



# UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

---

---

FACULTAD DE INGENIERÍA

DISEÑO DE UNA ANTENA DE LENTE  
RECONFIGURABLE EN LA BANDA KA  
BASADA EN DESPLAZADORES DE  
F A S E R O T A T O R I O S

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL GRADO DE:

I N G E N I E R O E N  
T E L E C O M U N I C A C I O N E S

P R E S E N T A :

**GERARDO MARTÍNEZ CRUZ**



DIRECTOR DE TESIS:

DR. OLEKSANDR MARTYNYUK

MÉXICO, D.F., CIUDAD UNIVERSITARIA, SEPTIEMBRE 2014.



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.

# Jurado Asignado

Presidente: Dr. Jorge Rodríguez Cuevas

Vocal: Dr. Oleksandr Martynyuk

Secretario: M.I. José Luis García García

1er Suplente: M.I. Juan Carlos Cedeño Vázquez

2do Suplente: Dr. Mathieu Christian Anne Hautefeuille

Director de Tesis:

Dr. Oleksandr Martynyuk

---

Firma

*Para mis padres,  
Francisco y María de  
Jesús, y a mis hermanos,  
Caro y Paco, con mucho  
amor.*

# *Agradecimientos*

Esta tesis es dedicada especialmente a mi familia, quienes son mi motivo de inspiración día con día. Ustedes son el motor que siempre me impulsa a enfrentarme a las circunstancias sin temor a fracasar, los que me hacen saber que puedo lograr cualquier cosa que me proponga. A mis padres, Francisco y María de Jesús, les estaré eternamente agradecido por todo lo que me han brindado, por ser la persona que ahora soy y por enfrentar juntos las travesías que llegan a aparecer; hasta donde he llegado es gracias a ustedes. Siempre llevo conmigo a donde quiera que voy los valores y educación que ustedes me han enseñado. Sus consejos, advertencias, regaños y experiencias me han servido en todo momento y los utilizo en cada decisión que tomo. Gracias por soportar mis locuras, mis torpezas, mis enojos, mis alegrías y mis tristezas. Este trabajo es una pequeña muestra de lo que soy capaz de hacer. Expresarles mis agradecimientos en una hoja de papel es insuficiente pero quiero que sepan que siempre quedaré infinitamente en deuda por todo lo que han hecho por mí y que los amo con todo el corazón. ¡Muchas Gracias!

A mis hermanos, Carolina y Francisco, les doy las gracias por la inmensa ayuda y sus valiosos consejos que me han brindado a lo largo de mi vida; por esas veces cuando mis papás ya no podían resolver mis dudas y ustedes siempre estaban ahí para apoyarme. Les agradezco por compartir sus experiencias y aprender yo de ellas, por regañarme cuando hacía las cosas mal y por enseñarme *trucos* de la vida que facilitan mi existir. Parte de mi forma de pensar ha sido moldeada también por ustedes. Esta tesis es una forma de decirles *¡miren, yo también seré como ustedes!*

Agradezco a mi tutor de tesis el Dr. Oleksandr Martynyuk por ser el profesor que ha sido y que es. Usted tiene un don especial de enseñar y producto de eso fue que me sintiera profundamente atraído por sus clases y decidiera especializarme en el área de las microondas. Le doy las gracias por haber sido mi profesor y por brindarme un mundo de conocimientos.

A mis sínodos, M.I José Luis García García, M.I. Juan Carlos Cedeño Vázquez, Dr. Mathieu Christian Anne Hautefeuille y al Dr. Jorge Rodríguez Cuevas, les doy las gracias por contribuir a este trabajo de tesis con sus consejos y por hacerme saber que no solo existen como profesores sino también como amigos.

A mis amigos Yair, Ismael, Hugo y Edgar, gracias por compartir conmigo tantas experiencias y locuras, por reírnos a carcajadas cada vez que nos vemos y por ser quienes le dan la *sazón* a mi vida. La única cosa que lamento es el haberlos conocido muy tarde, pero sigo pensando que su aparición en mi vida fue en un perfecto tiempo y lugar.

En especial quiero agradecer a Yair por ser mi mejor amigo, mi *hermano postizo*. Mi trayecto en la Facultad hubiera sido un caos si no hubiera sido por su gran ayuda. Me enseñó muchas cosas que no era capaz de ver, cosas a las que debía de analizar con detalle; eras el muro al cual me apoyaba cuando sentía que me caía; eras psicólogo, psíquico y vidente para cada cosa que te platicaba. Gracias por soportarme cada vez que sentía que me iba a estallar la cabeza y por servir de *analgésico* cada vez que me iba mal. Gracias por haber compartido mil y un anécdotas que nos hacían (y hacen) reír a carcajadas. ¡Gracias por ser mi mejor amigo!

Les agradezco de corazón a todos los maestros que plasmaron en mí una huella inmensa de conocimientos durante mi trayectoria académica.

A la Facultad de Ingeniería siempre la llevaré en mi memoria, en ella se quedan mis recuerdos de su arquitectura, del olor a libros en las bibliotecas, del ir y venir de las voces de las personas al pasar por los pasillos y los salones, del piso mojado cuando terminaba de llover, de las escaleras de sus edificios que se hacían infinitas cuando tenía que llegar a una clase, de los momentos en que me salía de mi mente contemplando los paisajes a través de los ventanales de los salones: por haber sido mi hogar durante mucho tiempo ... ¡Gracias!

Le agradezco a la UNAM por existir; te llevo como un tatuaje visible que muestro con orgullo donde quiera que voy. Siempre te llevaré conmigo ¡Muchas Gracias!

Gerardo Martínez Cruz

México, D.F., a 7 de septiembre de 2014.

*Nuestras virtudes y nuestros defectos son  
inseparables, como la fuerza y la materia.  
Cuando se separan, el hombre deja de existir.*

*-Nicola Tesla*

<b>INTRODUCCIÓN</b>	<b>1</b>
<b>ESTADO DEL ARTE DE LOS ARREGLOS DE FASE</b>	<b>3</b>
<b>1.1 FUNDAMENTOS DE LOS ARREGLOS DE FASE</b>	<b>3</b>
1.1.1 LA ONDA PLANA	4
1.1.1.1 La Ecuación de la Onda Plana	4
1.1.1.2 La Onda Plana en un Medio sin Pérdidas	5
1.1.1.3 La Onda Plana en un Medio con Pérdidas	6
1.1.2 POLARIZACIÓN	7
1.1.2.1 Polarización Lineal	8
1.1.2.2 Polarización Circular	8
1.1.3 PARÁMETROS DE LAS ANTENAS	10
1.1.3.1 Patrón de Radiación	10
1.1.3.2. Ganancia y Directividad	13
1.1.4 FACTOR DE ARREGLO EN LAS ANTENAS	14
1.1.4.1 Factor de Arreglo Lineal	14
1.1.4.2 Factor de Arreglo Plano	18
<b>1.2 TEORÍA DE MODOS FLOQUET</b>	<b>21</b>
1.2.1 MODOS FLOQUET EN DOS DIMENSIONES	21
1.2.1.1 Malla Cuadrada	22
1.2.1.2 Malla Triangular Equilateral	23
1.2.2 ARREGLOS DE SUBARREGLOS	24
<b>1.3 LAS GUÍAS DE ONDA COMO ELEMENTOS EN LOS ARREGLOS</b>	<b>25</b>
1.3.1 CARACTERÍSTICAS DE LA GUÍA DE ONDA RECTANGULAR	26
1.3.1.1 Modos TE.	26
1.3.1.2 Modos TM.	27
1.3.2 CARACTERÍSTICAS DE LA GUÍA DE ONDA CIRCULAR	28
1.3.2.1 Modos TE.	28
1.3.2.2 Modos TM.	29
1.3.3 EJEMPLOS DE ELEMENTOS BASADOS EN GUÍAS DE ONDA	30
<b>1.4 ANTENAS DE LENTE</b>	<b>30</b>
1.4.1 LENTES DE MICROONDAS	31
1.4.2 MATERIALES PARA LENTES	32
1.4.3 LENTES PLANOS O SUPERFICIES DESPLAZADORAS DE FASE	32
1.4.3.1 Arreglo Reflectivo	33
1.4.3.2 Arreglo de Lente	34
1.4.4 VENTAJAS DE LAS ANTENAS DE LENTE	35
1.4.5 APLICACIONES DE LAS ANTENAS DE LENTE	36
<b>CONCLUSIONES</b>	<b>36</b>
<b>DESPLAZADORES DE FASE</b>	<b>38</b>
<b>2.1 MÉTODOS PARA CAMBIAR LA FASE</b>	<b>39</b>
2.1.1 CAMBIANDO LA FRECUENCIA	39

2.1.2 CAMBIANDO LA LONGITUD	40
2.1.3 CAMBIANDO LA PERMITIVIDAD	41
2.1.4 CAMBIANDO LA PERMEABILIDAD	41
<b>2.2 DESPLAZADORES DE FASE DE FERRITA</b>	<b>41</b>
2.2.1 DESPLAZADOR DE FASE REGGIA-SPENCER	42
2.2.2 DESPLAZADOR DE FASE DE FERRITA TOROIDAL NO RECÍPROCO	42
2.2.3 DESPLAZADOR DE FASE BASADO EN EL PRINCIPIO DE ROTACIÓN DE FARADAY	44
<b>2.3 DESPLAZADOR DE FASE ROTATORIO</b>	<b>45</b>
<b>2.4 DESPLAZADORES DE FASE BASADOS EN DIODOS PIN</b>	<b>46</b>
2.4.1 DESPLAZADOR DE FASE DE LÍNEA INTERCAMBIABLE	47
2.4.2 DESPLAZADOR DE FASE DE LÍNEA CARGADA	47
2.4.3 DESPLAZADOR DE FASE DE REFLEXIÓN	48
<b>2.5 DESPLAZADORES DE FASE BASADOS EN TECNOLOGÍA MEMS</b>	<b>49</b>
<b>CONCLUSIONES</b>	<b>50</b>

**DISEÑO DE UN DESPLAZADOR DE FASE BASADO EN UNA GUÍA DE ONDA CIRCULAR Y SU DESEMPEÑO COMO ELEMENTO EN UN ARREGLO PLANO** **52**

<b>3.1 ANÁLISIS DEL DESPLAZADOR DE FASE DIFERENCIAL DE 180°</b>	<b>53</b>
<b>3.2 PROTOTIPOS DEL DESPLAZADOR DE FASE DIFERENCIAL DE 180°</b>	<b>54</b>
3.2.1 DESPLAZADOR DE FASE DENTADO	54
3.2.2 DESPLAZADOR DE FASE CON PLACA DIELECTRICA	55
3.2.3 DESPLAZADOR DE FASE CON BARRAS	55
<b>3.3 DISEÑO DEL DESPLAZADOR DE FASE DIFERENCIAL DE 180°</b>	<b>56</b>
3.3.1 SIMULACIÓN EN CST MICROWAVE STUDIO	57
3.3.1.1 Caso 1: $\epsilon = 2.2$ , $t = 0.25$ mm y $lp = 99.81$ mm	57
3.3.1.2 Caso 2: $\epsilon = 2.2$ , $t = 0.25$ mm y $lp = 109.2$ mm	59
<b>3.4 ESCANEADO DE UN ARREGLO PLANO CON ELEMENTOS BASADOS EN EL DESPLAZADOR DE FASE DIFERENCIAL DE 180°</b>	<b>61</b>
3.4.1 ESCANEADO EN UNA MALLA CUADRADA	62
3.4.2 ESCANEADO EN UNA MALLA TRIANGULAR EQUILATERAL	63
<b>CONCLUSIONES</b>	<b>65</b>

**DISEÑO DE UNA PLACA  $\Delta 180^\circ$  EN EL ESPACIO LIBRE Y SU COMPORTAMIENTO COMO ELEMENTO DENTRO DE UN ARREGLO PLANO** **67**

<b>4.1 DISEÑO DE UNA PLACA <math>\Delta 180^\circ</math> EN EL ESPACIO LIBRE</b>	<b>68</b>
4.1.1 CASO 1: PLACA $\Delta 180$ CON $\epsilon = 2.2$ , $t = 0.25$ MM Y $lp = 425$ MM	68
4.1.2 CASO 2: PLACA $\Delta 180$ CON $\epsilon = 10.2$ , $t = 0.635$ MM Y $lp = 11.27$ MM	69
4.1.3 CASO 3: PLACA $\Delta 180$ CON $\epsilon = 10.2$ Y $t = 0.635$ MM Y $lp = 10.17$ MM	70
<b>4.3 ESCANEADO DE UN ARREGLO FORMADO POR PLACAS DIELECTRICAS <math>\Delta 180^\circ</math> EN EL ESPACIO LIBRE</b>	<b>71</b>
4.3.1 ESTIMACIÓN TEÓRICA DEL ESCANEADO DE LOS ARREGLOS FORMADOS POR PLACAS DIELECTRICAS $\Delta 180^\circ$ USANDO LA TEORÍA DE LOS MODOS FLOQUET	71
4.3.1.1 Obtención de los Máximos Ángulos de Escaneo	72
4.3.1.2 Obtención de los Modos Floquet de Propagación en un Arreglo Plano.	76

4.3.2 ESCANEEO DE ARREGLOS FORMADOS POR PLACAS DIELECTRICAS $\Delta 180^\circ$ EN EL ESPACIO LIBRE MEDIANTE CST MICROWAVE STUDIO	77
4.3.2.1 Caracterización y Diseño de la simulación	77
4.3.2.2 Ángulos de Escaneo y Modos Floquet Propagados obtenidos de la simulación	79
4.3.2.3 Eficiencia del Arreglo: Pérdidas por Conversión	79
<b>CONCLUSIONES</b>	<b>81</b>
<b><u>CONCLUSIONES GENERALES</u></b>	<b><u>85</u></b>
<b>INVESTIGACIONES FUTURAS</b>	<b>86</b>



---

# Introducción

---

Las antenas en arreglos de fase han sido un desarrollo tecnológico de especial relevancia en los sistemas de comunicaciones inalámbricas; la evolución que éstas han tenido a lo largo del tiempo les ha permitido adquirir popularidad por sus características indiscutibles: alta ganancia y alta directividad. En sus comienzos fueron popularmente empleadas en los sistemas de radar, en el sistema de rastreo de los misiles y estaciones terrenas de telecomunicaciones. A mediados de siglo, debido su fama, se comenzaron a realizar todo tipo de estudios devotos a sus características tanto de construcción como de implementación. Décadas después, aunque parecía que las investigaciones de los arreglos de fase ya se habían agotado, nuevamente surgieron avances y descubrimientos en los arreglos permitiéndoles entrar en el ámbito de las comunicaciones civiles, por ejemplo, las estaciones base para comunicaciones móviles.

Actualmente las aplicaciones demandan de los arreglos de fase un mayor ángulo de escaneo logrado en el menor espacio posible, lo cual hace que su diseño sea un reto para la investigación. El ángulo de escaneo para los arreglos implica una capacidad de “visión” en un área espacial para poder transmitir o recibir ondas electromagnéticas; mientras mayor ángulo de escaneo se tenga, en más direcciones es posible radiar la onda electromagnética. Bajo esta premisa se decidió estudiar a los arreglos de fase en la banda Ka basados en placas dieléctricas para lograr mayores ángulos de escaneo, utilizando el principio de una antena de lente, el cual es excitar al arreglo con una onda electromagnética por la parte trasera de éste. El arreglo obtiene diferentes ángulos de escaneo mediante una distribución previamente diseñada de las placas dieléctricas, la cual implica una separación constante y una rotación

gradual entre sí respecto al eje en el cual están posicionadas. Para entender el comportamiento de estos arreglos fue utilizada la Teoría de Modos Floquet, la cual fue de gran utilidad dentro de esta tesis.

En el primer capítulo se estudiará el estado de arte de los arreglos de antenas. Este capítulo contiene los parámetros esenciales para estudiar cualquier arreglo (tanto lineal como plano). Además, dentro de este capítulo se tiene una sección introductoria referente a la Teoría de los Modos Floquet. Esta teoría, cuya premisa es describir el escaneo de un arreglo (lineal o plano), permite estimar el diseño de un arreglo mucho antes que éste sea simulado en un software. El software utilizado fue *CST Microwave Studio*. Después se estudiarán las guías de onda como guías de transmisión, lo cual servirá de base teórica para el capítulo 2. Por último se hace referencia a las antenas de lente y su importancia en la actualidad.

En el segundo capítulo se describen algunos de los más importantes desplazadores de fase implementados en los arreglos. Primero se menciona cuál es la finalidad de los desplazadores de fase y de qué manera son diseñados para después hacer un estudio breve de los más importantes desplazadores de fase existentes basados en ferritas, en elementos rotatorios, en diodos PIN y en MEMS.

Para saber el comportamiento de una placa dieléctrica implementada como desplazador de fase es necesario conocer cómo funciona la tecnología que por primera vez la implementó. En el capítulo 3 se investigó y se diseñó un desplazador de fase basado en una guía de onda circular. La peculiaridad de este desplazador de fase es que dentro de la guía está colocada la placa dieléctrica y, entre ambos elementos, son capaces de cambiar la velocidad de fase de la onda. Al final se hace un estudio del escaneo de un arreglo el cual tiene por elementos a estos desplazadores de fase, utilizando un arreglo de malla cuadrada y otro de malla triangular equilátera. Previo a su análisis mediante *CST Microwave Studio*, el desempeño del escaneo del arreglo es analizado con la Teoría de Modos Floquet para después ser discutido con los resultados obtenidos por el simulador.

Por último, en el capítulo 4, se estudia la placa dieléctrica como desplazador de fase expuesta en el espacio libre, después son analizadas las características de un arreglo que lleva como elementos a estas placas, utilizando un arreglo de malla cuadrada y triangular equilátera. Aquí se utilizaron los conceptos de subarreglos (estudiados en el capítulo 1) y se analiza su comportamiento con base en la cantidad de elementos que poseen y los cambios de fase que existen entre ellos. Previo a su análisis mediante *CST Microwave Studio*, el desempeño del escaneo del arreglo es analizado con la Teoría de Modos Floquet para después ser discutido con los resultados obtenidos por el simulador. Finalmente, se evalúa la eficiencia de los arreglos estudiados por medio de las pérdidas por conversión, obtenidas gracias a la simulación en el software.

# Estado del Arte de los Arreglos de Fase

---

## 1.1 FUNDAMENTOS DE LOS ARREGLOS DE FASE

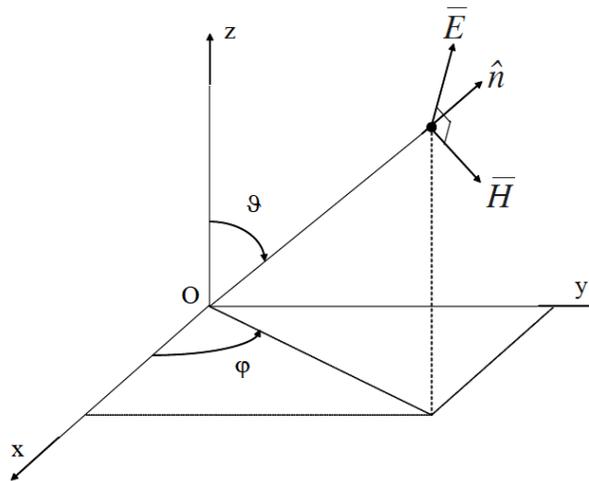
Las antenas en arreglos de fase consisten en elementos múltiples estacionarios los cuales están alimentados coherentemente y tienen en cada elemento una fase variable o un control de retardo en el tiempo para escanear con un haz ciertos ángulos dados en el espacio [1]. Idealmente se busca que todos los elementos radien de la misma forma, es decir, coherente hacia una dirección dada pero en la realidad cada elemento radia de manera diferente. Los arreglos de fase son populares debido a que se pueden lograr haces muy estrechos y directivos. Además, cada arreglo puede tener varios haces actuando simultáneamente, lo que les da una ventaja para lograr “visibilidad” hacia diferentes direcciones de escaneo en el espacio angular; de ser esto implementado con otras tecnologías sería difícil o imposible de lograrlo. Los arreglos de fase tienen una ventaja adicional la cual es que pueden ser fabricados usando diferentes geometrías de construcción con el fin de adaptarse al espacio requerido, por ejemplo, la superficie de un avión.

Este capítulo está dedicado para conocer lo más fundamental de la teoría de las antenas en arreglos de fase de una manera resumida para poder entender la esencia de la tesis.

### 1.1.1 La Onda Plana

Una onda plana transversal electromagnética TEM (*Transversal ElectroMagnetic*) es aquella en donde sus campos eléctricos y magnéticos son constantes en dirección, magnitud y fase en planos infinitos perpendiculares a la dirección de propagación [2]. En la Fig. 1.1 podemos observar la representación espacial de la onda plana, donde  $\vec{E}$ ,  $\vec{H}$  y  $\hat{n}$  representan los vectores de campo eléctrico, campo magnético y la dirección de propagación respectivamente.

La dirección de la onda plana puede ser descrita como un vector que tiene componentes en los ejes  $x$ ,  $y$  y  $z$  o con ángulos de propagación  $\theta$  y  $\phi$ . Los ángulos están referidos en coordenadas esféricas, donde  $\theta$  se desliza a lo largo del azimut, medido del eje  $z$  al eje  $x$ , y  $\phi$  el ángulo de elevación, medido del eje  $x$  al eje  $y$ . Una onda plana se comporta de manera diferente de acuerdo al medio en que ésta se propague, por lo que debe ser estudiada en diferentes casos: en un medio con pérdidas, en un medio sin pérdidas y en un medio el cual es buen conductor. Para nuestro caso únicamente estudiaremos el comportamiento de la onda un *medio sin pérdidas* y en un *medio con pérdidas*.



**Fig. 1.1** Modelo gráfico en el cual se representa la propagación de la onda plana.

#### 1.1.1.1 La Ecuación de la Onda Plana

Consideremos una región homogénea, isotrópica y lineal, en donde las ecuaciones de Maxwell en su forma fasorial adquieren la siguiente forma:

$$\nabla \times \vec{E} = -j\omega\mu\vec{H} \quad (1.1a)$$

$$\nabla \times \vec{H} = -j\omega\epsilon\vec{E} \quad (1.1b)$$

donde  $\omega=2\pi f$  es la *velocidad angular* medida en rad/s, siendo  $f$  la frecuencia de la onda en Hz;  $\epsilon$  es la permitividad del medio en H/m y  $\mu$  es permeabilidad del medio en F/m, las cuales pueden ser complejas. Sustituyendo (1.1b) en el rotacional de la ecuación (1.1a) obtenemos que:

$$\nabla \times \nabla \times \bar{E} = -j\omega\mu\nabla \times \bar{H} = -j\omega^2\mu\epsilon\bar{E} \quad (1.2)$$

Aplicando la propiedad del vector identidad  $\nabla \times \nabla \times \bar{A} = \nabla(\nabla \cdot \bar{A}) - \nabla^2\bar{A}$  en la ecuación (1.2) y considerando que  $\nabla \cdot \bar{E} = 0$  para una región en el espacio libre se obtiene

$$\nabla^2\bar{E} + \omega^2\mu\epsilon\bar{E} = 0 \quad (1.3)$$

y haciendo un análisis similar con el vector  $\bar{H}$  se obtiene

$$\nabla^2\bar{H} + \omega^2\mu\epsilon\bar{H} = 0 \quad (1.4)$$

A la ecuación (1.3) se le conoce como la *ecuación de Helmholtz* o la *ecuación de onda*. Como se puede ver en las ecuaciones de arriba existe un factor que multiplica a ambos vectores  $\bar{E}$  y  $\bar{H}$ , el cual es expresado como  $k^2 = \omega^2\mu\epsilon$ . A la constante  $k = \omega\sqrt{\mu\epsilon}$  se le conoce como el *número de onda* (o también como la *constante de propagación*) y sus unidades son 1/m.

### 1.1.1.2 La Onda Plana en un Medio sin Pérdidas

El análisis de una onda plana en un medio sin pérdidas es una idealización, ya que éste en la realidad no existe debido a que todos los medios representan ciertas pérdidas para la onda. Sin embargo, al analizar la onda en este medio nos permite obtener resultados útiles para los siguientes análisis.

Supóngase una onda que viaja a lo largo del eje  $z$ , considerando que el campo eléctrico de la onda se propaga en el eje  $x$  el cual es posible encontrarlo al resolver la ecuación (1.1a), de la se obtiene lo siguiente:

$$E_x(z) = E^+e^{-jkz} + E^-e^{-jkz} \quad (1.5)$$

donde  $E^+$  y  $E^-$  son constantes reales arbitrarias que representan la amplitud de la onda y sus índices representan su propagación a lo largo del eje  $z$  positivo y el eje  $z$  negativo respectivamente. El que  $kz$  sea imaginario implica que la onda sufre un cambio en su fase. Ésta onda también puede ser expresada en el dominio del tiempo y es descrita como:

$$E_x(z, t) = E^+\cos(\omega t - kz) + E^-\cos(\omega t + kz) \quad (1.6)$$

En (1.6) se puede observar que la onda experimenta cambios en su fase alterados por  $kz$ . La velocidad a la que viaja la onda es denominada *velocidad de fase*,  $v$ , y representa el qué tan rápido se mueve un punto fijo en la fase de la onda a lo largo de su trayectoria, la cual es obtenida de la siguiente forma:

$$v = \frac{dz}{dt} = \frac{\omega t - kz}{dt} = \frac{\omega}{k} = \frac{2\pi f}{2\pi f\sqrt{\mu\epsilon}} = \frac{1}{\sqrt{\mu\epsilon}} \quad (1.7)$$

Como sabemos el campo magnético es ortogonal al campo eléctrico y al vector de propagación de la onda, por lo que el campo magnético en este caso se propaga a lo largo del eje  $y$ . Entonces el campo magnético se describe de la siguiente manera:

$$H_y(z) = \frac{j}{\omega\mu} \frac{\partial E_x}{\partial z} = \frac{1}{\eta} (E^+e^{-jkz} + E^-e^{-jkz}) \quad (1.8)$$

donde  $\eta = \omega\mu/k = \sqrt{\mu/\epsilon}$  se le conoce como la *impedancia intrínseca del medio*. A la relación del campo eléctrico y el campo magnético se le conoce como *impedancia de onda* que en el espacio libre es igual a  $377 \Omega$ . En un caso generalizado, la impedancia de onda se puede obtener de la siguiente manera:

$$\frac{E^+}{H^+} = \eta = 120\pi \sqrt{\frac{\mu_r}{\epsilon_r}} \quad (1.9)$$

donde  $\mu_r$  y  $\epsilon_r$  son la permeabilidad y permitividad relativas del medio respectivamente.

### 1.1.1.3 La Onda Plana en un Medio con Pérdidas

Consideremos ahora un medio que es conductivo, con una conductividad  $\sigma$  medida en S/m, la ecuación para el campo  $\bar{E}$  resultante de (1.1a) se convierte entonces en:

$$\nabla^2 \bar{E} + \omega^2 \mu \epsilon \left(1 - j \frac{\sigma}{\omega \epsilon}\right) \bar{E} = 0 \quad (1.10)$$

donde la constante que multiplica a  $\bar{E}$  es conocida como la *constante de propagación* y se representa como:

$$\gamma = \alpha + j\beta = j\omega\sqrt{\mu\epsilon} \sqrt{1 - j \frac{\sigma}{\omega\epsilon}} \quad (1.11)$$

La ecuación (1.11) muestra que  $\gamma$  es una constante compleja, donde  $\alpha$  es conocida como la *constante de atenuación* y  $\beta$  la *constante de fase*.

Sustituyendo (1.11) en (1.10) se obtiene

$$\nabla^2 \bar{E} + \gamma \bar{E} = 0 \quad (1.12)$$

y al resolver (1.12) obtenemos la ecuación del campo magnético para un medio con pérdidas el cual está dado por

$$E_x(z) = E^+ e^{-\gamma z} + E^- e^{-\gamma z} \quad (1.13)$$

De la ecuación (1.13) podemos obtener relaciones muy importantes que serán de gran ayuda más adelante; desarrollando el factor exponencial de la onda que se propaga en la dirección positiva se obtiene lo siguiente:

$$e^{-j\gamma z} = e^{-\alpha z} e^{-j\beta z} = e^{-\alpha z} \cos(\omega t - \beta z)$$

y considerando un análisis similar hecho para el medio sin pérdidas en (1.7) obtenemos que la velocidad de fase puede ser calculada como  $v = \omega/\beta$ . La longitud de onda  $\lambda$  es la distancia entre dos valles o dos crestas adyacentes en la onda, la cual se calcula como  $\lambda = C/f$  en m, donde  $C = 3 \times 10^8$  m/s es la velocidad de la luz en el vacío. Utilizando estas últimas dos relaciones obtenemos que  $\lambda$  puede ser obtenida en términos de la fase, es decir  $\lambda = 2\pi/\beta$ .

El campo magnético en éste caso está representado como

$$H_y(z) = \frac{j}{\omega\mu} \frac{\partial E_x}{\partial z} = -\frac{j\gamma}{\omega\mu} (E^+ e^{-\gamma z} + E^- e^{-\gamma z}) \quad (1.14)$$

del mismo modo que se obtuvo la impedancia intrínseca en un medio sin pérdidas, la obtenemos para medio sin pérdidas la cual es

$$\eta = \frac{j\omega\mu}{\gamma} \quad (1.15)$$

De éste modo el campo magnético puede ser redefinido como

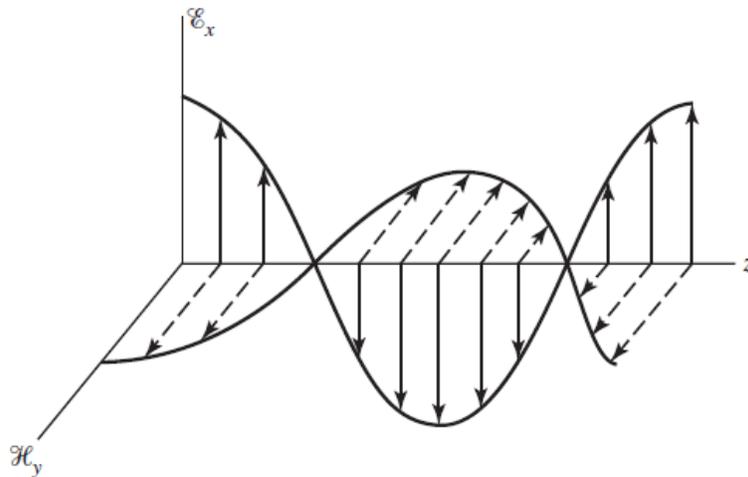
$$H_y(z) = -\frac{j}{\eta} (E^+ e^{-\gamma z} + E^- e^{-\gamma z}) \quad (1.16)$$

Comparando las características de los dos medios vistos, el que exista una conductividad en el medio afecta a la onda plana provocando que ésta sea atenuada a lo largo de su trayectoria. De otra manera, si  $\sigma=0$ , entonces  $\alpha=0$  y  $\beta=k$ , convirtiéndose en el medio sin pérdidas.

### 1.1.2 Polarización

Para caracterizar una onda plana (de aquí en adelante solo se llamará *onda*) es necesario conocer su frecuencia, fase, amplitud y polarización. En general, la polarización de una onda plana se refiere a la orientación del vector de campo eléctrico el cual puede estar en una dirección fija o puede cambiar con el tiempo [3].

Al plano en donde los vectores del campo magnético y el campo eléctrico recaen se le conoce como *plano de la onda*. Como un ejemplo del plano de onda en la Fig. 1.2 se muestra la distribución de los campos de una onda de polarización lineal vertical. Las polarizaciones más comunes que describen a la onda son la lineal y la circular que son casos particulares de la polarización elíptica, de las cuales se hablará en las siguientes secciones.



**Fig. 1.2** Representación de la onda que describe el comportamiento del campo eléctrico y el campo magnético de una onda con polarización lineal vertical en un instante de tiempo.

### 1.1.2.1 Polarización Lineal

Se considera *polarización lineal* cuando el vector del campo eléctrico<sup>1</sup> permanece fijo a lo largo de cierta dirección. Consideremos una onda que se desplaza a lo largo del eje  $z$ , en el cual el vector de campo eléctrico  $\vec{E}$  puede ser descompuesto en dos componentes que recaen en el eje  $x$  y en el eje  $y$ , entonces el campo eléctrico es descrito de la siguiente manera

$$\vec{E} = (E_1\hat{x} + E_2\hat{y})e^{-jk_0z} \quad (1.17)$$

en donde  $E_1$  y  $E_2$  son amplitudes reales de las componentes del campo eléctrico. Cuando  $E_1 \neq 0$  y  $E_2 = 0$  la onda presenta variaciones en el campo eléctrico a lo largo del eje  $x$  como se muestra en la Fig. 1.3a); cuando la onda se comporta de ésta manera se le llama *polarización lineal vertical*. La otra opción se presenta cuando  $E_1 = 0$  y  $E_2 \neq 0$ , esta vez la onda presentará oscilaciones del campo eléctrico a lo largo del eje  $y$ , como se muestra en la Fig. 1.3b); cuando la onda presenta este comportamiento se le conoce como *polarización lineal horizontal*. Las dos polarizaciones anteriores son comúnmente usadas en diferentes tecnologías ópticas y de microondas.

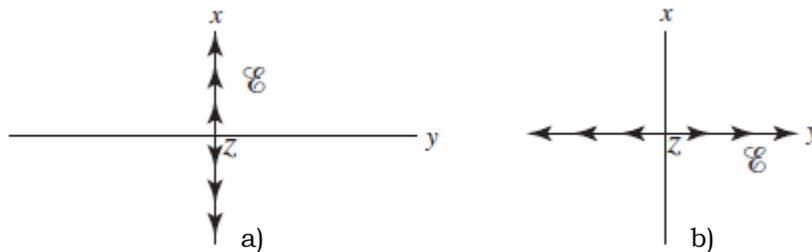
Sin embargo, no necesariamente la onda debe de ser horizontal o vertical para ser lineal. En general, la polarización lineal puede presentar cierto ángulo medido respecto al eje  $y$  y esto se presenta cuando las dos componentes del campo eléctrico son ambas reales y diferentes de cero, es decir  $E_1 \neq 0$  y  $E_2 \neq 0$ . Entonces, el ángulo de polarización estará dado por

$$\phi = \tan^{-1}\left(\frac{E_2}{E_1}\right)$$

### 1.1.2.2 Polarización Circular

Ahora consideremos un caso en el cual las componentes del campo eléctrico son de igual magnitud pero una constante es real y la otra es compleja, es decir  $E_1 = jE_2 \neq 0$ , entonces la ecuación (1.17) se transformaría en

$$\vec{E} = (E_1\hat{x} + jE_2\hat{y})e^{-jk_0z} \quad (1.18)$$



**Fig. 1.3** Descripción del comportamiento del campo eléctrico de una onda con polarización lineal: a) polarización lineal vertical, b) polarización lineal horizontal.

<sup>1</sup> No se requiere una descripción del campo magnético  $H$  debido a que el vector  $\vec{E}$  está ligado con el vector  $\vec{H}$ .

