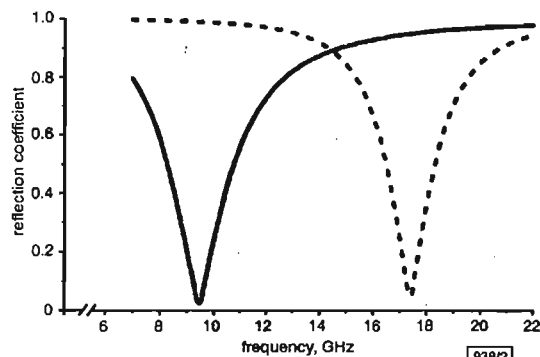


Fig. 2 Computed reflection coefficient of FSS shown in Fig. 1a

- normal incidence, x-polarisation
- - - normal incidence, y-polarisation

Mathematical model: The Floquet theorem was used to build the mathematical model of the FSS based on the shorted ring slots. The unknown tangential electric field \vec{E}_τ in the plane of the ring slot was presented as a sum of two components. The first component \vec{E}_w is the electric field that appears as a result of the excitation of the unshorted ring slot FSS. The well-known approach [1] was used to calculate this component. The second component is the tangential electric field \vec{E}_s due to the electric currents I_n that flow across the metal shorts. Application of the boundary condition for the tangential magnetic field at the surface of the ring slot leads to the integral equation with respect to the unknown \vec{E}_τ . This equation was solved using the method of moments. As a result, this electric field \vec{E}_s was expressed as a function of the unknown currents I_n that flow across the shorts. These currents were then obtained from the condition $\vec{E}_\tau = 0$ on the surface of the metal shorts. With \vec{E}_w and \vec{E}_s electric fields known, we can evaluate the magnitudes of the Floquet modes above the periodic structure and thus also calculate the reflection characteristics.

Computed results: FSS structures with two (Fig. 1a) and four (Fig. 1b) shorts per ring slot were investigated. For all FSSs presented in this Letter, $b = 11.43$, $d = 10.13$, $r_1 = 3.8$, and $r_2 =$

4.5 mm. The angular size of the metal short was 9.7° . It was assumed that shorted ring slots were printed on the dielectric substrate with dielectric permittivity $\epsilon_r = 3.40$ and dielectric thickness 0.51 mm.

Calculated plane wave reflection coefficients for FSSs with two shorts per slot ring are presented in Fig. 2. Normal incidence of the plane waves of the vertical and horizontal polarisation was simulated. The presence of the metal shorts does not affect the scattering of the horizontally polarised plane wave. However, the resonant transmission of the y -polarised wave occurs when the circumference of the ring slot is approximately equal to 2λ . Therefore, the resonant frequency is doubled when polarisation of the incident wave is parallel to the metal shorts. The dual effect was reported in [4] for an FSS based on metal square loops. Breaking the conducting loop into two equal parts led to an increase in the frequency of resonant reflection by a factor of almost two.

The plane wave reflection coefficients calculated for different values of the angular position of the metal shorts ϕ (Fig. 1b) are shown in Fig. 3. Scattering of the normally incident vertically polarised wave was assumed. The resonant frequency depends on the angular position of the metal shorts and can be adjusted over more than an octave frequency band. The second resonance on the curve that corresponds to the angular position of metal shorts ($\phi = 110^\circ$) can be explained as the self-resonance of the sector slot resonator situated between the metal short and the horizontal virtual short. This undesired resonance is suppressed when the previously mentioned sector slot resonator is completely filled with metal.

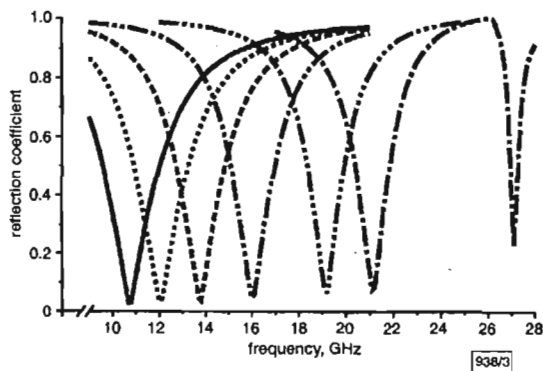


Fig. 3 Computed reflection coefficient of FSS shown in Fig. 1b

- normal incidence, y -polarisation $\phi = 20^\circ$
- normal incidence, y -polarisation $\phi = 40^\circ$
- normal incidence, y -polarisation $\phi = 60^\circ$
- normal incidence, y -polarisation $\phi = 80^\circ$
- normal incidence, y -polarisation $\phi = 100^\circ$
- normal incidence, y -polarisation $\phi = 110^\circ$

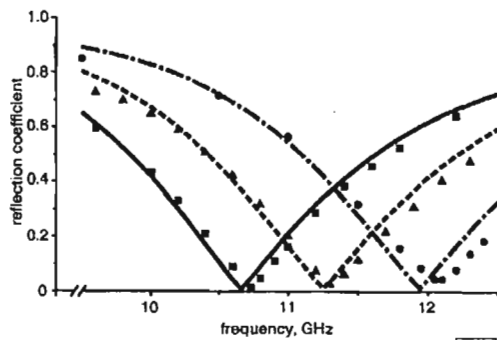


Fig. 4 Comparison between calculated reflection coefficients of FSS shown in Fig. 1b and measured reflection coefficients of waveguide simulator

- TE incidence, calculated, $\phi = 20^\circ$
- waveguide simulator, measured, $\phi = 20^\circ$
- TE incidence, calculated, $\phi = 30^\circ$
- ▲ waveguide simulator, measured, $\phi = 30^\circ$
- TE incidence, calculated, $\phi = 40^\circ$
- waveguide simulator, measured, $\phi = 40^\circ$

Measured results: A waveguide simulator [5] was used to verify the mathematical model. A metal diaphragm containing two unit cells of an FSS (Fig. 1b) was printed on the dielectric material with $\epsilon_r = 3.40$ and a dielectric thickness of 0.51 mm. This diaphragm was then installed in the cross-section of the WR-90 rectangular waveguide (Fig. 1c). Scattering of the TE_{10} mode on this diaphragm is equivalent to the scattering of the TE incident plane wave on the FSS (Fig. 1b) when the angle of incidence θ is equal to [5]:

$$\theta = \sin^{-1}(\lambda/4b)$$

The results of the experimental investigation of the waveguide simulator are presented in Fig. 4. The measured magnitude of the reflection coefficient is very close to the computed magnitude of the reflection coefficient corresponding to the scattering of the TE incident plane wave on the equivalent FSS shown in Fig. 1b.

Conclusion: Proper adding of the metal shorts to the ring slot FSS allows an adjustable FSS to be obtained. It has been demonstrated that the change in the angular position of the shorts leads to adjustment of the resonant frequency over more than an octave band.

Simple substitution of the metal shorts by *pin* diodes or varactor diodes enables rapid electronic adjustment of the resonant frequency.

Acknowledgment: This work was partially supported by the IN111999 PAPIIT project.

© IEE 2001

19 December 2000

Electronics Letters Online No: 20010217

DOI: 10.1049/el:20010217

A.E. Martynyuk and J.I. Martinez Lopez (Division de Ingeniería Eléctrica, Facultad de Ingeniería, Universidad Nacional Autónoma de México, Cd. Universitaria, Coyoacán, C.P.04510, México, D.F., México)

E-mail: alxmart@yahoo.com

References

- 1 ROBERTS, A., and McPHERDAN, R.C.: 'Bandpass grids with annular apertures', *IEEE Trans. Antennas Propag.*, 1988, AP-36, (5), pp. 607-611
- 2 KONDO, A.: 'Design and characteristics of ring-slot type FSS', *Electron. Lett.*, 1991, 27, pp. 240-241
- 3 KAI CHANG: 'Microwave ring circuits and antennas' (John Wiley & Sons, Inc, 1996)
- 4 CHUPRIN, A.D., PARKER, E.A., and BATCHELOR, J.C.: 'Resonant frequencies of open and closed loop frequency selective surface arrays', *Electron. Lett.*, 2000, 36, pp. 1601-1603
- 5 AMITAY, N., GALINDO, V., and CHENG PACK WU: 'Theory and analysis of phased array antennas' (Wiley-Interscience, 1972)

Study of electrically small printed *chakra* (wheel) antenna

N.C. Karmakar and S.K. Padhi

A novel printed antenna configuration in the form of a *chakra* (wheel) is presented. The antenna has many design parameters, such as axle radius, rim radius, and shaft location, and exhibits a very low design frequency which is five times smaller than that of a regular circular microstrip patch antenna of the same size.

Introduction: Electrically small printed antennas are of great interest owing to their applications in mobile handset, pager, cordless telephone and many portable wireless communications. The high penetration of these technologies in day-to-day life means that miniaturisation of printed antennas becomes very important and they have an aesthetically pleasing appearance.

Techniques to lower the design frequency with smaller antenna dimensions have been reported in the literature [1-4]. These techniques can be divided into three categories: (i) use of shorting

Reflective Antenna Arrays Based on Shorted Ring Slots

Alexander E. Martynyuk and Jose I. Martinez Lopez

Division de Ingenieria Electrica, Facultad de Ingenieria, Universidad Nacional Autonoma de Mexico, C.P. 04510, Coyoacan, Mexico, D.F.

Abstract — Reflective arrays based on shorted ring slots are analyzed. It is proven that reflection angle for the normally incident circularly polarized wave can be effectively changed by proper situation of the conductive shorts. Thus, phased arrays with wide-angle scanning can be built using arrays of shorted ring slots.

I. INTRODUCTION

Development of the light and low-cost Ka-band phased arrays is of primary importance due to the growing interest in the Ka-band satellite communications [1]. One of the main obstacles that delays the design of the millimeter-wave phased arrays is the absence of fast low-loss phase shifters. To overcome this limitation, low-loss Ka-band polarization phase shifters, based on circular waveguide, have been proposed [2,3]. Unfortunately, reflective phased arrays based on circular waveguides are characterized by a reduced scanning sector because of the cut-off properties of the circular waveguide.

In this work we analyze the possibility of using open polarization-type phase shifter based on a shorted ring slot in order to obtain a large sector of scanning. The first array using a similar principle (Spyraphase) was proposed by Phelan and was based on half-wave dipoles [4].

II. PRINCIPLE OF OPERATION

Arrays of ring slots have been widely investigated as frequency selective surfaces [5].

The main property of these arrays is the resonant behavior of the reflection coefficient. The resonance occurs when the circumference of the ring slot is approximately equal to the wavelength λ . At the resonant frequency ω_r , the periodic array based on ring slots is transparent to the incident plane wave.

In this work, we analyze an array that contains shorted ring slots situated at the nodes of a periodic rectangular grid. The presence of the uniformly situated metal shorts does not affect the scattering of the plane wave with the plane of polarization orthogonal to the metal shorts. So, the array is still transparent to this wave at the resonant frequency ω_r . However, at the same frequency ω_r , the

plane wave with the polarization plane parallel to the metal shorts will be mainly reflected by the array due to the induced electric currents that flow across the metal shorts.

Now assume that the conductive plane is situated at the distance $\lambda/4$ from the array. The no-load condition with reflection coefficient of 1 is obtained in the plane of the ring slots for the wave with polarization plane orthogonal to the metal shorts. The wave with polarization plane parallel to the metal shorts is reflected from the array with the reflection coefficient of -1 . Therefore, a differential phase shift of 180 degrees appears between two reflected waves with orthogonal polarizations.

According to Fox's principle of phase changing [6], the reflection of a circularly polarized wave from the array with uniform angular position γ of shorts leads to the appearance of the additional phase shift of 2γ in the reflected circularly polarized wave.

However, non-uniform position of the shorts (Fig. 1) results in the presence of a non-uniform phase shift across the reflected circularly polarized wave. It is possible to introduce a linearly distributed phase shift across the reflected plane wave and to redirect it as desired. Therefore, with proper positioning of metal shorts, the angle of reflection can be changed.

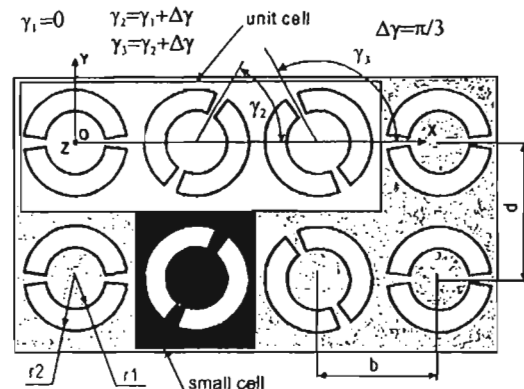


Fig. 1. Reflective array based on shorted ring slots. Configuration of the array when $N=3$.

III. MATHEMATICAL MODEL

Strong mutual coupling is the main characteristic of phased arrays based on open phase shifters. To take into account this effect, a mathematical model has been built.

We consider an infinite reflective array of shorted ring slots arranged in a regular rectangular grid. A small cell of this array contains only one shorted ring slot.

Now we assume the scanning in the plane XOZ. The normally incident circularly polarized wave moving towards the array must be reflected in the direction determined by the elevation angle θ . To do this, two small adjacent cells must provide an incremental phase difference of ψ_{xm} to the reflected wave. This phase difference can be calculated as follows:

$$\psi_{xm} = -kb \sin \theta, \quad (1)$$

where k is the wavenumber and b is x -size of the small cell.

According to the polarization principle of phase changing, the difference between angular positions of shorts in two adjacent cells $\Delta\gamma$ can be set to:

$$\Delta\gamma = \psi_{xm}/2 = -kb \sin \theta/2 \quad (2)$$

Non-uniform angular positions of the shorts destroy the periodicity of the array. Therefore, the small cell cannot be considered as the unit cell of the array. However, if $\Delta\gamma$ can be presented as:

$$\Delta\gamma = \pi M/N \quad (N = 1, 2, \dots, M = 0, 1, \dots, N-1), \quad (3)$$

the reflective array is converted in a periodic structure. The unit cell of this array contains N adjacent small cells arranged in the x -direction. In fact, any $\Delta\gamma$ can be approximated with sufficient tolerance by (3). Therefore, the infinite reflective array can be analyzed as a periodic structure using the Floquet theorem [7].

According to the Floquet theorem, the electromagnetic field above the reflective array is presented as a sum of Floquet modes or plane waves propagating in certain directions. Condition (3) assures that one of the Floquet modes is the plane wave propagating in the desired direction determined by the angle θ . Therefore, this reflective array converts the incident Floquet mode into the desired Floquet mode.

To calculate the efficiency of this conversion, a system of integral equations was formulated. The unknown tangential electric field in the plane of the ring slots \vec{E}_r was presented as a sum of two components:

$$\vec{E}_r = \vec{E}_r^u + \vec{E}_r^I, \quad (4)$$

where \vec{E}_r^u is the electric field that appears when the incident wave excites the reflective array with "unshorted"

ring slots and \vec{E}_r^I is the electric field that exists due to the electric currents I_m that flow across the metal shorts.

The traditional approach [5] was used to calculate the electric field \vec{E}_r^u . As a result, the electric field \vec{E}_m^u in the ring slot number n is presented in the following form:

$$\vec{E}_m^u = \sum_{l=1}^L D_{nl} \vec{W}_l, \quad (5)$$

where \vec{W} is the system of vector functions of the coaxial waveguide and D_{nl} are the corresponding magnitudes.

The integral equation with respect to the unknown electric field \vec{E}_r^I was obtained as a result of the application of the continuity condition for the tangential magnetic field across all shorted ring slots contained in the unit cell.

An important consideration is that the magnetic field is not continuous in the regions where electric currents flow across the metal shorts. Thus, the following integral equation is obtained:

$$\int_S \left(\sum_{n=1}^{\infty} (y_n + y_n^m) \Psi_n(x, y) \cdot \Psi_n^*(x', y') \right) \vec{E}_r^I(x', y') dS' = - \sum_{m=1}^{2N} I_m F_m(x, y), \quad (6)$$

where $\vec{\Psi}_n$ is the orthogonal system of vector normalized Floquet modes corresponding to the unit cell; y_n is the wave admittance of the Floquet mode $\vec{\Psi}_n$; y_n^m is the modified admittance of $\vec{\Psi}_n$ that takes into account the presence of the metal screen and the properties of the dielectric substrate; S is the total area of all ring slots contained in the unit cell and \vec{F}_m is the vector function that converts electric current I_m to the corresponding electric current density \vec{J}_m .

Equation (6) is valid only on the surface of all ring slots that belong to the unit cell. This equation was solved using the Galerkin method. Vector functions \vec{W}_l of the coaxial waveguide were used as the basis and weighting functions. As a result the electric field \vec{E}_r^I in the ring slot number n was presented in the following form:

$$\vec{E}_m^I = \sum_{l=1}^L C_{nl} \vec{W}_l, \quad (7)$$

where C_{nl} are the magnitude coefficients that can be expressed as linear functions of unknown currents I_m .

Electric fields \vec{E}_r^u and \vec{E}_r^I satisfy boundary conditions all over the unit cell with the exception of regions of shorts where electric currents I_m flow. Application of the boundary condition for the total electric field \vec{E}_r at each metal short gives the additional $2N$ equations. Solution of

these equations permits us to calculate all currents I_m . Therefore, the electric field \vec{E}_r in the plane of ring slots can be calculated and the electric field above the reflect array can be presented as follows:

$$\vec{E}_o = A_1(\vec{Y}_1 + j\vec{Y}_2)e^{jkz} + \sum_{m=1}^{\infty} B_m \vec{Y}_m e^{-j\beta_m z}, \quad (8)$$

where β_m is the propagation constant of the corresponding Floquet mode, A_1 is the magnitude of the normally incident wave and B_m are the magnitudes of the reflected waves.

