

TEMA 3Dispositivos Pasivos de Microondas:
Redes de 3 y 4 accesos

Una vez vistos los dispositivos pasivos de 1 y 2 accesos, pasamos a estudiar los de 3 y 4: por ejemplo, Distribuidores y Sumadores, Circuladores, Diplexores y Duplexores, estarían entre las redes de 3 accesos, e Híbridos de 3dB (90° y 180°), Acopladores direccionales, Simetrizadores o Baluns, etc., serían casos de redes de 4 accesos. Parte de la descripción de estos dispositivos ya se hace en Electrónica de Comunicaciones, pero nosotros destacaremos como realizarlos y diseñarlos en frecuencias de Microondas.

1. DIVISORES Y COMBINADORES DE SEÑALES

Con lo visto en Electrónica de Comunicaciones, ya tenemos criterios para decir que los combinadores y divisores de tres puertos o accesos, son redes que no pueden cumplir las tres condiciones de ser sin pérdidas, recíprocas y adaptadas en los tres puertos simultáneamente. Una de ellas, al menos, no se ha de cumplir para que la red sea realizable.

- Si tiene pérdidas, puede ser recíproca y adaptada en los tres puertos, como es el caso de los divisores/combinadores resistivos.
- Si no es recíproca, puede ser sin pérdidas y adaptada en los tres puertos, con lo que estamos hablando de un dispositivo denominado circulador, que basa sus propiedades en la anisotropía de algún material que se usa en su construcción. Se ha descrito también en Electrónica de Comunicaciones
- Por último, si no adapta los tres accesos simultáneamente, en realidad estamos hablando de un 2-accesos, con una tercera entrada/salida desadaptada.

La demostración de la validez de estas tres condiciones se basa en el estudio de la matriz de parámetros S bajo condiciones de no pérdidas, reciprocidad y pérdidas nulas (matriz unitaria $\rightarrow [S]^t \cdot [S]^* = [U]$). Se ha desarrollado en Electrónica de Comunicaciones y también la tenemos en la pag. 352 de la ref. [3.1].

La matriz de parámetros S de un 3-accesos será en general:

$$[S] = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} & S_{13} \\ S_{21} & S_{22} & S_{23} \\ S_{31} & S_{32} & S_{33} \end{bmatrix}$$

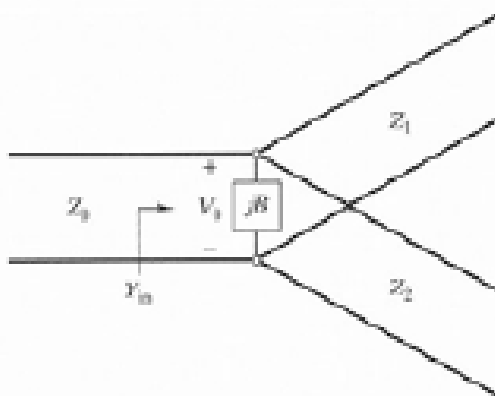
, y las tres condiciones anteriores darán lugar a diferentes casos concretos de redes de 3-accesos.

Vamos por tanto con los 3-accesos que tienen pérdidas adicionales a los 3dB propios derivados de la necesaria conservación de la energía: serán divisores y combinadores, de muchos tipos, tales como resistivos, híbridos, puente de Wilkinson, etc. Nosotros vamos a ver los que son específicos de frecuencias de Microondas.

1.1 Divisor en T

Sabemos que es un divisor que, debido a su construcción sencilla y sin pérdidas, no puede ser adaptado en sus tres puertos simultáneamente. Desde el punto de vista práctico es, sin embargo, muy fácil de construir y medir, tanto en su versión de líneas de transmisión planares, como en guía de onda. Ambos casos se pueden analizar en general como un divisor en T de líneas ideales.

Lossless T-junction Power Divider



Fuente: "Microwave Engineering", David M. Pozar; John Wiley & Sons, Inc.

La susceptancia que aparece en la unión es la que modela el efecto de la discontinuidad, incluyendo los modos superiores que se excitarían en la misma. En una primera aproximación sería una capacidad parásita a tierra. Si asumimos que este efecto es despreciable, la condición de adaptación en la transición deberá cumplir:

Input Matching Condition	Ignoring the junction	reactance
$Y_m = jB + \frac{1}{Z_1} + \frac{1}{Z_2} = \frac{1}{Z_0}$	→	$\frac{1}{Z_1} + \frac{1}{Z_2} = \frac{1}{Z_0}$
		$B = 0$

Fuente: "Microwave Engineering", David M. Pozar; John Wiley & Sons, Inc

La misma condición se puede alcanzar si anulamos la susceptancia con algún mecanismo de compensación sintonizable, sumando una parte reactiva que anule el efecto: la limitación estará en el comportamiento de banda estrecha de esta adaptación. Como 1ª aproximación tendríamos que colocar un equivalente a una inductancia en paralelo, para que en su frecuencia de resonancia la impedancia que presentara fuera muy alta.

Veamos con un ejemplo el comportamiento de este dispositivo.

EJEMPLO 1 (Fuente, Lecture 24: T-Junction Power Divider, Whites EE 481/692, Keith W. Whites): Se trata de hallar las impedancias características de las líneas de salida, para una línea de entrada de 50Ω, adaptada al dispositivo, y un reparto de la potencia de entrada P_{in} en una relación 2:1 entre las salidas. Escribir la matriz de parámetros S completa.

En condiciones de adaptación, la potencia de entrada será $P_{in} = \frac{1}{2} \frac{V_0^2}{Z_0}$ y las potencia de salida serán $P_1 = \frac{1}{2} \frac{V_0^2}{Z_1} = \frac{1}{3} P_{in}$ y $P_2 = \frac{1}{2} \frac{V_0^2}{Z_2} = \frac{2}{3} P_{in}$. De estas ecuaciones deducimos que:

$$\frac{P_1}{P_{in}} = \frac{1/Z_1}{1/Z_0} = \frac{Z_0}{Z_1}, \quad \text{y} \quad \frac{P_2}{P_{in}} = \frac{1/Z_2}{1/Z_0} = \frac{Z_0}{Z_2}$$

, de donde
$$Z_1 = \frac{Z_0}{P_1/P_{in}}, \quad \text{y} \quad Z_2 = \frac{Z_0}{P_2/P_{in}}.$$

Por tanto para la relación 2:1, tendremos:

$$Z_1 = \frac{Z_0}{1/3} = 3Z_0 = 150\Omega \quad \text{y} \quad Z_2 = \frac{Z_0}{2/3} = 1,5Z_0 = 75\Omega$$

, y así $Z_{in} = 75 \parallel 150 = 50\Omega$, la entrada estará adaptada.

Para hallar la matriz S: sabemos que será simétrica por ser la red recíproca y que por ser una red sin pérdidas, no podrá tener todos los accesos adaptados. Vamos a verlo.

La matriz S tendrá la forma:
$$[S] = \begin{bmatrix} 0 & S_{21} & S_{31} \\ S_{21} & S_{22} & S_{32} \\ S_{31} & S_{32} & S_{33} \end{bmatrix}$$

Veamos la diagonal. S_{22} será el coeficiente de reflexión en el acceso 2 con los accesos 1 y 3 terminados con 50 y 75Ω respectivamente.

$$S_{22} = \Gamma_2 \Big|_{V_1^+ = V_3^+ = 0} = \frac{Z_0 \parallel Z_2 - Z_1}{Z_0 \parallel Z_2 + Z_1} = \frac{50 \parallel 75 - 150}{50 \parallel 75 + 150} = -0,666$$

Igualmente se puede ver que $S_{33} = -0,333$. Naturalmente, estos valores están calculados en el plano de la unión, y las líneas sólo supondrán un cambio en el argumento de estos coeficientes de reflexión. De hecho si hacemos las líneas de $\lambda/2$ el coeficiente será exactamente el mismo (no hay pérdidas).

Nos quedarían el resto de valores de la matriz: ganancias y/o aislamientos.

* $S_{21} = S_{12}$, con los accesos 2 y 3 terminados, $V_1^+(1 + \Gamma_1) = V_2^- \rightarrow \frac{V_2^-}{V_1^+} \Big|_{V_2^+ = V_3^+ = 0} = (1 + \Gamma_1) = 1$

En realidad, no se transmite toda la potencia al puerto 2, puesto que las impedancias de 1 y 2 no son iguales y tenemos que normalizar las tensiones respecto a sus impedancias, es decir usar la definición de parámetros S generalizados (Electrónica de Comunicaciones):

$$S_{21} = \frac{V_2^- \sqrt{Z_0}}{V_1^+ \sqrt{Z_1}} = 1 \cdot \frac{\sqrt{50}}{\sqrt{150}} = 0,577$$

Igualmente decimos que:
$$S_{31} = \frac{V_3^- \sqrt{Z_0}}{V_1^+ \sqrt{Z_2}} = 1 \cdot \frac{\sqrt{50}}{\sqrt{75}} = 0,816$$

* Para el caso de $S_{32} = S_{23}$, con los puertos 1 y 3 terminados:

$$V_2^+(1 + \Gamma_2) = V_3^- \rightarrow \left. \frac{V_3^-}{V_2^+} \right|_{V_1^+ = V_3^+ = 0} = (1 - 2/3) = 1/3$$

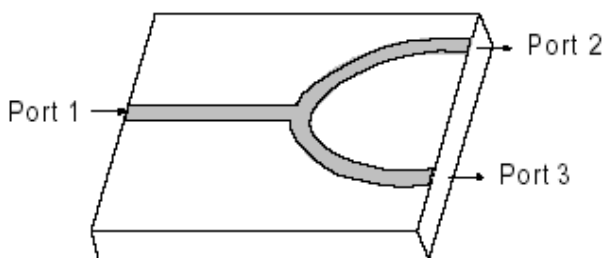
$$S_{32} = \frac{V_3^- \sqrt{Z_1}}{V_2^+ \sqrt{Z_2}} = \frac{1}{3} \cdot \frac{\sqrt{150}}{\sqrt{75}} = 0,471$$

Vemos que el aislamiento de las salidas no es muy bueno. Hay mucha transmisión de señal entre ellas.

Sabemos que al no haber pérdidas, la matriz de parámetros S ha de ser unitaria y por tanto ha de cumplir que: $|S_{11}|^2 + |S_{21}|^2 + |S_{31}|^2 = 1 \rightarrow |S_{21}|^2 + |S_{31}|^2 = 1$

Si sustituimos los valores calculados, nos da: $0,333 + 0,666 = 1 \rightarrow$ verificamos la corrección de los valores.

La realización simple de este tipo de divisores es la de microstrip, que vemos en la figura:



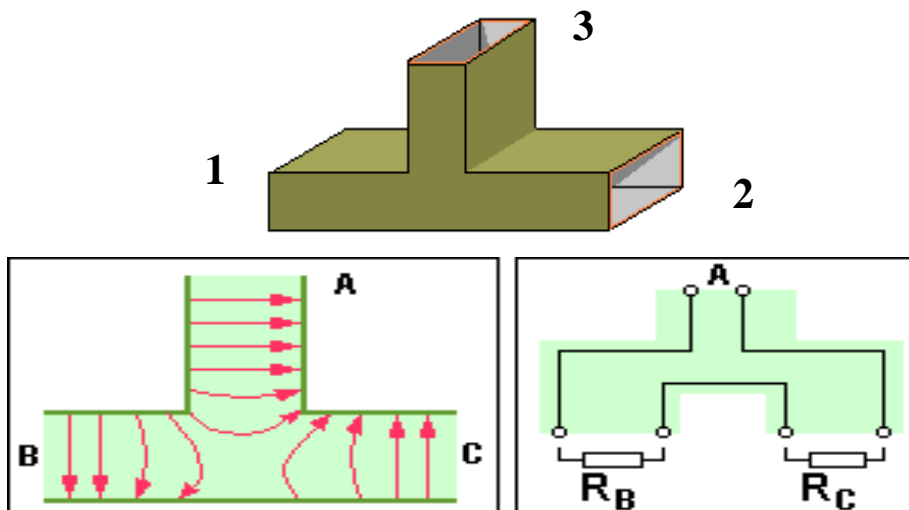
Fuente: "Microwave Engineering", David M. Pozar; John Wiley & Sons, Inc

Hemos visto que las líneas de salida son de impedancias diferentes de la estándar. Podríamos pasar a líneas de 50Ω con unos simples transformadores de $\lambda/4$ en serie. El precio que pagaremos será un comportamiento limitado en frecuencia.

En cuanto a la realización de los divisores en **T en guías de onda**, las más utilizadas son las que se realizan en guía rectangular. Existen dos tipos principales:

a) T de plano E

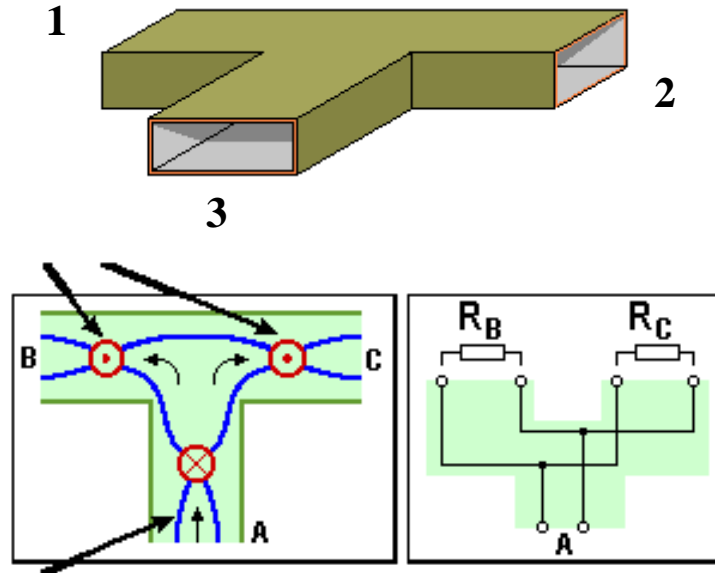
Se denomina así por que la T está en el mismo plano que la dirección del campo eléctrico del modo TE₁₀ de la guía. En la figura podemos ver que su construcción hace que las líneas de campo en las salidas están en contrafase. Lo cual nos lleva a asegurar, con B = port1, C = port2, A = port3, que $S_{13} = - S_{32}$. En la otra figura se remarca la idea de la equivalencia con un divisor de tensión.



Fuente: La Red

b) T de plano H

Si colocamos la rama en T en paralelo con el plano que ocupa la componente del campo magnético en la guía, tendremos algo como el de la figura.



Fuente: La Red

La misma consideración de las líneas de campo nos lleva a la conclusión de que, en este caso, $S_{13} = S_{32}$. También asociamos la T a la idea equivalente de un divisor de corriente. Normalmente es la versión mas utilizada de la Unión T, debido a su mejor disposición física, que facilita la fabricación.

EJEMPLO 2: Vamos a calcular la matriz de parámetros [S] de una Unión T de plano H, suponiendo que tenemos adaptación perfecta en la entrada o port3 $\rightarrow S_{33} = 0$.

Sabemos que la matriz de parámetros S será recíproca, y por tanto:

$$[S] = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{21} & S_{31} \\ S_{21} & S_{22} & S_{32} \\ S_{31} & S_{32} & 0 \end{bmatrix}$$

Si aplicamos la propiedad de matriz unitaria:

$$S_{31} \cdot S_{31}^* + S_{31} \cdot S_{31}^* = 1 \rightarrow 2 \cdot |S_{31}|^2 = 1 \rightarrow |S_{31}| = \frac{1}{\sqrt{2}}$$

Y también:

$$S_{21} \cdot S_{31}^* + S_{22} \cdot S_{31}^* = 0 \rightarrow S_{21} = -S_{22}$$

Además, como en el ejemplo 1:

$$|S_{21}|^2 + |S_{22}|^2 + |S_{31}|^2 = 1 \rightarrow 2 \cdot |S_{21}|^2 = 1 - \frac{1}{2} \rightarrow |S_{21}| = \frac{1}{2}$$

Finalmente:

Tema 3 – Dispositivos Pasivos de Microondas: Redes de 3 y 4 accesos

$$S_{11} \cdot S_{31}^* + S_{21} \cdot S_{31}^* = 0 \Rightarrow S_{11} = -S_{21}$$

Por lo tanto, podremos escribir la matriz, con sus módulos y argumentos, siendo ϕ y θ los argumentos de S_{11} y S_{31} respectivamente:

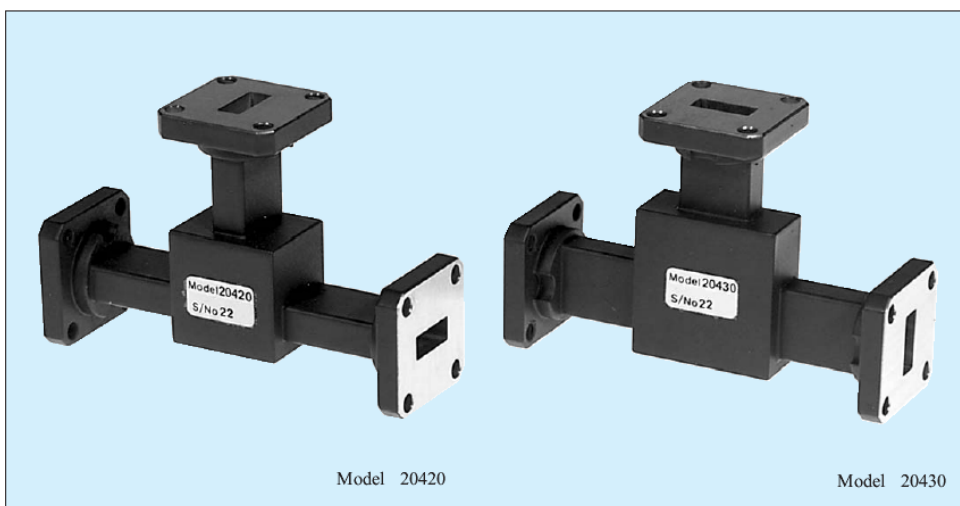
$$[S] = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} e^{j\phi} & -e^{j\phi} & \sqrt{2}e^{j\theta} \\ -e^{j\phi} & e^{j\phi} & \sqrt{2}e^{j\theta} \\ \sqrt{2}e^{j\theta} & \sqrt{2}e^{j\theta} & 0 \end{bmatrix}$$

Si muevo los planos de referencia de los puertos 1 y 2 de manera simétrica para anular ϕ y luego muevo el plano de 3 para hacer $\theta = 0$, la matriz me quedará:

$$[S] = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & -1 & \sqrt{2} \\ -1 & 1 & \sqrt{2} \\ \sqrt{2} & \sqrt{2} & 0 \end{bmatrix}$$

Como vemos podemos utilizar esta T como divisor de potencia, pues con los puertos 1 y 2 terminados, la potencia que entra por 3 se reparte por igual en ambos.

En la foto podemos ver dos T comerciales de un fabricante concreto, y una tabla con los modelos disponibles para las diferentes bandas.

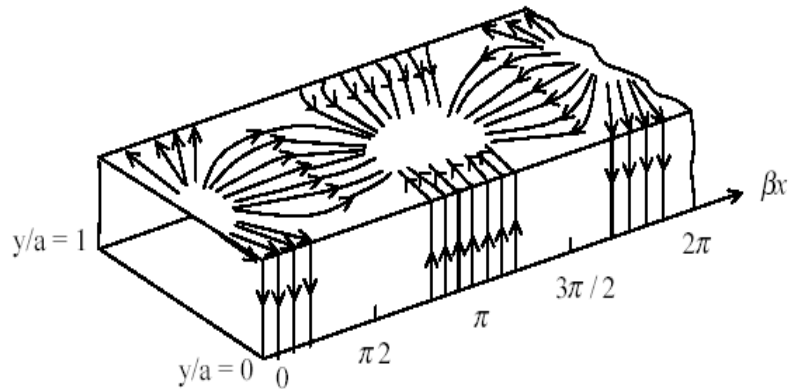


E-plane Models	H-plane Models	Frequency Range (GHz)	Waveguide			Dimensions (mm)	
			WG	R	WR	A	B
20420	20430	17.6 - 26.7	20	220	42	70	35
22420	22430	26.4 - 40.1	22	320	28	70	35
23420	23430	33.0 - 50.1	23	400	22	70	35
24420	24430	39.3 - 59.7	24	500	19	70	35
25420	25430	49.9 - 75.8	25	620	15	48	24
26420	26430	60.5 - 92.0	26	740	12	48	24
27420	27430	73.8 - 112.0	27	900	10	48	24
28420	28430	92.3 - 140.0	28	1200	8	48	24

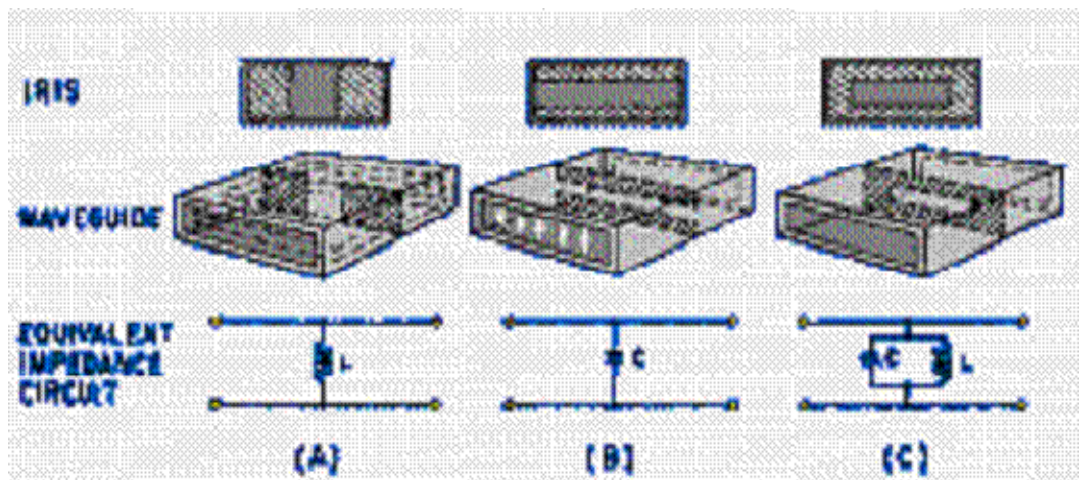
Fuente: http://www.flann.com/Products_Home/Components/components.html

Ya hemos dicho que la T no puede adaptar simultáneamente los tres accesos. Habría que introducir elementos reactivos en la unión entre las ramas para compensar el exceso de carga y la susceptancia equivalente que se produce en la misma unión. En la ref. [3.1], en el apartado 4.6 podemos encontrar discontinuidades ya caracterizadas que se usan habitualmente en guías de onda.

De entre ellas, para este caso en el que necesitamos una compensación inductiva, tendríamos la posibilidad de añadir en la guía un iris o diafragma con efecto inductivo, que se realiza con un estrechamiento local de la anchura de la guía. Es intuitivo este efecto inductivo, si pensamos en que añade un camino más para la circulación de corrientes, como lo haría una inductancia en un símil de parámetros concentrados.



Fuente: La Red



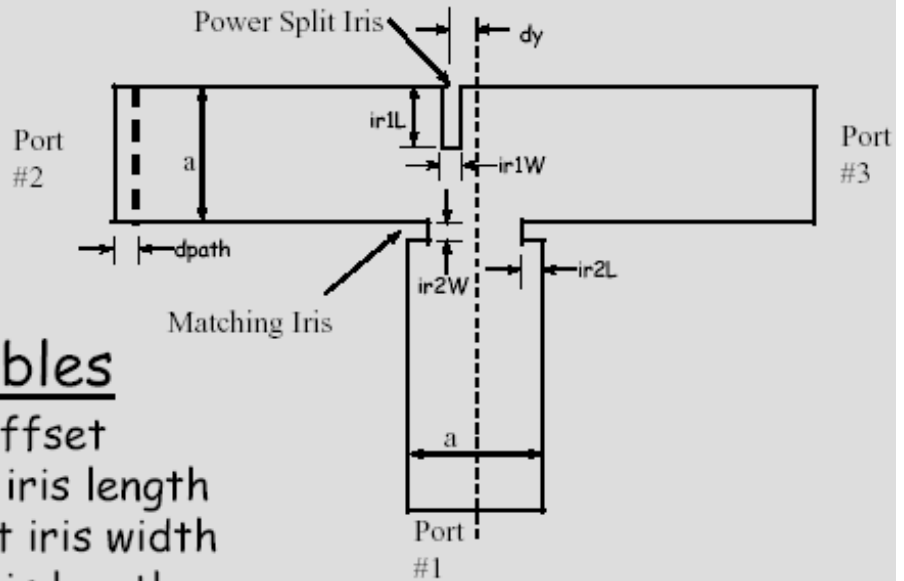
Fuente: <http://www.fnrf.science.cmu.ac.th/theory/waveguide/Waveguide%20theory%2010.html>

Otra forma de ver el efecto del iris inductivo, sería pensando que los modos que deben excitarse en las cercanías de la interferencia deben cumplir que los campos E deben ser perpendiculares al diafragma $\rightarrow n \times E = 0$.

Los modos serán invariantes en y, tal y como lo es el modo que se propaga TE_{10} , y corresponderán por tanto a modos TE_{n0} , puesto que los modos TM_{m0} no existen. Pues bien, esos modos TE_{n0} , en modo de corte representan un almacenamiento de energía magnética, y el obstáculo presentará un efecto inductivo (ver la gráfica con la magnitud de la Impedancia de Onda para los modos TE en modo de corte, en Electromagnetismo)

Como ejemplo real, en la imagen vemos cómo, efectivamente, en el diseño de una Unión T en plano H se introducen dos iris inductivos, uno asimétrico y otro simétrico, para conseguir una correcta distribución de la potencia y una mejor adaptación. La T forma parte de un sistema de Radar que incluye un divisor de 192 vías, hecho a base de unidades básicas en T como éstas.

Double-Iris H-Plane T-Junction



Design Variables

- dy = power split offset
- $ir1L$ = power split iris length
- $ir1W$ = power split iris width
- $ir2L$ = matching iris length
- $ir2W$ = matching iris width
- $dpath$ = delta path length

Lockheed Martin
E Marx_11

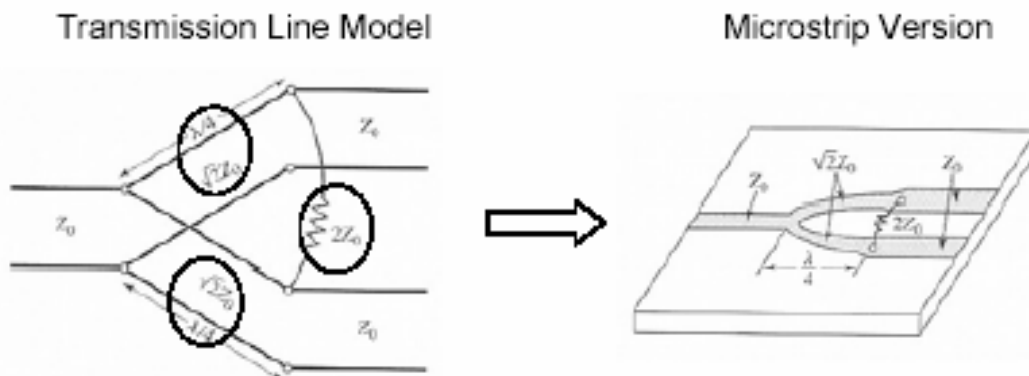


Management & Data Systems
Reconnaissance Systems

Fuente: http://www.ansoft.com/hfworkshop02/Eric_Marx.pdf

1.2 Divisor Wilkinson

Es un divisor en T, pero al que añadimos una resistencia para conseguir la adaptación de todos los puertos, y consiguientemente el aislamiento entre las dos salidas (entradas). Es una estructura que se ha estudiado en Electrónica de Comunicaciones y que se caracteriza por la siguiente estructura básica y su matriz de parámetros [S].