Debido a que  $E_1=jE_2$ , podemos factorizar estos términos en una sola variable  $E_0$ . Haciendo el cambio de variables, en el dominio del tiempo la ecuación (1.18) puede ser expresada como

$$\bar{E}(z, t) = E_0[\hat{x} \cos(\omega t - k_0 z) + \hat{y} \cos(\omega t - k_0 z - \pi/2)] \quad (1.19)$$

Como se ha explicado anteriormente, para describir la polarización cualquiera que fuese su tipo, se necesita escoger un punto fijo en el tiempo a lo largo de su trayectoria, entonces seleccionado en  $z=0$ , la ecuación (1.19) es simplificada a

$$\bar{E}(z, t) = E_0[\hat{x} \cos(\omega t) + \hat{y} \cos(\omega t - \pi/2)] \quad (1.20)$$

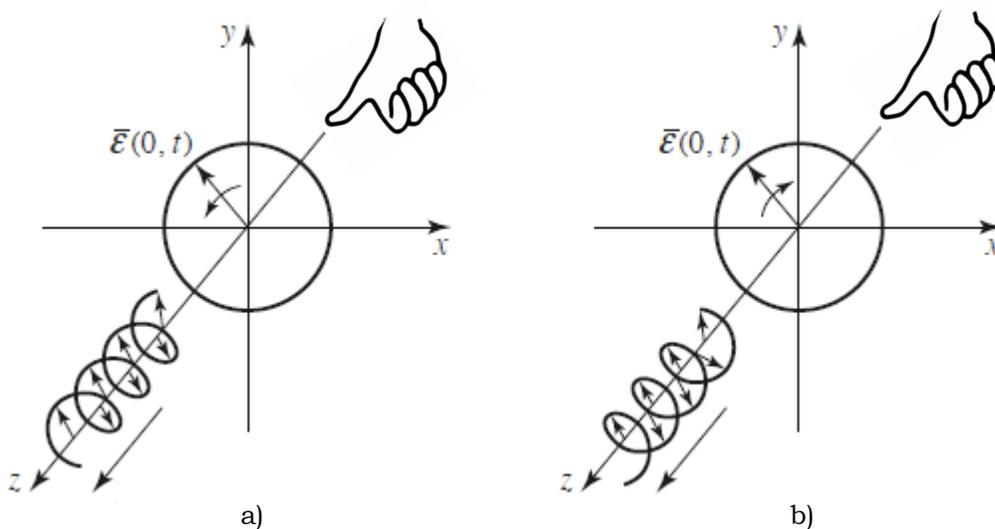
Sabemos que la función coseno cuando presenta un adelanto en su fase de  $\pi/2$  puede ser representada como la función seno, entonces la ecuación (1.20) es vista como

$$\bar{E}(z, t) = E_0[\hat{x} \cos(\omega t) + \hat{y} \sen(\omega t)] \quad (1.21)$$

Entonces, el ángulo que forma el vector del campo eléctrico respecto al eje  $y$  estará dado por:

$$\phi = \tan^{-1} \left( \frac{\sen(\omega t)}{\cos(\omega t)} \right) = \omega t$$

lo que nos muestra que el vector de campo eléctrico rota con una velocidad angular a lo largo del eje  $z$ . Para definir la orientación de la polarización circular se utiliza la regla de la mano derecha, la cual consiste en utilizar el dedo pulgar de dicha mano para señalar la dirección de la onda. Si los dedos restantes están acorde a la dirección de giro del campo electromagnético la onda presenta una polarización circular derecha (o también conocida como RHCP, *Right Hand Circular Polarization*), Fig. 1.4a). Por otro lado, si los dedos restantes van en dirección contraria al giro del campo electromagnético, la onda presenta una polarización circular izquierda (o también conocida como LHCP, *Left Hand Circular Polarization*), Fig. 1.4b).



**Fig. 1.4** Comportamiento de la onda con polarización circular: a) polarización circular derecha, b) polarización circular izquierda.

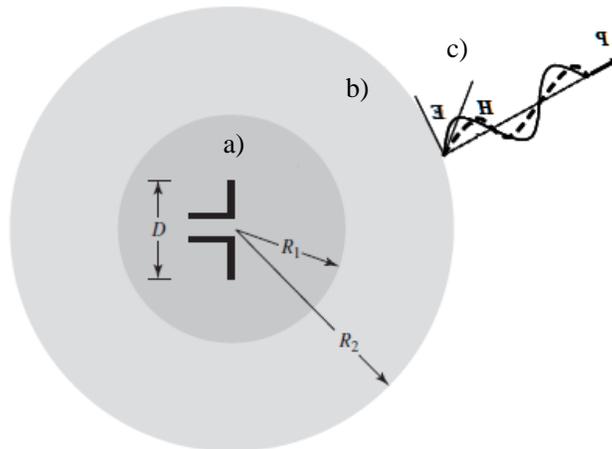
### 1.1.3 Parámetros de las Antenas

La IEEE define una antena como aquella parte de un sistema de transmisión o recepción que está diseñada para radiar o recibir ondas electromagnéticas. En el caso de la transmisión, que es donde nos concierne hablar, su objetivo es radiar señales eléctricas a ciertas distancias y hacia diferentes direcciones; por lo tanto una antena tiene diversos alcances (el qué tan lejos puede llegar la potencia de una señal) y ángulos de escaneo (diferentes direcciones en la que una antena puede radiar la potencia).

Por lo general, las antenas están situadas a cierta distancia de la fuente que emite las ondas electromagnéticas por lo que éstas deben de hacer un recorrido desde la fuente hacia la antena. Los caminos diseñados para que las ondas electromagnéticas puedan propagarse se le conocen como *líneas de transmisión*. Las líneas de transmisión deben de asegurar que no exista ninguna pérdida de potencia en las ondas electromagnéticas mientras éstas viajan para llegar finalmente a la antena. Sin embargo, en la realidad las líneas de transmisión y la antena misma generan pérdidas en la potencia en onda por lo que no se logra en su totalidad conservar la potencia original de la fuente. En los sistemas de comunicaciones la antena que transmite posee las mismas características de la antena que recibe. Con lo anterior, bastará con diseñar solo una vez la antena, es decir, que cuando se tiene el concepto de una antena no es necesario especificar si es para transmisión o recepción ya que ésta cumple la función para ambos objetivos. Para conocer el comportamiento de una antena es necesario conocer cuatro parámetros importantes: *patrón de radiación, directividad, ganancia y polarización*.

#### 1.1.3.1 Patrón de Radiación

Cuando una antena radia las ondas electromagnéticas, no es instantánea la aparición de una onda plana una vez que las ondas electromagnéticas salen de la antena. Las ondas electromagnéticas sufren una transición conforme se van alejando de ésta hasta que en cierta distancia adquieren el comportamiento y forma de una onda plana. A las regiones espaciales en donde la onda se propaga hasta llegar a convertirse en una onda plana se le conocen como



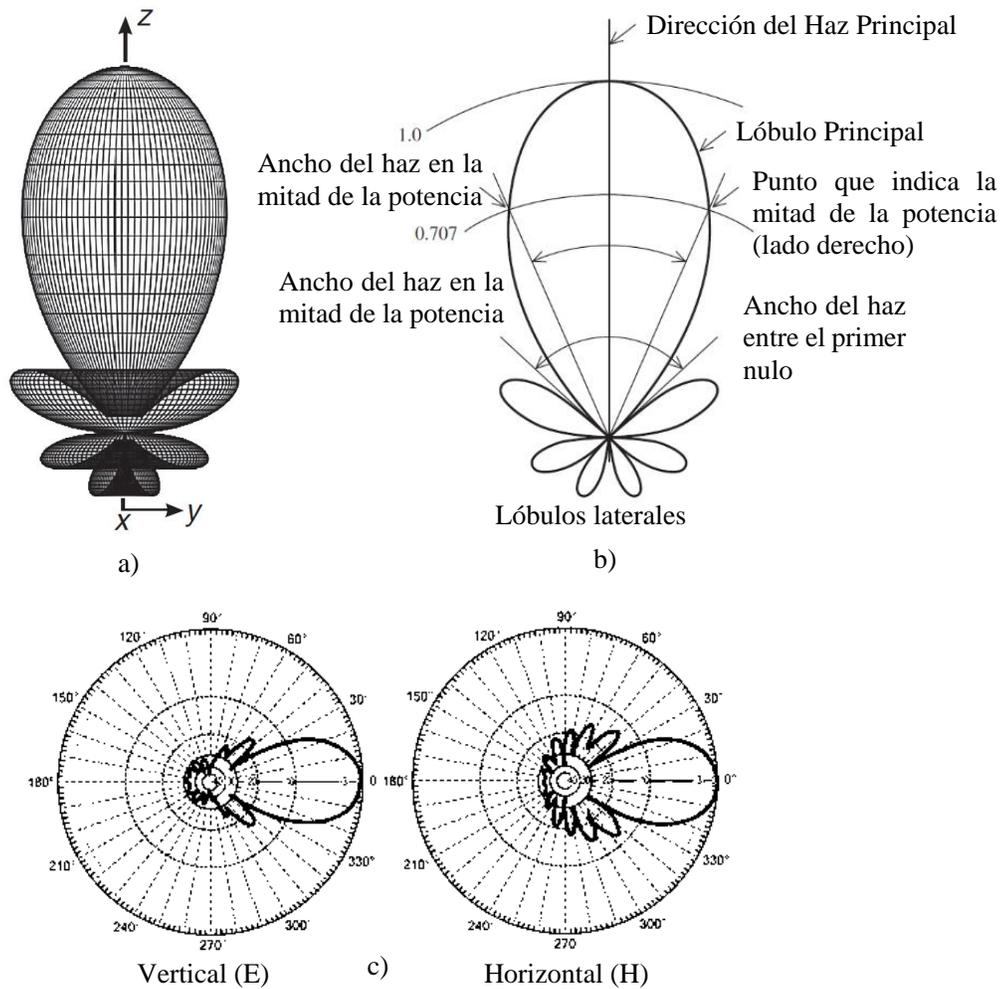
**Fig. 1.5** Regiones de campo de una antena: a) región del campo cercano, b) región del campo intermedio y c) región del campo lejano.

*regiones del campo* las cuales son tres: región campo cercano, región del campo intermedio y región del campo lejano.

La *región del campo cercano* (Fig. 1.5 a)) es definida como aquella porción inmediata del campo alrededor de la antena en donde predominan los campos reactivos [4]. Consideremos  $D$  la longitud física de la antena<sup>2</sup> y a  $\lambda$  como la longitud de onda de operación de la antena; la distancia  $R_1$  en donde se encuentra la frontera del campo cercano estaría dada por

$$R_1 = 0.62\sqrt{D^3/\lambda}$$

Después de cruzar la frontera  $R_1$  se encuentra la *región del campo intermedio* o también conocido como la *región de Fresnel* (Fig. 1.5 b)). Esta región se caracteriza por el hecho de que en los campos de radiación dominan los campos reactivos además de que la distribución



**Fig. 1.6** Representación del patrón de radiación de una antena en su forma polar: a) descripción de los lóbulos del patrón y b) gráfica polar vertical y c) gráfica polar horizontal.

<sup>2</sup>  $D$  debe de ser mucho más larga comparada con la longitud de onda ( $D \gg \lambda$ ).

angular de este campo radiado es dependiente de la distancia desde la antena [5]. La frontera de esta región  $R_2$  se puede encontrar de la siguiente manera

$$R_1 = 2D^2/\lambda$$

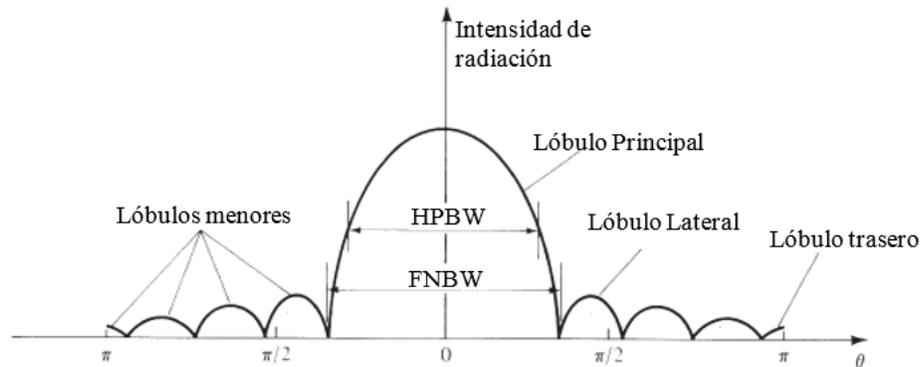
Atravesando la frontera del campo intermedio se encuentra la *región del campo lejano* o también conocida como la *región de Fraunhofer* (Fig. 1.5 c)) la cual se caracteriza porque la distribución angular de este campo radiado es independiente de la distancia de la antena. En esta zona los campos  $\vec{E}$  y  $\vec{H}$  son perpendiculares entre sí y a la dirección en la cual se propagan. Se puede decir que en la región del campo lejano está donde existe la onda plana como la hemos descrito anteriormente.

Con lo anterior, se define como el *patrón de radiación* como la representación gráfica (2D o 3D) del campo lejano en la cual se muestra las direcciones en las que la antena radia la mayor intensidad de potencia<sup>3</sup>. Existen tres tipos de representaciones para describir el patrón de radiación; dos en 2D y una en 3D, las cuales nos indicarán la intensidad de potencia (en dB, en Volts o de manera lineal) versus una unidad espacial (que generalmente es en grados).

La gráfica en 3D mostrada en la Fig. 1.6a) nos brinda una completa perspectiva del comportamiento espacial del patrón de radiación de una antena. Sin embargo, para algunas aplicaciones puede ser difícil de obtenerlas pues es necesario el uso de programas de simulación, en cambio, las gráficas en 2D se logran fácilmente a partir de las mediciones de la intensidad de radiación de la antena. La gráfica polar, mostrada en la Fig. 1.6b) y 1.6c), se puede entender como el resultado de hacer dos cortes transversales del patrón en 3D, uno en el plano  $xz$  (conocido como *plano E* o *gráfica polar vertical*) y otro en el plano  $yz$  (o también llamado *plano H* o *gráfica polar horizontal*). La gráfica lineal mostrada en la Fig. 1.7 se puede considerar como si se hiciera un despliegue de la gráfica polar, en donde se grafica la intensidad de radiación versus  $\theta$ . Además es de gran utilidad para hacer comparaciones de patrones de diferentes antenas o para observar la aparición de lóbulos gratinados (de los cuales se explicará más adelante). Debido a que no todas las ondas llegan al mismo tiempo y en fase al campo lejano, en algunos puntos del espacio las ondas llegarán en fase creando lóbulos en el patrón de radiación y en otros puntos llegarán en contrafase haciendo que se anulen entre ellas. Los lóbulos representan la dirección en donde se radia la mayor cantidad de potencia. Como podemos ver en la Fig. 1.6b) el patrón de radiación presenta interesantes lóbulos: se le llama *haz principal* o *lóbulo principal* a la dirección en la que se radia la mayor potencia de la onda y los *lóbulos laterales* son todos aquellos que son menores al lóbulo principal. Dentro de los lóbulos laterales algunos autores pueden identificar como *lóbulos secundarios* a aquellos que están a lado inmediato del lóbulo principal y *lóbulos menores* a todos los restantes. Además, se puede presentar el caso de existir un *lóbulo trasero*, el cual se ubicado exactamente en la dirección contraria al lóbulo principal.

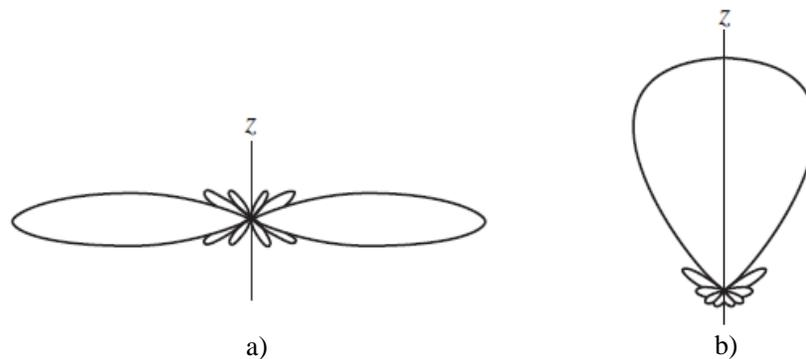
---

<sup>3</sup> Hay que aclarar que una antena radia prácticamente en todas las direcciones pero con diferente intensidad.



**Fig. 1.7** Patrón de radiación de una antena en su forma lineal.

Las antenas se pueden clasificar por la dirección en el que el patrón de radiación es producido. Se considera una antena *isotrópica* a aquella que produce radiación de la misma intensidad en todas las direcciones y, aunque ésta no existe, sólo es una idealización, es de gran utilidad para hacer comparaciones entre los patrones de las otras antenas. Una antena *broadside* es aquella que produce un patrón normal al plano contenido en la antena y una antena *endfire* es aquella en el que el patrón de radiación está contenido en el plano de ésta. Si consideremos una corriente de línea que se propaga a lo largo del eje  $z$ , en un patrón *broadside* la dirección de propagación estaría dada en  $\theta=90^\circ$  y uno *endfire* se propagaría en  $\theta=0^\circ$  y  $\theta=180^\circ$ , tal y como se muestra en la Fig. 1.8.



**Fig. 1.8** Clasificación de una antena por la dirección de su patrón de radiación: a) endfire, b) broadside.

### 1.1.3.2. Ganancia y Directividad

Para poder hacer una clasificación entre las antenas es necesario que estas sean comparadas una respecto a otra, y para poder hacer esta comparación se debe de establecer un criterio. Como se mencionó anteriormente una forma de comparar las antenas es por medio del patrón de radiación así que se recurre a usar el patrón de una antena isotrópica como la referencia de comparación entre las antenas. Aunque este patrón no existe (considerado como una abstracción) es usado comúnmente para caracterizar a las antenas.

La función de directividad  $D(\theta, \varphi)$ , es definida como la relación de la potencia radiada por una antena en cierta dirección entre con la potencia radiada promedio [6]. Sabemos que la potencia que radia una antena isotrópica en cierta dirección será igual a la potencia que radia en cualquier otra dirección la cual es  $P_t/4\pi$  donde  $P_t$  es la potencia total transmitida por la antena isotrópica. De esta manera,

$$D(\theta, \varphi) = \frac{P(\theta, \varphi)}{P_t/4\pi} \quad (1.22)$$

donde  $P(\theta, \varphi)$  es la potencia transmitida de la antena en una dirección dada por  $(\theta, \varphi)$ , por lo que la *directividad*  $D$  se define como el máximo de la función de directividad:

$$D = \max[D(\theta, \varphi)] \quad (1.23)$$

Cuando una antena es usada en un sistema se debe de buscar que la potencia de entrada sea igual a la potencia radiada. Parecida la función de directividad, la función de ganancia es definida como

$$G(\theta, \varphi) = \frac{P(\theta, \varphi)}{P_{in}/4\pi} \quad (1.24)$$

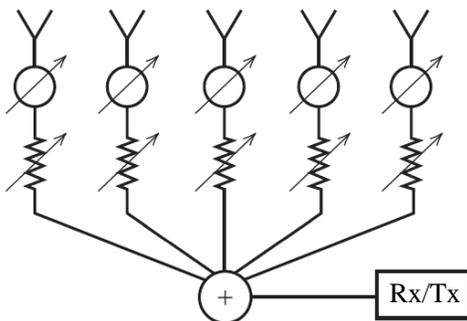
donde  $P_{in}$  es la potencia de entrada de la antena. La ganancia es definida entonces como el máximo de la función de ganancia, es decir

$$G = \max[G(\theta, \varphi)] \quad (1.25)$$

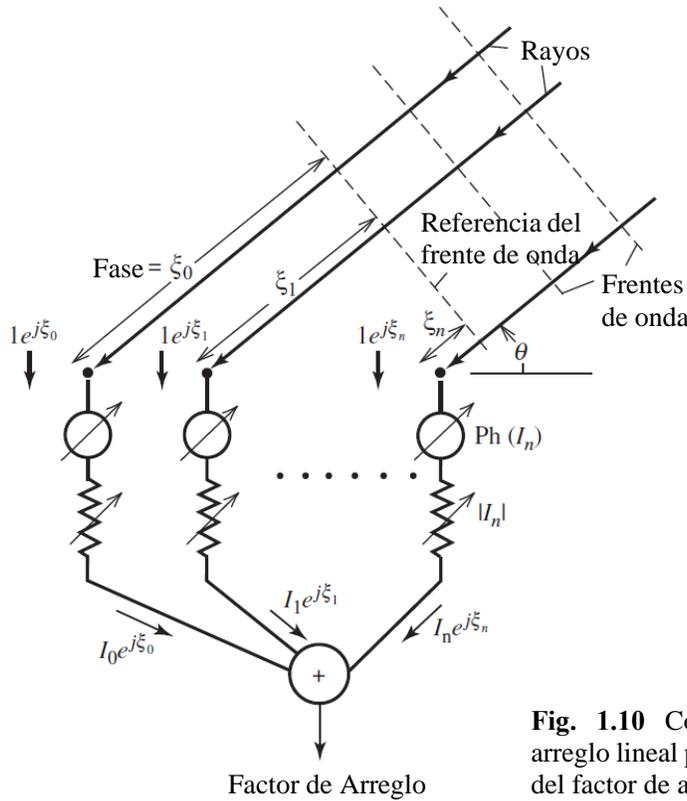
### 1.1.4 Factor de Arreglo en las Antenas

#### 1.1.4.1 Factor de Arreglo Lineal

Se considera un *arreglo lineal* a una configuración de antenas montadas en línea separadas a cierta distancia una respecto a la otra, tal y como se muestra en la Fig.1.9. Los arreglos lineales se caracterizan al tener control en el patrón de radiación el plano  $\theta$ . El patrón del arreglo puede ser representado por el producto de dos cantidades: el patrón del elemento y el factor de arreglo. El patrón del elemento significa el comportamiento de radiación de un elemento individual y el factor de arreglo significa el efecto mismo del arreglo, incluyendo la arquitectura del arreglo y las excitaciones relativas de los elementos. Para conocer el factor de arreglo consideremos un esquema parecido al de la Fig. 1.9 pero ahora remplazaremos las antenas por fuentes isotrópicas respetando su periodicidad (distancia entre antenas) lo cual



**Fig. 1.9** Representación común de un arreglo lineal, en donde cada elemento es conformado, visto de arriba hacia abajo, por una antena, un desplazador de fase y una resistencia variable que representa la carga del sistema.

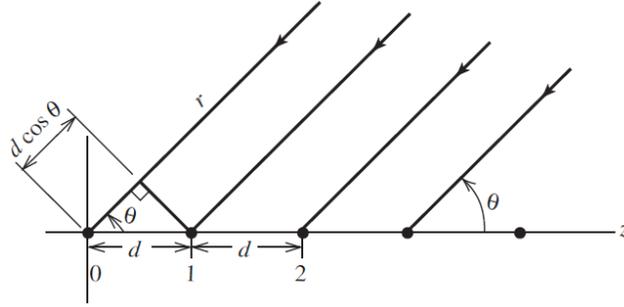


**Fig. 1.10** Configuración de un arreglo lineal para la interpretación del factor de arreglo.

se puede observar en la Fig. 1.10. Como se mencionó anteriormente, una antena puede ser considerada como un elemento para la transmisión o la recepción, para nuestro caso se explicará el factor de arreglo para el caso de la recepción. Consideremos un plano de onda que llega al arreglo con cierta inclinación  $\theta$  respecto al plano donde se encuentra montado el arreglo. Debido a esta inclinación, el frente de onda llegará de manera diferente a cada elemento, es decir, existirá un retardo en la fase  $\xi_n$  de la onda para cada elemento en el arreglo produciendo una excitación diferente con amplitud uniforme  $1e^{-j\xi_n}$  para cada uno de ellos. El factor de arreglo es entonces la suma de cada excitación provocada en cada elemento del arreglo ( $e^{-j\xi_0}, e^{-j\xi_1}, \dots, e^{-j\xi_n}$ ) afectado por la amplitud y cambio de fase representado por corrientes complejas ( $I_0, I_1, \dots, I_n$ ) introducidas por la línea de transmisión conectada en cada elemento. Entonces el factor de arreglo se conformaría de la siguiente manera:

$$FA = I_0e^{-j\xi_0} + I_1e^{-j\xi_1} + \dots + I_n e^{-j\xi_n} \quad (1.26)$$

Consideremos ahora un arreglo lineal el cual tiene un espaciado uniforme  $d$  entre los elementos a lo largo del eje  $z$  (Fig. 1.11) y que el elemento 0 en el origen es aquel en el cual la onda llegará sin retardo alguno. Sabiendo de antemano que la fase  $\xi_n$  depende totalmente de  $\theta$ , la onda incidente llegará al primer elemento atrasada  $d\cos\theta$ , al segundo elemento  $2d\cos\theta$ , al tercer elemento  $3d\cos\theta$  y así sucesivamente. Entonces, la fase en el primer elemento estará dada por  $\xi_1 = kdcos\theta$ . Haciendo estos ajustes en la ecuación (1.26) el factor de arreglo se convierte en



**Fig. 1.11** Representación de un arreglo lineal con una distancia constante entre sus elementos.

$$FA = I_0 + I_1 e^{-jkdcos\theta} + I_2 e^{-jk2dcos\theta} + \dots = \sum_{n=0}^{N-1} I_n e^{-jkn dcos\theta} \quad (1.27)$$

Para el caso de la transmisión, si la corriente tiene una progresión de fase lineal (es decir, que la fase entre los elementos es la misma), podemos separar la fase explícitamente como

$$I_n = A_n e^{-jn\alpha} \quad (1.28)$$

donde el elemento  $n+1$  induce la fase del  $n$ -ésimo elemento por  $\alpha$ . De ésta manera, la ecuación (1.27) queda escrita como

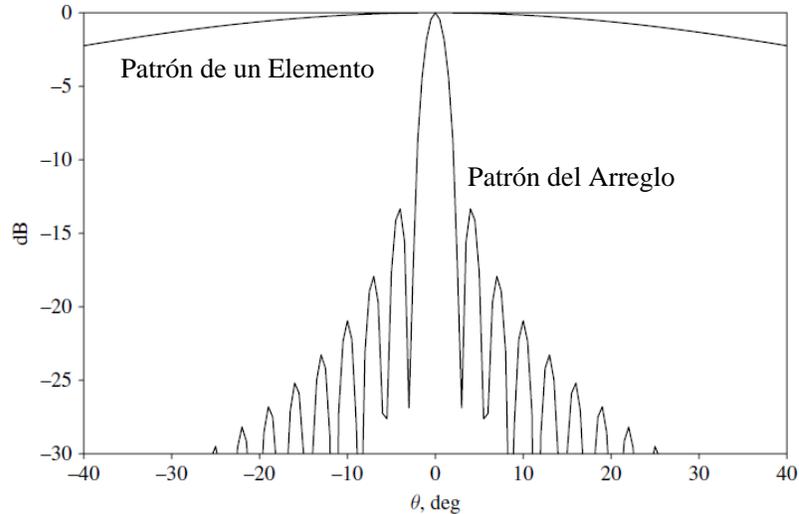
$$FA = \sum_{n=0}^{N-1} A_n e^{-jn(kndcos\theta + \alpha)} \quad (1.29)$$

y haciendo un cambio de variable donde  $\psi = kndcos\theta + \alpha$ , la ecuación (1.28) se transforma en

$$FA = \sum_{n=0}^{N-1} A_n e^{-jn\psi} \quad (1.30)$$

El factor de arreglo obtenido en la ecuación (1.30) asume que todos los elementos del arreglo radian por igual lo cual realmente no ocurre, ya que la forma de radiar varía entre cada elemento debido a que el patrón de cierto elemento en el arreglo será afectado por los patrones de los elementos vecinos. Sin embargo, asumir que los elementos radian de manera igual es en cierto grado razonable ya que en algunas regiones del campo estas variaciones no afectan considerablemente.

En la Fig. 1.12 se ilustra el patrón de radiación de un arreglo y el patrón de radiación de un elemento. El ejemplo mostrado es para un arreglo lineal de 20 elementos, en donde se observa que al tener más elementos en el arreglo se aumenta la directividad del mismo; el haz principal se irá estrechando mientras más elementos contenga el arreglo. El total de lóbulos en el patrón del arreglo será  $N-1$ , donde  $N$  es el número de elementos en el arreglo.



**Fig. 1.12** Representación de un arreglo lineal de 20 elementos con un espaciado constante.

### Lóbulos Gratinados

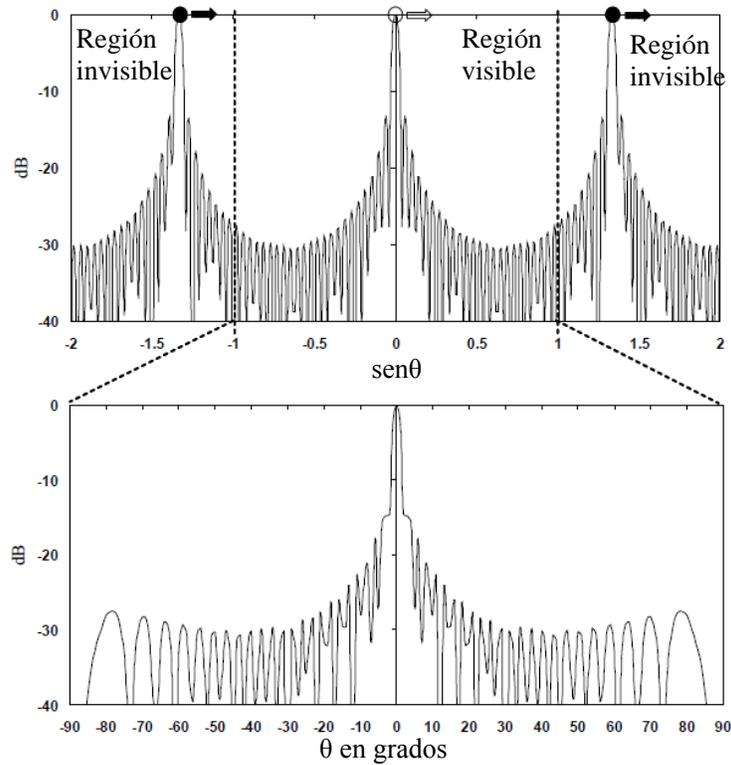
Un arreglo, ya sea lineal o plano, puede tener varios lóbulos de intensidad comparable con la del haz principal<sup>4</sup> dentro de su región visible, conocidos como *lóbulos gratinados*. Estos lóbulos no son deseados debido a que siempre buscamos que la máxima potencia sea radiada hacia una cierta dirección y la aparición de éstos significará pérdida de potencia en una dirección indeseada. Los lóbulos gratinados se producen cuando el espaciado entre los elementos es relativamente grande comparado con  $\lambda$ . Si  $d \geq \lambda$  las ondas producidas por cada elemento se sumarán en fase en el campo lejano en un ángulo diferente al del haz principal y de esta manera producirán un lóbulo de gran magnitud hacia otra dirección. En el espacio  $\theta$ , los lóbulos gratinados pueden ser encontrados usando la siguiente expresión

$$\frac{d}{\lambda} = \frac{n}{\text{sen}\theta_{GL} - \text{sen}\theta_0} \quad (1.31)$$

donde  $\theta_{GL}$  representa la dirección del lóbulo gratinado,  $\theta_0$  es el máximo ángulo de escaneo del arreglo y  $n=0,1,2,\dots$  es el número de lóbulos gratinados, siendo  $n=0$  el haz principal,  $n=1$  el primer lóbulo gratinado,  $n=2$  el segundo lóbulo gratinado y así sucesivamente.

Se le llama *región visible* a aquella región espacial perteneciente a  $-90^\circ < \theta < 90^\circ$ , es decir en el espacio  $-1 < \text{sen}\theta < 1$ . Los lóbulos gratinados provienen de la *región invisible* que es cuando  $\theta$  toma ángulos complejos, la cual está expresada como  $-1 > \text{sen}\theta > 1$ . De esta manera, el patrón de radiación de una antena puede ser expresado de manera abstracta en la región  $-\infty < \text{sen}\theta < \infty$ . Debido a que nuestra frontera de la región visible se encuentra en  $\theta = \pm 90^\circ$ , los lóbulos gratinados aparecerán justo cuando  $\theta_{GL} = \pm 90^\circ$ . Como queremos que los lóbulos gratinados no se adentren en la región visible, una manera para solucionar este

<sup>4</sup>No se debe de confundir un lóbulo gratinado con cualquiera de los lóbulos laterales; los lóbulos laterales siempre serán de muchísimo menor magnitud que el haz principal. Podemos decir que el lóbulo gratinado es la repetición de haz principal en algún punto dentro de la región visible o región invisible.



**Fig. 1.13** Representación de un arreglo lineal de 32, con  $d=3\lambda/4$  y  $\theta=0^\circ$ : a) región  $\text{sen}\theta$  la cual muestra los lóbulos gratinados y el haz principal y b) el patrón real en la región visible.

problema es al considerar  $\theta_0 = 90^\circ$ . Entonces, considerando  $n=1$  y sustituyendo las condiciones anteriores en la ecuación (1.31) obtenemos que

$$d \leq \frac{\lambda}{2}$$

lo que significa que el espaciado máximo entre los elementos debe de ser menor que media longitud de onda. En la Fig. 1.13 se representa un arreglo de 32 elementos, con  $d=3\lambda/4$  y con  $\theta=0^\circ$ ; la fecha blanca indica que cuando se empieza a hacer un escaneo en  $\theta$  el patrón se empezará a mover hacia la derecha al igual que los lóbulos gratinados existentes en la región invisible, representados por los flechas de color negro. Cuando se hace un escaneo de  $\theta > 60^\circ$ , el lóbulo gratinado de la izquierda entra en la región visible mientras que el haz principal sale de ésta.

