

Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada



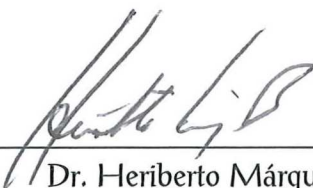
**DISEÑO DE UN ACOPLADOR DIRECCIONAL DE
2X2 SIMETRICO CON POTENCIA DE SALIDA
50/50, OBTENIDO MEDIANTE DIFUSION
DE IONES DE COBRE**

**TESIS
MAESTRIA EN CIENCIAS**

GLADYS GUADALUPE PAEZ NAVA

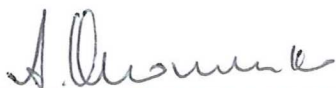
ENSENADA, BAJA CALIFORNIA, MEXICO. JULIO DE 1998.

TESIS DEFENDIDA POR
GLADYS GUADALUPE PAEZ NAVA
Y APROBADA POR EL SIGUIENTE COMITE



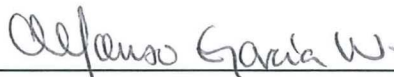
Dr. Heriberto Márquez Becerra

Director del Comité



Dr. Anatolii Khomenko

Miembro del Comité



Dr. Alfonso García Weidner

Miembro del Comité



Dr. Leonel Susano Cota Araiza

Miembro del Comité



Dr. Eugenio Rafael Méndez Méndez

Jefe del Departamento de Optica



Dr. Federico Graef Ziehl

Director de Estudios de Posgrado

3 de julio de 1998

CENTRO DE INVESTIGACIÓN CIENTÍFICA Y DE
EDUCACIÓN SUPERIOR DE ENSENADA



DIVISION DE FÍSICA APLICADA
DEPARTAMENTO DE ÓPTICA

DISEÑO DE UN ACOPLADOR DIRECCIONAL DE 2X2
SIMÉTRICO CON POTENCIA DE SALIDA 50/50,
OBTENIDO MEDIANTE DIFUSIÓN DE IONES DE
COBRE

TESIS

que para cubrir parcialmente los requisitos necesarios para obtener el grado de
MAESTRO EN CIENCIAS presenta:

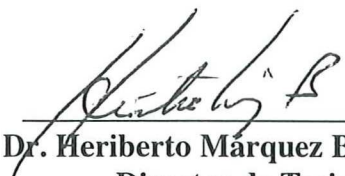
GLADYS GUADALUPE PÁEZ NAVA

Ensenada, Baja California, México. Julio de 1998.

RESUMEN de la Tesis de **GLADYS GUADALUPE PÁEZ NAVA** presentada como requisito parcial, para la obtención del grado de **MAESTRO EN CIENCIAS en ÓPTICA**. Ensenada, Baja California, México. Julio de 1998.

DISEÑO DE UN ACOPLADOR DIRECCIONAL DE 2X2 SIMÉTRICO CON POTENCIA DE SALIDA 50/50 OBTENIDO MEDIANTE DIFUSION DE IONES DE COBRE

Resumen aprobado por:



Dr. Heriberto Márquez Becerra
Director de Tesis

Se realizó el diseño de un acoplador direccional de 2x2 simétrico con potencia de salida 50/50, operando a una longitud de onda $\lambda=1.55 \mu\text{m}$ en forma monomodal y con capacidad de conexión a fibras ópticas.

Este tipo de dispositivos de óptica integrada dependen totalmente del funcionamiento de la región de acoplamiento. En esta región se efectúa la transferencia de potencia de una guía hacia la otra mediante el fenómeno de tunelaje óptico. La proporción de la potencia de salida en las guías depende de las dimensiones en la región de acoplamiento. Por lo tanto, se ha realizado un análisis completo de la influencia de la separación de las guías en la región de acoplamiento sobre las constantes de propagación del modo simétrico y asimétrico de un acoplador constituido por guías de onda de índice de gradiente obtenidas por difusión de iones de cobre.

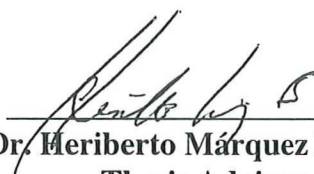
Los principales resultados del presente trabajo dan origen al posible diseño de acopladores direccionales de 2x2 con diferentes proporciones de potencia a la salida, la cual depende de la longitud de acoplamiento. Sin embargo el trabajo fue centrado en el diseño de un acoplador direccional de 2x2 simétrico que presenta una potencia de salida de las guías g_1 y g_2 de 0.48 y 0.47, respectivamente.

Palabras claves: (acoplador, índice de gradiente, guías de onda)

ABSTRACT of the thesis presented by GLADYS GUADALUPE PÁEZ NAVA, in order to obtain the MASTER DEGREE in Optics. Ensenada, Baja California, México. July 1998

DESIGN OF A SYMMETRIC DIRECTIONAL COUPLER OF 2X2 WITH A RATIO OUTPUT POWER OF 50/50 OBTAINED BY DIFFUSION OF COPPER IONS

Abstract approved by:



Dr. Meriberto Márquez Becerra
Thesis Advisor

In this work, the design of a symmetric directional coupler of 2x2 with a ratio output power of 50/50 with single mode operating at a wavelength of $\lambda=1.55 \mu\text{m}$ and with potential fiber optics pigtailling capability is presented.

This kind of integrated optics devices depend totally of the performance of coupling region. In this region, takes effect the power-transfer phenomenon of a waveguide toward the other through optical tunneling. Output power ratio of the coupler waveguides depends directly from the coupling length. Therefore, it has accomplished a complete analysis of the influence of the separation and length of the coupler waveguides in the region of coupling, because of the dependence of the propagation constants of the even and odd modes of the coupler on the last parameters. The directional coupler is based on gradient index waveguides obtained from solid state copper diffusion.

The main results of the present thesis work permits the design of directional couplers of 2x2 with different output power ratio, which totally depends of the coupling length. However, this work is focused on the desing of a directional coupler of 2x2 symmetric that produces an output power of the waveguides g_1 y g_2 of 0.48 y 0.47, respectively.

Keywords: (coupler, gradient index, waveguides)

DEDICATORIA

A mis padres:

Rigoberto y Sofía.

Por ser la base de mi vida, los forjadores de mis valores, mis principios y todo lo que ahora soy. Les doy gracias por todo el Amor que siempre me han dado ...

A mis hermanos:

Nereyda, Francisco, Ricardo, Rigoberto y Rolando.

Por la unión que significa nuestra familia, no sólo por ser mis hermanos, sino por ser mis amigos; por que no han dejado de brindarme su apoyo y motivación, por permanecer conmigo en todo momento...

A mis sobrinos:

Montserrat y Alejandro.

Por todo lo que significan para mí....

Los quiero mucho...

AGRADECIMIENTOS

A DIOS por darme la oportunidad de VIVIR.

A la familia Santos Nava en especial a mi prima DIANA por estar conmigo desinteresadamente.

Al Dr. Heriberto Márquez Becerra, por sus sugerencias, comentarios y la dirección de esta tesis. Además del apoyo que siempre me brindó y por su paciencia....

Al los Drs. Alfonso García W., Anatolii Khomenko y Leonel Cota Araiza por ser parte de mi comité de tesis y por sus valiosos comentarios del trabajo.

A Roberto Vázquez Meza por su valiosa amistad.

Alma Luisa Sánchez Barrales y Néstor Valles Villarreal, quienes han llegado a formar parte del club de mis verdaderos amigos.

A Martha Rivera y Jaime Girón por brindarme su amistad.

A mis compañeros del grupo de trabajo de óptica integrada Javo, David y Antonio.

A las Secretarias: Carolina, Ofelia y Rosy por la amistad que siempre me han brindaron.

Al Centro de Investigación Científica y Educación Superior de Ensenada, CICESE, en especial al personal del departamento de ÓPTICA por brindarme la oportunidad de aprender y tener una formación académica.

Al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología, CONACYT, por la beca-crédito que me otorgó para realizar esta maestría.

A todos los que sin querer omití, y me brindaron su apoyo y su amistad.

CONTENIDO

	<u>Página</u>
CAPÍTULO I.-INTRODUCCIÓN	
I.1. Óptica integrada	1
I.2. Dispositivos de óptica integrada en vidrio	4
I.3. Dispositivos de óptica integrada en vidrio por difusión de iones	4
I.4. Objetivo	6
I.5. Organización de la Tesis	6
CAPÍTULO II.- CONCEPTOS BÁSICOS	
II.1. Concepto básico de guías de onda	8
II.2. Guía de onda plana dieléctrica	9
II.2.1. Ecuaciones de onda en guías de onda planas dieléctricas	13
II.2.2. Dispersión de los modos guiados	15
II.2.3. Espesor efectivo de la guía de onda	21
II.3. Guías de onda de índice de gradiente en 2-D	23
II.3.1. Método de aproximación de rayo	24
II.3.2. Método WKB	30
II.4. Análisis aproximado de modos guiados	34
II.4.1. Método de Marcatili	36
II.4.2. Método de índices efectivos	39
CAPÍTULO III.- TEORÍA DE ACOPLADORES DIRECCIONALES	
III.1. Acoplamiento entre guías	42
III.2. Teoría de modo acoplado en un sistema de onda guiadas	44
III.2.1. Ecuaciones que describen el modo acoplado	44
III.3. Longitud de acoplamiento y transferencia de potencia	48
CAPÍTULO IV.- DISEÑO DEL ACOPLADOR DIRECCIONAL DE 2X2 SIMÉTRICO	
IV.1. Simulación del proceso de difusión de iones en vidrio	53
IV.2. Cálculo de las constantes de propagación mediante el método de índice efectivo	55
IV.3. Diseño del acoplador direccional de 2x2 simétrico en vidrio dopado con iones de cobre	56
IV.4. Selección del pulso de entrada para el acoplador	59
IV.5. Simulación del pulso a través del acoplador mediante el método de propagación de haz	60
CAPÍTULO V.- RESULTADOS Y DISCUSIÓN	
VI.1. Perfil de índice de refracción de un acoplador direccional de 2x2 simétrico	66
VI.2. Cálculo numérico para las constantes de propagación del acoplador	70

CONTENIDO (Continuación)

	<u>Página</u>
VI.3. Diseño del acoplador direccional de 2x2 simétrico	74
VI.4. Diseño del acoplador direccional de 2x2 simétrico con potencia de salida 50/50	82
CAPÍTULO VI.- CONCLUSIONES	94
LITERATURA CITADA	98
APÉNDICE A	99

LISTA DE FIGURAS

<u>Figura</u>		<u>Página</u>
1	Tipos de guías de onda: (a) plana, (b) de canal, (c) cilíndrica.	8
2	Configuraciones básicas de guías de onda en 2-D, a) estructura básica de una guía de onda, b) tipo de índice escalonado, c) tipo de índice de índice de gradiente.	9
3	Propagación de los modos en forma de zig-zag a lo largo de una guía de onda óptica.	11
4	Diagrama del vector de onda.	12
5	Distribuciones de campo eléctrico de los modos guiados TE.	17
6	Curvas de dispersión para una guía de onda plana de índice escalón.	18
7	Representación esquemática del espesor efectivo de la guía de onda, $2Z_c$ y $2Z_s$ son los defasamientos Goos-Hänchen.	23
8	Esquema para el análisis del método de aproximación de rayo.	25
9	Perfil de índice de una guía de onda con índice de gradiente simétrico.	30
10	Soluciones de la ecuación de onda obtenidas por el método WKB.	33
11	Sección transversal de una guía de onda en 3-D con perfil de índice escalón cuyo análisis de aproximación es por el método de Marcatili.	35
12	Distribuciones de modo simétrico y asimétrico de una guía de onda en 3-D.	38
13	Esquema para el análisis del método de índice efectivo.	39
14	Principio de operación del acoplador direccional.	42
15	Modos normales para un sistema perturbado y no perturbado. a) sistema no perturbado y su modo normal, b) sistema perturbado y su modo normal, c) dos modos de un sistema no perturbado y un modo normal del sistema perturbado.	45

LISTA DE FIGURAS (Continuación)

<u>Figura</u>		<u>Página</u>
16	Modos normales en dos guías de onda en ausencia y presencia de acoplamiento. a) modos normales en dos guías de onda no acopladas, b) dos modos normales en un sistema de guías de onda acopladas	46
17	Dos modos normales en un sistema de guía de onda acoplado y potencia transferida.	48
18	Constantes de propagación para el caso de acoplamiento direccional.	50
19	Potencia transferida de ondas ópticas en un sistema de guías de ondas acopladas. Las funciones $g_1(z)$ y $g_2(z)$ corresponden a la potencia propagándose en g_1 y g_2 , respectivamente y están dadas como, $g_1(z) = \frac{ A(z) ^2}{ A(0) ^2}, \quad g_2(z) = \frac{ B(z) ^2}{ A(0) ^2}.$	52
20	Perfiles de concentración de los iones de cobre calculados mediante método numérico. Los contornos corresponden a un cambio desde 0.1 a 0.8 con incrementos de 0.1.	55
21	Acoplador direccional de 2X2 simétrico en vidrio dopado con iones de cobre.	57
22	Pulso de entrada en g_1 del acoplador direccional de 2x2 simétrico. Modo de excitación simétrico a una longitud de onda de $\lambda=1.55 \mu\text{m}$.	59
23	Diagrama de flujo para el diseño del acoplador direccional de 2x2 simétrico.	65
24	a) Acoplador direccional de 2x2 simétrico, b) líneas de contorno del cobre y c) cambio del perfil de índice de refracción lateral para un acoplador direccional.	68
25	Perfil del cobre difundido en el acoplador direccional a lo largo de la superficie del sustrato. Las líneas del cobre son de $4 \mu\text{m}$ de ancho, $1 \mu\text{m}$ de espesor y la separación en la región de acoplamiento es $S=4 \mu\text{m}$.	72
26	Perfil del cobre difundido en el acoplador direccional a lo largo de la superficie del sustrato. Las líneas del cobre son de $4 \mu\text{m}$ de ancho, $1 \mu\text{m}$ de espesor y la separación en la región de acoplamiento es $S=6 \mu\text{m}$.	72