Fuente: "Microwave Engineering", David M. Pozar; John Wiley & Sons, Inc

$$[S] = -\frac{j}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 0 & 1 & 1 \\ 1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

Es decir, que la potencia que entra por 1 se reparte por igual entre 2 y 3, con una magnitud igual que la T que hemos visto en el apartado anterior → es por tanto un divisor sin pérdidas, cuando los puertos 2 y 3 están terminados. Sólo las potencias reflejadas en las cargas de 2 y 3 serán disipadas en la resistencia.

Además observamos que $S_{23} = S_{32} = 0$ y hay, por tanto, aislamiento entre salidas.

El comportamiento frecuencial del divisor de Wilkinson es limitado, pues depende de que las líneas que lo implementan sean de longitud $\lambda/4$, y por eso aparecen los divisores con más secciones, que amplían la banda de trabajo. Vamos a explicarlo en un Ejemplo real de un Radar de Interferometría de la Universidad de Princeton que se utiliza en un telescopio situado en los Andes chilenos.

EJEMPLO 3:

The MINT (Millimeter INTERferometer) instrument is a second generation telescope designed to study the anisotropies of the Cosmic Microwave Background at small angular resolution ($1000 < l < 3000$). The primary features are 4 SIS receivers tuned to approximately 150GHz, a digital Correlator, and a remotely operable platform that fits fully assembled into a standard shipping container. MINT will observe from the high and dry Chilean Andes.

Fuente: <http://cosmology.princeton.edu/cosmology/mintweb/instrument/backend/channelizer/design/powersplit/>

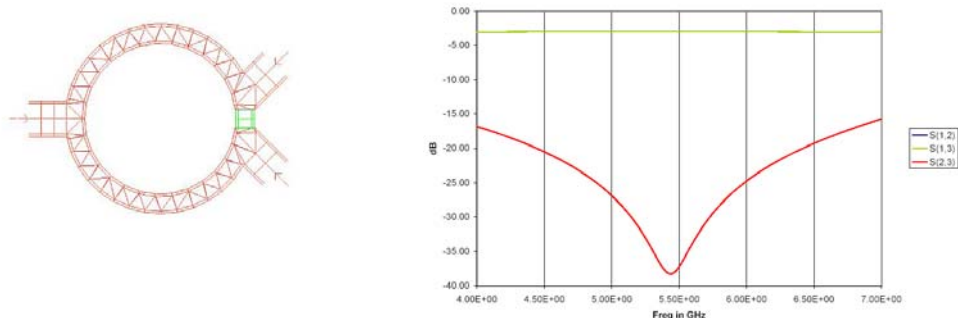
Dentro del esquema general del sistema MINT contamos con un bloque denominado Canalizador que, trabajando en la banda de 4 a 5GHz, cuenta con un Wilkinson circular de tres secciones para dividir en dos un OL y atacar a dos mezcladores con dos osciladores iguales y en fase. Este divisor sería de banda estrecha y le bastaría con una sección.

La simulación extrae los parámetros S desde el Momentum de ADS. Observar como el programa define un mallado dentro de la estructura Microstrip, para resolver los campos en

Tema 3 – Dispositivos Pasivos de Microondas: Redes de 3 y 4 accesos

celdas pequeñas, sustituirlos por su equivalente en parámetros concentrados por unidad de longitud L y C y luego hacer la computación para el conjunto resolviendo la matriz resultante.

El diseño es sencillo: las dos líneas deben tener un cuarto de longitud de onda y la impedancia de cada una debe ser $\sqrt{2}Z_0 = 70,7\Omega$. La R = 100Ω.



Para añadir más secciones que aumenten el ancho de banda se acude al estudio siguiente en el que se dan las ecuaciones y además están computadas para más de 1 sección.

Technical Note

CAD/CAE Design of an Improved, Wideband Wilkinson Power Divider

**C.Q. Li,
S.H. Li**
4th Research Institute
Ministry of Posts and Telecommunications
Xian, China

R.G. Bosio
Ecole Polytechnique
Electrical Engineering Department
University of Montreal
Montreal, Quebec, Canada

TABLE I
PARAMETERS OF POWER DIVIDER.
COMMON DESIGN PARAMETERS FOR BOTH WILKINSON
AND IMPROVED VERSION POWER DIVIDERS.

EXPECTED SECTION = 3
EPSILON = 2.150 THICKNESS OF SUB = 1.600 mm

NO	R	Z	WIDTH (mm)
1	400.000	57.485	2.506
2	211.460	70.710	1.729
3	107.180	86.980	1.096

GAP BETWEEN TWO SUBSTRATE = 0.680 mm

EXPECTED SECTION = 4
EPSILON = 2.150 THICKNESS OF SUB = 1.600 mm

NO	R	Z	WIDTH (mm)
1	482.160	55.785	2.547
2	291.630	64.785	1.973
3	172.620	77.175	1.401
4	103.165	89.630	0.985

GAP BETWEEN TWO SUBSTRATE = 0.463 mm

EXPECTED SECTION = 7
EPSILON = 2.150 THICKNESS OF SUB = 1.600 mm

NO	R	Z	WIDTH (mm)
1	442.480	56.370	2.415
2	616.145	60.255	2.161
3	446.230	65.085	1.887
4	319.900	70.710	1.615
5	217.580	76.820	1.365
6	129.620	82.985	1.150
7	248.260	88.700	0.978

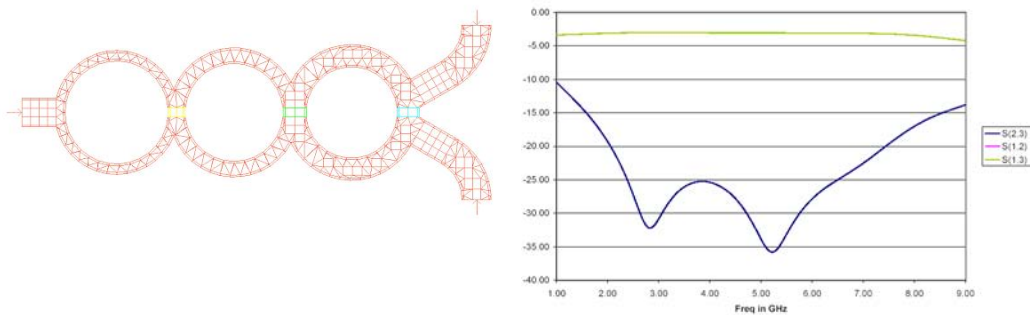
GAP BETWEEN TWO SUBSTRATE = 0.285 mm

Fuente: CAD/CAE Design of an Improved Wideband Wilkinson Power Divider. C.Q. Li, S.H. Li, R.G. Bosio. Microwave Journal November 1984

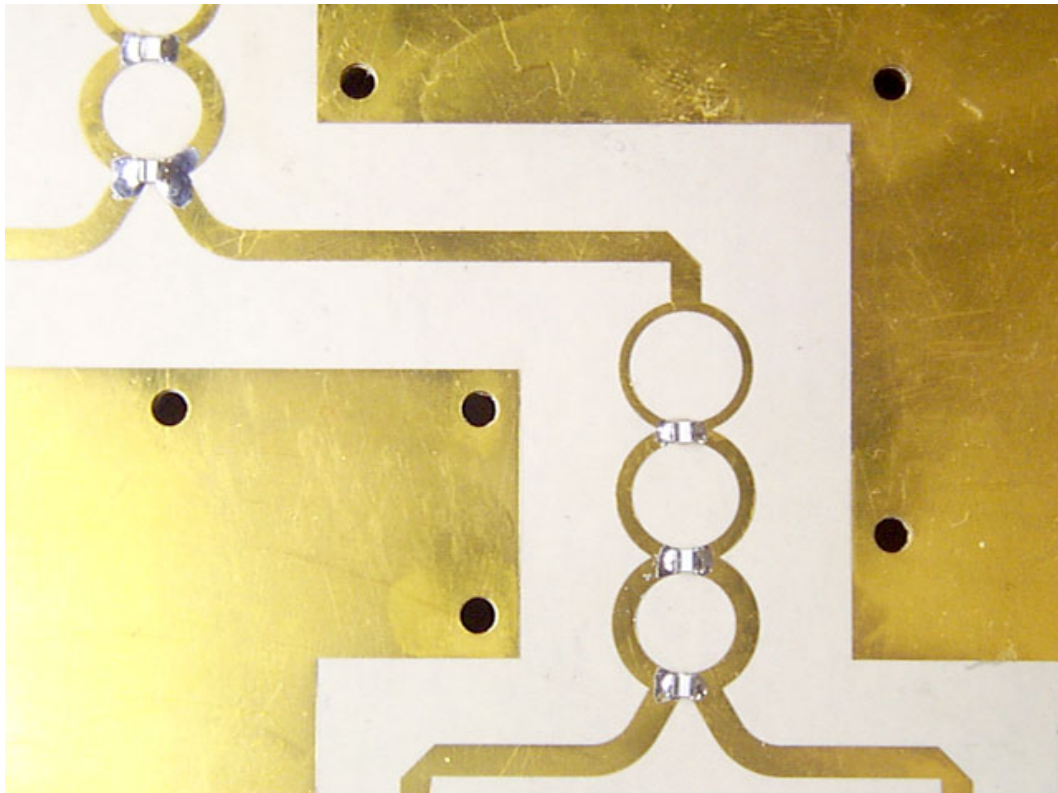
Section Impedance Resistance

Section	Impedance	Resistance
1	57.485	400 Ohms
2	70.71	211.46
3	86.98	107.18

Así llegamos al layout de 3 secciones y su resultado, en el que observamos un ancho de banda práctico de 2 a 7,5GHz.



Por último vemos el resultado real montado en un circuito impreso de tipo Duroid 6002, con una ϵ_r : 2,94 y $h = 0,8\text{mm}$, con un espesor $t = 9\mu\text{m}$ (1/4oz), acabado en Au de 0,127 a 0,4 μm .



Con esta técnica, de acumulación de secciones circulares, los autores del artículo consiguieron un Wilkinson de 7 secciones con una banda de funcionamiento ¡de 2 a 18GHz!, imposible de implementar con un Wilkinson clásico.

2. DIPLEXORES Y DUPLEXORES

Son redes de tres accesos, implementadas a partir del mismo concepto que los circuladores (apartado siguiente): falta de reciprocidad en la matriz de parámetros S. En este caso, la creamos a partir de una diferenciación por bandas frecuenciales de trabajo.

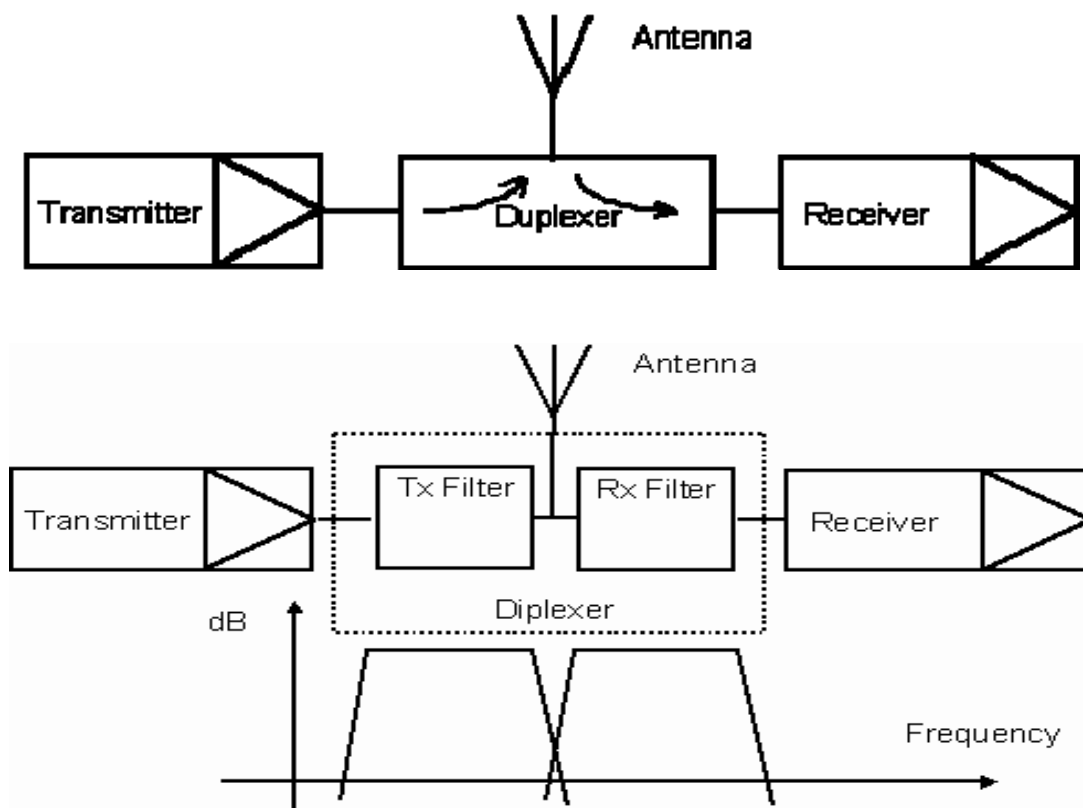
La aplicación típica de estos elementos 3-accesos está en el uso común de una única antena por parte de un emisor y un receptor, aplicación muy extendida hoy en día con la proliferación de sistemas de comunicación inalámbricos y bidireccionales. Esto está llevando a la confusión entre ambos términos, diplexor y duplexor, muy similares por otro lado. Vamos a ver cuál es su diferencia fundamental.

Duplexor: La cabecera está funcionando en una banda frecuencial que incluye la banda de transmisión Tx y la de recepción Rx. Es, por ejemplo, el caso de los Radars en los que la frecuencia de trabajo de Tx y Rx es habitualmente la misma o ligeramente diferente si contamos con la frecuencia Doppler.

En este caso la función de 3-accesos la realiza un Duplexor, que vemos en la 1ª figura. Normalmente se implementa con un Conmutador o con un Circulador, dependiendo de si la comunicación se realiza o no simultáneamente en ambos sentidos. También se puede ejecutar con una combinación de ambos, con lo que mejorarán aspectos como el aislamiento o la adaptación.

Diplexor: Las bandas Tx y Rx están separadas en frecuencia, como en el caso de las VSAT y los sistemas LMDS –Down Link/Up Link- con lo que, además de los elementos anteriores, podemos ejecutar la función con otro sistema: una combinación/separación en base a filtros selectivos en las correspondientes bandas.

La profusa documentación de diversa procedencia está haciendo que ambos términos se estén utilizando indistintamente, lo que puede llevar a confusión.



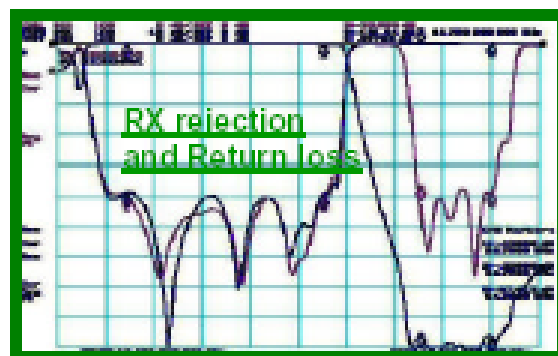
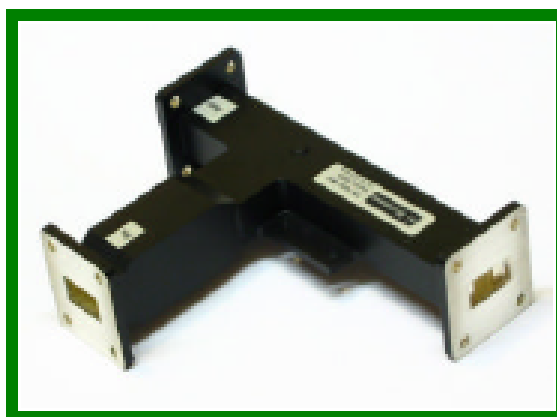
Fuente: WWW

Los filtros estudiados en el Tema anterior nos sirven para hacer Diplexores, tal y como vimos con el filtro de cavidades acopladas que forma parte de un Diplexor en un sistema VSAT.

En todo caso los parámetros que se han de tener en cuenta en los sistemas de 3-accesos basados en Duplexores o Diplexores son los siguientes:

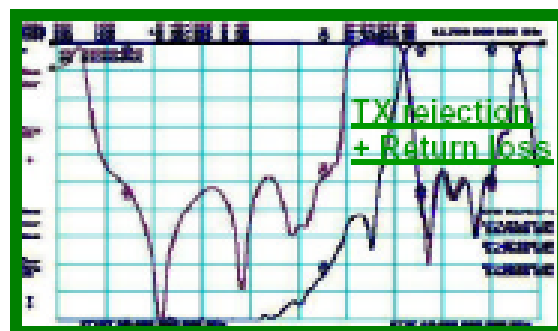
- Aislamiento entre entradas
- Perdidas de Inserción
- Adaptación (VSWR)
- Capacidad de Manejo de Potencia
- Tiempo de Conmutación
- Banda de frecuencia operativa
- Aislamiento fuera de la banda
- VSWR fuera de la banda
- Intermodulación
- Estabilidad con la Temperatura

Vamos a ver un par de ejemplos de Diplexores Reales para la banda Ku:



FEATURES :

- 1 - No-tuners design
- 2 - Extremely compact size
- 3 - Low insertion losses



Ordering information :- Model number PB1081WA

Passbands	10.7 to 12.75 GHz and 13.75 to 14.5 GHz
Passband insertion loss	0.2 dB typical RX, 0.25 dB typical TX
Passband return loss	23 dB typical
TX rejection	95 dB typical
RX rejection	80 dB typical
Overall length	149 mm nominal
Flanges	UBR 120 (alternatives available)

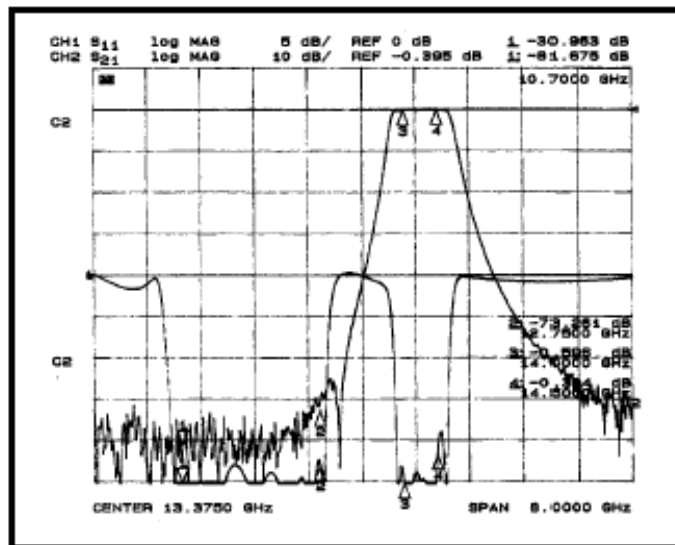
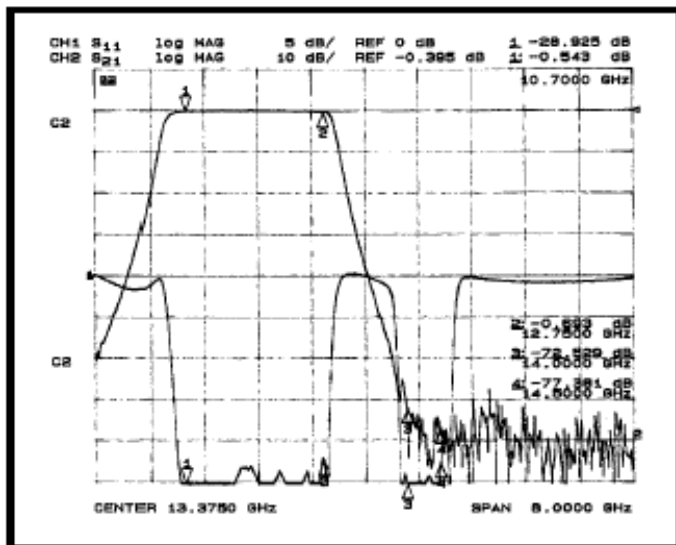
Fuente: [WWW](http://www.ww.com)

Tema 3 – Dispositivos Pasivos de Microondas: Redes de 3 y 4 accesos



Fuente: www.remec.com

TX PASSBAND = 14.0 – 14.5 GHz.
 TX – RX ISOLATION = 40 DB MIN.
 POWER HANDLING = 20W AVG., 100W PEAK.
 RX PASSBAND = 10.7 – 12.75 GHz.
 RX – TX ISOLATION = 70 DB MIN.
 POWER HANDLING = 0 DBW, PEAK.
 INSERTION LOSS = 0.5 DB,
 VSWR (COMBINED PORT) = 1.2:1,
 CONNECTORS ARE SMA M/F,
 SIZE IS: 0.50" X 1.25" X 2.00" EXCLUDING CONNECTORS.



Fuente: www.micckts.com

3. CIRCULADORES, AISLADORES

Si a la red de tres puertos general, le pongo la restricción de falta de reciprocidad o simetría, pero con la condición de la misma banda de frecuencia de trabajo, tendremos un dispositivo al que denominamos *circulador*. También está descrito en Electrónica de Comunicaciones. Su principal característica consiste en utilizar un elemento anisótropo en la confección del dispositivo de forma que pueda dar lugar a la matriz de parámetros S que estamos buscando:

$$[S] = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} & S_{13} \\ S_{21} & S_{22} & S_{23} \\ S_{31} & S_{32} & S_{33} \end{bmatrix} \rightarrow [S] = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \end{bmatrix}, \text{ o bien } [S] = \begin{bmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

Decíamos en la introducción que si la matriz S no es recíproca, puede ser sin pérdidas y adaptada en los tres puertos. Este es el caso.

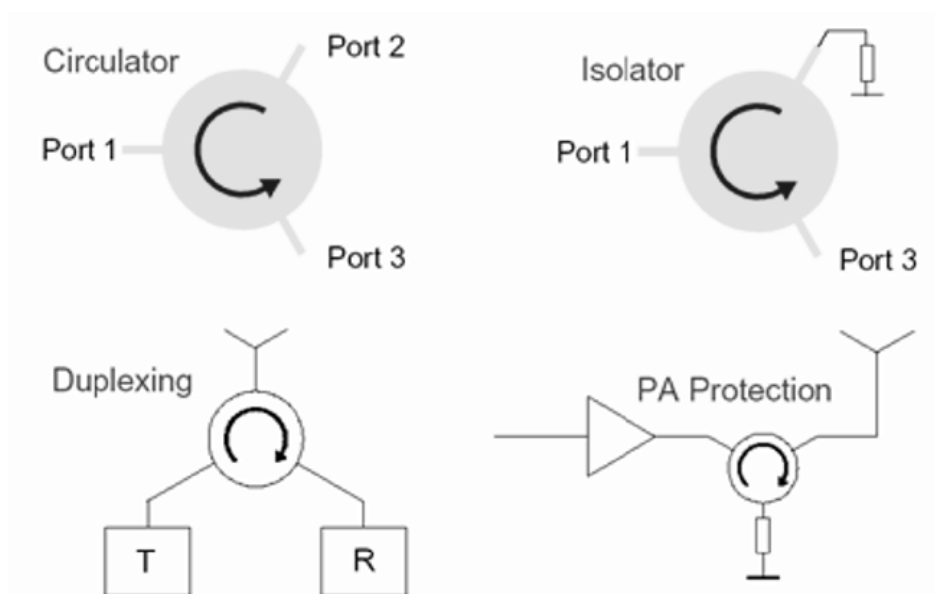
Vemos que los tres accesos están adaptados, y que la señal que inyecto por un acceso cualquiera sólo se transmite a uno de los dos restantes, mientras que al otro no se transmite nada. Por ejemplo en el caso de la 1ª matriz podemos observar que:

- $S_{11} = S_{22} = S_{33} = 0 \rightarrow$ Todos los accesos están adaptados
- $S_{21} = S_{32} = S_{13} = 1 \rightarrow$ SI hay trasvase de señal del acceso 1 al 2, del 2 al 3 y del 3 al 1
- $S_{12} = S_{23} = S_{31} = 0 \rightarrow$ NO hay trasvase de señal de 2 a 1, ni de 3 a 2, ni de 1 a 3

En forma de diagrama el comportamiento se describe como un círculo en el que la señal sólo se transmite en un sentido. Si éste es en el sentido de las agujas del reloj, da lugar a la 1ª matriz, mientras que si lo es en el sentido contrario da lugar a la 2ª.

Una de las aplicaciones más utilizadas del circulador es como *aislador* \rightarrow si terminamos uno de los accesos con una carga ideal, los otros dos se mantienen aislados en uno de los dos sentidos y en perfecta conexión en el otro. Es un 2-accesos muy útil: inmediatamente pensamos en aplicarlo en casos donde se quiere mantener el generador a salvo de posibles reflexiones en la carga.

Como 3-accesos la aplicación más intuitiva es donde queramos transmitir y recibir señales simultáneamente. Este último caso recibe el nombre de Duplexor de antena y ya lo hemos citado en la sección anterior.



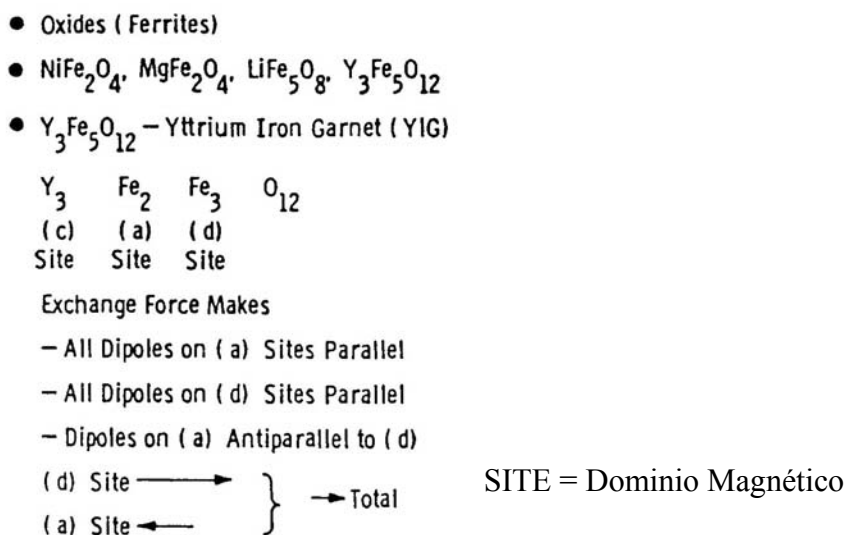
Fuente: www.anaren.com

3.1 Materiales Ferrimagnéticos: Ferritas

El material que causa el efecto de anisotropía en frecuencias de microondas es habitualmente la **ferrita**, nombre bajo el que se incluyen todos los materiales cerámicos no conductores, pero con propiedades magnéticas muy intensas. Son los materiales ferrimagnéticos (ferritas, granates, etc.), que se contraponen a las ferromagnéticos en que éstos son conductores (Hierro, acero,...) y no tienen la propiedad citada en frecuencias altas.

Las principales características de las ferritas son:

- Resistividades $1E14$, más altas que las de los metales.
- Constantes dieléctricas del orden de 10 a 15 o mayores.
- Permitividades magnéticas del orden de varios miles.
- Respecto a los materiales, son óxidos de composición compleja, como los de la figura. Las ferritas tipo YIG las citamos ya en el capítulo de resonadores, como excelentes candidatos a resonadores de alta Q en alta frecuencia.