#### 1.1.4.2 Factor de Arreglo Plano

Un *arreglo plano* puede ser visto como la agrupación de varios arreglos lineales puestos de manera paralela uno del otro. Un arreglo plano es capaz de direccionar el haz principal en las coordenadas  $\theta$  y  $\varphi$ , a diferencia del arreglo lineal el cual solo puede hacer un escaneo en la dirección  $\theta$ . Para obtener el factor de arreglo consideremos que los elementos dentro de nuestro arreglo recaen en el plano  $xy$  y están separados de manera uniforme a lo largo del eje  $x$  y del eje  $y$ , con una distancia entre los elementos  $dx$  y  $dy$  respectivamente. Para facilitar los

cálculos consideremos que los elementos del arreglo se encuentran de manera rectangular cuya configuración es llamada *malla rectangular*<sup>5</sup> y que nuestro arreglo es de dimensión  $m \times n$  ( $m$  elementos a lo largo del eje  $x$  y  $n$  elementos a lo largo del eje  $y$ ). De esta manera, nuestro arreglo queda representado en la Fig. 1.14. Para cualquier dirección en el hemisferio las direcciones de escaneo están representadas como

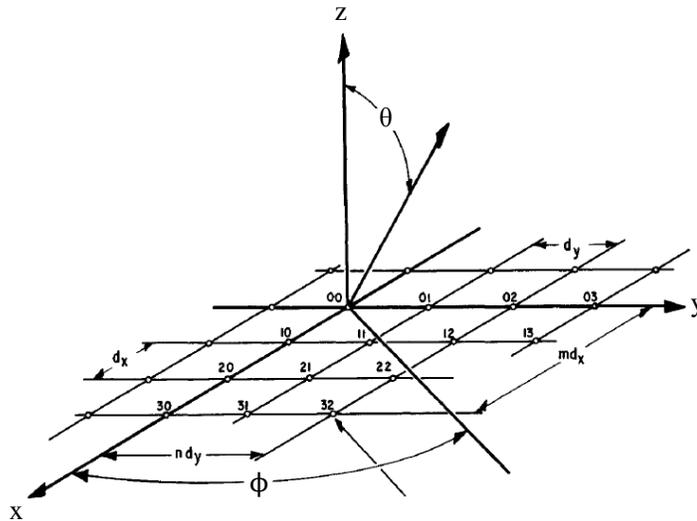
$$\cos a_{xs} = \sin\theta \cos\phi \quad (1.32a)$$

$$\cos a_{ys} = \sin\theta \sin\phi \quad (1.32b)$$

donde  $\cos a_{xs}$  y  $\cos a_{ys}$  representan las direcciones de escaneo, las cuales pueden ser visualizadas en la Fig. 1.15. El plano de escaneo es definido por el ángulo  $\phi$  el cual es calculado de la siguiente forma

$$\phi = \arctan \frac{\cos a_{ys}}{\cos a_{xs}} \quad (1.33)$$

El ángulo de escaneo  $\theta$  es determinado por la distancia del punto de coordenadas ( $\cos a_{xs}$ ,  $\cos$



**Fig. 1.14** Representación de un arreglo plano con una distribución de elementos rectangular  $m \times n$ .

$a_{ys}$ ) al origen, que usando geometría básica sería igual al  $\sin\theta$ . Debido a lo anterior, una representación de éste tipo se le conoce como *espacio  $\sin\theta$* . Una característica del espacio  $\sin\theta$  es que la forma del patrón de una antena es invariante a la dirección de escaneo; mientras el haz está escaneando, cada punto en el espacio es trasladado en la misma dirección y a la misma distancia del haz principal [7]. De la misma forma en la que en un arreglo lineal se tenía una región visible e invisible la tendrá un arreglo plano pero ahora estas regiones

<sup>5</sup> Con la disposición de los elementos en el arreglo se pueden obtener diferentes características de escaneo lo cual se estudiará más adelante. Hay que aclarar que la malla rectangular no es la única disposición si no que existen otras más, pero para un análisis general el utilizar la malla rectangular es suficiente.

están situadas en dos dimensiones; la región visible de nuestro arreglo plano estará delimitada por

$$\cos^2 a_x + \cos^2 a_y \leq 1$$

cuya representación es un círculo unitario el cual se puede observar en la Fig. 1.14. La región sobrante diferente al círculo unitario será nuestra región imaginaria, en donde se encontrarán los lóbulos gratinados. Aunque nada de potencia es radiada hacia el espacio imaginario, el concepto es útil para observar el movimiento de los lóbulos gratinados mientras el arreglo escanea. Además, el patrón en el espacio imaginario representa energía almacenada y contribuye a la impedancia en el arreglo [7].

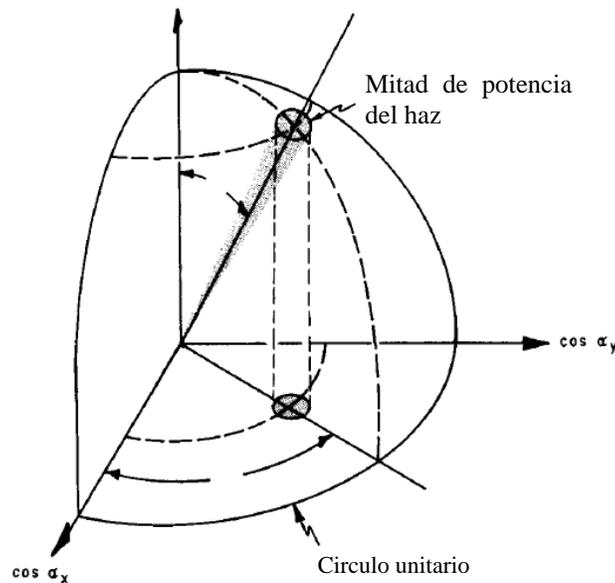
En este sistema los elementos en el arreglo tendrán un desfaseamiento total que es el resultado de las contribuciones del cambio de fase en la dirección de  $x$  y en la dirección de  $y$ , el cual es representado de la siguiente manera

$$\psi_{mn} = mkd_x \cos a_{xs} + mkd_y \cos a_{ys} \quad (1.34)$$

El factor de arreglo se puede obtener como la suma de las contribuciones de cada elemento representada por vectores en cada punto en el espacio, por lo que el factor de arreglo para un arreglo de  $m \times n$  con una malla rectangular quedaría representado de la siguiente forma

$$FA(\cos a_{xs}, \cos a_{ys}) = \sum_{m=0}^{m-1} \sum_{n=0}^{n-1} |A_{mn}| e^{j[mkd_x(\cos a_x - \cos a_{xs}) + nkd_y(\cos a_y - \cos a_{ys})]} \quad (1.35)$$

donde  $|A_{mn}|$  representa la magnitud de cada elemento que por lo general es igual en todos.



**Fig. 1.15** Representación de un arreglo plano con una distribución de elementos rectangular  $m \times n$ .

## 1.2 TEORÍA DE MODOS FLOQUET

Estudiar la forma en que radia un arreglo plano no resulta tan fácil como lo es para un arreglo lineal, e inclusive éste último también representa una complejidad. Uno de los métodos más poderosos y útiles que existen para el análisis de radiación de un arreglo tanto lineal como plano es el empleo de la Teoría Floquet. La Teoría Floquet (ya sea en un arreglo plano o lineal) considera que el arreglo está constituido por un número infinito de elementos que se extienden a lo largo del arreglo y que los elementos en el arreglo tienen la misma impedancia. Lo anterior permite simplificar en gran medida el análisis matemático para la obtención del patrón de radiación, el cual es obtenido con mucha precisión. Además, es posible obtener el desempeño de un arreglo con exactitud y los efectos de acoplamiento mutuo entre los elementos pueden ser determinados fácilmente. En esta sección se conocerán las expresiones esenciales de para encontrar los Modos Floquet en un Arreglo Plano<sup>6</sup>.

### 1.2.1 Modos Floquet en Dos Dimensiones

Consideremos un arreglo plano que se extiende a lo largo del plano  $xy$  con un ángulo de malla  $\gamma$ , donde sus elementos presentan una separación en el eje  $x$  y en el eje  $y$  dada por  $a$  y  $b$  respectivamente, tal y como se muestra en la Fig. 1.16. El cambio de fase entre sus elementos está determinado por

$$k_{xmn} = \frac{2m\pi}{a} \quad (1.36a)$$

$$k_{ymn} = \frac{2n\pi}{b} - \frac{2m\pi}{a \tan \gamma} \quad (1.36b)$$

donde  $k_{xmn}$  y  $k_{ymn}$  representan el cambio de fase a lo largo del eje  $x$  y el eje  $y$  respectivamente. Los términos  $(m, n)$  están asociados con los modos Floquet  $TM_{mn}$  y  $TE_{mn}$ . Así como los modos TE y TM presentan cada uno un modo dominante (de los cuales se

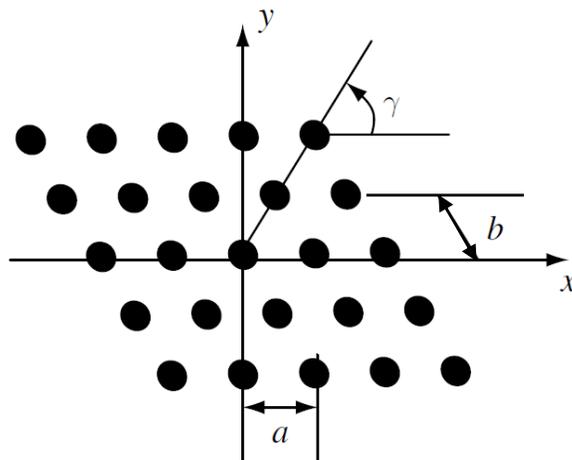


Fig. 1.16 Estructura para un arreglo con una malla generalizada.

<sup>6</sup> Para demostraciones más detalladas se recomienda consultar a Arun K. Bhattacharyya en [8].

hablará más adelante), los Modos Floquet también lo presentan, el cual se obtiene cuando  $m = n = 0$ . Es posible conocer hacia qué dirección radia el modo Floquet  $(m, n)$  en coordenadas esféricas  $(\theta_{mn}, \phi_{mn})$ , el cual está determinado por el siguiente conjunto de ecuaciones

$$k_{xmn} = k_0 \sin \theta_{mn} \cos \phi_{mn} \quad (1.37a)$$

$$k_{ymn} = k_0 \sin \theta_{mn} \sin \phi_{mn} \quad (1.37b)$$

donde  $k_0$  es el número de onda. Para que un Modo Floquet sea capaz de propagarse en una onda plana debe de cumplir la condición en la que se establece que

$$k_{xmn}^2 + k_{ymn}^2 \leq k_0^2 \quad (1.38)$$

Para un arreglo plano, la ubicación de los lóbulos gratinados depende totalmente del tipo de geometría en la que los elementos se encuentran distribuidos, es decir, el ángulo de malla  $\gamma$ . Entonces podemos deducir que para solucionar el problema de los lóbulos gratinados se tendrá que buscar cierta geometría que permita solo la existencia del haz principal dentro de la región visible. Como se comentó anteriormente, no solamente la malla rectangular es la única disposición entre los elementos de un arreglo, si no que existen diferentes tipos de mallas que nos permiten obtener diversos comportamientos en el escaneo. Las mallas más importantes son la *malla cuadrada* y la *malla triangular equilateral* (también conocida como *malla triangular isósceles*).

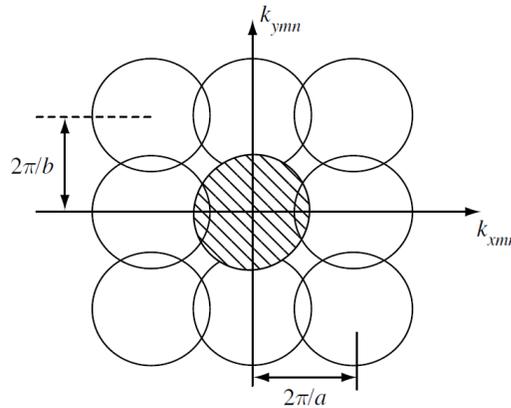
### 1.2.1.1 Malla Cuadrada

Para una malla rectangular  $\gamma = 90^\circ$ , entonces el par de ecuaciones (1.36) se transforman en

$$k_{xmn} = \frac{2m\pi}{a} \quad (1.39a)$$

$$k_{ymn} = \frac{2n\pi}{b} \quad (1.39b)$$

Sustituyendo las ecuaciones anteriores en las ecuaciones (1.37) se obtiene que



**Fig. 1.17** Modos Floquet en una malla rectangular.

$$\left(k_{xmn} - \frac{2m\pi}{a}\right)^2 + \left(k_{ymn} - \frac{2n\pi}{b}\right)^2 = k_0^2 \sin^2 \theta_0 \leq k_0^2 \quad (1.40)$$

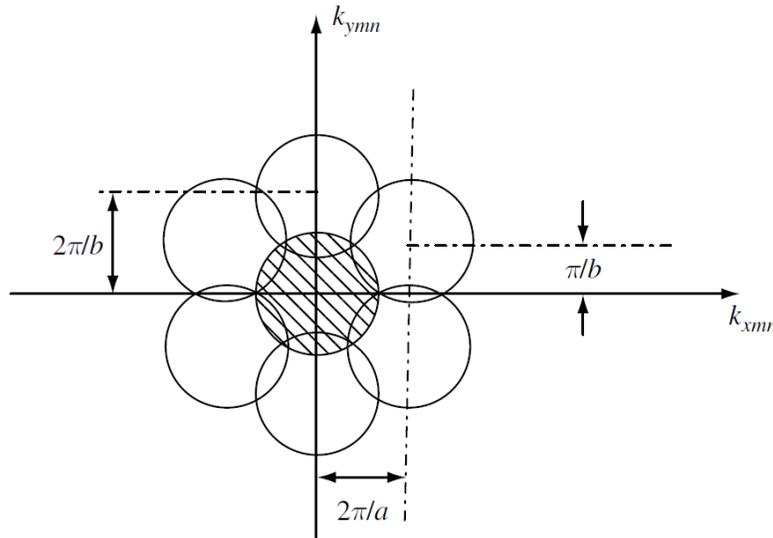
La ecuación anterior representa un conjunto de círculos de radio  $k_0$  con centro en  $(2m\pi/a, 2n\pi/b)$  los cuales representan la localización de los modos Floquet capaces de propagarse y son mostrados en la Fig. 1.17. El círculo sombreado representa al modo dominante  $(0,0)$ , el cual contiene la región visible. Los modos de alto orden se convierten en lóbulos gratinados cuando el punto  $(k_{xmn}, k_{ymn})$  recae en la región del círculo del modo dominante; esto se logra cuando los círculos de un modo de alto orden intersectan al círculo del modo dominante. Como se ha mencionado en el capítulo 1, el que existan o no lóbulos gratinados en un arreglo depende de la aplicación de éste pero para la mayoría de los casos esto no es conveniente. Como se muestra en la Figura 1.17, para que los círculos no se intersecten entre sí es necesario que  $k_0 \leq \pi/b$  y que  $k_0 \leq \pi/a$ , es decir, las dimensiones del elemento en el arreglo deben de ser  $a = b \leq \lambda/2$ , donde  $\lambda$  es la longitud de onda. Sin embargo, para asegurar en su totalidad que no existirán lóbulos gratinados dentro de la región de escaneo,  $a$  y  $b$  deben de cumplir que

$$a = b = \frac{\lambda}{1 + \sin \theta_{max}} \quad (1.41)$$

donde  $\theta_{max}$  es el máximo ángulo de escaneo del arreglo<sup>7</sup>.

### 1.2.1.2 Malla Triangular Equilateral

Se puede considera a la *malla triangular equilateral* como aquella distribución geométrica entre los elementos la cual tiene la forma de un triángulo equilátero (Fig. 1.18). En una malla



**Fig. 1.18** Modos Floquet en una malla triangular equilateral.

<sup>7</sup> El ángulo de escaneo se mide desde el eje normal referido al plano donde se encuentra el arreglo hacia la izquierda o a la derecha, tomando como referencia que éste es de valor negativo o positivo respectivamente.

triangular equilateral se cumple que  $\tan \gamma = 2b/a$ . Sustituyendo lo anterior en el par de ecuaciones (1.36) se obtiene que

$$k_{xmn} = \frac{2m\pi}{a} \quad (1.42a)$$

$$k_{ymn} = \frac{(2n - m)\pi}{b} \quad (1.42b)$$

La condición para que los modos sean capaces de propagarse es

$$\left(k_{xmn} - \frac{2m\pi}{a}\right)^2 + \left(k_{ymn} - \frac{(2n - m)\pi}{b}\right)^2 \leq k_0^2 \quad (1.43)$$

En la Fig. 1.18 se muestran los modos asociados con los círculos obtenidos de la ecuación anterior. Las condiciones de una malla triangular equilateral son que  $\tan \gamma = 2b/a$  y que  $\gamma = 60^\circ$ , de lo cual se obtiene la siguiente una relación entre  $a$  y  $b$

$$\frac{b}{a} = \frac{\sqrt{3}}{2} \quad (1.44)$$

Si  $b$  tiene un tamaño el cual es calculado por la ecuación (1.41), la condición del valor de  $a$  para que no existan lóbulos gratinados es establecido por la relación (1.44), la cual está dada por

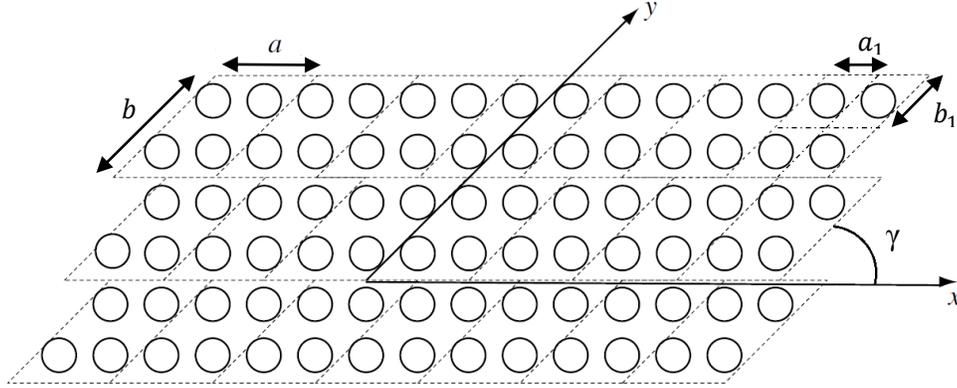
$$a = \frac{2\lambda}{\sqrt{3}(1 + \sin \theta_{max})} = \frac{1.55\lambda}{1 + \sin \theta_{max}} \quad (1.45)$$

Comparando las ecuaciones (1.41) y (1.45) se puede observar que para lograr los mismos ángulos de escaneo, usar una malla triangular equilateral requiere aproximadamente un espaciado entre los elementos 15% más largo que para una malla cuadrangular. Además la malla triangular requerirá 15% menos elementos para lograr el ángulo de escaneo deseado comparado con una malla cuadrada.

### 1.2.2 Arreglos de subarreglos

Anteriormente hemos considerado al arreglo plano como aquella superficie que está constituida por elementos los cuales tienen las mismas características de radiación. Ahora consideremos un arreglo el cual está constituido por grupos de elementos. Los grupos que conforman al arreglo son iguales entre sí pero al seleccionar a un grupo (cualquiera que éste sea) nos podremos percatar que los elementos que lo componen presentan diferente fase entre sí. El grupo de elementos que constituye al arreglo se le conoce como *subarreglo*.

Consideremos un arreglo plano formado por subarreglos, los cuales se extienden en el plano  $xy$  como se muestra en la Fig. 1.19. Para este caso, el subarreglo está constituido por cuatro elementos, donde las líneas punteadas en la figura delimitan las fronteras de éste. Como se ha visto en la sección anterior, para caracterizar a un arreglo es necesario definir tres



**Fig. 1.19** Arreglo plano constituido por subarreglos.

parámetros esenciales  $[a, b, \gamma]$ , donde  $a \times b$  es el tamaño del subarreglo y  $\gamma$  es el ángulo de la malla. Para simplificarlo más, cada elemento en el subarreglo es caracterizado por  $[a_1, b_1, \gamma]$ , donde  $a_1 \times b_1$  es el tamaño de elemento y  $\gamma$  es el ángulo de la malla, mostrado en la Fig. 1.19 El total de elementos en el subarreglo estará determinado por  $N = ab/a_1b_1$ . Los elementos adyacentes distribuidos a lo largo del eje  $x$  y de igual forma a lo largo el eje  $y$  tendrán una diferencia de fase de  $\psi_x$  y  $\psi_y$  respectivamente, ambas menores a  $2\pi$ . Las diferencias de fases anteriores entre los elementos del subarreglo producirán un ángulo de escaneo deseado en la dirección de  $(\theta, \phi)$ . Las diferencias de fases están establecidas como

$$\psi_x = k_0 a \sin \theta \cos \phi \quad (1.46a)$$

$$\psi_y = k_0 b \sin \theta \sin \phi + \frac{k_0 b \sin \theta \cos \phi}{\tan \gamma} \quad (1.46b)$$

Los números de onda Floquet asociados a un subarreglo caracterizado por  $[a, b, \gamma]$ , son establecidos por

$$k_{xmn} = \frac{2m\pi + \psi_x}{a} \quad (1.47a)$$

$$k_{ymn} = \frac{2n\pi + \psi_y}{b} - \frac{2m\pi}{a \tan \gamma} \quad (1.47b)$$

### 1.3 LAS GUÍAS DE ONDA COMO ELEMENTOS EN LOS ARREGLOS

Las guías de onda son los elementos más viejos en cuanto a la ingeniería de microondas e indudablemente los mejores para el manejo de alta potencia debido a que en ellas es casi nula la pérdida de potencia. Por esta razón, siguen siendo elementos importantes para la construcción de radares y diversas tecnologías de ondas milimétricas. Además, las guías de onda se mantienen vigentes y a la vanguardia en la ingeniería de microondas pues no se han desarrollado elementos tales que permitan el manejo de potencias comparadas a las guías de onda. Sin embargo, debido a que las guías de onda son muy voluminosas las hace incompatible con tecnología de circuitos impresos y además su fabricación es muy cara (en

comparación con otros elementos), convirtiéndose éstas en una mala opción para aquellos sistemas que disponen de espacios reducidos.

Las *guías de onda* son líneas de transmisión con forma de tubos metálicos vacíos con un corte transversal rectangular o circular, cuyas características geométricas son estándares establecidos. Debido a su grosor y geometría de construcción, son elementos capaces de manejar muy altas potencias, además de que las pérdidas en las guías de onda son mínimas y se reflejan como calor en las paredes de éstas. Las guías de onda son capaces de propagar varios modos que surgen del resultado de las ecuaciones de Maxwell los cuales son dependientes de la frecuencia. Debido a su geometría, las guías de onda presentan un comportamiento parecido al filtro paso altas, permitiendo solo la propagación de las ondas a determinada frecuencia. A la frecuencia mínima de propagación se le llama *frecuencia de corte* y a las frecuencias que no son capaces de propagarse se les llama *frecuencias evanescentes*. El modo al que pertenece a la frecuencia de corte se le llama *modo dominante* y los modos pertenecientes a las frecuencias evanescentes se les llama *modos evanescentes*.

### 1.3.1 Características de la Guía de Onda Rectangular

Una guía de onda rectangular es una línea de transmisión con forma tubo vacío con un corte transversal rectangular. Consideremos una guía de onda rectangular colocada horizontalmente en el plano  $xz$ , con una permitividad  $\epsilon$  y una permeabilidad  $\mu$ , con altura  $b$  y un ancho  $a$ , tal y como se muestra en la Fig 1.20. En una guía de onda rectangular solo es posible la propagación de los modos TE y TM, los modos TEM no se encuentran presentes ya que no hay un dieléctrico involucrado.

#### 1.3.1.1 Modos TE.

En los modos TE se cumple que  $E_z = 0$  y  $H_z \neq 0$ . Haciendo un análisis detallado a partir de las ecuaciones de Maxwell y aplicando condiciones de frontera, el cual es explicado en [3], se encuentra que la constante de propagación está dada por

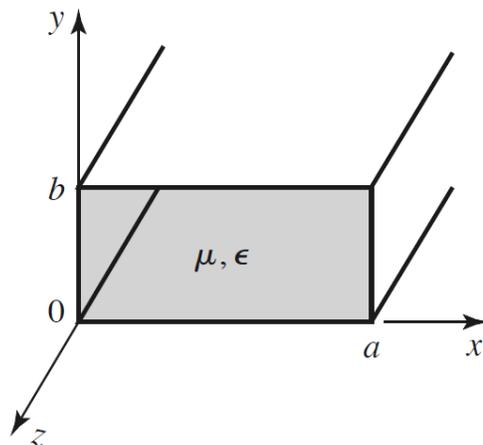
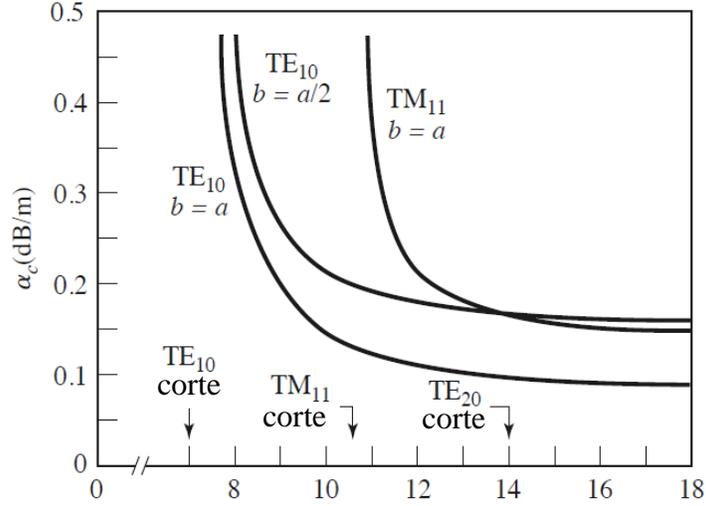


Fig. 1.20 Geometría de la Guía de onda Rectangular.



**Fig. 1.21** Comportamiento de los modos TE y TM en una guía de onda rectangular, donde  $a=2$  cm.

$$\beta_{mn} = \sqrt{k^2 + k_c^2} = \sqrt{k^2 - \left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 - \left(\frac{n\pi}{a}\right)^2} \quad (1.48)$$

donde  $k_c$  representa el número de onda de corte,  $m, n = 0, 1, 2, \dots$  representan los subíndices de los modos  $TE_{mn}$  que se propagan en el medio (por ejemplo  $TE_{00}$ ,  $TE_{01}$ , etc.). Un modo será propagado si  $\beta$  es real, si es imaginaria será un modo evanescente. Para cada modo  $TE_{mn}$  se tiene la frecuencia de corte la cual es calculada como

$$f_{cmn} = \frac{k_c}{2\pi\sqrt{\mu\epsilon}} = \frac{1}{2\pi\sqrt{\mu\epsilon}} \sqrt{\left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{a}\right)^2} \quad (1.49)$$

En una guía de onda rectangular el modo dominante es el  $TE_{10}$  ( $m=0, n=0$ ). La impedancia de la onda en un modo TE es la siguiente

$$Z_{TE} = \frac{E_x}{H_y} = \frac{k\eta}{\beta} \quad (1.50)$$

siendo  $\eta = \sqrt{\mu/\epsilon}$  la impedancia intrínseca del medio.

### 1.3.1.2 Modos TM.

Un modo TM es aquel en que se cumple que  $E_z \neq 0$  y  $H_z = 0$ . La constante de propagación y la frecuencia de corte en los modos TM es igual a la de los modos TE, a diferencia de la impedancia de onda que está dada por

$$Z_{TE} = \frac{E_x}{H_y} = \frac{\beta\eta}{k} \quad (1.51)$$

El primer modo TM que se empieza a propagar (también conocido como el modo del más bajo orden) es el TM<sub>11</sub>. En la Fig. 1.21 se muestra una gráfica de la atenuación versus la frecuencia de los modos TE y TM para una guía de onda rectangular con  $a=2.0$  cm.

### 1.3.2 Características de la Guía de onda Circular

Una guía de onda circular es una línea de transmisión en forma de un tubo vacío con un corte transversal circular, caracterizada por un radio interno  $a$  como se observa en la Fig. 1.22. Al igual que la guía de onda rectangular, las medidas del radio  $a$  también están establecidas como estándares. Además, la guía de onda circular sólo es capaz de propagar los modos TE y TM.

#### 1.3.2.1 Modos TE.

Para el análisis de la guía de onda circular haremos uso de coordenadas cilíndricas, considerando que el centro de la guía de onda circular está en el origen de las coordenadas. A partir de un análisis detallado, demostrado en [3], se obtiene que el número de onda de corte para una guía de onda circular está establecido por

$$k_{c_{mn}} = \frac{P'_{nm}}{a} \quad (1.52)$$

la cual depende de una variable  $P'_{nm}$  que surge como solución a las ecuaciones de Bessel, donde  $P'_{nm}$  tiene valores ya establecidos los cuales algunos de ellos están enlistados en la Tabla 1.1. La constante de propagación en el modo TE<sub>mn</sub> es

$$\beta_{mn} = \sqrt{k^2 + k_c^2} = \sqrt{k^2 - \left(\frac{P'_{nm}}{a}\right)^2} \quad (1.53)$$

y la frecuencia de corte es establecida por

$$f_{c_{mn}} = \frac{k_c}{2\pi\sqrt{\mu\epsilon}} = \frac{P'_{nm}}{2\pi a\sqrt{\mu\epsilon}} \quad (1.54)$$

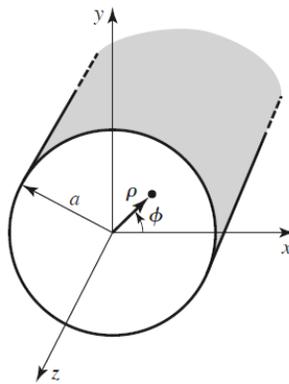


Fig. 1.22 Geometría de la Guía de Onda Circular.

**Tabla 1.1** Valores de  $P'_{mn}$  paros los modos  $TE_{mn}$  en la guía de onda circular.

$n$	$P'_{n1}$	$P'_{n2}$	$P'_{n3}$
0	3.832	7.016	10.174
1	1.841	5.331	8.536
2	3.054	6.706	9.970

con una impedancia característica de

$$Z_{TE} = \frac{E_{\rho}}{H_{\phi}} = \frac{k\eta}{\beta} \tag{1.55}$$

El modo dominante en la guía de onda circular es el  $TE_{11}$ .

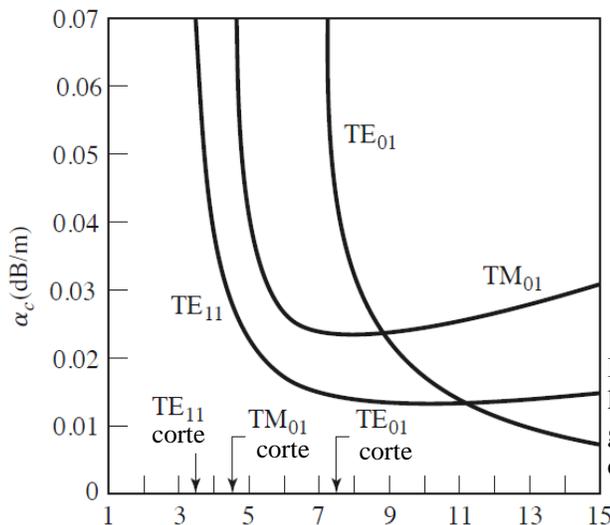
### 1.3.2.2 Modos $TM$ .

Los modos  $TM$ , al igual que los modos  $TE$ , presentan un comportamiento similar en el número de onda de corte, la constante de propagación y la frecuencia de corte. La única diferencia en este tipo de modos es que ahora la variable es  $p_{nm}$ , siendo esta la solución de las ecuaciones de Bessel para éste tipo de modos, la cual también tiene valores establecidos donde algunos de ellos se observan en la Tabla 1.2. La impedancia característica que está dada por

$$Z_{TE} = \frac{E_{\rho}}{H_{\phi}} = \frac{k\beta}{k} \tag{1.56}$$

**Tabla 1.2** Valores de  $p_{mn}$  paros los modos  $TM_{mn}$  en la guía de onda circular.

$n$	$p_{n1}$	$p_{n2}$	$p_{n3}$
0	2.405	5.520	8.654
1	3.832	7.016	10.174
2	5.135	8.417	11.620



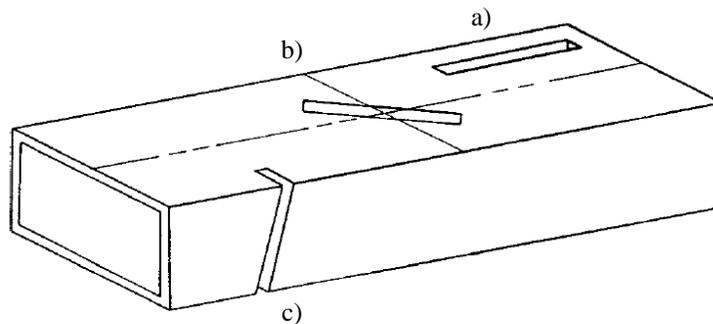
**Fig. 1.23** Comportamiento de los modos  $TE$  y  $TM$  en una guía de onda rectangular, donde  $a = 2.25$  cm.

El primer modo TM que se empieza a propagar, el modo de más bajo orden, es el  $TM_{01}$ . La Fig. 1.23 muestra la atenuación versus la frecuencia para una guía de onda circular con un radio de  $a = 2.25$  cm.

### 1.3.3 Ejemplos de Elementos Basados en Guías de Onda

Como se mencionó anteriormente, las guías de onda, además de ser usadas como líneas de transmisión, son ampliamente usadas en los arreglos de antenas por las cantidades de potencia que son capaces de manejar. Los arreglos de guías de ondas, a pesar de ser elementos pesados, tienen bajas pérdidas, un ancho de banda superior al 50% y una degradación de escaneo gradual. El acoplamiento de impedancia en el *broadside* usualmente no es difícil porque la impedancia de una guía de onda sin carga es cercana a la impedancia del espacio libre [1]. Los arreglos de guía de onda por lo general suelen trabajar con un solo modo incidente y además de ser considerados como elementos radiadores también pueden ser utilizados como desplazadores de fase (de los cuales se hablará más adelante).

Con las guías de onda rectangular se pueden obtener radiadores con gran ancho de banda, baja impedancia, bajo ruido y bajas pérdidas haciendo una modificación en la estructura de ésta. Un elemento que cumple con lo anterior es llamado “guía de onda H” (también conocida como guía de onda de doble incisión, *doble-ridged waveguide*) debido a que la guía tiene una sección transversal en forma de “H”. Otra forma en donde la guía de onda rectangular es implementada como elemento radiante es en la guía de onda ranurada (*waveguide slot*). La guía de onda ranurada, como su nombre lo indica, es aquella guía de onda rectangular a la cual se le hacen delgadas ranuras rectangulares en sus paredes (Fig. 1.24) con la finalidad de provocar radiación. En la Fig. 1.23 se encuentran los tres tipos de ranuras más usadas: ranura de corto circuito, ranura en serie y ranura del tipo corto circuito, llamadas así por el circuito equivalente que producen en la guía de onda. La ranura más usada es la de corto circuito. Los arreglos de fase construidos con estos elementos nos brindan un gran ancho de banda pero pueden brindar comportamientos en el patrón de radiación indeseados.



**Fig. 1.24** Representación de una guía de onda ranurada: a) ranura de corto circuito, b) ranura en serie y c) ranura de tipo corto circuito.

## 1.4 ANTENAS DE LENTE

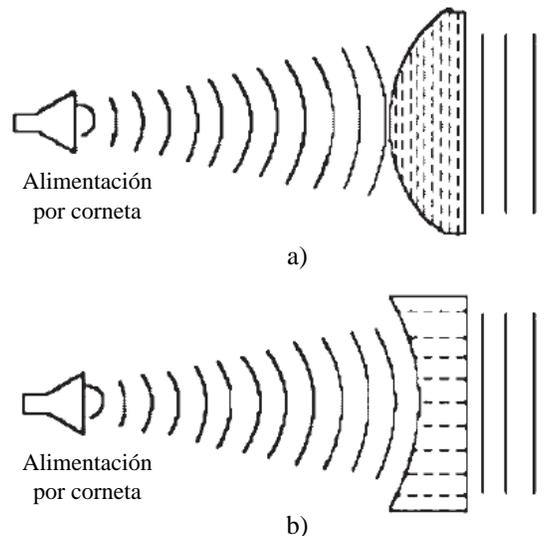
Las antenas de lente fueron muy populares cuando se empezaba a estudiar la tecnología de microondas, su diseño era voluminoso y alcanzaban frecuencias aproximadamente hasta 60

GHz. Debido a lo anterior, fueron desplazadas por las antenas reflectoras ya que éstas ofrecían aperturas más grandes, haces más directivos, la posibilidad de diferentes sectores escaneo y un buen desempeño en frecuencias más grandes. Actualmente las antenas de lente han captado de nuevo la atención de los investigadores para ser estudiadas en bandas de frecuencia de ondas milimétricas. La investigación de nuevos materiales dieléctricos con bajas pérdidas ha permitido que las antenas de lente sean más pequeñas, más delgadas y de bajo costo, asegurando buenos márgenes de tolerancia. Además, la tecnología de fabricación se ha vuelto más barata y mucho más fácil de manipular. Las alimentaciones de las antenas de lente pueden ser por medio de cornetas, parches microcinta, dipolos o por medio de arreglos de antenas.