The first component of (8) is the normally incident circularly polarized wave propagating towards the reflective array, while the infinite sum represents the reflected plane waves.

TABLE I
SCATTERING OF THE NORMALLY INCIDENT CIRCULARLY POLARIZED WAVE (F=31GHZ)

reflection angle θ (degrees)	$\Delta\gamma$, degrees	N	M	Conversion loss L,(dB)	Axial Ratio (reflected wave) (dB)
9.28	15	12	1	0.18	0.045
10.1	16.4	11	1	0.18	0.058
11.2	18	10	1	0.19	0.19
12.4	20	9	1	0.18	0.075
14	22.5	8	1	0.17	0.07
16.05	25.7	7	1	0.18	0.1
18.8	30	6	1	0.18	0.1
20.6	32.7	11	2	0.19	0.36
22.8	36	5	1	0.2	0.39
25.5	40	9	2	0.21	0.11
28.9	45	4	1	0.21	0.15
31.9	49.1	11	3	0.23	0.49
33.6	51.4	7	2	0.29	0.84
35.5	54	10	3	0.33	1.55
40.2	60	3	1	0.29	1.13
44.7	65.5	11	4	0.45	0.91
46.5	67.5	8	3	0.85	2.96
50.7	72	5	2	0.86	6.39
53.7	75	12	5	1.93	11.35
56	77.1	7	3	1.49	8.06
59.3	80	9	4	1.54	7.75
61.6	81.8	11	5	1.25	6.13
63.3	83.1	13	6	1.44	6.43
64.8	84	15	7	1.70	7.16
65.6	84.7	17	8	1.89	7.74

Two of the reflected Floquet modes (one TE and one TM mode) propagate in the desired direction determined by the angle θ . Therefore, the conversion loss L can be

calculated as a ratio between the power density of the "desired" modes and the power density of the incident modes:

$$L = \frac{y_{m1}|B_{m1}|^2 + y_{m2}|B_{m2}|^2}{2y_1|A_1|^2}, \quad (9)$$

where $m1$ and $m2$ are index numbers corresponding to the "desired" Floquet modes – plane waves propagating towards θ .

III. RESULTS OF SIMULATION

Scattering of the incident circularly polarized wave on the reflective array with $b=5\text{mm}$, $d=5\text{mm}$, $r1=1.65\text{mm}$, $r2=2.17\text{mm}$ and the distance of 2.8mm between the screen and the plane of shorted ring slots was simulated. It was assumed that ring slots were printed on the substrate with a relative dielectric permittivity of 1.

The results of the scattering of the normally incident right-hand circularly polarized wave are given in Table I. The information concerning polarization of the reflected "desired" wave is presented in the last column of Table I.

According to the results presented in Table I, the reflective array demonstrates excellent performance when the angle of reflection θ is less than 45 degrees. Conversion loss for this case is less than 0.5 dB and polarization of the reflected wave is close to circular. Further increasing of the angle θ leads to the significant distortions in the polarization of the reflected wave. However, conversion loss is less than 2dB when the reflection angle θ is less than 65 degrees.

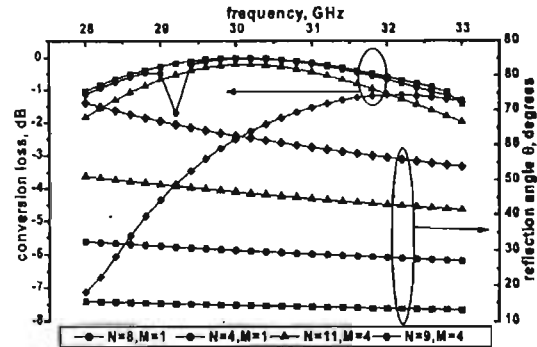


Fig. 2. Frequency dependence of the conversion loss L and the reflection angle for 4 configurations of the reflective array.

Dependence of the conversion loss with respect to frequency is demonstrated in fig. 2. Conversion loss for 4 different configurations of the reflective array is presented. These configurations correspond to the

reflection angles when θ is 15° , 30° , 45° and 60° at the frequency of 31GHz. It should be taken into account that the change of frequency leads to a change in the reflection angle if the configuration of the reflective array remains constant. Thus, corresponding reflection angles θ are also given in fig. 2. According to fig. 2, the reflective array demonstrates good performance in the analyzed frequency range. However, an abnormal point can be observed when $N=4$ and $M=1$ at the frequency of 29.2GHz. Detailed study reveals that in this case, a vertical component of the incident wave is almost entirely converted to the reflected waves with reflection angles of $\theta = 0$, $\theta = 31^\circ$ and $\theta = -31^\circ$.

IV. EXPERIMENTAL VERIFICATION

The method of waveguide simulator [7] was used to verify the mathematical model developed. A metal diaphragm that contained two shorted ring slots (Fig. 3) was printed on a dielectric substrate with relative permittivity of 3.40 and a thickness of 0.51mm. The angle between the horizontal axis and the axis that determines the angular position of the metal shorts was 45° . The inner and the outer radii of the ring slots were 3.78mm and 4.47mm, respectively. This diaphragm was then installed in the cross section of the rectangular waveguide WR-90. The scattering of the TE_{10} waveguide mode on this diaphragm is equivalent [7] to the scattering of the corresponding TE Floquet mode on the array of shorted ring slots shown in Fig. 3.

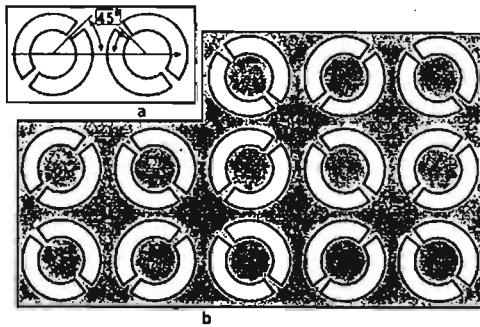


Fig. 3. (a) Cross-section of the waveguide simulator. (b) Corresponding array of shorted ring slots. Dimensions of the small cell b and d are 11.4mm and 10.2mm, respectively

The comparison between the measured reflection coefficient in the case of the waveguide simulator and the calculated reflection coefficient in the case of the scattering of the plane wave on the array of shorted ring slots is given in fig. 4. Close coincidence between measured and calculated results is observed.

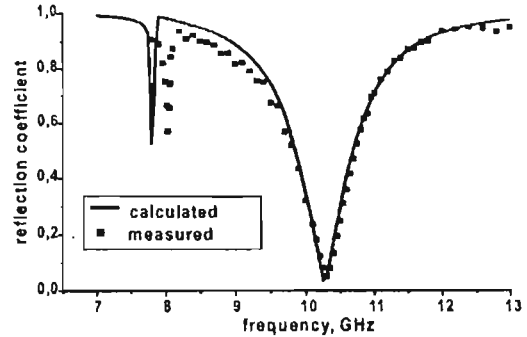


Fig. 4. Comparison between measured reflection coefficient in the case of the waveguide simulator and calculated reflection coefficient in the case of the respective array of shorted rings

V. CONCLUSIONS

Effective control of the reflection angle for the normally incident circularly polarized wave can be achieved with the reflective array based on shorted ring slots by proper situation of the conductive shorts. It was shown that the incident wave can be effectively redirected in the directions determined by elevation angles as high as 65 degrees. Excellent redirection with small conversion loss and with conservation of the polarization of the incident wave can be achieved for elevation angles up to 45 degrees. The usage of the p-i-n diodes instead of metal shorts leads to the design of lightweight plane phased arrays with wide-angle scanning.

ACKNOWLEDGMENT

This work was partially supported by the UNAM PAPIIT project IN111999.

REFERENCES

- [1] Ely Brookner, "Major advances in phased arrays: part II," *Microwave Journal*, June 1997, pp. 84-92.
- [2] A. Martynyuk, and Yu. Sidoruk "Low-loss phase shifters for Ka-band paced array," *Proceedings of 2000 IEEE Int. Conf. on Phased Array Systems*, pp.53-56, May 2000.
- [3] A. Martynyuk, N. Martynyuk, S. Khotiaintsev, and V. Vountesmeri "Millimeter-Wave Amplitude-Phase Modulator" *IEEE Trans. Microwave Theory and Tech.*, vol.45, N 6, p.911-917,1997.
- [4] H. Phelan, "Spyraphase-a New, Low-Cost Phase Array. Part I. Theory and Concept," *Microwave Journal*, vol. 19, no. 12, pp. 41-44, Dec. 1976.
- [5] A. Roberts, and R. Phedran "Bandpass Grids with Annular Apertures," *IEEE Trans. on Antennas and Propagation*, vol.AP- 36, No5, May 1988, pp. 607-611.
- [6] Fox, "An Adjustable Waveguide Phase Changer," *PIRE*, vol. 35, no. 12, pp. 1489-1498, Dec. 1947.
- [7] N. Amitay, V. Galindo, and C. Wu: *Theory and Analysis of Phased Array Antennas*, Wiley-Interscience, 1972.

Multilayered Antenna Arrays Based on Loaded Ring Slot Resonators

*Alexander E. Martynyuk, José I. Martínez López and Ninel A. Martynyuk¹

División de Ingeniería Eléctrica, Facultad de Ingeniería, Universidad Nacional Autónoma de México, C.P. 04510, Coyoacan, México, D.F., alxmart@yahoo.com

¹Radio Engineering Faculty, Kiev Polytechnic Institute, Kiev, Ukraine

Introduction

Nowadays one can observe a growing interest in the development of the low-cost Ka-band phased arrays. Integrated phased array configurations such as RADANT antenna [1], and Spiraphase antenna [2] were proposed to reduce the cost. Recently, *reflective Spiraphase* antenna arrays based on shorted ring slots have been analyzed [3].

The present work deals with multilayered *transmission-type Spiraphase* antenna arrays based on loaded ring slots. These antenna arrays are built in such way that the incident circularly polarized wave (CPW) is converted to a transmitted wave traveling in a desired direction. It is shown that the direction of propagation of the transmitted wave can be effectively changed by proper positioning of the loads.

Principle of Operation

Infinite periodic array of ring slots is a well-known frequency selective surface (FSS). The main property of this FSS is the resonant behavior of its reflection coefficient. The resonance occurs when the average perimeter of the ring slot is approximately equal to the wavelength λ . At the resonant frequency, this FSS is transparent to the normally incident wave. In this case, one can consider an equivalent circuit that includes a transmission line and a parallel resonant circuit (Fig 1b).

Now assume that two capacitors are connected to every ring slot resonator as shown in Fig. 1a. The angular position of the capacitors is equal for all resonators and is determined by the angle γ . The presence of the uniformly situated capacitors does not affect the scattering of the plane wave with the plane of polarization orthogonal to the axis AB (Fig. 1a). In this case, we can still use the equivalent circuit shown in Fig 1b. However, the plane wave of polarization parallel to the axis AB induces microwave currents in the capacitors. An immediate result is the reduction of the resonant frequency of the array for this polarization of the incident wave. So it is necessary to modify the equivalent circuit. One can add a capacitance C_2 in parallel to the resonant circuit to account for the presence of the capacitive loads (Fig. 1c).

The multilayered structure (MLS) that consists of K identical arrays of uniformly loaded slot resonators is shown in Fig. 2a. Scattering of the plane wave on this MLS depends on the polarization of the wave. Therefore, one can build two different equivalent circuits, each of these circuits consists of K parallel resonant circuits separated by the segments of transmission line (Fig 2, b,c). According to [4], one can choose the electrical lengths βl_i and the values of the susceptances B_1 and B_2 to fulfill the following conditions: (a) the magnitudes of the reflection coefficients for both circuits (Fig.2b,c) must be equal to zero and (b) the phases of the transmission coefficients must have a difference of 180° .

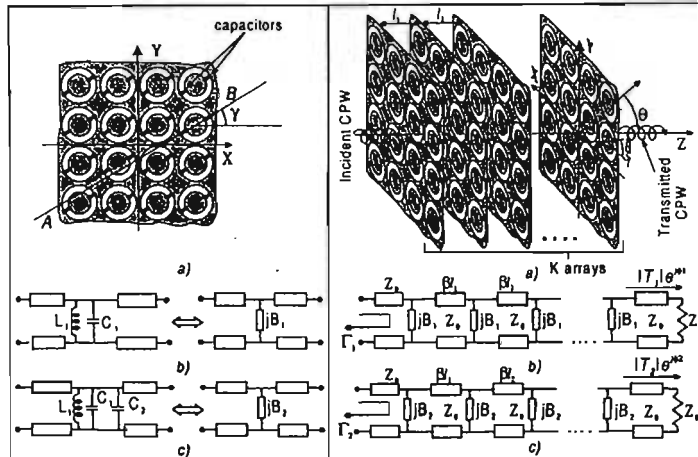
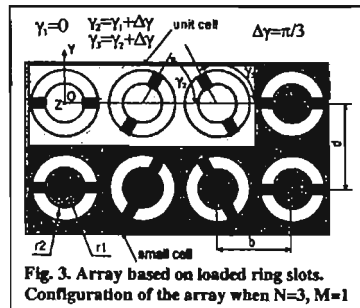


Fig. 1 (a) Infinite periodic array of loaded ring slots; (b,c) equivalent circuits.

Fig. 2 (a) Multilayered structure; (b,c) equivalent circuits.

Assume that a CPW propagates toward the MLS and the two previously mentioned conditions are fulfilled. The MLS is then transparent for both components of the CPW and a differential phase shift of 180° appears between these components in the transmitted wave. Transmission of the CPW through the MLS with the uniform angular position γ of capacitors leads to the appearance of the additional phase shift of 2γ in the transmitted CPW.

Using non-uniform positions of the capacitors (Fig.3), it is possible to introduce a linearly distributed phase shift across the transmitted wave and redirect it as desired.



Mathematical model

Assume only one infinite periodic array of the MLS. A small cell of this array contains only one ring slot. Now we assume the scanning in the plane XOZ. The normally incident CPW must be redirected in the direction determined by the scan angle θ_m . To do this, two small adjacent cells must provide an incremental phase difference of ψ_m to the transmitted wave.

Therefore, the difference between the angular positions of the capacitors in two adjacent cells $\Delta\gamma$ must be set to:

$$\Delta\gamma = \psi_m / 2 = -k b \sin \theta_m / 2, \tag{1}$$

where k is the wavenumber and b is x-size of the small cell. Non-uniform angular positions of the capacitors destroy the periodicity of the array. Therefore, the small cell cannot be considered as the unit cell of the array. However, if $\Delta\gamma$ can be presented as:

$$\Delta\gamma = \pi M/N \quad (N = 1, 2, \dots; \quad M = 0, 1, \dots, N-1), \quad (2)$$

the array is then converted into a periodic structure. The unit cell of this array contains N adjacent small cells arranged in the x -direction. The infinite array of loaded ring slots can be analyzed as an infinite periodic structure using Floquet's theorem. The scattered electromagnetic field can be presented as a sum of Floquet modes or plane waves propagating in certain directions. Condition (2) assures that two of the Floquet modes are the plane waves propagating in the desired direction θ_n .

The system of integral equations was formulated and resolved using a method similar to the method described in [3]. As a result, the general scattering matrix (GSM) of the array was found. The MLS is the cascade connection of identical arrays. Total GSM of MLS was obtained using the method described in [5]. One can consider MLS as a multimode converter that transforms a normally incident CPW to a transmitted wave propagating in the desired direction θ_n . Therefore, the MLS can be characterized by a conversion coefficient L that can be calculated as a ratio between the power density of the transmitted "desired" Floquet modes and the total power density of the incident Floquet modes.

Results of simulation

Scattering of the CPW on the five-layer structure was simulated. For the circuits shown in Fig. 2b and Fig. 2c, the reflection coefficients Γ_1 and Γ_2 are equal to zero and the phases of the transmission coefficients T_1 and T_2 have a difference of 180° when the normalized values of the susceptances B_{1n} and B_{2n} are equal to -0.618 and 0.618 respectively and all the distances l_i (Fig. 2a) in the five-layered antenna are equal to 0.25λ [4].

When the normalized susceptance of -0.618 is connected in parallel to a matched transmission line, a reflection coefficient of $0.295 \angle 107^\circ$ is obtained. As a result of parametric synthesis it was found that a similar reflection coefficient is obtained at the frequency of 30GHz in the case of the scattering of a normally-incident plane wave on the array of ring slots of $b=d=4.25\text{mm}$, $r1=1.28\text{mm}$, $r2=1.85\text{mm}$ (Fig. 3). It was assumed that this array is printed on the substrate with dielectric permittivity of 2.2 and thickness of 0.127mm. It was necessary to load the ring slots with capacitors of 0.011pF to obtain the adequate scattering of the incident wave with polarization parallel to the axis AB (Fig 2).

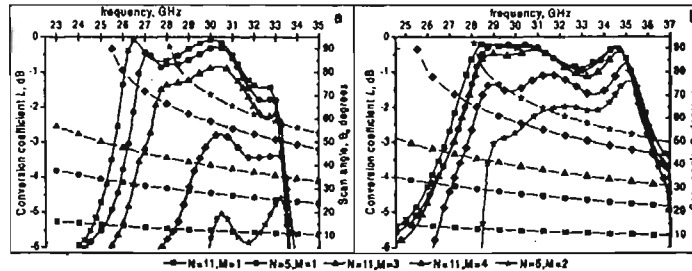


Fig. 4. Frequency dependence of the conversion coefficient L (solid lines) and the scan angle θ_n (dashed lines) for various configurations of MLS (a-without optimization, b-optimized).