Fuente: Apuntes de Circuitos de Alta Frecuencia de ETSIT Bilbao-UPV

Veamos también estos parámetros típicos cuantificados para un tipo concreto de ferrita:

Symbol	Property	Range
$4 \pi M_s$	Saturation Magnetization	12-400 kA/m (150 – 5000 Gauss)
T_c	Curie Temperature	100 – 640 °C
ΔH	Resonance Linewidth	800 – 80.000 A/M (10 – 1000 Oe)
ΔH_k	Spinwave Linewidth	80 – 1600 A/M (1 – 20 Oe)
ϵ'	Dielectric Constant	12 – 18
$\tan \delta_\epsilon$	Dielectric Loss Tangent	.0001 – .002
μ'	Permeability	$4\pi \times 10^{-7}$ Henry/m (App. Unity)
$\tan \delta_\mu$	Magnetic Loss Tangent	.0001 – 1
Br	Remnant Flux Density	.005 – 0.4 Wb/m ² (50 – 4000 Gauss)
H_c	Coercive Force	16 – 240 A/M (0.2 – 3 Oe)
γ_{eff}	Gyromagnetic Ratio	35 kHz A/M (2.8 MHz/Oe)

Figura 9.7.- Parámetros típicos de las ferritas

Fuente: Apuntes de Circuitos de Alta Frecuencia de ETSIT Bilbao-UPV

Una breve explicación de los parámetros anteriores:

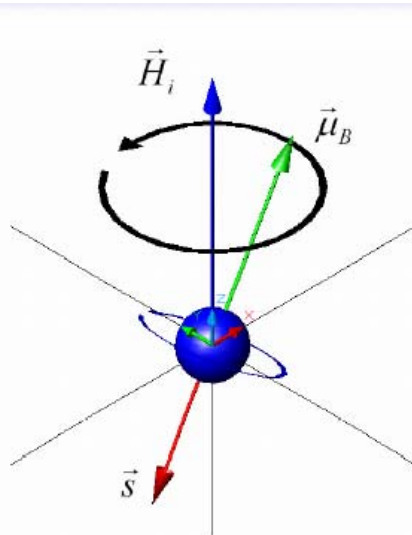
- La Saturación Magnética M_s está causada por el campo DC aplicado, y corresponde al valor de campo a partir del cual la magnetización – suma de todos los dipolos magnéticos orientados en la dirección del campo- en el material permanece constante.
- La Temperatura de Curie es aquella a partir de la cual el material deja de ser ferrimagnético.
- Los ΔH , denominados como Linewidth, dan una idea de cuál es el comportamiento de la atenuación alrededor de la resonancia. De hecho es el punto de atenuación $\frac{1}{2}$ alrededor del máximo de la resonancia, tal y como vemos en la gráfica de la página 3-19.
- La Razón Giromagnética γ_{eff} es la relación entre el momento magnético del espín del electrón y el momento angular debido al movimiento alrededor del núcleo, opuestos en sentido, tal y como vemos en la figura. Al ser una partícula conocida, el valor de esta constante está cuantificado: $35\text{KHz/A/m} \equiv 2\pi \cdot 2,8\text{MHz/Oe}$
- Equivalencia de Unidades MKS \rightarrow Sistema CGS:

$$1 \text{ A/m} = 4 \pi \times 10^{-3} \text{ Oersted para la intensidad de Campo Magnético H y}$$

$$1 \text{ weber/m}^2 = 10^4 \text{ Gauss para el Flujo B del mismo}$$

Recordar que en el Sistema CGS de unidades la permeabilidad en el espacio libre toma un valor de $\mu_0 = 1$ y B y H pasan a tener el mismo valor numérico.

Las propiedades magnéticas de las ferritas se basan, como hemos dicho, en el momento magnético, equivalente al de un pequeño dipolo, que va asociado al espín (giro sobre sí mismo) de la partícula básica electrón. Vemos en la figura, que la presencia de un campo magnético constante hace que aparezca un par mecánico (torsión) de producto vectorial $\vec{T} = \vec{\mu}_B \times \vec{B}_0$ sobre el momento, haciéndolo girar –precesar- sobre el eje en el que está orientado el campo.



Gyromagnetic ratio: $\gamma = \frac{|\vec{\mu}_B|}{|\vec{s}|}$

$$2\pi \cdot 2.8\text{MHz/Oe}$$

Precession: $\omega_0 = \gamma H_i$

$$\omega_m = \gamma 4\pi M_s$$

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

$$\vec{\mu}_p = \begin{bmatrix} \mu & -j\kappa & 0 \\ j\kappa & \mu & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$$

Fuente: www.anaren.com

La situación es muy parecida a la del movimiento giroscópico (giroscopio mecánico), de ahí la denominación de Razón Giromagnética. Además, como vemos en la figura la frecuencia de precesión estará relacionada con el campo externo a través de esta constante.

La frecuencia de precesión o de Larmor es, por tanto:

$$\omega_0 = \mu_0 \gamma H_0 \rightarrow f_0 = 1,4gH_0$$

, con $\mu_0 = 1$, y con el factor de Landé g con valor entre 1 y 2 (fórmula que ya citamos en los resonadores YIG). En las ferritas este valor es aproximadamente de 2, lo que nos permite saber la frecuencia de precesión del material en función del campo externo aplicado

La otra frecuencia que aparece en la figura, ω_m es la frecuencia de precesión correspondiente a la Saturación Magnética M_s , consecuencia de la exposición del material a H_0 y su total magnetización hasta la saturación; esto se va suponer siempre en el estudio de la propagación en la ferrita, puesto que por debajo de la saturación las pérdidas de RF de la ferrita pueden ser muy altas y la propagación se ve muy atenuada. Así:

$$\omega_m = 4\pi M_s \gamma$$

P. ej., si el material lo consideramos infinito, para $H_0 = 10000$ de un imán permanente de Remalloy la frecuencia de precesión, teórica, será de 28GHz. No llegará a esa frecuencia porque la ferrita se saturará, en un valor de $4\pi M_s$ de 1780 Oersted por ejemplo para el material YIG, y eso da lugar a una frecuencia de $1780 * 2.28 = 4,058$ GHz. En la realidad el campo polarizador interno será función del externo, pero además también del tamaño y de la forma de la ferrita.

La existencia de pérdidas hace que el movimiento de precesión cese, de forma que los momentos magnéticos se alinean con el campo externo. Si al campo DC le incorporamos una señal de RF de forma perpendicular y polarizada circularmente, podemos forzar la precesión de nuevo y compensar las pérdidas de forma que si coinciden el sentido de giro del momento y la polarización del campo de RF la precesión se hace infinita: la energía de RF la hemos transferido al material y ya se puede propagar por él con sus propiedades particulares. Estaremos en resonancia si la frecuencia de RF coincide con la frecuencia de precesión.

Si el campo RF es paralelo al DC, el efecto medio será nulo pues sólo producirá aumentos y disminuciones en la velocidad angular de precesión.

El otro dato a destacar en la figura anterior es que la permeabilidad de la ferrita, ante la presencia del campo H en la dirección z y en resonancia, se transforma en un tensor de 3x3 siguiendo las direcciones x, y, z . Ya comenzamos a entrever que la propagación en la ferrita va a tener diferentes constantes según sea la dirección de la misma.

La relación entre flujo y campo de RF en propagación será, por tanto, matricial;

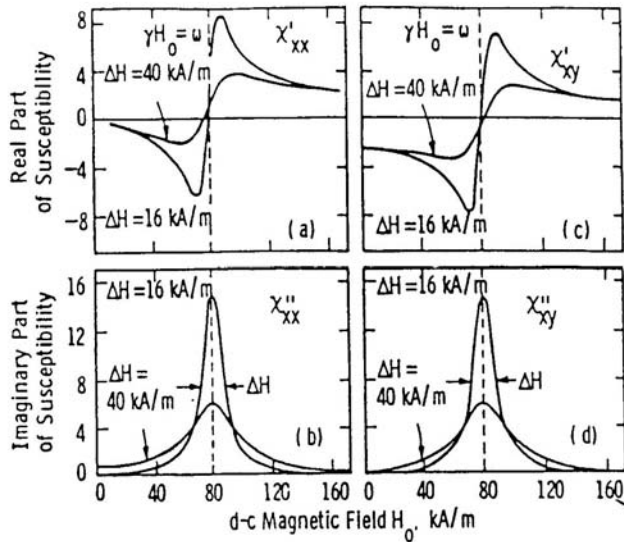
$$\begin{bmatrix} B_x \\ B_y \\ B_z \end{bmatrix} = \mu_0 \begin{bmatrix} \mu & -jk & 0 \\ jk & \mu & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} H_x \\ H_y \\ H_z \end{bmatrix}$$

y a este tipo de materiales se les denomina también *girotropicos*, debido al giro de 90° que hay en la fase entre algún componente de H y B .

Si utilizamos la notación típica de los materiales magnéticos en base a la susceptibilidad magnética χ , tenemos que:

$$\mu = \mu_0(1 + \chi_{xx}) \quad y \quad jk = \mu_0 \chi_{xy}$$

Si además introducimos las pérdidas magnéticas, y lo hacemos con la conocida convención de hacer la frecuencia de resonancia un valor complejo, pasaremos a tener susceptibilidades complejas, tal y como representamos en la siguiente figura, donde vemos las partes reales e imaginarias de las dos componentes en función del campo DC.



Real and Imaginary parts of the susceptibility for a ferrite as a function of the magnetic bias field and two different resonance linewidths (ΔH)

- Microwave Frequency 2.8 GHz
- Saturation Magnetization (240 kA/m)

Fuente: Apuntes de Circuitos de Alta Frecuencia de ETSIT Bilbao-UPV

, donde, como hemos dicho, la transformación $\omega_0 \leftarrow \omega_0 + j\alpha\omega$, nos permite introducir el factor de pérdidas en las ecuaciones del tensor. Así, llegamos a esbozar estas gráficas para:

$$\chi_{xx} = \chi'_{xx} - j\chi''_{xx}$$

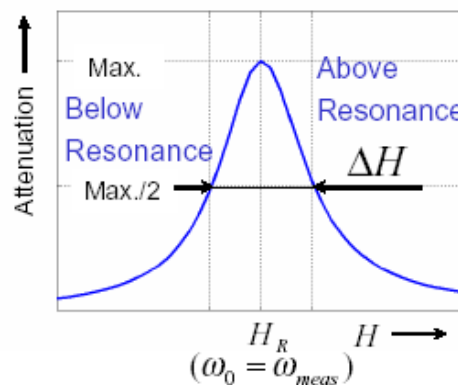
$$\chi_{xy} = \chi'_{xy} + j\chi''_{xy}$$

El parámetro antes citado como Linewidth ΔH , es aquí donde lo vemos definido, como el factor en el que la parte imaginaria coge su valor mitad. Es, digamos, algo similar al factor Q de los resonadores pero referido sólo a las pérdidas magnéticas. Las pérdidas dieléctricas de la ferrita las consideraremos añadidas a éstas.

- Ferrites are insulating materials with dielectric properties similar to ceramic materials
- Above or below resonance operation, depending on if the precession frequency is higher or lower than the RF frequency
- Damping term which will reduce the precession angle can be introduced, by replacing ω_0 with $\omega_0 + j\alpha\omega$. α can be determined from a 'Linewidth' measurement of a (sphere) sample at a fixed frequency, varying the bias field.

Resonance Linewidth

$$\omega\alpha = \frac{\gamma\Delta H}{2}$$



Como resumen, se adjunta esta tabla de diferentes tipos de ferritas:

Material	Trans-Tech Number	$4\pi M_s$ G	ΔH Oe	ϵ_r	$\tan \delta$	T_c °C	$4\pi M_r$ G
Magnesium ferrite	TT1-105	1750	225	12.2	0.00025	225	1220
Magnesium ferrite	TT1-390	2150	540	12.7	0.00025	320	1288
Magnesium ferrite	TT1-3000	3000	190	12.9	0.0005	240	2000
Nickel ferrite	TT2-101	3000	350	12.8	0.0025	585	1853
Nickel ferrite	TT2-113	500	150	9.0	0.0008	120	140
Nickel ferrite	TT2-125	2100	460	12.6	0.001	560	1426
Lithium ferrite	TT73-1700	1700	<400	16.1	0.0025	460	1139
Lithium ferrite	TT73-2200	2200	<450	15.8	0.0025	520	1474
Yttrium garnet	G-113	1780	45	15.0	0.0002	280	1277
Aluminum garnet	G-610	680	40	14.5	0.0002	185	515

Fuente: "Microwave Engineering", David M. Pozar. John Wiley & Sons, Inc.

Hasta aquí hemos visto como el comportamiento electrónico (precesión) bajo un fuerte campo magnético de polarización, produce en las ferritas un efecto de anisotropía que se manifiesta en el tensor de permeabilidad 3x3. Si este material lo utilizamos como medio de propagación de una onda plana de RF, observaremos que la propagación en la dirección de la polarización tiene diferentes propiedades que en la dirección contraria.

En la ref. [3.1] podemos encontrar un estudio de las ecuaciones de Maxwell bajo condiciones de medio infinito, y se demuestra que los modos naturales de propagación en este medio son las ondas planas con polarización circular a derechas (RHCP) e izquierdas (LHCP), y que las constantes de propagación para cada polarización son diferentes. Es fácil intuir esto si pensamos que el tensor $[\mu]$ va a producir diferente velocidad de propagación según sea la dirección de ésta.

Ecuaciones significativas de la propagación en la ferrita:

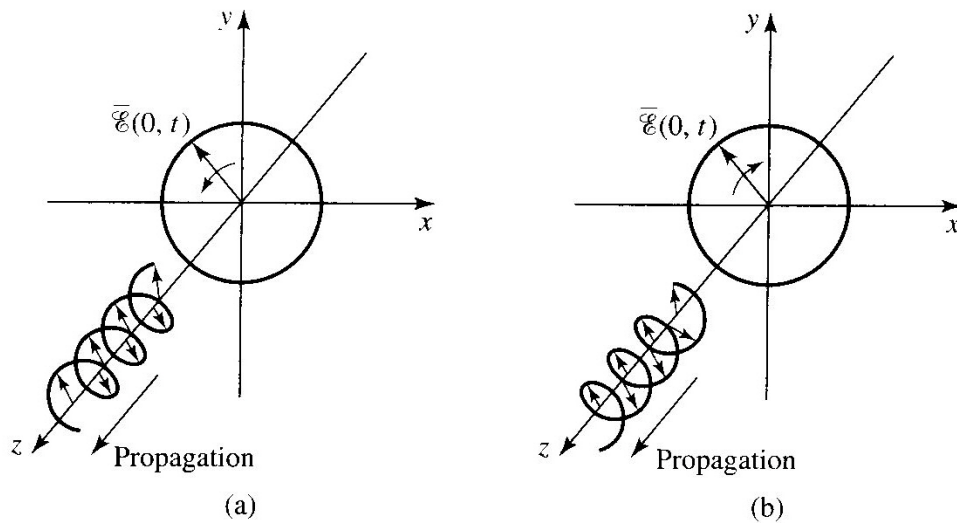
$$\beta_{\pm} = \omega \sqrt{\epsilon(\mu \pm \kappa)}.$$

, donde aparecen los elementos del tensor permeabilidad, y que nos dan diferente constante de propagación según sea coincidente con la polarización externa (+) o no (-). Además:

$$\begin{aligned} \bar{E}_+ &= E_0(\hat{x} - j\hat{y})e^{-j\beta_+z}, & \bar{E}_- &= E_0(\hat{x} + j\hat{y})e^{-j\beta_-z}, \\ \bar{H}_+ &= E_0Y_+(j\hat{x} + \hat{y})e^{-j\beta_+z}, & \bar{H}_- &= E_0Y_-(-j\hat{x} + \hat{y})e^{-j\beta_-z}, \\ Y_+ &= \frac{\omega\epsilon}{\beta_+} = \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu + \kappa}}, & Y_- &= \frac{\omega\epsilon}{\beta_-} = \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu - \kappa}}. \end{aligned}$$

Estas ecuaciones nos dicen que la onda asociada a β_+ está polarizada circularmente a derechas (RHCP) y a izquierdas la de β_- (LHCP), y que las admitancias de onda son, por tanto, diferentes para cada polarización. Asimismo las constantes de atenuación serán diferentes cuando tengamos en cuenta las pérdidas magnéticas y de dieléctrico.

Recordamos el significado de RHCP, coincide con la propagación, y LHCP:



1.9 Electric field polarization for (a) RHCP and (b) LHCP plane waves.

Fuente: "Microwave Engineering", David M. Pozar. John Wiley & Sons, Inc.

Si interpretamos esto desde el punto de vista físico de la precesión, podemos pensar que la interacción será máxima si el sentido de giro de la polarización coincide con el sentido de giro de la precesión y mínima si es al contrario y que esto dará lugar a dos constantes de propagación diferentes, tal y como hemos visto en las ecuaciones anteriores.

Si en lugar de una onda plana circularmente polarizada estudiamos el caso de una linealmente polarizada veremos que, considerando ésta como una superposición de dos circulares (ver las ecuaciones anteriores), al tener cada sentido de giro una constante de propagación diferente, la onda linealmente polarizada girará a medida que se avance en z.

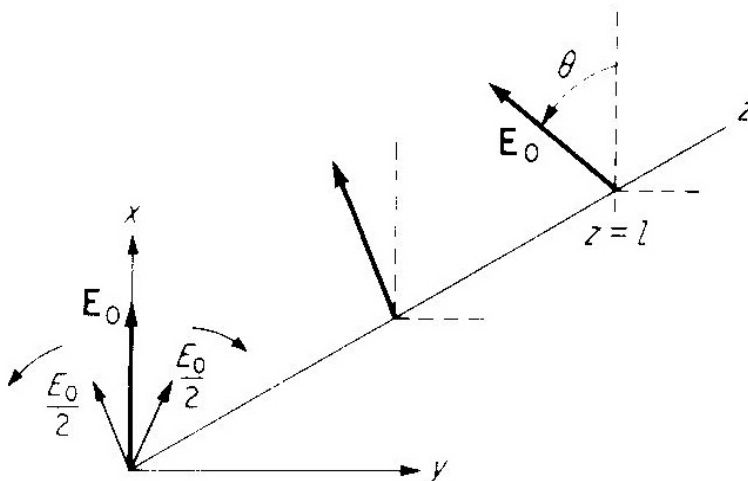


FIGURE 6.42
Faraday rotation.

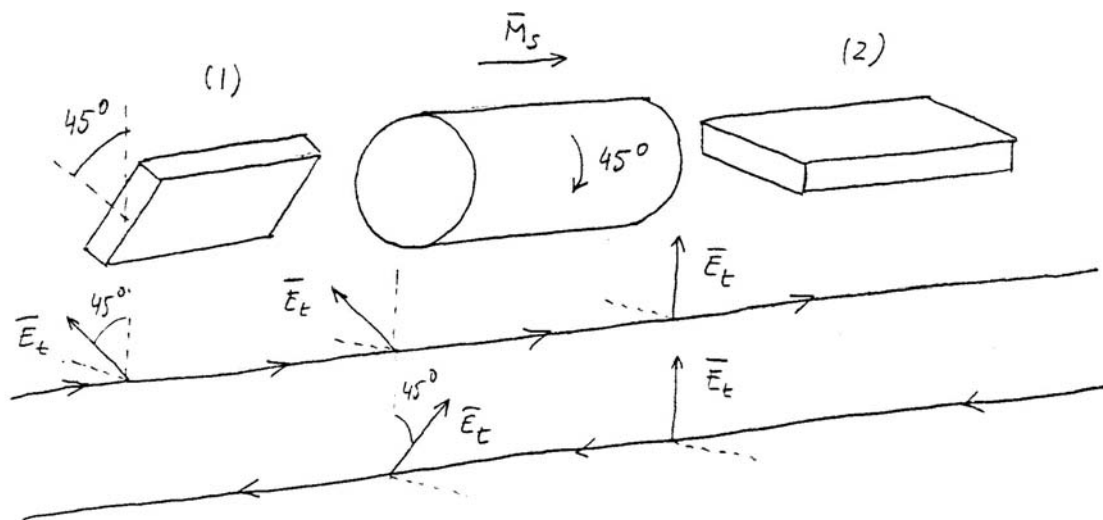
Fuente: "Foundation for Microwave Engineering", Robert e. Collin. Second Edition. Wiley-Interscience

A esto lo denominamos como **ROTACION DE FARADAY**. Y podemos visualizar un efecto inmediato, si pensamos en la propagación de la reflexión que se pueda producir en la carga: se propagará en contra de la dirección del campo polarizador y rotará otro ángulo igual en su polarización y llegará a la entrada desfasada 90° (si $\theta = 45^\circ$), con lo que podremos

Tema 3 – Dispositivos Pasivos de Microondas: Redes de 3 y 4 accesos

discriminarla y, por tanto, habremos conseguido un efecto de AISLADOR. La idea parece clara, y se basa en el comportamiento anisotrópico de la ferrita bajo el campo DC.

Veamos como visualizar mejor este efecto:



Fuente: Notas de Clase asignatura Microondas de J. Bará ETSET Barcelona-UPC. CPET.

Si cuantificamos esta rotación, tendremos, referido al eje vertical (x si la propagación es en z hacia la dcha.), un ángulo de desplazamiento:

$$\phi = \tan^{-1} \frac{E_y}{E_x} = \tan^{-1} \left[-\tan \left(\frac{\beta_+ - \beta_-}{2} \right) z \right] = - \left(\frac{\beta_+ - \beta_-}{2} \right) z.$$

Este ángulo de desplazamiento lo interpretamos de la siguiente manera: tal y como vemos en las expresiones a continuación, para $\omega < \omega_0 \rightarrow \mu > \kappa$ y ambos son positivos. En esas condiciones $\beta_+ > \beta_-$ y el ángulo se va haciendo más negativo, aunque el signo no deja de ser una convención de relación entre definición de ejes y orientación de campo polarizador.

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

Lo que importa es que visualizamos el funcionamiento como Aislador, a base de un par de guías rectangulares y la ferrita, de forma que la onda reflejada se ve totalmente atenuada por la guía de entrada. Vemos, por tanto el efecto de anisotropía generado por la presencia de la ferrita.

Este efecto se manifestará en unas permeabilidades y susceptibilidades complejas diferentes, dependiendo de si nos referimos a la onda positiva o a la negativa. Y por tanto también en constantes de propagación diferentes para RHCP (β_+) y LHCP (β_-), tal y como hemos visto. Veamos en las gráficas siguientes, el caso concreto de una ferrita típica, funcionado en 10GHz de frecuencia de resonancia, con $f_m = 5,6\text{GHz}$ y $\alpha = 0,05$, en presencia de un campo polarizador de varios miles de Oersted.

En las gráficas, los valores ' son partes reales y los valores '' son partes imaginarias de permeabilidades, constantes de fase y constantes de atenuación.

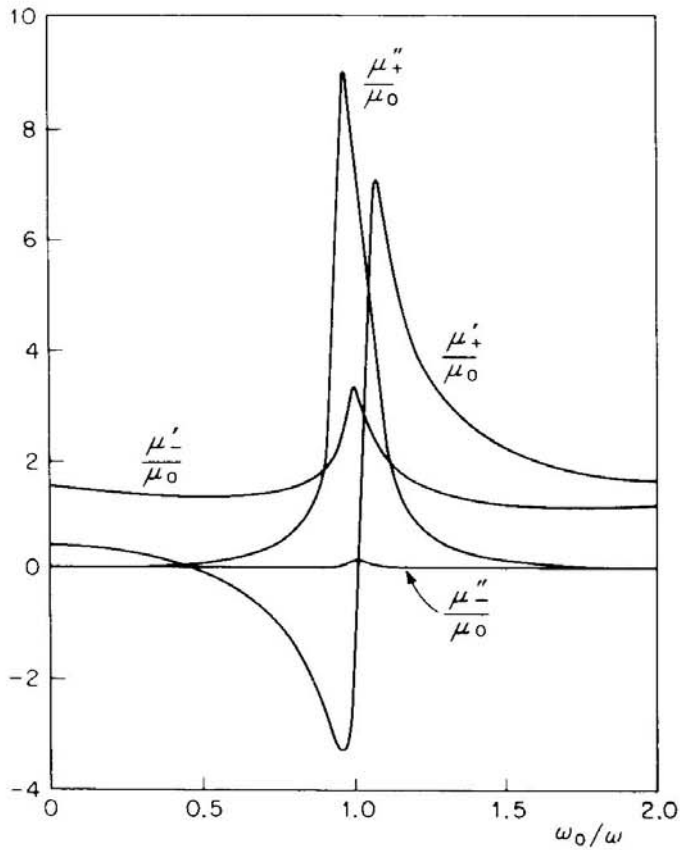


FIGURE 6.43 Real and imaginary components of permeability for circularly polarized waves in a ferrite as a function of ω/ω_0 for $\omega/2\pi = 10$ GHz, $\omega_m/2\pi = 5.6$ GHz, $\alpha = 0.05$.

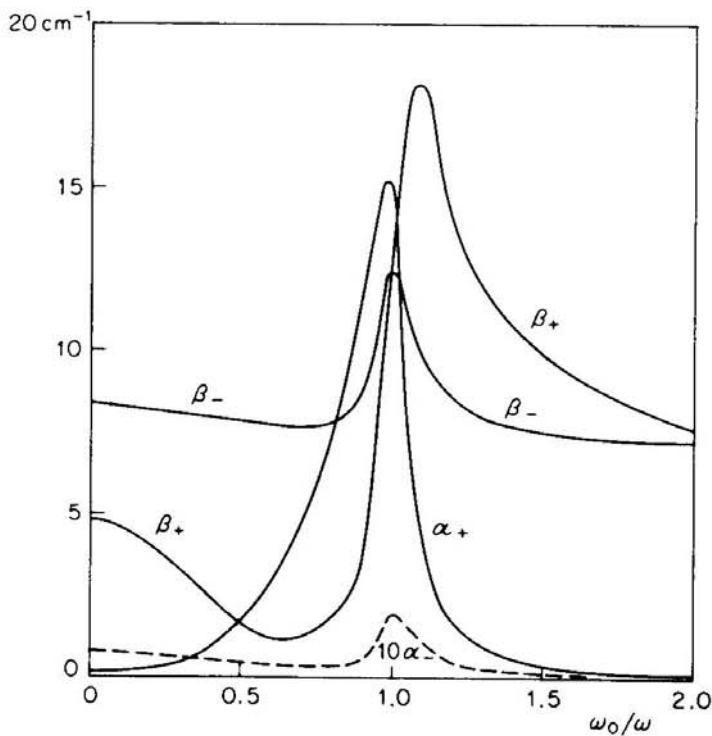


FIGURE 6.44 Propagation and attenuation constants for circularly polarized waves in a ferrite, with parameters given in Fig. 6.43 ($\epsilon = 10\epsilon_0$). Note that $10\alpha_-$ is plotted since α is very small.

Fuente: "Foundation for Microwave Engineering", Robert e. Collin. Second Edition. Wiley-Interscience

Observamos como la atenuación α_- para la onda LHCP es tan pequeña que se ha bosquejado multiplicado por 10 y que, en cambio, la de RHCP α_+ es alta en las cercanías de resonancia. Las constantes de fase bosquejan varias zonas posibles de trabajo: en la resonancia y

Tema 3 – Dispositivos Pasivos de Microondas: Redes de 3 y 4 accesos

por debajo o por encima de ella. Para interpretar las gráficas, se piensa en ellas en función del campo polarizador: cuando aumenta hace subir la frecuencia de resonancia.

- $\omega_0/\omega > 1 \rightarrow$ Por encima de la resonancia, la atenuación se hace pequeña pero la diferencia entre las constantes de propagación también lo es, con lo que la rotación de Faraday se produce en pequeña cantidad.
- $\omega_0/\omega < 1 \rightarrow$ Por debajo de la resonancia, sin embargo, si tenemos una zona en la que la atenuación es pequeña y la diferencia entre fases grande. Coincide con la zona en la que la parte real de la permeabilidad se hace negativa.

La relación entre β_+ y β_- cambia de signo, dependiendo de si estamos por encima o por debajo de la resonancia, lo que indica que la Rotación será de signo contrario en ambas zonas.

En resumen, vemos que con el campo magnético como variable de control, podemos realizar muy interesantes funciones basándonos en la utilización de ferritas.

EJEMPLO 4: Si consideramos un medio infinito de ferrita cuya magnetización saturada es $4\pi M_s = 1800$ gauss, $\Delta H = 75$ Oersted, $\epsilon_r = 14$, y $\tan \delta = 0,001$. Si el campo de polarización es $H_0 = 3570$ Oersted, calcular y plotear las constantes de fase y atenuación para RHCP y LHCP entre 0 y 20GHz.