### 1.4.1 Lentes de Microondas

Para estudiar a las antenas de lente se deben de tener en cuenta ciertas analogías en la forma en que la óptica trabaja. De manera general, se puede definir un lente en microondas como aquella superficie colimada<sup>8</sup> capaz de direccionar ondas provenientes de su alimentación (las cuales pueden presentar polarización circular o elíptica) hacia una dirección deseada en forma de onda plana. Los lentes se pueden clasificar en dos diferentes formas, las cuales son:

a) *Por la velocidad de fase la onda: onda rápida y onda lenta.* Esta clasificación depende del grosor del lente: si el lente tiene un gran grosor la onda tardará más en traspasar el lente (recorrerá más camino); si el lente presenta un grosor más delgado, como es de inferir, la onda tardará menos en traspasar el lente. Ejemplos de estos lentes se muestran en la Fig. 1.25.



**Fig. 1.25** Clasificación de los lentes según la velocidad de fase de su onda: a) onda lenta y b) onda rápida.

<sup>8</sup> Se le llama superficie colimada, o también conocido como colimador, a un elemento/dispositivo/placa que a partir de un haz (de luz, de electrones, etc.) divergente obtiene un "haz" paralelo. Sirve para homogeneizar las trayectorias o rayos que, emitidos por una fuente, salen en todas direcciones y obtiene un chorro de partículas o conjunto de rayos con las mismas propiedades.

b) *Por el tipo de dieléctrico: naturales o artificiales.* Los dieléctricos naturales son Lucita o Poliestireno y los materiales dieléctricos artificiales, como su nombre lo indica, son aquellos que están dopados por materiales cerámicos o metálicos, logrando valores de permitividad variados.

### **1.4.2 Materiales para Lentes**

Generalmente podemos decir que las antenas de lente están construidas de dos materiales diferentes: un conductor y un dieléctrico. Los conductores más usados son la Plata ( $\sigma = 6.14 \times 10^7 S/m$ ), el Cobre ( $\sigma = 65.8 \times 10^7 S/m$ ) y el Aluminio ( $\sigma = 3.5 \times 10^7 S/m$ ). Existen varios valores de permitividad en los dieléctricos (tanto naturales como artificiales) los cuales oscilan entre 1.2 y 13. En el dieléctrico se presenta un factor llamado tangente de pérdidas  $\tan \delta$ , la cual es una relación entre la parte imaginaria y la parte real del valor que posee el dieléctrico. Si un dieléctrico no tiene pérdidas, entonces el valor de  $\tan \delta$  será pequeño y viceversa, si un dieléctrico contiene muchas pérdidas el valor de  $\tan \delta$  será grande. Se considera que el valor de la tangente de pérdidas es bueno cuando su magnitud tiene un orden de milésimas o menor a éste. Actualmente existen muchas empresas destinadas al diseño, mejora e innovación de materiales dieléctricos y una de ellas es *Rogers Corporation*®, la cual tiene una amplia gama de materiales dieléctricos en el mercado. *Rogers Corporation*® en cada uno de sus materiales detalla el valor de la permitividad y la tangente de pérdidas, las cuales se encuentran en su hoja de especificaciones que pueden ser consultadas a través de su página de internet<sup>9</sup>.

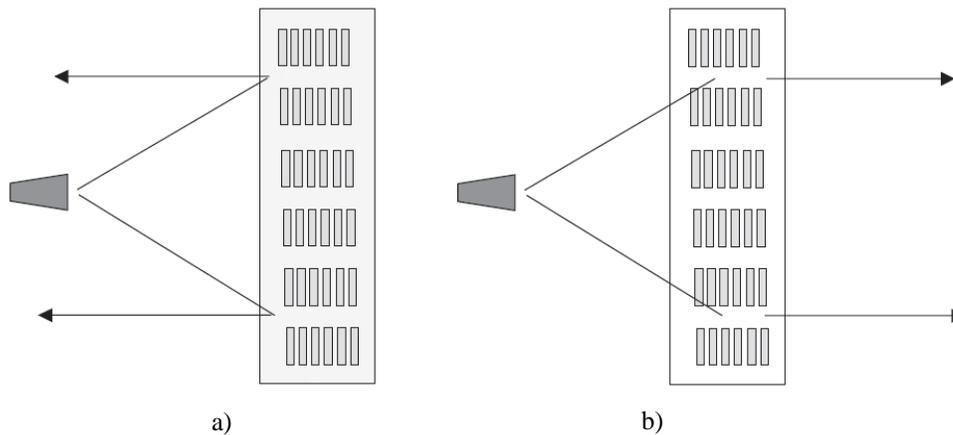
Además de estos dos materiales, actualmente se está investigando otros tipos de materiales llamados *metamateriales*. Los metamateriales son estructuras compuestas con elementos artificiales (mucho más pequeños que la longitud de onda) situados dentro de un medio portador [9]. Se ha optado por estudiar este tipo de materiales porque pueden mejorar parámetros en las antenas como la ganancia, reducción de lóbulos laterales y brindar un mayor ancho de banda. Estos materiales pueden ser diseñados con una permitividad y permeabilidad arbitraria [10]. Además, con los metamateriales se puede variar el índice de refracción permitiendo que las ondas incidentes sean refractadas hacia cierta dirección con la ventaja de lograr más variedad de ángulos de propagación. Como estos materiales pueden exhibir fase y velocidades de grupo de signo contrarios y un índice de refracción negativo, ambas características ofrecen un nuevo concepto de diseño para la alimentación de las antenas de lente [9].

### **1.4.3 Lentes Planos o Superficies Desplazadoras de Fase**

Una *superficie desplazadora de fase*, o también conocida como *lente plano*, es aquella superficie sobre la cual se encuentran posicionados elementos discretos que se comportan como colimadores, siendo capaces de refractar/reflejar las ondas incidentes provenientes de una fuente a cierta dirección deseada. Existe dos tipos de arreglos los cuales permiten este

---

<sup>9</sup> Para información más detallada consultar (visto el 15 de Marzo de 2013):  
<http://www.rogerscorp.com/index.aspx>

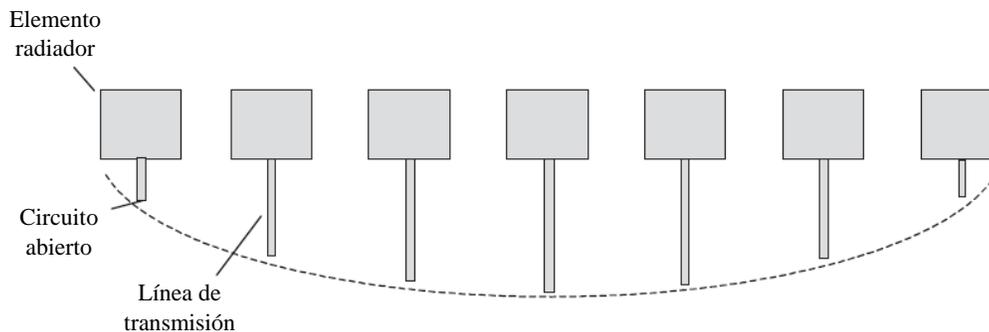


**Fig. 1.26** Superficies desplazadoras de fase: a) arreglo reflectivo y b) arreglo de lente.

comportamiento: los arreglos reflectivos y los arreglos de lente<sup>10</sup>. La diferencia de estos dos arreglos es la posición en la que se encuentra ubicada la alimentación del arreglo (Fig. 1.26).

#### 1.4.3.1 Arreglo Reflectivo

Un arreglo reflectivo es aquella placa en la que sobre su superficie se encuentran elementos distribuidos de manera discreta que al ser excitados por una onda incidente son capaces de redireccionar ésta hacia un ángulo deseado, teniendo la alimentación del arreglo en la parte frontal (Fig. 1.26a)). Elementos en los arreglos reflectivos pueden ser dipolos impresos o parches microcinta. Este tipo de respuesta al haz incidente se debe a que cada elemento en el arreglo tiene cierta fase la cual responde diferente al haz incidente. Un método común para controlar la fase de la onda reflejada es haciendo que cada elemento en el arreglo cuente con una línea de transmisión de circuito abierto de diferente longitud. Esta técnica hace que la onda incidente se retrase al viajar por la línea de transmisión más en unos elementos que en otros logrando así el desplazamiento de fase y la radiación de la onda hacia cierta dirección. Un ejemplo de este tipo de configuración que se muestra en la Fig. 1.27.



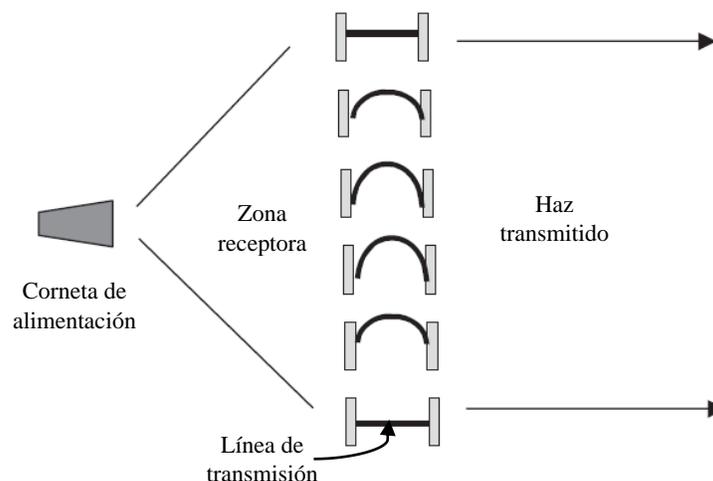
**Fig. 1.27** Reflector parabólico de parches microcinta.

<sup>10</sup> Como veremos, el arreglo de lente refractará la onda incidente, algunos también lo hacen llamar “arreglo refractivo”, “arreglo discreto” o “arreglo transmisor” pero estos términos no son muy populares.

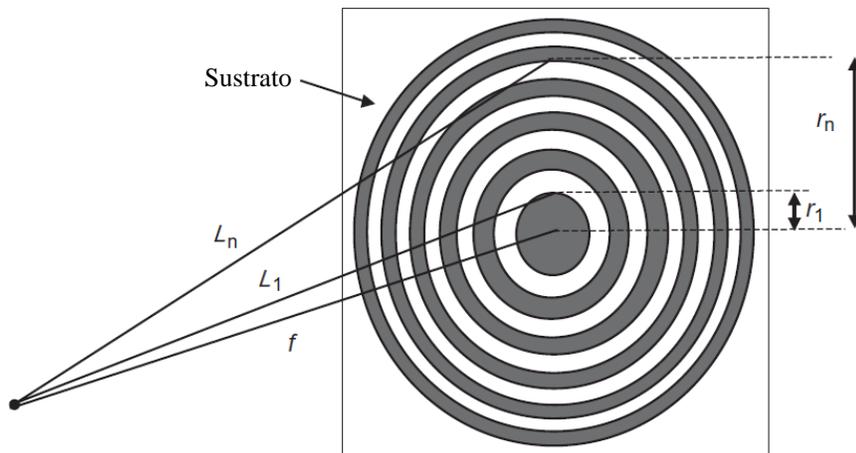
Sin embargo, los elementos microcinta presentan mucha atenuación y más si son usados como líneas de transmisión, de lograrse el objetivo, la onda emitida por el arreglo sufriría de una atenuación considerable comparada con la onda original. Además de re direccionar a la onda, los elementos pueden ser capaces de brindar largas aperturas en arreglos de dimensiones pequeñas y también pueden ser usados como polarizadores (de los cuales se hablará más adelante). Las desventajas que presentan los arreglos reflectivos (además de las desventajas particulares de los elementos utilizados en el arreglo) son el reducido ancho de banda y la distorsión de la onda propagada debido a la alimentación que se interpone al haz reflejado.

#### 1.4.3.2 Arreglo de Lente

Un arreglo de lente en vez de reflejar va a refractar la onda que incida sobre el arreglo; los arreglos reflectivos y los arreglos de lente son casi lo mismo, con la diferencia de que en los arreglos de lente la alimentación se encuentra atrás (Fig. 1.25b)). El diseño de un arreglo de lente puede incluir elementos, que por lo general, son del tipo microcinta como dipolos, parches con figuras de anillo, círculos, estrellas, microcintas ranurados, etc. Los elementos en el dipolo contienen una respuesta al haz incidente en la fase desde  $0^\circ$  hasta  $360^\circ$  los cuales permiten al haz emergente tener mayor grado de libertad en la dirección de escaneo. Actualmente existen muchos diseños sobre las antenas de lentes; unos están basados en arreglos multicapa los cuales amplían el sector de escaneo. Además, se puede utilizar la tecnología multicapa para darle más eficiencia y agilidad a la respuesta en fase de los elementos. El principio de operación consiste en tener dos arreglos idénticos los cuales cada elemento es interconectado con su simétrico por una línea de transmisión (Fig. 1.28). Al igual que el arreglo reflectivo, la longitud de línea de transmisión será de longitud variable en los elementos con la finalidad de que la onda incidente sea atrasada en unos elementos más que en otros y así tener un control más ágil en la fase de la onda. Una variante más moderna de esta particular antena es aquella que sustituye la línea de transmisión por un resonador basado en una guía de onda. Como sabemos las guías de onda se comportan como un filtro paso altas por lo que este resonador hará al arreglo selectivo en frecuencias. La diferencia de fase



**Fig. 1.28** Configuración de antena de lente de dos capas.



**Fig. 1.29** Configuración de antena de lente plano en la zona de Fresnel.

obtenida en este tipo de antena oscila entre  $0^\circ$  y  $180^\circ$ . Sin embargo, las últimas investigaciones lograron una variación de fase de  $0^\circ$  a  $360^\circ$  cambiando las propiedades de los arreglos, obteniendo una ganancia de 25.6 dBi en 35.3 GHz, con una pérdida por inserción de 3.5 dB [11].

Otro tipo de antena de lente es el “lente plano en la zona de Fresnel” (*Fresnel zone-plane lens*) el cual está configurado con anillos alternados de metal y sustrato con una diferencia de fase de  $90^\circ$  (zonas de Fresnel), el cual se muestra en la Fig. 1.29; en particular esta antena está limitada a trabajar en un sola frecuencia, pero debido a que es plana y pequeña es de gran utilidad al ser adaptada en espacios reducidos y es de fácil construcción. Una desventaja a señalar es que debido a que trabaja con zonas de Fresnel desperdicia la mitad de la potencia incidente. Una solución a esta desventaja es utilizar dos tipos de dieléctricos y hacer los anillos de diferente grosor, pero debido a los bordes en la frontera, causados por el grosor del dieléctrico, no se logra un desplazamiento de fase perfecto en los anillos de  $90^\circ$ . Sin embargo, se han mejorado los diseños utilizando las características de la superficie desplazadora de fase como la del lente de Fresnel para dar solución a la imperfección en la fase sin descuidar la potencia.

#### 1.4.4 Ventajas de las Antenas de Lente

Las antenas de lente son buenas para tener un escaneo ágil en el espacio, eliminar los lóbulos laterales, lograr una gran directividad y tener un diseño compacto. Gracias a la tecnología que se cuenta actualmente, las antenas de lente pueden ser construidas de una forma barata y práctica, sin descuidar la eficiencia pues garantizan tolerancias adecuadas. Las antenas de lente son usadas principalmente para hacer conversiones de ondas polarizadas circularmente o elípticamente en ondas planas. Haciendo una comparación con las antenas reflectoras, las antenas de lente son alimentadas por la parte de atrás evitando el problema de obstrucción que presentan las antenas reflectoras lo cual queda reflejado en la distorsión del haz.

Las desventajas que poseen las antenas de lente son las pérdidas que presentan los materiales dieléctricos y el desacoplamiento por reflexión. Como se verá más adelante, uno de los

métodos para lograr un cambio de fase es el modificar el valor de la permitividad, a mayor permitividad menor será el tamaño del elemento radiador y por ende el tamaño de la antena pero no así las pérdidas en el dieléctrico. Para mitigar las pérdidas en el dieléctrico se hace uso de materiales de bajas pérdidas como teflón, poliestireno y cuarzo, donde las pérdidas del material pueden ser reducidas a niveles imperceptibles. Soluciones para el desacoplamiento por reflexión incluyen el uso de una placa anti reflexión de lambda cuartos [9]. Además, como en otras antenas, existe el problema de variación en la ganancia debido a la frecuencia.

### **1.4.5 Aplicaciones de las Antenas de Lente**

Las antenas de lente tienen aplicación en amplios entornos, algunos de ellos se enlistan como sigue:

1. Servicio telefónico y de internet.
2. Televisión satelital.
3. Comunicaciones satelitales (USAT/VSAT).
4. Sistemas de radar anti colisión para señales activas o pasivas (alrededor de 75 GHz).
5. Identificación por Radio Frecuencia (RFID).
6. Antenas de rayo múltiple para servicios WLAN.
7. Antenas buscadoras (*seeker antennas*) para radares en el sistema guía de los misiles.

## **CONCLUSIONES**

En este capítulo se presentó un sólido conocimiento de la forma de operar de las antenas en arreglos de fase: el comportamiento de la onda plana, la forma en que operan los arreglos, los diferentes elementos que los componen y algunas tácticas con las cuales podemos optimizar su desempeño.

El conocimiento de la forma de operar de los arreglos es una de las partes fundamentales para poder desarrollar desplazadores de fase ya que éstos están limitados a partir de los requerimientos de las antenas. El ángulo de escaneo, la frecuencia de operación, la polarización de la onda a transmitir/recibir, el espacio físico proporcionado y el costo de éstos son algunas limitaciones a las cuales nos enfrentamos para realizar el diseño del arreglo. Además también nos enfrentamos a la aparición de lóbulos gratinados los cuales, como se estudió anteriormente, equivalen a una “pérdida” de potencia en una dirección indeseada. Con las limitaciones anteriores se puede determinar qué elemento logra cumplir con las características deseadas del arreglo y si no, al menos que se le parezca.

Las tendencias de los arreglos de fase es tener un control total del haz, es decir, ser capaces de direccionar el haz hacia cualquier dirección y de manera instantánea. El progreso que se ha tenido a lo largo del tiempo en este tipo de tecnología ha sido muy grande, de ahí que los arreglos tiendan a ser más pequeños y con un consumo de potencia cada vez menor. Una

característica importante en la tecnología de los arreglos es que a pesar que ésta ha mejorado y de cierta manera ha desplazado a la tecnología “vieja”, ésta última no ha dejado de ser empleada en aplicaciones modernas. Es por eso que en este capítulo se explicaron diferentes tecnologías referentes a los elementos en los arreglos que fueron desarrollados a mediados de la segunda guerra mundial pero siguen siendo parte de las aplicaciones de hoy en día.

En los arreglos es posible mejorar la forma de radiar (a pesar de todas las limitaciones mencionadas) la cual es lograda usando una configuración en la distribución de sus elementos. En este capítulo estudiamos que la distribución de los elementos triangular equilateral está por encima de las distribuciones populares que poseen los arreglos (rectangulares o cuadradas). La distribución triangular equilateral beneficia al arreglo en su costo (ya que el arreglo necesita aproximadamente 15% menos de elementos para lograr su objetivo), es más eficaz en cuanto a la eliminación de los lóbulos gratinados y además mejora el ángulo de escaneo.

Por último, al final de éste capítulo se abordó el tema de las antenas de lente las cuales son más pequeñas, de bajo costo y presentan un buen desempeño, motivo por el cual los investigadores han retomado para su estudio.

#### REFERENCIAS:

- [1] Robert J. Mailloux, *Phased Array Antenna Handbook*. Artech House, Norwood, CA, 2005.
- [2] David K. Cheng. *Fundamentals of Engineering Electromagnetics*. Prentice Hall 1993, United Kingdom, 1ª ed. p. 273.
- [3] David M. Pozar, *Microwave Engineering*, John Wiley & Sons, Hoboken, New Jersey, 2012. 4ª ed.
- [4] Constantine A. Balanis. *Modern Antenna Handbook*, John Wiley & Sons, Hoboken, New Jersey, 2008, pp. 10.
- [5] Hubregt J. Visser, *Array and Array Phased Antenna Basics*. John Wiley & Sons, Ltd. England, 2005, pp. 84.
- [6] Warren L. Stutzman y Gary A. Thiele, *Antena Theory and Design*, John Wiley & Sons, Hoboken, New Jersey, 2013. 3ª ed.
- [7] Merrill I. Skolnik, *Radar Handbook*, Mc Graw Hill, Estados Unidos, 1990. 2ª ed.
- [8] Arun K. Bhattacharyya. *Phased Array Antennas: floquet analysis, synthesis, BFNs, and active array systems*. John Wiley & Sons, Hoboken, New Jersey, 2006, 1ª ed.
- [9] John Thornton y Kao-Cheng Huang. *Modern Lens Antennas for Communications Engineering*. Wiley IEEE Press, Piscataway, New Jersey, 2013.
- [10] D. R. Smith, W. J. Padilla, D. C. Vier, S. C. Nemat-Nasser y S. Schultz. *Composite Medium with Simultaneously Negative Permeability and Permittivity*. Phys. Rev. Lett. Vol. 84, No. 18, Mayo 2000. pp. 4184-4187.
- [11] A. Abbaspour-Tamijani, K. Saranbandi y G. M. Rebeiz. A Millimeter-Wave Bandpass Filter-Lens Array. IET Microw. Antennas Propag. Vol. 1, No. 2, Abril 2007. pp. 288-395.

# Desplazadores de Fase

---

**A**nteriormente se ha comentado que el patrón de radiación de los arreglos (sean lineales o planos) depende de la fase de sus elementos. Este hecho permite que el patrón de radiación pueda lograr mayores ángulos de escaneo y además brinda al patrón de radiación una movilidad espacial. Actualmente se ha optado por investigar aquellos arreglos que tengan elementos con fase variables instantáneos para lograr patrones dinámicos. Cuando se definió el esquema de un arreglo (Fig. 1.8) cada elemento constaba de un desplazador de fase, lo cual resulta muy caro además que es una limitante para aquellos casos donde el arreglo es ubicado en lugares reducidos y añadirle desplazadores de fase sería imposible. Por ejemplo, aquellos radares que se encuentran en la nariz de un avión o en la nariz de un misil.

Un *desplazador de fase* (*phase shifter*) es aquel elemento que provoca un cambio de fase en la salida de la onda respecto a su entrada. Los primeros dispositivos en lograr controlar la fase fueron las guías de onda con placas de ferrita pero poco a poco fueron apareciendo los dispositivos formados por diodos, después la tecnología de transistores y actualmente la tecnología de MEMS. Muchos de los desplazadores de fase son dispositivos analógicos dentro de los cuales la diferencia de fase entre los estados es una función del voltaje, de la longitud del pulso o de algún otro parámetro analógico [1]. Algunos de los desplazadores de

fase digitales cuentan con un número reducido de bits, en los cuales cada bit tiene asignado un estado de fase diseñado en la frecuencia central para brindar un incremento de fase (si se desea) de  $360^\circ/2^n$  para  $1 \leq n \leq N$ , donde  $N$  es el total de bits.

## 2.1 MÉTODOS PARA CAMBIAR LA FASE

Antes de empezar a estudiar los desplazadores de fase es necesario conocer cómo actúan. El problema de cambiar la fase de la onda puede ser solucionado de varias maneras y por ende los desplazadores de fase presentan diferentes formas de operación. Consideremos la representación de la parte positiva de una onda que es propagada en un medio con pérdidas, la cual es

$$E = A^+ e^{-j\omega t} \quad (2.1)$$

Si desarrollamos el término exponencial la ecuación (2.1) cambia a

$$E = A^+ [\cos(\omega t) - j \sin(\omega t)] \quad (2.2)$$

La onda  $E$  variará respecto a la parte real de la ecuación (2.2), entonces

$$E = A^+ \cos(\omega t) \quad (2.3)$$

donde el argumento del coseno en la ecuación (2.3) se le conoce como la *fase de la onda*  $\psi$ , siendo  $\omega = 2\pi f$  la velocidad angular y  $t$  el tiempo. El tiempo puede ser visto como  $t = l/C$ , donde  $l$  es la distancia y  $C$  es la velocidad de la señal<sup>1</sup>. Además podemos expresar la velocidad como  $C = 1/\sqrt{\mu\epsilon}$ . Sustituyendo estas dos relaciones en el argumento del coseno de la ecuación (2.3), la fase de la onda se puede representar de la siguiente manera

$$\psi = 2\pi f l \sqrt{\mu\epsilon} \quad (2.4)$$

La ecuación (2.4) nos muestra que la fase de la onda depende de cuatro parámetros que al ser alterados es posible lograr un cambio en dicha fase, los cuales son:

- Cambiar la fase variando la *frecuencia*.
- Cambiar la fase variando la *longitud*.
- Cambiar la fase variando la *permeabilidad*.
- Cambiar la fase variando la *permitividad*.

En las siguientes secciones se hablará de manera breve de estos cuatro casos.

### 2.1.1 Cambiando la Frecuencia

El desplazamiento de la fase variando la frecuencia, o también conocido como *escaneo en frecuencia*, se logra a partir de arreglos en los cuales las alimentaciones de los elementos se encuentran en serie y los elementos están distribuidos uniformemente a lo largo del arreglo, como se muestra en la Fig. 2.1. Otra manera de visualizar este cambio fase es por medio de

---

<sup>1</sup> Que en el vacío es igual a la velocidad de la luz,  $C = 3 \times 10^8$  m/s.

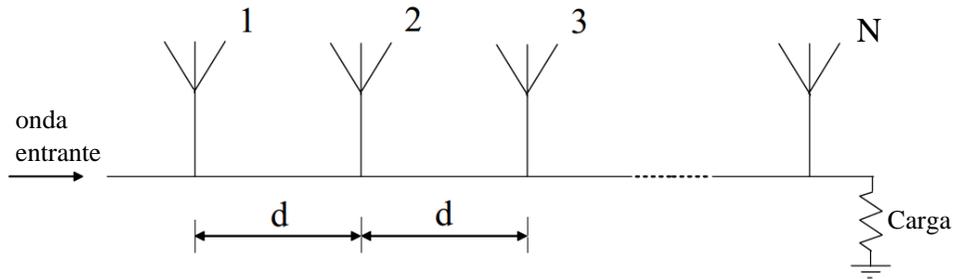


Fig. 2.1 Arreglo lineal de N elementos, separados por una distancia d uniforme.

la longitud eléctrica. Si sustituimos  $f = C/\lambda$ ,  $C = 1/\sqrt{\mu\epsilon}$  y  $\beta = 2\pi/\lambda$  en la ecuación (2.4) se obtiene como resultado

$$\psi = \beta l \quad (2.5)$$

La ecuación (2.5) nos muestra que cuando la frecuencia cambia es posible variar la fase de manera lineal. Para explicar lo anterior recurramos a la Fig. 2.1 en donde se muestra que la onda entrante debe de viajar determinada distancia física para llegar a cada elemento en el arreglo. Cada distancia física tiene asociada una longitud eléctrica diferente que dependiendo de la frecuencia será larga o corta. Si las longitudes físicas de las líneas de alimentación son escogidas para la frecuencia central, el haz del arreglo es direccionado al *broadside* ( $\theta=90^\circ$ ) [2]. Incrementando o disminuyendo los valores de la frecuencia es posible obtener ángulos más grandes y ángulos más pequeños que el *broadside* respectivamente.

### 2.1.2 Cambiando la Longitud

El cambio de fase variando la longitud actualmente se logra con switches digitales. El funcionamiento de un switch digital (Fig. 2.2) consiste en seleccionar electrónicamente un segmento de línea de transmisión el cual será agregado a la longitud que tiene por diseño el elemento en el arreglo. Para el ejemplo de la Fig. 2.2 muestra un switch de 4 bits el cual contiene cuatro longitudes de línea estándar, los cuales son  $\lambda/2$ ,  $\lambda/4$ ,  $\lambda/8$  y  $\lambda/16$  que su equivalencia en grados es de  $180^\circ$ ,  $90^\circ$ ,  $45^\circ$  y  $22.5^\circ$  respectivamente. Sin embargo, se pueden

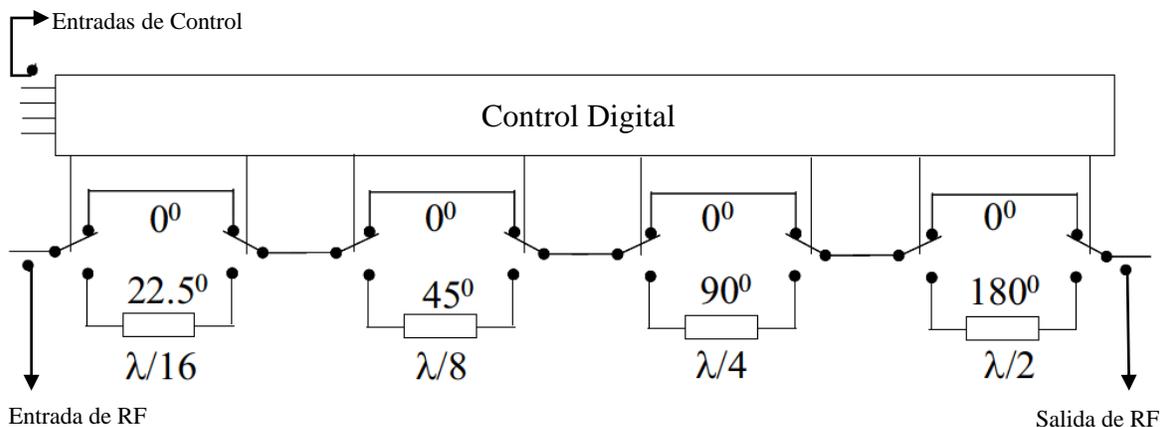


Fig. 2.2 Switch desplazador de fase digital de 4 bits.

diseñar secciones en el switch que provoquen un mayor o menor cambio en la fase, lo cual depende de la aplicación y de la tecnología seleccionada.

### **2.1.3 Cambiando la Permitividad**

Un método para cambiar la fase variando la permitividad es usando una descarga gaseosa, o plasma, donde la constante del dieléctrico es cambiada debido a la variación de corriente a través del dispositivo provocando el cambio la fase de la onda.

### **2.1.4 Cambiando la Permeabilidad**

Un método para cambiar la fase variando la permeabilidad es al utilizar materiales ferromagnéticos. Los materiales ferromagnéticos son materiales para los cuales la permeabilidad está en función del campo eléctrico aplicado en el material [2]. Los desplazadores de fase en donde se varía la permeabilidad se explicarán más adelante.

## **2.2 DESPLAZADORES DE FASE DE FERRITA**

Sin duda alguna los desplazadores de fase de ferrita son los más populares como elementos que componen a los arreglos de antenas ya que, además de ser los pioneros en su ramo, son capaces de operar con altas potencias. Algunos de ellos manejan potencias de cientos de watts en la banda S y C. En la mayoría de los casos los desplazadores de ferrita son relativamente pesados y voluminosos comparados con otros tipos de desplazadores de fase como los que están basados en diodos PIN o MEMS. Esto deja a los desplazadores de fase de ferrita como una opción importante para sistemas de radares en tierra y también para sistemas de comunicaciones basados en lentes [1]. Sin embargo, este tipo de desplazadores de fase son poco apropiados para sistemas de radar espaciales o para largos arreglos de antenas de radar para aeronaves. Una característica de los desplazadores de fase de ferrita es que para lograr un cambio en la fase en la onda es necesario aplicar una cantidad de potencia al dispositivo. Al dispositivo que cambia de fase<sup>2</sup> cada vez que cierta cantidad de potencia es aplicada se le conoce como dispositivo de conmutación (*latching device*).

Algunos dispositivos de microondas son recíprocos, es decir, la respuesta del dispositivo no depende de la dirección en la cual la onda es aplicada. Lo anterior se logra porque los materiales con los que están hechos los dispositivos son *isotrópicos*. Los desplazadores de fase de ferrita, como su nombre lo indica, están constituidos por ferritas (materiales ferrimagnéticos). Las ferritas son materiales parecidos a la cerámica con resistividades específicas que pueden ser tan altas como  $10^{14}$  (más grandes que la que poseen los metales) y con constantes dieléctricas que van aproximadamente desde 10 hasta 15 (o incluso más grandes). Los materiales ferrimagnéticos son compuestos con los cuales se pueden lograr comportamientos anisotrópicos en frecuencias de microondas. La presencia de la *anisotropía*

---

<sup>2</sup> Cada vez que hay un cambio en la fase se considera que hubo un cambio de estado: puede ser que el dispositivo cambie a un estado diferente o que se regrese/mantenga en su estado original. Por ejemplo, hay dispositivos que por default cambian la fase de la onda a  $90^\circ$  y cuando se le aplica un disparo de potencia puede que, dependiendo del diseño del dispositivo, se haga un cambio de fase de  $180^\circ$  o que se mantenga en  $90^\circ$ .

(lo opuesto de la isotropía) en un material implica que las propiedades (tales como temperatura, elasticidad, velocidad de propagación, etc.) varían dependiendo de la dirección en que son analizados los materiales. La anisotropía en una ferrita es inducida mediante la aplicación de un campo de polarización magnética el cual provoca que los dipolos magnéticos se alineen en el material. Lo anterior es muy importante para las señales de microondas ya que éstas pueden ser controladas mediante un ajuste en la fuerza del campo de polarización, principio con el cual dispositivos tales como desplazadores de fase, switches, resonadores sintonizables y filtros operan.

### 2.2.1 Desplazador de Fase Reggia-Spencer

El desplazador de fase *Reggia-Spencer* es uno de los primeros y más básicos referentes a la tecnología de ferrita. Básicamente está constituido por una guía de onda (circular o rectangular) rodeada por un solenoide, en la que por dentro se encuentra una barra de ferrita, como se muestra en la Fig. 2.3. El método de operación consiste en hacer pasar una corriente variable a través del solenoide, la cual provoca que se induzca un campo magnético en la guía de onda y a su vez éste cambia el valor de la permeabilidad de la ferrita, logrando así un cambio de fase. Cuando la corriente varía continuamente se dice que el desplazador de fase es *análogo*. La magnitud en el cambio de fase depende del largo de la barra de ferrita. Una barra de ferrita cuenta con un bit; se pueden hacer configuraciones de más de un bit y de diferente longitud. El ejemplo de la Fig. 2.3 es un desplazador de fase de un bit.