LISTA DE FIGURAS (Continuación)

<u>Figura</u>		<u>Página</u>
27	Perfil del cobre difundido en el acoplador direccional a lo largo de la superficie del sustrato. Las líneas del cobre son de 4 μm de ancho, 1 μm de espesor y la separación en la región de acoplamiento es $S=8 \mu\text{m}$.	73
28	Perfil del cobre difundido en el acoplador direccional a lo largo de la superficie del sustrato. Las líneas del cobre son de 4 μm de ancho, 1 μm de espesor y la separación en la región de acoplamiento es $S=10 \mu\text{m}$.	73
29	a) Propagación del haz a través del acoplador con separación en la región de acoplamiento de 4 μm y longitud de acoplamiento $L_c=78 \mu\text{m}$, b) Potencia a la salida de las guías g_1 y g_2 .	75
30	a) Propagación del haz a través del acoplador con separación en la región de acoplamiento de 8 μm y longitud de acoplamiento $L_c=196 \mu\text{m}$, b) Potencia a la salida de las guías g_1 y g_2	76
31	a) Propagación del haz a través del acoplador con separación en la región de acoplamiento de 4 μm y longitud de acoplamiento $L_c=392 \mu\text{m}$, b) Potencia a la salida de las guías g_1 y g_2 .	77
32	a) Propagación del haz a través del acoplador con separación en la región de acoplamiento de 4 μm y longitud de acoplamiento $L_c=392 \mu\text{m}$, b) Potencia a la salida de las guías g_1 y g_2 .	78
33	Datos obtenidos de la simulación con una separación entre la longitud de acoplamiento $S=6\mu\text{m}$ y longitudes de acoplamiento desde $L_c=100 \mu\text{m}$ hasta $L_c=800\mu\text{m}$.	80
34	Datos obtenidos de la simulación con una separación entre la longitud de acoplamiento $S=6\mu\text{m}$ y longitudes de acoplamiento desde $L_c=100 \mu\text{m}$ hasta $L_c=2600\mu\text{m}$.	81
35	Datos obtenidos de la simulación con una separación entre la longitud de acoplamiento $S=8\mu\text{m}$ y longitudes de acoplamiento desde $L_c=100 \mu\text{m}$ hasta $L_c=3800\mu\text{m}$.	81
36	Perfiles de concentración relativa de los iones de cobre calculados mediante el método numérico para el acoplador direccional de 2×2 simétrico 50/50 que opera a una $\lambda=1.55 \mu\text{m}$.	83

LISTA DE FIGURAS (Continuación)

<u>Figura</u>		<u>Página</u>
37	Bloques fijadores de fibra óptica, canales tipo V.	85
38	Diseño para el acoplador direccional de 2x2 simétrico 50/50 que opera a una $\lambda=1.55 \mu\text{m}$.	85
39	Pulso de entrada en g_1 para el acoplador direccional de 2x2 simétrico 50/50. Modo de excitación simétrico a una longitud de onda de $\lambda=1.55 \mu\text{m}$.	86
40	Distribución de índice de refracción para el acoplador direccional de 2x2 simétrico 50/50.	87
41	Propagación total a través del acoplador direccional de 2x2 simétrico 50/50. Separación en la región de acoplamiento $8 \mu\text{m}$, longitud de acoplamiento $L_c=1074 \mu\text{m}$.	87
42	Potencia de salida para el acoplador direccional de 2x2 simétrico 50/50. Separación en la región de acoplamiento $8 \mu\text{m}$, longitud de acoplamiento $L_c=1074 \mu\text{m}$.	88
43	Propagación a través del acoplador direccional de 2x2 simétrico 50/50. Separación en la región de acoplamiento $8 \mu\text{m}$, longitud de acoplamiento $L_c=1074 \mu\text{m}$. a) para la entrada, b) en la región de acoplamiento y c) a la salida.	89
44	a) Propagación total a través del acoplador direccional de 2x2 simétrico 50/50. Pulso de entrada en g_2 , separación en la región de acoplamiento $8 \mu\text{m}$, longitud de acoplamiento $L_c=1074 \mu\text{m}$. b) Potencia de salida.	90
45	Propagación a través del acoplador direccional de 2x2 simétrico 50/50 con una longitud total 4 cm .	91
46	Potencia de salida para el acoplador direccional de 2x2 simétrico 50/50 con una longitud total 4 cm .	92

LISTA DE TABLAS

<u>Tabla</u>		<u>Página</u>
I	Parámetros de diseño del acoplador direccional de 2x2 simétrico, con una separación en la región de acoplamiento de 6 μm .	57
II	Parámetros de diseño del acoplador direccional de 2x2 simétrico, con una separación en la región de acoplamiento de 8 μm .	58
III	Parámetros de diseño del acoplador direccional de 2x2 simétrico, para diferentes separaciones en la región de acoplamiento.	59
IV	Valores para las constantes de propagación del modo simétrico, asimétrico y longitudes de acoplamiento asociadas obtenidas para diferentes separaciones S .	71
V	Parámetros del proceso de simulación.	82
VI	Parámetros de diseño para el acoplador direccional 50/50.	85
VII	Evaluación del funcionamiento óptico del acoplador con diferentes defasamientos en las extensiones.	93

DISEÑO DE UN ACOPLADOR DIRECCIONAL DE 2X2 SIMÉTRICO CON POTENCIA DE SALIDA 50/50, OBTENIDO MEDIANTE DIFUSIÓN DE IONES DE COBRE.

CAPÍTULO I INTRODUCCIÓN

I.1. Óptica integrada

Con la llegada del láser de gas en 1960, su potencial utilización como una fuente coherente para comunicaciones ópticas ha estado sujeta a una amplia gama de actividades de investigación. Los sistemas de comunicación láser a través del espacio libre fueron probadas, pero su utilización estuvo limitada por el hecho de estar expuestos a la intemperie [Miller *et al.*, 1966]. Además, los láseres de gas tienen serias limitaciones en su uso para comunicación óptica debido a su tamaño y su necesidad de alta potencia de consumo [Kapron *et al.*, 1970].

La comunicación óptica llega a ser factible, prácticamente después del surgimiento de: a) una heterounión de AlGaAs realizada en 1969 y fue posible el desarrollo de láseres semiconductores en poco tiempo, b) las fibras ópticas. De tal manera que dentro de poco tiempo llega a ser obvia la necesidad de usar láseres semiconductores, fibras ópticas, transmisores, receptores y moduladores.

En 1969 S. E. Miller propuso el concepto de “Óptica Integrada” definiéndolo como una nueva generación de sistemas optoelectrónicos en los cuales los cables y alambres son reemplazados por circuitos de óptica integrada [Miller *et al.*, 1969]. En estos circuitos la señal es transportada por medio de un haz de luz en vez de una corriente eléctrica y los diversos elementos del circuito se interconectan sobre el substrato mediante guías de onda ópticas. Ahora los dispositivos de óptica integrada se empiezan a aplicar además de comunicaciones ópticas en áreas como microsensors ópticos. Una guía de onda plana forma la base para dispositivos de óptica integrada. Se han empleado diferentes tecnologías para lograr guías de onda en varios materiales. Los dispositivos hechos de estos materiales pueden dividirse en cuatro grupos: pasivos, electroópticos, optoelectrónicos y ópticos.

Los dispositivos de óptica integrada pasiva principalmente dividen las señales en dos o mas partes y la enrutan en direcciones deseadas. El vidrio ha sido el material mas popular para fabricar componentes pasivas. La técnica de difusión de iones se ha utilizado extensivamente para fabricar guías de onda en vidrio.

Los dispositivos electroópticos están hechos en materiales dieléctricos con gran coeficiente electroóptico. Un campo eléctrico se utiliza para modificar el índice de refracción de la guía de onda y controlar su operación. El desarrollo mas extenso de tecnología para dispositivos electroópticos usa substratos de LiNbO_3 .

Los dispositivos de óptica integrada optoelectrónicos están hechos de material semiconductor y ofrecen la máxima versatilidad de cualquier componente de óptica integrada. La idea más ambiciosa de investigación sobre dispositivos integrados en

optoelectrónica es el desarrollo de una tecnología práctica que puede integrar óptica y circuitos eléctricos sobre el mismo diseño. Mucho trabajos se han realizado para la fabricación de dispositivos con diferentes parámetros y funciones. El trabajo sobre componentes hechos en GaAs ha resultado en componentes electrónicas de alta velocidad y diodos láseres para el infrarrojo cercano (aproximadamente en la ventana de 0.7 a $1\mu\text{m}$). No obstante, las longitudes de onda aceptables para la transmisión óptica en sistemas de comunicación actuales están alrededor de 1.33 y $1.55\mu\text{m}$ debido a la baja dispersión y baja absorción en fibras de SiO_2 , respectivamente [Najafi, 1992].

En los dispositivos de óptica integrada completamente ópticos, la interacción óptica no lineal es una interacción empleada para permitir, por ejemplo, obturadores y moduladores. Este campo ha crecido dramáticamente durante las pasadas décadas, en paralelo con el mejor entendimiento de las propiedades de microestructuras basadas en semiconductores tales como pozos cuánticos y super-redes. Mas recientemente, existe un gran interés en polímeros no lineales, debido a sus grandes propiedades no lineales. Mas dispositivos ópticos de interés actual están basados sobre el motivo fundamental de efectos ópticos no lineales dinámicos. El cual hace posible alterar las propiedades del material (coeficiente de absorción e índice de refracción) por absorción de un fotón cercano a la resonancia del sistema.

I.2. Dispositivos de óptica integrada en vidrio

El vidrio es un material interesante como sustrato en la elaboración de dispositivos de óptica integrada debido a su bajo costo, excelente transparencia, y umbral para daño óptico alto; además de disponibilidad en cualquier forma y tamaño. Además de esto, los sustratos de vidrio son amorfos y es posible producir componentes ópticos insensibles a la polarización. Por otro lado el índice de refracción del vidrio usado en óptica integrada (~ 1.51) es cercano al índice de la fibra óptica, por lo tanto, las pérdidas de acoplamiento entre las guías de onda fabricadas en vidrio y las fibras ópticas son pequeñas.

Se han utilizado diferentes procesos para fabricar guías de onda en vidrio. Estos procesos pueden dividirse en cinco categorías:

- 1) Bombardeo iónico.
- 2) Deposición de vapor químico.
- 3) Recubrimiento por sol gel.
- 4) Implantación de iones.
- 5) Difusión de iones.

El proceso de difusión de iones es la técnica que más se utiliza para producir componentes de óptica integrada en vidrio [Najafi, 1992].

I.3. Dispositivos de óptica integrada en vidrio por difusión de iones

En un proceso de difusión de iones, un ion en vidrio (generalmente Na^+) es reemplazado por un ion de un gran tamaño o de alta polarizabilidad tal como: Ag^+ , K^+ , Cs^+

o Tl^+ . Consecuentemente, el índice de refracción del vidrio incrementa localmente, originando una guía de onda. La difusión de iones puede ser un proceso puramente térmico. Sin embargo, se puede también aplicar un campo eléctrico para acelerar el proceso.

Generalmente los iones se introducen en el vidrio desde un baño de sales, pero en el caso de una difusión de iones asistido por un campo eléctrico, se utiliza una película metálica como fuente de iones.

El proceso de difusión de iones es conveniente para la fabricación de guías de onda en vidrio por varias razones:

- a) El proceso ofrece flexibilidad en la selección de los parámetros experimentales de fabricación, por lo que puede ser optimizado para una gran variedad de aplicaciones.
- b) Las guías de onda fabricadas mediante este proceso son reproducibles y presentan bajas pérdidas por propagación.
- c) Se pueden fabricar guías de onda monomodales y multimodales con excelente acoplamiento a fibras ópticas, minimizando las pérdidas por acoplamiento.

El proceso de difusión de iones tiene gran potencial de fabricación de alto desempeño en dispositivos de óptica integrada. Desde la fabricación de la primer guía de onda por difusión de iones en vidrio en 1972 [Izawa y Nakagome., 1972], se han realizado significativos progresos en este campo.

Las componentes básicas de un circuito de óptica integrada son guías de onda en forma de: líneas, derivadores, interferómetros Mach-Zehnder y acopladores direccionales.

Circuitos pasivos de óptica integrada tales como: divisores de potencia, multiplexores, y demultiplexores, etc. pueden ser fabricados con las anteriores componentes básicas.

Nuestro grupo de trabajo dentro del proyecto de óptica integrada del CICESE ha desarrollado una nueva técnica para la fabricación de guías de onda planas de índice de gradiente a partir de la difusión de iones de Cu^+ en substratos de vidrio [Máquez *et al.*, 1994; Páez, 1996]. Las primeras etapas de este proyecto incluyeron trabajos teóricos-experimentales encaminados a implementar las técnicas de fabricación y caracterización de guías de onda planas en vidrio por medio de una técnica de difusión de iones de estado sólido. Actualmente se están realizando estudios de guías de onda angostas (líneas) [Salazar *et al.*, 1997] y derivadores ópticos con la técnica de fabricación anteriormente mencionada. Por lo cual en este trabajo de tesis se realiza un estudio sobre diseño de un acoplador direccional de 2x2 simétrico en vidrio dopado con iones de cobre.