Frecuencia de precesión debido al campo externo:

$$f_0 = \frac{\omega_0}{2\pi} = 2.8\text{MHz} / \text{oersted} \times 3570 \text{ Oersted} = 10\text{GHz} \text{ y}$$

$$f_m = \frac{\omega_m}{2\pi} = 2.8\text{MHz} / \text{oersted} \times 1800 \text{ gauss} = 5,04\text{GHz}$$

Lo que se nos pide es que computemos la constante de propagación compleja:

$$\gamma_{\pm} = \alpha_{\pm} + j\beta_{\pm} = j\omega\sqrt{\epsilon(\mu \pm \kappa)}$$

, donde $\epsilon = \epsilon_0\epsilon_r(1 - j\tan\delta)$ es la permitividad compleja del material incluidas las pérdidas y aparecen también las componentes del tensor de permeabilidad.

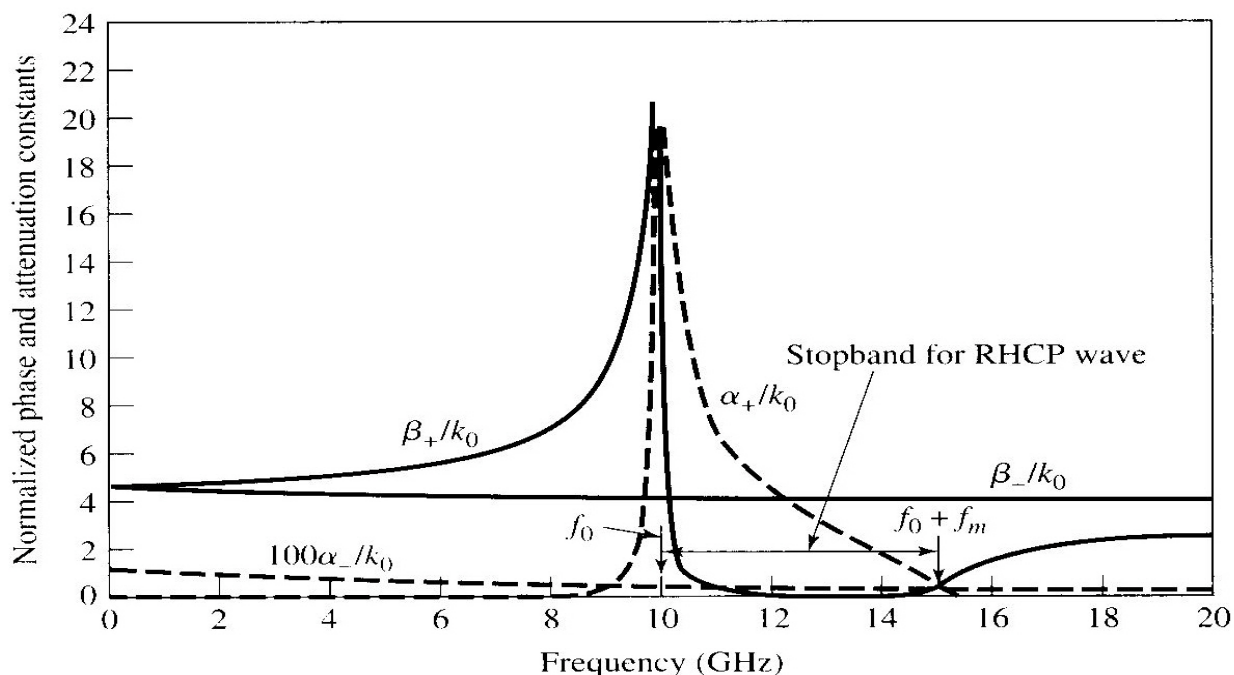
Falta introducir las pérdidas ferrimagnéticas, que se hace con el truco de convertir la frecuencia en un valor complejo:

$$\omega_0 \leftarrow \omega_0 + j\alpha\omega \rightarrow \omega_0 \leftarrow \omega_0 + j\frac{\mu_0\gamma\Delta H}{2} \rightarrow f_0 \leftarrow f_0 + j\frac{2.8\text{MHz} / \text{Oe} \times 75\text{Oe}}{2} = 10 + j0,105\text{GHz}$$

Quedarían los valores del tensor, que partiendo de las fórmulas de cada uno, los podemos poner como:

$$\mu + \kappa = \mu_0 \left(1 + \frac{\omega_m}{\omega_0 - \omega} \right); \quad \mu - \kappa = \mu_0 \left(1 + \frac{\omega_m}{\omega_0 + \omega} \right)$$

Con todos estos parámetros podemos plotear la parte real y la parte imaginaria de la constante de propagación para ondas RHCP y LHCP. En la figura está hecho, normalizado respecto al n° de onda en el vacío:



Fuente: "Microwave Engineering", David M. Pozar. John Wiley & Sons, Inc.

Vemos la resonancia en 10GHz para la RHCP y la no existencia de la misma para la LHCP. De nuevo el efecto de anisotropía. También observamos una zona de nula propagación para la RHCP en la banda entre 10 y 15GHz. Observar también la similitud entre esta gráfica y la anterior de permeabilidades en función de la frecuencia.

Vamos a ver un caso de 2-accesos como es la guía rectangular cargada con una lámina de ferrita, de forma que nos ayude a ver una primera utilidad simple de las ferritas en guías y que utiliza el mismo principio que luego se aplica en los circuladores.

3.2 2-accesos con uso de ferritas

Aunque este apartado debería haber ido en el tema 2, lo incluimos aquí debido a la necesidad de conocer algo de las propiedades de los materiales ferrimagnéticos para poder estudiar este tipo de 2-accesos. Además servirá como introducción para entender a posteriori como efectúa el circulador su propagación selectiva en dirección.

Dispositivos típicos no recíprocos de 2 accesos:

- **Aisladores de Resonancia**
- Aisladores por Desplazamiento de Campo (Edge-guided mode (EGM) isolator)
- Desfasadores variables
- Girador: desfasador de 180°

Todos ellos se basan en la utilización de las ferritas y sus propiedades específicas de propagación, cuando las insertamos en medios como las guías de onda. Vamos a ver el caso de la guía de onda rectangular con una lámina de ferrita en su interior que lo que implementa es un Aislador por Resonancia, denominado así por que trabaja en la cercanía de la resonancia giromagnética de la ferrita.

El análisis riguroso es muy complicado, exige el estudio de los modos TE en el interior de la guía y aplicar las condiciones de contorno en los bordes de guía y lámina de ferrita. Se

pueden hacer aproximaciones simplificadoras cuando la relación de aspecto entre lámina (t) y guía (a) es muy pequeña, o cuando lo es la relación $\Delta s/S$.

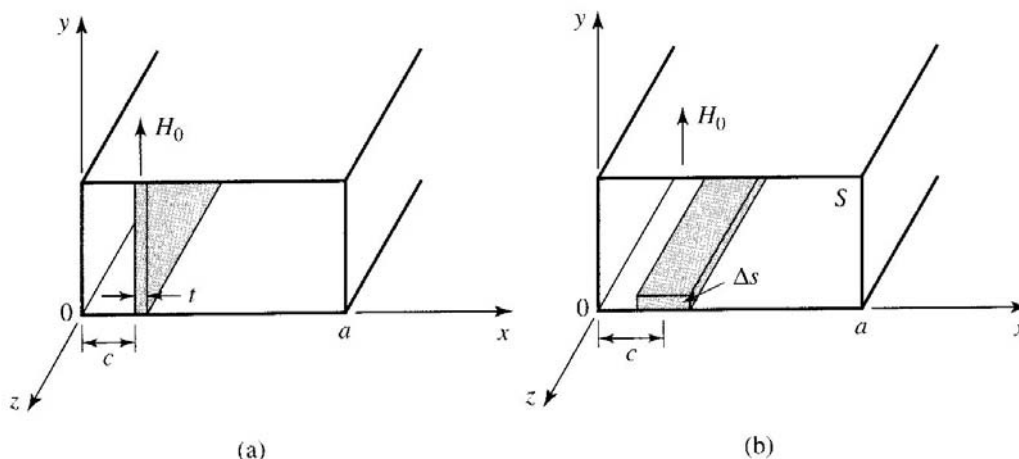


FIGURE 9.12 Two resonance isolator geometries. (a) E-plane, full-height slab. (b) H-plane slab.

Fuente: “Microwave Engineering”, David M. Pozar. John Wiley & Sons, Inc.

Podemos, sin embargo, hacer un razonamiento cualitativo: hemos dicho que la interacción entre campo RF y material es muy fuerte cuando el sentido de la polarización circular coincide con el sentido de la precesión electrónica, y muy ligera cuando no lo es. Recordar la gráfica anterior en la que se observa la gran diferencia entre las magnitudes α_+ y α_- .

Vemos que tenemos dos casos de aisladores de este tipo: E-plane y H-plane. La ventaja del 2º sobre el 1º es que la ferrita disipa mucho mejor el calor generado por la absorción de energía de RF. Veamos como son los campos magnéticos de RF dentro de la guía, para el 1er caso.

Sabemos que para el modo TE_{10} , propagándose según el eje z:

$$H_z = A \cos \frac{\pi x}{a}, \quad H_x = \frac{j\beta}{k_c} A \sen \frac{\pi x}{a}$$

por tanto:

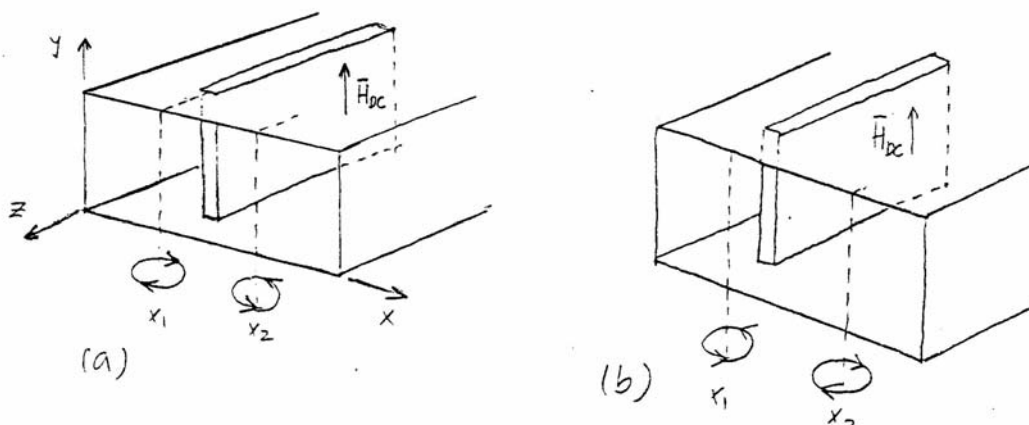
$$\frac{H_x}{H_z} = j \sqrt{\frac{w^2}{w_c^2} - 1} \tan \frac{\pi x}{a}$$

, así, el campo magnético estará circularmente polarizado y con sentidos opuestos en los planos simétricos x_1 y x_2 que hagan que $H_x/H_z = \pm j$. Si lo aplicamos:

$$\tan \frac{\pi x_i}{a} = \pm \left(\frac{w^2}{w_c^2} - 1 \right)^{-\frac{1}{2}}$$

Es lo que vemos en la figura a continuación, donde tenemos que recordar como eran las líneas de campo magnético del modo TE_{10} en el interior para deducir el sentido de giro de la polarización. La elección de uno u otro sentido puede ser arbitraria, pero ambas serán opuestas

en todo caso. El caso (b) destaca cómo cambia el sentido de giro si cambiamos el sentido de la propagación a $-z$.



Fuente: Notas de Clase asignatura Microondas de J. Bará ETSET Barcelona-UPC. CPET.

Por el efecto de la identidad o no de giro entre la polarización RF y el espín, si colocamos la lámina polarizada en x_1 , no perturbará al campo magnético de la onda progresiva y si lo hará, atenuándola por absorción en resonancia, a la regresiva. Hemos construido un **aislador de resonancia** de forma sencilla. Además sabemos que el desfase introducido por la lámina será proporcional a la constante en cada sentido multiplicado por su longitud.

$$\Delta\phi_+ = \beta_{z+} l, \quad \Delta\phi_- = \beta_{z-} l$$

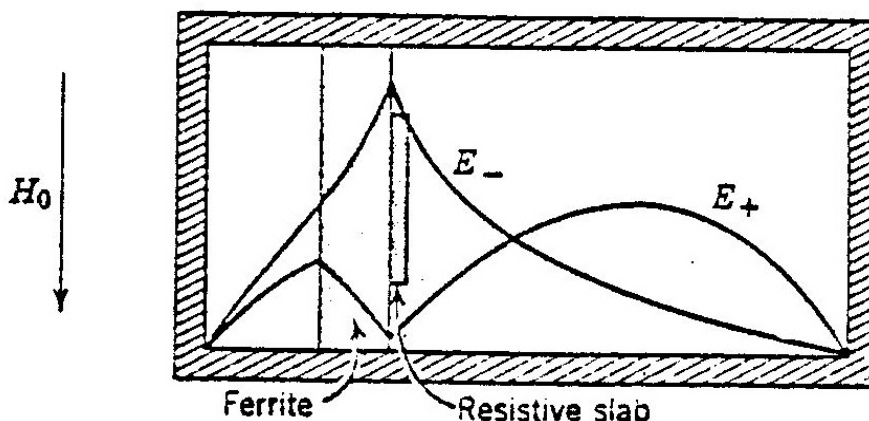
(defasador no recíproco).

Ya hemos dicho que este tipo de aislador tiene el problema del excesivo calentamiento, y con mala disipación, de la potencia que se absorbe en la ferrita. Eso hará incrementar la Temperatura en la lámina y se producirá una disminución de la magnetización por mayor perturbación molecular (más ruido) y por tanto disminuirá el efecto aislador. En ese sentido es mejor la configuración de H-plane.

En el análisis cualitativo anterior no se ha tenido en cuenta que la introducción de la lámina perturba los campos y que éstos, en el interior de la ferrita, están relacionados con los del exterior por la continuidad de H en sus bordes. De hecho, esto se tiene en cuenta aplicando un factor que se denomina como Factor de Desmagnetización N , y que dependiendo de la dirección del campo y de la forma de la ferrita, reduce el campo efectivo que de verdad tenemos en el interior del material. Lo tendremos que tener en cuenta para saber qué H externo necesitamos para una frecuencia de resonancia dada.

A su vez los campos internos serían los campos dentro de la guía rellena de un dieléctrico con igual constante dieléctrica que la ferrita....vemos que el análisis exacto se vuelve muy complejo. Pero vale como aproximación.

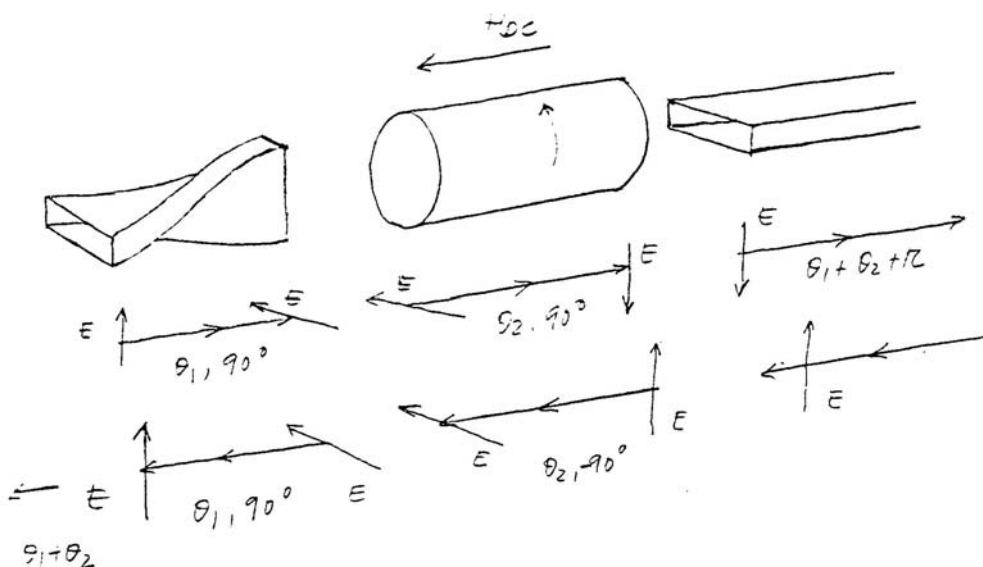
Muy parecido sería el otro tipo de aislador: el de **Desplazamiento de Campo** \rightarrow se coloca una lámina resistiva superpuesta a la ferrita de forma que atenúa fuertemente al campo de propagación $-z$, y a la vez no afecta a la onda $+z$ porque en ese punto tiene un cero. Lo vemos en la figura:



Fuente: Notas de Clase asignatura Microondas de J. Bará ETSET Barcelona-UPC. CPET.

Otro dispositivo típico de 2 accesos, basado en el uso de ferritas es el **girador**, que se aprovecha de la propiedad de desfaseador que propicia la Rotación de Faraday para generar un dispositivo que introduce un desfase de θ radianes para la onda que se propaga en un sentido y $\theta+\pi$ para la del otro.

Sería el esquema siguiente:



Fuente: Notas de Clase asignatura Microondas de J. Bará ETSET Barcelona-UPC. CPET.

Y la matriz de parámetros S de un girador ideal sería:

$$[S] = \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{bmatrix}$$

Con los giradores formando parte de estructuras más complejas, podremos construir aisladores y circuladores prácticos. Si colocamos un elemento sensible a la fase de la señal en la entrada del dispositivo, podríamos eliminar la onda reflejada, por ejemplo.

En resumen, vemos que la Rotación de Faraday es una propiedad muy útil cuando queramos controlar fases de señales en frecuencias de microondas.

Para terminar con los 2-accesos con ferritas vamos a ver un ejemplo de diseño de un Aislador por Resonancia E-Plane.

EJEMPLO 5: La frecuencia de operación es 10GHz, en la banda X, con unas pérdidas de inserción mínimas y un aislamiento de 30dB. La ferrita es una lámina de 0,5mm de espesor, con $4\pi M_s = 1700G$, $\Delta H = 200Oe$, $\epsilon_r = 13$. Determinar el ancho de banda para una atenuación del retorno de al menos 27dB.

La condición de frecuencia de resonancia giromagnética en 10GHz, y los factores de desmagnetización $N_x=1$, $N_y = N_z = 0$, para este tipo de lámina (ver POZAR, página 509), nos lleva a la siguiente ecuación, deducida en la misma referencia a partir de la continuidad de los campos en RF en los bordes de la ferrita:

$$\omega_r = \mu_0 \gamma \sqrt{[H_a + (N_x - N_z)M_s][H_a + (N_y - N_z)M]}$$

Aplicando esta fórmula para nuestro caso, tenemos, en unidades CGS, $\mu_0 = 1$:

$$10\,000MHz = 2,8MHz/Oe \times \sqrt{H_a(H_a + 1700)} \rightarrow H_a = 2820\text{ Oersted}$$

Este valor es aproximado, por que lo es la idea de que el campo interno es el externo modificado linealmente por los factores de desmagnetización.

En realidad, resolviendo la continuidad de los campos en la frontera de la ferrita en el interior de la guía, tal y como está hecho en el Pozar apartado 9.3, páginas 518 a 521, se puede encontrar con mayor exactitud las constantes de atenuación y fase α_{\pm} , β_{\pm} y, a través suyo, el campo polarizador, dando el valor exacto de 2840Oersted.

La ecuación que permite hallar las soluciones para α_{\pm} , β_{\pm} es la 9.79 del Pozar:

$$\left(\frac{k_f}{\mu_e}\right)^2 + \left(\frac{\kappa\beta}{\mu\mu_e}\right)^2 - k_a \cot k_a c \left(\frac{k_f}{\mu_0\mu_e} \cot k_f t - \frac{\kappa\beta}{\mu_0\mu\mu_e}\right) - \left(\frac{k_a}{\mu_0}\right)^2 \times \cot k_a c \cot k_a d - k_a \cot k_a d \left(\frac{k_f}{\mu_0\mu_e} \cot k_f t + \frac{\kappa\beta}{\mu_0\mu\mu_e}\right) = 0.$$

Y el resultado lo vemos ploteado en función de la posición relativa de la lámina y de la frecuencia.

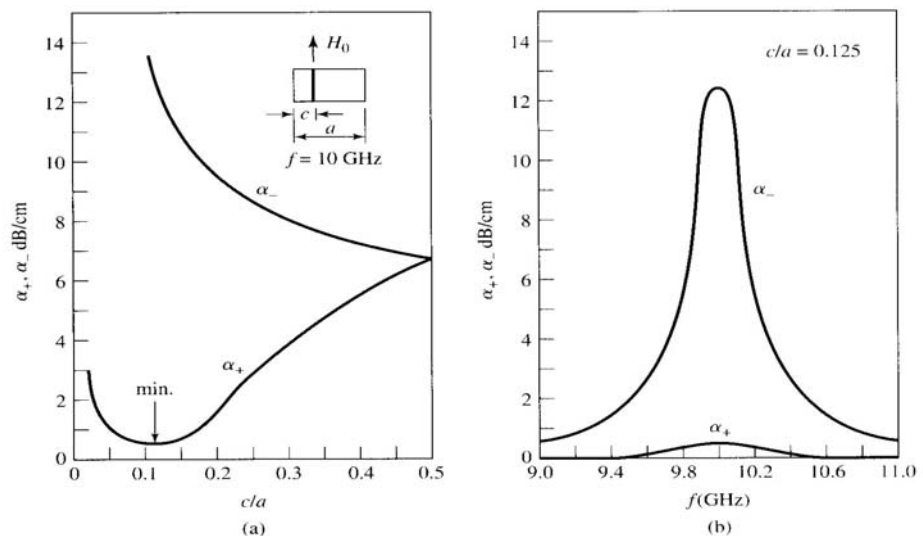


FIGURE 9.13 Forward and reverse attenuation constants for the resonance isolator of Example 9.2. (a) Versus slab position. (b) Versus frequency.

Fuente: "Microwave Engineering", David M. Pozar. John Wiley & Sons, Inc.

Vemos que el mínimo de atenuación se produce en $c/a = 0,125$, y que la atenuación de la onda regresiva en esta posición es de 12,4dB/cm. Nos piden 30dB de aislamiento:

$$L = \frac{30 \text{ dB}}{12.4 \text{ dB/cm}} = 2,4 \text{ cm}$$

, de longitud de lámina, lo que dará lugar a unas pérdidas de inserción de aprox. $0,4 \text{ dB/cm} \times 2,4 \text{ cm} = 0,96 \text{ dB}$.

El ancho de banda a 3dB (27dB de aislamiento) estará en $\alpha > \frac{27 \text{ dB}}{2.4 \text{ cm}} = 11,3 \text{ dB/cm}$, lo que en la gráfica b) nos da un ancho de banda $< 2\%$ (200MHz). Si queremos más anchura: deberemos usar una ferrita con mayor Linewidth ΔH a costa de unas mayores pérdidas de inserción.

3.3 Circuladores de ferrita en stripline y microstrip

Como hablamos ya de circuladores reales y no ideales, es interesante ver la matriz de parámetros [S] en función del coeficiente de reflexión en las entradas, Γ (suponiendo el mismo en todas). Suponemos un circulador que tiene sentido $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3$ y contemplamos sólo las magnitudes.

$$[S] = \begin{bmatrix} \Gamma & \Gamma & 1 - \Gamma^2 \\ 1 - \Gamma^2 & \Gamma & \Gamma \\ \Gamma & 1 - \Gamma^2 & \Gamma \end{bmatrix}$$

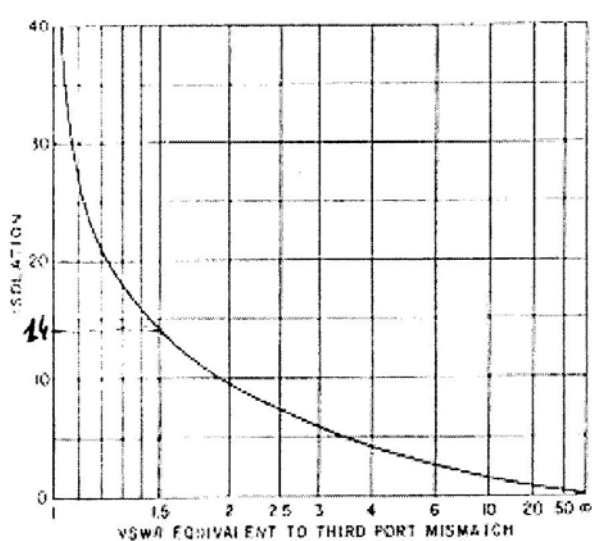
El cálculo no es difícil si aplicamos las condiciones de no pérdidas, con lo que la matriz debe ser unitaria, y podemos extraer las ecuaciones, teniendo en cuenta que $S_{11} = S_{22} = S_{33} = \Gamma$, $S_{12} = S_{23} = S_{31} = \beta$ y que $S_{21} = S_{32} = S_{13} = \alpha$. Y lo que vemos es que tanto el aislamiento como las pérdidas de inserción dependen de lo buena que es la adaptación en los accesos.

Por lo tanto, las pérdidas de retorno son un factor básico en el buen comportamiento del circulador. Pensemos en la aplicación como Aislador: la calidad de la carga destinada a disipar la reflexión será fundamental a la hora de conseguir el Aislamiento. Lo vemos en la gráfica siguiente:

The most misunderstood concept of circulators is that of isolation.

Circulators do not provide isolation until they are terminated, and then the isolation between any two ports (in the direction opposing the direction of circulation) is the return loss due to third port mismatch.

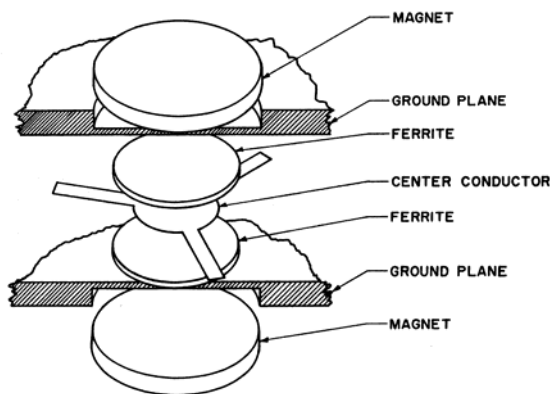
This basic relationship is shown in **Figure 1**.



Fuente: <http://www.utemicrowave.com>

La construcción de este tipo de circulator, consiste en una estructura en Y, con tres strip-lines o microstrip a 120°, cubiertas por dos ferritas y dos imanes permanentes. Es una estructura muy utilizada en la parte baja de las Microondas, y que se suele acabar con un encapsulado metálico y unas líneas de 50Ω para poder conectar a estructuras microstrip. También se venden como subconjuntos conectorizados y se denominan comúnmente como Circuladores de Unión.

Los imanes son los que generan el campo magnético de continua o estático, perpendicular a los conductores de tierra y a los discos de ferrita. Tenemos pues un campo DC H_0 en la dirección axial z. A este campo constante se le superpone el campo RF de forma que se producen las interacciones que hemos visto antes en los materiales ferrimagnéticos.



Fuente: EEE445 MICROWAVE LABHANDOUT # 3: FERRITE ISOLATORS AND CIRCULATORS, en la Red Fuente: http://www.hdcom.com/circ_connect.html

Para analizar la estructura hemos de pensar que, básicamente, es un resonador metálico cilíndrico y fino, con material cerámico en su interior y con paredes magnéticas casi ideales en los bordes. Esto hace que la componente transversal del campo eléctrico tenga que ser nula y, por tanto, se propagarán modos TM. Por tanto, los campos magnéticos serán transversales y el eléctrico sólo tendrá componente en z.