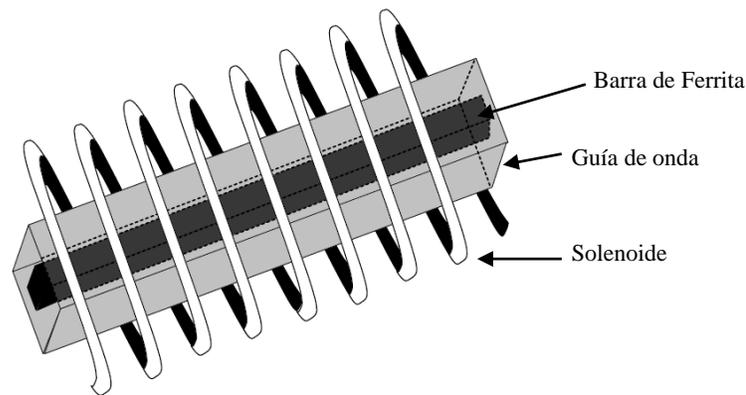
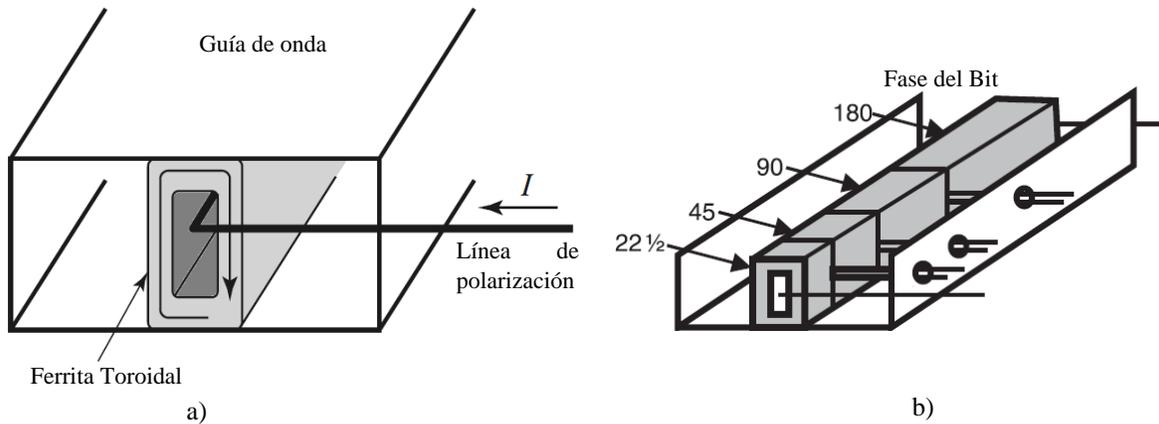


Fig. 2.3 Desplazador de Fase de Ferrita Reggia-Spencer.

### 2.2.2 Desplazador de Fase de Ferrita Toroidal No Recíproco

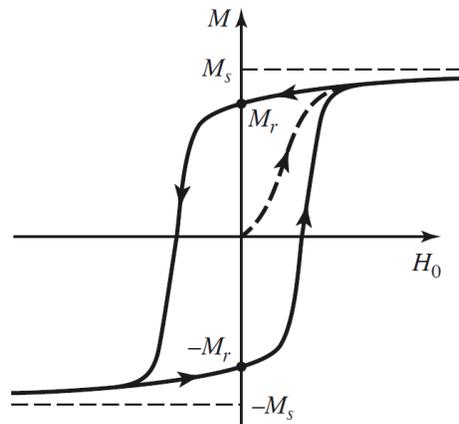
Este desplazador de fase consiste en una guía de onda rectangular en cuyo centro se encuentra una ferrita toroidal y a su vez, al centro de ésta, se encuentra una línea de polarización que se extiende a lo largo de la ferrita, como se muestra en la Fig. 2.4a). La forma de operar de este dispositivo consiste en hacer pasar una corriente variable a través de la línea de polarización y así provocar que la ferrita toroidal se magnetice. La magnetización de los muros laterales de la ferrita estará dirigida de manera opuesta y perpendicular al plano de la



**Fig. 2.4** Desplazador de Fase de Ferrita Toroidal: a) elementos que componen al desplazador de fase de ferrita toroidal y b) desplazador de fase toroidal de 4 bits.

polarización circular de los campos de RF. Debido a que el sentido de la polarización circular también estará opuesto a los lados laterales de la guía de onda, se es posible obtener una fuerte interacción entre los campos de RF y la ferrita [3].

En este tipo de dispositivo se puede proveer un cambio de fase variable y continuo (analógico) si se varía la corriente de polarización (al igual que el desplazador de fase visto anteriormente). Sin embargo, se utiliza otro tipo de técnica que se basa en el principio de la histéresis magnética de la ferrita para lograr un cambio de fase que puede ser cambiado entre dos valores (digital). En la Fig. 2.5 se observa la gráfica del comportamiento de la histéresis magnética de la ferrita, donde son mostradas la magnetización  $M$  y el campo de polarización  $H_0$ . Consideremos que el dispositivo está inactivo, es decir, la ferrita está desmagnetizada y no existe un campo de polarización,  $M = H_0 = 0$ . Cuando el campo de polarización va incrementando la magnetización también incrementa, siguiendo el comportamiento de la línea punteada. Sin embargo, llegará un momento que por más que se incremente el campo de polarización la magnetización ya no crecerá más, es entonces que la magnetización llega a la saturación y tiende a su valor máximo,  $M = M_s$ . Si el campo de polarización disminuye hasta ser cero la magnetización también disminuirá, entonces  $M = M_r$ . La manera en cómo

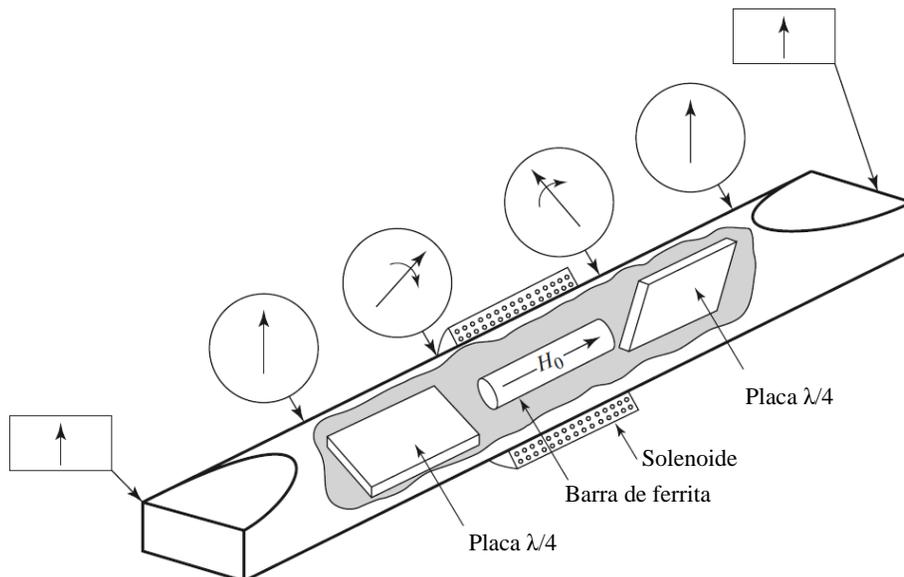


**Fig. 2.5** Curva de histéresis magnética de la ferrita

la magnetización disminuirá será diferente de la cual aumentó previamente (línea punteada) debido a que como todo magneto tendrá una remanencia. Similarmente, cuando el campo de polarización disminuye también lo hará la magnetización llegando un máximo valor  $M = -M_s$ . Si se le deja de aplicar el campo de polarización la magnetización se incrementará en un estado remanente donde  $M = -M_r$ . Entonces podemos decir que la ferrita conmutará entre los dos estados  $M = \pm M_r$ , brindando un cambio de fase digital. Al igual que el desplazador de fase visto anteriormente, la magnitud del cambio de fase dependerá de la longitud de la ferrita toroidal. La Fig. 2.4b) muestra un desplazador de fase de 4 bits (cuatro secciones), con fases de  $180^\circ$ ,  $90^\circ$ ,  $45^\circ$  y  $22.5^\circ$ . Por lo general, este tipo de desplazadores de fase están diseñados para 3 o 4 bits; mayor cantidad de bits no son muy comunes. El tiempo aproximado que le toma a éste dispositivo en cambiar la fase es de  $10 \mu s$  y la potencia necesaria para lograrlo va desde decenas hasta cientos de watts<sup>3</sup>[1].

### 2.2.3 Desplazador de Fase Basado en el Principio de Rotación de Faraday

Muchos tipos de desplazadores de fase están basados en el principio de rotación de Faraday. Principalmente existen de dos tipos: los recíprocos y los no recíprocos. Basándonos en la Fig. 2.6, el desplazador de fase recíproco consiste en una guía de onda circular en donde sus extremos se convierten en guías de onda rectangular. Para analizar la forma de operar de este dispositivo analicemos la Fig. 2.6 de izquierda a derecha. La primera parte de este dispositivo es la transición de una guía de onda rectangular a una guía de onda circular cuya finalidad es hacer una conversión entre modos, de  $TE_{10}$  (guía de onda rectangular) a  $TE_{11}$  (guía de onda circular). Después se encuentra un polarizador circular que consiste de una placa girada  $45^\circ$



**Fig. 2.6** Representación del desplazador de fase no recíproco basado en el principio de rotación de Faraday

<sup>3</sup> Hay que aclarar que la finalidad de la potencia en un desplazador de fase solo es para “activar” al dispositivo y así provocar el cambio de fase en la onda.

(respecto a la dirección del eje del campo eléctrico de la onda  $TE_{11}$ ), cuya finalidad es cambiar la polarización lineal de la onda  $TE_{11}$  en una onda con polarización circular derecha (RHCP). Lo anterior se logra mediante un desfase de  $90^\circ$  ( $\lambda/4$ ) entre las componentes del campo eléctrico que se encuentran perpendiculares y paralelas a la placa. Habiendo realizado la conversión lo siguiente es la sección de la barra de ferrita cuya finalidad es darle una constante de fase<sup>4</sup> de  $\beta^+$  provocado por la fuerza del campo de polarización debido al solenoide. La siguiente placa  $\lambda/4$  convierte la onda RHCP en una onda  $TE_{11}$  y la sección final convierte la onda  $TE_{11}$  a una onda  $TE_{10}$ . Si el dispositivo se analizara de derecha a izquierda la forma de operar sería la misma a excepción de que ahora la barra de ferrita provocará un cambio de fase de  $\beta^-$ , lo que significa que es un dispositivo no recíproco.

Este tipo de dispositivo también puede ser implementado de manera recíproca mediante la utilización de elementos no recíprocos. La diferencia con el anterior desplazador de fase es que los polarizadores circulares en los extremos son no recíprocos, revertiendo el sentido de la polarización circular en dos direcciones de propagación. Este tipo de dispositivo es capaz de manejar cientos de watts para hacer el cambio de fase y lo hace en un tiempo aproximado de 50 a 100  $\mu$ s.

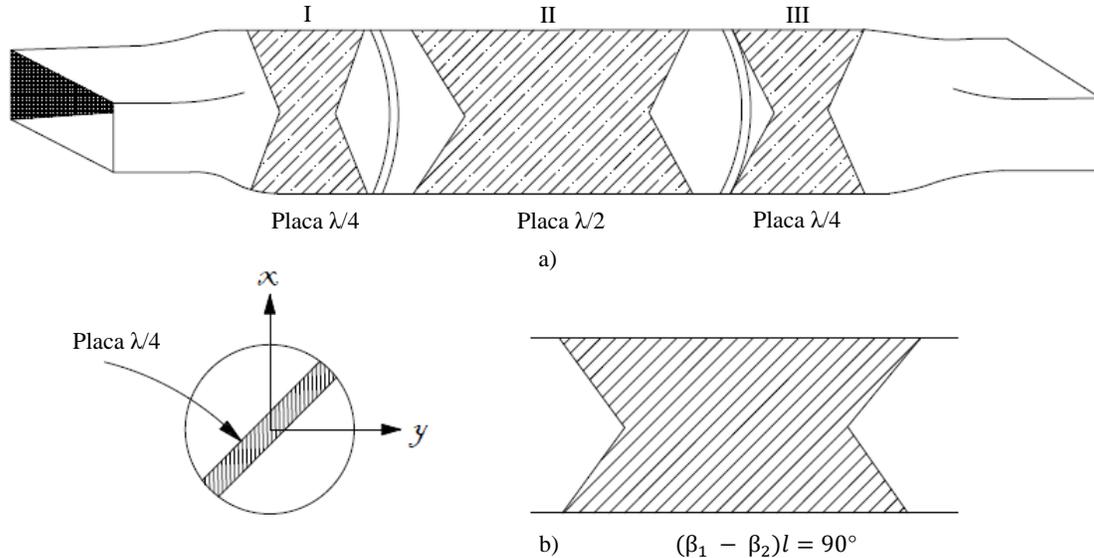
## 2.3 DESPLAZADOR DE FASE ROTATORIO

La operación y estructura de este dispositivo es muy parecido al visto anteriormente a excepción de que en vez de tener una barra de ferrita junto con el solenoide está únicamente la placa dieléctrica dentro de la guía de onda. Este dispositivo puede ser implementado tanto en una guía de onda rectangular como en una circular, sin embargo la segunda opción es más común. Este desplazador de fase está constituido por dos polarizadores ( $\lambda/4$ ) y un desplazador de fase diferencial ( $\lambda/2$ ). En general, este dispositivo es construido de diferentes maneras, por ejemplo, una de ellas es mediante la utilización de una placa dieléctrica, otra es por medio de pequeños tubos que cruzan la guía de onda (*lumped-element sections*), los cuales son descritos a detalle por A. Gardner Fox en [4], etc. En esta sección solo se mencionará el desplazador de fase que utiliza las placas dieléctricas debido a que es más común, aclarando que el principio de operación de todos los diseños para este tipo de desplazador es el mismo.

Este desplazador de fase consta de dos polarizadores cuya finalidad es hacer una conversión entre modos, de  $TE_{10}$  a  $TE_{11}$  (Fig. 2.7 I) y viceversa (Fig. 2.7 II). En la parte de en medio (Fig. 2.7 II) se encuentra el desplazador de fase diferencial el cual logra un cambio en la fase de magnitud  $2\alpha$ , donde  $\alpha$  es el ángulo de inclinación de la placa respecto al eje del campo eléctrico de la onda  $TE_{11}$ . Se le llama desplazador de fase rotario porque la magnitud del cambio de fase dependerá de la rotación de la placa. Para lograr la fase de magnitud igual a  $2\alpha$  se debe de considerar la longitud y grosor de la placa y el valor del dieléctrico de ésta para así lograr un cambio de  $2\alpha = 180^\circ$ . La forma de operar de este dispositivo es la siguiente.

---

<sup>4</sup> Donde la fase tiene un rango de  $\beta^+ < k_0$  y  $\beta^- > k_0$ , donde  $k_0$  es el número de onda.  $\beta \pm$  depende de la posición de la barra y menormente del grosor de ésta.



**Fig. 2.7** Representación del desplazador de fase rotatorio: a) esquema del desplazador y b) sección  $\lambda/4$ .

Al dispositivo se le incide una onda polarizada linealmente  $TE_{10}$ . Por medio una pequeña transición física en la guía la onda es convertida de  $TE_{10}$  a  $TE_{11}$ . Después una placa dieléctrica dentro de la guía de onda tiene la finalidad de convertir la onda de polarización lineal en una onda polarización circular. Sabemos que las componentes del campo eléctrico en una polarización circular son igual en magnitud pero están desfasados  $90^\circ$  entre sí. La placa dieléctrica está diseñada de tal manera que es capaz de retrasar una de las componentes del campo eléctrico de la onda  $TE_{11}$ . Debido a lo anterior, en la salida de éste segmento de placa la onda tendrá dos velocidades de fase  $\beta_1 > \beta_2$ , donde  $\beta_1$  es la constante de propagación para la componente la cual no fue retrasada por la placa y  $\beta_2$  es la constante de propagación de la componente la cual fue atrasada. La longitud  $l$  de la placa está diseñada de tal manera que  $(\beta_1 - \beta_2)l = 90^\circ$ . El principio de operación es el mismo para la placa  $\lambda/2$ .

Un desplazador de fase de este tipo tiene una propiedad única la cual es la capacidad de transmitir el cien por ciento de la potencia incidente en altos niveles de potencia (cientos de kilowatts) y esto le permite que sea usado en numerosas aplicaciones donde los desplazadores de fase de alta impedancia no pueden ser usados [4]. Sin embargo, como es de esperarse, debido a que es implementado con guías de onda, es voluminoso y es incompatible para la tecnología de circuitos impresos.

## 2.4 DESPLAZADORES DE FASE BASADOS EN DIODOS PIN

Los diodos PIN son una buena opción para ser considerados en dispositivos de tecnología plana, los cuales requieren hacer un cambio electrónico con velocidades altas. El rango de velocidades para efectuar el cambio típicamente va de 1 a  $10 \mu s$ , sin embargo es posible lograr velocidades tan rápidas como 20 ns con un diseño cuidadoso del circuito que maneja al diodo. Debido a lo anterior, los diodos PIN son una buena opción para ser implementados

en desplazadores de fase cuyos diseños son muy variados dentro de la industria. Comparado con los desplazadores de fase anteriormente mencionados, son fácilmente implementados en tecnología plana lo que les permite ser parte de aplicaciones que requieren de espacios reducidos. Sin embargo, estos desplazadores requieren mayores cantidades de potencia para lograr un cambio en la fase de la onda, poniéndose en desventaja con los desplazadores de fase de ferrita los cuales solo requieren un pulso de potencia para poder lograr este cambio. Dentro de los diseños de los desplazadores de fase que se han realizado con los diodos PIN es posible generalizarlos en tres diferentes tipos: de línea intercambiable (*switched line*), de línea cargada (*loaded line*) y de reflexión (*reflection*).

#### 2.4.1 Desplazador de Fase de Línea Intercambiable

Este desplazador de fase es uno de los modelos más sencillos implementado con el diodo PIN, el cual se muestra en la Fig. 2.8, además es recíproco por lo que se puede usar en la recepción o en la transmisión. Básicamente su principio de operación consiste en hacer pasar la onda por una de las dos líneas de transmisión,  $l_1$  o  $l_2$ , las cuales son de diferente magnitud; cuando los diodos son activados se hace un cambio entre el camino por el cual la onda es propagada. El cambio de fase que es producido debido a estas dos líneas de transmisión, el cual estará dado por  $\Delta\theta = \beta(l_2 - l_1)$ , donde  $\beta$  es la constante de propagación. Como podemos deducir de la ecuación anterior, el cambio de fase está en función de la frecuencia, lo que implica un cierto retardo en la señal entre la entrada y la salida. Si la dispersión en la línea es pequeña, es decir, la velocidad de fase es independiente de la frecuencia, entonces el incremento en el retardo de la señal  $\Delta\tau$  es una constante que está dada por  $\Delta\tau = (l_2 - l_1)\beta/\omega$  [5]. Algunos arreglos de antenas necesitan transmitir señales de banda ancha; el uso de diferentes fases para la excitación de los elementos en el arreglo provoca cierta distorsión en la señal transmitida. El hecho que este tipo de desplazadores de fase provoquen un retardo en la señal resulta ser una ventaja ya que ayuda a disminuir en gran medida el problema de distorsión antes mencionado.

#### 2.4.2 Desplazador de Fase de Línea Cargada

Otro tipo de desplazador de fase es el de línea cargada el cual se muestra en la Fig. 2.9. Este tipo de desplazador está basado a partir del diseño de dos susceptancias  $jB$  iguales, las cuales

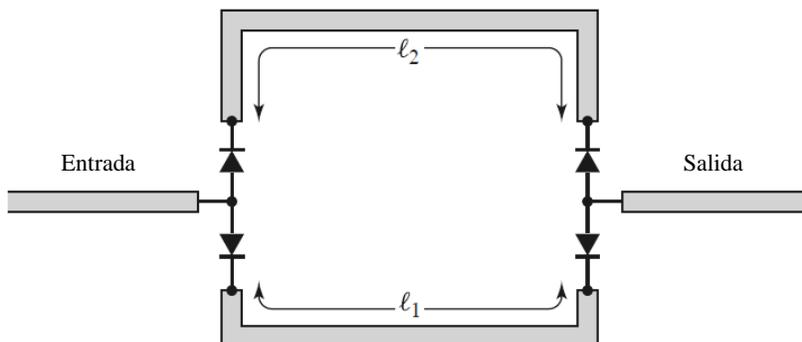


Fig. 2.8 Desplazador de fase de línea intercambiable.

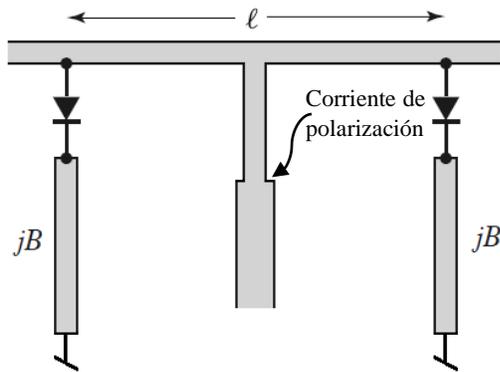


Fig. 2.9 Desplazador de fase de línea cargada.

se pondrán en corto circuito con la principal línea de transmisión cuando los diodos estén activados. Los stubs que se encuentran al final de los diodos están cortocircuitados al final para poder reflejar la corriente de polarización. Éstos se encuentran separados una distancia  $l$  entre sí la cual debe de ser diseñada de tal manera que permita un desempeño óptimo con los stubs, siendo  $l = \lambda/4$  el espaciado ideal para que las reflexiones en los stubs se cancelen. El cambio de fase cuando los diodos están apagados es de  $\theta = \beta l$  y cuando los diodos están encendidos provocarán un cambio de fase que dependerá de la susceptancia, el cual está dado por  $\theta = \tan^{-1}(2/B)$ . Una desventaja de este desplazador de fase es que debido a su diseño solo servirá para provocar cambios en la fase de  $45^\circ$  o menores a éste.

### 2.4.3 Desplazador de Fase de Reflexión

Este desplazador es logrado con la ayuda de una sección híbrida en cuadratura, cuya representación se muestra en la Fig. 2.10. Su funcionamiento consiste en dividir por igual la señal de entrada entre los puertos de la sección híbrida. Después llegarán las partes de la señal a sus diodos respectivos los cuales reflejarán cada onda para que al final las partes que fueron divididas se vuelvan a sumar en la salida. Ambos diodos deben de estar polarizados de igual forma (sin importar que estén directos o invertidos). El prender o apagar los diodos permite a las señales divididas recorrer una longitud adicional de camino la cual provocara un cambio en la fase  $\Delta\theta$  en la señal de salida. Cuando los diodos están activados se comportan como

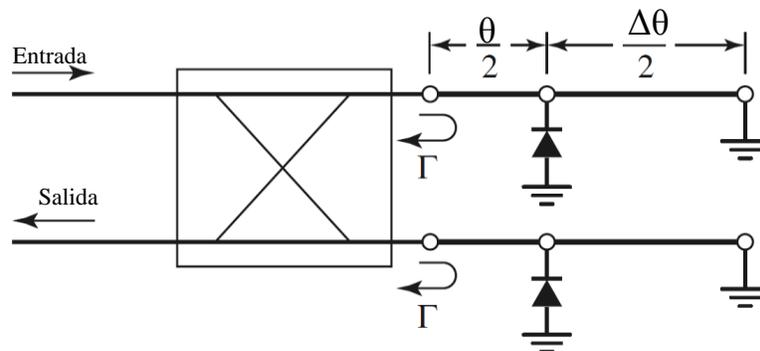


Fig. 2.10 Desplazador de fase de reflexión.

corto circuito, produciendo un coeficiente de reflexión igual a  $\Gamma = e^{-j(\theta+\pi)}$ . Cuando los diodos están apagados se comportan como circuitos abiertos, produciendo un coeficiente de reflexión igual a  $\Gamma = e^{-j(\theta+\Delta\theta)}$ . Como se puede inferir, es posible tener diferentes combinaciones para producir diferentes cambios en la fase, sin embargo no todas logran una optimización en el ancho de banda.

## 2.5 DESPLAZADORES DE FASE BASADOS EN TECNOLOGÍA MEMS

La tecnología de MEMS (*Micro-Electro-Mechanical System*) es relativamente nueva y ofrece una alternativa muy atractiva para sistemas implementados en espacios muy reducidos y que no requieran grandes cantidades de potencia para su operación. Además, los desplazadores de fase MEMS ofrecen una combinación de bajas pérdidas de inserción de RF y un bajo consumo de potencia para el control de cambio haciéndolos incomparables con las tecnologías de diodos PIN o MESFET. Lo anterior brinda a los desplazadores de fase MEMS una ventaja importante en la reducción del consumo de potencia en sistemas a bordo de aeronaves o sistemas basados en el espacio [6]. Como un ejemplo en [7] se detalla un desplazador de fase MEMS de 3 bits en la banda Ka el cual presenta pérdidas de inserción de -2.2 dB y una resolución de fase de  $13.25^\circ$  a 34.5 GHz. Los desplazadores de fase MEMS ofrecen cierto retardo de tiempo lo cual los hace muy atractivos para aplicaciones de banda ancha como antenas multi-frecuencia, radares, contramedidas electrónicas, etc.

Los MEMS por sí solos son elementos muy ligeros y muy pequeños (aproximadamente de 1 a 100 micrómetros), para tener una idea más sólida en la Fig. 2.11 se puede observar una comparación de un arreglo de MEMS de 19 elementos con una moneda. Para la fabricación de MEMS se utiliza el proceso de fotolitografía, la misma tecnología que se utiliza en los dispositivos semiconductores. Su composición a grandes rasgos consta de una placa que puede estar suspendida o movable, la cual es comúnmente hecha de silicón, pero también puede ser implementada con polímeros, metales y materiales cerámicos. Los desplazadores de fase implementados con MEMS suelen estar acompañados con otros pequeños dispositivos como motores, atenuadores, etc. Como se mencionó anteriormente no requieren de gran potencia para ser activados en comparación de los dispositivos antes mencionados,

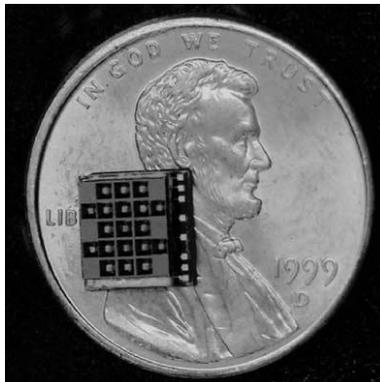
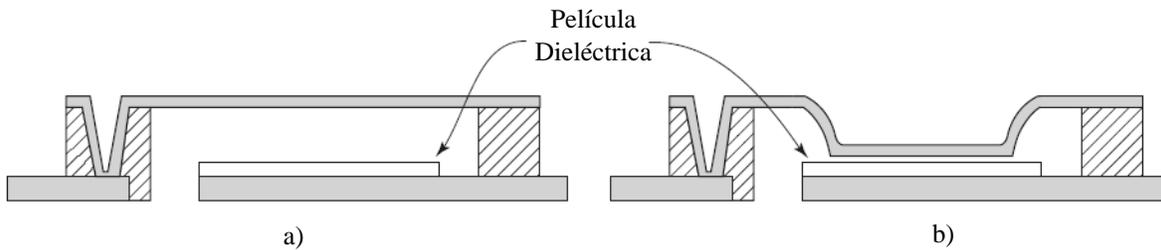


Fig. 2.11 Comparación de tamaños de una moneda y un arreglo de MEMS de 19 elementos.



**Fig. 2.12** Switches basados en MEMS: a) switch de baja capacitancia (circuito abierto) y b) switch de alta capacitancia (circuito cerrado).

con tan solo 1 mW son capaces de hacer un cambio en la fase de la onda con velocidades mayores a 5  $\mu$ s. Una configuración popular en los switches MEMS se muestra en la Fig. 2.12. Una de las desventajas que presentan los desplazadores de fase MEMS (y en general cualquier aplicación basada en MEMS) es que el tiempo de conmutación es muy grande comparados con otros dispositivos analizados con anterioridad, además el tiempo de vida operacional de estos dispositivos es considerablemente reducido (el cual es de esperarse debido a su diseño y composición). Además, los equipos para fabricar los MEMS resultan ser muy costosos por lo que producirlos resulta muy caro.

## CONCLUSIONES

Los desplazadores de fase son componentes fundamentales para que las antenas puedan lograr un direccionamiento del haz principal, por lo que la mayor parte de diseño de arreglo radica en la correcta selección de este dispositivo. Los desplazadores de fase antes mencionados, al igual que cualquier otro dispositivo, poseen características muy diferentes las cuales son de gran ayuda para poder ubicarlos en aplicaciones donde su desempeño sea óptimo. Los desplazadores de fase basados en ferrita y en guías de onda actualmente siguen en uso pero su investigación y desarrollo se encuentran sobre analizados debido a que son tecnologías muy antiguas. Actualmente estas tecnologías tienen su mirada fija en desarrollar desplazadores de fase cada vez más pequeños y que su tiempo para cambiar el direccionamiento del haz sea instantáneo. Por ejemplo, radares anticollision o radares a bordo de aeronaves necesitan que el direccionamiento de haz se logre en tiempos muy pequeños, debido a que si existe un retardo (sin importar la magnitud) implica un momento de “ceguera” para el radar, siendo ésta una desventaja para las contramedidas electrónicas. Debido a lo anterior, la tecnología de MEMS resulta muy atractiva para seguir investigando y desarrollando su aplicación en los desplazadores de fase. Además, con los MEMS se puede ahorrar una importante cantidad de potencia, ya que los arreglos de antenas pueden tener cientos o miles de elementos radiantes y, si no se recurriera a los MEMS, se gastaría mucha potencia su operación. Sin embargo, los desplazadores de fase basados en diodos PIN resultan ser una opción mucho más económica y más fácil de construir.

En este capítulo se presentaron diversos tipos de desplazadores de fase los cuales están basados en diferentes elementos como barras de ferrita, diodos PIN, guías de onda y MEMS. Cada uno presentó ventajas y desventajas operacionales, lo que nos brinda una gran gama de posibilidades para ser implementados en los arreglos. Sin embargo, no todos presentan un igual costo de fabricación, motivo por el cual se pueden sacrificar ciertas características en el diseño con la finalidad de ahorrar en un determinado proyecto.

### REFERENCIAS:

- [1] Robert J. Mailloux, *Phased Array Antenna Handbook*. Artech House, Norwood, CA, 2005, pp. 55-58.
- [2] Hubregt J. Visser, *Array and Phased Array Antenna Basics*. John Wiley & Sons, Hoboken, New Jersey, 2005, 1ª ed. p. 216.
- [3] David M. Pozar, *Microwave Engineering*. John Wiley & Sons, Hoboken, New Jersey, 2012, 4ª ed. pp. 451.
- [4] A. G. Fox, *An Adjustable Waveguide Phase Changer*, Proc. IRE, vol. 35, pp 1489-1498, diciembre, 1947.
- [5] Robert E. Collin. *Foundations for Microwave Engineering*. John Wiley & Sons, Hoboken, 2001, 2ª ed. pp 410
- [6] James Lampen y otros. *Low-Loss, MEMS Based, Broadband Phase Shifters*. Publicado en el Simposio Anual Internacional 2010 de la IEEE sobre Tecnologías y Sistemas en Arreglos de Fase, Waltham, MA. 2010, pp. 219-224.
- [7] C. Siegel y otros. *A Ka-band RF-MEMS phase shifter approach based on a novel dual-state microstrip line*. Publicado en la Conferencia Europea de Circuitos Integrados de Microondas 2007 (EuMIC 2007), Munich, pp. 423-426.

## Diseño de un Desplazador de Fase basado en una Guía de Onda Circular y su Desempeño como Elemento en un Arreglo Plano

---

**E**n este capítulo se presentará el análisis y diseño de un desplazador de fase basado en una guía de onda circular mediante CST Microwave Studio. La finalidad es analizar las características de éste dispositivo por sí solo y después analizar el escaneo de un arreglo plano cuyos elementos estarán dados por el dispositivo diseñado, para así proponer una innovación que mejore a este prototipo. De todos los desplazadores de fase vistos en el capítulo 2, utilizar un desplazador de fase diferencial resulta muy atractivo para las tecnologías de microondas ya que puede manejar grandes cantidades de potencia. Además, aunque su costo de fabricación sea elevado, se consideró como una opción viable para ser analizado. Este tipo de desplazador fue implementado por primera vez por A. Gardner Fox [1] en 1940 como resultado de una investigación en los Laboratorios de Telefonía Bell. Aunque este desplazador (analizado en el capítulo 2, en la sección 2.3) está compuesto por tres secciones (polarizador  $90^\circ$ -desplazador diferencial  $180^\circ$ -polarizador  $90^\circ$ ), el objetivo será solo analizar el desplazador diferencial de  $180^\circ$ . Esta sección por sí sola es capaz de ser implementada como elemento radiador dentro de un arreglo y no es necesario “agregar” el

elemento de la antena porque éste dispositivo ya es un radiador nato. Después de haber analizado al desplazador, se hará su correspondiente simulación en el software para saber su comportamiento en la banda de frecuencia Ka, de 27 a 33 GHz. Por último, con base en los resultados obtenidos, se discutirá cuáles son las ventajas y desventajas de implementar este tipo de desplazador en un arreglo de antenas.

### 3.1 ANÁLISIS DEL DESPLAZADOR DE FASE DIFERENCIAL DE 180°

En una guía de onda circular es posible tener dos ondas de modo dominante propagándose al mismo tiempo, cuyos ejes de campo eléctrico son perpendiculares entre sí, uno de forma vertical y el otro de forma horizontal. Con lo anterior se puede deducir que en una guía de onda es posible tener dos líneas de transmisión al mismo tiempo. Si un receptor (implementado en una guía de onda) está diseñado para recibir ondas de polarización vertical, las ondas que lleguen de polarización horizontal no serán detectadas y viceversa. También, como se mostró en el capítulo 1, dentro de una guía de onda se pueden tener velocidades de fase mayores a la velocidad de la luz las cuales no dependen de las características físicas de la guía. Una sección de guía de onda que puede transmitir dos conjuntos de ondas polarizadas cuyos campos eléctricos forman un ángulo recto entre sí con diferentes velocidades, produciendo dos diferentes retardos de fase para las dos polarizaciones, será llamada *sección desplazadora de fase diferencial* [1].