Simulated frequency dependence of the conversion coefficient L and scan angle θ_n is demonstrated in Fig.4. The order of GSMs used is equal to 100. Dependences shown in

Fig. 4a correspond to the case when all distances between arrays are set at 2.3 mm. For this case the conversion coefficient is reduced rapidly for large scan angles. This degradation can be explained by the existence of the propagating high-order Floquet modes that interact with the arrays of the MLS. Equivalent circuits (Fig. 2b,c) used for the MLS synthesis do not take into account this effect.

To improve the response of the antenna, optimization of the distances between arrays was performed. The results for the optimized MSL are shown in Fig. 4b. The optimized distances are: $l_1=l_4=1.43\text{mm}$ and $l_2=l_3=1.31\text{mm}$. One can observe a conversion coefficient better than -3dB for the scan angles as high as 75 degrees in the frequency range from 29GHz to 36GHz. Thus, phased arrays with wide-angle scanning can be built using multilayered antennas based on the arrays of loaded ring slot resonators.

Experimental verification

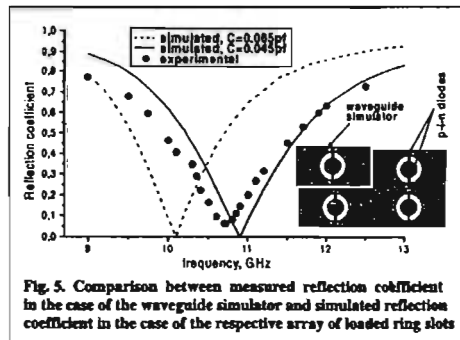


Fig. 5. Comparison between measured reflection coefficient in the case of the waveguide simulator and simulated reflection coefficient in the case of the respective array of loaded ring slots

4mm, respectively. This diaphragm was then installed in the cross section of the rectangular waveguide WR90. The scattering of the TE_{10} waveguide mode on this diaphragm is equivalent to the scattering of the two corresponding TE Floquet modes on the array of loaded ring slots.

The comparison between the measured reflection coefficient in the case of the waveguide simulator and the calculated reflection coefficient in the case of the scattering on the array of loaded ring slots is shown in Fig. 5. Two simulated curves correspond to the maximum (0.065pF) and minimum (0.045pF) datasheet values of the capacitance of reverse-biased p-i-n diode. Reasonable coincidence between experimental and simulated curves is observed

References
 [1] Chekroun C, Herrick D, Michel Y, Pauchard R, Vidal P, "RADANT - New Method of Electronic Scanning," *Microwave Journal*, pp. 45, Feb. 1981.
 [2] H. Phelan, "Spiraphase-a New, Low-Cost Phase Array. Part 1. Theory and Concept," *Microwave Journal*, vol. 19, no. 12, pp. 41-44, Dec. 1976.
 [3] A.E.Martynyuk and J.I. Martinez López, "Reflective Antenna Arrays Based on Shorted Ring Slots," *IEEE 2001 MTT-S IMS Digest*, Phoenix, Jun 2001, pp.1379-1382.
 [4] A.V. Demchenko, "Investigation and Development of Transmission-Type Polarization Phase Shifters," *Dissertation to obtain degree of candidate of technical sciences*, Kiev, USSR, 1975.
 [5] C. Wan and J.A.Encinar, "Efficient Computation of GSM for Analyzing Multilayered Periodic Structures," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol.43, no 11, pp.1233-1242, Nov. 1995

REFLECTIVE PASSIVE PHASED ARRAY WITH OPEN POLARIZATION PHASE SHIFTERS

Alexander E. Martynyuk, Jose I. Martinez Lopez and Ninel A. Martynyuk*

Division de Ingenieria Electrica, Facultad de Ingenieria, Universidad Nacional Autonoma de Mexico, Cd Universitaria, Coyoacan, C.P. 04510, Mexico D.F., Mexico

*Radioengineering Faculty, Kiev Polytechnic Institute, Kiev, Ukraine

ABSTRACT

A novel design of spiraphase-type reflective phased array has been proposed. A full-wave mathematical model has been developed to predict the scanning characteristics of this phased array. Numerical optimization of the geometry of the array element has been performed. The scanning characteristics of the phased array with optimized elements have been calculated. It has been proven numerically that this passive array demonstrates a total loss better than -2 dB in the frequency band from 25 to 30.5 GHz within a scanning sector limited by elevation angles up to 28 degrees. The mathematical model developed has been experimentally verified with the help of the waveguide simulator.

1.0 INTRODUCTION

Nowadays one can observe a growing interest in the application of Ka-band phased array antennas in the area of telecommunications [1]. Passive phased arrays are an attractive alternative to active phased arrays due to their low-cost and simple design. However, in the case of passive phased arrays, a special attention should be paid in the optimization of the parameters of the phase shifters, especially, strict requirements exist for the insertion loss. Thus, the development of the fast low-loss phase shifter is of primary importance in the case of passive phased arrays.

Recently, polarization p-i-n diode Ka-band phase shifters that demonstrated an insertion loss less than 1dB have been proposed [2]. These phase shifters are based on the shorted section of a circular waveguide with a control diaphragm of special geometry installed in its cross section. Unfortunately, reflective phased arrays based on circular waveguides are bulky and weighty. Additionally, these phased arrays demonstrate a reduced sector of scanning because of the cut-off properties of the circular waveguide.

In this work, we investigate the possibility to use open polarization phase shifters. In other words, we propose to arrange the above-mentioned control diaphragms of special geometry in one plane without the usage of the circular waveguides. As a result, highly integrated low-cost reflective arrays can be obtained. Initially, the similar principle has been used for spiraphase arrays based on dipoles [3].

A full-wave mathematical model has been developed to predict the characteristics of the phased array. This full-wave model has been experimentally verified with the help of the waveguide simulator.

2.0 PHASED ARRAY GEOMETRY AND PRINCIPLE OF OPERATION

The reflective phased array geometry is shown in Fig.1. This array can be considered as an array of slot reflectors arranged in a rectangular grid and situated at a distance l over a metal screen. A single element of the array is shown in Fig. 2. This element contains a ring slot resonator 1 with eight radial stubs 2,3,4...9. The difference between the angular positions of two adjacent stubs is 45 degrees. The length and the width of the radial stubs are L and h , respectively. Control p-i-n diodes (10, 11, 12 and 13) are installed in the stubs 9,3,4 and 6. The other stubs are short-circuited with metal shorts. At any time one of the p-i-n diodes is switched-off, meanwhile the other three diodes are switched-on.

Now assume that a normally incident right-hand circularly polarized plane wave (RHCPW) travels toward the array. The electric field vector of the incident wave can be presented as follows:

$$E_i = E_0 (\hat{a}_x + j\hat{a}_y) e^{jkz}, \quad (1)$$

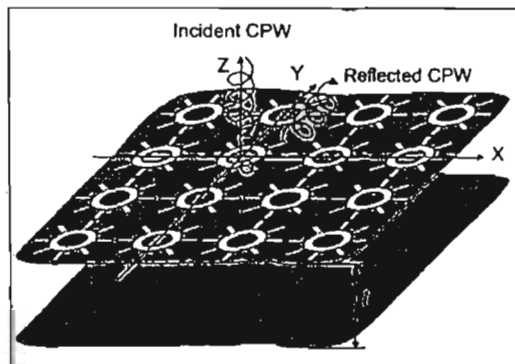


Fig. 1. Reflective phased array with open polarization phase shifters.

where E_0 is a magnitude of the incident wave, \bar{a}_x and \bar{a}_y are the unit vectors, k is the wavenumber and $j = \sqrt{-1}$.

Initially, the p-i-n diodes are biased in such a way that the switched-off diode is situated at the horizontal stub 3 in all the array elements.

Thus, the horizontal component of the incident RHCPW cannot excite a considerable electromagnetic field in the stub 3. The other stubs are short-circuited by the metal shorts or by the switched-on diodes. Therefore, for the horizontal component of the incident wave, the reflective array is equivalent to the frequency selective surface (FSS) of ring slot resonators situated over the metal plane. When the perimeter of the ring slot resonator is approximately

equal to the wavelength λ , a parallel resonance occurs and this FSS becomes transparent for the above-mentioned component of the incident wave. With the metal screen situated at the distance $\lambda/4$, the horizontal component is reflected by the FSS with reflection coefficient $\Gamma_{||}$ that is close to 1 at the frequency of the parallel resonance ω_p .

On the other hand, the vertical component of the incident RHCPW excites the stub 3, where the switched-off diode is situated. For this case, a series resonant circuit is formed by the capacitance of the switched-off diode and the inductance of the outer metal part of the ring slot resonator. The resonant frequency ω_s of this circuit depends on the length of the radial stub 3. At this frequency, the vertical component of the incident wave is reflected by the FSS with a reflection coefficient Γ_{\perp} that is close to -1. When the following condition fulfills:

$$\Gamma_{||} = -\Gamma_{\perp}, \quad (2)$$

the reflected wave is a RHCPW traveling toward +z.

According to Fox's principle of phase changing, the phase of the reflected wave depends on the angular position of the stub where the switched-off diode is situated. The change of the angular position of this stub by an angle ψ leads to the phase change of 2ψ in the reflected RHCPW. In other words, one can introduce a phase shift of 0, 90, 180 or 270 degrees to the reflected RHCPW by biasing the diodes in such a way that the switched-off diode appears at the stub 3, 6, 9 or 4, respectively. Thus, the array with uniformly loaded slot elements can be considered as a two-bit open phase shifter.

For the case when condition (2) does not fulfill, the reflected wave can be presented as a sum of two circularly polarized waves [4]:

$$\vec{E}_r = 0.5E_0 e^{j\gamma r} (\Gamma_{||} - \Gamma_{\perp}) (\bar{a}_x - j\bar{a}_y) e^{-jkz} + 0.5E_0 (\Gamma_{||} + \Gamma_{\perp}) (\bar{a}_x + j\bar{a}_y) e^{-jkz}, \quad (3)$$

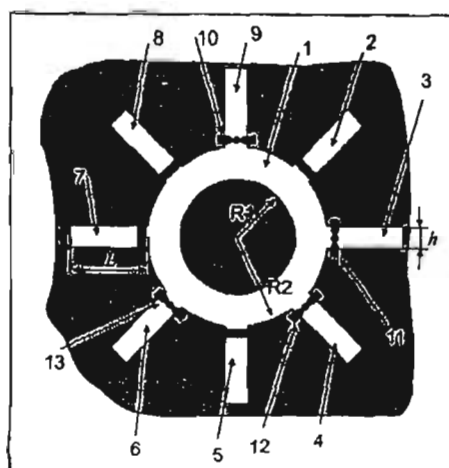


Fig. 2. The element of the reflective phased array.

where γ is the angle that determines the angular position of the stub with the switched-off diode (or "excited" stub) measured from the x-axis.

The first component of (3) is a RHCPW with a controlled phase. The second component is a left-hand circularly polarized wave (LHCPW), the phase of this component does not depend on the angular position of the "excited" stub. The first component in (3) shall be named the "controlled wave", meanwhile the second component in (3) shall be named the "uncontrolled wave".

The uncontrolled wave must be suppressed to prevent loss in the antenna gain. Thus, the array element must introduce a differential phase shift of 180 degrees between the orthogonal components of the reflected wave in order to maximize the magnitude of the controlled wave and to suppress the uncontrolled wave.

Now assume that a normally incident RHCPW must be reflected in the direction determined by the reflection elevation

angle θ_0 and the reflection azimuth angle φ_0 . To achieve this, two adjacent array elements must provide incremental phase shifts of ψ_x and ψ_y to the reflected wave in the x- and y-directions, respectively.

The array element shown in Fig. 2 can provide only four different phase shifts. Thus, an ideal linearly distributed phase shift must be approximated with a stepped function. Step approximation of the required linear phase distribution leads to phase errors and, consequently, to the reduction of the array gain. Arrays with two-bit phase shifters exhibit an additional loss of gain of 0.91dB, meanwhile for the array with three-bit phase shifters this loss is equal to 0.22dB.

Unfortunately, a severe mutual coupling exists among the open phase shifters. So, one needs to take into account this effect in order to predict the behavior of the phased array. Thus, a full-wave mathematical model of phased array with open phase shifters has been developed.

3.0 MATHEMATICAL MODEL

If the angular positions of the "excited" stubs are the same for all the array elements (this is the case of uniform loading), the infinite phased array can be analyzed as a periodic structure using the theorem of Floquet. A phased array element can be considered as a unit cell of this periodic structure.

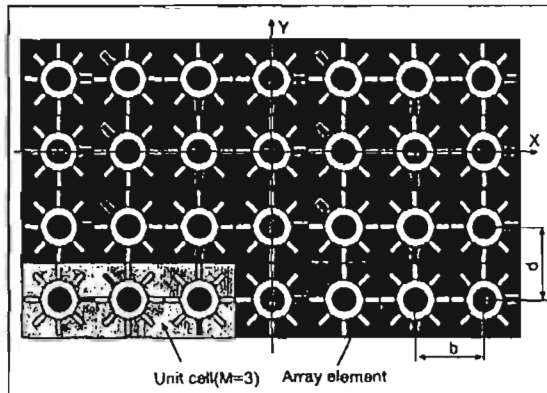


Fig.3. Array with different angular positions of "excited" stubs. "Excited" stubs are shown in black. This array can be analyzed as a periodic structure with a rectangular unit cell that contains three (M=3) array elements.

Now assume that scanning in the plane XOZ is required. For this case, one needs to ensure the introduction of the linearly distributed phase shift in the reflected wave along the x-direction. Thus, the angular position of the "excited" stub must change from element to element. Different angular positions of the "excited" stubs destroy the periodicity of the array. However, this array can be treated as a periodic structure if one consider a rectangular unit cell that contains M adjacent array elements in the x-direction when this large unit cell is repeated periodically in the x-direction (Fig. 3).

Thus, this array can be analyzed with the help of Floquet's theorem. According to Floquet's theorem, the electromagnetic field above the reflective phased array is presented as a sum of Floquet modes or plane waves. Therefore, the array shown in Fig.1 can be considered as a multimode converter that transforms the two normally-incident Floquet modes (one of vertical and the other of horizontal polarization) into two Floquet modes (TE and TM plane waves) traveling in the "desired" direction.

The efficiency of this conversion is affected mainly by two factors:

1) the incident RHCPW is not only converted into a plane wave traveling in the "desired" direction, but is partially converted in plane waves propagating in undesired directions. Thus, the power of the incident wave is partially converted into sidelobes;

2) the insertion loss that exists in p-i-n diodes leads to a partial dissipation of the incident wave.

Now one can introduce a conversion coefficient L_c to measure the efficiency of the mode conversion. This conversion coefficient can be calculated as the ratio between the power density of the two reflected Floquet modes traveling in the desired direction and the power density of the two incident modes that form the incident RHCPW. To calculate the conversion coefficient L_c , a full-wave mathematical model has been developed. The system of integral equations with respect to the unknown tangential electric field in the unit cell was formulated and resolved using a method similar to the method described in [5]. The modes of the coaxial-with-radial-stubs waveguide were used to approximate the electric field in the elements of the unit cell.

4.0 RESULTS OF NUMERICAL SIMULATION

The reflection characteristics of the phased arrays with two-bit and three-bit open polarization phase shifters have been simulated.

4.1 ARRAY WITH UNIFORM LOADING

Initially, the geometry of the array element has been optimized in order to minimize the insertion loss in the p-i-n diodes and to increase the magnitude of the controlled wave. Multiple simulations of the uniformly loaded array have been performed during the optimization process.

As a result, the element dimensions b and d were set to 6.15mm. The inner and outer radiuses of the ring slot R_1 and R_2 were 1.3 and 2mm, respectively; the length of stubs L was 0.95mm and the width of stubs h was 0.36mm. It has been considered that all elements were printed on a dielectric substrate with a relative permittivity of 2.56 and thickness of 0.127mm. The distance l between the substrate and the metal screen has been set to 2.7mm in the case of the array with two-bit phase shifters and to 2.6mm in the case of the array with three-bit phase shifters.

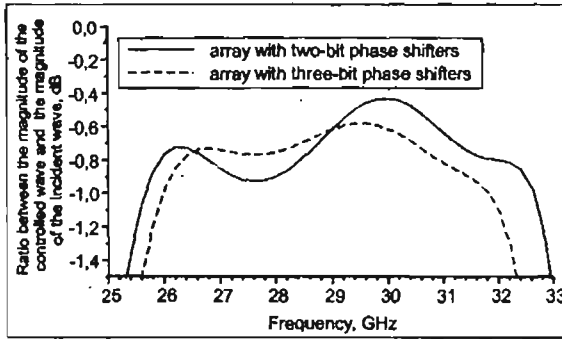


Fig. 4. Frequency dependence of the ratio between the power density of the controlled wave and the power density of the incident wave.

have been used to describe the Agilent HPND 4028 p-i-n diode.

The simulated frequency dependence of the ratio between the power density of the controlled wave and the power density of the incident wave is shown in Fig. 4. In the ideal case, this ratio is equal to 0dB. However, the existence of the insertion loss in the p-i-n diodes and the impossibility to fulfill condition (2) in a wide frequency band reduce the magnitude of the controlled wave. Nevertheless, the above-mentioned ratio is greater than -1 dB in more than 20% bandwidth.

4.2 SCANNING IN THE XOZ PLANE

Scanning in the XOZ plane has been also simulated. In this case, the unit cell of the infinite periodic array contains M array elements with non-uniform loading. A proper bias has been applied to the diodes in order to redirect the incident RHCPW in the desired direction determined by the reflection elevation angle θ_0 .