De este modo tendremos, puesto en coordenadas cilíndricas, un tensor de la siguiente forma:

$$\begin{bmatrix} B_r \\ B_\phi \end{bmatrix} = \mu_0 \begin{bmatrix} \mu_r & jK \\ -jK & \mu_r \end{bmatrix} \begin{bmatrix} H_r \\ H_\phi \end{bmatrix}$$

Con componentes azimutales y radiales, relacionadas por esto elementos:

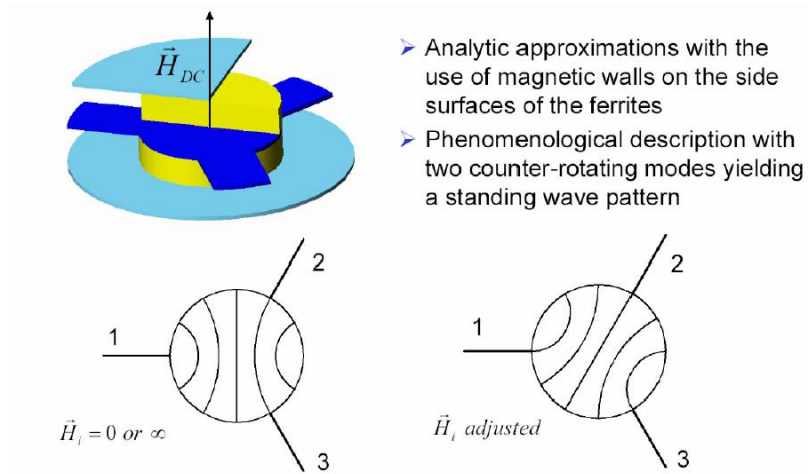
$$\mu_r = \frac{\omega_0^2 - \omega^2 + \omega_0 \omega_m}{\omega_0^2 - \omega^2}$$

$$K = \frac{\omega \omega_m}{\omega_0^2 - \omega^2}$$

, si despreciamos las pérdidas.

Tema 3 – Dispositivos Pasivos de Microondas: Redes de 3 y 4 accesos

Vemos de nuevo el efecto de anisotropía que, en este caso, va a afectar a las dos componentes H_ϕ (cada una girando en un sentido) que vamos tener. Lo vemos en las figuras a continuación:



Fuente: www.anaren.com

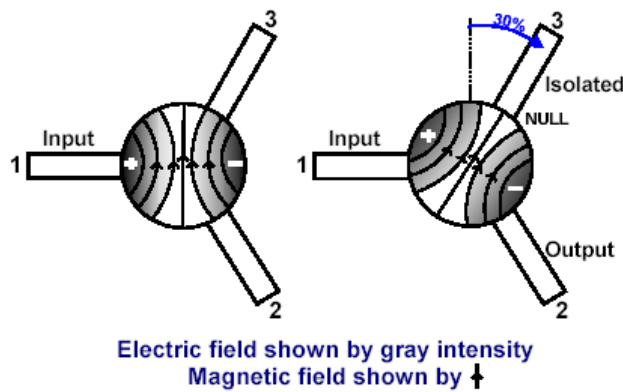
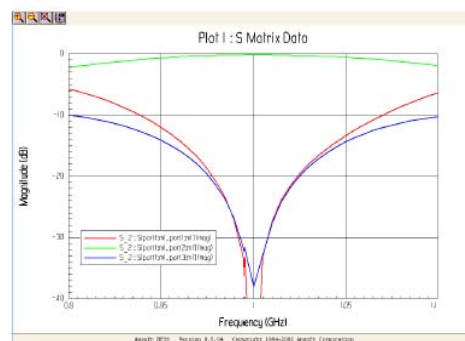
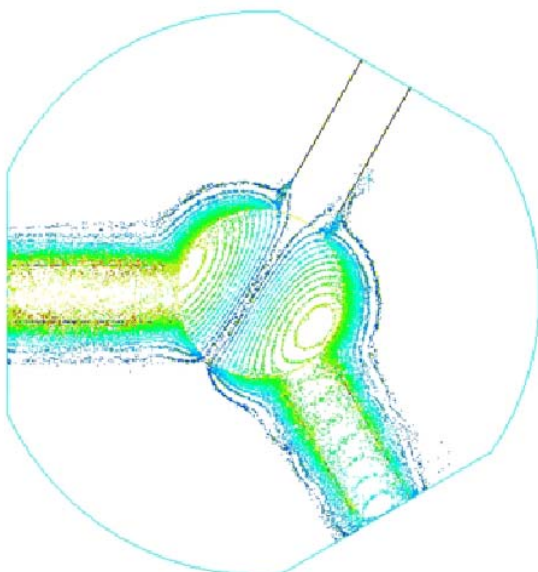


Figure 2a

Figure 2b

Fuente: www.m2global.com



$$\underline{S} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} & S_{13} \\ S_{13} & S_{11} & S_{12} \\ S_{12} & S_{13} & S_{11} \end{bmatrix}$$

Fuente: www.anaren.com

En la página anterior vemos la representación cualitativa (incluida una respuesta vista en un simulador electromagnético) del funcionamiento del circulator de unión: básicamente se trata de un modo resonante TM, con campos transversales H con componentes en r y en Φ , y con dependencia en forma de $\cos \Phi$ y $\sin \Phi$.

Ante la presencia del campo de polarización y debido a la anisotropía en la propagación, se rompe en dos modos resonantes con frecuencias de resonancia ligeramente diferentes. Se puede, entonces, sintonizar la frecuencia de funcionamiento para que toda la energía se transmita al puerto de salida y se produzca un cero en el puerto aislado.

Veamos los campos,

$$H_\rho = \frac{jY}{k\mu} \left(\frac{\mu}{\rho} \frac{\partial E_z}{\partial \phi} + j\kappa \frac{\partial E_z}{\partial \rho} \right),$$

$$H_\phi = \frac{-jY}{k\mu} \left(\frac{-j\kappa}{\rho} \frac{\partial E_z}{\partial \phi} + \mu \frac{\partial E_z}{\partial \rho} \right),$$

Donde k es un n° de onda efectivo que tiene como valor, en función de las componentes del tensor:

$$k^2 = \omega^2 \epsilon (\mu^2 - \kappa^2) / \mu = \omega^2 \epsilon \mu_e$$

y también definimos una permeabilidad efectiva, función de las mismas componentes.

Respecto al campo eléctrico, tendrá una ecuación de onda idéntica a la de la componente z del modo resonante TM en una cavidad cilíndrica, que podemos ver en la referencia [3.1] como solución de la siguiente ecuación de onda:

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial E_z}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2 E_z}{\partial \phi^2} + k^2 E_z = 0.$$

Y cuya forma general es:

$$E_{zn} = [A_{+n} e^{jn\phi} + A_{-n} e^{-jn\phi}] J_n(k\rho),$$

Así podemos escribir la componente azimutal del campo magnético como:

$$H_{\phi n} = -jY \left\{ A_{+n} e^{jn\phi} \left[J'_n(k\rho) + \frac{n\kappa}{k\rho\mu} J_n(k\rho) \right] + A_{-n} e^{-jn\phi} \left[J'_n(k\rho) - \frac{n\kappa}{k\rho\mu} J_n(k\rho) \right] \right\}.$$

Vemos que tenemos dos componentes girando en distintos sentido en Φ . Las soluciones para los modos resonantes se pueden encontrar aplicando las condiciones de contorno en $\rho = a$.

Para el caso de no magnetización, la condición de contorno se da para el cero de la función derivada de Bessel, puesto que en este caso $\kappa = 0$, lo que da lugar a una frecuencia que llamaremos ω_0 , aunque no debemos confundir con la frecuencia de precesión.

$$\omega_0 = \frac{x_0}{a\sqrt{\epsilon\mu_e}} = \frac{1.841}{a\sqrt{\epsilon\mu_o}}$$

Esta ecuación indica la frecuencia, alrededor de la cual, se van a dar los dos modos resonantes mencionados y sirve para diseñar el radio de los discos de ferrita dada una frecuencia de trabajo.

Cuando ponemos el campo polarizador, para el modo más bajo donde $n = 1$, tendremos la siguiente condición de resonancia que hace que el campo H en el borde sea cero (condición de pared magnética):

$$\frac{\kappa}{\mu x} J_1(x) \pm J_1'(x) = 0,$$

con $x = ka$ y κ la componente del tensor. Aquí ya vemos el comportamiento no recíproco: si cambiamos el signo de κ cambiando el sentido del campo H_0 , tendremos una nueva raíz como solución y un giro contrario en Φ . Estos dos modos, tendrán dos frecuencias de resonancia que se pueden deducir por aproximación si se desarrolla en serie de Taylor las dos funciones de Bessel alrededor del argumento x_0 en la frecuencia ω_0 .

$$\omega_{\pm} = \omega_0 \left(1 \pm 0.418 \frac{\kappa}{\mu} \right).$$

con las dos frecuencias ligeramente superior e inferior, tal y como hemos dicho que se comportaba quedan los campos en presencia del campo de polarización. Estos dos modos, girando en sentidos contrarios en Φ influido por el campo H_0 , formarían una estacionaria en el interior del resonador y, como hemos visto en las figuras anteriores, provocarían los efectos de paso en el acceso de salida y nulo en el acceso aislado.

Para terminar el diseño del circulador, se han de considerar los campos en el borde de los discos con la aproximación de que, considerando la pistas estrechas, los campos en esos sectores en 0° , 120° y 240° sean constantes. Con esta condición se pueden definir los campos aproximados y la impedancia de onda en los accesos 1 y 2 que nos permitirán diseñar correctamente la anchura de las pistas necesaria y / o su consiguiente adaptación a 50 ohmios.

Las expresiones definitivas las tenemos en la ref. [3.1]. Para terminar, al ángulo en el que se hace esa aproximación se le denomina como ángulo de acoplo ψ , y lo vemos esbozado en la figura de la página siguiente. En la misma, también observamos una típica implementación de adaptación de impedancias de tipo “tapered line” en la que se parte de una impedancia menor que 50 ohmios y progresivamente se acerca a esa impedancia.

También vemos otra gráfica en la que se esboza el campo axial en módulo para la periferia y sin considerar la distorsión que introducen las líneas de los accesos, y observamos cómo la superposición de las fases y amplitudes de los dos modos $e^{\pm j\Phi}$ producen la misma amplitud en los accesos 1 y 2 y un nulo en el acceso 3.

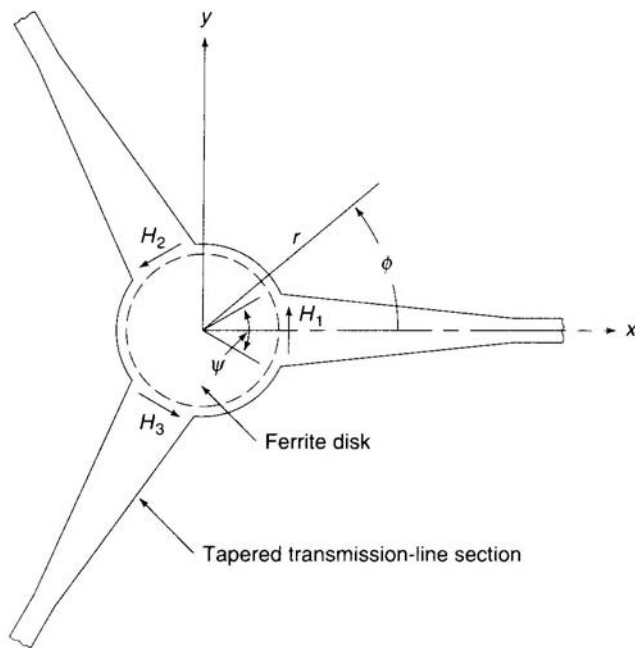
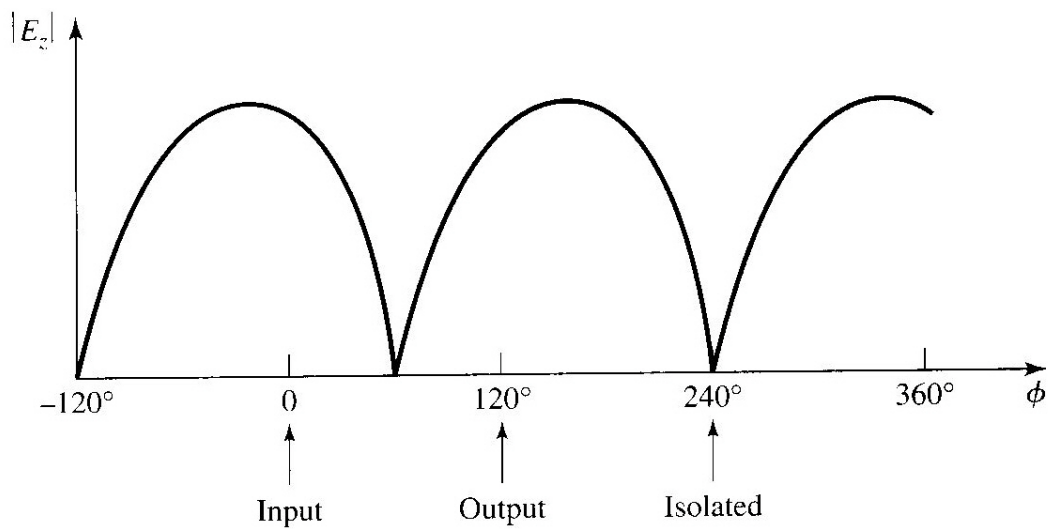


FIGURE 6.54
Three-port circulator showing coupling angle ψ and tapered transmission lines for matching.

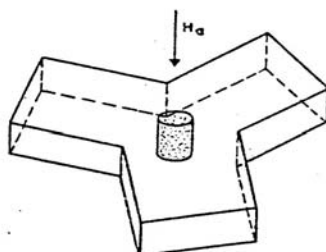
Fuente: "Foundation for Microwave Engineering", Robert E. Collin. Second Edition, Wiley-Interscience



Fuente: "Microwave Engineering", David M. Pozar; John Wiley & Sons, Inc.

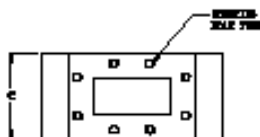
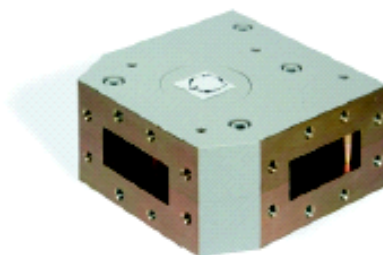
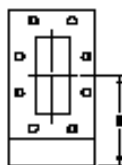
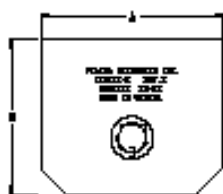
3.4 Circuladores en guía de onda

Son muy similares a los de stripline, y se fabricarán utilizando estructuras en guías, normalmente rectangulares, y de tipo Unión T en H o en Y, en los que el material anisótropo se incorpora en el punto de cruce. En este caso el modo que se propaga es el propio de la guía rectangular, pero en la ferrita se excita el modo TM y se producen los mismos efectos que en el circulador de unión.



Fuente: "Foundation for Microwave Engineering", Robert E. Collin. Second Edition, Wiley-Interscience

WAVEGUIDE FERRITE DEVICES CIRCULATORS



CIRCULATORS are available in:

- Frequency from: 3.50 to 40.0 GHz
- Low Insertion loss
- Low V.S.W.R.
- Low level of Intermodulation distortion products
- High Isolation

PART NO.	FREQ. RANGE (GHz)	ISOLATION (dB MIN)	INSERTION LOSS (dB MAX)	V.S.W.R. (MAX)	OPER. TEMP (°C)	POWER RATINGS (W)	MATING FLANGE	MOUNTING HOLETYPE	DIMENSIONS (in)			
									A	B	C	D
CIR229-1	3.50 - 4.40	23	0.30	1.15	-20 TO +65	75	CMR-229	#6-32 24 PL.	5.00	4.76	2.03	3.15
CIR187-1	4.40 - 5.00	30	0.15	1.05	-30 TO +65	300	CMR-187	#6-32 24 PL.	4.50	4.30	1.78	2.72
CIR137-1	5.85 - 8.20	20	0.30	1.25	-20 TO +65	45	CMR-137	#6-32 24 PL.	3.25	3.00	1.53	1.85
CIR137-2	5.90 - 6.45	30	0.15	1.07	-30 TO +65	45	CMR-137	#6-32 24 PL.	3.25	2.78	1.53	1.65
CIR137-3	5.90 - 7.15	23	0.15	1.12	-30 TO +65	45	CMR-137	#6-32 24 PL.	3.25	2.78	1.53	1.65
CIR137-4	6.70 - 7.50	23	0.30	1.15	-20 TO +65	45	CMR-137	#6-32 24 PL.	3.25	3.00	1.53	1.85
CIR112-1	7.12 - 8.50	30	0.10	1.05	-30 TO +70	40	CMR-112	#6-32 24 PL.	2.52	2.46	1.38	1.45
CIR112-2	9.60 - 10.40	23	0.30	1.15	-30 TO +65	30	UG-135/U	#8-32 12 PL.	3.25	3.00	1.53	1.85
CIR75-1	10.00 - 15.00	21	0.40	1.20	-30 TO +65	25	WR-75	#6-32 12 PL.	1.75	1.75	1.50	0.96
CIR75-2	10.70 - 11.70	28	0.10	1.08	-30 TO +65	25	WR-75	#6-32 12 PL.	1.75	1.75	1.50	0.96
CIR75-3	10.70 - 13.25	26	0.30	1.10	-30 TO +65	25	WR-75	#6-32 12 PL.	1.50	1.75	1.50	0.96
CIR75-4	11.70 - 12.20	28	0.15	1.08	-30 TO +65	25	WR-75	#6-32 12 PL.	1.50	1.75	1.50	1.00
CIR75-5	12.25 - 12.75	27	0.20	1.09	-30 TO +65	25	WR-75	#6-32 12 PL.	1.50	1.75	1.50	1.00
CIR75-6	14.00 - 14.50	25	0.30	1.12	-30 TO +65	50	WR-75	#6-32 12 PL.	1.50	1.75	1.50	1.00
CIR62-1	12.75 - 13.25	25	0.30	1.10	-30 TO +65	15	UG-1665/U	#6-32 12 PL.	1.50	1.50	1.31	0.84
CIR62-2	14.00 - 16.00	23	0.30	1.15	-30 TO +65	11	UG-1665/U	#6-32 12 PL.	1.50	1.50	1.31	0.84
CIR42-1	17.70 - 19.70	21	0.30	1.08	-30 TO +70	10	WR-42	#4-40 12 PL.	1.00	1.15	0.88	0.73
CIR42-2	19.00 - 21.00	20	0.30	1.20	-30 TO +70	10	WR-42	#4-40 12 PL.	1.00	1.15	0.88	0.73
CIR42-3	20.90 - 23.90	23	0.20	1.15	-30 TO +70	10	WR-42	#4-40 12 PL.	1.00	1.22	0.88	0.80
CIR28-1	26.50 - 31.00	18	0.40	1.15	-30 TO +75	10	WR-28	#4-40 12 PL.	1.00	1.00	0.88	0.63
CIR28-2	37.30 - 39.20	18	0.40	1.15	-30 TO +75	10	WR-28	#4-40 12 PL.	1.00	1.00	0.88	0.63

* SPECIFICATIONS SUBJECT TO CHANGE WITHOUT NOTICE

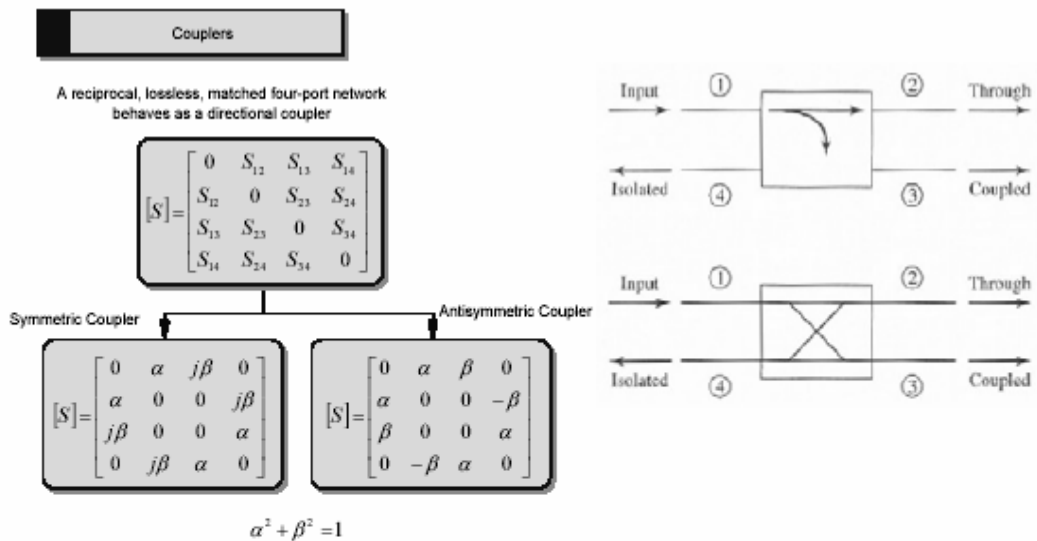
©2003 FilTel Microwave, Inc. All rights reserved

Fuente: www.filtel.com

4. REDES 4-ACCESOS: ACOPLADORES DIRECCIONALES

En la siguiente figura podemos ver un resumen de lo que son los acopladores desde un punto de vista general, como redes de 4 accesos sin pérdidas, adaptadas y recíprocas. Vemos las dos posibilidades de matrices: a) acoplador simétrico cuando los desfases del acoplo directo e inverso (S_{31} y S_{42}) son iguales y de valor 90° (j) y b) acoplador antisimétrico cuando ese desfase es en un caso de 0° y en el otro de 180° .

En ambos casos la suma de desfases debe ser 180° y la potencia de entrada se divide entre la acoplada y la de paso, ya que a la aislada no pasa nada (ideal). También vemos definidas las principales características de los acopladores: Acoplamiento $1 \rightarrow 3$, Aislamiento $1 \rightarrow 4$, y la Directividad $3 \rightarrow 4$. Sabemos que $D = I - C$ en dB.



$$\text{Coupling} = C = 10 \log \frac{P_1}{P_3} = -20 \log \beta \text{ dB}$$

$$\text{Directivity} = D = 10 \log \frac{P_3}{P_4} = 20 \log \frac{\beta}{|S_{14}|} \text{ dB}$$

$$\text{Isolation} = I = 10 \log \frac{P_1}{P_4} = -20 \log |S_{14}| \text{ dB}$$

Fuente: Dividers-n-Coupler-p-1.pdf, author: Ramesh Ramadoss Department of Electrical and Computer Engineering Auburn University Alabama

Faltarían las pérdidas de paso: $P = 10 \log P_1/P_2 = -20 \log \alpha$.

Sabemos que pérdidas de paso y de acoplo no son independientes: a mayor acoplo mayores pérdidas de paso. Se extrae de la condición:

$$\alpha^2 + \beta^2 = 1$$

, que obliga la relación entre ambos:

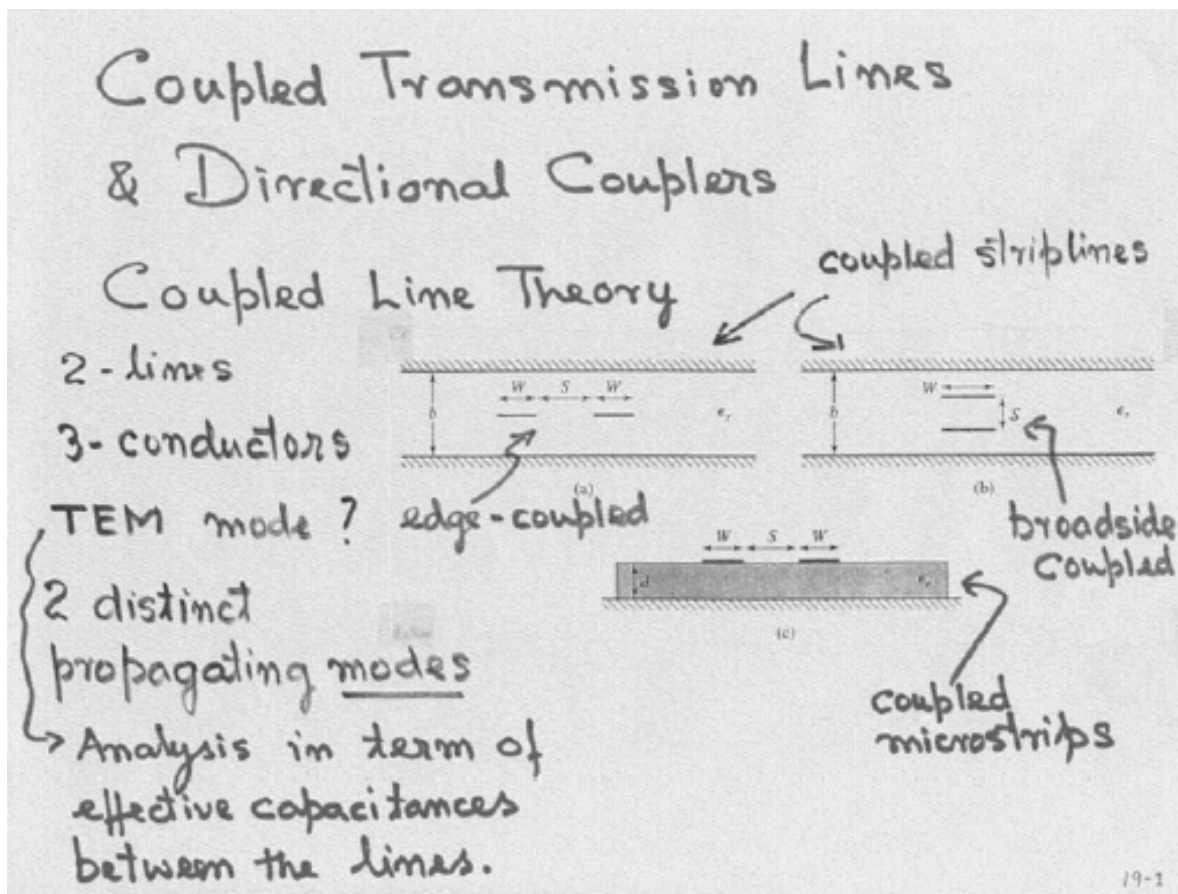
$$P = -10 \log \left(1 - 10^{-\frac{C}{10}} \right)$$

Bajo este comportamiento definido, podemos tener muy diferentes estructuras: en microstrip, stripline, barras cilíndricas entre planos paralelos, guías de onda, etc. Como siempre

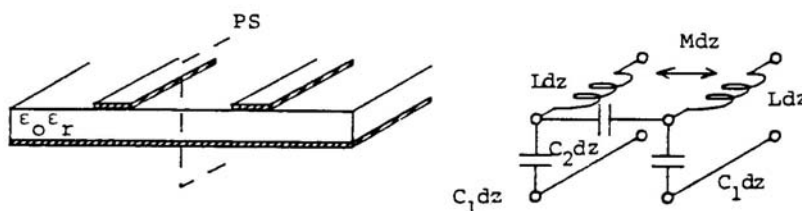
la estructura física a utilizar va a estar mediatizada, sobre todo, por la potencia de señal a manejar. Vamos a ver un par de estructuras en Microstrip y alguna más en guías.

4.1 Acopladores en Microstrip

El estudio de la estructura en Microstrip corre paralela a la de Stripline. De hecho ambos casos se estudian bajo las condiciones ya conocidas de excitación par e impar, lo que nos da lugar a las impedancias características de modo par e impar, tal y como vemos en las siguientes figuras resumen.