El principio del desplazador de fase diferencial de 180° es el siguiente. Supongamos que tenemos una sección la cual provoca un cambio en la fase diferencial de 180°, la cual es representada en la Fig. 3.1. En esta sección incide una onda cuyo eje de polarización (dirección del campo eléctrico) es representado por el vector  $E$ , cuyo ángulo de polarización  $\theta$  se encuentra a 45° hacia la derecha respecto al eje A (izquierda de la Fig. 3.1). El vector de campo eléctrico puede ser descompuesto en dos componentes,  $a$  y  $b$ , las cuales recaen en los ejes A y B respectivamente (para este caso). Supongamos que este desplazador de fase está

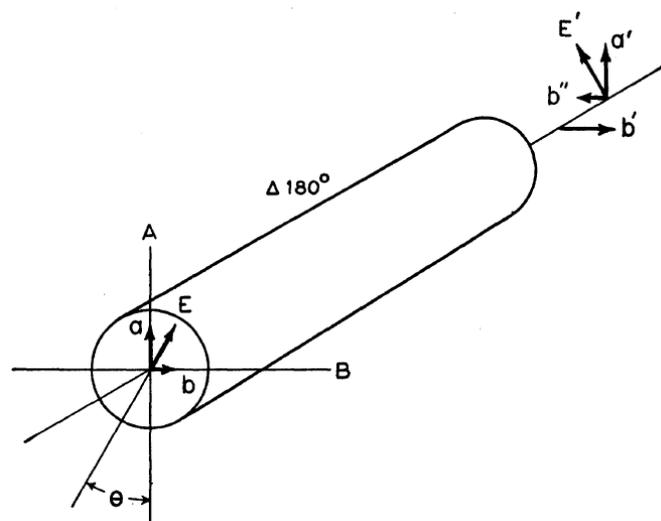


Fig. 3.1 Sección desplazadora de fase diferencial  $\Delta 180^\circ$ .

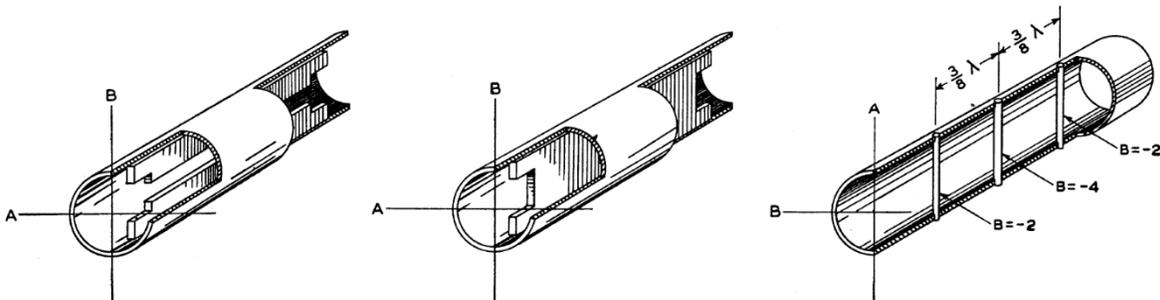
diseñado para que las componentes que recaen en el eje  $A$  viajen más rápido que las componentes que recaen en el eje  $B$ . Por lo tanto, después de haber atravesado esta sección, en la salida se tendrá primero la componente  $a'$  y después la componente  $b'$ , es decir  $b'$  se atrasó  $180^\circ$  respecto a  $a'$ . Entonces, en la posición de la componente  $a'$ , la componente del eje  $B$  ahora apuntará en la dirección opuesta de la componente  $b'$ , la cual será  $b''$ . La componente  $a'$  y  $b''$  se sumarán y como resultado generarán el vector de polarización  $E'$ , con un ángulo de polarización invertido respecto al vector  $E$ , es decir  $\theta = -45^\circ$ . Por lo anterior podemos deducir que este desplazador diferencial de fase provoca un giro en la polarización de la onda de entrada, cuyo ángulo es  $2\theta$ . Para nuestro caso, el desplazador de fase diferencial cambió la dirección de la polarización de la onda de entrada  $90^\circ$  hacia la izquierda. Si ahora se tuviera una onda incidente con polarización circular en vez de una polarización lineal el comportamiento del desplazador sería exactamente el mismo. Lo anterior permite cambiar las ondas de polarización circular derecha a polarización circular izquierda y viceversa.

### 3.2 PROTOTIPOS DEL DESPLAZADOR DE FASE DIFERENCIAL DE $180^\circ$

Como se mencionó anteriormente, este desplazador de fase diferencial puede ser implementado en una guía de sección transversal circular. Además, el utilizar la guía de onda circular puede soportar potencias cuatro veces mayores que la guía de onda rectangular haciendo mucho más atractivo el diseño a implementar. Para construir esta sección existen tres diferentes opciones: el desplazador de fase dentado (*fin-type*), el desplazador de fase con placa dieléctrica (*dielectric-plate*) y el desplazador de fase con barras (*rod-type*).

#### 3.2.1 Desplazador de Fase Dentado

El *desplazador de fase dentado* consta de dos placas delgadas de metal, iguales y simétricas, paralelas entre sí con un espaciado entre ellas, las cuales están colocadas dentro de la guía de onda sobre un eje deseado, como se muestra en la Fig. 3.2a). Recibe su nombre debido a que si se hiciera un corte transversal en la guía parecería que ésta tiene “dientes”. Basándonos en la Fig. 3.2a), esta sección está diseñada para dejar pasar con normalidad a las componentes perpendiculares que recaen en el eje  $A$  y atrasar a las componentes paralelas al eje  $B$ . La magnitud del cambio de fase dependerá del largo, ancho y alto de la placa. Estas placas



**Fig. 3.2** Diseños del desplazador de fase diferencial de  $180^\circ$ : a) desplazador de fase dentado, b) desplazador de fase con placa dieléctrica y c) desplazador de fase con barras.

presentan unos pequeños cortes en sus extremos para lograr un acoplamiento de impedancias. La producción de este dispositivo es muy fácil pero no maneja tanta potencia como los demás desplazadores debido a que presenta una alta concentración de campo eléctrico alrededor de los bordes de las placas.

### 3.2.2 Desplazador de Fase con Placa Dieléctrica

Este desplazador consiste en una placa dieléctrica la cual atraviesa a lo largo a la guía de onda y tiene una altura igual al diámetro interno de la guía, la cual se muestra en la Fig. 3.2b). Al igual que el desplazador anterior, la placa dieléctrica presenta cortes en sus extremos con la finalidad de servir como acopladores de impedancia  $\lambda/4$ . Sin embargo, en algunos diseños se utilizan cortes triangulares con la finalidad de disminuir las reflexiones. Una característica de esta sección es que la placa afectará la velocidad de fase de ambas componentes del campo pero en mayor medida a las a aquellas que estén paralelas a la placa dieléctrica logrando así el cambio deseado. El cambio de la velocidad de fase dependerá del grosor y del largo de la placa.

### 3.2.3 Desplazador de Fase con Barras

Este desplazador consiste en una guía de onda circular en cuyo interior se encuentran barras cilíndricas metálicas que cruzan de manera transversal la guía, todas orientadas hacia cierto eje y separadas cierta distancia entre ellas, como se muestra en la Fig. 3.2c). Para aquellas ondas en donde su campo eléctrico esté paralelo a las barras, el desplazador de fase se comportará como el circuito que se muestra en la Fig. 3.3, donde cada barra representa un corto circuito. La inductancia en el circuito estará determinada por el grosor de la barra; para lograr un cambio de  $180^\circ$ , las barras deben de ser diseñadas de tal manera que aquellas que se encuentran en los extremos deben de ser igual a  $2Y_{Lo}$  y la barra de en medio  $4Y_{Lo}$ , donde  $Y_{Lo}$  es la admitancia característica. Para aquellas ondas que estén perpendiculares a las barras no notarían la presencia de éstas, por lo que su camino no estará obstruido [1]. Como se puede deducir del circuito equivalente, éste se comporta como un filtro pasa altas y solo será capaz de transmitir toda la potencia en una sola frecuencia, por lo tanto este diseño presenta un ancho de banda reducido. Sin embargo, si se aumentan la cantidad de barras en la guía es posible mejorar el ancho de banda a expensas del largo de la guía. Por lo general este tipo de desplazador suele ser mucho más pequeño que los dos mencionados anteriormente, pero su construcción es mucho más difícil de implementar.

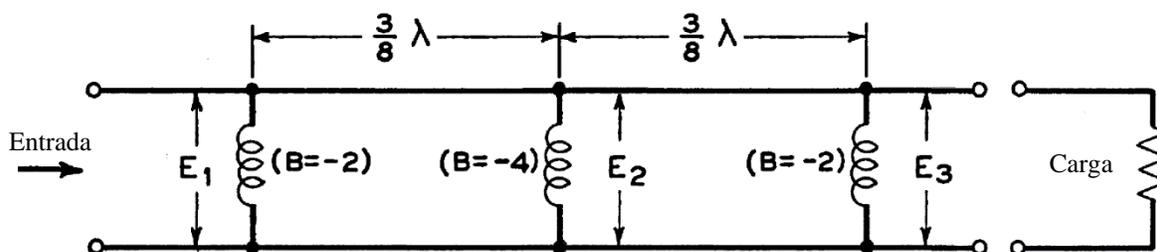


Fig. 3.3 Circuito equivalente del desplazador de fase con barras de  $180^\circ$ .

### 3.3 DISEÑO DEL DESPLAZADOR DE FASE DIFERENCIAL DE 180°

Para hacer el desplazador de fase diferencial seleccioné aquel que tiene la placa dieléctrica ya que, comparado con los otros desplazadores, a primera vista no es tan difícil de construir. Además, en un futuro dado, si se deseara construir este desplazador su costo sería alto, pero menor que haberlo hecho con los otros desplazadores, ya que los otros diseños implican más complejidad de construcción. Este desplazador decidí implementarlo en la banda Ka, la cual se extiende desde los 26 GHz hasta los 40 GHz, debido a que en estas frecuencias los arreglos de antenas pueden ser logrados con una banda ancha y con un haz estrecho mediante pequeñas aperturas [2]. Sin embargo, este desplazador no fue diseñado para abarcar toda la banda Ka, sino solo una banda de 6 GHz, la cual va de los 27 GHz hasta los 33 GHz, siendo la frecuencia central 30 GHz.

Lo primero que se hizo fue el diseño de la guía de onda circular para que cumpliera la condición de propagar la onda del tipo dominante TE<sub>11</sub> y que presentara una frecuencia de corte menor a 27 GHz. Entonces, utilizando la ecuación 1.54 junto con la Tabla 1.1 obtuve lo siguiente

$$f_{c11} = \frac{P'_{nm}C}{2\pi a\sqrt{\epsilon_r}} = \frac{1.842(3 \times 10^8)}{2\pi(3.6 \times 10^{-3})\sqrt{1}} = 24.43 \text{ GHz}$$

De lo anterior, utilizando una guía de onda de radio  $a = 3.6 \text{ mm}$  se obtiene una frecuencia de corte de 24.43 GHz lo cual asegura la correcta propagación de las ondas TE<sub>11</sub> para la banda en la que se va trabajar. Para la barra dieléctrica, en CST Microwave Studio se puede poner cualquier valor de permitividad, cualquier grosor y cualquier longitud. Sin embargo si se deseara construir esta sección podría resultar imposible de hacer ya que no está disponible en el mercado cualquier valor de permitividad y mucho menos cualquier grosor. Es por eso que recurrimos a Rogers Corporation © para saber los materiales dieléctricos existentes en el mercado junto con sus respectivos grosores. Debido a que en los laboratorios de la Facultad se cuentan con algunos materiales dieléctricos de dicha compañía, se decidió diseñar este desplazador con alguno de los materiales ya existentes pensando, en dado caso, en construirlo en un futuro y no tener que comprar otros. La placa dieléctrica que se eligió tiene un grosor de 0.25 mm y un valor de permitividad de 2.2. Con lo anterior se procedió a diseñar el dispositivo en CST Microwave Studio.

### 3.3.1 Simulación en CST Microwave Studio

#### 3.3.1.1 Caso 1: $\epsilon = 2.2$ , $t = 0.25 \text{ mm}$ y $lp = 99.81 \text{ mm}$

En el software se procedió a diseñar el desplazador de  $180^\circ$  tal y como se muestra en la Fig. 3.4, donde  $d = 7.2$  es el diámetro de la guía (altura de la placa),  $lg$  la longitud de la guía,  $\epsilon = 2.2$  la permitividad de la placa,  $t = 0.25 \text{ mm}$  el grosor de la placa y  $lp$  la longitud de la placa. La placa dieléctrica se diseñó para que estuviera situada en el eje  $y$ . Además, un parámetro de diseño fue que el dispositivo tendría reflexiones menores o iguales a  $-25 \text{ dB}$

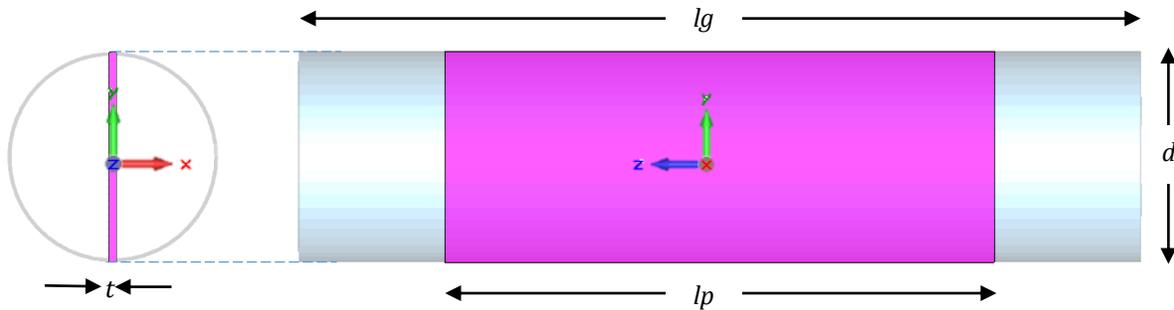


Fig. 3.4 Diseño de la sección desplazadora de fase de  $180^\circ$  implementada en CST Microwave Studio.

(si era un poco mayor a esta cantidad no habría problema) y de esta manera aseguraríamos que no hubiera un desacoplamiento. Sin embargo, había dos dimensiones que no se sabían: la longitud de la guía y la longitud de la placa, cuya magnitud permitiría lograr un cambio de fase de  $180^\circ$ . Por default, este software nos arroja los modos asociados, los cuales se muestran en la Fig. 3.5: el modo 1 corresponde a la onda  $TE_{11}$  con polarización horizontal y el modo 2 corresponde a la onda  $TE_{11}$  con polarización vertical. Por lo tanto, la placa atrasaría la onda con polarización vertical y dejaría pasar la onda de polarización horizontal: el modo 1 se adelantaría mientras el modo 2 se atrasaría. En CST Microwave Studio se puede obtener los valores de los parámetros S del dispositivo a diseñar mediante gráficos rotulados de diferente manera (magnitud, fase, dB, etc. versus la frecuencia) y además es posible hacer operaciones

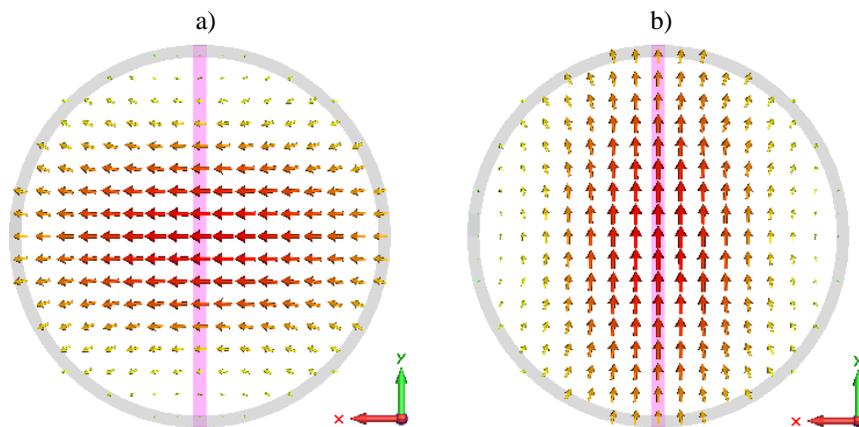
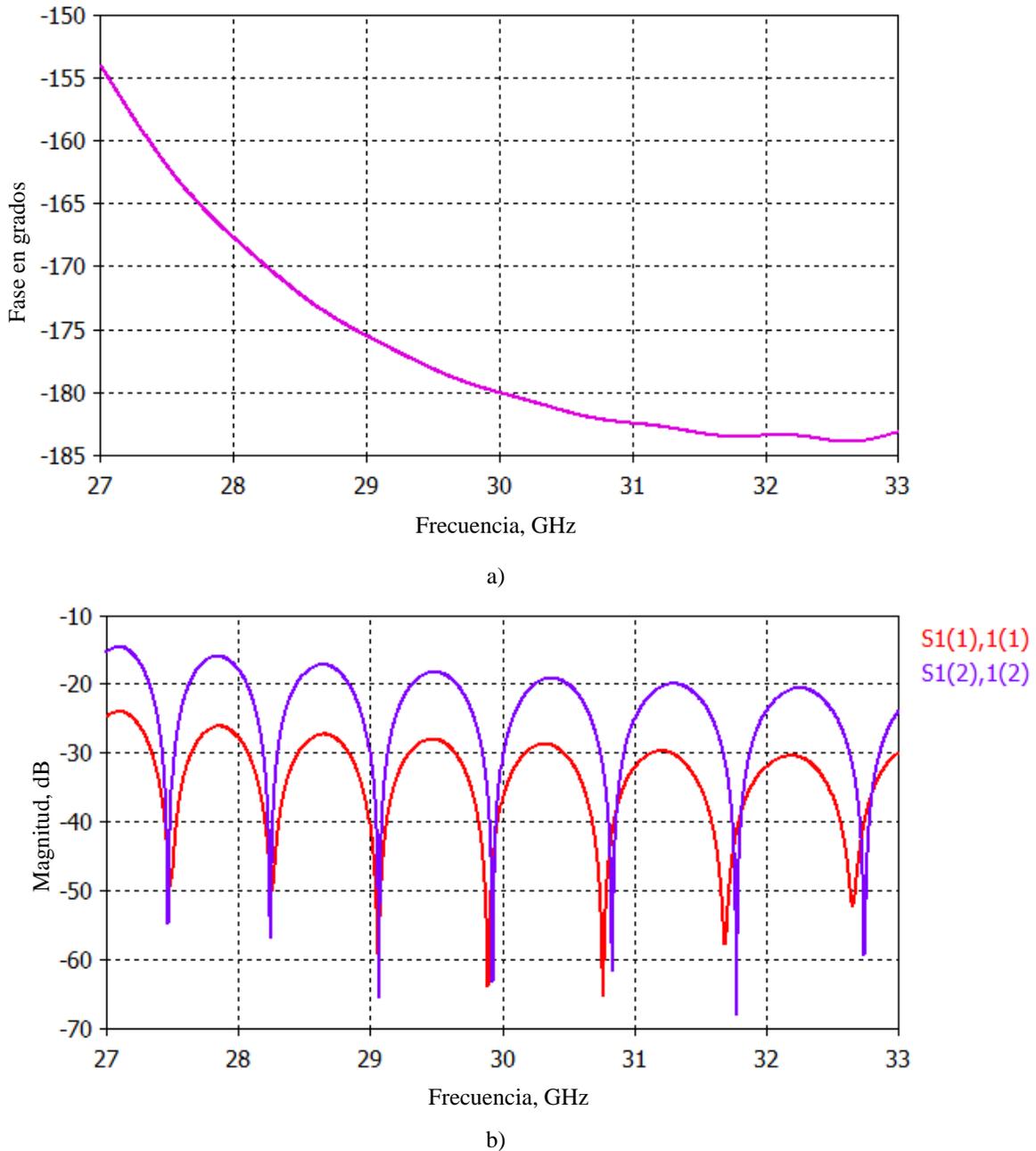


Fig. 3.5 Modos  $TE_{11}$  en la guía de onda circular: a) Modo 1, polarización horizontal y b) Modo 2, polarización vertical.

entre estas gráficas. Entonces, haciendo una resta entre la fase de los parámetros  $S_{21}(1)$  (coeficiente de transmisión respecto al modo 1) y  $S_{21}(2)$  (coeficiente de transmisión respecto al modo 2) fue posible conocer el desfaseamiento entre ambos modos a la salida del dispositivo. Primero se eligió una  $lp$  de valor pequeño y aleatorio para poder obtener una aproximación en el cambio de fase y de esta manera se podría visualizar si la fase aumentaba o disminuía conforme la longitud aumentaba y generalmente este cambio era proporcional (por ejemplo, 10 mm equivalían a  $50^\circ$ , 20 mm a  $100^\circ$ , etc.). Entonces, haciendo el procedimiento anterior

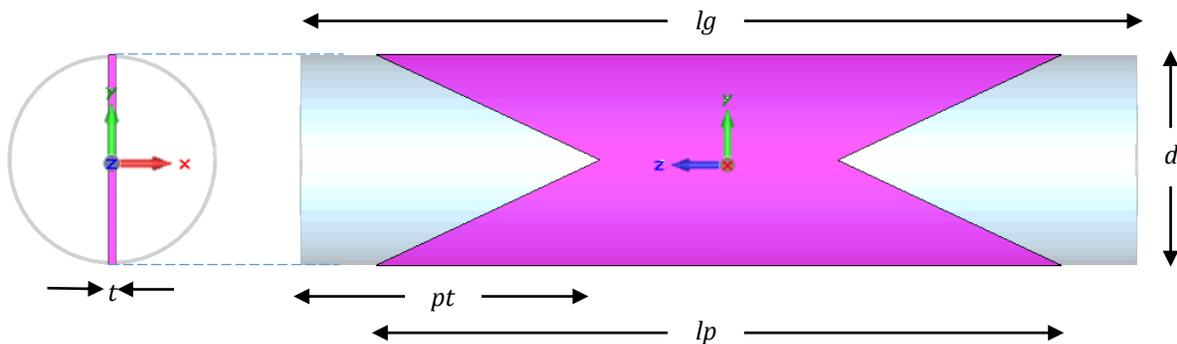


**Fig. 3.6** Gráficas del caso 2 ( $\epsilon = 2.2$  y  $lp = 99.81$  mm): a) Diferencia de fase y b) Reflexiones

se logró un cambio de fase de  $180^\circ$ <sup>1</sup> (Fig. 3.6a)) con una placa dieléctrica de  $lp = 99.81$  mm y  $lg = 109.81$  mm<sup>2</sup>. No obstante, las reflexiones (Fig. 3.6b)) no cumplían con la condición de  $-25$  dB: se presentaron  $-23.98$  dB y  $-14.57$  dB para el modo 1 y el modo 2 respectivamente.

### 3.3.1.2 Caso 2: $\epsilon = 2.2$ , $t = 0.25$ mm y $lp = 109.2$ mm

Para resolver el problema de las pérdidas por retorno, se consideró un parámetro de diseño que menciona A. G. Fox en [1], el cual es utilizar unos cortes rectangulares en los extremos de la placa para resolver los problemas de acoplamiento. Investigando más a fondo, Robert E. Collin en [3] propone hacer estos cortes en forma triangular y simétrica en los extremos de la placa. A comparación de lo mencionado por A. G. Fox, el usar cortes triangulares es mucho más sencillo de “controlar”, pues su diseño implica únicamente conocer la *profundidad de los triángulos*<sup>3</sup>,  $pt$ . Si se usaran los cortes rectangulares implicarían dos parámetros a encontrar: la longitud entre las paredes de la guía y el comienzo del corte rectangular y la profundidad del rectángulo en la placa. Por lo anterior, se optó por utilizar los cortes triangulares, por lo que la Fig. 3.4 se transformaría ahora en la Fig. 3.7. Era de esperarse que haciendo estos cortes en la placa lo obtenido anteriormente se “desconfiguraría” de tal modo que se tendría que volver a repetir el procedimiento para lograr el cambio de fase, pero ahora con una variante más, la profundidad de los triángulos en la placa. Después de haber repetido el procedimiento varias veces se obtuvo el diseño final que permitió el cambio de fase de  $180^\circ$  (Fig. 3.8a)) cuyas dimensiones son:  $\epsilon = 2.2$ ,  $t = 0.25$  mm  $lp = 109.2$  mm con una  $pt = 8.7$  mm y una  $lg = 119.2$  mm, con un diámetro  $d = 7.2$  mm. Ahora las

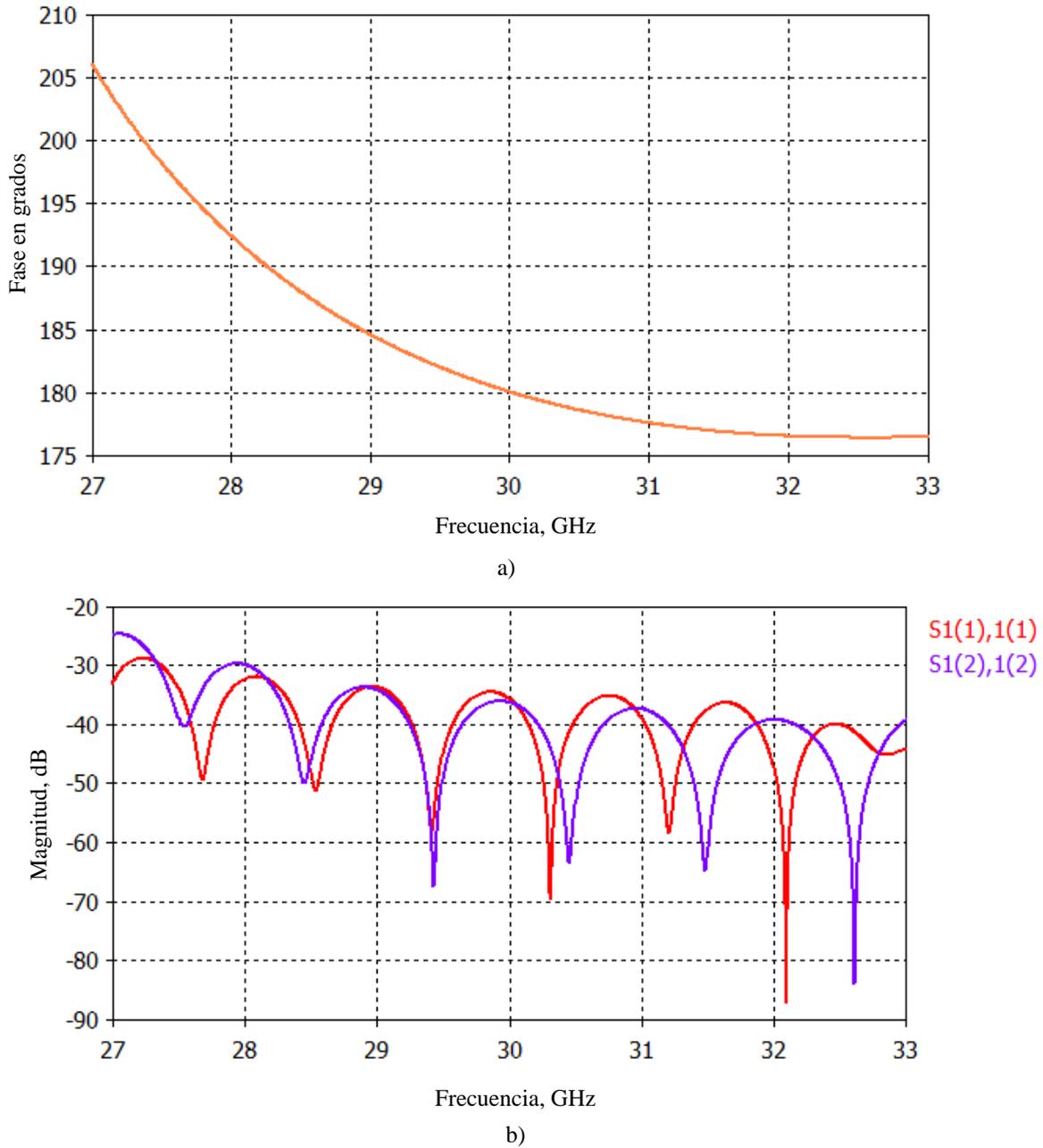


**Fig. 3.7** Diseño de la sección desplazadora de fase de  $180^\circ$  con los cortes triangulares en los extremos de la placa dieléctrica implementada en CST Microwave Studio.

<sup>1</sup> Se debe de aclarar que el cambio de fase en este tipo de dispositivos es logrado únicamente para una sola frecuencia que en este caso es de 30 GHz.

<sup>2</sup> La longitud de la guía estaba en función de la longitud de la placa, donde  $lg = lp + 20$  mm. Este espaciado se puede apreciar en la Fig. 3.4 cuya finalidad era dejar una pequeña transición en la guía para así obtener mediciones más precisas.

<sup>3</sup> Nombré *profundidad de los triángulos* a la longitud que describía el qué tan inmersos se encontraban los cortes triangulares en la placa.



**Fig. 3.8** Gráficas del caso 2 ( $\epsilon = 2.2$  y  $lp = 109.2$  mm): a) Diferencia de fase y b) Pérdidas por retorno

reflexiones (Fig. 3.8b)) cumplían con el parámetro establecido de  $-25$  dB: se presentaron  $-28.77$  dB y  $-24.7$  dB para el modo 1 y modo 2 respectivamente.

### 3.4 ESCANEEO DE UN ARREGLO PLANO CON ELEMENTOS BASADOS EN EL DESPLAZADOR DE FASE DIFERENCIAL DE $180^\circ$

Como se mencionó anteriormente, el desplazador de fase diferencial de  $180^\circ$  cuando es implementado en un arreglo puede o no precederle un elemento radiador, es decir, este elemento por su estructura ya es un radiador nato<sup>4</sup>. Después de obtener el diseño óptimo del desplazador de fase en el caso 2 se procedió a estudiar las características de radiación de un arreglo plano, el cual tuviera como elementos el dispositivo del caso 2, en dos configuraciones de mallas: malla cuadrada y malla triangular equilátera. Los parámetros de diseño del arreglo a analizar en la simulación son: que los elementos sean iguales y que no exista un cambio de fase entre éstos. El hecho de que no haya un cambio de fase entre sus elementos facilita el diseño ya que no es necesario tener elementos en el arreglo exactamente iguales al elemento diseñado en el caso 2, pero que sí sean iguales entre sí. Es decir, como se desean estudiar únicamente las características de radiación del dispositivo del caso 2 bastará con tener un elemento que tenga características de escaneo iguales a éste. Por lo anterior, el desplazador de fase del caso 2 puede ser reducido a una simple guía de onda del mismo diámetro pero con una longitud menor. De no hacerlo así, simulando un arreglo con elementos idénticos al caso 2, se obtendrían exactamente los mismos resultados pero el tiempo de simulación se incrementaría en gran medida (de 6 a 8 horas, o incluso más, dependiendo del procesador de la computadora utilizada).

Teniendo en cuenta las consideraciones anteriores, se procedió a diseñar una guía de onda de diámetro  $d = 7.2$  mm (igual que los casos anteriores) y de largo  $l = 7.5$  mm. En la simulación se tuvo que definir una región la cual debe de envolver al elemento del arreglo (en este caso la guía) cuya finalidad fue definir un espaciado entre los elementos. La región fue un cubo de lado  $l = 7.5$  mm (igual que el largo de la guía). Ambas, la guía y la región cúbica son mostradas en la Fig. 3.9. De las medidas anteriores se puede deducir que cada elemento estará separado 6 mm entre sí.

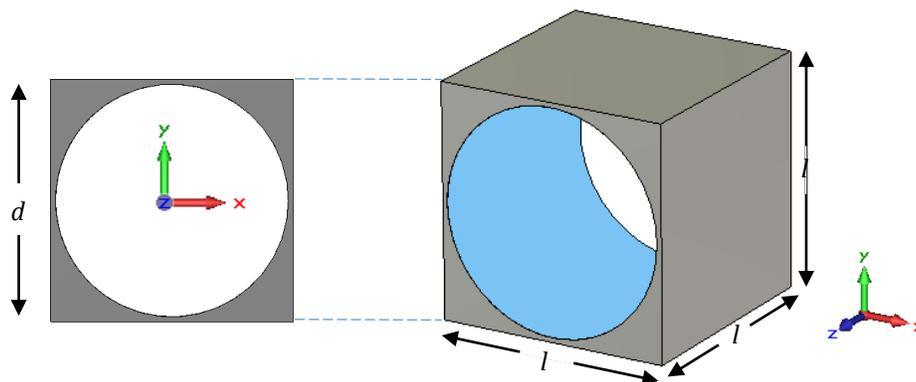


Fig. 3.9 Características físicas del elemento en el arreglo.

<sup>4</sup> Hay que recordar que las guías de onda son utilizadas como elementos radiadores y solo en algunos casos, donde se requiera hacer un cierto ajuste en el patrón de radiación o incluso en la polarización, se le integran al final otros tipos de elementos radiadores (por ejemplo las cornetas).

### 3.4.1 Escaneo en una Malla Cuadrada

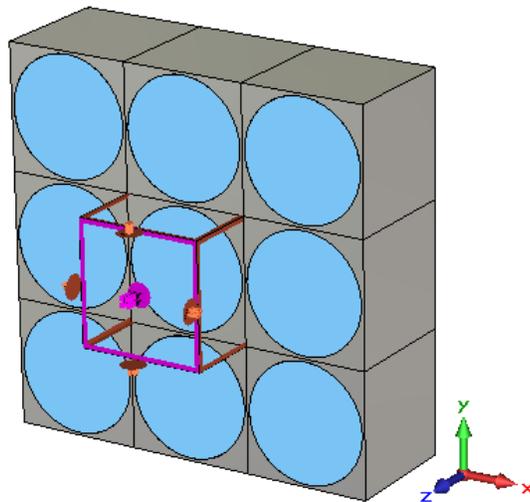
Antes de comenzar con la simulación, es necesario conocer una estimación de lo que obtendrá referente al escaneo del arreglo. Como se analizó en la sección 1.3.2.1, la distancia óptima en una malla cuadrada para que no haya lóbulos gratinados está dada por la ecuación (1.36). Sin embargo, si se desea conocer cuál es el ángulo máximo de escaneo donde el arreglo funcionará óptimamente se tendría que despejar  $\theta_{max} = \theta_{C max}$  de la ecuación (1.41), dando como resultado

$$\theta_{C max} = \sin^{-1} \left( \frac{\lambda}{a} - 1 \right), \quad a = b \quad (3.1)$$

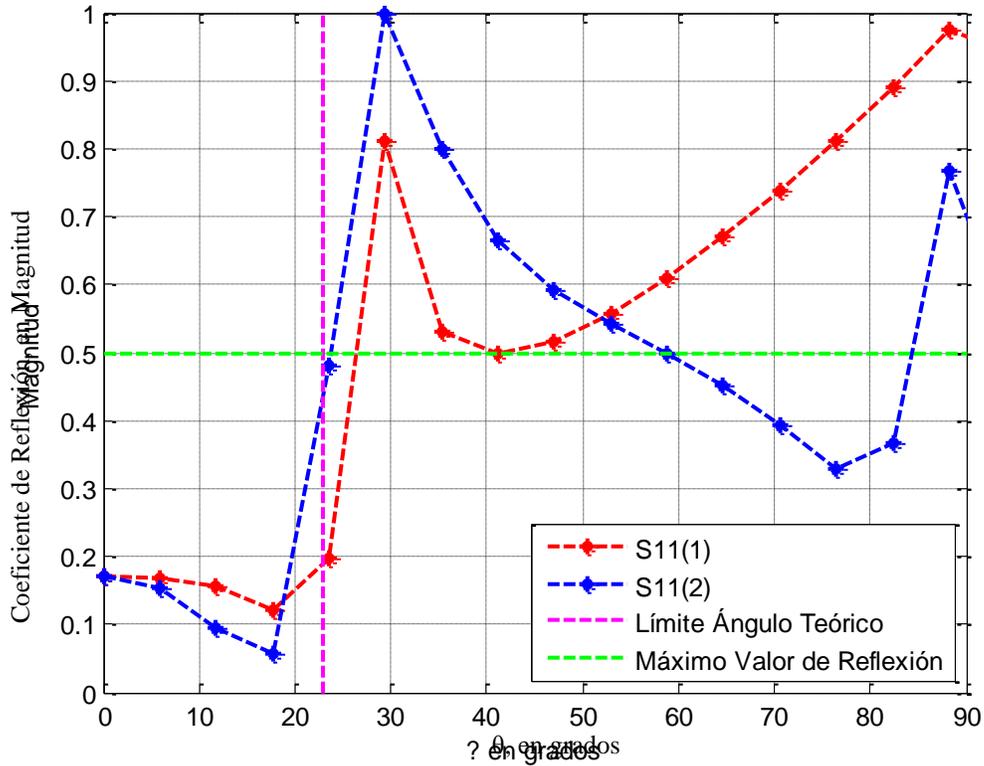
Como se ha mencionado con anterioridad, este tipo de dispositivos son óptimos para una sola frecuencia, en nuestro caso es de  $f_0 = 30$  GHz, correspondiente a la frecuencia central de la banda con la que se está trabajando. Sustituyendo  $\lambda = C/f_0 = 10$  mm y  $a = b = l = 7.2$  mm en la ecuación (3.1) se obtiene que

$$\theta_{C max} = 22.88^\circ$$

Entonces, teóricamente teniendo un arreglo con un espaciado cuadrangular entre sus elementos con una longitud de 7.2 mm, para la frecuencia de 30 GHz, el ángulo máximo de escaneo del arreglo es de  $22.88^\circ$ . Una vez obtenido este límite teórico, se procedió a hacer la simulación en CST Microwave Studio. Para realizar el análisis de escaneo (para cualquier ángulo de malla  $\gamma$ ) el software emplea un análisis mediante la teoría de los Modos Floquet. Lo anterior facilita en gran medida los cálculos que el software pudiera emplear y eso se ve reflejado en el tiempo que tarda en hacer dichos cálculos. Por default, el software brinda un arreglo de malla cuadrada ( $\gamma = 90^\circ$ , Fig. 3.10), pero es posible modificar el ángulo de la malla y de esta manera obtener una infinidad de opciones. Para saber qué tan eficiente es el escaneo de este arreglo se recurrió a los parámetros S, con especial interés en los coeficientes



**Fig. 3.10** Representación de un arreglo infinito con una malla cuadrangular ( $\gamma = 90^\circ$ ) mediante CST Microwave Studio.