Four configurations (I, II, III and IV) of the phased array have been considered to obtain, at the frequency of 30 GHz, reflection elevation angles θ_0 of 9.4, 11.7, 15.7 and 24 degrees, respectively. The unit cell of the periodic

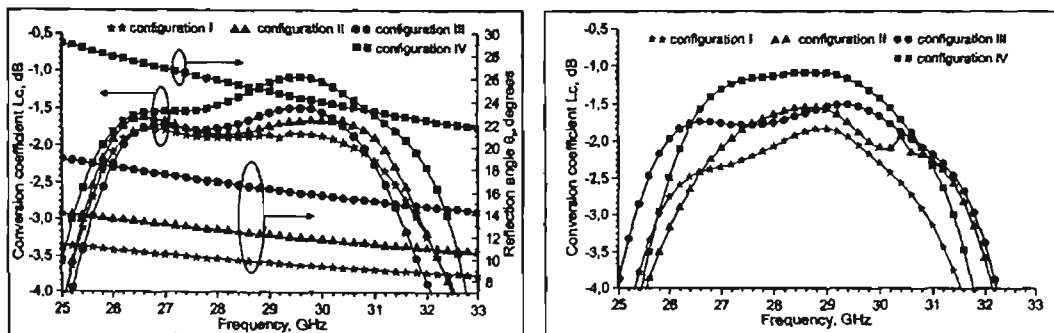


Fig. 5. Frequency dependences of the conversion coefficient L_c and the reflection elevation angle θ_0 for the phased array with two-bit phase shifters.

array contains 10, 8, 6 and 4 array elements, respectively.

Simulated frequency dependences of the conversion coefficient L_c for the phased arrays with two-bit and three-bit phase shifters are presented in Fig. 5 and Fig. 6, respectively. Frequency dependences of the reflection elevation angle θ_0 for the four configurations of the array are also shown in Fig. 5.

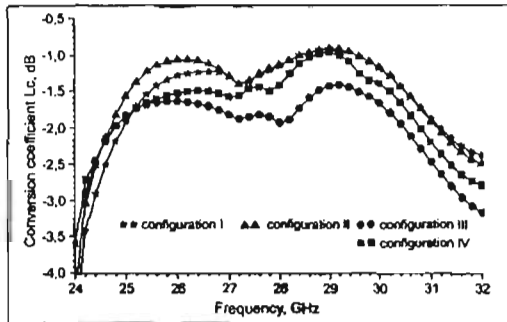


Fig. 7. Frequency dependences of the conversion coefficient L_c for the phased array with modified three-bit phase shifters.

Mutual coupling and phase errors reduce the conversion coefficient L_c of the array. In the case of the array with two-bit phase shifters one can observe a decrement of the conversion coefficient of 1dB in comparison with the results presented in Fig. 4. Unfortunately, the usage of the three-bit phase shifters (Fig. 6) leads to further degradation of the conversion coefficient. Therefore, the design of the three-bit phase shifters have been changed in order to increase the conversion coefficient L_c . For this case the p-i-n diodes have been installed in all sixteen stubs. At each moment of time two p-i-n diodes with angular positions that differ on 180 degrees are switched-off and the other fourteen diodes are switched-on. As a result, the simulated conversion coefficient better than -2 dB (Fig.

7) has been obtained in the frequency band from 25 to 30.5 GHz for the arrays with three-bit phase shifters.

5.0 EXPERIMENTAL VERIFICATION

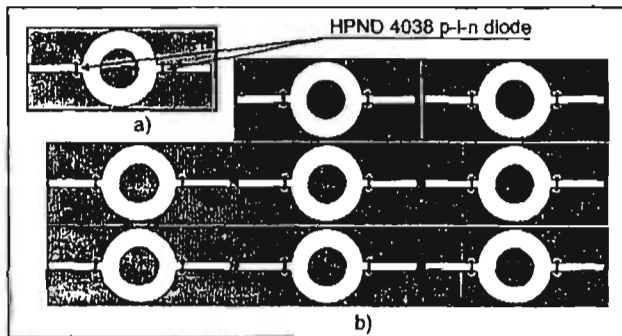


Fig. 8 (a) Cross section of the waveguide simulator and (b) the corresponding infinite periodic array.

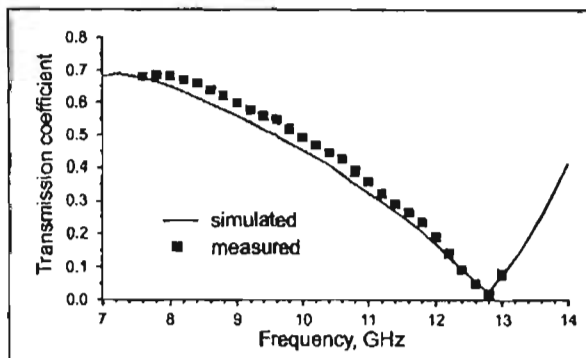


Fig. 9. The comparison between the measured transmission coefficient of waveguide simulator and simulated transmission coefficient in the case of scattering of the two corresponding TE modes on the infinite periodic array

The method of the waveguide simulator has been used to verify the mathematical model developed. A metal diaphragm that contained a ring slot resonator with two stubs (Fig. 8) was printed on the dielectric substrate with a relative dielectric permittivity 2.4 and a thickness of 0.102mm. The inner and the outer radii of the ring slot were 3 and 4.5mm, respectively. The length of each of the two horizontal stubs was 6.95mm and the height of the stub was 0.95mm. Two HPND 4038 p-i-n diodes were installed in the stubs at the distance 0.5mm from the ring slot as it is shown in Fig. 8.

This diaphragm was then installed in the cross section of the rectangular waveguide WR90. If equal biasing are applied to the p-i-n diodes, the scattering of the TE_{10} mode on this diaphragm is equivalent [6] to the scattering of the two corresponding TE Floquet modes of equal magnitudes on the infinite periodic array (Fig. 8) with $b=22.86\text{mm}$ and $d=10.13\text{mm}$.

Then, a reverse bias of -30V has been applied across the diodes. It was found [5] that in this case the HPND4038 diode can be presented as a parallel connection of resistance R (4kOhm) and capacitance C (0.052pF). The comparison between the measured transmission coefficient of the waveguide simulator and the simulated transmission coefficient in the case of the

scattering of the two corresponding TE modes on the infinite periodic array is shown in Fig. 9. Good agreement between the simulated and measured characteristics of the waveguide simulators has been observed.

6.0 CONCLUSIONS

Novel phased arrays with open polarization phase shifters are presented. A full-wave mathematical model has been developed and verified in order to predict the scanning characteristics of these arrays. The analysis of the simulated characteristics results in a conclusion that low-cost effective Ka-band highly integrated phased arrays can be built using the described approach.

7.0 REFERENCES

- [1] E. Brookner, "Major advances in phased arrays. PartII," *Microwave Journal*, June 1997, pp.84-92.
- [2] A.E. Martynyuk, and Yu.K. Sydoruk, "Low loss phase shifters for Ka band passive phased array," *Proc. of IEEE International Conference on Phased Array Systems and Technology*, May 2000, pp.53-56, Dana Point, California, USA.
- [3] H. Phelan, "Spiraphase-a new low-cost phased array. Part I Theory and concept," *Microwave Journal*, vol. 19, No 12, pp. 41-44, dec. 1976.
- [4] J.J.J. Wang, "Characteristics of a new class of diode-switched integrated antenna phase shifter," *IEEE Transactions on Antennas and propagation*, vol. 31, No 1, pp. 156-159, January 1983.
- [5] A.E.Martynyuk, J.I. Martinez Lopez and N.A. Martynyuk, "Spiraphase-type reflectarrays based on loaded ring slot resonators," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, accepted for publication.
- [6] N. Amitay, V. Galindo, and C.P. Wu, *Theory and Analysis of Phased Array Antenna*, New York, Wiley Interscience, 1972.

Spiraphase-Type Reflectarrays Based on Loaded Ring Slot Resonators

Alexander E. Martynyuk, Jose I. Martinez Lopez, and Ninel A. Martynyuk

Abstract—Reflective periodic arrays based on loaded ring slot resonators are analyzed. A full-wave mathematical model is developed and numerical results are presented. It is proven that the reflection angle for the normally incident circularly polarized wave can be effectively controlled by proper positioning of reactive loads in ring slot resonators. Analysis of the reflection characteristics of the Ka band one-layer reflectarray results in a conclusion that the incident wave can be effectively redirected in the directions determined by elevation angles as high as 65° with conversion coefficient better than -1.5 dB. It is also shown that the usage of the multi-layer reflectarray leads to a considerable improvement in the reflection characteristics when it is compared with the one-layer reflectarray. The method of the waveguide simulator has been used to verify the developed mathematical model.

Index Terms—Antenna arrays, millimeter wave antenna arrays, phased arrays, reflectarrays.

I. INTRODUCTION

PLANAR reflectarrays are considered as an attractive lightweight alternative to reflector antennas due to the easy fabrication process and better cross-polarization characteristics [1]–[3]. A typical reflectarray consists of multiple reflective elements arranged in one plane. Each element reflects the incident wave introducing an appropriate phase shift in order to form a planar phase front in the reflected wave. Thus, this wave can be redirected in the desired direction.

Different methods are used to set the phase shift introduced by the reflective element into the reflected wave. The well-known approach is the implementation of microstrip stubs of different lengths attached to the patch antennas [1], [2], [4]. However, it is considered that the usage of stubs degrades the cross-polarization characteristics of the reflectarray because of the spurious radiation. An alternative method consists in the implementation of dipoles or patches of a variable size [3], [5]–[7]. However, it is known that such a reflectarray has high sensitivity to manufacturing tolerances and frequency variations because of the sharp behavior of the introduced phase shift versus patch length and frequency.

An alternative approach was proposed in [8], [9] for a circularly polarized reflectarray based on identical microstrip patches having different angular rotations. In this case, the

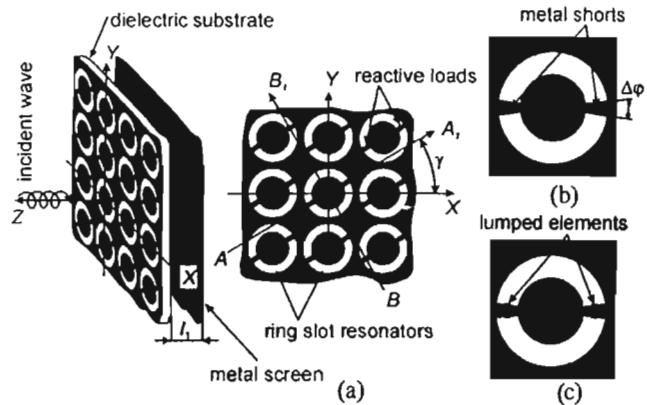


Fig. 1. (a) One-layer reflectarray based on reactively loaded ring slot resonators (uniform loading), (b) a single element of reflectarray based on shorted ring slot resonators, and (c) a single element of reflectarray loaded by lumped elements.

phase shift is determined only by the angular position of the microstrip patch. The rotation of the microstrip patch by an angle γ from its original position leads to the additional phase shift of 2γ introduced into the reflected wave. This technique was also demonstrated for a spiraphase array based on half-wave dipoles or spiral elements [10]. Later spiraphase-type arrays based on spiral elements [11], thin conductor radiators [12], [13] and microstrip radiators of different configuration were analyzed [14]. The same principle was used in periodical reflective arrays based on shorted ring slots with different angular positions of the metal shorts [15]. It was shown that these arrays are capable of converting a normally incident circularly polarized wave into a plane wave propagating in the directions determined by elevation angles as high as 65° with a small conversion loss.

This paper presents periodic reflectarrays based on loaded ring slot resonators. A full-wave mathematical model is presented and used to calculate the scattering of a plane wave by the reflectarray. The usage of various kinds of reactive loads instead of simple metal shorts permits a major flexibility in the design that results in a better performance. It is also shown that the multilayer design offers a better bandwidth.

It is possible to achieve beam scanning in reflectarrays based on loaded ring slot resonators when modern microwave control devices such as p-i-n diodes, field-effect transistors, varactors or MEMS are used as reactive loads.

II. PRINCIPLE OF OPERATION

A periodic one-layer reflective array of uniformly loaded ring slot resonators situated over a metal screen is shown in Fig. 1. The angular position of reactive loads is uniform along the array

Manuscript received July 1, 2002; revised October 11, 2002. This work was supported in part by the CONACYT under Grant 38582A.

A. E. Martynyuk and J. I. Martinez Lopez are with the Facultad de Ingenieria of Universidad Nacional Autonoma de Mexico (UNAM), Mexico, D.F., Mexico (e-mail: alxmart@yahoo.com; ismartz@servidor.unam.mx).

N. A. Martynyuk is with the Radioengineering Faculty, National Technical University of Ukraine "Kiev Polytechnic Institute," Kiev 03056, Ukraine.

Digital Object Identifier 10.1109/TAP.2003.820976

and is determined by the angle γ . Due to the presence of the reactive loads, this array provides different reflection coefficients Γ_A and Γ_B for the two orthogonal normally incident linearly polarized waves with polarization planes parallel to the axes AA_1 and BB_1 [Fig. 1(a)], respectively.

Two cases are taken into consideration. In the first case, the loads are considered as perfectly conductive shorts. A single element of a periodic array with shorted ring slot resonators is shown in Fig. 1(b). At the microwave frequencies, the inductances of the shorts cannot be neglected, so it is necessary to define the geometrical configuration of the shorts in order to determine their inductances. Thus, the geometry of the short was defined as an annular sector with an angular size of $\Delta\varphi$ [Fig. 1(b)] to simplify the corresponding mathematical expressions. In the second case, the loads are considered as beam lead lumped elements with negligible electrical dimensions [Fig. 1(c)]. The lumped elements are characterized by their admittances and the geometry of the beam lead is defined as an annular sector. This approach allows to take into account different kinds of loads and to evaluate the parasitic inductances due to the connection of a lumped element to a ring slot resonator.

Now assume that the normally incident circularly polarized plane wave of frequency ω propagates toward the array in the negative z direction as shown in Fig. 1. In this paper, a time harmonic variation of $\exp(j\omega t)$ is being considered and suppressed throughout. The electric field of this incident wave can be written as

$$\vec{E}_i = E_0(\vec{a}_x + j\vec{a}_y)e^{jkz} \quad (1)$$

where E_0 is the magnitude of the incident wave, \vec{a}_x and \vec{a}_y are the unit vectors in x and y directions, respectively, and k is the wavenumber.

The electric field of the reflected electromagnetic wave can be expressed as a sum of two circularly polarized waves that propagate in the positive z direction [11]

$$\vec{E}_r = 0.5E_0e^{2j\gamma}(\Gamma_A - \Gamma_B)(\vec{a}_x - j\vec{a}_y)e^{-jkz} + 0.5E_0(\Gamma_A + \Gamma_B)(\vec{a}_x + j\vec{a}_y)e^{-jkz}. \quad (2)$$

The first component of the sum in (2) is the circularly polarized wave with the same direction of rotation as vector \vec{E}_i . The phase of this wave depends on angular position γ of the reactive load. The second component of (2) is the circularly polarized wave with the direction of rotation opposite to that of vector \vec{E}_i . The phase of this wave does not depend on the angular position of the load. According to (2), the reflectarray is converted into a perfect phase shifter that controls the phase of the reflected wave when the following condition is fulfilled:

$$\Gamma_A = -\Gamma_B. \quad (3)$$

In other words, it is necessary to provide a differential phase shift of 180° between the orthogonal components of the reflected wave in order to control the phase of the reflected circularly polarized wave. Equation (3) expresses the Fox's principle of phase changing [16].

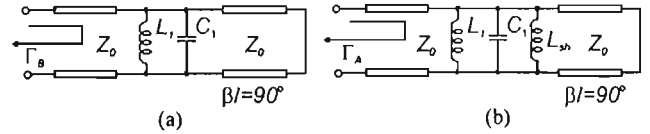


Fig. 2. Equivalent circuits for one-layer reflectarray with uniform orientation of shorts corresponding to the scattering of plane waves with polarization planes (a) orthogonal and (b) parallel to the axis AA_1 .

In the simplest case, metal shorts can be considered as reactive loads. When the average perimeter of the ring slot is approximately equal to the wavelength λ , the resonance phenomenon occurs. The array of shorted ring slots becomes transparent for the normally incident plane wave with polarization plane orthogonal to the axis AA_1 . With a metal screen situated approximately at the distance of $\lambda/4$ from the array of shorted ring slots, one can obtain the value of the reflection coefficient approximately equal to 1 for this wave (the plane of the array is assumed as the reference plane). Then, an equivalent circuit can be built. This equivalent circuit contains a transmission line, a parallel resonant circuit $L_1 - C_1$ and a shorted section of a transmission line of length $\lambda/4$ or electrical length of 90° [Fig. 2(a)].

On the other hand, the wave with polarization plane parallel to the metal shorts is reflected from the array with a reflection coefficient approximately equal to -1 . The equivalent circuit for this case is shown in Fig. 2(b). An additional element (inductance L_{sh}) is added to the equivalent circuit to represent the small inductance of the metal shorts.

Thus, a differential phase shift of 180° appears between the two reflected waves with orthogonal polarizations. According to Fox's principle of phase changing, the reflection of a circularly polarized wave from the array with uniform angular position γ of shorts leads to the appearance of the additional phase shift of 2γ in the reflected circularly polarized wave.

However, if now one considers a nonuniform angular position of the shorts then a nonuniform phase shift appears across the reflected circularly polarized wave. Thus, it is possible to introduce a linearly distributed phase shift across the reflected plane wave and to redirect it as desired. Therefore, with proper positioning of metal shorts, the angle of reflection can be changed.