I.4. Objetivo

Diseño de un acoplador direccional de 2x2 simétrico con una proporción de potencia de salida 50/50 y operando a una $\lambda=1.55 \mu\text{m}$; obtenido mediante difusión de iones de cobre en vidrio.

I.5. Organización de la Tesis

El Capítulo I consiste de una breve introducción, así como también antecedentes históricos y mención de algunos estudios realizados anteriormente en nuestro grupo de trabajo del tema en estudio, y finalmente se plantea el objetivo de este trabajo.

En el capítulo II se presenta la teoría básica de guías de ondas ópticas de índice de gradiente bidimensionales y tridimensionales por medio del método de Marcatili y de índice efectivo.

En el capítulo III se presenta el principio de operación de acopladores direccionales el cual esta fundamentado en la teoría de modo acoplado en un sistema de guías de onda. Esta teoría esta basada en el calculo de los modos simétrico y asimétrico en la región de acoplamiento y su influencia en la longitud de acoplamiento.

En el capítulo IV se describen las etapas involucradas para el diseño del acoplador direccional obtenido a partir de un proceso de difusión de iones de cobre en vidrio.

Capítulo V. En este capítulo presentaremos y discutiremos los resultados obtenidos. Comenzaremos por mostrar los cálculos correspondientes para las constantes de propagación del acoplador, luego continuaremos con resultados de perfiles de índice de refracción lateral para los iones de cobre difundidos en el vidrio. Posteriormente presentaremos los diseños de los acopladores en base a los resultados obtenidos anteriormente, de igual manera presentaremos las pruebas ópticas para cada uno de estos acopladores. Finalmente presentaremos el diseño de un acoplador direccional de 2x2 simétrico 50/50 para operar en $\lambda=1.55 \mu\text{m}$.

Capítulo VI. En este último capítulo se presenta las conclusiones de este trabajo.

CAPÍTULO II

CONCEPTOS BÁSICOS

II.1. Concepto básico de guía de onda

Una guía de onda dieléctrica plana consiste básicamente de una capa delgada de un material dieléctrico rodeado por dos medios también dieléctricos (cubierta y sustrato) cuyos índices de refracción son más bajos. La diferencia entre los índices de refracción de la película y el sustrato causa una reflexión interna total en las interfases película-sustrato y película-aire, por lo cual la luz se confina en una dirección. Existen tres tipos de guías de onda: la plana, descrita anteriormente (figura 1a), la de canal, que puede ser de dos tipos, la de un canal de material que se encuentra sobre un sustrato, o la de un canal que se forma dentro de él, (figura 1b) y la cilíndrica, en la cual la mayor cantidad de luz viaja en el núcleo, como un ejemplo tenemos la fibra óptica, (figura 1c) [Bahaa, 1991].

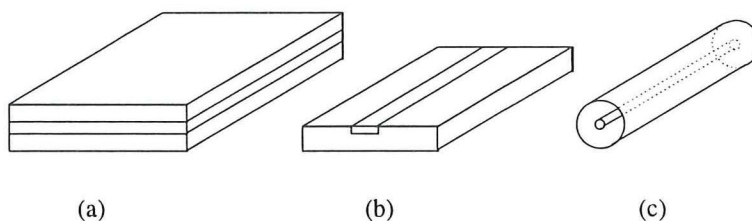


Figura 1. Tipos de guías de onda: (a) plana, (b) de canal, (c) cilíndrica.

II.2. Guía de onda plana dieléctrica

Primeramente se analizará la guía de onda plana dieléctrica con un perfil de índice a lo largo de la profundidad, los índices de la película (guía), del substrato y de la cubierta son n_p , n_s , n_c , respectivamente. La luz podrá guiarse solo si: $n_p > n_s > n_c$. La guía de onda de la figura 2a es llamada guía de onda plana (o guía de onda en 2-D), debido a que la luz se confina solamente en la dirección x . En este tipo de guías se tienen dos perfiles de índice diferentes: (1) del tipo escalonado, en el cual el índice cambia abruptamente a lo largo de la profundidad (figura 2b) y (2) del tipo de índice de gradiente, en la cual el índice cambia gradualmente a lo largo de la profundidad (figura 2c).

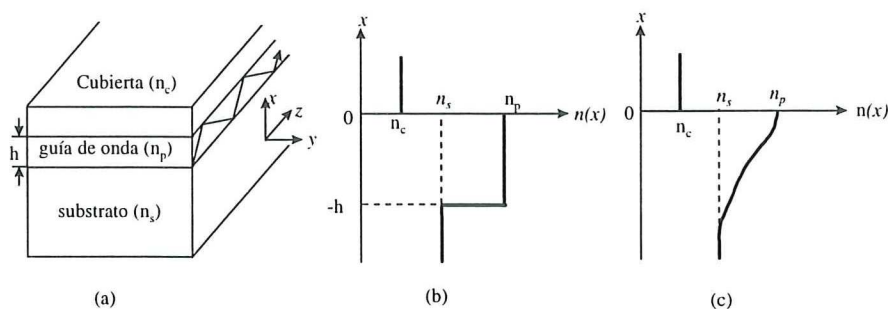


Figura 2. Configuraciones básicas de guías de onda en 2-D, a) estructura básica de una guía de onda, b) tipo de índice escalonado, c) tipo de índice de gradiente.

Mediante el trazo de rayo óptico puede comprenderse más fácilmente el concepto de guía de onda, éste nos permite introducir conceptos básicos de modos guiados en la capa de la guía de onda. Considérese una onda de luz monocromática y coherente que incide a un ángulo θ en las interfases que conforman la guía de onda plana de índice escalonado, como

se observa en la figura 2a. Los ángulos críticos para las interfases superior (θ_c) e inferior (θ_s), son respectivamente:

$$\theta_c = \text{sen}^{-1}(n_c/n_p) \quad (1)$$

$$\theta_s = \text{sen}^{-1}(n_s/n_p) \quad (2)$$

como $n_s > n_c$, entonces $\theta_s > \theta_c$. A partir de estos dos ángulos críticos, se tienen tres posibles intervalos para el ángulo de incidencia θ : (1) $\theta_s < \theta < 90^\circ$, (2) $\theta_c < \theta < \theta_s$, (3) $\theta < \theta_c$, dependiendo del ángulo de incidencia tres rayos ópticos diferentes en forma de zig-zag pueden viajar en la capa de la guía de onda, estos se observan en la figura 3. Cuando $\theta_s < \theta < 90^\circ$, la luz está confinada en la guía por reflexión interna total para las interfases baja y alta y se propaga a lo largo del camino en forma de zig-zag (figura 3a). Sí el material de la guía de onda es de bajas pérdidas, la luz podrá propagarse sin atenuarse. Este caso corresponde a un modo guiado, el cual juega un papel importante en óptica integrada. Por otro lado, cuando $\theta_c < \theta < \theta_s$ (figura 3b), la luz es totalmente reflejada en la interfase superior (n_c), al mismo tiempo que está escapa desde la capa de la guía a través del sustrato de acuerdo con la ley de Snell ya que $\theta < \theta_s$. Esta luz es una radiación de modo en el sustrato cuya amplitud decrece significativamente a lo largo de la dirección de propagación. El caso $\theta < \theta_c$ también lleva a una radiación de modo sustrato-cubierta, que radia para la cubierta y el sustrato (figura 3c).

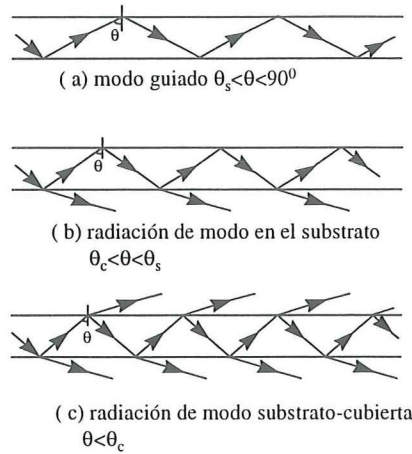


Figura 3. Propagación de los modos en forma de zig-zag a lo largo de una guía de onda óptica.

Las características de los modos de propagación también pueden analizarse mediante rayos ópticos tomando en cuenta la reflexión interna total en las interfases y el defasamiento que lo acompaña. Los resultados analíticos son consistentes con los resultados basados en la onda óptica. En una onda óptica, los modos generalmente están caracterizados por constantes de propagación, aunque ellos son clasificados por su ángulo de incidencia θ en los rayos ópticos. La constante de propagación de la onda plana en la dirección de la onda normal está definida como $k_0 n_P$, como se observa en la figura 4, donde $k_0 = 2\pi/\lambda$ y λ es la longitud de onda en el espacio libre. Las relaciones entre el ángulo incidente θ y las constantes de propagación a lo largo de las direcciones x y z son:

$$k_x = k_0 n_P \cos\theta \quad (3)$$

$$k_z = k_0 n_P \sin\theta = \beta \quad (4)$$

En la ecuación 4 se considera $k_z = \text{Re}(\beta)$ para el caso en que tenemos guías de onda de bajas pérdidas en la cual β es equivalente a la constante de propagación de la onda plana en un medio infinito con un índice de $n_p \text{ sen } \theta$.

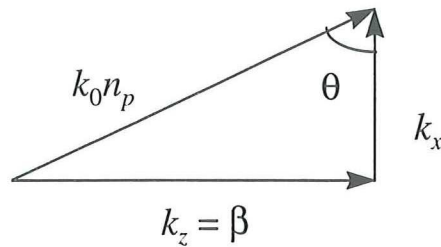


Figura 4. Diagrama del vector de onda.

Por tanto, los índices efectivos N de los modos están definidos como:

$$\beta = k_0 N \quad \text{o} \quad N = n_p \text{ sen } \theta \quad (5)$$

de acuerdo a lo anterior el modo guiado que se propaga a lo largo de la dirección z “verá” el índice N . Recordando que los modos guiados que puede soportar la guía se encuentran en el intervalo $\theta_s < \theta < 90^\circ$. El intervalo correspondiente de N es:

$$n_s < N < n_p \quad (6)$$

de manera similar existirá la radiación de modos en el intervalo $N < n_s$.

II.2.1. Ecuaciones de onda en guías de onda planas dieléctricas

Las ecuaciones de Maxwell en un medio isotrópico, dieléctrico y con bajas pérdidas son:

$$\nabla \times \vec{E} = -\mu_o \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (7)$$

$$\nabla \times \vec{H} = -\epsilon_o n^2 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (8)$$

donde ϵ_o y μ_o son la permitividad dieléctrica y permeabilidad magnética en el espacio libre, respectivamente, y n es el índice de refracción. Suponiendo que la onda plana en la coordenada ortogonal (x,y,z) se propaga a lo largo de la dirección z con una constante de propagación β . Los campos electromagnéticos varían como,

$$\vec{E} = \vec{E}(x,y) \cdot \exp(j\omega t - \beta z) \quad \text{y} \quad \vec{H} = \vec{H}(x,y) \cdot \exp(j\omega t - \beta z) \quad (9)$$

donde la frecuencia angular $\omega=2\pi c/\lambda$ y c es la velocidad de la luz en el espacio libre

($c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_o \mu_o}}$). En la guía de onda de índice escalonado en 2-D [figura 2(b)] los campos

electromagnéticos son independientes de y . Las derivadas parciales,

$$\frac{\partial}{\partial t} = j\omega, \quad \frac{\partial}{\partial z} = -j\beta \quad \text{y} \quad \frac{\partial}{\partial y} = 0 \quad \text{y las ecuaciones 7 y 8 producen dos campos diferentes con}$$

estados de polarización mutuamente ortogonales. Uno es el modo TE, el cual consiste de las

componentes de campo E_y , H_x , y H_z . El otro es el modo TM, con componentes E_x , H_y y E_z .

Las ecuaciones de onda para los modos TE y TM son:

modo TE

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + (k_o^2 n^2 - \beta^2) E_y = 0 \quad (10)$$

$$H_x = -\frac{\beta}{\omega \mu_o} E_y, \quad H_z = -\frac{1}{j\omega \mu_o} \frac{\partial E_y}{\partial x} \quad (11)$$

y para el modo TM

$$\frac{\partial^2 H_y}{\partial x^2} + (k_o^2 n^2 - \beta^2) H_y = 0 \quad (12)$$

$$E_x = \frac{\beta}{\omega \epsilon_o n^2} H_y, \quad E_z = \frac{1}{j\omega \epsilon_o n^2} \frac{\partial H_y}{\partial x} \quad (13)$$

las soluciones para los campos y las condiciones de frontera en las interfases $x=-h$ y $x=0$

llevan a las ecuaciones de eigenvalor que determinan las características de propagación de

los modos TE y TM.