Fuente: Dividers-n-Coupler-p-1.pdf, author: Ramesh Ramadoss Department of Electrical and Computer Engineering Auburn University Alabama

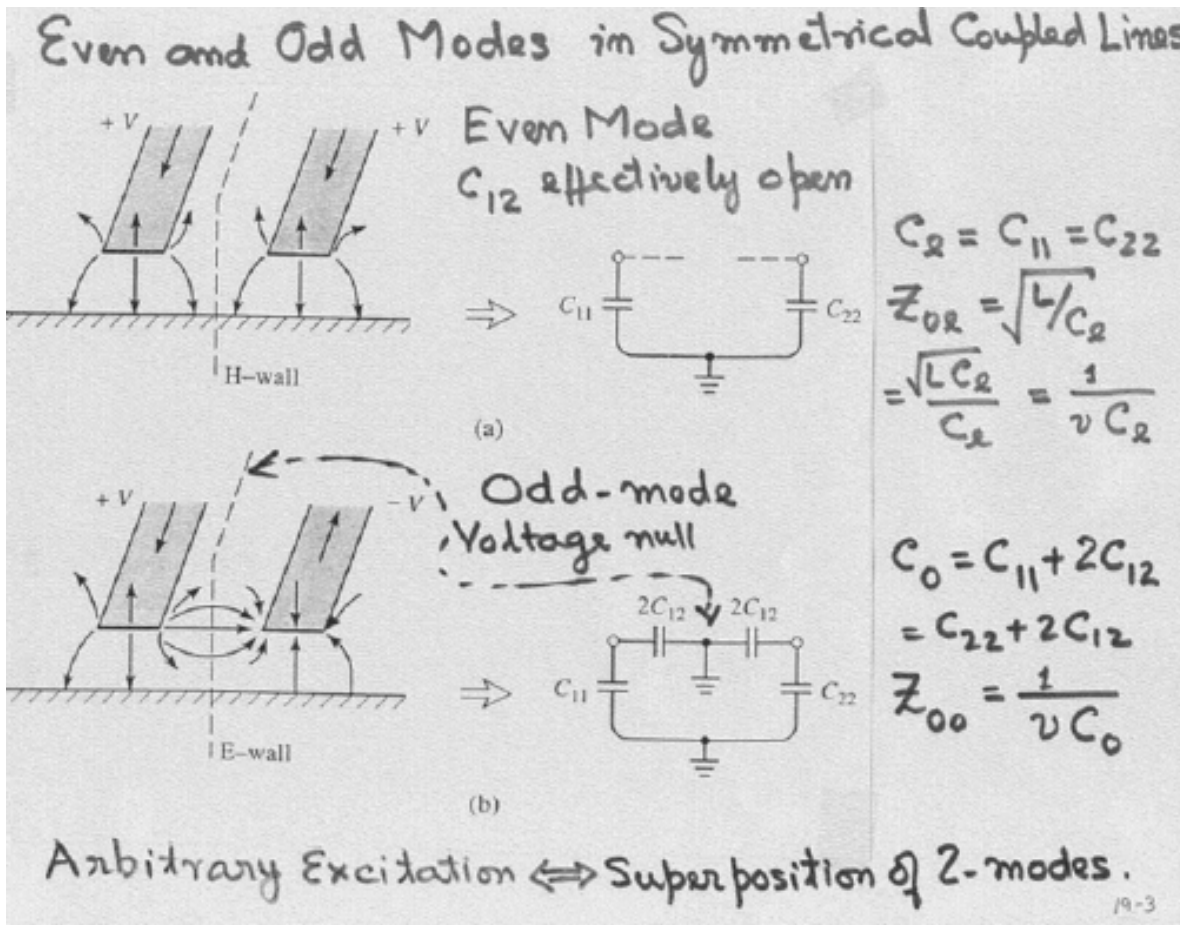


Ejemplo de líneas acopladas simétricas: dos líneas microtira idénticas y paralelas construidas sobre el mismo sustrato, y circuito equivalente de la célula elemental. C_2 y M son la capacidad y la inductancia mutuas por unidad de longitud, respectivamente

Fuente: "Circuitos de Microondas con Líneas de transmisión", Javier Bará Temes. Ediciones UPC.

El análisis de la celda elemental que vemos en la figura se hace en base a usar los conceptos de pared magnética y eléctrica junto con la excitación par e impar de las líneas acopladas. En la figura vemos cómo hacerlo y observamos que tanto las capacidades como las inductancias (por unidad de longitud) del circuito equivalente se relacionan fácilmente con las

impedancias a través de las velocidades de propagación. Siempre estamos suponiendo modos TEM o casi-TEM, para poder reducir la propagación de los campos a parámetros de teoría de circuitos: tensiones, corrientes e impedancias.



Fuente: Dividers-n-Coupler-p-1.pdf, author: Ramesh Ramadoss Department of Electrical and Computer Engineering Auburn University Alabama

Con estas herramientas, se puede realizar el análisis de las líneas acopladas desde el punto de vista de las impedancias de entrada, tal y como está hecho en la ref. [3.1], o con el cálculo de la matriz de parámetros [S] de los equivalentes en líneas de transmisión de las situaciones par e impar, tal y como lo tenemos en la ref. [3.2]. En todo caso, el punto de partida, serían dos líneas acopladas, de longitud eléctrica θ , como los de la figura, y las ecuaciones de diseño nos deben definir W, S y θ , para un sustrato de h y ϵ_r determinadas.

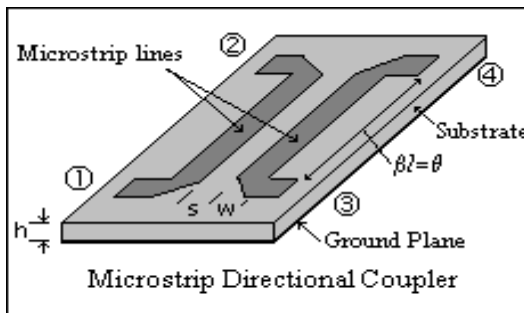


Figure 1

Fuente: <http://www.ee.bilkent.edu.tr/~microwave/programs/magnetic/dcoupler/theory.htm>

El análisis en la ref. [3.1] se realiza analizando las impedancias de entrada en el acceso 1 partiendo de la siguiente situación:

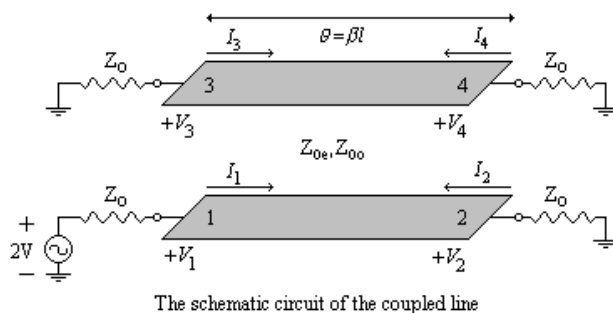
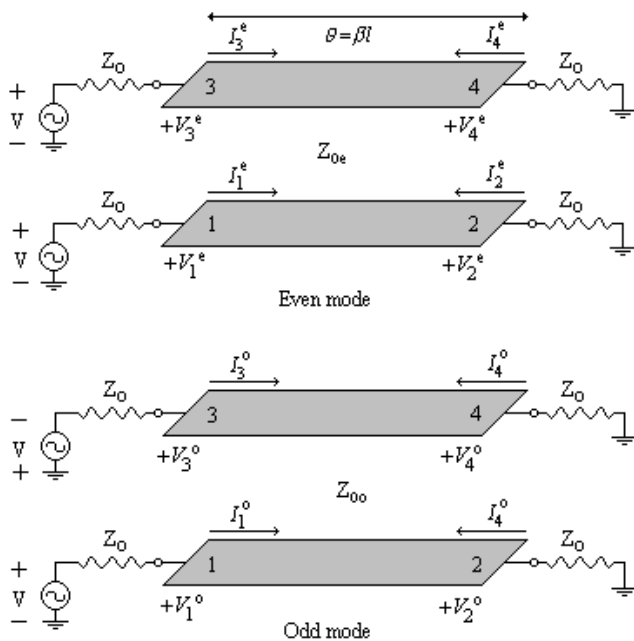


Figure 5

La descomponemos en los dos modos, par e impar:



Decomposition of the coupled line coupler in even and odd mode

Figure 6

Fuente: <http://www.ee.bilkent.edu.tr/~microwave/programs/magnetic/dcoupler/theory.htm>

Si vamos paso a paso, analizando las ecuaciones de tensiones y corrientes en modo par e impar:

$$Z_{in} = \frac{V_1}{I_1} = \frac{V_1^e + V_1^o}{I_1^e + I_1^o}$$

$$Z_{in}^e = Z_{0e} \frac{Z_0 + jZ_{0e} \tan \theta}{Z_{0e} + jZ_0 \tan \theta} \quad V_1^e = V \frac{Z_{in}^e}{Z_{in}^e + Z_0}, \quad I_1^e = \frac{V}{Z_{in}^e + Z_0}$$

$$Z_{in}^o = Z_{0o} \frac{Z_0 + jZ_{0o} \tan \theta}{Z_{0o} + jZ_0 \tan \theta} \quad V_1^o = V \frac{Z_{in}^o}{Z_{in}^o + Z_0}, \quad I_1^o = \frac{V}{Z_{in}^o + Z_0}$$

$$Z_{in} = \frac{Z_{in}^o (Z_{in}^e + Z_0) + Z_{in}^e (Z_{in}^o + Z_0)}{Z_{in}^e + Z_{in}^o + 2Z_0} = Z_0 + \frac{2(Z_{in}^o Z_{in}^e - Z_0^2)}{Z_{in}^e + Z_{in}^o + 2Z_0}$$

and letting $Z_0 = \sqrt{Z_{0e} Z_{0o}}$

Es decir, que si en las ecuaciones resultantes para la impedancia de entrada en el acceso 1, imponemos que *este acceso esté adaptado* (cuestión que, en todo caso, nos interesa) veremos

que para que las líneas acopladas sean un acoplador direccional hemos de cumplir las condiciones:

$$Z_0 = \sqrt{Z_{0e}Z_{0o}}$$

, y que la velocidad de propagación para ambos modos sea igual $\rightarrow v_{pe} = v_{po} \rightarrow$ lo que implica que la longitud eléctrica sea también igual para ambos modos $\rightarrow \theta_e = \theta_o = \theta$.

Por lo tanto, en condiciones de adaptación, la tensión en 1 será V , por divisor de tensión, y podremos hallar la relación entre voltajes del puerto 3 y el 1:

$$V_3 = V_3^e + V_3^o = V_1^e - V_1^o = V \left[\frac{Z_{in}^e}{Z_{in}^e + Z_0} - \frac{Z_{in}^o}{Z_{in}^o + Z_0} \right]$$

putting Z_{in}^e and Z_{in}^o in the above equation of V_3 we get the following :

$$V_3 = V \frac{j(Z_{0e} - Z_{0o}) \tan \theta}{2Z_0 + j(Z_{0e} + Z_{0o}) \tan \theta} = V \frac{j(Z_{0e} - Z_{0o}) \sin \theta}{2Z_0 \cos \theta + j(Z_{0e} + Z_{0o}) \sin \theta}$$

, y utilizando las ecuaciones anteriores y la definición del llamado coeficiente de acoplamiento para frecuencia central ($\theta = \pi/2$), c , llegamos a la siguiente relación de tensiones:

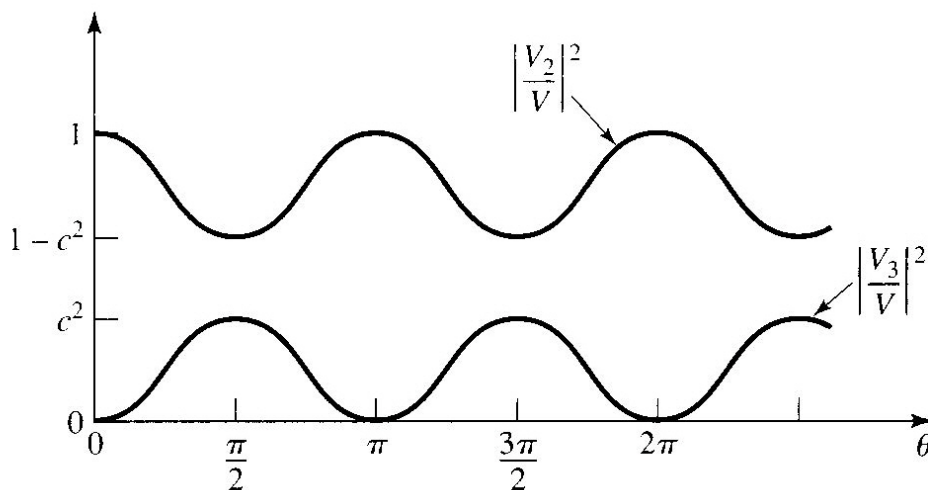
therefore,

$$c = \frac{Z_{0e} - Z_{0o}}{Z_{0e} + Z_{0o}} \quad V_3 = V \frac{jc \sin \theta}{\sqrt{1 - c^2} \cos \theta + j \sin \theta}$$

Si aplicamos los mismos pasos para la tensión en 2 (Paso), tendremos para V_2 :

$$V_2 = V_2^e + V_2^o = V \frac{\sqrt{1 - C^2}}{\sqrt{1 - C^2} \cos \theta + j \sin \theta}$$

Tenemos, pues, el factor de acoplo y el de paso en función de la longitud eléctrica de las líneas acopladas, con lo que se puede visualizar gráficamente:



Fuente: "Microwave Engineering", David M. Pozar. John Wiley & Sons, Inc

A la vista de la gráfica anterior, podemos sacar útiles conclusiones para las líneas acopladas en función de cuál sea la longitud o la frecuencia:

1. A frecuencias muy bajas, prácticamente toda la potencia se transfiere al acceso 2. No hay acoplo al 3.
2. En cambio cuando la longitud se haga $\lambda/4$, el acoplo será máximo. Es, por tanto, donde diseñaremos el acoplador si queremos máxima transferencia de potencia $1 \rightarrow 3$ y tamaño lo más compacto posible. En este caso, las fórmulas se simplifican sobremanera:

$$\text{Coupling} = C = -20 \log \left| \frac{jc \sin \theta}{\sqrt{1-c^2} \cos \theta + j \sin \theta} \right| \text{ dB}$$

$$\text{and in midband } C = -20 \log |c| = -20 \log \left| \frac{Z_{0e} - Z_{0o}}{Z_{0e} + Z_{0o}} \right| \text{ dB}$$

, y las impedancias par e impar también se simplifican:

$$Z_{0e} = Z_0 \sqrt{\frac{1+c}{1-c}}$$

$$Z_{0o} = Z_0 \sqrt{\frac{1-c}{1+c}}$$

3. La respuesta en frecuencia, como todas las estructuras basadas en líneas de transmisión, será periódica. En este caso de periodo $3 \times f_c$, al ser las líneas de un cuarto de longitud de onda (f_c = frecuencia central de la banda de trabajo del acoplador)
4. En cuanto a las pérdidas de paso, vemos claramente su relación directa con el acoplamiento. Mayor acoplo \rightarrow Mayores pérdidas de paso. Hay que recordar que estas pérdidas se deben exclusivamente al balance de potencias en el dispositivo. A esto tendríamos que añadir las de conducción y las del dieléctrico. En la ref. [3.5] podemos encontrar ecuaciones más exactas que incluyen esas pérdidas adicionales.
5. Observamos que nos sale la misma celda básica que vimos en los filtros de líneas acopladas. Por tanto podremos usar las mismas gráficas que se recomendaban allí para determinar anchuras y separaciones en la línea microstrip.

Vamos a ver un caso concreto de diseño de líneas acopladas que nos sirva para aplicar las ecuaciones anteriores. Contrastaremos los resultados utilizando el Simulador ADS.

EJEMPLO 6: Se trata de diseñar un acoplador direccional de 20dB en tecnología stripline con 1,58mm de separación entre planos de tierra, con un material de constante dieléctrica 2,56, para una frecuencia central de 3GHz. Ver su comportamiento en frecuencia de 1 a 5GHz.

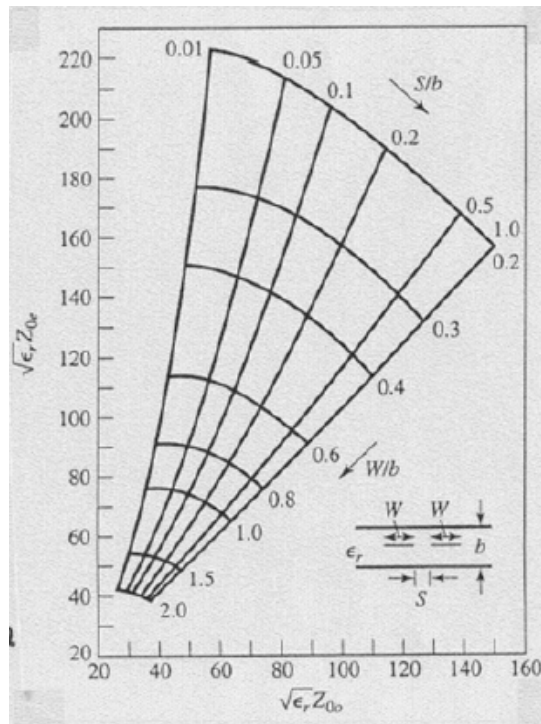
El factor de acoplo será:

$$c = 10^{-20/20} = 0,1$$

$$Z_{0e} = Z_0 \sqrt{\frac{1+c}{1-c}}$$

$$Z_{0o} = Z_0 \sqrt{\frac{1-c}{1+c}}$$

y nos servirá para hallar ambas impedancias. Así, $Z_{0e} = 55,28$ y $Z_{0o} = 45,23$ y con la figura a continuación podemos extraer la anchura y separación necesarias. Calculamos, para usar la gráfica, $\sqrt{\epsilon_r} Z_{0e} = 88,4$ y $\sqrt{\epsilon_r} Z_{0o} = 72,4$



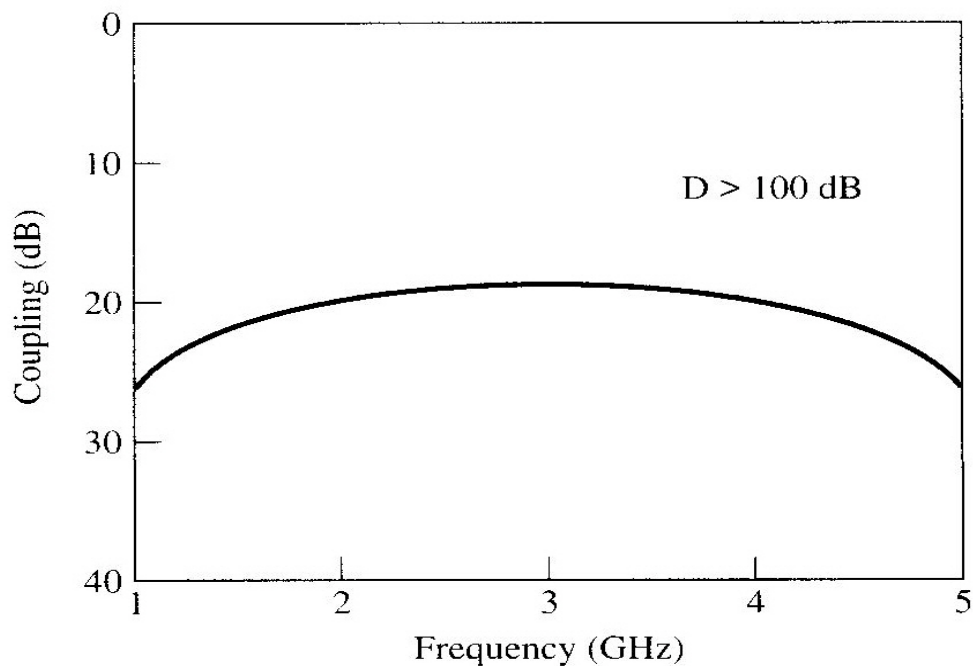
Fuente: "Microwave Engineering", David M. Pozar. John Wiley & Sons, Inc

De la gráfica extraemos: $W/b = 0,72$ y $S/b = 0,34$.

Lo que da lugar a: $W = 1,14 \text{ mm}$ y $S = 0,54$.

La longitud debe ser $\lambda/4$ a $3\text{GHz} \rightarrow$ en stripline $L = \lambda/4 = \frac{1}{4} \frac{3 \cdot 10^{11}}{3 \cdot 10^9} / \sqrt{2,56} = 15,625\text{mm}$

Si graficamos la respuesta de este resultado en función de la frecuencia (la podremos contrastar con ADS), vemos esto:



Fuente: "Microwave Engineering", David M. Pozar. John Wiley & Sons, Inc

4.1.1 Acopladores de mayor ancho de banda

Siguiendo el criterio ya conocido de añadir secciones para aumentar banda, la sección elemental del apartado anterior la podemos repetir, dando lugar al dispositivo siguiente:

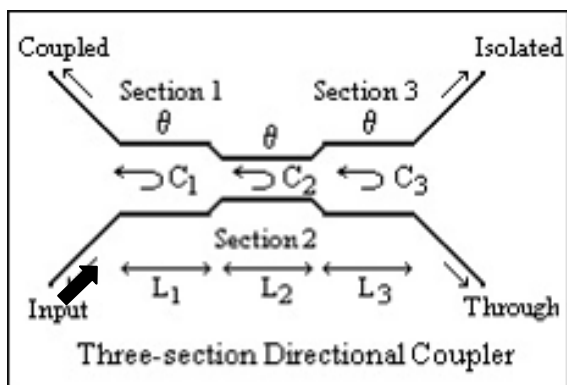


Figure 7

Fuente: <http://www.ee.bilkent.edu.tr/~microwave/programs/magnetic/dcoupler/theory.htm>

En este caso se presentan tres secciones, por ser la más usada, pero en general podrían ser N. Para el estudio de estos acopladores se asumen estas premisas:

1. Es habitual que N sea impar, porque da mejores características de fase (simetría)
2. Suponemos que el acoplo es débil, $c < 10\text{dB}$
3. Cada sección se supone de $\lambda/4$. Aún así, como las anchuras de pista y separaciones van a ser diferentes en cada sección, será diferente la constante dieléctrica efectiva de las mismas, y por tanto la longitud será diferente según la sección. De todas formas, la estructura se hace grande a mayor nº de secciones, y dejan de ser ciertas las aproximaciones de iguales velocidades de fase par e impar. Esto lleva a la degradación del comportamiento deseado.
4. Con N impar, asumimos que el acoplador es simétrico, con lo que los coeficientes de acoplo también lo serán.

Bajo estas condiciones, podemos escribir la relación entre tensiones V_1 y V_3 :

$$V_3 = (jc_1 \sin \theta e^{-j\theta})V_1 + (jc_2 \sin \theta e^{-j\theta})V_1 e^{-2j\theta} + \dots + (jc_N \sin \theta e^{-j\theta})V_1 e^{-2j(N-1)\theta}$$

where c_n is the voltage coupling coefficient. With the assumption of symmetric coupler which is

$$c_1 = c_N, c_2 = c_{N-1} \text{ etc.}$$

$$\text{then } V_3 = 2jV_1 \sin \theta e^{-jN\theta} \left[c_1 \cos(N-1)\theta + c_2 \cos(N-2)\theta + \dots + \frac{1}{2}c_M \right]$$

where $M = (N+1)/2$

At the center frequency, we define the voltage coupling factor c_0 :

$$c_0 = \left. \frac{V_3}{V_1} \right|_{\theta=\pi/2}$$

La anterior ecuación vista como un desarrollo en serie de Fourier nos dice que, sintetizando determinados coeficientes, podemos sintetizar determinada respuesta de acoplo. Veamos un ejemplo concreto de este tipo de acopladores, que nos aclare el significado de esta última frase.

EJEMPLO 7: Buscamos, en las mismas condiciones que el ejemplo anterior, el diseño de un acoplador de 3 secciones, con respuesta máximamente plana o, lo que es lo mismo, binomial.

$$\text{at } N=3 \quad c = \left| \frac{V_3}{V_1} \right| = 2 \sin \theta \left[c_1 \cos 2\theta + \frac{1}{2} c_2 \right]$$

For a maximally flat response for this three section coupler, solving for c_1, c_2 and c_3 ;

$$\text{we require that : } \left. \frac{d^n c(\theta)}{d\theta^n} \right|_{\theta=\pi/2} = 0 \quad \text{for } n = 1, 2$$

then

Es decir,

$$c = 2 \sin \theta \left[c_1 \cos 2\theta + \frac{1}{2} c_2 \right] \Big|_{\theta=\pi/2} = c_2 - 2c_1$$

$$\frac{dc}{d\theta} = [3c_1 \cos 3\theta + (c_2 - c_1) \cos \theta] \Big|_{\pi/2} = 0$$

$$\frac{d^2c}{d\theta^2} = [-9c_1 \sin 3\theta - (c_2 - c_1) \sin \theta] \Big|_{\pi/2} = 10c_1 - c_2 = 0 \Rightarrow 10c_1 = c_2$$

solving for c_1 and $c_2 \Rightarrow c_1 = c_3 = c/8$ and $c_2 = 10c/8$

Por tanto, para un acoplo en la mitad de la banda de 20 dB y $\theta = \pi/2$:

$$c = 10^{-20/20} = 0,1 \rightarrow c_1 = 0,0125 \text{ y } c_2 = 0,125$$

Y con estos acoplos:

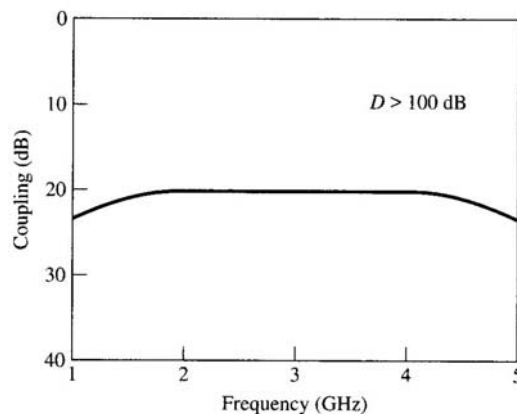
$$Z_{0e}^1 = Z_{0e}^3 = 50 \sqrt{\frac{1.0125}{0.9875}} = 50.63 \Omega,$$

$$Z_{0o}^1 = Z_{0o}^3 = 50 \sqrt{\frac{0.9875}{1.0125}} = 49.38 \Omega,$$

$$Z_{0e}^2 = 50 \sqrt{\frac{1.125}{0.875}} = 56.69 \Omega,$$

$$Z_{0o}^2 = 50 \sqrt{\frac{0.875}{1.125}} = 44.10 \Omega.$$

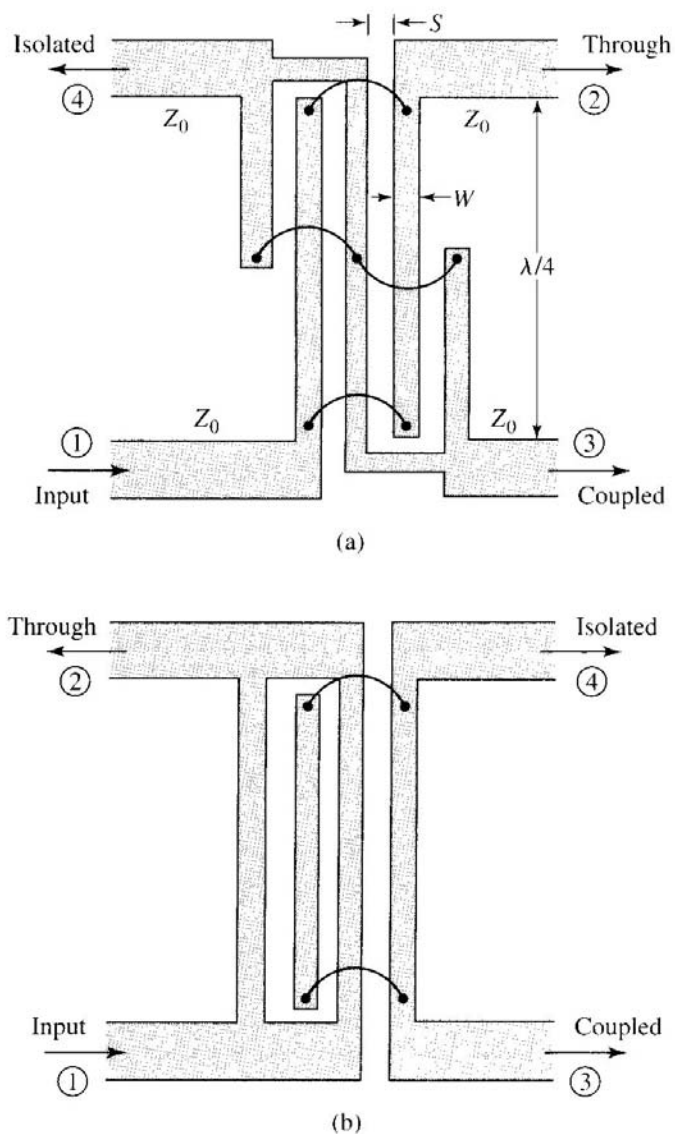
Y podemos visualizar V_3/V_1 y compararlo con la respuesta en ADS.