The bandwidth of this periodic reflectarray is limited by several factors. First of all, the additional phase shift introduced into the reflected wave is equal to 2γ and does not depend on frequency. Hence, the direction of propagation of the reflected wave is modified when the frequency changes. Thus, frequency scanning is an important feature of such periodic reflectarrays. Another factor that limits the bandwidth is the frequency dependence of the differential phase shift that appears between the orthogonal components of the reflected wave. At the central frequency, this phase shift is equal to 180° . However, the phases of the reflection coefficients Γ_A and Γ_B depend on frequency in different manner. As a result, differential phase shift is different from 180° in the bandwidth and condition (3) is not fulfilled. According to (2), the violation of the condition (3) leads to the redistribution of the reflected power between the correctly redirected wave and the reflected wave propagating in the direction determined by the natural specular reflection angle.

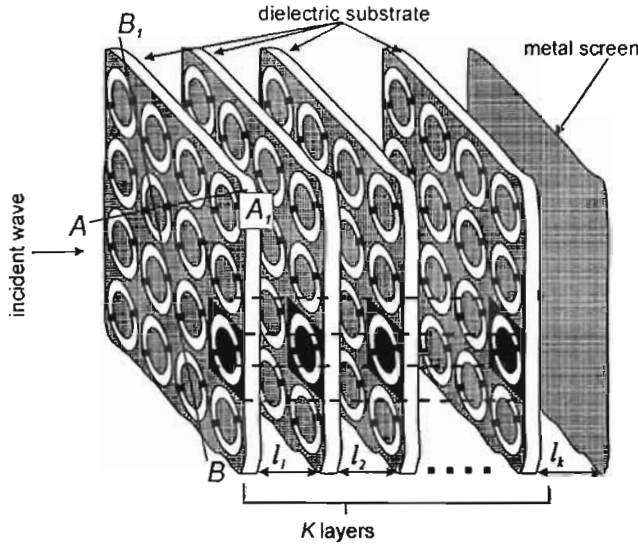


Fig. 3. Multilayer reflectarray with uniform angular positions of reactive loads.

To maintain a constant differential phase shift over a wide band, multilayer reflectarrays can be used. The multilayer reflectarray that consists of K arrays of uniformly loaded slot resonators is shown in Fig. 3. Angular position of all reactive loads in all layers is determined by the angle γ . Scattering of the plane wave on this multilayer reflectarray depends on the polarization of the incident wave.

Therefore, it is possible to build two different equivalent circuits [Fig. 4(a) and (b)] corresponding to the scattering of the normally incident linearly polarized waves with polarization planes parallel to the axes BB_1 and AA_1 , respectively. Each of these circuits consists of K parallel resonant circuits separated by the segments of a transmission line. The short circuit that appears in both equivalent circuits corresponds to the presence of the metal screen. Susceptances jb_i are added to the circuit shown in Fig. 4(b) in order to take into account the reactive loading. Now it is possible to choose the parameters of each layer, the distances between the layers l_i and the values of the susceptances jb_i to maintain a constant differential phase shift of 180° in a wide frequency band. Thus, the normally incident circularly polarized wave is converted into the normally reflected circularly polarized wave. The phase of the reflected wave is determined by the angle γ . Then one can introduce a progressive phase shift in the reflected wave with the usage of the nonuniform angular positions of the reactive loads in all layers of the reflectarray in order to redirect this wave in the desired direction.

The principle of operation of the spiraphase-type reflectarrays is simple. However, a strong electromagnetic coupling exists among loaded ring slot resonators. This coupling has a considerable impact on the array characteristics. So, it is necessary to build an adequate mathematical model that takes into account the effects of the mutual coupling in order to predict the radiation characteristics of the reflectarray.

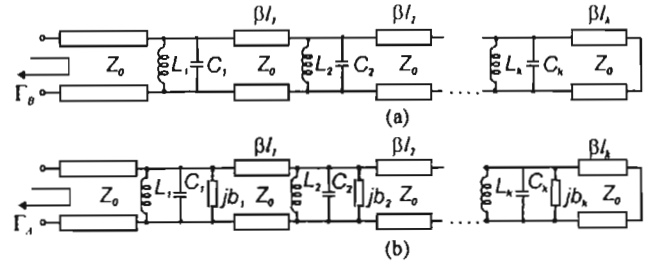


Fig. 4. Equivalent circuits for multilayer reflectarray with uniform orientations of reactive loads corresponding to the scattering of the plane waves with polarization planes (a) orthogonal and (b) parallel to the axis AA_1 .

III. MATHEMATICAL MODEL

A. General Concept

A full-wave analysis was used to build the mathematical model of the reflectarray.

The following two restrictions were imposed on the geometry of the reflectarray in order to simplify the analysis:

- 1) "Small" cell that contains one ring slot resonator has the same dimensions in all the layers of the reflectarray;
- 2) "Small" cells of different layers are exactly stacked as it is shown in Fig. 3.

Now assume that a normally incident circularly polarized wave moving toward the array must be reflected in the direction determined by the reflection elevation angle θ_0 and the reflection azimuth angle φ_0 . To do this, two "small" adjacent cells must provide incremental phase shifts of ψ_{xm} and ψ_{ym} to the reflected wave in the x and y directions, respectively. When "small" cells are arranged in a regular rectangular grid, these phase differences can be calculated as follows:

$$\begin{aligned}\psi_{xm} &= -kb \sin \theta_0 \cos \varphi_0 \\ \psi_{ym} &= -kd \sin \theta_0 \sin \varphi_0\end{aligned}\quad (4)$$

where k is the wavenumber, b and d are the x and the y size of the "small" cell, respectively.

According to the polarization principle of phase changing, the difference between the angular positions of reactive loads for two "small" adjacent cells in the x and y directions ($\Delta\gamma_x$ and $\Delta\gamma_y$, respectively) must be set in all the layers to

$$\begin{aligned}\Delta\gamma_x &= \psi_{xm}/2 = -kb \sin \theta_0 \cos \varphi_0/2 \\ \Delta\gamma_y &= \psi_{ym}/2 = -kd \sin \theta_0 \sin \varphi_0/2.\end{aligned}\quad (5)$$

Nonuniform angular positions of the reactive loads destroy the periodicity of the array. Therefore, the "small" cell cannot be considered as the unit cell of the array. However, the reflectarray can be converted into a periodic structure with a rectangular unit cell ("large" cell) that contains N_x adjacent "small" cells in x direction and N_y adjacent "small" cells in y direction (Fig. 5). To achieve this, the differences between the angular positions $\Delta\gamma_x$ and $\Delta\gamma_y$ of reactive loads for two adjacent "small" cells must be set to

$$\begin{aligned}\Delta\gamma_x &= \pi M_x/N_x \\ \Delta\gamma_y &= \pi M_y/N_y\end{aligned}\quad (6)$$

where M_x and M_y are the total number of 2π for phase shifts introduced by the “large” cell that contains $N_x N_y$ “small” cells into the reflected wave along the x and y directions, respectively.

In fact, all possible $\Delta\gamma_x$ and $\Delta\gamma_y$ can be approximated with sufficient tolerance by (6). Therefore, the reflectarray can be analyzed as a periodic structure using Floquet’s theorem.

According to Floquet’s theorem, the electromagnetic field above the reflectarray is presented as a sum of Floquet modes or plane waves. Condition (6) ensures that two of the Floquet modes are the plane waves propagating in the desired direction determined by the reflection angles θ_0 and φ_0 . Thus, one can consider the reflectarray as a modal converter that transforms an incident circularly polarized wave (two incident Floquet modes) into an elliptically-polarized reflected plane wave (two reflected Floquet modes) traveling in the desired direction.

The mathematical model of the multilayer reflectarray can be built by using two different approaches [17]. The first approach consists in the formulation of the problem considering all the reflectarray layers at once. However, the amount of calculations is increased rapidly when the number of layers is large enough and the unit cell has a complex geometry. Furthermore, slight modifications made in the geometry of the reflectarray leads to a total recomputation of the structure.

The second approach consists in the characterization of each layer by a generalized scattering matrix (GSM) with a posterior cascading procedure resulting in the total GSM of the whole reflectarray; this total matrix is used to obtain the characteristics of the entire reflectarray [18]. Besides, full-wave efficient numerical methods have been proposed [19], [20]. The main advantage of this technique is its flexibility.

In this work, we have used the second approach because of the complex geometry of the unit cell. In addition, the possibility to optimize the parameters of the array was considered.

B. Mathematical Model of a Single Layer

Each layer of the multilayer reflectarray can be considered as an infinite array of loaded ring slot resonators arranged in a regular rectangular grid. These slot resonators are printed on the dielectric substrate with dielectric permittivity of ϵ and dielectric thickness of h . A “small” cell of this array contains only one loaded ring slot (Fig. 5).

To calculate the GSM of a single layer, two reference planes were defined as it is shown in Fig. 5. The order N_s of the GSM is equal to the number of Floquet modes included in the cascading process. This number must be large enough to obtain an accurate solution [19]. So, one needs to analyze the scattering of every Floquet mode taken into account to obtain the GSM of a single layer.

A system of integral equations was formulated to analyze the scattering of the Floquet modes by the single layer.

Assume that the plane wave corresponding to a certain incident Floquet mode of unit magnitude is scattered by the single layer of the reflectarray. The unknown tangential electric field \vec{E}_τ in the plane of the ring slot resonators can be presented as a sum of two components

$$\vec{E}_\tau = \vec{E}_\tau^u + \vec{E}_\tau^l \quad (7)$$

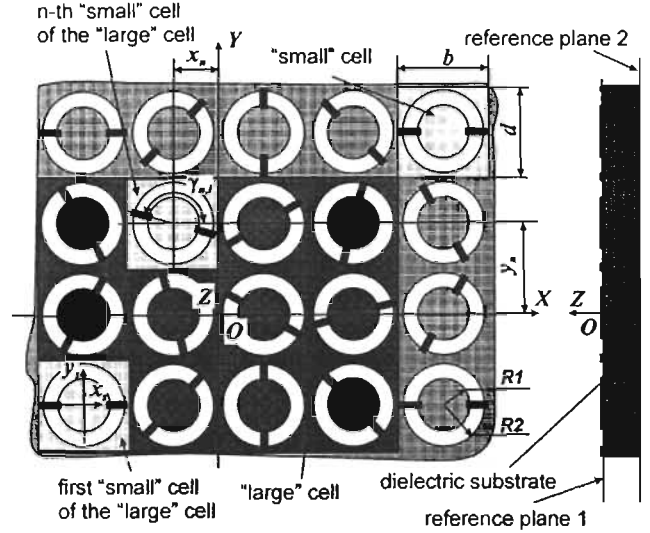


Fig. 5. Geometry of the single layer for $N_x = 4$, $N_y = 3$, $\Delta\gamma_x = \pi/4$, and $\Delta\gamma_y = \pi/3$.

where \vec{E}_τ^u is the electric field that appears considering that the incident wave excites the single layer with unloaded ring slot resonators and \vec{E}_τ^l is the electric field that exists due to the currents I_m that flow across the reactive loads.

On the other hand, this tangential electric field \vec{E}_τ can be expressed in terms of the Floquet modes

$$\begin{aligned} \vec{E}_\tau &= \sum_{m=1}^{\infty} \Gamma_m \vec{\Psi}_m^L(x, y) + \vec{\Psi}_{m'}^L(x, y) \\ &= \sum_{m=1}^{\infty} G_m \vec{\Psi}_m^L(x, y) \end{aligned} \quad (8)$$

where $\vec{\Psi}_m^L$ is the orthogonal system of vector normalized Floquet modes corresponding to the “large” cell and to the respective mode of incidence; $\vec{\Psi}_{m'}^L$ is the incident Floquet mode with a magnitude of 1; Γ_m is the magnitude of the scattered m th Floquet mode; G_m is the magnitude of the m th Floquet mode in the plane of the ring slot resonators and (x, y) are the Cartesian coordinates with origin at the center of the “large” cell. Expressions for vector normalized Floquet modes and their admittances are given in [21].

At first, the tangential electric field \vec{E}_τ^u is calculated. In this case, the unit cell of the array of unloaded ring slot resonators is the “small” cell. So, the solution is found only for the first “small” cell and then expanded to the other cells of the “large” cell using Floquet’s theorem. Application of the continuity condition for the tangential magnetic field across the aperture of unloaded ring slot resonator situated in the first “small” cell leads to the following integral equation [22]:

$$\begin{aligned} &2C_0 Y_{m'}^s \vec{\Psi}_{m'}^s(x_s, y_s) \\ &= \iint_A \left[\sum_{m=1}^{\infty} (Y_m^{sd} + Y_m^s) \vec{\Psi}_m^s(x_s, y_s) \vec{\Psi}_m^{s*}(x'_s, y'_s) \right] \\ &\quad \cdot \vec{E}_{\tau 1}^u(x'_s, y'_s) dx'_s dy'_s \end{aligned} \quad (9)$$

where $\vec{E}_{\tau 1}^u$ is the tangential electric field that appears in the first “small” cell when the incident wave excites the single layer

with unloaded ring slot resonators; $\tilde{\Psi}_m^s$ is the complete system of Floquet modes corresponding to the "small" cell and to the respective mode of incidence; Y_m^s is the Floquet modal admittance; Y_m^{sd} is the Floquet modal admittance that takes into account the properties of the dielectric substrate [23]; $\tilde{\Psi}_{m'}^s$ is the incident Floquet mode that has the same direction of propagation and is of the same type (TE or TM) as $\tilde{\Psi}_{m'}^L$ in (8); $Y_{m'}^s$ is the modal admittance of the incident Floquet mode; A is the aperture of the ring slot resonator of the first "small" cell; C_0 is the magnitude of the incident Floquet mode; (x_s, y_s) are the local Cartesian coordinates with origin at the center of the first "small" cell and $*$ is the symbol of complex conjugation.

Equation (9) is valid only on the aperture of the ring slot resonator that belongs to the first "small" cell.

The incident Floquet mode in (9) does not have a magnitude of 1 due to the fact that the electric field in (8) is expressed in terms of the Floquet modes of the "large" cell while Floquet modes of the "small" cell are used to formulate the integral equation (9). To maintain the equivalence between the incident fields in (8) and (9), the magnitude of the incident Floquet mode C_0 was set to

$$C_0 = \frac{e^{j0.5[k_x^{m'}(N_x-1)b+k_y^{m'}(N_y-1)d]}}{\sqrt{N_x N_y}} \quad (10)$$

where $k_x^{m'}$ and $k_y^{m'}$ are the x and y wavenumbers of the incident Floquet mode, respectively.

Integral equation (9) was reduced to a system of linear equations using the method of Galerkin. Vector functions $\tilde{\Phi}_l$ of the coaxial waveguide [21] were used as the basis and weighting functions. As a result, the electric field $\tilde{E}_{\tau 1}^u$ in the first "small" cell was obtained as a linear combination of vector functions $\tilde{\Phi}_l$

$$\tilde{E}_{\tau 1}^u = \sum_{l=1}^M D_{1l} \tilde{\Phi}_l(x - x_1, y - y_1) \quad (11)$$

where D_{1l} are the magnitudes of the l th vector function of coaxial waveguide in the first "small" cell; x_1 and y_1 are the coordinates of the center of the first "small" cell relative to the origin at the center of the "large" cell and M is the number of coaxial modes used to approximate the electric field in each ring slot resonator.

Then Floquet's theorem was used to obtain the tangential electric field $\tilde{E}_{\tau n}^u$ in the n th "small" cell, see (12) shown at the bottom of the page, where D_{nl} are the magnitudes of the l th vector function of coaxial waveguide in the n th "small" cell (Fig. 5); x_n and y_n are the coordinates of the center of the n th "small" cell relative to the origin at the center of the "large" cell.

The integral equation with respect to the unknown electric field \tilde{E}_{τ}^I was obtained as a result of the application of the continuity condition for the tangential magnetic field across all the loaded ring slots contained in the "large" cell. An important con-

sideration is that the magnetic field is not continuous in the regions where currents flow across the reactive loads. Thus, the following integral equation is obtained:

$$\begin{aligned} & \iint_{A'} \left(\sum_{m=1}^{\infty} (Y_m^L + Y_m^{Ld}) \tilde{\Psi}_m^L(x, y) \tilde{\Psi}_{m'}^{L*}(x', y') \right) \\ & \cdot \tilde{E}_{\tau}^I(x', y') dx' dy' \\ & = - \sum_{k=1}^{N_x N_y} [I_{k,1} \tilde{F}_{k,1}(x, y) + I_{k,2} \tilde{F}_{k,2}(x, y)] \quad (13) \end{aligned}$$

where Y_m^L is the wave admittance of the Floquet mode $\tilde{\Psi}_m^L$; Y_m^{Ld} is the modified admittance of the Floquet mode $\tilde{\Psi}_m^L$ that takes into account the properties of the dielectric substrate; A' is the total aperture area of all ring slots contained in the "large" cell; $I_{k,i}$ is the current that flows across the i th reactive load in the k th ring slot resonator and $\tilde{F}_{k,i}$ is the vector function that converts the current $I_{k,i}$ into the corresponding electric current density $\tilde{J}_{k,i}$. Equation (13) is valid only over the surface of all ring slot resonators that the "large" cell contains.

When the dimensions of the reactive loads are negligible with respect to the wavelength λ and each reactive load has the form of an annular sector of angular size $\Delta\varphi$, the function $\tilde{F}_{k,i}$ can be expressed in the following form:

$$\begin{aligned} \tilde{F}_{k,i} &= \tilde{a}_{\rho k} (1(R2) - 1(R1)) \\ & \times [1(\gamma_{k,i} + \Delta\varphi/2) - 1(\gamma_{k,i} - \Delta\varphi/2)] / \rho_k \Delta\varphi \quad (14) \end{aligned}$$

where ρ_k and φ_k are the local polar coordinates with origin at the center of the k th "small" cell; $\tilde{a}_{\rho k}$ is the unit radial vector defined in the k th "small" cell; $1(x)$ is the switch function; $\gamma_{k,i}$ is the angular position of the i th reactive load in the k th ring slot resonator; and $R1, R2$ are the inner and the outer radius of the ring slot resonator, respectively, as shown in Fig. 5.