II.2.2. Dispersión de los modos guiados

Las soluciones para el campo de la ecuación 10, se pueden escribir de la siguiente forma:

$$\begin{cases} E_y = E_c \exp(-\gamma_c x), & x > 0 & \text{En la cubierta} \\ E_y = E_p \cos(k_x x + \phi_c), & -h < x < 0 & \text{En la guía de onda} \\ E_y = E_s \exp\{\gamma_s(x+h)\}, & x < -h & \text{En el sustrato} \end{cases} \quad (14)$$

donde las constantes de propagación en la dirección x están expresadas en términos del índice efectivo N , como se dio en la ecuación 5, por lo tanto:

$$\gamma_c = k_0 \sqrt{N^2 - n_c^2}, \quad k_x = k_0 \sqrt{n_p^2 - N^2}, \quad \gamma_s = k_0 \sqrt{N^2 - n_s^2} \quad (15)$$

la condición de la frontera de que las componentes tangenciales del campo E_y y H_z sean continuas en la interfase $x=0$ producen,

$$\begin{cases} E_c = E_p \cos \phi_c \\ \tan \phi_c = \frac{\gamma_c}{k_x} \end{cases} \quad (16)$$

similarmente para $x=-h$

$$\begin{cases} E_s = E_p \cdot \cos(k_x h - \phi_c) \\ \tan(k_x h - \phi_c) = \frac{\gamma_s}{k_x} \end{cases} \quad (17)$$

eliminando arbitrariamente los coeficientes en las relaciones anteriores, tenemos la siguiente ecuación de eigenvalores,

$$k_x h = (m+1)\pi - \tan^{-1}\left(\frac{\gamma_s}{k_x}\right) - \tan^{-1}\left(\frac{\gamma_c}{k_x}\right) \quad (18)$$

donde $m(=0,1,2,\dots)$ es el número de modos. Si se conocen los parámetros de la guía y además se resuelve numéricamente la ecuación trascendental 18, entonces puede conocerse el índice efectivo N del modo guiado. Este debe tener valores discretos en el intervalo de $n_s < N < n_p$, ya que el número de modos es un entero positivo. En otras palabras, los rayos en forma de zig-zag con ciertos ángulos incidentes podrán propagarse como modos guiados a lo largo de la capa de la guía. Entre los modos guiados, el modo fundamental con el número de modo 0 tiene el mayor índice efectivo el cual corresponde al rayo con un ángulo cercano a 90° . Para modos de alto orden, N está cercano a n_s (o el ángulo incidente θ cercano a θ_s). Las distribuciones del campo eléctrico $E_y(x)$ obtenidas a partir de la ecuación 14 se observan en la figura 5.

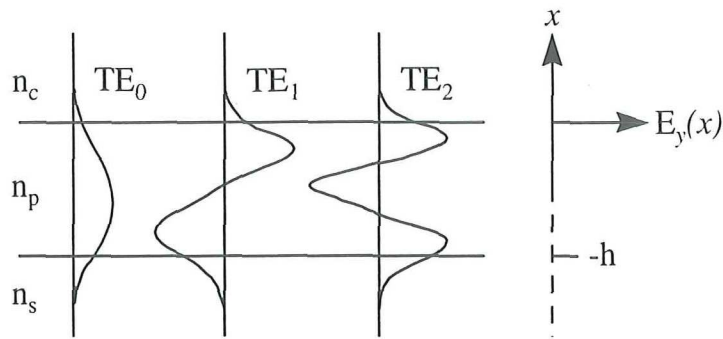


Figura 5. Distribuciones de campo eléctrico de los modos guiados TE.

Introduciendo algunos parámetros como: la frecuencia normalizada V y el índice guiado normalizado b_E ,

$$V = k_o h \sqrt{n_p^2 - n_s^2} \quad (19)$$

$$b_E = \frac{N^2 - n_s^2}{n_p^2 - n_s^2} \quad (20)$$

y la asimetría de la guía se define como:

$$a_E = \frac{n_s^2 - n_c^2}{n_p^2 - n_s^2} \quad (21)$$

cuando $n_s = n_c$, $a_E = 0$ esto implica que las guías de onda son simétricas, aunque, las guías de ondas en 2-D generalmente son guías de ondas asimétricas ($n_s \neq n_c$). Usando las definiciones de las ecuaciones 19, 20 y 21, la ecuación 18 puede reescribirse en forma normalizada,

$$V\sqrt{1-b_E} = (m+1)\pi - \tan^{-1}\left(\sqrt{\frac{b_E}{1-b_E}}\right) - \tan^{-1}\left(\sqrt{\frac{b_E + a_E}{1-b_E}}\right) \quad (22)$$

mediante la ecuación anterior se puede obtener numéricamente la curva de dispersión normalizada figura 6 [Hisoshi, 1989].

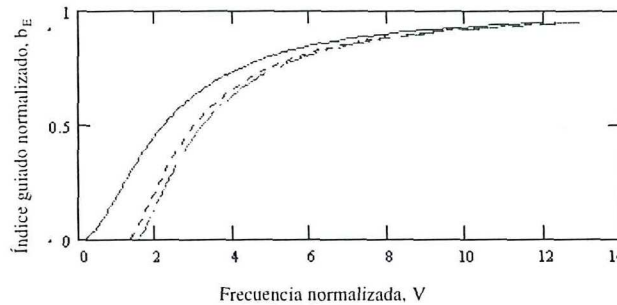


Figura 6. Curvas de dispersión para una guía de onda plana de índice escalón.

Cuando se conocen los parámetros de la guía de onda, tales como los índices de los materiales y el espesor de la guía, se pueden obtener gráficamente los índices efectivos para cada modo guiado. Generalmente los parámetros de la guía se determinan a partir de la condición de corte para los modos guiados. Cuando el ángulo incidente θ llega a ser el ángulo crítico θ_s , la luz no está muy fuertemente confinada en la capa de la guía y entonces

empieza a escaparse en la interfase inferior $x=-h$. A esta situación se le conoce como corte del modo guiado, en la cual el índice efectivo $N=n_s$ ($b_E=0$). En la ecuación 22, el valor de V_m para el corte esta dado por:

$$V_m = V_o + m\pi, \quad V_o = \tan^{-1}\left(\sqrt{a_E}\right) \quad (23)$$

V_o es el valor de corte para el modo fundamental. Si la frecuencia normalizada V de la guía de onda está en el intervalo $V_m < V < V_{m+1}$, entonces la guía podrá soportar los modos TE_o , $TE_1, \dots, TE_m$, el número de los modos guiados es $m+1$. Para guías de onda simétricas ($n_s = n_c$) y $V_o = 0$. Esto implica que el modo fundamental no está cortado para la guía de onda simétrica.

Un análisis similar al anterior se sigue para los modos TM. Los campos H_y y E_z son continuos en las interfases, sólo que en la relación entre los índices aparece un término cuadrático en la ecuación de eigenvalores,

$$k_x h = (m+1)\pi - \tan^{-1}\left(\frac{n_s}{n_p}\right)^2 \left(\frac{\gamma_s}{k_x}\right) - \tan^{-1}\left(\frac{n_c}{n_p}\right)^2 \left(\frac{\gamma_c}{k_x}\right) \quad (24)$$

de la normalización de la ecuación anterior, la frecuencia normalizada de la ecuación 19 también se utiliza para los modos TM, mientras que la ecuación 20 y 21 para el índice de la

guía normalizada y la medida de la asimetría, respectivamente, deberán ser reemplazada por:

$$\begin{cases} b_M = \left(\frac{N^2 - n_s^2}{n_p^2 - n_s^2} \right) \left(\frac{n_p}{n_s q_s} \right)^2 \\ q_s = \left(\frac{N}{n_p} \right)^2 + \left(\frac{N}{n_s} \right)^2 - 1 \end{cases} \quad (25)$$

$$y \ a_M = \left(\frac{n_p}{n_c} \right)^4 \left(\frac{n_s^2 - n_c^2}{n_p^2 - n_s^2} \right) \quad (26)$$

La normalización resultante de la ecuación de eigenvalor es:

$$\begin{aligned} V \left\{ \sqrt{q_s} \left(\frac{n_p}{n_s} \right) \right\} \sqrt{1 - b_M} = \\ (m+1)\pi - \tan^{-1} \left(\sqrt{\frac{b_M}{1 - b_M}} \right) - \tan^{-1} \left(\sqrt{\frac{b_M + a_M(1 - b_M d)}{1 - b_M}} \right) \end{aligned} \quad (27)$$

donde

$$d \equiv \left\{ 1 - \left(\frac{n_s}{n_p} \right)^2 \right\} \left\{ 1 - \left(\frac{n_c}{n_p} \right)^2 \right\} \quad (28)$$

para los modos TM, puesto que la ecuación ha sido normalizada, las soluciones numéricas se obtienen solo si se conocen las relaciones de los índices (n_s/n_p) y (n_c/n_p).

II.2.3. Espesor efectivo de la guía de onda

Para discutir las propiedades de la luz guiada, se puede considerar la potencia P transportada por un modo. La potencia que transporta el modo TE por unidad de ancho de una guía de onda esta definida por:

$$P = - \int_{-\infty}^{\infty} E_y(x) \cdot H_x(x) dx \quad (29)$$

de acuerdo con esta expresión, la amplitud del campo eléctrico esta normalizada, así que los modos guiados transportan una unidad de potencia ($P=1$).

Usando las ecuaciones 11, 14, 16, y 17, la ecuación anterior puede reescribirse como:

$$P = \frac{1}{2} E_p \cdot H_p \cdot h_{\text{eff}} \quad (30)$$

$$\text{donde } h_{\text{eff}} = T + \frac{1}{\gamma_s} + \frac{1}{\gamma_c} \quad (31)$$

y $H_p = (\beta/\omega\mu_0)E_p$. La ecuación 30 indica que el modo guiado está esencialmente confinado por el espesor h_{eff} ya que este, se transfiere un poco en el substrato y en la cubierta. De aquí que, h_{eff} , es el espesor efectivo de la guía de onda. Un rayo óptico en forma de zig-zag viaja a lo largo de la guía de onda con la distribución de campo $E_y(x)$ correspondiente como se observa en la figura 7. El modo guiado penetra a una profundidad $1/\gamma_s$ y $1/\gamma_c$ en el substrato y en la cubierta respectivamente. Las profundidades de penetración están definidas por las constantes recíprocas de decaimiento del campo eléctrico como se dieron en la ecuación 14. De esta manera se puede imaginar que la luz está confinada en la guía de onda con el espesor h_{eff} y que además se propaga en el camino en forma de zig-zag, como se observa en la figura 7. La luz, sin embargo, se refleja totalmente en las dos interfases y por consiguiente la luz experimenta defasamientos laterales $2Z_s$ y $2Z_c$ en las interfases $x=0$ y $x=-h$ respectivamente. Estos defasamientos laterales debido a la reflexión interna total son conocidos como defasamientos Goos-Hänchen. El defasamiento lateral $2Z_s$ está dado por:

$$2Z_s = \left(\frac{2}{\gamma_s} \right) \tan \theta = \frac{2N}{k_o \sqrt{N^2 - n_s^2} \cdot \sqrt{n_p^2 - N^2}} \quad (32)$$

calculando la potencia transmitida $P=1$, así mismo podemos determinar el espesor efectivo de la guía de onda del modo guiado TM, de una manera similar a como se describió anteriormente. Esto es,

$$h_{eff} = h + \frac{1}{q_s \gamma_s} + \frac{1}{q_c \gamma_c} \quad (33)$$

donde la cantidad q_s es expresada por la ecuación 25, y la cantidad q_c también se puede conocer si se reemplaza n_c en n_s en esa misma ecuación. Puesto que el h_{eff} depende del orden modal, el modo guiado de alto orden tiene el mayor espesor efectivo de la guía de onda.

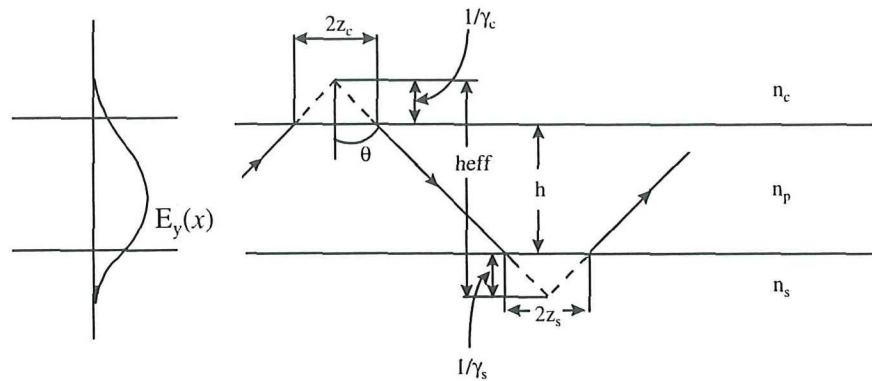


Figura 7. Representación esquemática del espesor efectivo de la guía de onda, $2Z_c$ y $2Z_s$ son los defasamientos Goos-Hächen.

II.3 Guías de onda de índice de gradiente en 2-D

Las guías de onda ópticas de bajas pérdidas generalmente son fabricadas por difusión de iones y estas proporcionan un perfil de índice de gradiente a lo largo de la

profundidad, como se muestra en la figura 2c. La ecuación de onda para la guía de onda de índice de gradiente en 2-D esta dada por:

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + (k_0^2 n^2(x) - \beta^2) E_y = 0, \quad (34)$$

la cual es similar a la ecuación 10, donde en ese caso n era el índice de refracción constante. La solución analítica para la ecuación 34 se obtiene si utilizamos técnicas numéricas. La ecuación de onda anterior se resuelve mediante análisis aproximados, tales como la aproximación de multicapas, la aproximación lineal por segmentos, el método de aproximación de rayo y el método WKB (Wentzel-Kramers-Brillouin). La aproximación del rayo y el método WKB se usan frecuentemente para obtener la dispersión de los modos de las guías de onda de difusión de Ti en LiNbO_3 ya que su tratamiento analítico es relativamente simple. A continuación se describen los dos últimos métodos mencionados.