Fuente: "Microwave Engineering", David M. Pozar. John Wiley & Sons, Inc

4.1.2 Acopladores de Lange

Si además de mejorar el ancho de banda de funcionamiento, lo que deseamos es poder conseguir acoplamientos por encima de los 10dB, la tecnología microstrip está limitada y nos pide un cambio de estructura: es el acoplador de la figura, el Acoplador de Lange.



Fuente: “Microwave Engineering”, David M. Pozar. John Wiley & Sons, Inc.

La idea que subyace detrás de este acoplador es no desaprovechar los campos de uno de los bordes de la tira Microstrip, como sí ocurre en las líneas acopladas convencionales. Aquí se construyen varias líneas y las ponemos en paralelo para aprovechar en lo posible todos los bordes de las líneas. De este modo se consiguen acoplamientos fuertes que pueden llegar a los 3dB, y lograr un amplio rango de acoplamientos entre los 3 y los 20dB.

Además, la mayor simetría de la estructura tiende a compensar las diferencias de velocidad de propagación par e impar que se daban en el acoplador de varias secciones, y por eso es más fácil conseguir mayores anchuras de banda. Es por tanto, desde todos los puntos de vista, el acoplador planar que más se acerca a lo ideal.

En cuanto a las desventajas, deberíamos citar la dificultad de fabricación, debido sobretodo a dos aspectos: la necesidad de utilizar técnicas de bonding para construir la estructura, y las bajas anchuras y separaciones de pistas si queremos lograr fuertes acoplamientos.

El estudio de este tipo de acopladores se simplifica si consideramos que los acoplamientos entre líneas contiguas son mucho mayores que el acoplamiento entre líneas no contiguas. Esto implicaría que las impedancias par e impar de cada sección son independientes del resto y, en primera aproximación, se podrían considerar las mismas fórmulas de diseño que en el acoplador sencillo. Bajo este criterio, podemos poner:

$$Z_{0e} = \frac{4C - 3 + \sqrt{9 - 8C^2}}{2C\sqrt{(1-C)/(1+C)}} Z_0$$

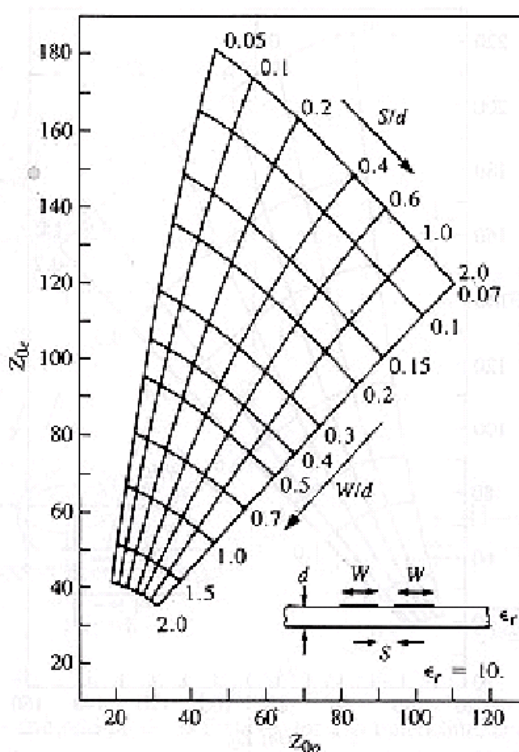
$$Z_{0o} = \frac{4C + 3 - \sqrt{9 - 8C^2}}{2C\sqrt{(1+C)/(1-C)}} Z_0$$

, donde C es el factor o coeficiente de acoplo en unidades lineales.

¡NOTA!: se ha comprobado que la fórmula para la impedancia característica impar no es correcta cuando el acoplamiento es fuerte (p.ej 3dB). En estos casos es mejor calcular primero la Z_{0e} y después aplicar la condición de adaptación:

$$Z_0 = \sqrt{Z_{0e} Z_{0o}}$$

A partir de estos valores podemos utilizar las gráficas como las de la figura para calcular anchuras y separaciones.



Fuente: "Microwave Engineering", David M. Pozar. John Wiley & Sons, Inc.

Como ejemplo vemos la comparación entre el modelo sencillo y el que incluye ADS para este tipo de acoplador.

EJEMPLO 8: Diseñar un acoplador de Lange para la banda de 10GHz

Podemos ver el aspecto que puede tener una simulación electromagnética de este tipo de acoplador; en este caso está construido en líneas coplanares, fácilmente integrable en un circuito integrado y su banda de funcionamiento para 3dB de acoplo va de 10 a 20GHz, una octava por tanto.

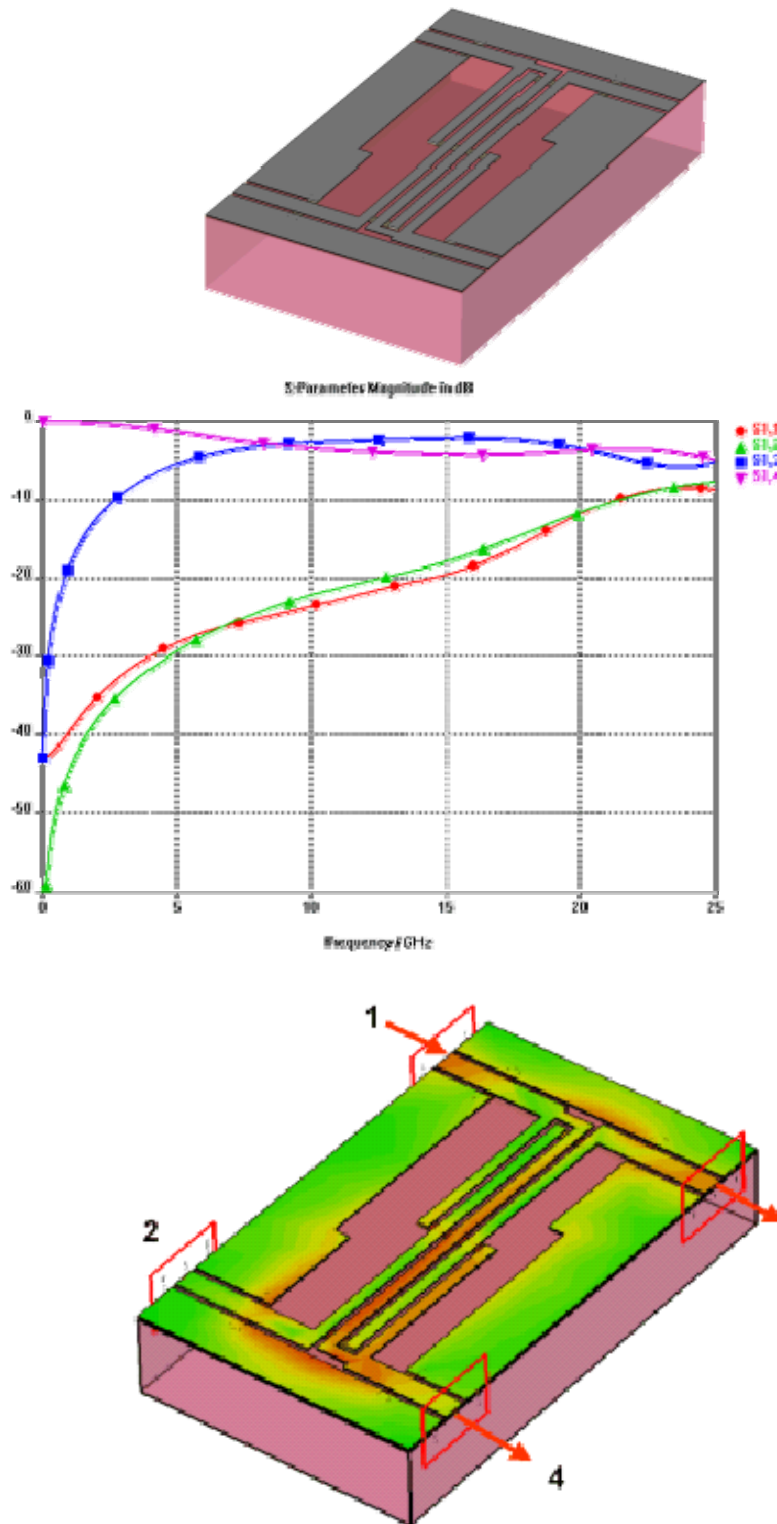


Figure 4: Current distribution

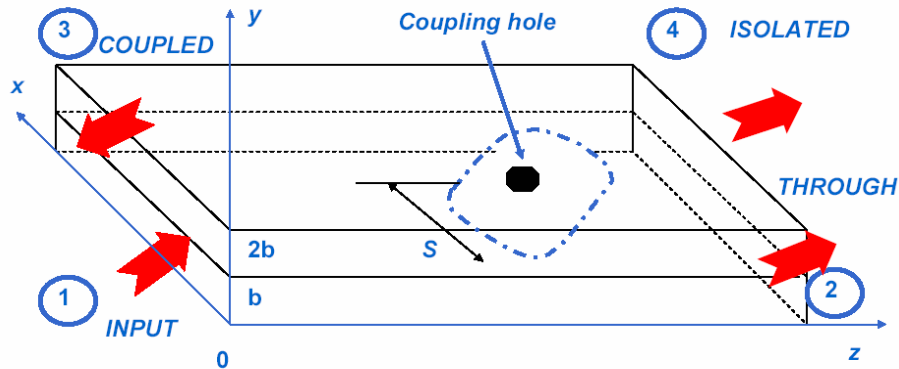
Fuente: www.cst.de

4.2 Acopladores en guía de onda

Todas las figuras de este apartado se han reproducido con el permiso del autor, Alireza Nassiri, Scientist, Argonne National Laboratory-DOE, Argonne, IL 60439 USA

Si en una guía rectangular abrimos una pequeña abertura en su cara ancha y, a continuación, acoplamos otra guía en paralelo a esa cara ancha, tendremos una estructura que, se puede demostrar, funciona como un acoplador direccional. Se le denomina como:

4.2.1 Acoplador de Bethe Hole.

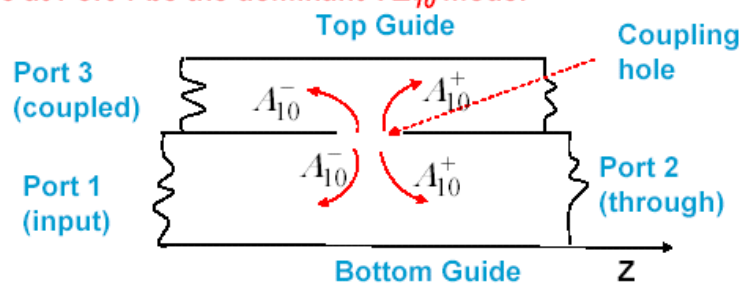


Sabemos que la pequeña abertura se comportará como dipolos magnéticos y eléctricos radiantes equivalentes, orientados según sea la dirección de los campos dominantes en la guía cerrada en las cercanías de la abertura. En este caso, suponiendo propagación del modo dominante TE_{10} , el agujero radiante se comportará de forma diferente según sea su posición relativa en la guía, debido a que los campos en su cercanía tendrán diferente relación entre sus componentes transversales y axiales.

Las figuras siguientes resumen la situación, partiendo de la hipótesis de que los momentos equivalentes eléctrico y magnético que modelan el agujero producen campos que viajan en sentido de la propagación (+) y campos que lo hacen en sentido contrario (-).

Bethe-Hole Directional Coupler

Let the incident wave at Port 1 be the dominant TE_{10} mode:



$$E_y = A \sin \frac{\pi x}{a} e^{-\beta z}$$

$$H_x = -\frac{A}{Z_{10}} \sin \frac{\pi x}{a} e^{-\beta z}$$

$$H_z = \frac{j\pi A}{\beta a Z_{10}} \cos \frac{\pi x}{a} e^{-\beta z}$$

A = amplitude of electric field ($V m^{-1}$)

$$Z_{10} = \frac{\eta_0}{\sqrt{1 - (\lambda_0/2a)^2}} = \text{wave impedance, dominate mode, } \Omega$$

$$\beta = \kappa_0 \sqrt{1 - (\lambda_0/2a)^2} = \text{phase constant } rad/m$$

$$\kappa_0 = 2\pi/\lambda_0$$

Las expresiones para las amplitudes de la suma de los campos que viajan en ambas direcciones, se deducen a partir de las expresiones de las corrientes de polarización magnética y eléctrica. Los pasos completos los encontramos en la ref. [3.1] en los capítulos 4 y 7.

Vemos que la amplitud de la onda excitada que viaja hacia el acceso 4 (+) es diferente de la que se propaga en sentido contrario, y que podemos, por tanto, cancelar la amplitud (+) haciendo cero el término entre corchetes.

Bethe-Hole Directional Coupler

In the bottom guide the amplitude of the forward scattered wave is given by

$$A_{10}^+ = -\frac{j\omega A}{P_{10}} \left[\epsilon_0 \alpha_c \sin^2 \frac{\pi s}{a} - \frac{\mu_0 \alpha_m}{Z_{10}^2} \left(\sin^2 \frac{\pi s}{a} + \frac{\pi^2}{\beta^2 a^2} \cos^2 \frac{\pi s}{a} \right) \right]$$

while the amplitude of the reversed scattered wave is given by

$$A_{10}^- = -\frac{j\omega A}{P_{10}} \left[\epsilon_0 \alpha_c \sin^2 \frac{\pi s}{a} + \frac{\mu_0 \alpha_m}{Z_{10}^2} \left(\sin^2 \frac{\pi s}{a} - \frac{\pi^2}{\beta^2 a^2} \cos^2 \frac{\pi s}{a} \right) \right]$$

where

$$P_{10} = \frac{ab}{Z_{10}}$$

For round coupling hole or radius r_0 , we have

$$\alpha_c = \frac{2}{3} r_0^3 \quad \text{electric polarizability}$$

$$\alpha_m = \frac{4}{3} r_0^3 \quad \text{magnetic polarizability}$$

Microwave Physics and Techniques

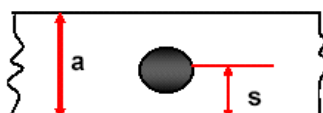
UCSB – June 2003



Si aplicamos la condición anterior para los equivalentes magnético y eléctrico de la abertura circular de radio r , da lugar a la siguiente condición para la posición de la abertura en la guía:

Bethe-Hole Directional Coupler

Let s = offset distance to hole



We can then show that

$$\sin \frac{\pi s}{a} = \frac{\lambda_0}{\sqrt{2(\lambda_0^2 - a^2)}}$$

The coupling factor for a single-hole Bethe Coupler is

$$C = 20 \log \left| \frac{A}{A_{10}^-} \right| \quad (dB)$$

and its directivity is

$$D = 20 \log \left| \frac{A_{10}^-}{A_{10}^+} \right| \quad (dB)$$

Microwave Physics and Techniques

UCSB – June 2003



Con lo que podremos diseñar este tipo de acoplador con los siguientes criterios:

Bethe-Hole Directional Coupler

Design procedure:

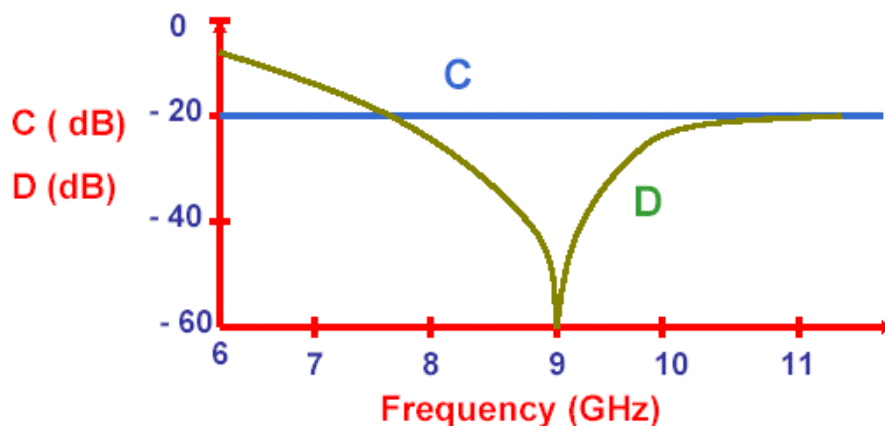
1. Use $\sin \frac{\pi s}{a} = \frac{\lambda_0}{\sqrt{2(\lambda_0^2 - a^2)}}$ to find position of hole.

2. Use $C = 20 \log \left| \frac{A}{A_{10}} \right|$ (dB) to determine the hole radius r_0 to give the required coupling factor.

El ejemplo 7.3 en el POZAR es un buen ejemplo de diseño de acoplador de Bethe Hole, que da lugar a una buena planitud en la banda X y con una directividad, $D = I - C$, muy alta en el centro, pero con un comportamiento más brusco, debido a que depende de la cancelación de las dos componentes del campo.

Bethe-Hole Directional Coupler

Typical x-Band -20 dB coupler



Note: Coupling very broad band, directivity is very narrow band (for single-hole coupler)

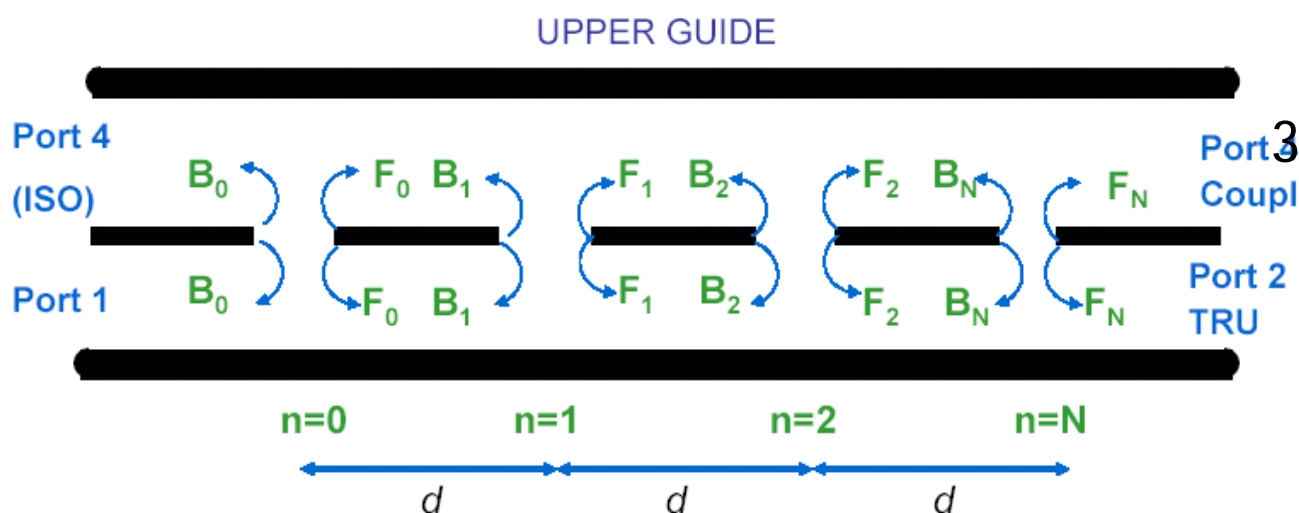
We can achieve improved directivity bandwidth by using an array of equispaced holes.

En la figura anterior ya se introduce la idea, por lo demás ya muy repetida, de que podemos ampliar la banda de funcionamiento de los dispositivos si aumentamos el n° de secciones que los integran. En este caso, la idea es aumentar el n° de aberturas radiantes, con un cierto criterio.

4.2.2 Acoplador de n aberturas (Multihole)

Pensemos 1º en un 2-aberturas, separadas una distancia $\lambda_g/4$ entre sí, de forma que la señal procede del acceso 1 y se propaga hacia la derecha hacia el acceso 2. Cualitativamente vemos claro que los dos pequeños radiadores, caso de despreciar las pérdidas en paso que hay entre ambos, producirán en la guía acoplada ondas propagándose hacia la derecha que se suman en fase –ambas ondas, la de la guía inferior y la de la superior- han viajado $\lambda_g/4$ igualmente \rightarrow por tanto llegan reforzadas al acceso 4 (acoplo C).

Por el contrario, la onda que regresa se ha retrasado $\lambda_g/4 + \lambda_g/4 = \lambda_g/2$ respecto a la generada por el 1er. Radiador \rightarrow se cancelan, y el acceso queda aislado (aislamiento I). Vamos a ver esto, para el caso general de n aberturas radiantes a lo largo de las guías. Lo resumimos con unas transparencias muy útiles del Sr. A. Nassiri del ANL (Argonne Wakefield Accelerator, Argonne National Laboratory, Argonne, Illinois USA).



Let a wave of value $1 \angle 0$ be injected at Port 1. If the holes are small, there is only a small fraction of the power coupled through to the upper guide so that we can assume that the wave amplitude incident on all holes is essentially unity. The hole n causes a scattered wave F_n to propagate in the forward direction, and another scattered wave B_n to propagate in the backward direction. Thus the output signals are:



Bethe-Hole Directional Coupler

$$\begin{array}{ll}
 \text{Port 1 (input)} & B^{(1)} = B^{(4)} = \sum_{n=0}^N B_n e^{-j2n\beta d} \\
 \text{and Port 4 (isolated)} & \\
 \text{Port 2 (through)} & F_{Total}^{(2)} = \underbrace{e^{-jN\beta d}}_{\text{main incident wave}} + \underbrace{e^{-jN\beta d} \sum_{n=0}^N F_n}_{\text{forward scattered waves}} \\
 \text{Port 3 (coupled)} & F^{(3)} = e^{-jN\beta d} \sum_{n=0}^N F_n
 \end{array}$$

All of these waves are phase referenced to the $n = 0$ hole.

$$\begin{aligned}
 C &= -20 \log |F^{(3)}| = -20 \log \left| \sum_{n=0}^N F_n \right| \quad (\text{dB}) \\
 D &= -20 \log \left| \frac{B^{(4)}}{F^{(3)}} \right| = -20 \log \left| \frac{\sum_{n=0}^N B_n e^{-j2\beta nd}}{\sum_{n=0}^N F_n} \right| \quad (\text{dB})
 \end{aligned}$$

Microwave Physics and Techniques
23

UCSB - June 2003



We can rewrite this as

$$\begin{aligned}
 D &= -20 \log \left| \sum_{n=0}^N B_n e^{-j2\beta nd} \right| + 20 \log \left| \sum_{n=0}^N F_n \right| \\
 &= -C - 20 \log \left| \sum_{n=0}^N B_n e^{-j2\beta nd} \right|
 \end{aligned}$$

The coupling coefficients are proportional to the polarizability α_e and α_m of the coupling holes. Let r_n = radius of the n^{th} hole. Then the forward scattering coefficient from the n^{th} hole is

$$F_n = A_{10}^+(n)$$

And the backward scattering from the hole is

$$B_n = A_{10}^-(n)$$

Now let us assume the coupling holes are located at the midpoint across common broad wall, i.e. $s = a/2$. Then for circular holed, we have

$$F_n = A_{10}^+ = -j \frac{2\omega\epsilon_0 A}{3P_{10}} \left[1 - \frac{2\mu_0}{\epsilon_0 Z_{10}^2} \right] r_n^3$$

But

$$\omega\epsilon_0 = \frac{k_0}{\eta_0} \quad \text{and} \quad Z_{10}^2 = \frac{\eta_0^2}{\left(\sqrt{1 - (\lambda_0/2a)^2}\right)^2} = \frac{\eta_0^2}{1 - \left(\frac{f_c}{f}\right)^2}$$

$$\therefore F_n = K_f r_n^3 \quad \text{where} \quad K_f = \frac{-j2k_0 A}{3\eta_0 P_{10}} \left[1 - 2 \left(1 - \left(\frac{f_c}{f}\right)^2 \right) \right]$$

Let $A = 1$ v/m. Then

$$K_f = \frac{-j2k_0}{3\eta_0 P_{10}} \left[2 \left(\frac{f_c}{f}\right)^2 - 1 \right]$$

Bethe-Hole Directional Coupler

Likewise the backward scattering coefficient is

$$K_b = \frac{2k_0}{3\eta_0 P_{10}} \left[2 \left(\frac{f_c}{f}\right)^2 - 3 \right] \quad \text{and} \quad \mathbf{B}_n = K_b r_n^3$$

Note that K_f and K_b are frequency-dependent constants that are the same for all aperture. Thus,

$$C = -20 \log |K_f| - 20 \log \sum_{n=0}^N r_n^3 \quad (dB)$$

$$D = -C - 20 \log |K_b| - 20 \log \left| \sum_{n=0}^N r_n^3 e^{-j2\beta nd} \right| \quad (dB)$$

Consider the following design problem:

Given a desired coupling level C , how do we design the coupler so that the directivity D is above a value D_{min} over a specified frequency band?

Note that if the coupling C is specified, then $\left| \sum_{n=0}^N F_n \right|$ is known.

We now assume that either (1) the holes scatter symmetrically (e.g. they are on the common narrow wall between two identical rectangular guides) or (2) holes scatter asymmetrically (e.g. they are on the centerline of the common broad wall, i.e. $s=a/2$). Thus:

$$B_n = F_n$$

or
$$B_n = -F_n$$

In either case, we have

$$D = 20 \log \frac{\left| \sum_{n=0}^N F_n \right|}{\left| \sum_{n=0}^N F_n e^{-j2\beta nd} \right|}$$



Bethe-Hole Directional Coupler

Thus, keeping the directivity $D > D_{min}$ is equivalent to keeping below a related minimum value. Let

$$\sum_{n=0}^N F_n e^{-j2\beta nd}$$

$$\phi = -2\beta d \quad \text{and} \quad w = e^{j\phi} = e^{-j2\beta d}$$

We also introduce the function

$$g(\beta d) = \left| \sum_{n=0}^N F_n e^{-j2\beta nd} \right| \Rightarrow g(\phi) = \left| \sum_{n=0}^N F_n e^{jn\phi} \right|$$

$$\therefore g(w) = \left| \sum_{n=0}^N F_n w^n \right| = F_N \sum_{n=0}^N \frac{F_n}{F_N} w^n = F_N \prod_{n=1}^N (w - w_n)$$

Thus we have

$$D = 20 \log \frac{|g(1)|}{|g(w)|}$$



$$|g(1)| = \left| \sum_{n=0}^N F_n \right| = 10^{-C/20}$$

Coupling factor (dB)



From the previous two equations we can deduce that

$$|g|_{max} = |g(1)| \times 10^{-D_{min} / 20}$$

The multi-hole coupler design problem thus reduces to finding a set of roots w_n that will produce a satisfactory $g(w)$, and thus a satisfactory $D(f)$ in the desired frequency band under the constraint that $|g(w)| \leq |g|_{max}$.

Example: Design a 7-hole directional coupler in C-band waveguide with a binomial directivity response to provide 15 dB coupling and with $D_{min} = 30$ dB. Assume an operating center frequency of 6.45 GHz and a hole spacing $d = \lambda_g/4$ (or $\lambda_g^2 + \lambda_g/4$). Also assume broad-wall coupling with $s = a/2$.