The total tangential electric field \tilde{E}_{τ}^I in the "large" cell is presented in the following form using the same basis functions $\tilde{\Phi}_l$ as in (12):

$$\begin{aligned} \tilde{E}_{\tau}^I &= \sum_{n=1}^{N_x N_y} \tilde{E}_{\tau n}^I \\ &= \sum_{n=1}^{N_x N_y} \sum_{l=1}^M A_{n,l} \tilde{\Phi}_l(x - x_n, y - y_n) \quad (15) \end{aligned}$$

where $\tilde{E}_{\tau n}^I$ is the tangential electric field that exists in the n th loaded ring slot resonator due to the currents $I_{n,i}$ that flow across the reactive loads and $A_{n,l}$ is the unknown magnitude of the l th coaxial mode in the n th ring slot resonator.

Application of Galerkin's method reduces the integral equation (13) to the system of linear equation (16), shown at the bottom of the next page, where $[B]^{m,n}$ is the mutual admittance square matrix of order M that expresses the electromagnetic

$$\begin{aligned} \tilde{E}_{\tau n}^u &= \begin{cases} \sum_{l=1}^M D_{nl} \tilde{\Phi}_l(x - x_n, y - y_n), & \text{in the slot} \\ 0, & \text{over the conductor in a "small" cell} \end{cases} \\ D_{nl} &= D_{1l} e^{-jk_x^n(x_n - x_1)} e^{-jk_y^n(y_n - y_1)}, \quad (12) \end{aligned}$$

coupling between the m th and n th ring slot resonators in the "large" cell. The k, l th element of the matrix $[B]^{m,n}$ is denoted as $B_{k,l}^{m,n}$ and can be found as follows:

$$B_{k,l}^{m,n} = \sum_{i=1}^{\infty} (Y_i^L + Y_i^{Ld}) C_{i,k}^m (C_{i,l}^n)^* \quad (17)$$

where

$$C_{i,k}^m = \iint_{A'} \tilde{\Psi}_i^L(x, y) \cdot \tilde{\Phi}_k(x - x_m, y - y_m) dx dy. \quad (18)$$

After the change of variables $x - x_m = u, y - y_m = v$, the double integral (18) can be expressed in closed form as indicated in [21].

$[A]^k$ is a vector of size M that contains the unknown magnitudes of the coaxial modes representing the tangential electric field in the k th ring slot resonator

$$[A]^k = [A_{k,1} \ A_{k,2} \ \dots \ A_{k,M}]^T \quad (19)$$

where T denotes matrix transposition.

$[I]^k$ is a vector of size 2 (considering two reactive loads per ring slot resonator) that contains the unknown currents that flow across the reactive loads in the k th ring slot resonator

$$[I]^k = [I_{k,1} \ I_{k,2}]^T. \quad (20)$$

$[T]^m$ is a rectangular matrix of size $M \times 2$:

$$[T]^m = \begin{bmatrix} T_{1,1}^m & T_{2,1}^m & \dots & T_{k,1}^m & \dots & T_{M,1}^m \\ T_{1,2}^m & T_{2,2}^m & \dots & T_{k,2}^m & \dots & T_{M,2}^m \end{bmatrix}^T. \quad (21)$$

The matrix element $T_{k,i}^m$ is expressed in the following form:

$$T_{k,i}^m = \iint_{A'} \tilde{F}_{m,i} \cdot \tilde{\Phi}_k(x - x_m, y - y_m) dx dy. \quad (22)$$

In the simplified form, the matrix equation (16) can be written as

$$[B][A] = [T][I]. \quad (23)$$

Thus, it is possible to express the unknown mode coefficients $A_{n,l}$ as a linear function of the unknown currents $I_{k,i}$

$$[A] = [B]^{-1}[T][I]. \quad (24)$$

We need $2N_x N_y$ linear equations (considering two reactive loads per ring slot resonator) to calculate the unknown currents $I_{k,i}$. In the case when the size of the reactive loads is negligible with respect to the wavelength λ , Ohm's law can be applied for each reactive load to obtain the following:

$$\begin{aligned} \int_{P_{n,i}} \vec{E}_{\tau n} \cdot d\vec{\ell} &= \int_{P_{n,i}} (\vec{E}_{\tau n}^u + \vec{E}_{\tau n}^l) \cdot d\vec{\ell} \\ &= I_{n,i} / \bar{y}_{n,i}; \\ n &= 1, 2, \dots, N_x N_y; \quad i = 1, 2 \end{aligned} \quad (25)$$

where $\vec{E}_{\tau n}$ is the total tangential electric field in the n th ring slot resonator, $P_{n,i}$ is the path along which the current $I_{n,i}$ exists and $\bar{y}_{n,i}$ is the admittance of the i th reactive load connected to the n th ring slot resonator.

Now, we can substitute expressions (12) and (15) into (25) to obtain the system of $2N_x N_y$ linear equations

$$\begin{aligned} \sum_{l=1}^M (D_{n,l} + A_{n,l}) \int_{P_{n,i}} \tilde{\Phi}_l(x - x_n, y - y_n) \cdot d\vec{\ell} &= I_{n,i} / \bar{y}_{n,i}; \\ n &= 1, 2, \dots, N_x N_y; \quad i = 1, 2. \end{aligned} \quad (26)$$

Then, the system of linear equations (24) and (26) were resolved simultaneously and, as a result, the unknown currents $I_{n,i}$ were obtained. With currents $I_{n,i}$ known, it is possible to calculate coefficients $A_{n,l}$ using (24). Now one can determine the total tangential electric field \vec{E}_{τ} in the plane of the ring slot resonators using (15), (12), and (7).

With \vec{E}_{τ} known, the calculation of the magnitudes of the Floquet modes in the plane of ring slot resonators becomes possible using (8) as

$$\begin{aligned} G_m &= \iint_{A'} \vec{E}_{\tau}(x, y) \cdot (\tilde{\Psi}_m^L(x, y))^* dx dy \\ &= \sum_{n=1}^{N_x N_y} \sum_{l=1}^M (D_{n,l} + A_{n,l}) (C_{m,l}^n)^*. \end{aligned} \quad (27)$$

Thus, the elements of the GSM of a single layer can be calculated. According to the notation used in [19], the GSM of a single layer was presented as follows:

$$[S] = \begin{bmatrix} [S_{11}] & [S_{12}] \\ [S_{21}] & [S_{22}] \end{bmatrix} \quad (28)$$

$$\begin{aligned} &\begin{bmatrix} [B]^{1,1} & [B]^{1,2} & \dots & [B]^{1,k} & \dots & [B]^{1,N_x N_y} \\ [B]^{2,1} & [B]^{2,2} & \dots & [B]^{2,k} & \dots & [B]^{2,N_x N_y} \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ [B]^{k,1} & [B]^{k,2} & \dots & [B]^{k,k} & \dots & [B]^{k,N_x N_y} \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ [B]^{N_x N_y, 1} & [B]^{N_x N_y, 2} & \dots & [B]^{N_x N_y, k} & \dots & [B]^{N_x N_y, N_x N_y} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} [A]^1 \\ [A]^2 \\ \dots \\ [A]^k \\ \dots \\ [A]^{N_x N_y} \end{bmatrix} \\ &= \begin{bmatrix} [T]^1 & [0] & \dots & [0] & \dots & [0] \\ [0] & [T]^2 & \dots & [0] & \dots & [0] \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ [0] & [0] & \dots & [T]^k & \dots & [0] \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ [0] & [0] & \dots & [0] & \dots & [T]^{N_x N_y} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} [I]^1 \\ [I]^2 \\ \dots \\ [I]^k \\ \dots \\ [I]^{N_x N_y} \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (16)$$

where $[S_{11}]$, $[S_{12}]$, $[S_{21}]$, and $[S_{22}]$ are square matrices of order N_s .

Now the elements of the m' th column of the submatrix $[S_{11}]$ will be obtained as

$$S_{11}^{m,m'} = \begin{cases} G_m - 1, & m = m' \\ G_m, & m \neq m'. \end{cases} \quad (29)$$

Then, the elements of the m' th column of the submatrices $[S_{12}]$, $[S_{21}]$, and $[S_{22}]$ are calculated taking into account the properties of the dielectric substrate.

Next, one needs to repeat the abovementioned process N_s times to obtain all the columns of a single layer GSM.

The calculation of the GSM of a single layer involves the analysis of the "large" unit cell of the array consisting of $N_x N_y$ "small" cells. A complex structure of the "large" unit cell requires a large number of coaxial and Floquet modes to be taken into account. Therefore, a special algorithm based on the approach indicated in [21] was developed to obtain the matrix $[B]^{-1}$ in (24).

C. Cascading Procedure

When GSMs of all layers are known, cascade connections of generalized scattering parameters are used to obtain the total GSM of the whole reflectarray. The effective procedure described in [19] was used. According to this procedure, the cascade connection begins with the GSMs of the first two layers separated by an air gap. Then the composite GSM of these two layers is cascaded with the GSM of the next layer, and so on. The last GSM to be connected is the GSM of the metal screen. The submatrices $[S_{21}]$ and $[S_{12}]$ of the GSM of metal screen are zero matrices of order N_s , while the submatrices $[S_{11}]$ and $[S_{22}]$ are diagonal matrices with -1 as their elements.

As a result, the total GSM of the reflectarray is obtained. Submatrix $[S_{11}]$ of the total GSM contains all the information necessary to evaluate the efficiency of the reflectarray.

Several of the Floquet modes taken into consideration in the total GSM are propagating modes because of the considerable electric size of the "large" cell. Therefore, a scattered electromagnetic field contains a number of plane waves propagating into certain directions. Only two of these waves (one TE and one TM) propagate in the desired direction determined by the angular positions of the reactive loads, while the other plane waves form undesired side lobes. Thus, the reflectarray can be considered as a multimode converter that transforms an incident circularly-polarized plane wave into a plane wave propagating in a desired direction. The efficiency of this mode converter is affected by two factors: the partial conversion of the incident wave into side lobes and the power dissipation in the nonideal reactive loads. It is possible to introduce the conversion coefficient L_c to measure the efficiency of the mode conversion. As

it can be seen in (30), shown at the bottom of the page, this conversion coefficient L_c is calculated as a ratio between the power density of the two reflected Floquet modes (one TE and one TM) propagating in the direction determined by the angular positions of the reactive loads, and the power density of the two incident modes that form the incident circularly polarized wave. In (30), n_1 and n_2 are the indices corresponding to the incident Floquet modes and m_1 and m_2 are the indices corresponding to the reflected Floquet modes propagating in the direction determined by the angular positions of the reactive loads.

IV. RESULTS OF NUMERICAL SIMULATION

A one-layer reflectarray based on shorted ring slot resonators and a three-layer reflectarray based on loaded ring slot resonators were simulated. These simulations were performed in order to demonstrate the possibility of achieving a wider bandwidth with the multilayer reflectarray when it is compared with the one-layer reflectarray.

A. One-Layer Reflectarray Based on Shorted Ring Slot Resonators

At the beginning, the scattering of the normally incident right-hand circularly polarized wave by the one-layer reflective array with $b = 4.25$ mm, $d = 4.25$ mm, $R1 = 1.40$ mm, and $R2 = 1.95$ mm was simulated. A uniformly-loaded frequency selective surface of the same geometry is transparent for the normally incident wave with the plane of polarization orthogonal to the metal shorts at the frequency of 30 GHz. The distance l_1 (Fig. 1) between the metal screen and the backward surface of the dielectric substrate was 2.5 mm. Ring slots were printed on a substrate with a relative dielectric permittivity of 2.2 and dielectric thickness of 0.127 mm. Metal shorts were considered as annular sectors with angular size of 10.3° .

Initially, this reflectarray was configured to ensure different elevation reflection angles θ_0 in the plane XOZ for the normally incident circularly polarized wave. To do this, two adjacent "small" cells situated in the x direction must provide an incremental phase shift to the reflected wave while a constant phase shift must be maintained in the y direction. So, it is necessary to ensure the difference between the angular positions of the metal shorts for the "small" adjacent cells in the x direction and to remain constant the angular positions of the metal shorts in the y direction in order to ensure different elevation reflection angles θ_0 in the plane XOZ . To obtain a periodic array, the difference between the angular positions of reflective loads along the x direction $\Delta\gamma_x$ must be calculated according to (6). Thus, the value of M_y and N_y in (6) were set to 1 and the difference between the angular positions of the metals shorts $\Delta\gamma_x$ were determined according to (6) for different integer positive values of N_x and M_x . When $\Delta\gamma_x$ is positive and the incident wave

$$L_c = \frac{Y_{m_1}^L \left(|S_{11}^{m_1, n_1}|^2 + |S_{11}^{m_1, n_2}|^2 \right) + Y_{m_2}^L \left(|S_{11}^{m_2, n_1}|^2 + |S_{11}^{m_2, n_2}|^2 \right)}{Y_{n_1}^L + Y_{n_2}^L} \quad (30)$$

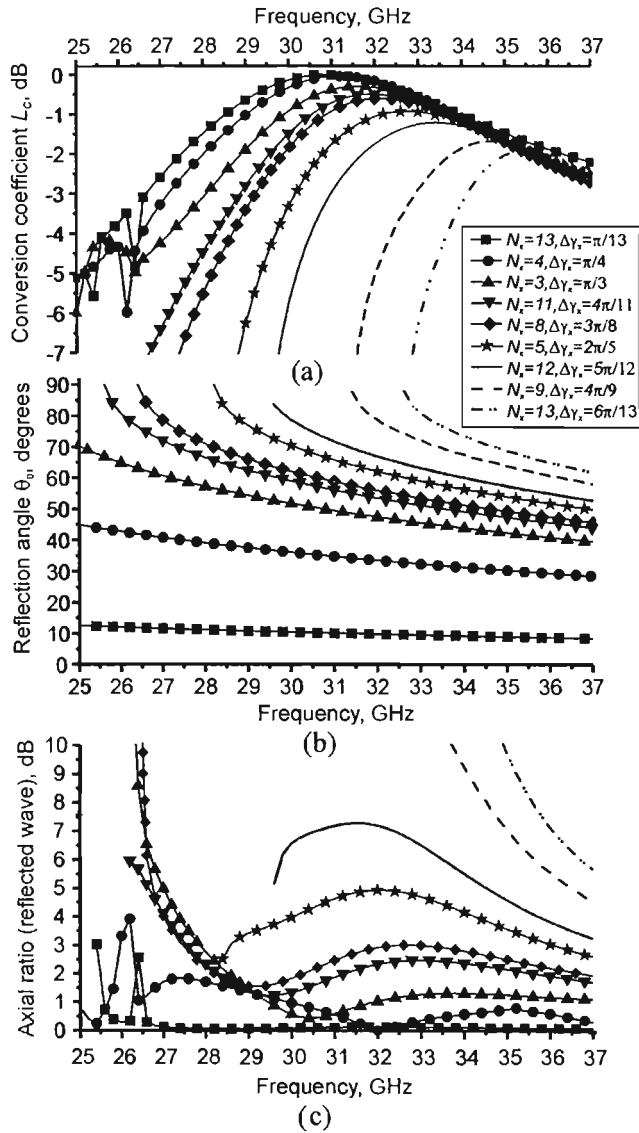


Fig. 6. Reflection characteristics of one-layer reflectarray with $b = 4.25$ mm, $d = 4.25$ mm, $R1 = 1.40$ mm and $R2 = 1.95$ mm (scanning in the plane XOZ is assumed). (a) Conversion coefficient L_c . (b) Reflection elevation angle θ_0 . (c) Axial ratio calculated for the reflected wave.

is right-hand circularly polarized, the reflectarray introduces an incremental phase shift into the reflected wave along the x direction and the reflection azimuth angle of 180° is ensured.

The results of the numerical simulation for nine different configurations of the reflectarray are presented in Fig. 6. Frequency dependence of the conversion coefficient L_c [Fig. 6(a)] for the small values of the angle θ_0 (see case $N_x = 13, \Delta\gamma_x = \pi/13, \Delta\gamma_y = 0$) is determined by the differential phase shift introduced by the reflectarray. This phase shift is close to 180° near the central frequency and the conversion coefficient is approximately equal to 0 dB. Unfortunately, the differential phase shift is not constant in the frequency band. So, the degradation of the conversion coefficient occurs. Resonant mutual coupling between the shorted ring slot resonators is another reason for the decrement

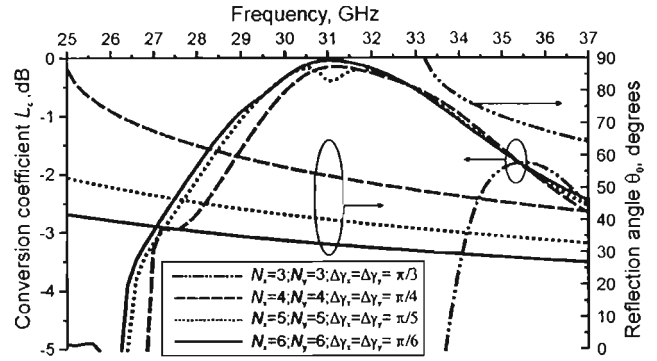


Fig. 7. Reflection characteristics (conversion coefficient and reflection elevation angle θ_0) of one-layer reflectarray with $b = 4.25$ mm, $d = 4.25$ mm, $R1 = 1.40$ mm and $R2 = 1.95$ mm (scanning in the plane $\varphi_0 = 225^\circ$ is assumed).

of the conversion coefficient. These effects are pronounced in the frequency band from 25 up to 27 GHz [Fig. 6(a)].