II.3.1. Método de aproximación de rayo

La distribución de índices para guías de onda fabricadas por difusión esta dado como,

$$n(x) = n_s + \Delta n \cdot f(x/d) \quad (35)$$

donde n_s es el índice del sustrato, Δn es el máximo cambio de índice permitido, además se supone que la distribución $f(x/d)$ es una función decreciente en x , como se observa en la figura 8a y esta toma valores entre 0 y 1. El índice toma su valor máximo ($n_s + \Delta n$) en la superficie de la guía en $x=0$. La profundidad de difusión esta indicada por d para la cual el valor de $f(x/d)$ es igual a $1/e$. En la figura 8b se observa la trayectoria del rayo en la guía difundida, el arco seguido por el rayo es aproximado mediante una combinación de caminos lineales por segmentos con una distancia de propagación infinitesimal Δz .

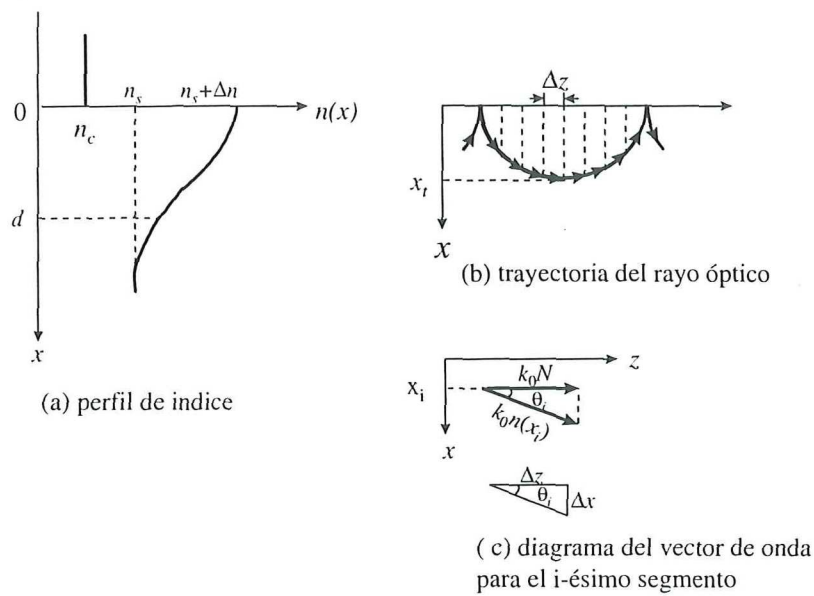


Figura 8. Esquema para el análisis del método de aproximación de rayo.

El diagrama del vector de onda en el i-ésimo segmento se observa también en la figura 8c. Debido a la distribución de índice de gradiente, el ángulo θ_i , entre la onda guiada y la dirección z cambia gradualmente de acuerdo con la siguiente ecuación,

$$\theta_i = \cos^{-1} (N/n(x_i)) \quad (36)$$

donde N es el índice efectivo del modo guiado. La profundidad del i -ésimo segmento está dado por:

$$\Delta x_i = \Delta z \tan \theta_i \quad (37)$$

La ecuación 36 indica que $\theta_i = 0$ cuando,

$$n(x_i) = N \quad (38)$$

Esta ecuación proporciona el punto de máxima profundidad de penetración, x_t , a partir de la cual la onda regresará hacia la superficie de la guía. A este punto se le llama punto de retorno. También, x_t se considera como el espesor efectivo de la guía de onda difundida, análogamente a h_{eff} como se definió en la ecuación 31. El incremento del defasamiento transversal que cruza Δx_i es:

$$\phi_i = k_o n(x_i) \sin(\theta_i) \cdot \Delta x_i = k_o \sqrt{n^2(x_i) - N^2} \cdot \Delta x_i \quad (39)$$

Incluso para el defasamiento transversal, la onda también experimenta un cambio de fase debido a la reflexión interna total en la superficie de la guía. La reflexión de la onda plana para la interfase entre los dos materiales dieléctricos diferentes están caracterizados por las

ecuaciones de Fresnel. Considerando que la condición $\Delta n \ll n_s$ se cumple para las guías de onda hechas por difusión, las ecuaciones de Fresnel producen los siguientes defasamientos:

$$\begin{cases} 2\Phi_0 = \pi & \text{para } x = 0 \\ 2\Phi_t = \frac{\pi}{2} & \text{para } x = x_t \end{cases} \quad (40)$$

La existencia de los modos guiados requieren que el defasamiento transversal que experimenta la guía al dar una vuelta completa sea un múltiplo de 2π . Este requisito para la ecuación de eigenvalores es:

$$\sum_i \phi_i - 2\Phi_0 - 2\Phi_t = 2m\pi \quad (41)$$

donde m es el orden modal ($m=0,1,2,\dots$). Usando la ecuación 39, el primer término del lado izquierdo de la ecuación anterior y empleando la definición de límite, esto resulta,

$$\sum_i \phi_i = 2k_0 \int_0^{x_t} \sqrt{n^2(x) - N^2} dx \quad (42)$$

Considerando $\Delta n \ll n_s$, de nuevo la ecuación 35 es aproximada por:

$$n^2(x) \approx n_s^2 + (n_p^2 - n_s^2)f(x/d) \quad (43)$$

donde $n_p=(n_s+\Delta n)$ es el máximo índice de la guía de onda, puesto que d corresponde al espesor h , de la guía de onda de índice escalonado, la profundidad de difusión normalizada puede definirse como:

$$V_d = k_o d \sqrt{n_p^2 - n_s^2} \quad (44)$$

usando las ecuaciones 40, 42, 43 y 44, así como la frecuencia normalizada, b_E , definida por la ecuación 20, la ecuación 41 se puede reescribir como:

$$2V_d \int_0^{\zeta_t} \sqrt{f(\zeta) - b} \, d\zeta = \left(2m + \frac{3}{2}\right)\pi \quad (45)$$

donde $\zeta = \frac{x}{d}$, $\zeta_t = \frac{x_t}{d}$ y $b = f(\zeta_t)$. Si se conoce la función de distribución de índice $f(\zeta)$ entonces la ecuación anterior de eigenvalores normalizada se puede resolver numéricamente. Los valores de V_d para el corte del modo guiado se encuentran colocando $b=0$ en la ecuación 45. Considerando $x_t \rightarrow \infty$ para los puntos de corte y usando la formula de la integral,

$$\int_0^{\infty} \sqrt{\exp(-\xi^2)} d\xi = \sqrt{\frac{\pi}{2}}$$

$$V_{dm} = \sqrt{2\pi} \left(m + \frac{3}{4} \right) \quad (46)$$

Una guía de onda de índice de gradiente con distribución de índice simétrico, como se muestra en la figura 9, se considera análoga a la guía de onda fabricada por difusión. Este tipo de guía de onda tiene dos puntos de retorno, $x = x_t$ y $x = -x_t$, en los cuales la onda guiada es totalmente reflejada. La ecuación de eigenvalores se obtiene reemplazando $2\Phi_0$ con $2\Phi_t$ en la ecuación 41,

$$2 \left(\sum \phi_i - 2\Phi_t \right) = 2m\pi \quad (47)$$

la expresión normalizada para la ecuación anterior es:

$$2V_d \int_0^{\zeta_t} \sqrt{f(\zeta) - b} d\zeta = \left(m + \frac{1}{2} \right) \pi \quad (48)$$

cuando $f(\zeta) = \exp(\zeta^2)$ para una distribución gaussiana, los modos guiados están cortados para:

$$V_{dm} = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \left(m + \frac{1}{2} \right) \quad (49)$$

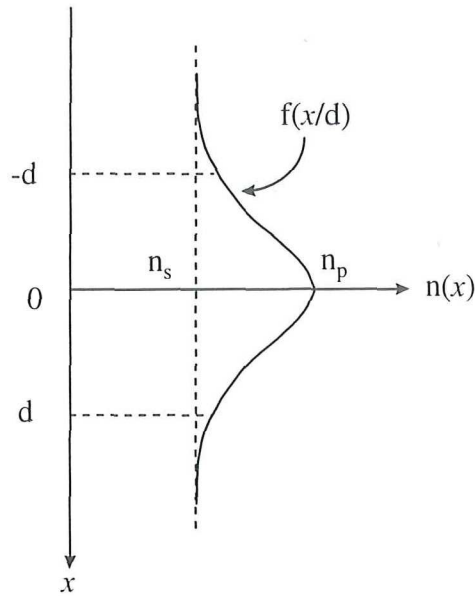


Figura 9. Perfil del índice de una guía de onda con índice de gradiente simétrico.

Por lo tanto, el método de aproximación de rayo tiene la ventaja de que puede aplicarse a guías de índice de gradiente con una distribución de índice arbitraria. Por otro lado, este método, no proporciona las distribuciones de campo electromagnético de los modos guiados. Si las distribuciones de campo son tan necesarias como la dispersión modal, entonces se debe utilizar el método WKB.

II.3.3. Método WKB

El método WKB puede proporcionar soluciones aproximadas para la ecuación de onda siempre que el cambio de índice sea pequeño comparado con la longitud de onda. Esta

condición si se cumple en las guías de onda de índice de gradiente. Definiendo dos nuevas cantidades φ y $U(x)$, como:

$$\varphi = k_0^2 (n_p^2 - N) \quad \text{y} \quad U(x) = k_0^2 (n_p^2 - n^2(x)) \quad (50)$$

la ecuación de onda (34) puede escribirse en la forma de la ecuación de Schrödinger,

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + (\varphi - U(x)) E_y = 0 \quad (51)$$

la cual es familiar en mecánica cuántica, φ , la cual depende del modo del índice efectivo, N , puede relacionarse con la energía del electrón rebotando en el potencial $U(x)$. Los modos de la guía de onda de índice de gradiente podrán entonces clasificarse, dependiendo del nivel de energía del electrón, como se observa en la figura 10. Los modos guiados existen en el intervalo de energía de $0 < \varphi < U(\infty)$ zona 1 de la figura 10. Por el contrario, el electrón con la energía superior a $U(\infty)$ no se encuentra bien ligado al potencial, el cual corresponde a la radiación de modos, zona 2 de la figura 10.

El punto de rebote $x=x_t$ fácilmente se determina por $\varphi=U(x_t)$ el cual es equivalente a la ecuación 38. Los modos guiados están confinados en el intervalo $0 < x < x_t$ (ver figura 8b) el campo eléctrico $E_y(x)$, por consiguiente, se supone que es una función oscilatoria en el intervalo de $0 < x < x_t$, donde $0 < \varphi < U(x)$. Por otro lado, $E_y(x)$ debe decrecer exponencialmente

en el intervalo de $x > x_t$, donde $\varphi > U(x)$. Basándonos en estas suposiciones y considerando además la variación de $U(x)$ sobre una pequeña longitud de onda, se puede obtener una solución aproximada de la ecuación de onda. La solución, sin embargo tiene un polo para el punto de retorno $x = x_t$. Para evitar esta irregularidad, el índice $n(x)$ también se supone que cambia linealmente con x en la vecindad del punto de retorno. La solución aproximada cercana a este punto entonces se puede expresar en términos de las funciones Bessel del orden de $\pm 1/3$. Consecuentemente, la solución aproximada $E_y(x)$, incluyendo el campo eléctrico en la cubierta para $x > 0$, está dado por:

$$\left\{ \begin{array}{ll} E_y = A \exp(\gamma_c x), & x < 0 \\ E_y = B \frac{1}{\sqrt{k(x)}} \cos\left(\frac{\pi}{4} - K(x)\right), & 0 < x < x_t \\ E_y = \frac{B}{2} \sqrt{\frac{2\pi K(x)}{3k(x)}} \left\{ J_{\frac{1}{3}}(K(x)) + J_{-\frac{1}{3}}(K(x)) \right\}, & x \lesssim x_t \\ E_y = \frac{B}{2} \sqrt{\frac{2\pi \Gamma_s(x)}{3\gamma_s(x)}} \left\{ I_{\frac{1}{3}}\left(\Gamma_s(x) + I_{-\frac{1}{3}}\Gamma_s(x)\right) \right\}, & x \gtrsim x_t \\ E_y = \frac{B}{2} \frac{1}{\sqrt{\gamma_s(x)}} \exp(-\Gamma_s(x)), & x > x_t \end{array} \right. \quad (52)$$

donde

$$\left\{ \begin{array}{l} k(x) = \sqrt{k_0^2 n^2(x) - \beta^2}, \quad \gamma_x(x) = \sqrt{\beta^2 - k_0^2 n^2(x)} \\ K(x) = \int_x^{x_t} k(x) dx, \quad \Gamma_s(x) = \int_{x_t}^x \gamma_s(x) dx \end{array} \right. \quad (53)$$

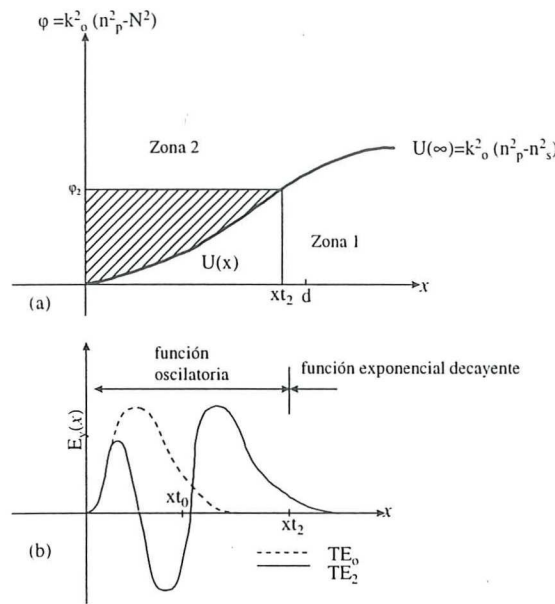


Figura 10. Soluciones de la ecuación de onda obtenidas por el método WKB.