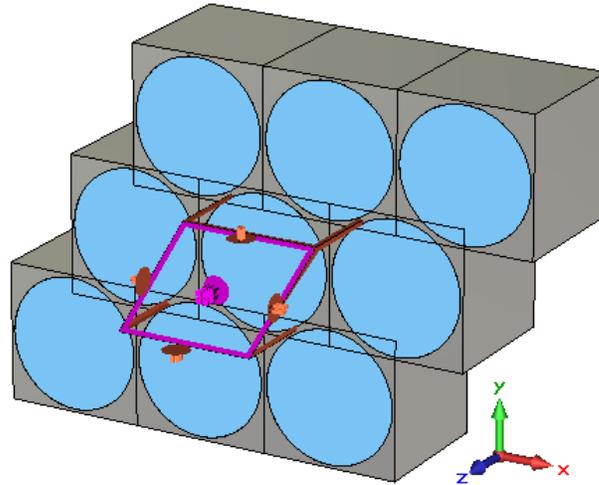
**Fig. 3.11** Coeficiente de Reflexión para diferentes ángulos de escaneo  $\theta$  a 30 GHz para una malla cuadrada.

de reflexión, ya que sirven como indicadores para saber en qué ángulos de  $\theta$  empieza a haber un desacoplamiento en el arreglo. De esta manera, se procedió a efectuar la simulación obteniendo los coeficientes de reflexión  $S_{11}(1)$  y  $S_{11}(2)$  para diferentes valores de  $\theta$  en 30 GHz. Los resultados de los parámetros S con magnitud lineal obtenidos por el simulador se muestran en la Fig. 3.11. Como límite para decidir en dónde el arreglo ya no operaba eficientemente se seleccionó 0.5 (-3 dB), que es cuando la mitad de la potencia incidente es reflejada. De la gráfica podemos obtener que el máximo ángulo de escaneo obtenido por el simulador es de  $23.75^\circ$ , resultado muy parecido al obtenido teóricamente; el ángulo obtenido de la simulación es mayor que el valor teórico (aproximadamente  $1^\circ$  de diferencia).

### 3.4.2 Escaneo en una Malla Triangular Equilateral

De la misma forma que la malla cuadrada, el arreglo de malla triangular equilateral fue analizado. En la sección 1.3.2.2 se obtuvo la ecuación (1.45) para evitar la aparición de los lóbulos gratinados. Despejando  $\theta_{max} = \theta_{T max}$  de la ecuación (1.45) se puede encontrar el ángulo máximo de escaneo, dando como resultado

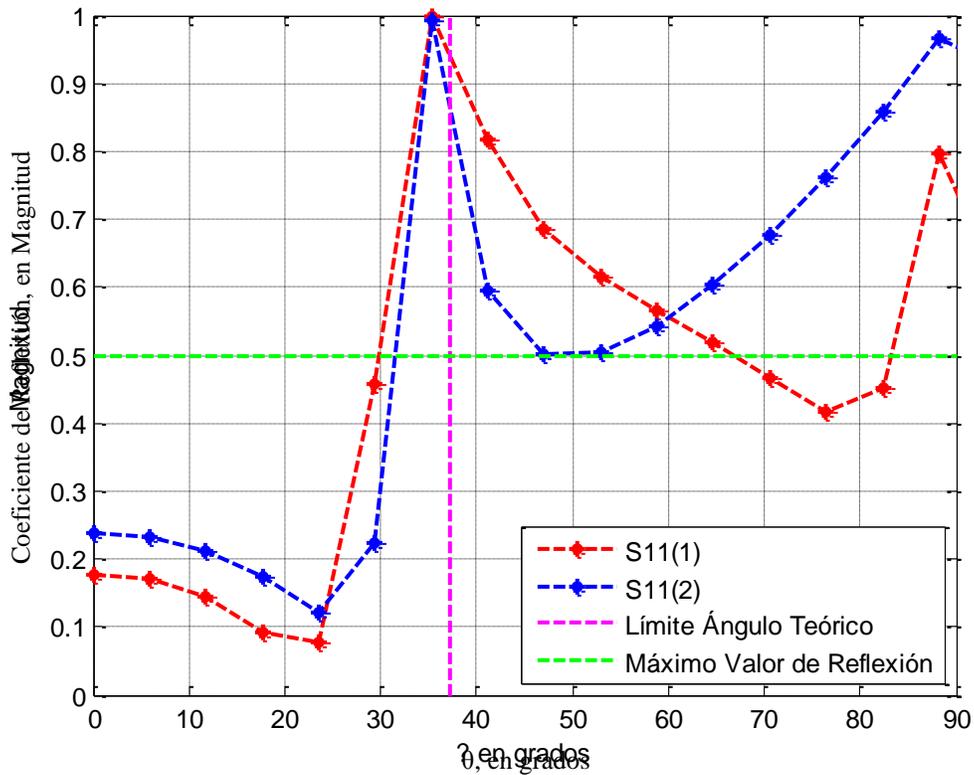
$$\theta_{T max} = \sin^{-1} \left( \frac{1.155 \lambda}{d} - 1 \right) \quad (3.2)$$



**Fig. 3.12** Representación de un arreglo infinito con una malla triangular ( $\gamma = 60^\circ$ ) mediante CST Microwave Studio.

Ahora, sustituyendo  $\lambda = 10$  mm y  $d = l = 7.2$  mm en la ecuación (3.2) se obtiene que

$$\theta_{T \max} = 37.16^\circ$$



**Fig. 3.13** Pérdidas por retorno para diferentes ángulos de escaneo  $\theta$  a 30 GHz para una malla triangular.

Por otro lado, al ingresar las características de la malla al software,  $\gamma = 60^\circ$ , automáticamente se obtiene su representación la cual es visualizada en la Fig. 3.12. Entonces, procediendo con la simulación, los coeficientes de reflexión obtenidos para la malla triangular equilátera son mostrados de manera lineal en la Fig. 3.13. Como podemos ver en la gráfica, el ángulo máximo de escaneo obtenido teóricamente difiere al de simulación, el cual fue de  $30^\circ$ . En este caso el valor teórico resultó ser mayor que el valor obtenido por la simulación con una diferencia aproximadamente de  $7^\circ$ .

## CONCLUSIONES

1. Utilizar un desplazador diferencial de  $180^\circ$  implementado en una guía de onda circular tiene una ventaja que resulta atractiva en el ámbito de las microondas que es el manejo de altas potencias (4 veces más que en una guía rectangular). Sin embargo, su pobre ancho de banda, su gran volumen y su costo de fabricación causan que este tipo de desplazadores de fase no sean considerados para aplicaciones donde el espacio disponible para ser implementados es reducido.
2. La utilización de los cortes triangulares en los extremos de la placa dieléctrica fueron de gran ayuda ya que logró reducir las reflexiones al margen deseado (entre el caso 1 y 2), de  $-23.98$  dB a  $-28.77$  dB para el modo 1 y de  $-14.57$  dB a  $-28.77$  dB en el modo 2.
3. El utilizar cortes triangulares aumenta el largo de la placa para lograr el cambio de fase  $180^\circ$ . Para nuestro caso aumentó aproximadamente 9 mm). Lo anterior puede resultar un inconveniente para aplicaciones donde el espacio destinado para los desplazadores es reducido.
4. Cuando se analizaron las características de escaneo de este desplazador se observó de manera evidente que el utilizar un arreglo con una malla triangular equilátera es mucho más eficiente que utilizar uno con una malla cuadrada. Los ángulos máximos de escaneo que se obtuvieron gracias al simulador fueron de  $\theta_{C\ max} = 23.75^\circ$  y  $\theta_{T\ max} = 30^\circ$  para una malla cuadrada y una malla triangular equilátera respectivamente.
5. Los resultados teóricos para calcular el máximo ángulo de escaneo, obtenidos de las ecuaciones (3.1) y (3.2), no pueden ser considerados como indicadores precisos, pero sí como buenas aproximaciones de lo que se puede esperar respecto a la forma de escanear del arreglo. La diferencia entre los resultados teóricos y los resultados obtenidos en la simulación diferían aproximadamente  $1^\circ$  para el caso de la malla cuadrada y de  $7^\circ$  para el caso de la malla triangular equilátera. Sin embargo, a pesar de haber una discrepancia entre los resultados obtenidos, tanto teóricos como los obtenidos de la simulación, el ángulo de escaneo utilizando una malla triangular siempre fue mayor para ambos casos.
6. A pesar de haber logrado un mejor ángulo de escaneo con la malla triangular equilátera, éste sigue siendo un ángulo pequeño en comparación con los ángulos de escaneo que pueden lograr actualmente implementando otras tecnologías.

REFERENCIAS:

- [1] A. G. Fox, *An Adjustable Waveguide Phase Changer*, Proc. IRE, vol. 35, pp 1489-1498, diciembre, 1947.
- [2] Merrill I. Skolnik, *Radar Handbook*, Mc Graw Hill, Estados Unidos, 1990. 2ª ed. p. 1.17.
- [3] Robert E. Collin. *Foundations for Microwave Engineering*. John Wiley & Sons, Hoboken, 2001, 2ª ed. pp 410

## Diseño de una Placa $\Delta 180^\circ$ en el Espacio Libre y su Comportamiento como Elemento dentro de un Arreglo Plano

---

**E**n este último capítulo se mostrará el diseño de una placa dieléctrica capaz de cambiar la fase de una onda polarizada circularmente  $360^\circ$ , para después ser empleada como elemento dentro de diferentes tipos de arreglos, donde la diferencia de fase entre sus elementos y ángulo de malla son diferentes. Lo anterior se realizó haciendo el estudio de diferentes subarreglos por medio de la Teoría de Modos Floquet estudiada en el capítulo 1 para dar una predicción del comportamiento de escaneo de los arreglos antes de ser simulados en CST Microwave Studio. Por último, después de haber realizado la simulación para cada uno de los arreglos, se evaluará qué tan eficiente son los diferentes tipos de arreglos estudiados y de esta manera analizar sus ventajas y desventajas.

## 4.1 DISEÑO DE UNA PLACA $\Delta 180^\circ$ EN EL ESPACIO LIBRE

La característica de este diseño fue dejar a un lado la guía de onda y analizar únicamente la placa dieléctrica para lograr el desplazamiento de fase de  $180^\circ$  ( $\Delta 180^\circ$ ). Si implementamos únicamente la placa dieléctrica como desplazador de fase es de inferirse que su comportamiento cambiará porque ya no se encontrará dentro de una guía de onda, si no estará expuesta en el espacio libre.

### 4.1.1 Caso 1: Placa $\Delta 180$ con $\epsilon = 2.2$ , $t = 0.25$ mm y $lp = 425$ mm

Para este diseño se siguió trabajando en la misma banda de frecuencia usada con anterioridad y se utilizó la misma placa dieléctrica ( $\epsilon = 2.2$  y  $t = 0.25$  mm). La altura de la placa, cuando estaba dentro de la guía de onda, dependía en su totalidad del diámetro de ésta. Sin embargo, ahora que no existía la guía, esa altura podría ser cambiada con la finalidad de que fuera más pequeña, por lo tanto se eligió una altura de la placa  $h = 4$  mm. Con lo anterior, el hecho de haber quitado la guía de onda y de haber disminuido la altura de la placa dieléctrica, se tenía que volver a encontrar aquella longitud de la placa tal que nos diera como resultado un  $\Delta 180^\circ$ . Además se tuvo que redefinir la región la cual nos serviría para dar el espaciado entre los elementos, dando como resultado un prisma cuadrangular de lado  $s = 5$  mm y un largo dependiente de la longitud de la placa,  $ls = lp + 20$  mm<sup>1</sup>. La representación de las dimensiones de la placa dieléctrica y de la región contenedora se muestra en la Fig. 4.1. El proceso para encontrar el largo de la placa fue igual que en los casos anteriores: se simuló la placa con una longitud pequeña y después se observó el cambio de fase que ésta producía y de esta manera se podía calcular la longitud para lograr un  $\Delta 180^\circ$  ya que su comportamiento era casi lineal. Como resultado se obtuvo una placa de  $lp = 425$  mm de largo. La longitud obtenida fue extremadamente larga, haciéndola inadecuada para ser empleada como elemento de un arreglo, por lo que de inmediato se descartó la idea de implementar un desplazador de fase con estas características.

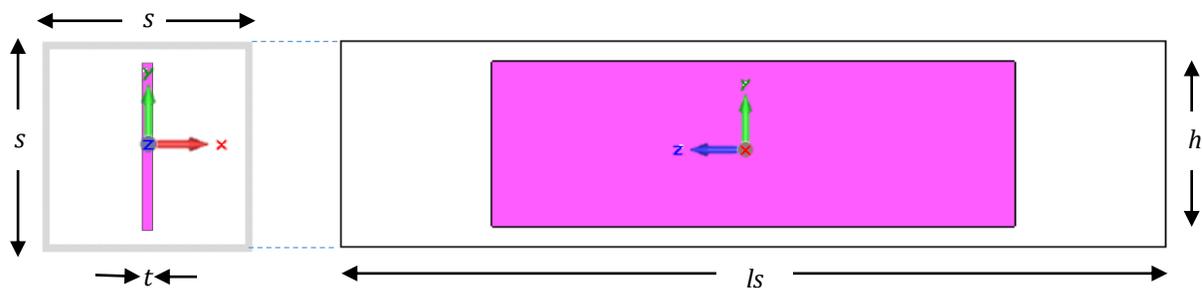


Fig. 4.1 Diseño de la Placa  $\Delta 180^\circ$ ,  $\epsilon = 2.2$ ,  $t = 0.25$  mm y  $lp = 425$  mm.

<sup>1</sup> Al igual que la longitud de la guía de onda,  $lg$ , la longitud de la región  $ls$  es caracterizada por depender de la longitud de la placa. Este espaciado entre los extremos de la placa y los extremos de la región (Fig. 4.1) es para simular un escaneo en el campo lejano y así tener mediciones más precisas.

#### 4.1.2 Caso 2: Placa $\Delta 180$ con $\epsilon = 10.2$ , $t = 0.635$ mm y $lp = 11.27$ mm

Con los resultados obtenidos del caso 1 se tenía que encontrar la manera de reducir el largo de la placa, así que se investigaron otros materiales de Rogers Corporation © para sustituir dicha placa. Esta compañía tiene muchos materiales parecidos en cuanto a permitividad y en grosor; para elegir cuál sería el posible conjunto de materiales que pudieran solucionar el problema del largo de la placa, se decidió descartar todos aquellos que tuvieran la misma permitividad del caso 1 (o un valor cercano a ésta). Habiendo seleccionado los materiales, se dispuso a encontrar su respectiva longitud para provocar el cambio de fase de  $180^\circ$ . Además, se tomó en cuenta el valor del coeficiente de reflexión  $S_{11}(1)$  <sup>2</sup> para cada caso, poniendo como límite 0.5 (en magnitud). Las características obtenidas de las simulaciones para los materiales estudiados se muestran en la Tabla 4.1. Después de haber analizado detalladamente cada caso, se eligió el material con una permitividad  $\epsilon = 10.2$  y con un grosor de  $t = 0.635$  mm ya que presentaba la longitud más baja y el valor de su reflexión no sería causante de problemas. Entonces, ahora la nueva placa dieléctrica a estudiar tendría las siguientes características:  $\epsilon = 10.2$  mm,  $lp = 11.27$  mm,  $h = 4$  mm y  $t = 0.635$  mm, con su región asociada de tamaño  $s = 5$  mm y  $ls = 52.93$  mm. No obstante, cuando se procedió a hacer el análisis de

**Tabla 4.1** Comparación entre diferentes tipos de materiales para lograr un  $\Delta 180^\circ$ .

Marca	$\epsilon$	Grosor [mm]	Longitud de la Placa [mm]	Reflexión Lineal, $S_{11}(1)$	$\Delta\theta$
RT/duroid® 6006 & 6010 Laminates	6.15	0.127	124.07	0.0495	179.89°
		0.254	64.46	0.0945	180.93°
		0.635	26.5	0.2138	179.95°
	<b>10.20</b>	0.127	65.53	0.0839	179.96°
		0.254	32.93	0.1618	180.13°
		<b>0.635</b>	<b>11.27</b>	<b>0.4000</b>	<b>180.40°</b>
RT/duroid® 6035HTC High Frequency Laminate	3.50	0.508	82.69	0.0921	180.53°
		0.762	58.58	0.1352	179.93°
		1.524	38.82	0.2378	180.12°
TMM4	4.50	0.381	69.5	0.0967	180.08°
		0.508	53.45	0.1235	180.00°
		0.635	43.73	0.1514	180.13°
		0.762	37.4	0.0180	179.98°
TMM6	6.00	0.381	45	0.1297	179.97°
		0.508	34.08	0.1715	180.05°
TMM10	9.20	0.381	24.5	0.2100	180.07°

<sup>2</sup> Para el caso de las reflexiones, se tuvo que analizar  $S_{11}(1)$  y  $S_{11}(2)$ . Sin embargo, para todos los casos,  $S_{11}(2)$  siempre era mucho menor que  $S_{11}(1)$ , por lo que bastaría únicamente analizar  $S_{11}(1)$ . Además, el valor que se tomó de  $S_{11}(1)$  fue el mayor dentro de la banda de frecuencias (de 27 GHz a 33 GHz).

escaneo en el simulador, éste detectó problemas con las fronteras, por lo que ahora el problema no era la placa, si no la región que contenía a ésta.

#### 4.1.3 Caso 3: Placa $\Delta 180$ con $\epsilon = 10.2$ y $t = 0.635$ mm y $lp = 10.17$ mm

Cuando se procedió a hacer el análisis del escaneo utilizando la placa dieléctrica del caso 2 como elemento dentro de un arreglo, para el caso de la malla triangular, el simulador presentó un problema en las fronteras causado por “empalmes” entre los elementos adyacentes. Para solucionar el problema anterior se decidió disminuir la altura de la región que contenía la placa, pasando de ser un prisma cuadrangular a un prisma rectangular. Las dimensiones de este nuevo prisma fueron: una altura  $l = 4.5$  mm, un ancho  $a = 5.0$  mm y un largo  $ls = lp + 20$ . Debido a este reajuste en las dimensiones en la región se tenía que diseñar de nuevo la longitud de la placa<sup>3</sup>. Después de hacer el procedimiento para encontrar el cambio de fase  $180^\circ$ , finalmente se logró obtener el diseño final de la placa:  $\epsilon = 10.2$  mm,  $lp = 10.17$  mm,  $h = 4$  mm y  $t = 0.635$  mm, como se muestra en la Fig.4.2. Comparando con el caso anterior, la longitud de la placa se redujo aproximadamente 1 mm lo cual resultaba ventajoso para el diseño y la simulación.

El valor de la reflexión en magnitud asociado a esta placa fue de  $S_{11}(1)=0.44$ , el cual estaba dentro del límite establecido. No obstante se trató de disminuir el valor de la reflexión utilizando los cortes triangulares implementados en el caso 2 del capítulo 3, pero como observamos anteriormente, el utilizarlos implicaba un incremento en la longitud de la placa. A pesar de esta consideración, se trató de mitigar la reflexión utilizando esa técnica pero no fue implementada en el diseño final de la placa dieléctrica debido a dos cuestiones. La primera fue que sí se logró disminuir la reflexión hasta un valor en magnitud aproximado de 0.1, pero el largo de la placa era tan grande (aproximadamente 33 mm) que de nada servía haber hecho la selección de la placa de menor tamaño. La segunda fue que la gráfica de reflexión (en magnitud) versus frecuencia presentaba grandes “saltos” dentro de la banda de trabajo, es decir, no se podía asegurar un valor máximo en toda la gráfica que estuviera dentro del límite ya que siempre se presentaba un valor de reflexión igual a 1. Por lo anterior, el

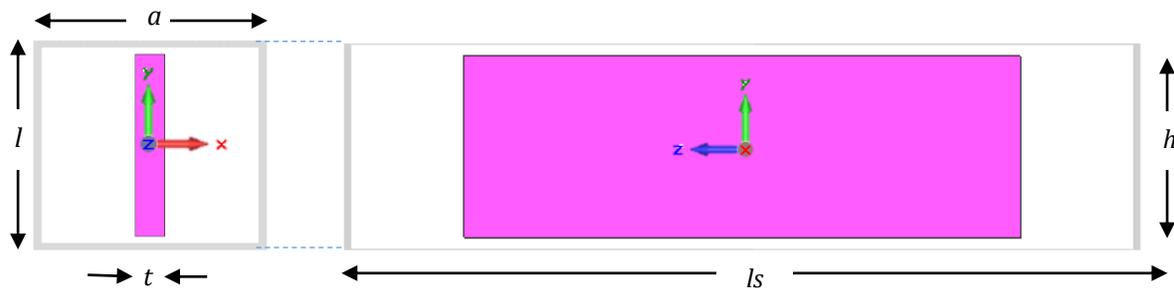


Fig. 4.2 Diseño de la Placa  $\Delta 180^\circ$ ,  $\epsilon = 10.2$ ,  $t = 0.635$  mm y  $lp = 10.17$  mm.

<sup>3</sup> No había preocupación en la selección del material de la placa ya que toda alteración que se presentara iba a ser proporcional con los otros materiales, por lo que el material elegido con anterioridad seguiría siendo el óptimo ante todos los demás.

utilizar los cortes triangulares no se consideró como alternativa para disminuir la reflexión y se optó por trabajar la placa sin modificación alguna.

### 4.3 ESCANEEO DE UN ARREGLO FORMADO POR PLACAS DIELECTRICAS $\Delta 180^\circ$ EN EL ESPACIO LIBRE

Después de haber analizado la placa en su diseño final se procedió a analizar el escaneo de un arreglo, cuyos elementos tuvieran el diseño del caso 3. La característica de construcción asignada a estos arreglos fue que debían de estar constituidos por subarreglos, los cuales presentarían un cambio de fase entre sus elementos. Además, se analizaría a cada uno de los arreglos utilizando una malla cuadrada y una malla triangular.

#### 4.3.1 Estimación Teórica del Escaneo de los Arreglos formados por Placas Dieléctricas $\Delta 180^\circ$ usando la Teoría de los Modos Floquet

Para estudiar el comportamiento de radiación de los arreglos constituidos por placas dieléctricas en el espacio libre se utilizó la Teoría de los Modos Floquet analizada en el capítulo 1, con especial énfasis en los arreglos constituidos por subarreglos. Como se analizó en la sección 1.2.2, un subarreglo presenta un cambio de fase entre sus elementos, la cual es constante y menor a  $2\pi$ . Si se hace incidir una onda de polarización circular en una placa dieléctrica  $\Delta 180^\circ$  (Fig. 4.3), la onda resultante a la salida seguirá siendo una onda de polarización circular pero con un cambio de fase adicional de  $2\alpha^4$ , es decir, la onda de salida tendrá un cambio en el sentido de la polarización respecto a la onda de entrada. Con lo anterior, es posible diseñar un arreglo cuya onda radiante tenga una distribución de fase lineal, mediante un arreglo de placas las cuales presentan un cambio gradual de fase entre sí. En la Fig. 4.4 se muestra la representación de un subarreglo de 7 elementos, los cuales tienen un cambio constante de fase entre sí, lo que permite que el frente de onda resultante sea plano y

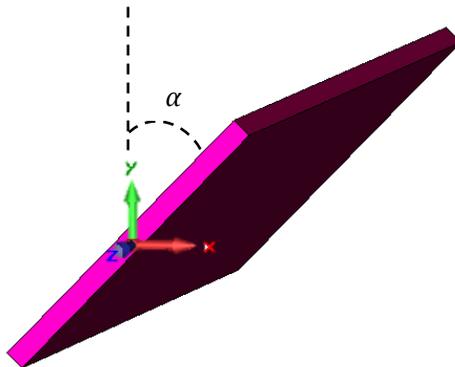
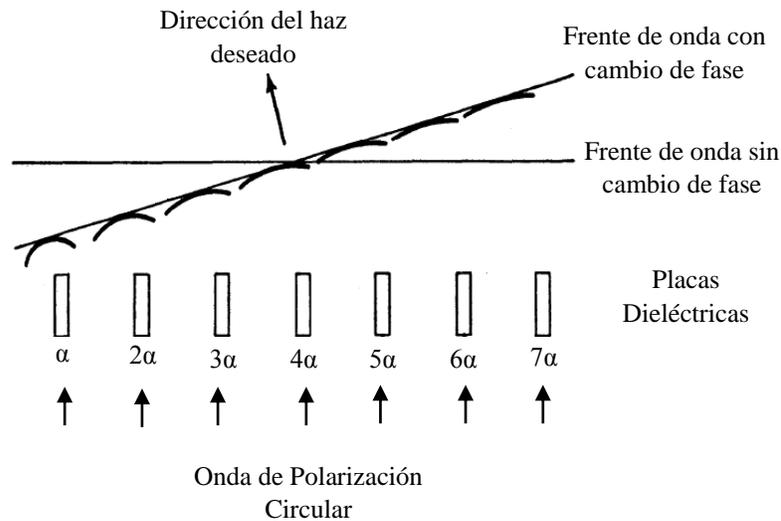


Fig. 4.3 Rotación de la placa dieléctrica con un ángulo  $\alpha$ .

---

<sup>4</sup> Este comportamiento, como se vio en el capítulo anterior, también se logra utilizando el desplazador de fase diferencial basado en la guía de onda circular. El ángulo  $\alpha$  es medido respecto al eje de incidencia de la onda y el eje en el cual está posicionada la placa.



**Fig. 4.4** Representación de un subarreglo de placas dieléctricas  $\Delta 180^\circ$  con 7 elementos, los cuales presentan una diferencia gradual de fase entre sí.

a su vez dirigido a una dirección deseada. Por lo tanto, se pensó en analizar los subarreglos con diferente cantidad de elementos y diferentes cambios de fase, además de ver su comportamiento con diferentes configuraciones de malla, con la finalidad de buscar una configuración óptima que permitiera el mayor ángulo de escaneo.

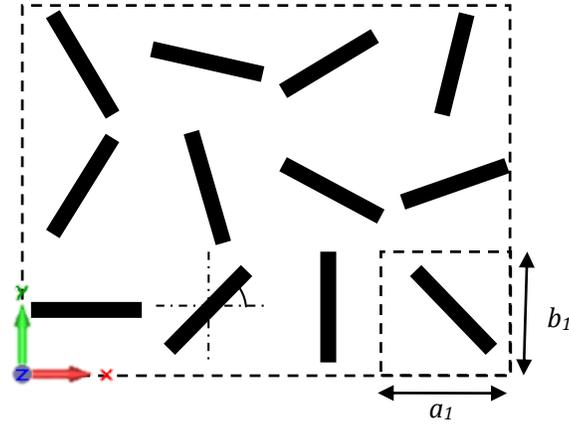
#### 4.3.1.1 Obtención de los Máximos Ángulos de Escaneo

Para buscar la manera de predecir cuál sería el máximo ángulo de escaneo que los arreglos presentarían de acuerdo a su número de elementos y la fase que existía entre éstos, se utilizaron el par de ecuaciones (1.46), las cuales están diseñadas para un ángulo de malla  $\gamma$  arbitrario. El cambio de fase entre los elementos a lo largo del eje  $x$  y el eje  $y$  está representado por  $\psi_x$  y  $\psi_y$  respectivamente. Estas variables pueden ser descritas en función del número de elementos que contiene el subarreglo y el cambio de fase que presentan las placas dieléctricas, entonces

$$\psi_x = \frac{2\pi M_x}{N_x} \quad (4.1a)$$

$$\psi_y = \frac{2\pi M_y}{N_y} \quad (4.1b)$$

donde  $N_x$  y  $N_y$  representan el número de elementos a lo largo del eje  $x$  y el eje  $y$  respectivamente, cuya cantidad de cambios de fase  $\pi$  dentro del subarreglo asociados son  $M_x$  y  $M_y$ . Además el término  $2\pi$  dentro del par de ecuaciones (4.1) es necesario para lograr el frente de onda deseado a través del arreglo. Para explicar mejor esta nomenclatura recurriremos a la Fig. 4.5, la cual muestra un subarreglo de 12 elementos,  $N_x=4$  y  $N_y=3$ , donde sus elementos tendrán solo un cambio de fase  $\pi$  a lo largo de sus ejes, es decir,  $M_x = M_y = 1$ . Los elementos del subarreglo tienen un cambio de fase a lo largo del eje  $x$  de  $\pi/4$  y a



**Fig. 4.5** Representación de un subarreglo de 12 elementos, donde  $N_x = 4, N_y = 3, M_x = M_y = 1$ .

lo largo del eje  $y$  de  $\pi/3$ . Por otro lado, haciendo un cambio de variable donde  $\theta_{mn} = \theta_{max}$  y  $\phi_{mn} = \phi_{max}$  y utilizando las ecuaciones (4.1) es posible describir las ecuaciones (1.46), las cuales quedarían

$$\frac{2\pi M_x}{N_x} = k_0 a_1 \sin \theta_{max} \cos \phi_{max} \quad (4.2a)$$

$$\frac{2\pi M_y}{N_y} = k_0 b_1 \sin \theta_{max} \sin \phi + \frac{k_0 b_1 \sin \theta_{max} \cos \phi_{max}}{\tan \gamma} \quad (4.2b)$$

donde  $a_1$  y  $b_1$  son la separación de los elementos a lo largo del eje  $x$  y el eje  $y$  respectivamente y  $k_0$  es el número de onda en la frecuencia central. Como lo que se desea conocer es el conjunto de ángulos  $(\theta_{max}, \phi_{max})$ , simplemente fue necesario despejar estas variables de las ecuaciones (4.2). Debido a que los subarreglos con los que se trabajaría no tendrían un cambio de fase a lo largo del eje  $y$ , es decir  $\psi_y = 0$ , la ecuación (4.2b) se transforma en

$$0 = k_0 b_1 \sin \theta_{max} \sin \phi_{max} + \frac{k_0 b_1 \sin \theta_{max} \cos \phi_{max}}{\tan \gamma} \quad (4.3)$$

Separando  $\sin \theta_{max}$  de la ecuación (4.2a) y substituyendo el resultado en (4.3) se obtiene que

$$0 = \tan \phi_{max} + \frac{1}{\tan \gamma} \quad (4.4)$$

Despejando  $\phi_{max}$  de la ecuación (4.2) da como resultado

$$\phi_{max} = \tan^{-1} \left( -\frac{1}{\tan \gamma} \right) \quad (4.5)$$

Teniendo la ecuación (4.5) solo bastaba con despejar  $\theta_{max}$  de la ecuación (4.2a), de lo cual resulta

$$\theta_{max} = \sin^{-1} \left( \frac{2\pi M_x}{N_x k_0 a_1 \cos \phi_{max}} \right) \quad (4.6)$$

Por lo anterior, las expresiones que nos ayudarían a obtener el máximo ángulo de escaneo estarían dadas por las ecuaciones (4.5) y (4.6).

Para saber las configuraciones a estudiar se diseñó un programa para agilizar la obtención de ángulos y con base en los resultados, se decidía si el subarreglo sería el indicado para ser estudiado. El criterio utilizado fue el de no estudiar subarreglos con ángulos de  $\theta_{max}$  menores o iguales al obtenido con el del arreglo basado en guías de onda. No obstante, se decidió utilizar ángulos por debajo de  $\theta_{max}=30^\circ$  para visualizar el comportamiento de los subarreglos, caracterizados como  $(N_x, M_x)$ . Como resultado se obtuvo la Tabla 4.2 para una malla cuadrada y la Tabla 4.3 para una malla triangular equilátera, en la frecuencia central de 30 GHz.