The frequency dependence of the conversion coefficient L_c is practically the same for values of the reflection angles θ_0 from 0° up to 33° at the frequency of 30 GHz. In this case, conversion coefficients higher than -1 dB are obtained in a frequency band of 5 GHz. The further increasing of the reflection angle degrades the conversion coefficient. This degradation of the conversion coefficient can be explained from the radiation pattern of a shorted ring slot resonator. Additionally, mutual coupling between ring slot resonators with different angular positions of metal shorts affects slightly the differential phase shift. However, it is possible to obtain conversion coefficients better than -2 dB for the angle θ_0 of 68° [see case $N_x = 9, \Delta\gamma_x = 4\pi/9, \Delta\gamma_y = 0$ in Fig. 6(a)]. As it is expected, the reflectarray demonstrates frequency-scanning properties [Fig. 6(b)].

Calculated data concerning polarization of the reflected wave is presented in Fig. 6(c). For small reflection angles, the polarization of the reflected wave is close to circular. However, one can observe a considerable increasing of the axial ratio for large reflection angles.

Conversion coefficient L_c was calculated also for the case when the angle φ_0 was set to 225° (normally incident circularly polarized wave is assumed) and the reflective array was configured to obtain different values of the angle θ_0 . This situation occurs when $N_x = N_y, M_x = M_y$, and $\Delta\gamma_x = \Delta\gamma_y$. Results of the simulation are presented in Fig. 7. The conversion coefficient is better than -1 dB in the frequency band from 29 to 34 GHz for elevation angles from 0° to 35° . Conversion coefficients are still high even for large elevation reflection angles.

The number of coaxial modes taken into account during simulation of the one-layer reflectarray was equal to $450 N_x N_y$ (i.e., 450 coaxial modes in each ring slot resonator) meanwhile the number of Floquet modes was $5500 N_x N_y$. The CPU (Pentium IV-1.7 GHz, 512 M) times needed to calculate one frequency point were 1 min 38 s for $N_x = 3, N_y = 1$; 3 min 23 s for $N_x = 7, N_y = 1$; 9 min 25 s for $N_x = 13, N_y = 1$; 12 min 34 s for $N_x = N_y = 4$ and 61 min 37 s for $N_x = N_y = 6$.

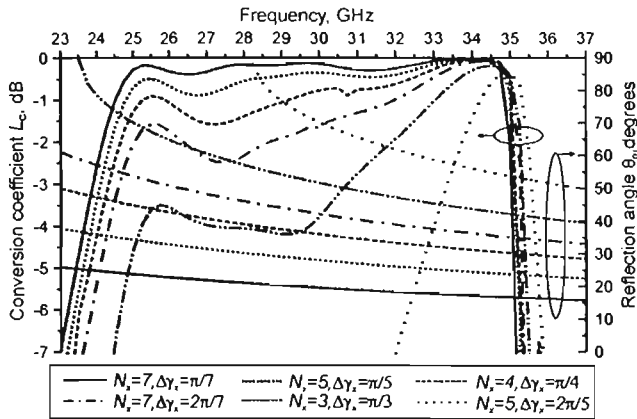


Fig. 8. Reflection characteristics (conversion coefficient L_c and reflection angle θ_0) of three-layer reflectarray with $b = d = 4.25$ mm, $R1 = 1.2$ mm, $R2 = 1.93$ mm, $l_1 = 2.49$ mm, $l_2 = 1.92$ mm and $l_3 = 1.37$ mm (scanning in the plane XOZ and normal incidence are assumed).

B. Three-Layer Reflectarray Based on Reactively Loaded Ring Slot Resonators

The resonant behavior of the conversion coefficient reduces the bandwidth of the reflectarray. This phenomenon occurs because the differential phase shift is not constant in the frequency band. An attempt was made to obtain a differential phase shift close to 180° in a wider frequency band with the help of a multilayered reflectarray based on reactively loaded ring slot resonators. A three-layer reflectarray was considered. Identical layers and capacitive loads were used in order to simplify a feasible design.

The values of inductances L_i , capacitances C_i , susceptances b_i , and the electrical lengths βl_i of the equivalent circuits shown in Fig. 4 have been optimized to minimize the differential phase shift errors in the frequency band with a central frequency of 30 GHz. Optimized parameters of the equivalent circuits were then converted to the physical parameters of the three-layer reflectarray. As a result, the geometry of the single layer has been determined as follows: $b = d = 4.25$ mm, $R1 = 1.2$ mm, and $R2 = 1.93$ mm. Capacitances of 8.8 fF were used as reactive loads. Ring slot resonators were printed on a dielectric substrate of relative permittivity 2.2 and dielectric thickness of 0.127 mm. The distance l_1 between the first and the second layer was 2.49 mm, the distance l_2 between the second and the third layer was 1.92 mm and the distance l_3 between the third layer and the metal screen was 1.37 mm. Then the numerical simulation was performed. Simulated reflection characteristics for the case of scanning in the plane XOZ are shown in Fig. 8 ($N_y = 1$, $\Delta\gamma_y = 0$, normal incidence is assumed). The usage of the multilayer structure allows to increase the bandwidth of the reflectarray. For reflection angles lower than 25° , the calculated conversion coefficient was better than -1 dB in a 10 GHz frequency band. Thus, the bandwidth is doubled in comparison with the one-layer reflectarray.

However, the conversion coefficient L_c degrades rapidly for large reflection angles. One of the reasons of this degradation is the interaction between the different propagating high-order Floquet modes on the layers of the reflectarray. The same phe-

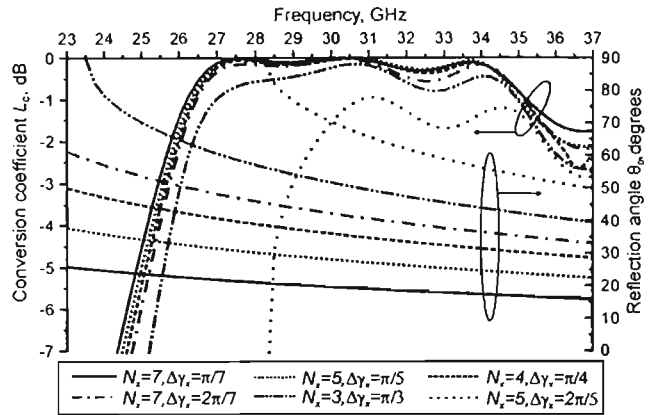


Fig. 9. Reflection characteristics (conversion coefficient L_c and reflection angle θ_0) of three-layer optimized reflectarray with $b = d = 4.25$ mm, $R1 = 1.2$ mm, $R2 = 1.93$ mm, $l_1 = 1.21$ mm, $l_2 = 0.8$ mm and $l_3 = 1.02$ mm (scanning in the plane XOZ and normal incidence are assumed).

nomon occurs in a one-layer reflectarray also, but the degradation of the conversion coefficient is more severe for the case of a multilayer reflect array because of the considerable longitudinal size of the multilayer structure. For large reflection angles, the phase velocities of the propagating Floquet modes are significantly different from the phase velocity of the normally incident wave. Therefore, the one-mode equivalent circuits shown in Fig. 4 cannot be considered as an adequate representation of the array configured to ensure large reflection angles. As a result, circuit optimization performed to obtain the design parameters of the reflectarray is valid only for reflectarrays configured for small reflection angles.

Fortunately, the cascading method used to calculate the total scattering matrix of the multilayer reflectarray is good enough for optimization. So, optimization was done to obtain a better conversion coefficient for large reflection angles. The distances l_i between layers were used as the optimization parameters. The calculated reflection characteristics of multilayer reflectarray with optimized distances l_i are shown in Fig. 9. Considerable improvement of conversion coefficients was obtained for large reflection angles. Calculated conversion coefficients are higher than -1 dB in the 8 GHz frequency band even for the case of reflection angles as high as 60° ($N_x = 3$, $N_y = 1$, $\Delta\gamma_x = \pi/3$).

The number of coaxial modes taken into account during the analysis of a single layer was equal to $500 N_x N_y$ (i.e., 500 coaxial modes in each ring slot resonator) while the number of Floquet modes was $6000 N_x N_y$. The number of the Floquet modes considered in the cascading process was 100. The CPU (Pentium IV-1.7 GHz, 512 M) times needed to calculate one frequency point were 5 min 56 s for $N_x = 3$, $N_y = 1$, and 12 min 37 s for $N_x = 7$, $N_y = 1$.

V. EXPERIMENTAL VERIFICATION

The method of the waveguide simulator [21] was used to verify the developed mathematical model.

Three important aspects of this model were verified: a) the calculation of the GSM of the single layer with a complex "large" cell; b) the accounting for the admittance of the lumped elements; and c) the cascading procedure.

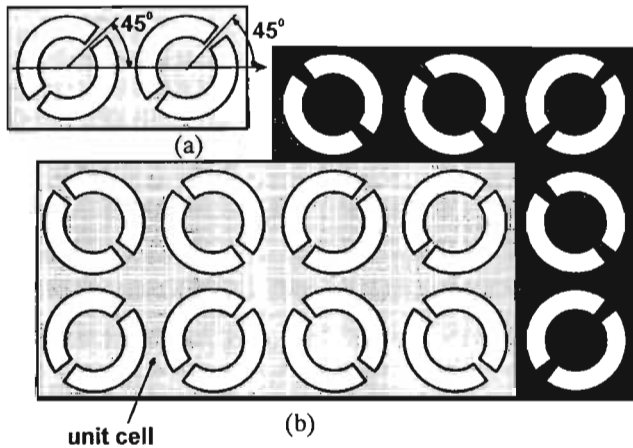


Fig. 10. (a) Cross-section of the waveguide simulator and (b) corresponding array of shorted ring slots. Dimensions of the small cell b and d are 11.43 mm and 10.16 mm, respectively. The inner and outer radii of the ring slot resonators are 3.74 mm and 4.52 mm, respectively.

Initially, the calculation of the single layer was verified. A metal diaphragm that contained two shorted ring slots [Fig. 10(a)] was printed on the dielectric substrate with relative permittivity of 3.38 and a thickness of 0.51 mm. The angle between the horizontal axis and the axis that determines the angular position of the metal shorts was 45° . The inner and the outer radii of the ring slots were 3.74 and 4.52 mm, respectively. The angular size of the metal shorts was 9.7° . This diaphragm was then installed in the cross section of the rectangular waveguide WR-90. The scattering of the TE_{10} waveguide mode on this diaphragm is equivalent [21] to the scattering of the corresponding TE Floquet mode on the array of shorted ring slots [Fig. 10(b)] with the following parameters: $N_x = 4$, $N_y = 2$, $b = 11.43$ mm, $d = 10.16$ mm, $R_1 = 3.74$ mm, and $R_2 = 4.52$ mm.

The comparison between the measured reflection coefficient in the case of the waveguide simulator and the calculated reflection coefficient in the case of the scattering of the plane wave on the array of shorted ring slots is given in Fig. 11. Close coincidence between measured and calculated results is observed.

The method of the waveguide simulator was used also to verify the developed mathematical model for the arrays based on reactively loaded ring slot resonators. A metal diaphragm that contained one ring slot resonator loaded with reverse biased ($V = -30$ V) HPND 4038 p-i-n diodes (Fig. 12) was printed on the dielectric substrate with relative dielectric permittivity of 2.4 and a thickness of 0.102 mm. The inner and outer radii of the ring slots were 3.5 and 4 mm, respectively.

The comparison between the measured reflection coefficient in the case of the WR-90 waveguide simulator and the calculated reflection coefficient in the case of the scattering on the array of loaded ring slot resonators is shown in Fig. 12. Two of the three simulated curves correspond to the maximum (0.065 pF) and minimum (0.045 pF) datasheet values of the capacitance of the reverse-biased p-i-n diode. The third simulated curve (dashed curve) corresponds to the case when the load is presented as a parallel connection of the resistance R of 4 kOhm and the capacitance C of 0.052 pF. The values of the resistance and

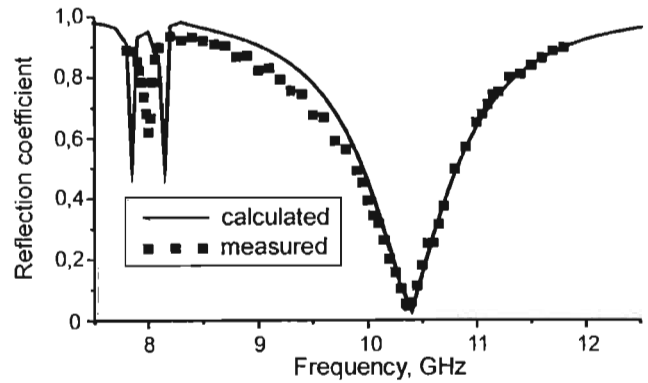


Fig. 11. Comparison between measured reflection coefficient in the case of the waveguide simulator and calculated reflection coefficient in the case of the periodic array of shorted ring slot resonators shown in Fig. 10(b).

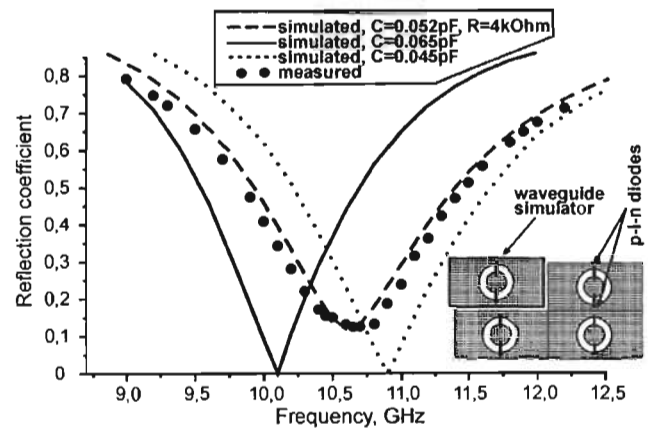


Fig. 12. Comparison between measured reflection coefficient in the case of the waveguide simulator and simulated reflection coefficient in the case of the respective array of loaded ring slot resonators. Dimensions of the small cell b and d are 22.86 mm and 10.16 mm, respectively. The inner and outer radii of the ring slot resonators are 3.5 mm and 4 mm, respectively. P-i-n diodes HPND 4038 biased at -30 V are used as loads.

the capacitance were selected in order to fit the experimental data. Analysis of the data presented in Fig. 12 shows that the developed mathematical model is adequate.

Finally, the cascading procedure was checked. Two metal diaphragms that contained two identical shorted ring slots per diaphragm (Fig. 13) were printed on the dielectric substrate with relative permittivity of 3.38 and a thickness of 0.51 mm. For the first diaphragm, the inner and the outer radius of the ring slots were 2.8 mm and 3.5 mm, respectively. The inner radius of the ring slots in the second diaphragm was 3.2 mm while the outer radius was equal to 3.9 mm.

Then these two diaphragms were stacked together without an air gap between them as it is shown in Fig. 13. The scattering of the TE_{10} mode on these stacked diaphragms installed in the cross-section of WR-90 waveguide is equivalent [21] to the scattering of the corresponding TE Floquet mode on the stacked periodic arrays of ring slot resonators with the following parameters: $N_x = 1$, $N_y = 1$, $b = 11.43$ mm and $d = 10.16$ mm. Because of the zero distance between diaphragms, a large number of Floquet modes must be considered in the cascading process. The order of the GSMs used to calculate the scattering characteristics of the stacked diaphragms was equal to 350.

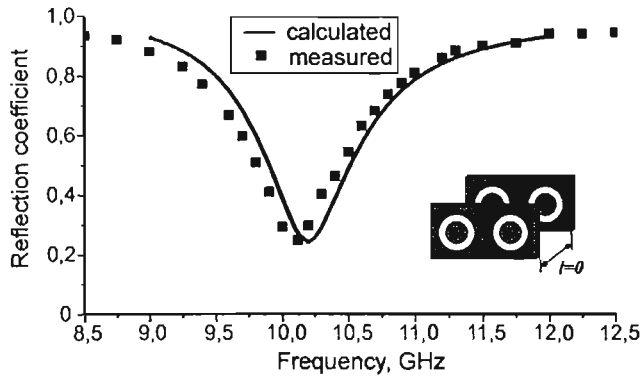


Fig. 13. Comparison between measured reflection coefficient in the case of the waveguide simulator and simulated reflection coefficient in the case of the stacked arrays of ring slot resonators.

The comparison between the measured reflection coefficient in the case of the waveguide simulator and the calculated reflection coefficient in the case of the scattering on the stacked arrays of loaded ring slot resonators is shown in Fig. 13. Good coincidence was observed between calculated and measured characteristics.

VI. CONCLUSION

Effective control of the reflection angle for the normally incident circularly polarized wave can be achieved with a reflective array based on loaded ring slots by proper positioning of the reactive loads. Analysis of the reflection characteristics of the Ka band one-layer reflectarray results in a conclusion that an incident wave can be effectively redirected in the directions determined by elevation angles as high as 65° with conversion coefficient better than -1.5 dB. Excellent redirection with conversion coefficient better than -1 dB and with the conservation of polarization of the incident wave can be achieved for elevation angles up to 45° . However, reflection characteristics can be significantly improved with the usage of multilayer reflectarrays based on reactively loaded ring slot resonators. Numerical simulations have demonstrated that the bandwidth increases by a factor of almost two in the case of a three-layer reflectarray in comparison to a one-layer reflectarray.

The main conclusion is that the arrays of loaded ring slot resonators can be considered as a highly-flexible reconfigurable antennas. Furthermore, rapid beam reconfiguration becomes possible when reactive loads are implemented by modern microwave control devices such as p-i-n diodes, varactors, FETs or MEMS.