En la figura 10b se observan las distribuciones típicas de campo eléctrico de las guías de onda difundidas con un perfil de índice gaussiano. A medida que el número de modos incrementa, el espesor efectivo de la guía de onda, x_t , incrementa considerablemente con un gran defasamiento de campo eléctrico máximo hacia el sustrato. Esta es una característica inherente de las guías de onda difundidas.

Introduciendo las condiciones de frontera de que E_y y H_z sean continuas en la interfase $x=0$, la ecuación 52 produce la ecuación de eigenvalor,

$$\tan\left(\int_0^{x_l} k(x)dx - \frac{\pi}{4}\right) = \frac{\gamma_c}{k_p} + \frac{\xi}{4k_p^2} \quad (54)$$

donde,

$$k_p = \sqrt{k_0^2 n_p^2 - \beta^2}, \quad \xi = 2k_0^2 n_p \frac{dn(x)}{dx} \quad (55)$$

dado que $(n_p - N) \ll (N - n_c)$ se cumple para la mayoría de las guías de onda difundidas, el lado derecho de la ecuación 54 llega a infinito debido a que $\gamma_c \gg k_p$. Así pues, la ecuación 54 es análoga a la ecuación de eigenvalor que se derivó por el método de aproximación de rayo.

II.4. Análisis aproximado de modos guiados

Las guías de onda rectangulares de microonda con paredes perfectamente conductoras pueden soportar solamente modos TE y TM. Lo contrario a lo que ocurre, en guías de onda rodeadas por diferentes materiales, en las cuales existen dos familias de modos híbridos E_{pq}^x y E_{pq}^y , donde los números p y q corresponden al número de picos en la

distribución de campo en las direcciones x y y respectivamente. Las componentes de campo transversal de los modos E_{pq}^x son E_x y H_y , mientras que para los modos E_{pq}^y son E_y y H_x .

Los modos híbridos son esencialmente modos TEM polarizados a lo largo de las direcciones x y y . Generalmente, el valor del problema de la frontera de guías de onda en 3-D no puede resolverse con precisión sin la ayuda de una computadora. Sin embargo, uno podría recurrir al análisis aproximado para obtener una solución analítica en forma aproximada. Si el modo guiado está cercano al corte, y la relación W/h es mayor que la unidad (donde W y h son el ancho y la profundidad de la guía de onda de 3-D, respectivamente), se pueden utilizar dos análisis aproximados diferentes: método de Marcatili y el método de índices efectivos.

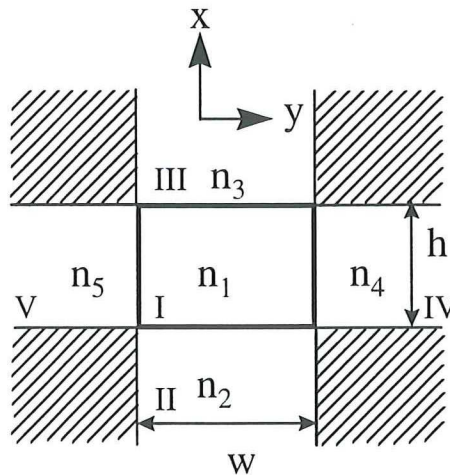


Figura 11. Sección transversal de una guía de onda en 3-D con perfil de índice escalón cuyo análisis de aproximación es por el método de Marcatili.

II.4.1. Método de Marcatili

En la Figura 11 se muestra un diagrama analítico que se utiliza cuando una guía de onda rectangular de índice escalón esta rodeada por diferentes materiales dieléctricos. Bajo la condición del modo completamente guiado, la mayor parte de la potencia óptica esta confinada en la región I, así mismo una pequeña cantidad de potencia viaja en las regiones II, III, IV y V, donde el campo electromagnético decae exponencialmente. Incluso menos potencia podría penetrar en las cuatro áreas sombreadas. Solamente un error muy pequeño, por tanto, debe tomarse en cuenta para los cálculos de los campos del modo guiado en la región I igualando el campo en las cuatro esquinas de las áreas sombreadas que no son tomadas en cuenta. El modo E_{pq}^x con componentes de campo E_x y H_y ahora se podrán considerar. Para este modo híbrido, $H_x=0$ puede estar aproximado en las ecuaciones de Maxwell (ecuación 7 y 8). La ecuación de onda con la función de campo $H_y(x,y)$ puede resolverse analíticamente por variables separables. Añadiendo las condiciones de frontera de que H_y es continuo en las interfases $x=0$ y $x=-h$, y que E_x es continua en las interfases $y=+W/2$ y $y=-W/2$, la distribución de campo $H_y(x,y)$ se obtienen como sigue:

$$\text{Región I: } H_1 \cos(k_x x + \phi_1) \cdot \cos(k_y y + \phi_2)$$

$$\text{II: } H_1 \cos(k_x h - \phi_1) \cdot \cos(k_y y + \phi_2) \cdot \exp\{\gamma_{x2}(x+h)\}$$

$$\text{III: } H_1 \cos(\phi_1) \cdot \cos(k_y y + \phi_2) \cdot \exp(-\gamma_{x3}x)$$

$$\text{IV: } H_1 \cos(k_y W/2 + \phi_2) \cdot \cos(k_x x + \phi_1) \cdot \exp(-\gamma_{y4} - W/2)$$

$$\text{V: } H_1 \cos(k_y W/2 + \phi_2) \cdot \cos(k_x x + \phi_1) \cdot \exp\{(\gamma_{y4}(y+W/2))\} \quad (56)$$

donde se supone que la guía de onda es simétrica con respecto a la dirección y ($n_4=n_5$). En las ecuaciones anteriores, la fase $\phi_2=0$ implica simetría modal cuyos campos varían con $\cos(k_y y)$. Los modos asimétricos cuyos campos varían con $\sin(k_y y)$ existen cuando $\phi_2=\pi/2$. Las relaciones entre las constantes de propagación incluidas en la ecuación 56 son:

$$\begin{cases} \beta^2 = k_0^2 n_1^2 - k_x^2 - k_y^2 \\ \gamma_{xi}^2 = (\beta^2 + k_y^2) - k_0^2 n_i^2 \end{cases} \quad (57)$$

donde el subíndice $i = 2, 3, 4$. La continuidad de E_z en $x=0$ y en $x=-h$ produce el defasamiento,

$$\phi_1 = \frac{\pi}{2} - \tan^{-1} \left(\frac{n_3}{n_1} \right)^2 \left(\frac{\gamma_{x3}}{k_x} \right) \quad (58)$$

y la ecuación de eigenvalor para k_x es:

$$k_x h = (p+1)\pi - \tan^{-1} \left(\frac{n_3}{n_1} \right)^2 \left(\frac{\gamma_{x3}}{k_x} \right) - \tan^{-1} \left(\frac{n_2}{n_1} \right)^2 \left(\frac{\gamma_{x2}}{k_x} \right) \quad (59)$$

donde $p=0, 1, 2, \dots$ por otro lado, usando la condición de frontera de que H_z es continuo en $y=+W/2$ y en $y=-W/2$, se tiene,

$$k_y W = (q + 1)\pi - 2 \tan^{-1} \left(\frac{\gamma_{y4}}{k_y} \right) \quad (60)$$

donde $q=0,2,4, \dots$ ó $1,3,5,\dots$ corresponde a los modos simétricos o asimétricos, respectivamente. Las soluciones de las ecuaciones trascendentales 59 y 60 conducen a la constante de propagación β de los modos híbridos. Las distribuciones de campo $H_y(x, y)$ del modo fundamental E_{00}^x y del primer orden del modo E_{01}^x se observan en la figura 12 con líneas sólidas y punteadas, respectivamente. Similarmente se puede analizar el modo E_{pq}^x colocando $E_x = 0$ en las ecuaciones de Maxwell.

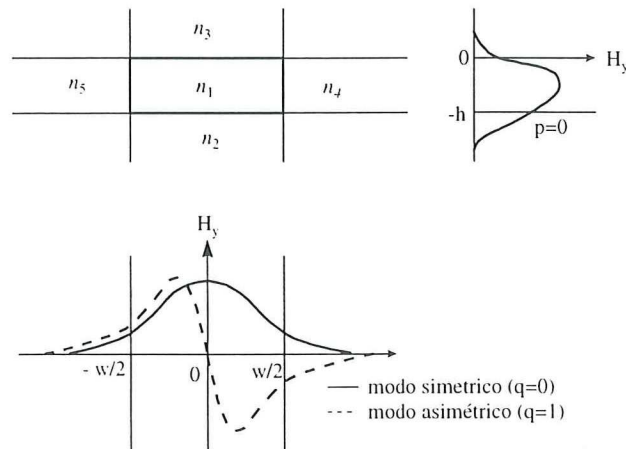


Figura 12. Distribuciones de modo simétrico y asimétrico de una guía de onda en 3-D.

II.4.2. Método de Índices Efectivos

Este análisis aproximado se basa en el concepto de índice efectivo del modo guiado, como se definió en la ecuación 5. Como un ejemplo se tiene una guía de onda en 3-D, una guía enterrada de índice escalón, se observa en la figura 13, donde se cumple que $(n_p - n_s) \ll 1$. En el método de índices efectivos, la guía de onda enterrada en 3-D esta dividida en: una guía de onda I en 2-D con la luz confinada en la dirección x , y una guía de onda II en 2-D con la luz confinada en la dirección y . Donde los modos E_{pq}^x tienen las componentes principales de campo E_x y H_y en la guía de onda I, la ecuación de eigenvalor 24 produce el índice efectivo, N_I , del modo TM con las componentes de campo E_x , H_y y E_z . Alternativamente, el valor correspondiente del índice guiado normalizado, b_I , puede obtenerse gráficamente usando la curva de dispersión de la figura 6. Así pues,

$$N_I = \sqrt{n_s^2 + b_I(n_p^2 - n_s^2)} \quad (61)$$

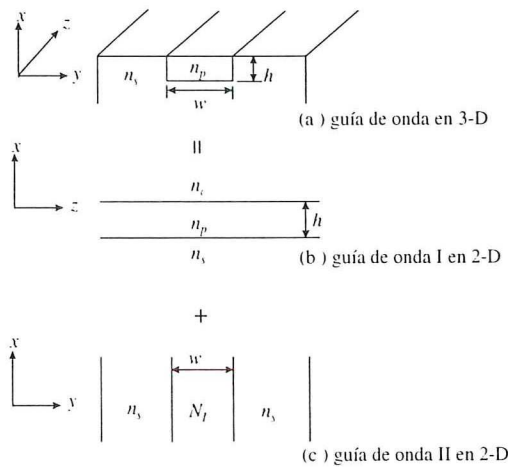


Figura 13. Esquema para el análisis del método de índice efectivo.

La guía de onda II es recubierta simétricamente con el material del sustrato (n_s) en el cual el modo guiado “mira” el índice efectivo, N_1 , como el índice de la capa guiada. El modo guiado de interés es considerado como el modo TE con las componentes de campo E_x , H_y y H_z en la guía de onda II debido a que está polarizado a lo largo de la dirección x . Desde la ecuación 60, la ecuación de eigenvalor normalizada puede obtenerse fácilmente para el modo TE en una guía de onda plana simétrica,

$$V_{II} \sqrt{1 - b_{II}} = (q + 1)\pi - 2 \tan^{-1} \left(\sqrt{\frac{1 - b_{II}}{b_{II}}} \right) \quad (62)$$

donde la frecuencia normalizada, V_{II} , el índice de la guía normalizada, b_{II} , son

$$\begin{cases} V_{II} = k_o W \sqrt{N_1^2 - n_s^2} \\ b_{II} = (N^2 - n_s^2)(N_1^2 - n_s^2) \end{cases} \quad (63)$$

Usando la curva de dispersión con $a_E=0$ en la figura 6 por ejemplo en la ecuación 62, la constante de propagación β ($=k_o N$) puede obtenerse gráficamente. El modo de corte para la guía II ocurre para $B_{II}=0$, y de aquí,

$$V_{II}=q\pi \quad (64)$$

El método de índices efectivos se adapta incluso para guías de ondas en 3-D. El método de índice efectivo tiene una ventaja sobre el método de Marcatili, la constante de propagación se puede obtener fácilmente mediante un pequeño cálculo. En caso de que se necesite conocer las distribuciones del campo, así como también la constante de propagación entonces debe usarse el método de Marcatili, [Nishihara, 1987], [Najafi, 1992].

CAPÍTULO III

TEORÍA DE ACOPLADORES DIRECCIONALES

En este capítulo se presenta el principio básico del acoplamiento entre guías de onda. Si dos guías de onda están suficientemente próximas de tal manera que sus campos evanescentes se traslapan, entonces la luz podrá acoplarse desde una guía hacia la otra y viceversa. Por lo tanto, la potencia puede transferirse entre las guías y este efecto se puede usar para el desarrollo de acopladores ópticos.

Antes de describir la etapa de diseño del acoplador direccional, primero se mostrara el principio de operación de este dispositivo de óptica integrada.