Solution:

From $g(w) = F_N \prod_{n=1}^N (w - w_n)$, we have

$$g(w) = F_6 (w - w_n)^6 \text{ where } w_n = e^{-j2\beta d} = -1$$

$$\therefore g(w) = F_6 (w + 1)^6 = F_6 (w^6 + 6w^5 + 15w^4 + 20w^3 + 15w^2 + 6w + 1)$$

Thus,

$$|g(1)| = |F_6|(1+1)^6 = 64|F_6| = 10^{-15/20} = 0.1778 \quad \therefore |F_6| = 0.00278 = |F_0|$$

By the binomial expansion we have

$$(w + 1)^6 = \sum_{n=0}^6 C_n^{(6)} w^n$$

where, $C_n^{(6)} = \frac{N!}{(N-n)!n!} = \frac{6!}{(6-n)!n!}$ is the set of binomial coefficients

Thus

$$|F_5| = |F_1| = 6|F_6| = 0.01667$$

$$|F_4| = |F_2| = 15|F_6| = 0.04168$$

$$|F_3| = 20|F_6| = 0.05557$$

We now can compute the radii of the coupling holed from

$$F_n = K_f r_n^3 \quad \text{where} \quad K_f = \frac{-j2k_0 A}{3\eta_0 P_{10}} \left[1 - 2 \left(1 - \left(\frac{f_c}{f} \right)^2 \right) \right]$$

and

$$K_f = \frac{-j2k_0}{3\eta_0 P_{10}} \left[2 \left(\frac{f_c}{f} \right)^2 - 1 \right]$$

We have – with $f_c = 4.30$ GHz for C-Band guide, $f = 6.45$ GHz, $k_0 = 2\pi/\lambda_0 = 135.1 \text{ m}^{-1}$, $\eta_0 = 376.7 \Omega$, $P_{10} = ab/Z_{10}$

$$Z_{10} = \eta_0 / \sqrt{1 - \left(\frac{f_c}{f} \right)^2} = 505.4 \Omega, \quad P_{10} = 1.08 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\Omega$$

$$|K_f| = \frac{2 \times 135.1}{3 \times 376.7 \times 1.08 \times 10^{-6}} \left[2 \left(\frac{4.30}{6.45} \right)^2 - 1 \right] = 24598$$

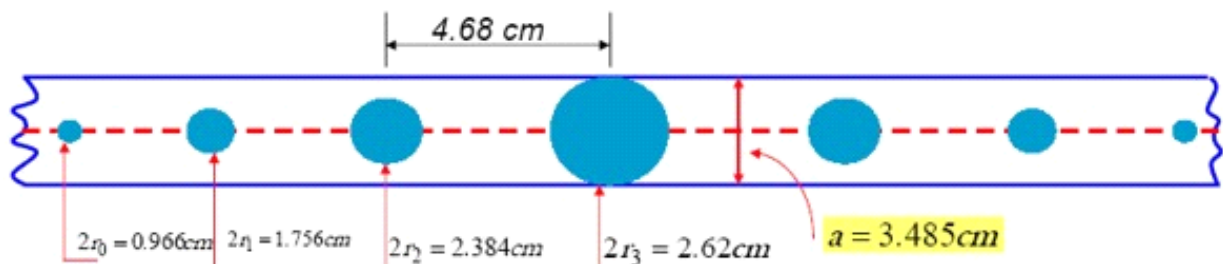
The hole radii are:

$$r_0 = \left(\frac{0.00278}{|K_f|} \right)^{1/3} = 0.00483m = r_6 \leftarrow 0.483cm$$

$$r_1 = \left(\frac{0.01667}{|K_f|} \right)^{1/3} = 0.00878m = r_5 \leftarrow 0.878cm$$

$$r_2 = \left(\frac{0.04168}{|K_f|} \right)^{1/3} = 0.011921m = r_4 \leftarrow 1.192cm$$

$$r_3 = \left(\frac{0.05557}{|K_f|} \right)^{1/3} = 0.0131m \leftarrow 1.31cm$$



Top view of C-Band guide common broad wall with coupling holes

The guide wavelength is $\lambda_g = \frac{\lambda_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{4.3}{6.45}\right)^2}} = 0.624m \times 1E-1$

The nominal hole spacing is $d = \frac{\lambda_g}{4} = 1.56cm$. However, the center hole has a diameter of 2.62 cm, so it would overlap with adjacent holes. We can increase the hole spacing to $d = \frac{3\lambda_g}{4} = 4.68cm$ with no effect on electrical performance.

The total length of the common broad wall section with coupling holes is ~ 30 cm, which is fairly large WG section.

Bethe-Hole Directional Coupler

We now plot the coupling and directivity vs. frequency

$$g(w) = F_6(w+1)^6 = F_6(e^{j\phi} + 1)^6 = F_6 \left\{ e^{j\frac{\phi}{2}} \left(e^{j\frac{\phi}{2}} + e^{-j\frac{\phi}{2}} \right) \right\}^6 = F_6 \left[2e^{j\frac{\phi}{2}} \cos \frac{\phi}{2} \right]^6$$

$$\therefore |g(w)| = 2^6 |F_6| \left| \cos \frac{\phi}{2} \right|^6 = 0.1778 \left| \cos \frac{\phi}{2} \right|^6$$

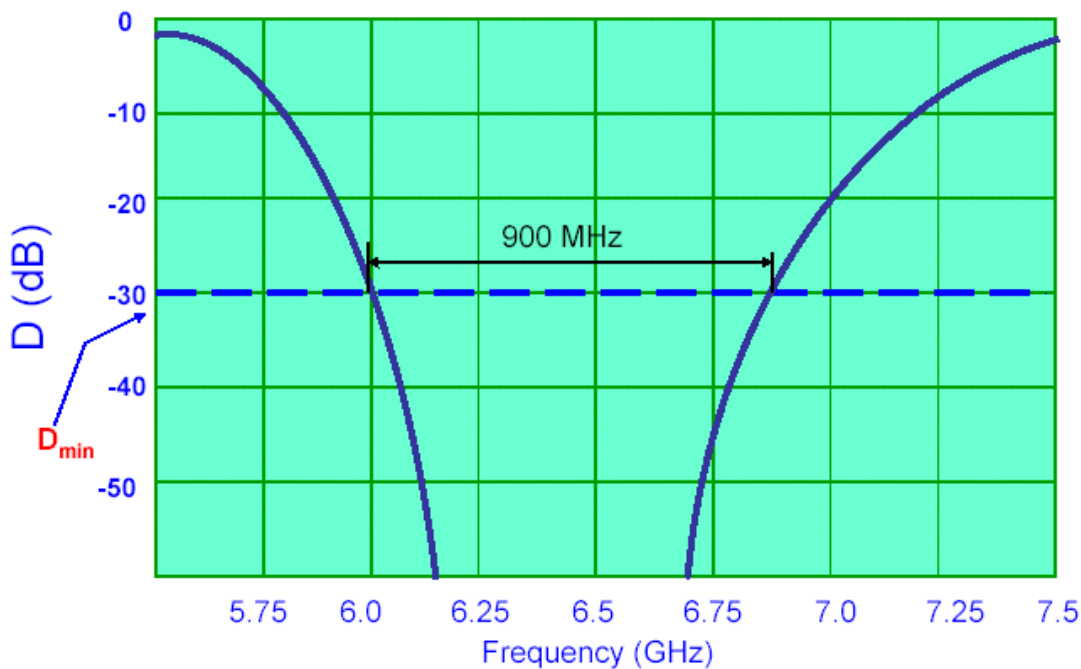
We then have

$$D(\text{dB}) = -20 \log \frac{|g(w)|}{|g(1)|} = -120 \log \left| \cos \frac{2\pi d}{\lambda_g} \right|$$

where $d=4.68 \text{ cm}$

$$\lambda_g = \frac{\lambda_0}{\sqrt{1 - (\lambda_0/2a)^2}} = \frac{(3 \times 10^8 / f)}{\sqrt{1 - (f_c/f)^2}}$$

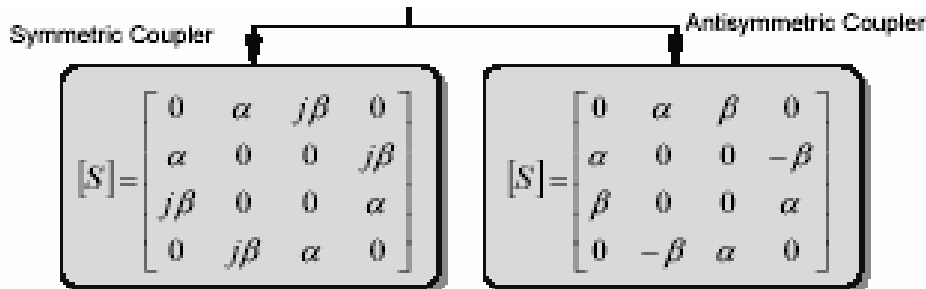
Bethe-Hole Directional Coupler



Note that the directivity is better than $D_{\min} = -30 \text{ dB}$ over a bandwidth of 900 MHz centered about 6.45 GHz.

5. REDES 4-ACCESOS: HIBRIDOS DE 3DB

Si los acopladores anteriores, los forzamos de modo conceptual a que tengan acoplo de 3dB, estamos ante lo que denominamos *hibridos de 3dB*. Hemos visto que la matriz de parámetros [S] general de un acoplador direccional, podía ser de la forma:



Fuente: Dividers-n-Coupler-p-1.pdf, author: Ramesh Ramadoss Department of Electrical and Computer Engineering Auburn University Alabama

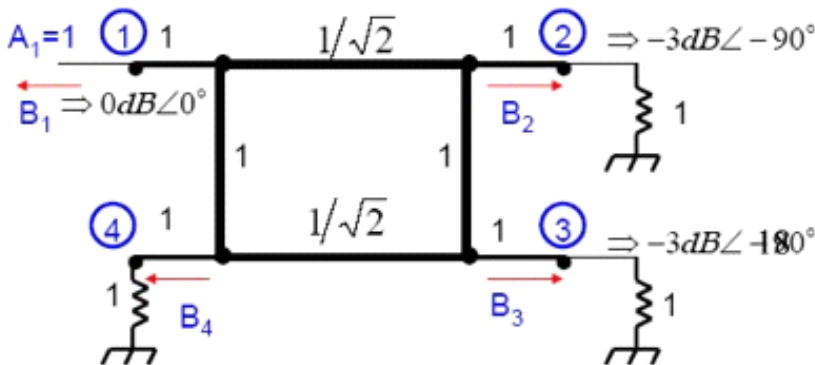
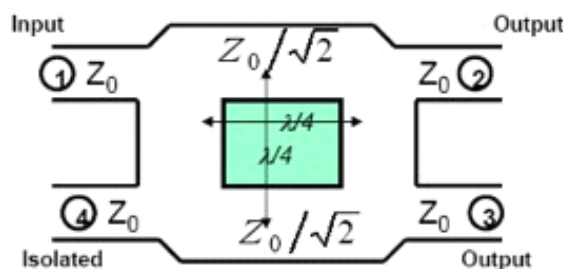
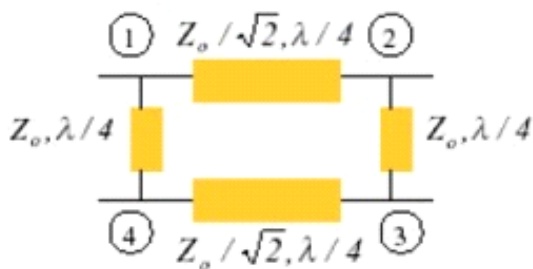
, dependiendo de si la diferencia de fase entre salidas (normal y acoplada) es de 90° -caso simétrico- o de 180°- caso antisimétrico-. Está claro que si imponemos la condición de que el acoplo sea de 3dB, la otra mitad de la potencia irá al acceso 3, considerando el 4 como aislado. Ya sabemos que si reenumeramos los accesos se intercambiarán entre sí los parámetros S. Estos híbridos se pueden fabricar tanto en Microstrip, como Strip Line, como en guía de onda. Daremos un repaso.

5.1 3 dB 90°: Híbrido de Cuadratura o Acoplador Branch-Line.

The quadrature (90°) hybrid

• Branch-line coupler

Port 2 and port 3 have equal amplitude, but 90° phase different



Microwave Physics and Techniques

UCSB - June 2003



Fuente: Alireza Nassiri, Scientist, Argonne National Laboratory-DOE, Argonne, IL 60439 USA

Llama la atención la gran simetría del dispositivo con lo que se pueden intercambiar sin problemas entradas y salidas. El análisis de Híbrido, se realiza con la utilidad de excitación Par e Impar, que ya hemos visto en las líneas acopladas. Lo tenemos en la ref. [3.1].

Respecto al comportamiento frecuencial, dado que las líneas son de longitud $\lambda/4$, la respuesta será periódica en $3 \times f_0$. Y el ancho de banda, como todos los dispositivos basados en esta longitud, la práctica lo limita al 10-20 %. Como siempre, si queremos aumentar este valor, tendremos que usar múltiples secciones en cascada. En todo caso ya hemos visto antes que con el acoplador Lange es posible hacer híbridos de 90° de muy ancha banda.

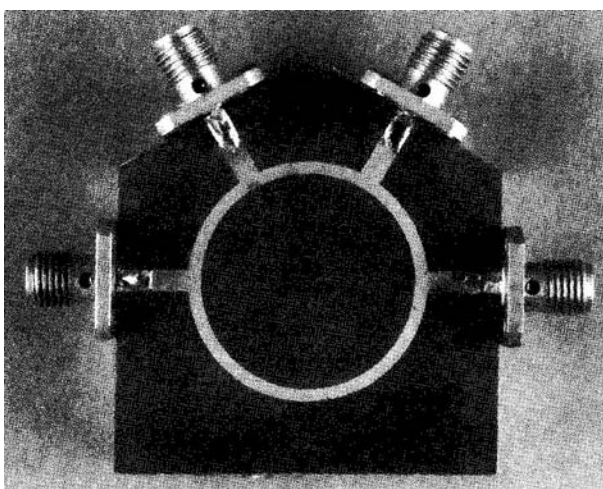
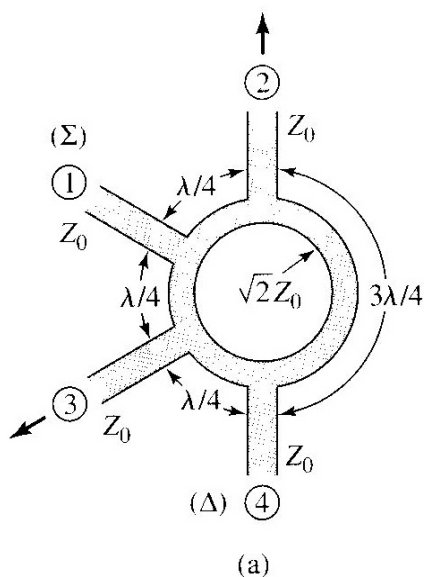
El diseño de este tipo de híbridos en Microstrip es trivial, dado que sólo tenemos que saber el valor de la impedancia de referencia, y poder calcular las anchuras de las pistas para las impedancias requeridas. Cualquier simulador sencillo, por ejemplo el gratuito de ANSOFT, nos dará las dimensiones del híbrido.

5.2 3 dB 180°: Híbrido Ring o Rat- Race y T mágica

En este caso nos referimos a la implementación del 3dB con 180° de diferencia de fase entre salidas, de forma que la matriz de parámetros [S] para el híbrido ideal, coge la siguiente forma:

$$[S] = \frac{-j}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 0 & 1 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & -1 \\ 1 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & -1 & 1 & 0 \end{bmatrix}.$$

Se puede comprobar que es una matriz unitaria y simétrica. La realización práctica es fácil en microstrip, tal y como vemos en la figura:



Fuente: “Microwave Engineering”, David M. Pozar. John Wiley & Sons, Inc

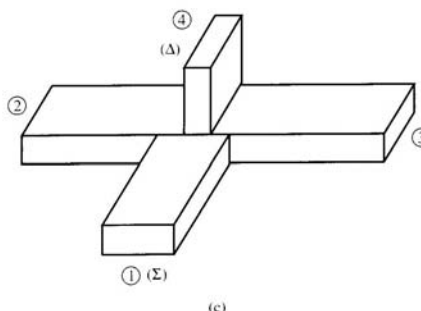
El funcionamiento lo podemos analizar cualitativamente; como divisor o como sumador.

- Como divisor, la señal aplicada a la entrada 1, se divide en dos iguales y en fase en las salidas 2 y 3. La salida 4 estará aislada. Si aplicamos la entrada a 4, las salidas en 2 y 3 estarán desfasadas 180° y el acceso 1 estará aislado.
- Como sumador, las entradas 2 y 3 dan lugar a la suma (Σ) en 1 y a la resta (Δ) en 4. De ahí la notación de estos accesos en la figura y su denominación como acceso suma (1) y accesos diferencia (2).

En cuanto al análisis y deducción de la matriz [S] el punto de partida son, de nuevo, las excitaciones par e impar y junto con el plano de simetría que separa en dos partes iguales al híbrido, se trataría de deducir los coeficientes de reflexión en ambos modos y las matrices ABCD de cada modo. Lo tenemos hecho en la ref. [3.1]

5.2.1 T mágica en guía

La implementación del Híbrido de 180° en guía de onda recibe, históricamente, el curioso nombre de T-mágica. Si recordamos las dos uniones T de plano E y H que hemos visto en el inicio del Tema, observaremos que en el caso de la unión de plano E, las salidas están en contrafase, y en fase en el caso de la de plano H. Por lo tanto podemos recuperar la misma numeración del apartado anterior para este caso. Lo vemos en la figura.



Fuente: Notas de Clase de Circuitos de Alta Frecuencia de ETSIT Bilbao, UPV.

Por tanto parece intuitivo hacer una composición de ambos de forma que tenga el mismo comportamiento que hemos visto en el híbrido en Microstrip. En la figura vemos el dispositivo, tal y como se define para un simulador electromagnético y el resultado de una simulación visualizando los campos en el interior.

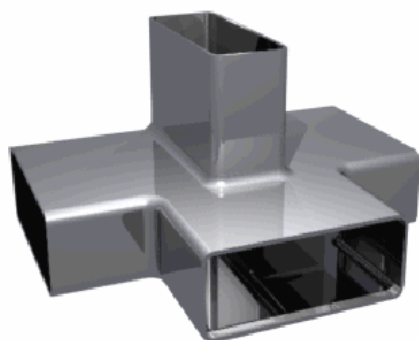


Figure 2: The Magic Tee Coupler

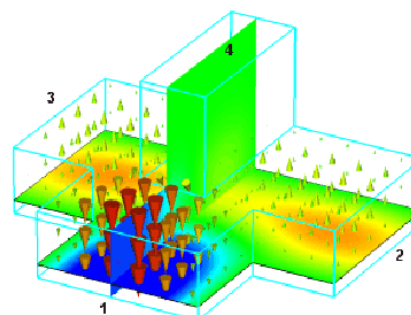


Figure 1: Overlay Plot of 3D vector and 2D contour plot representation of the electric field

Fuente: www.cst.de

Las aplicaciones típicas de este dispositivo son múltiples, puesto que sustituye a los transformadores (bobinas híbridas) de RF: se utiliza, por tanto, en las versiones en guía de onda de moduladores/mezcladores balanceados, detectores de fase, adaptaciones de cargas de cualquier tipo, etc.

Vamos a explicar, con un ejemplo, el caso de detector de fase.

EJEMPLO 9: Demostrar que la T mágica de la figura anterior la podemos utilizar como detector de la diferencia de fase entre las señales en 1 y 4.

Si suponemos los detectores cuadráticos en 2 y 3 y que las señales en 1 y 4 sean de la forma, $a_4 = a_1 e^{j\theta}$ podremos poner:

$$V_2 \approx |a_1 + a_4|^2, \text{ y } V_3 \approx |a_1 - a_4|^2$$

Si sustituimos, nos quedará:

$$V_2 \approx |a_1|^2 |1 + e^{j\theta}|^2 = 4|a_1|^2 \cos^2 \frac{\theta}{2}, \text{ y } V_3 \approx |a_1|^2 |1 - e^{j\theta}|^2 = 4|a_1|^2 \sin^2 \frac{\theta}{2}$$

Si, ahora, las salidas detectadas 2 y 3 las llevo a un amplificador diferencial bien equilibrado, tendremos en la salida:

$$SALIDA = 4|a_1|^2 \left(\cos^2 \frac{\theta}{2} - \sin^2 \frac{\theta}{2} \right) = 4|a_1|^2 \cos \theta$$

Por tanto, con una constante que depende de la amplitud de las señales de entrada, tendremos una salida proporcional al coseno de la diferencia de fases entre las entradas 1 y 4.

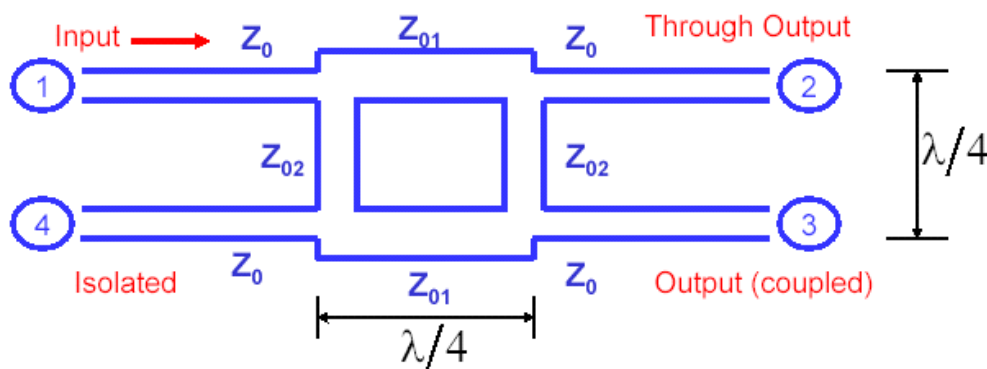
De una forma similar podríamos demostrar el funcionamiento como modulador equilibrado o como adaptador de cualquier tipo de cargas.

5.3 Híbrido con factores de acoplamiento variable

Todas las figuras de este apartado se han reproducido con el permiso del autor, Alireza Nassiri, Scientist, Argonne National Laboratory-DOE, Argonne, IL 60439 USA

Tal y como hemos visto, los híbridos de 3dB nos exigen una relación de impedancias características determinada. Se puede demostrar, aunque es intuitivo, que podremos diseñar cualquier factor de acoplo c , si variamos la relación de impedancias características en el Híbrido.

Next we consider a more general single section branch-line coupler:



We can show that if the condition

$$\frac{Z_{02}}{Z_0} = \frac{Z_{01}/Z_0}{\sqrt{1 - (Z_{01}/Z_0)^2}}$$

is satisfied, then port 1 is matched; port 4 is decoupled from port 1.

Single section branch-line coupler

$$\begin{array}{l}
 \text{scattered wave} \\
 \text{voltages}
 \end{array}
 \left\{ \begin{array}{ll}
 B_1 = 0 & \text{matched } \angle 0^\circ \\
 B_2 = -j \frac{Z_{01}}{Z_0} & \angle -90^\circ \\
 B_3 = -\frac{Z_{01}/Z_0}{Z_{02}/Z_0} & \angle -180^\circ \\
 \text{isolated } B_4 = 0 & \text{(matched)}
 \end{array} \right.$$

Thus, the directivity is theoretically infinite at the design frequency. We can also show that the coupling is given by

$$C = 10 \log \left[\frac{1}{1 - (Z_{01}/Z_0)^2} \right] \text{ (dB)}$$

For stripline + microstrip, we control Z_{01}/Z_0 by varying the strip width, in coax by adjusting the ratio b/a , and in the rectangular guide by changing the b dimension.

Example:

Design a one-section branch-line directional coupler to provide a coupling of 6 dB. Assume the device is to be implemented in microstrip, with an 0.158 cm substrate thickness, a dielectric constant of 2.2, and that the operating frequency is 1.0 GHz.

Solution:

Efectiva!!!

$$C = 10 \log \left[\frac{1}{1 - (Z_{01}/Z_0)^2} \right] = 6 \text{ (dB)}$$

$$\therefore Z_{01}/Z_0 = 0.8653 \Rightarrow Z_{01} = 43.27 \Omega$$

$$\frac{Z_{02}}{Z_0} = \frac{Z_{01}/Z_0}{\sqrt{1 - (Z_{01}/Z_0)^2}} = 1.7263 \Rightarrow Z_{02} = 86.31 \Omega$$

$$\lambda \cong \frac{\lambda_0}{\sqrt{\epsilon_r}} = \frac{30}{\sqrt{2.2}} = 20.226 \text{ cm} \quad \ell = \frac{\lambda}{4} = 5.0565 \text{ cm}$$

$$\frac{w_o}{d} = \frac{2}{\pi} \left\{ B - 1 - \ln(2B - 1) + \frac{\epsilon_r - 1}{2\epsilon_r} \left[\ln \left(1B - 1 + .39 - \frac{0.61}{\epsilon_r} \right) \right] \right\} = 3.081$$

$$\Rightarrow w_o = 0.487 \text{ cm}$$

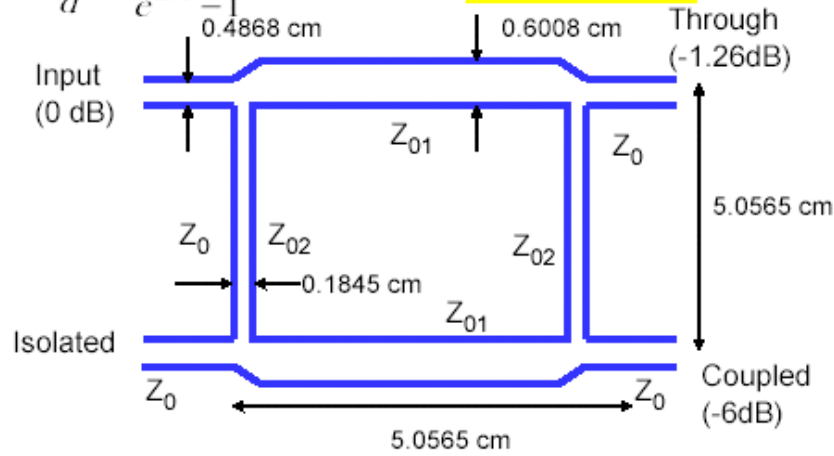
Quadrature Hybrids

For $Z_{01} = 43.27\Omega$,

$$w_1 = 0.601\text{cm}$$

For $Z_{02} = 86.31\Omega$,

$$\frac{w_2}{d} = \frac{8e^{-A}}{e^{2A} - 1} = 1.1675 \rightarrow w_2 = 0.185\text{cm}$$



With 0 dB power input at the upper left arm, the power delivered to a matched load at the through arm is

$$P_2(\text{dB}) = -10 \log \frac{P_1^{(in)}}{P_2^{(out)}} = -10 \log \frac{1}{B_2 B_2^*}$$

$$= -10 \log \left(\frac{Z_0}{Z_{01}} \right)^2 = -10 \log \left(\frac{50}{43.27} \right)^2 = -1.26\text{dB}$$



6. BIBLIOGRAFIA Y ENLACES

Microwave Engineering. David M. Pozar. John Wiley & Sons, Inc	[3.1]
Circuitos de Microondas con Líneas de Transmisión. Javier Bará Temes. Ediciones UPC.	[3.2]
Foundation for Microwave Engineering. Second Edition. Robert E. Collin. Wiley-Interscience	[3.3]
Fields and waves in communication electronics / Simon Ramo. -- 2ª ed. -- New York : John Wiley & Sons Limited, 1965	[3.4]
Microwave Solid State Design. Second Edition. Inder Bahl and Prakash Bhartia. Ed. Wiley-Interscience.	[3.5]
Matthaei, Young & Jones, Microwave Filters, Impedance Matching Networks and Coupling Structures, available from Artech House, 1980	[3.6]
http://www.educatorscorner.com/index.cgi	
www.flann.com	
http://cosmology.princeton.edu/cosmology/mintweb/instrument/backend/channelizer/design/powersplit/	