ACKNOWLEDGMENT

The authors wish to thank the reviewers for their useful comments. The authors would like to thank M. Briseño from Centro de Ciencias Aplicadas y Desarrollo Tecnológico of UNAM for

his continuous technological support, and also gratefully acknowledge the help of J. L. Ruiz and C. Aguirre.

REFERENCES

- [1] R. E. Munson, H. Haddad, and J. Hanlen, "Microstrip Reflectarray Antenna for Satellite Communication and RCS Enhancement or Reduction," Aug. 16, 1987.
- [2] J. Huang, "Microstrip reflectarray," in *Proc. IEEE Int. Symp. Antennas Propagation*, ON, Canada, June 1991, pp. 612–615.
- [3] D. M. Pozar and T. A. Metzler, "Analysis of a reflectarray antenna using microstrip patches of variable size," *Electron. Lett.*, vol. 29, no. 8, pp. 657–658, Apr. 1993.
- [4] D. C. Chang and M. C. Huang, "Microstrip reflectarray antenna with offset feed," *Electron. Lett.*, vol. 28, no. 16, pp. 1489–1491, July 1992.
- [5] S. D. Targonski and D. M. Pozar, "Analysis and design of a microstrip reflectarray using patches of variable size," in *Proc. IEEE Int. Symp. Antennas Propagation*, Seattle, WA, June 1994, pp. 1820–1823.
- [6] D. M. Pozar, S. D. Targonski, and H. D. Syrigos, "Design of millimeter wave microstrip reflectarrays," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 45, pp. 287–296, Feb. 1997.
- [7] J. A. Encinar, "Design of two-layer printed reflectarrays using patches of variable size," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 49, pp. 1403–1410, Oct. 2001.
- [8] J. Huang, "Bandwidth study of microstrip reflectarray and a novel phased reflectarray concept," in *Proc. IEEE Int. Symp. Antennas Propagation*, Newport Beach, CA, June 1995, pp. 582–585.
- [9] J. Huang and R. J. Pogorzelski, "A Ka-band microstrip reflectarray with elements having variable rotation angles," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 46, pp. 650–656, May 1998.
- [10] H. R. Phelan, "Spiraphase reflectarray for multitarget radar," *Microwave J.*, vol. 20, pp. 67–73, July 1977.
- [11] J. J. Wang, "Characteristics of a new class of diode-switched integrated antenna phase shifter," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 31, pp. 156–159, Jan. 1983.
- [12] P. L. Tokarskii, A. I. Luchaninov, and I. D. Gladkoskok, "Calculation of the scattering field of thin-wire antennas in a stipulated polarization basis," *Radioelectron. Commun. Syst.*, vol. 33, no. 1, pp. 21–25, Jan. 1990.
- [13] P. Tokarskii, A. Luchaninov, and I. Gladkoskok, "Calculation of the scattering field of thin-wire antennas in a stipulated polarization basis," *Izvestiya VUZ, Radioelektronika*, vol. 33, no. 1, pp. 23–27, Jan. 1990. in Russian.
- [14] A. O. Kasyanov and V. A. Obukhovets, "Plane spiraphase focusing lens," in *Proc. SPIE, Terahertz and Gigahertz Electronics and Photonics*, vol. 4111, San Diego, CA, Aug. 2000, pp. 356–363.
- [15] A. E. Martynyuk and J. I. M. Lopez, "Reflective antenna arrays based on shorted ring slots," in *Proc. IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Dig.*, Phoenix, AZ, June 2001, pp. 1379–1382.
- [16] A. Fox, "An adjustable waveguide phase changer," in *Proc. PIRE*, vol. 35, Dec. 1947, pp. 1489–1498.
- [17] R. Mittra, C. Chan, and T. Cwik, "Techniques for analyzing frequency selective surfaces—A review," *Proc. IEEE*, vol. 76, no. 12, pp. 1593–1615, Dec. 1988.
- [18] T. Cwik and R. Mittra, "The cascade connection of planar periodic surfaces and lossy dielectric layers to form an arbitrary periodic screen," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 35, pp. 1397–1405, Dec. 1987.
- [19] C. Wan and J. A. Encinar, "Efficient computation of generalized scattering matrix for analyzing multilayered periodic structures," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 43, pp. 1233–1242, Nov. 1995.
- [20] P. Gay-Balmaz, J. Encinar, and J. R. Mosig, "Analysis of multilayer printed arrays by a modular approach based on the generalized scattering matrix," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 48, pp. 26–34, Jan. 2000.
- [21] N. Amitay, V. Galindo, and C. P. Wu, *Theory and Analysis of Phased Array Antennas*. New York: Wiley-Interscience, 1972.
- [22] A. Roberts and R. C. McPhedran, "Bandpass grids with annular apertures," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 36, pp. 607–611, May 1988.
- [23] C.-C. Chen, "Transmission through a conducting screen perforated periodically with apertures," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 18, pp. 627–632, Sept. 1970.



Alexander E. Martynyuk was born in Kiev, Ukraine. He received the M.Sc. degree in radio engineering and the Ph.D. degree for his work on millimeter-wave devices and subsystems from the Kiev Polytechnic Institute, Ukraine, in 1988 and 1993, respectively.

From 1988 to 1995, he was with the Faculty of Radio Engineering of the Kiev Polytechnic Institute. He is currently a Professor of the Faculty of Engineering of the National Autonomous University of Mexico (UNAM), Mexico City. His current research

interests include microwave and millimeter-wave devices, antenna arrays, and millimeter-wave communications.



Ninel A. Martynyuk was born in Kiev, Ukraine. She received the M.Sc. degree in radio engineering from the Kiev Polytechnic Institute, Ukraine, in 1994.

Since 1994, she has been with the Department of the Theoretical Bases of Radioengineering of the Radioengineering Faculty of the Kiev Polytechnic Institute, Kiev, Ukraine, engaged in research on microwave and millimeter-wave devices. Her current research interests include millimeter-wave devices, antenna phased arrays, and microwave communications.



Jose I. Martinez Lopez was born in Mexico City, Mexico. He received the B.S. and M.Eng. degrees in electrical engineering from the National Autonomous University of Mexico (UNAM), in 1994 and 1998, respectively, where he is currently working toward the Ph.D. degree in electrical engineering.

Since 1998, he has been with the Department of Electronics Engineering, UNAM, where he is an Associate Professor, engaged in research and teaching on telecommunications circuits and systems. His current research interests are phased arrays, frequency

selective surfaces, and microwave and millimeter-wave circuits.

Active frequency-selective surfaces based on loaded ring slot resonators

A.E. Martynyuk, J.I. Martinez Lopez and N.A. Martynyuk

An investigation of the periodic structure based on loaded ring slot resonators is presented. It is shown that this structure can be used as a tunable frequency-selective surface. The possibility of building an actively-switched frequency-selective surface based on loaded ring slot resonators is also demonstrated.

Introduction: In recent years various active frequency-selective surfaces (FSS) have been reported [1, 2]. These active FSS can be used as the key elements of multibanding reflector antennas, tunable filters and phased arrays. The main advantage of active FSS is the possibility of controlling their transmission characteristics.

This Letter deals with the active FSS based on loaded ring slot resonators (Fig. 1a). It is a well-known fact that the resonant frequency of a ring slot resonator is changed when it is loaded [3]. Thus, one can properly load all ring slot resonators of the FSS with electronic devices such as *pin* or varactor diodes to ensure the rapid control of its transmission characteristic.

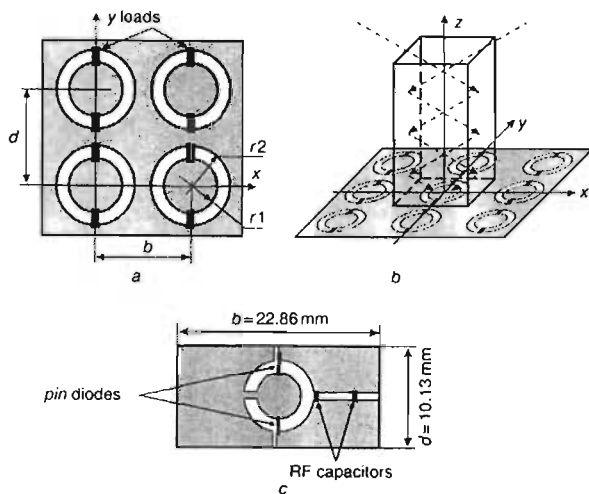


Fig. 1 FSS based on loaded ring slot resonators
 a FSS geometry
 b Scattering of two incident TE Floquet modes
 c Cross-section of waveguide simulator

Mathematical model: The mathematical model for an infinite periodic FSS shown in Fig. 1a was built using an approach similar to the one described in [4, 5]. The mathematical model presented in [4, 5] was developed for loads of zero impedance. Ohm's law was used to update this model in order to take into account the impedance of any load considering that its physical dimensions are small with respect to the wavelength λ of the incident wave.

Computed results: FSS (Fig. 1a) with $b = 11.43$ mm, $d = 10.13$ mm, $r1 = 3.5$ mm, and $r2 = 4.03$ mm were investigated. It is assumed that the ring slots are printed on a dielectric substrate with permittivity $\epsilon_r = 2.40$ and thickness of 0.102 mm.

Scattering of the normally incident plane wave of *y*-polarisation was simulated. Calculated reflection coefficients for the FSS with different capacitive and inductive loads are shown in Fig. 2. Unloaded ring slot FSS exhibit a resonant behaviour of their transmission coefficient. The first resonant transmission occurs when the circumference of the ring slot is approximately equal to the wavelength λ . Capacitive loading leads to the decrement of the first resonant frequency as compared with the resonant frequency of unloaded FSS, whereas inductive loading increases the first resonant frequency. In fact, for small values of inductance of loads, the first resonant frequency increases by a factor of almost two [4]. However, the increment of the load's capacitance C as well as the increment of the load's inductance L leads to a reduction of the first resonant frequency of the FSS.

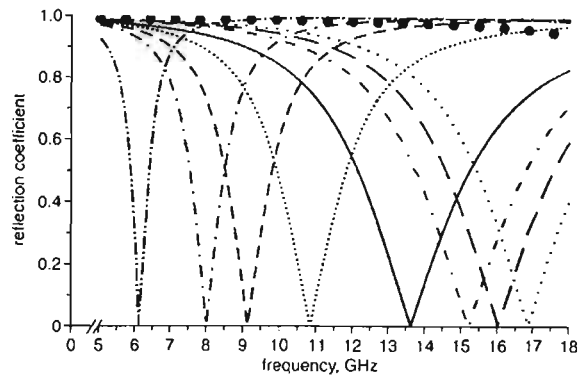


Fig. 2 Computed reflection coefficient of FSS shown in Fig. 1a

- without load
- $C = 0.05$ pF
- $C = 0.15$ pF
- - - - $C = 0.3$ pF
- $L = 5$ nH
- $L = 3$ nH
- - - - $L = 2$ nH
- load impedance = 2Ω

When varactor diodes are used as capacitive loads, the above-mentioned FSS are transformed into an electronically-tunable structure. The use of low-impedance loads converts the investigated FSS into a reflective structure (Fig. 2). Therefore, *pin* diodes can be used as switchable loads to transform this FSS into an active structure.

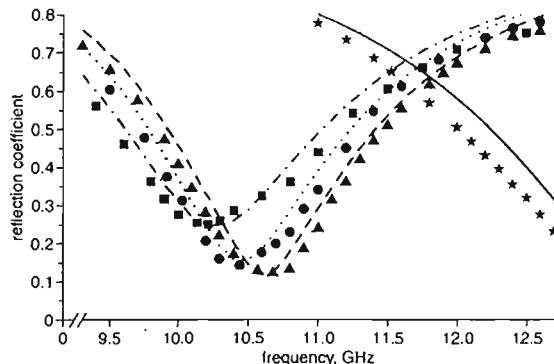


Fig. 3 Comparison between calculated reflection coefficients of FSS shown in Fig. 1b and measured reflection coefficients of waveguide simulator

- ★★★★ waveguide simulator without diodes, measured
- unloaded FSS, calculated
- ▲▲▲ waveguide simulator with switched-off *pin* diodes ($V_R = -30$ V), measured
- FSS loaded with parallel RC circuit ($R = 4$ k Ω , $C = 0.052$ pF), calculated
- waveguide simulator with switched-off *pin* diodes ($V_R = -3$ V), measured
- FSS loaded with parallel RC circuit ($R = 3$ k Ω , $C = 0.056$ pF), calculated
- ■ ■ waveguide simulator with *pin* diodes ($V_R = 0$ V), measured
- - - - FSS loaded with parallel RC circuit ($R = 1.7$ k Ω , $C = 0.061$ pF), calculated

Measured results: A waveguide simulator [6] was used to verify the mathematical model. A metal diaphragm containing one unit cell of FSS with $b = 22.86$ mm, $d = 10.13$ mm, $r1 = 3.5$ mm and $r2 = 4.03$ mm (Fig. 1c) was printed on a dielectric substrate with $\epsilon_r = 2.40$ and thickness of 0.102 mm. Additionally, vertical and horizontal stubs were used in order to apply bias voltage across the *pin* diodes. Next, two beam-lead *pin* diodes HPND 4038 were installed. RF capacitors were used to short-circuit the horizontal stub.

This diaphragm was then placed in the cross-section of the WR-90 rectangular waveguide. The scattering of the TE_{10} waveguide mode on this diaphragm is equivalent to the scattering of two TE incident plane waves with equal magnitudes and opposite phases on the FSS as shown in Fig. 1b. The results of the experimental investigation of the waveguide simulator are presented in Fig. 3. The magnitude of the reflection coefficient was measured for different values of reverse bias V_R applied across the *pin* diodes. Then, the experimental data were

approximated by the simulated curves shown in Fig. 3. The parallel connection of capacitance C and resistance R was used as the model for the reverse-biased *pin* diode. According to the data shown in Fig. 3, the capacitance of the *pin* diode biased at -30 V was estimated as 0.052 pF, whereas the manufacturer's datasheet indicates that the value of this capacitance may be from 0.045 to 0.065 pF.

The switching properties of the waveguide simulator were investigated. When the diodes are reverse biased, the diaphragm of the waveguide simulator is mainly transparent for the incident wave near the resonant frequency. However, with a direct current I_D of 50 mA applied, the incident wave is mostly reflected by the diaphragm. Measured and calculated transmission coefficients for both cases are shown in Fig. 4. A 1.5Ω resistance was considered as the model for the switched-on diode, while the parallel connection of $4 \text{ k}\Omega$ resistance and 0.052 pF capacitance was used to simulate the switched-off diode.

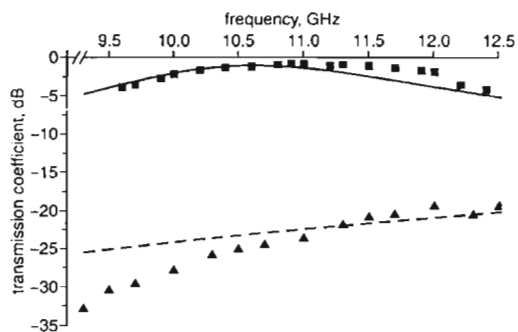


Fig. 4 Calculated and measured transmission coefficient of waveguide simulator

- ■ ■ waveguide simulator with switched-off *pin* diodes, $V_R = -30$ V, measured
- waveguide simulator with switched-off *pin* diodes, calculated
- ▲ ▲ ▲ waveguide simulator with switched-on *pin* diodes, $I_D = 50$ mA, measured
- - - waveguide simulator with switched-on *pin* diodes, calculated

Conclusion: An active frequency-selective surface based on loaded ring slots has been presented. It has been shown that the loading of the FSS based on ring slots with active elements such as varactor or *pin* diodes enables us to obtain an electronically-tunable actively-switched FSS.

Acknowledgments: This work was partially supported by the IN111999 PAPIIT project and the 38582A CONACYT project.

© IEE 2005

8 November 2004

Electronics Letters online no: 20057774

doi: 10.1049/el:20057774

A.E. Martynyuk and J.I. Martinez Lopez (Division de Ingenieria Electrica, Facultad de Ingenieria, Universidad Nacional Autonoma de Mexico, Cd. Universitaria, Coyoacan, CP04510 Mexico DF, Mexico)

E-mail: alxmart@yahoo.com

N.A. Martynyuk (Radioengineering Faculty, NTUU 'Kiev Polytechnic Institute', pr. Peremogy. 37, Kiev-56, 03056, Ukraine)

References

- 1 Chang, T.K., Langley, R.J. and Parker, E.A.: 'Active frequency-selective surfaces', *IEE Proc. Microw. Antennas Propag.*, **143**, (1), 1996, pp. 62–66
- 2 Parker, E.A. and Savia, S.B.: 'Active frequency selective surfaces with ferroelectric substrates', *IEE Proc. Microw. Antennas Propag.*, **148**, (2), 2001, pp. 103–108
- 3 Navarro, J.A., and Chang, K.: 'Varactor-tunable uniplanar ring resonators', *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, **41**, (5), 1993, pp. 760–766
- 4 Martynyuk, A.E., and Martinez Lopez, J.I.: 'Frequency-selective surfaces based on shorted ring slots', *Electron. Lett.*, 2001, **37**, (5), pp. 268–269
- 5 Martynyuk, A.E., and Martinez Lopez, J.I.: 'Reflective antenna arrays based on shorted ring slots', *IEEE-MTT-S Int. Microw. Symp. Dig.*, 2001, **2**, pp. 1379–1382
- 6 Amitay, N., Galindo, V. and Wu, C.P.: 'Theory and analysis of phased array antennas' (Wiley-Interscience, 1972)