III.1. Acoplamiento entre guías

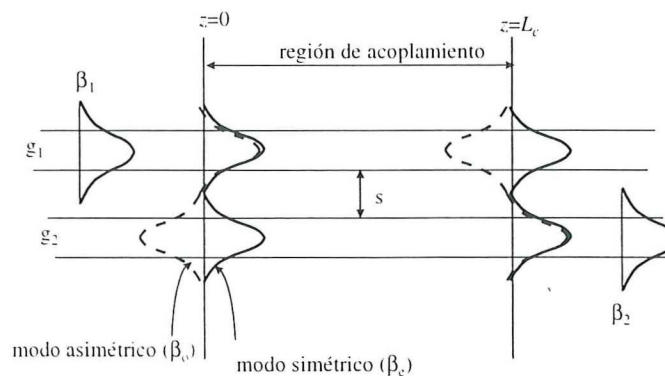


Figura 14. Principio de operación del acoplador direccional.

La forma más simple de un acoplador direccional consiste de dos guías de onda dieléctricas (digamos g_1 y g_2) paralelas muy próximas entre sí. Bajo ciertas condiciones apropiadas, una onda de luz insertada dentro de la guía de onda g_1 podrá acoplarse completamente dentro de la guía de onda contigua g_2 . Pero una vez que la luz se ha transferido, la onda acoplada en la guía de onda g_2 regresará a la guía g_1 , de esta manera la potencia estará intercambiándose continuamente tanto como la longitud del dispositivo lo permita. Por consiguiente la modulación y obturación de la luz son posibles usando un acoplador direccional. Considere un acoplador direccional típico, formado por dos guías de onda idénticas en 3-D, monomodales como el que se observa en la figura 14. Cuando no existe acoplamiento β_1 y β_2 son las constantes de propagación en las guías de onda g_1 y g_2 , respectivamente. El acoplamiento toma lugar en la región $0 < z < L_c$, en la cual los modos normales simétrico y asimétrico pueden propagarse con constantes de propagación β_e y β_o . El modo guiado incidente desde g_1 excita los modos simétrico y asimétrico en fase con la misma amplitud en $z=0$. El defasamiento entre los modos simétrico y asimétrico llega a ser π cuando la distancia de propagación L_c es:

$$L_c = \frac{\pi}{\beta_e - \beta_o} \quad (65)$$

de aquí que, al final de la región de acoplamiento $z=L_c$, la distribución de campo eléctrico resultante de los modos simétrico y asimétrico coincide con la distribución de campo eléctrico del modo guiado en g_2 . En otras palabras, toda la potencia óptica es transferida a g_2 . L_c se define como la longitud de acoplamiento, donde el cien por ciento de la potencia

se transfiere si las dos guías de onda son idénticas. El mecanismo de potencia transferida se entiende como la interferencia entre los modos normales simétrico y asimétrico en la región de acoplamiento.

III.2. Teoría de modo acoplado en un sistema de onda guiadas

III.2.1. Ecuaciones que describen el modo acoplado

En el capítulo II se señaló que existen varios modos guiados en una guía de onda con pocas pérdidas, la cual es uniforme a lo largo de la dirección de propagación (dirección z). Estos modos normales están definidos por la guía de onda y sus condiciones de frontera. De tal manera que cada modo se propaga sin acoplamiento mutuo y acarrean potencia en forma independiente.

Considérese una guía de onda no perturbada y una guía de onda ligeramente perturbada como se muestra en la figura 15a y figura 15b, respectivamente. En la guía perturbada, los modos normales guiados no perturbados no son independientes y están mutuamente acoplados. Existen dos métodos para analizar la propagación de la onda óptica en un sistema de guía de onda perturbada: (1) Cálculo de los modos normales de la guía de onda usando las ecuaciones de Maxwell y (2) Expresar el comportamiento de la onda perturbada como la suma de los modos normales en un sistema de guía de onda perturbada.

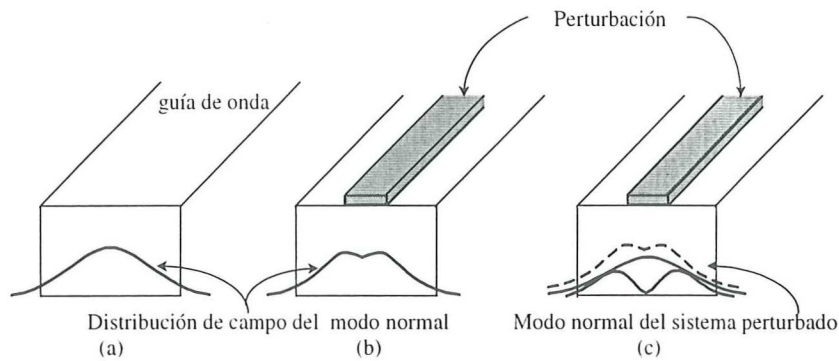


Figura 15. Modos normales para un sistema perturbado y no perturbado. a) sistema no perturbado y su modo normal, b) sistema perturbado y su modo normal, c) dos modos normales de un sistema no perturbado y un modo normal del sistema perturbado.

El método (1) debe dar una buena solución, pero generalmente los problemas no se pueden resolver tan fácilmente. Por otro lado el método (2) aunque solo da soluciones aproximadas pero es directo y simple. Este método también permite un entendimiento cualitativo de la esencia del fenómeno de acoplamiento, y una solución aproximada es considerablemente buena. Así la teoría de modo acoplado es un método que puede utilizarse para describir el comportamiento de la onda en un sistema de guía de onda perturbada conociendo los modos normales del sistema no perturbado.

Como un simple ejemplo, considere el fenómeno fundamental de dos modos con acoplamiento mostrados en las dos guías de onda g_I y g_{II} de la figura 16. Cuando las guías están suficientemente separadas una de la otra, los dos modos normales a y b se propagan independientemente, uno en cada guía de onda con campos ψ_a , ψ_b y con constantes de propagación β_a y β_b , respectivamente. Cuando las guías de onda están uniformemente acopladas (perturbadas) con una pequeña separación entonces tenemos que los modos

normales originales ψ_a y ψ_b ya no existen, y dos nuevos modos normales ψ_e y ψ_o se propagan a lo largo del sistema de la guía de onda acoplado el cual consiste de dos guías g_I y g_{II} , con ψ_e y ψ_o como los modos correspondientes al modo simétrico y asimétrico respectivamente, como se observa en la figura 16b. Dependiendo de la condición de excitación, los dos modos estarán excitados al mismo tiempo y producirán pulsación, como se muestra en la figura 17, las constantes de propagación β_e , β_o son ligeramente diferentes. Cuando observamos el comportamiento a lo largo de la guías de onda g_I y g_{II} aparece una ondulación que se transfiere hacia atrás y adelante periódicamente entre g_I y g_{II} (que está entre de ψ_a y ψ_b). El efecto de acoplamiento aparece fuertemente cuando β_a y β_b son aproximadamente iguales.

Lo anterior es el concepto fundamental de la propagación de modo acoplado a lo largo de dos guías de onda. El propósito de la teoría de modo acoplado es obtener ψ_e , ψ_o , el periodo del pulso y otras cantidades usando ψ_a y ψ_b de las características de acoplamiento.

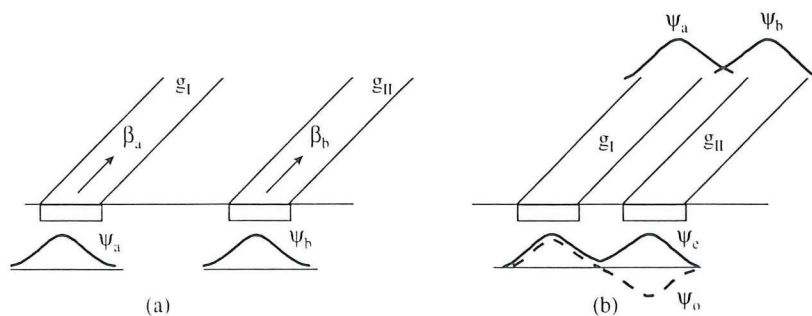


Figura 16. Modos normales en dos guías de onda en ausencia y presencia de acoplamiento. a) Modos normales en dos guías de onda no acopladas, b) Dos modos normales en un sistema de guías de onda acoplado.

Las ondas ópticas ψ_a y ψ_b propagándose a lo largo de las guías de onda g_I y g_{II} están expresadas como:

$$\begin{cases} \psi_a(x, y, z, t) = A(z)e^{-j\beta_a z} f_a(x, y)e^{i\omega t} \\ \psi_b(x, y, z, t) = B(z)e^{-j\beta_b z} f_b(x, y)e^{i\omega t} \end{cases} \quad (66)$$

donde f_a y f_b son las funciones de distribución de campo que están normalizadas por un flujo de potencia sobre la región transversal. Si el acoplamiento entre g_I y g_{II} se reduce a cero, entonces ψ_a, ψ_b serán dos modos normales independientes y $A(z), B(z)$ se reducen a ser constantes. En este caso, el acoplamiento esta presente y por consiguiente $A(z)$ y $B(z)$ son dependientes. Las ecuaciones de modo acoplado incluyen solo funciones de z , como:

$$\begin{cases} \pm \frac{dA(z)}{dz} = -j\kappa_{ab} B(z)e^{-j(\beta_b - \beta_a)z} & \beta_a \neq 0 \\ \pm \frac{dB(z)}{dz} = -j\kappa_{ba} A(z)e^{+j(\beta_b - \beta_a)z} & \beta_b \neq 0 \end{cases} \quad (67)$$

donde κ_{ab} y κ_{ba} son los coeficientes de acoplamiento entre dos modos normales. El termino $e^{\pm j(\beta_b - \beta_a)z}$ corresponde a la constante de fase de desacoplada de los modos. Cuando $\kappa_{ab} = \kappa_{ba} = 0$ en la ecuación 67, ellos se reducen a $A(z) = A_0$ (constante), $B(z) = B_0$ y ψ_a, ψ_b se reducen a las dos ondas originales. Las ecuaciones 67 se derivan de las ecuaciones de Maxwell.

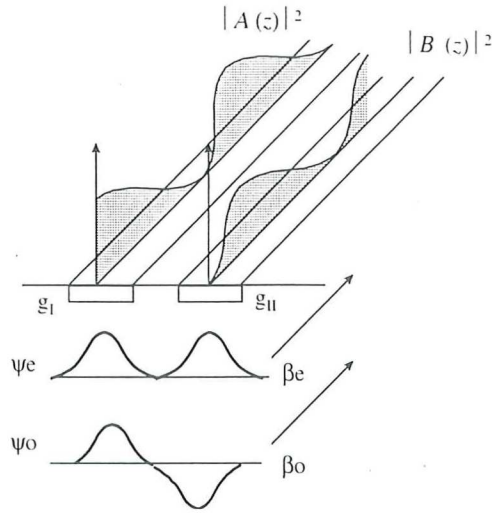


Figura 17. Dos modos normales en un sistema de guía de onda acoplado y potencia transferida.

III.3. Longitud de acoplamiento y transferencia de potencia

El comportamiento de las ondas acopladas se puede determinar obteniendo las constantes de propagación del sistema de guía de onda de la ecuación de modo acoplado (ecuación 67).

Para el caso unidireccional ($\beta_a > 0$, $\beta_b > 0$) figura 18, la ecuación de modo acoplado se reduce a:

$$\begin{cases} \frac{dA(z)}{dz} = -j\kappa B(z)e^{-j(\beta_b - \beta_a)z} \\ \frac{dB(z)}{dz} = -j\kappa A(z)e^{+j(\beta_b - \beta_a)z} \end{cases} \quad (68)$$

donde $\kappa_{ab} = \kappa_{ba}^* = \kappa$ (valor real positivo). Introduciendo una nueva cantidad $2\Delta \equiv \beta_b - \beta_a$

entonces:

$$\begin{cases} A(z) = A e^{-\gamma z} e^{-j\Delta z} \\ B(z) = B e^{-\gamma z} e^{+j\Delta z} \end{cases} \quad (69)$$

y además insertando la ecuación 69 en 68, se deriva una ecuación cuadrática para γ ,

$$\gamma = \pm \sqrt{k^2 + \Delta^2}, \quad \frac{B}{A} = \frac{k}{\gamma - \Delta} \quad (70)$$

entonces las soluciones se reescriben como sigue:

$$\begin{cases} A(z) = \left[A_e e^{-j\sqrt{k^2 + \Delta^2} z} + A_o e^{+j\sqrt{k^2 + \Delta^2} z} \right] e^{-j\Delta z} \\ B(z) = \left[\frac{kA_e}{\sqrt{k^2 + \Delta^2} - \Delta} e^{-j\sqrt{k^2 + \Delta^2} z} + \frac{-kA_o}{\sqrt{k^2 + \Delta^2} + \Delta} e^{+j\sqrt{k^2 + \Delta^2} z} \right] e^{+j\Delta z} \end{cases} \quad (71)$$

Insertando la ecuación 71 en 66, obtenemos:

$$\begin{aligned} \psi_a(x, y, z, t) &= \left[A_e e^{-j\beta_a z} + A_o e^{-j\beta_o z} \right] f_a(x, y) e^{j\omega t} \\ \psi_b(x, y, z, t) &= \left[B_e e^{-j\beta_b z} + B_o e^{-j\beta_o z} \right] f_b(x, y) e^{j\omega t} \end{aligned} \quad (72)$$

Como se ve de la ecuación 71 A_e y A_o son constantes determinadas por condiciones de frontera. Cuando las condiciones de frontera son $A(0)=1$ y $B(0)=0$ en $z=0$ (que es, cuando la onda solo esta excitada en la guía de onda g_I), $A(z)$ y $B(z)$ se escriben como:

$$\begin{cases} A(z) = e^{-j\Delta z} \left\{ \cos \beta_c z + j \frac{\Delta}{\beta_c} \operatorname{sen} \beta_c z \right\} \\ B(z) = e^{+j\Delta z} \frac{-j\kappa}{\beta_c} \operatorname{sen} \beta_c z \end{cases} \quad (75)$$

f_a y f_b son expresadas mediante el flujo de potencia normalizada, el flujo de potencia a lo largo de las guías de onda g_I y g_{II} están dadas por $|A(z)|^2$ y $|B(z)|^2$, respectivamente. De esta manera, las ecuaciones anteriores pueden reescribirse en forma de potencia como:

$$\begin{cases} \frac{|A(z)|^2}{|A(0)|^2} = 1 - F \operatorname{sen}^2 \beta_c z \\ \frac{|B(z)|^2}{|A(0)|^2} = F \operatorname{sen}^2 \beta_c z \end{cases} \quad (76)$$

donde,

$$F \equiv \left(\frac{\kappa}{\beta_c} \right)^2 = \frac{1}{1 + \left(\frac{\Delta}{\kappa} \right)^2} \quad (77)$$

donde la relación de A_e y B_e es una constante positiva, y la razón A_o y B_o es una constante negativa. Las siguientes relaciones también son usadas:

$$\begin{cases} \beta_e = \beta_m + \beta_c \\ \beta_o = \beta_m - \beta_c \end{cases} \quad (73)$$

$$\beta_m \equiv \frac{(\beta_a + \beta_b)}{2}, \quad \beta_c \equiv \sqrt{k + \Delta} \quad (74)$$

La ecuación 72 indica que las ondas ópticas ψ_a y ψ_b propagándose a lo largo de g_I y g_{II} están expresadas por una combinación lineal de dos ondas con constantes de propagación β_e y β_o . Consecuentemente β_e y β_o son las constantes de propagación del sistema de modo acoplado descrito y ψ_e , ψ_o corresponden a $A_e f_a + \beta_e f_b$ y $A_o f_a + B_o f_b$. La relación de las constantes de propagación en ausencia y presencia de acoplamiento esta explicado en las ecuaciones 73 y 74, y se ilustra en la figura 19.