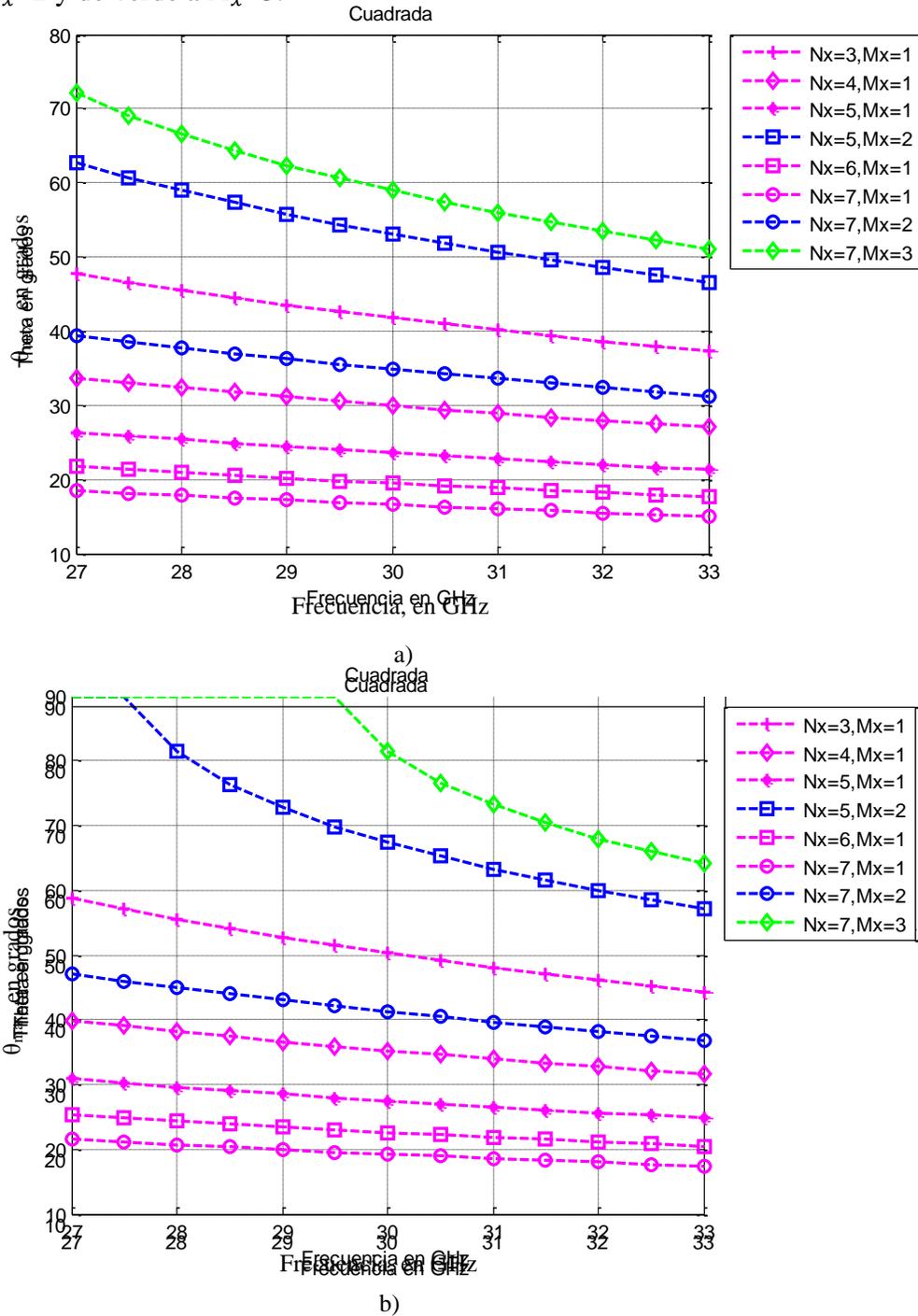
**Tabla 4.2** Máximos ángulos de escaneo asociados con sus Modos Floquet de propagación en un subarreglo  $(N_x, M_x)$  utilizando una malla cuadrada,  $\gamma = 90^\circ$ , a 30 GHz.

Subarreglo $(N_x, M_x)$	$\theta_{max}$	$\phi_{max}$	Modo Floquet $(m, n)$
(3, 1)	41.77°	0°	(1, 0)
(4, 1)	29.97°	0°	(1, 0)
(5, 1)	23.56°	0°	(1, 0)
(5, 2)	53.07°	0°	(2, 0)
(6, 1)	20.15°	0°	(1, 0)
(7, 1)	16.58°	0°	(1, 0)
(6, 2)	41.77°	0°	(2, 0)
(7, 2)	34.82°	0°	(2, 0)
(8, 2)	29.97°	0°	(2, 0)
(7, 3)	58.93°	0°	(3, 0)

**Tabla 4.3** Máximos ángulos de escaneo asociados con sus Modos Floquet de propagación en un subarreglo  $(N_x, M_x)$  utilizando una malla cuadrada,  $\gamma = 60^\circ$ , a 30 GHz.

Subarreglo $(N_x, M_x)$	$\theta_{max}$	$\phi_{max}$	Modo Floquet $(m, n)$
(3, 1)	50.28°	-30°	(1, 0)
(4, 1)	35.23°	-30°	(1, 0)
(5, 1)	27.48°	-30°	(1, 0)
(5, 2)	67.38°	-30°	(2, 0)
(6, 1)	22.62°	-30°	(1, 0)
(7, 1)	19.25°	-30°	(1, 0)
(6, 2)	50.28°	-30°	(2, 0)
(7, 2)	41.25°	-30°	(2, 0)
(8, 2)	35.23°	-30°	(2, 0)
(7, 3)	81.51°	-30°	(3, 0)

Para una mejor visualización de los resultados, en la Fig.4.6a) y Fig. 4.6 b) se muestran las gráficas del comportamiento del ángulo  $\theta_{max}$  versus la frecuencia, para una malla cuadrada y una malla triangular equilátera respectivamente. De color magenta se representa  $M_x=1$ , de azul a  $M_x=2$  y de verde a  $M_x=3$ .



**Fig. 4.6** Gráficas del ángulo de escaneo  $\theta_{max}$  versus la frecuencia para subarreglos caracterizados por  $(N_x, M_x)$ : a) malla cuadrada y b) malla triangular equilátera.

#### 4.3.1.2 Obtención de los Modos Floquet de Propagación en un Arreglo Plano.

Como se revisó en el capítulo 1, los Modos Floquet responden de manera diferente a determinada frecuencia y son capaces de propagarse cuando se cumple la condición descrita en la ecuación (1.38). Esta ecuación establece que la suma de los cuadrados de los números de onda Floquet asociado a los ejes  $x$  y  $y$  debe de ser menor o igual al número de onda en la frecuencia central. Entonces, es de entenderse que la frecuencia es un factor que influye en la propagación de los modos. Además, dentro de un arreglo pueden existir muchos Modos Floquet, pero sólo unos cuantos del tipo dominante serán capaces de propagarse y los demás serán del tipo evanescentes (aquellos que están presentes pero su amplitud es casi nula). Debido a que cada Modo Floquet  $(m, n)$ <sup>5</sup> tiene asociado una dirección de propagación  $(\theta_{mn}, \phi_{mn})$ , los modos dominantes serán quienes decidan la dirección de propagación de la onda plana radiada por el arreglo,  $(\theta_{max}, \phi_{max})$ . Los ángulos teóricos obtenidos en las Tablas 4.2 y 4.3 son las direcciones de propagación de los modos dominantes para cada caso, por lo que la siguiente cuestión fue encontrar los modos dominantes asociados a éstos.

Para poder encontrar a los Modos Floquet  $(m, n)$  asociados a los ángulos calculados anteriormente, fue necesario despejar  $m$  y  $n$  de las ecuaciones (1.47). Despejando  $m$  de la ecuación (1.47a) se obtiene

$$m = \frac{ak_{xmn} - \psi_x}{2\pi} \quad (4.7)$$

Sustituyendo la ecuación (4.7) en la ecuación (1.47b) resulta

$$k_{ymn} = \frac{2n\pi + \psi_y}{b} - \frac{ak_{xmn} - \psi_x}{a \tan \gamma} \quad (4.8)$$

Despejando a  $n$  de la ecuación (4.8) y sabiendo de antemano que  $\psi_y = 0$ , la ecuación resultante es

$$n = \frac{b}{2\pi} \left( k_{ymn} + \frac{ak_{xmn} - \psi_x}{a \tan \gamma} \right) \quad (4.9)$$

donde las variables  $k_{xmn}$  y  $k_{ymn}$  se obtienen de las ecuaciones (1.37), pero como  $(\theta_{mn} = \theta_{max}, \phi_{mn} = \phi_{max})$ , éstas pueden ser rescritas como

$$k_{xmn} = k_0 \sin \theta_{max} \cos \phi_{max} \quad (4.10a)$$

$$k_{ymn} = k_0 \sin \theta_{max} \sin \phi_{max} \quad (4.10b)$$

Por lo tanto, utilizando las ecuaciones (4.7) y (4.9) se obtuvieron los Modos Floquet asociados a los ángulos calculados, dando como resultado la Tabla 4.2, para el caso de la malla cuadrada, y la Tabla 4.3, para el caso de la malla triangular equilátera, para la frecuencia de 30 GHz.

---

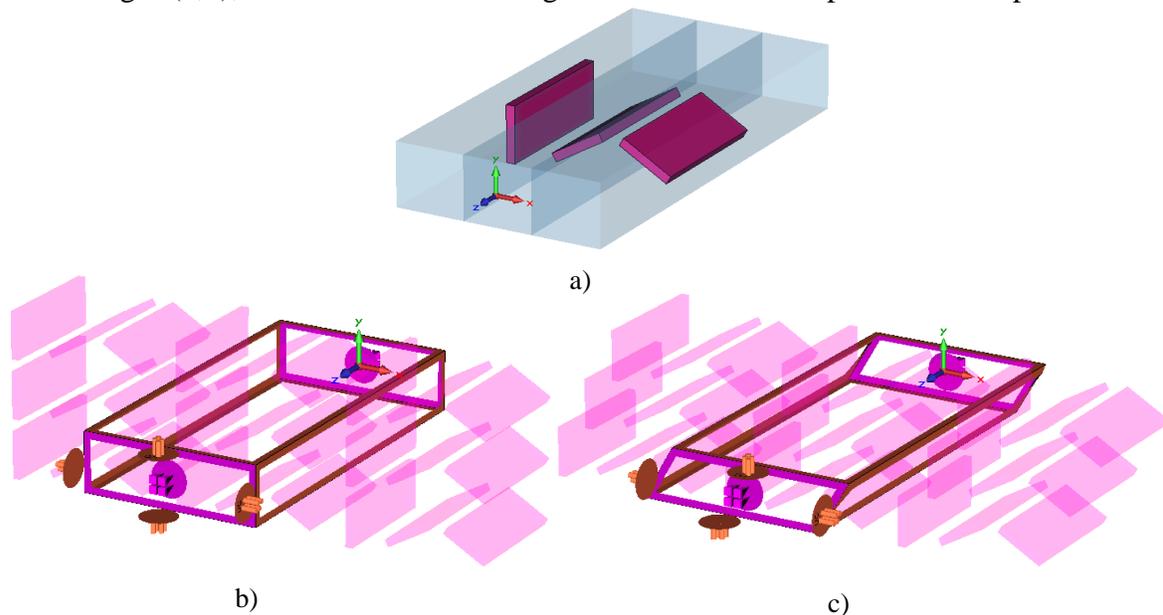
<sup>5</sup> Correspondientes a los modos  $TE_{mn}$  y  $TM_{mn}$ .

### 4.3.2 Escaneo de Arreglos formados por Placas Dieléctricas $\Delta 180^\circ$ en el Espacio Libre mediante CST Microwave Studio

#### 4.3.2.1 Caracterización y Diseño de la simulación

Para proceder con las simulaciones, fue necesario diseñar solamente el subarreglo a estudiar, colocando el número de placas dieléctricas requerido y ángulo de giro entre éstas para cada caso. La característica de este programa es que cuando se procede a la simulación, éste considera la repetición infinita del subarreglo a lo largo del plano  $xy$  dando lugar así al arreglo. Por otro lado, la región que brinda la separación entre elementos resultante fue un prisma, cuya base era de 4.5 mm x 5 mm (caso 3), siendo éste un prisma no cuadrangular. Lo anterior podría considerarse un problema para la simulación de las mallas cuadrada y triangular equilateral debido a que cada una considera 5mm de lado. Sin embargo, para resolver el problema anterior, dentro del simulador también es posible asignar la separación entre los elementos y de esta manera lograr el espaciado faltante para cada malla. Para ilustrar lo anterior consideremos el subarreglo (3, 1). En la Fig. 4.7a) se muestra el subarreglo necesario para la simulación. La Fig. 4.7b) y 4.7c) representan el arreglo infinito ejemplificado por CST Microwave Studio para las mallas cuadrada y triangular respectivamente<sup>6</sup>. Además, en ambas figuras es posible notar que son resaltados los límites del subarreglo, apreciándose el ángulo de la malla.

Para caracterizar la simulación, se deben de definir unos puertos especiales para los Modos Floquet (llamados  $Z_{min}$  y  $Z_{max}$ ), cuya finalidad es indicar en dónde se aplicará la onda de excitación (la entrada,  $Z_{min}$ ) y hacia a dónde va dirigida (la salida,  $Z_{max}$ ). Los puertos, para el subarreglo (3,1), son mostrados en la Fig. 4.8. La simulación por sí sola no puede saber



**Fig. 4.7** Representación de un subarreglo (3,1) en CST Microwave Studio: a) subarreglo (3, 1), b) arreglo de malla cuadrada (3, 1) y c) arreglo de malla triangular equilateral (3,1).

<sup>6</sup> Para apreciar mejor el ángulo de las mallas  $\gamma$  se ocultó la región de separación para cada placa.

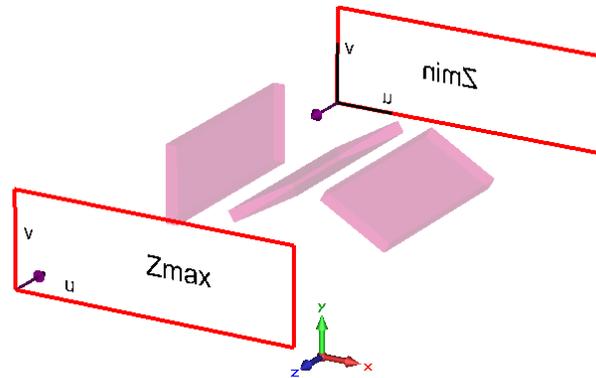


Fig. 4.8 Puertos Floquet para un subarreglo (3, 1).

cuántos Modos Floquet va a calcular, siendo esta etapa manipulada por el usuario previa a la simulación. Para determinar la cantidad de Modos Floquet (sin importar que sean dominantes o evanescentes), el software ofrece una ayuda para saber cuántos de éstos se deben de considerar de acuerdo a la frecuencia, el tipo de polarización de la onda de excitación (lineal o circular) y el ángulo de incidencia de ésta. Entonces, para tener una simulación correcta, en ambos puertos se deben de poner las mismas características, siendo éstas: la frecuencia

Cantidad de Modos Floquet

Modos Floquet obtenidos por el software

Selección del tipo de polarización de la onda

Asignación de la frecuencia y el ángulo de la onda de excitación.

Nr.	TE	TM	X	Y'	Beta	Alpha
1	<input checked="" type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	0	0	691.629	0
2	<input type="checkbox"/>	<input checked="" type="checkbox"/>	0	0	691.629	0
3	<input checked="" type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	1	0	550.355	0
4	<input type="checkbox"/>	<input checked="" type="checkbox"/>	1	0	550.355	0
5	<input checked="" type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	-1	0	550.355	0
6	<input type="checkbox"/>	<input checked="" type="checkbox"/>	-1	0	550.355	0

Fig. 4.9 Ventana para caracterizar la simulación para un subarreglo (3, 1).

máxima de la banda de trabajo<sup>7</sup> y una onda de excitación con polarización circular, la cual se propagará a lo largo del eje z positivo ( $\theta = 0^\circ, \phi = 0^\circ$ ). La ventana del programa que despliega los parámetros anteriores se muestra en la Fig. 4.9, la cual está configurada para el subarreglo (3, 1). Para el caso anterior, después de haber ingresado los parámetros, el programa calculó 6 Modos Floquet, vistos en la Fig. 4.9 como  $m = X$  y  $n = Y'$ .

#### 4.3.2.2 Ángulos de Escaneo y Modos Floquet Propagados obtenidos de la simulación

Los resultados de la simulación no son capaces de mostrar numéricamente los ángulos de propagación, pero sí de poder observarlos gráficamente como vectores. Entonces, para poder determinar si los ángulos de escaneo coincidían con el de la simulación, se buscó el flujo de potencia (gráfico) para los modos obtenidos teóricamente y así comparar el ángulo que el vector de potencia tenía. Por ejemplo, retomando el caso del subarreglo (3, 1), la Fig. 4.10 muestra el vector de propagación de la potencia de la onda radiante para el Modo Floquet dominante (1,0), el cual corresponde a los modos  $TE_{10}$  y  $TM_{10}$ . Para ambos modos el ángulo de propagación calculado teóricamente para la frecuencia central ( $\theta_{max} = 41.77^\circ, \phi_{max} = 0^\circ$ ) coincidía con el de la simulación. Lo anterior se verificó para todos los tipos de subarreglos y en todos se obtuvo que el ángulo mostrado por el vector de potencia en la simulación (para los modos TE y TM) coincidía con el calculado teóricamente.

#### 4.3.2.3 Eficiencia del Arreglo: Pérdidas por Conversión

En los resultados de las simulaciones habían algunos arreglos los cuales tenían varios Modos Floquet (diferentes a los que se sabía que iban a responder) que se propagaban con menor o igual intensidad que los que teóricamente deberían de propagarse. Lo anterior originó que se cuestionara la eficiencia de los arreglos, pues idóneamente deberían solo existir dos modos,  $TE_{mn}$  y  $TM_{mn}$ , propagándose para cada caso. Para dar una solución de cómo saber si los arreglos eran eficientes en [1] se menciona que este tipo de arreglos, cada uno puede ser

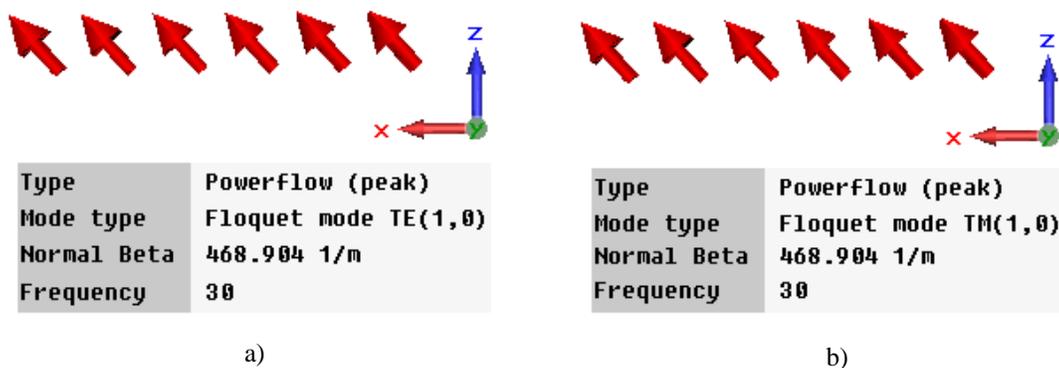


Fig. 4.10 Representación de los vectores del flujo de potencia un subarreglo (3,1): a)  $TE_{10}$  y b)  $TM_{10}$

<sup>7</sup> Si solo se considerara la frecuencia central, sabiendo que se trabaja en una banda de 27 GHz hasta 33 GHz, los resultados obtenidos serían incorrectos, es por eso que se deben de considerar la última frecuencia de la banda de trabajo.

considerado como un convertidor multimodo, el cual transforma una onda plana con polarización circular incidente en una onda plana propagándose en una dirección deseada. Entonces, es posible introducir un coeficiente de conversión  $L_c$  que, como su nombre lo indica, es un parámetro para medir la eficiencia de la conversión entre modos. La eficiencia de conversión  $L_c$  (para nuestro caso) puede ser calculada como la suma de los cuadrados de los coeficientes de transmisión  $S_{21}$  de los dos Modos Floquet que viajan en la dirección deseada ( $TE_{mn}$  y  $TM_{mn}$ ), que se forman debido a la onda de polarización circular incidente. Su representación matemática es la siguiente

$$L_c = 10 \log \left( S_{21}^{(TE_{mn},1)} + S_{21}^{(TM_{mn},1)} \right)$$

donde  $(TE_{mn}, 1)$  y  $(TM_{mn}, 1)$  representan la transición de la onda de polarización circular incidente a los modos  $TE_{mn}$  y  $TM_{mn}$  respectivamente, donde  $(m, n)$  son los subíndices de los Modos Floquet propagados obtenidos teóricamente. Por lo tanto, después de haber calculado las pérdidas de conversión para cada caso se obtuvo la Tabla 4.4, en donde se representan dichas pérdidas para cada uno de los subarreglos  $(N_x, M_x)$ , tanto para una malla cuadrada como una malla triangular equilátera.

**Tabla 4.4** Pérdidas por conversión existentes en arreglo caracterizado por un subarreglo  $(N_x, M_x)$  utilizando una malla cuadrada y una malla triangular equilátera

Subarreglo $(N_x, M_x)$	Lc en dB para $\gamma = 90^\circ$	Lc en dB para $\gamma = 60^\circ$
(3, 1)	-1.7928	-2.5834
(4, 1)	-0.7309	-0.8791
(5, 1)	-0.4907	-0.4742
(6, 1)	-0.4356	-0.3683
(7, 1)	-0.9590	-0.3302
(5, 2)	-4.5875	-7.0449
(6, 2)	-1.7963	-2.5896
(7, 2)	-1.2154	-1.5189
(8, 2)	-0.7378	-0.8831
(7, 3)	-7.2921	-16.0521

Para apreciar mejor los resultados de la Tabla 3.3, la Fig. 4.11 muestra la gráfica de las pérdidas por conversión  $L_c$  versus el máximo ángulo de escaneo  $\theta_{max}$  para los dos tipos de malla estudiados. En [1] sugieren establecer como límite  $-1$  dB para las pérdidas por conversión; si los arreglos presentan pérdidas por conversión mayores a éste valor se puede considerar que el arreglo es eficiente. Sin embargo, también  $-2$  dB puede considerarse como un límite, no buscado, pero suficiente para que el desempeño del arreglo sea aceptable. Ambos límites son mostrados en la Fig. 4.11.

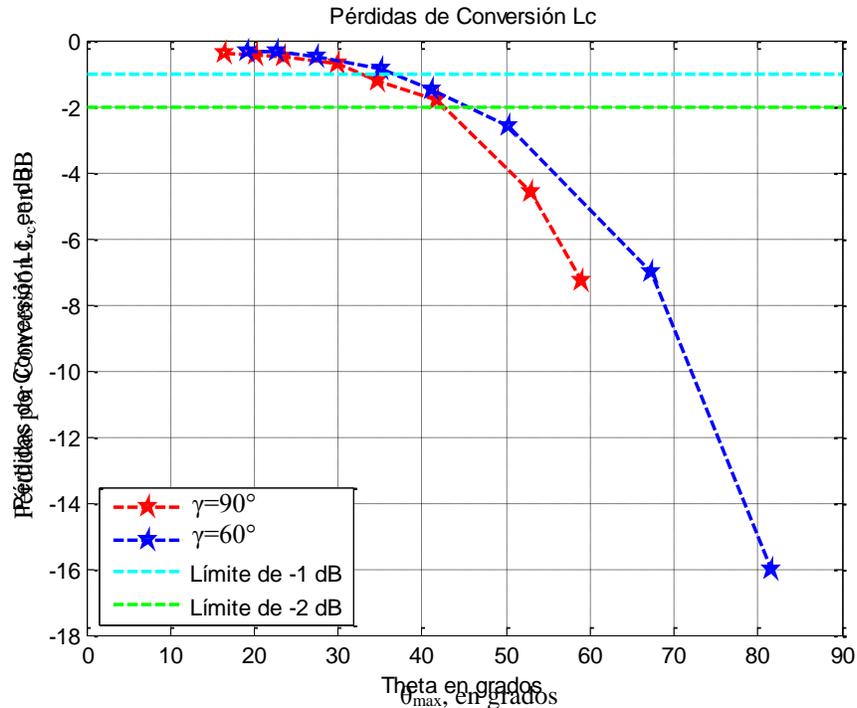


Fig. 4.10 Pérdidas por conversión respecto al ángulo  $\theta_{max}$ .

## CONCLUSIONES

1. Cuando se estaba diseñando la placa dieléctrica (sección 3.1) para lograr el cambio de fase de  $180^\circ$ , se notó algo muy interesante respecto su comportamiento:
  - Cuando el valor del dieléctrico en la placa aumenta, la longitud de la placa disminuye.
  - Cuando el grosor de la placa dieléctrica aumenta, la longitud de la placa disminuye.
  - Cuando el grosor de la placa aumenta, las reflexiones en la placa aumentan.

Lo anterior es de gran utilidad para futuros diseños ya que de manera inmediata se puede estimar de qué dimensión se puede lograr una placa capaz de lograr un cambio de fase de  $180^\circ$  simplemente conociendo su grosor y su valor del dieléctrico. Además, los tres puntos anteriores sirven como guía para hacer más eficiente el diseño (en cuanto al tamaño) de cualquier desplazador de fase el cual esté basado en una placa dieléctrica (o incluso no necesariamente una placa). La Tabla 4.1 aportó valiosa información para lograr las anteriores deducciones e inclusive, antes de realizar ésta, para los casos 1, 2 y 3, el comportamiento de la placa ya empezaba a ser evidente. El cambio en la longitud de la placa del caso 1 ( $\epsilon = 2.2$  mm,  $t = 0.25$  mm y  $lp = 425$  mm) para llegar al caso 3 ( $\epsilon = 10.2$  mm,  $t = 0.635$  mm y  $lp = 10.17$  mm), la placa se redujo aproximadamente al 97% de su tamaño. Lo anterior hace a la placa del caso

- 3 muy atractiva para ser implementada en un arreglo el cual debe operar en espacios reducidos.
2. Es posible obtener una onda plana la cual se propaga en una dirección deseada a partir de una onda con polarización circular la cual incide sobre un arreglo de subarreglos, donde los elementos están conformados por placas dieléctricas  $\Delta 180^\circ$  las cuales presentan un cambio de fase entre sí.
  3. Únicamente en la frecuencia central, 30 GHz, la placa dieléctrica logrará desplazar a velocidad de fase de la onda  $180^\circ$ . Por lo tanto, la frecuencia en donde el arreglo presentará pérdidas por conversión aceptables será en la frecuencia central.
  4. El ángulo de escaneo  $\theta_{max}$  aumentará si se aumenta el número de elementos del subarreglo  $N_x$  al igual que el número de cambios de fase  $\pi$  a lo largo del eje x,  $M_x$ .
  5. Para un arreglo de subarreglos caracterizado como  $(N_x, M_x)$ , el cual no tiene un cambio de fase entre sus elementos a lo largo del eje y ( $M_y = 0$ ), siempre presentará un mayor ángulo de escaneo utilizando una malla triangular que con una malla cuadrada. El incremento en el ángulo de escaneo puede ser tal que sobrepase los  $90^\circ$  (el vector de potencia resultante apuntaría dentro del plano que contiene al arreglo), lo que es reportado como un ángulo imaginario el cual implica la destrucción del arreglo.
  6. Para un arreglo de subarreglos caracterizado como  $(N_x, M_x)$ , el cual no tiene un cambio de fase entre sus elementos a lo largo del eje y ( $M_y = 0$ ), manteniendo fija la cantidad de cambios  $\pi$  a lo largo del eje x,  $M_x$ , el ángulo de escaneo  $\theta_{max}$  se irá reduciendo conforme aumente el número de elementos dentro del subarreglo.
  7. Para un arreglo de subarreglos caracterizado como  $(N_x, M_x)$ , el cual no tiene un cambio de fase entre sus elementos a lo largo del eje y ( $M_y = 0$ ), es posible tener diferentes configuraciones de subarreglos las cuales tengan el mismo ángulo de escaneo  $\theta_{max}$  pero que responden en diferentes modos, sin importar el tipo de malla. Por ejemplo, basados en la Tabla 4.3 (malla cuadrada), el subarreglo (4, 1) con el Modo Floquet (1, 0) presentó el mismo ángulo de escaneo, (al igual que las pérdidas por conversión), que el subarreglo (8, 2) con el Modo Floquet (2, 0), el cual fue de  $29.97^\circ$ . Lo anterior ocurre porque en un arreglo infinito hace una repetición distribuida (orientada por el ángulo de la malla) de los subarreglos a lo largo del plano que contiene al arreglo (ver Fig. 4.7), por lo que tener dos subarreglos consecutivos (4, 1) forman un subarreglo (8, 2). Con lo anterior se puede formular lo siguiente: si se tiene un arreglo  $(N_x, M_x)$ , es posible obtener un subarreglo con el mismo ángulo de escaneo pero que responde en un Modo Floquet de alto orden si se diseña un subarreglo caracterizado como  $(2N_x, 2M_x)$ .
  8. Para los arreglos de subarreglos estudiados, el ángulo de escaneo  $\theta_{max}$  se irá disminuyendo conforme aumente la frecuencia. Basándonos en las figuras (4.6) se reportaron mayores ángulos de escaneo para frecuencias bajas y éstos iban disminuyendo conforme aumentaba la frecuencia.

9. Para un arreglo de subarreglos caracterizado como  $(N_x, M_x)$ , el cual no tiene un cambio de fase entre sus elementos a lo largo del eje  $y$  ( $M_y = 0$ ), el ángulo  $\phi_{max}$  depende totalmente del ángulo de la malla  $\gamma$ .
10. Para un arreglo de subarreglos, las pérdidas por conversión  $L_c$  aumentarán conforme  $\theta_{max}$  tienda a  $90^\circ$  y ésto a su vez ocurre cuando la relación de  $M_x/N_x$  tiende a 0.5.
11. Si un subarreglo tiene pocos elementos, en los cuales se intenta lograr grandes cambios de  $\pi$ ,  $M_x$ , provocará un aumento de pérdidas debido a que no se tiene una suficiente “resolución” para lograr un frente de onda suficientemente lineal para la onda radiada por el arreglo.
12. Basándonos en la Fig. 4.10, el mejor subarreglo diseñado dentro del margen de  $-1$  dB para las pérdidas por conversión es aquel que se encuentra dentro de dicho margen y que presenta el mayor ángulo de escaneo. Por lo anterior, el mejor subarreglo fue  $(N_x=4, M_x=1)$ , el cual presentó una pérdida por conversión de  $L_c = -0.8791$  dB y un ángulo de escaneo  $\theta_{max} = 35.23^\circ$ , utilizando una malla triangular equilátera.
13. Basándonos en la Fig. 4.10, el mejor subarreglo diseñado dentro del margen de  $-2$  dB para las pérdidas por conversión es aquel que se encuentra dentro de dicho margen y que presenta el mayor ángulo de escaneo. Por lo anterior, el mejor subarreglo fue  $(N_x=3, M_x=1)$ , el cual presentó una pérdida por conversión de  $L_c = -1.7928$  dB y un ángulo de escaneo  $\theta_{max} = 41.77^\circ$ , utilizando una malla cuadrada.
14. Con la Teoría de Modos Floquet aplicada a los arreglos de subarreglos es posible obtener los ángulos de propagación  $(\theta_{max}, \phi_{max})$  de la onda radiada por el arreglo al igual que los Modos Floquet  $(m, n)$  de propagación en el arreglo, donde ambos coinciden con los resultados obtenidos por la simulación.
15. Cuando se realizó la simulación para cada uno de los subarreglos, para Modos Floquet de alto orden, las pérdidas empezaron a incrementar de manera significativa (ver Tabla 4.4). Lo anterior se suscitó debido a que, como se explicó anteriormente, dentro de los arreglos empezaron a responder otros modos ajenos a los que teóricamente deberían de haber respondido. Esto sucede ya que la onda de polarización circular incidente, que debería de seguir un camino rector a través de las placas dieléctricas, interactúa con las placas adyacentes provocando así un Modo Floquet dominante no deseado.

REFERENCIAS:

- [1] A. E. Martynyuk, A. G. Martínez-López, and N. A. Martynyuk. *Spiraphase-type Reflectarrays Based on Loaded Ring Slot Resonators*, IEEE Trans. Antennas Propag., vol. 52, no. 1, pp. 142-153, Enero, 2004.



---

# Conclusiones Generales

---

1. Sin duda alguna el haber analizado el comportamiento de la placa dieléctrica para lograr un cambio de fase de  $180^\circ$  variando su grosor, su longitud y su permitividad es de gran utilidad para cualquier dispositivo que tenga dentro de su diseño una placa dieléctrica (o incluso no necesariamente la forma de una placa). Además, para el desplazador de fase basado en una guía de onda circular, si se hubiera diseñado con una placa de permitividad de 10.2 se habría logrado reducir las dimensiones de la guía considerablemente. Sin embargo, la característica de escaneo seguiría siendo la misma.
2. La diferencia de usar un arreglo constituido por únicamente placas dieléctricas sobre uno que esté constituido por elementos basados en guías de onda es indiscutiblemente grande: tanto en costo como en volumen, es mejor utilizar un arreglo de placas dieléctricas.
3. La Teoría de Modos Floquet indudablemente es muy poderosa y acertada para describir el comportamiento de escaneo para un arreglo lineal y un arreglo plano. Las diferencias entre los resultados teóricos y los resultados obtenidos de la simulación difieren porque la Teoría Floquet no considera las posibles pérdidas que pueda existir en el arreglo, lo cual es de entenderse. Sin embargo, la Teoría de Modos Floquet es un excelente indicador del comportamiento de escaneo de un arreglo de antenas.
4. La configuración de una arreglo con malla triangular equilátera ( $\gamma = 60^\circ$ ) es mucho más eficiente que aquel con una malla cuadrada ( $\gamma = 90^\circ$ ) ya que se obtienen mayores ángulos de escaneo utilizando menor cantidad de elementos. El mayor ángulo de escaneo obtenido

teóricamente con el arreglo implementado con los elementos de guía de onda fue de  $37.16^\circ$  y utilizando las placas dieléctricas fue de  $81.51^\circ$ , ambos casos para una malla triangular equilátera.

5. Cuando se utiliza un arreglo cuyos elementos tienen una diferencia de fase entre sí se puede lograr mayores ángulos de escaneo que sólo utilizar un arreglo en donde sus elementos no presentan diferencia de fase. Utilizando un arreglo de subarreglos se logró conseguir ángulos de escaneo desde  $16.58^\circ$  hasta  $81.51^\circ$  variando la cantidad de elementos en el subarreglo, la diferencia de fase entre éstos y el ángulo de malla. Con un arreglo cuyos elementos no presentaban una diferencia de fase sólo se logró conseguir un ángulo de escaneo para los dos tipos diferentes de mallas estudiadas, para el caso del arreglo de elementos fue de  $22.88^\circ$  y  $37.16^\circ$  para una malla cuadrada y triangular equilátera respectivamente. Todos los ángulos anteriores son los obtenidos de manera teórica.

6. Las pérdidas por conversión son un problema inminente que se presentan en el diseño de arreglos de subarreglos, causantes de no se puedan lograr grandes ángulos de escaneo dentro del arreglo.

## INVESTIGACIONES FUTURAS

1. Investigar otros tipos de materiales los cuales tengan un valor de permitividad más grande que 10.2 y de esta manera reducir mucho más el largo de las placas dieléctricas comparado con el diseño final.

2. Investigar de qué manera se le puede dar una autonomía de giro a cada una de las placas en el arreglo, es decir, que de manera independiente se pueda controlar la rotación de las placas y que éste cambio sea lo más rápido posible. De esta manera, se puede re direccionar el haz en diferentes direcciones.

3. Investigar de qué otra manera se puede mejorar la eficiencia de conversión del arreglo.

4. Investigar cuáles otras tecnologías de fabricación de los elementos en el arreglo para lograr ángulos de escaneo similares o mejores a los encontrados en esta tesis, dentro del nivel de pérdidas por conversión.

5. Investigar si el arreglo final se puede construir de una forma más barata.

6. Una vez que se haya encontrado el cómo girar las placas de manera autónoma, buscar que éste movimiento sea por medio de un programa con la finalidad de que mediante el ingreso de datos a un computadora se pueda programar el giro de cada elemento.