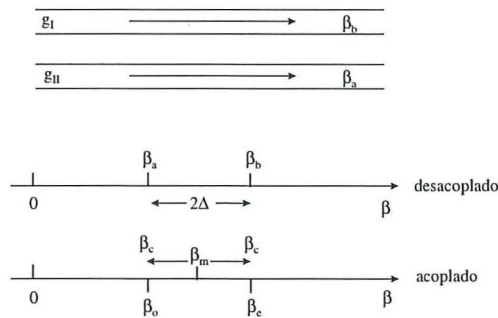


Figura 18. Constantes de propagación para el caso de acoplamiento unidireccional.

Algunas curvas calculadas de la ecuación 76 se observan en la figura 19. La potencia de ondas propagándose a lo largo de las dos guías varían o pulsan periódicamente. F significa la máxima transferencia de potencia óptica de g_I hacia la g_{II} . La máxima transferencia ocurre para una distancia L_c , dada como:

$$L_c = \frac{\pi}{2\beta_c} \quad (78)$$

A esta L_c se le llama la longitud de acoplamiento [Nishiraha, 1987].

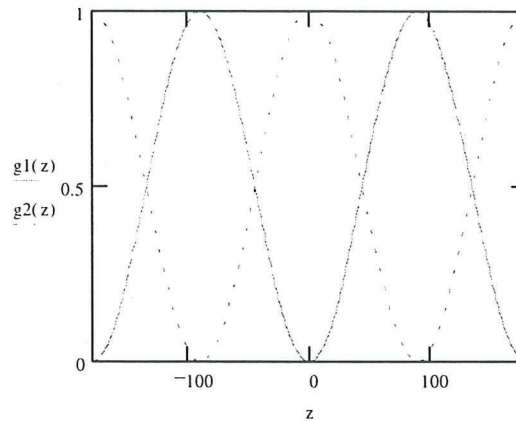


Figura 19. Potencia transferida de ondas ópticas en un sistema de guías de ondas acopladas. Las funciones

$g_1(z)$ y $g_2(z)$ corresponden a la potencia propagándose en g_1 y g_2 , respectivamente y están dadas como,

$$g_1(z) = \frac{|A(z)|^2}{|A(0)|^2}, \quad g_2(z) = \frac{|B(z)|^2}{|A(0)|^2}$$

CAPÍTULO IV

DISEÑO DEL ACOPLADOR DIRECCIONAL DE 2X2 SIMÉTRICO

En este capítulo se presentan las etapas realizadas para el desarrollo de un acoplador direccional monomodal de 2x2 simétrico, obtenido por difusión de iones de cobre asistido por campo eléctrico y operando en $\lambda=1.55 \mu\text{m}$. Para realizar el modelado del acoplador se utilizó un paquete de software Optonex (Optonex Ltd., Integrated Optics Design Software). El procedimiento para el diseño del acoplador direccional es: a) simulación del proceso de difusión de iones de cobre en vidrio, b) cálculo de las constantes de propagación por el método de índice efectivo, c) diseño del acoplador direccional (dimensiones), d) evaluación del funcionamiento óptico mediante el método de propagación de haz.

A continuación se describen las etapas que se utilizaron para el diseño del acoplador.

IV.1. Simulación del proceso de difusión de iones de cobre en vidrio

La estructura del vidrio esta formada principalmente por SiO_2 , B_2O_3 y una serie de óxidos que pueden clasificarse como formadores de red, intermedios de red y modificadores de red. Los iones modificadores se encuentran en porcentajes menores en la red, no están unidos fuertemente a los silicatos y además poseen una gran movilidad a elevadas temperaturas.

El proceso de difusión en vidrio es la técnica que más se utiliza para fabricar guías de onda ópticas con índice de gradiente. La forma como evoluciona la distribución de la concentración de los iones en el vidrio durante el proceso de difusión es explicada mediante las teorías de difusión. El cambio de concentración C durante un proceso de difusión asistido por campo eléctrico como función del tiempo puede obtenerse de la segunda ley de Fick [Najafi,1992].

$$\frac{\partial C}{\partial t} = \frac{D \nabla^2 C}{C(M-1)+1} - \frac{D(M-1)(\nabla C)^2 + M j_o \cdot \nabla C}{[C(M-1)+1]^2} \quad (79)$$

donde $M=D_B/D_A$ es la razón de las constantes de difusión, los subíndices B y A corresponden a los iones entrantes (Cu^+) y a los iones que originalmente están en la red vítrea (Na^+), respectivamente, $D=D_B$ es el coeficiente de difusión de los iones entrantes, $C(x,y,t)=c(x,y,t)/c_o$ es la concentración relativa y j_o es la densidad de corriente eléctrica.

La ecuación (79) puede resolverse mediante método de diferencias finitas y para obtener precisión en los resultados se puede considerar que los coeficientes de difusión dependen de la concentración, que las condiciones de frontera son dependientes del tiempo y que los iones tienen diferentes movilidades [Tervonen, 1992].

Por lo anterior en este trabajo se inicio con una simulación del proceso de difusión, con los siguientes parámetros: concentración de Na en el vidrio (12100 moles/m^3), coeficiente de difusión del Cu ($5.39\text{E-}16 \text{ m}^2/\text{s}$), razón de los coeficientes de difusión $M=D_B/D_A$ (0.189), espesor del sustrato (0.1 mm), temperatura 350°C , voltaje aplicado

10v, tiempo 10 minutos, ancho de la mascarilla 4 μm y espesor de la película de cobre 1 μm . Para modelar la fabricación de la guía se utilizó un algoritmo de diferencias finitas (Ionex, Optonex) mediante el cual obtuvimos la concentración de los iones dopados en el vidrio una vez llevada a cabo la difusión, figura 20.

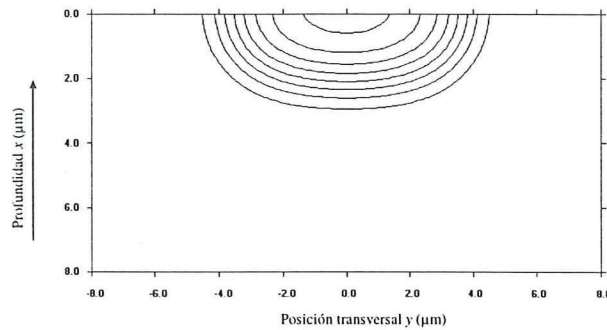


Figura 20. Perfiles de concentración relativa de los iones de cobre calculados mediante método numérico. Los contornos corresponden a un cambio desde 0.1 a 0.8 con incrementos de 0.1.

IV.2. Cálculo de las constantes de propagación mediante el método de índice efectivo

Para calcular las constantes de propagación del canal de la guía de onda se utilizó el método de índice efectivo (EIM, Optonex). En esta etapa del programa los perfiles de concentración relativa obtenidos en la sección IV.1 fueron transformados a un perfil de índice de refracción mediante la siguiente ecuación:

$$n(x, y) = n_s + \Delta n \cdot \exp\left(\frac{-x^2}{d_x^2}\right) \cdot \operatorname{erfc}\left(\frac{y}{d_y}\right) \quad (80)$$

donde n_s es el índice del substrato, Δn es el máximo cambio de índice en la superficie, d_x es la difusión lateral y d_y es la profundidad de difusión de la guía de onda. Los parámetros utilizados en este trabajo fueron: $n_s=1.514$, $\Delta n=0.04$, $n_c=1$, longitud de onda $\lambda=1.55 \mu\text{m}$ y polarización TE. Con la información anterior el método de índice efectivo nos da el siguiente resultado: modo propagado es el TE_{00} con un índice efectivo $N_{\text{eff}}=1.519$.

IV.3. Diseño de un acoplador direccional de 2x2 simétrico en vidrio dopado con iones de cobre

En esta etapa (Lightguide, Optonex) se realizó el diseño del acoplador, cuyas variables son mostradas en la figura 21. Para un arreglo de acoplamiento del dispositivo con fibras se requiere que los extremos tengan una separación de $250 \mu\text{m}$, el dispositivo opera con un tamaño de 2 cm, pero antes de acoplarse a la fibra se necesita hacer un tratamiento de pulido en los extremos, en esta parte se pierden $\sim 8\text{mm}$, por lo cual el dispositivo se diseño con una longitud total de 4 cm. Se realizaron varios diseños de acopladores con diferentes parámetros estos son mostrados en las tablas I, II y III, todos operando en una longitud de onda $\lambda=1.55 \mu\text{m}$ y con polarización TE. Las variaciones en la longitud de acoplamiento y separación en la región de acoplamiento fue con la finalidad de encontrar las condiciones optimas de operación de un acoplador direccional, estos puntos son descritos con detalle en el siguiente capítulo.

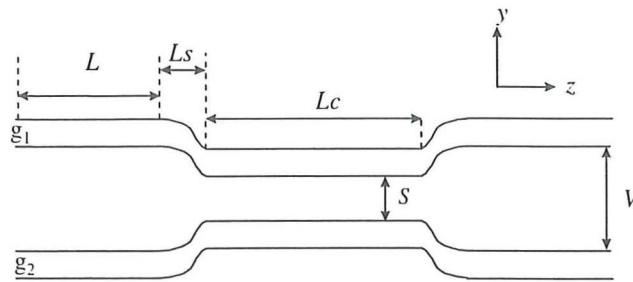


Figura 21. Acoplador direccional de 2X2 simétrico en vidrio dopado con iones de cobre.

Tabla I. Parámetros de diseño del acoplador direccional de 2x2 simétrico, con una separación en la región de acoplamiento de $S=6 \mu\text{m}$.

Longitud de acoplamiento, $L_c (\mu\text{m})$	Longitud de la curvatura-S, $L_s (\mu\text{m})$	Separación en la región de acoplamiento, $S (\mu\text{m})$	Separación entre los extremos, $V (\mu\text{m})$
100	9950	6	250
200	9900	6	250
300	9850	6	250
400	9800	6	250
500	9750	6	250
600	9700	6	250
700	9650	6	250
800	9600	6	250
900	9550	6	250
1000	9500	6	250
1100	9450	6	250
1200	9400	6	250
1300	9350	6	250
1400	9300	6	250
1500	9250	6	250
1600	9200	6	250
1700	9150	6	250
1800	9100	6	250
1900	9050	6	250
2000	9000	6	250
2100	8950	6	250
2200	8900	6	250
2300	8850	6	250
2400	8800	6	250
2500	8750	6	250
2600	8700	6	250

Tabla II. Parámetros de diseño del acoplador direccional de 2x2 simétrico, con una separación en la región de acoplamiento de $S=8\text{ }\mu\text{m}$.

Longitud de acoplamiento, L_c (μm)	Longitud de la curvatura-S, L_s (μm)	Separación en la región de acoplamiento, S (μm)	Separación entre los extremos, V (μm)
100	9950	8	250
200	9900	8	250
300	9850	8	250
400	9800	8	250
500	9750	8	250
600	9700	8	250
700	9650	8	250
800	9600	8	250
900	9550	8	250
1000	9500	8	250
1100	9450	8	250
1200	9400	8	250
1300	9350	8	250
1400	9300	8	250
1500	9250	8	250
1600	9200	8	250
1700	9150	8	250
1800	9100	8	250
1900	9050	8	250
2000	9000	8	250
2100	8950	8	250
2200	8900	8	250
2300	8850	8	250
2400	8800	8	250
2600	8700	8	250
2800	8600	8	250
3000	8500	8	250
3200	8400	8	250
3400	8300	8	250
3600	8200	8	250
3800	8100	8	250

Tabla III. Parámetros de diseño del acoplador direccional de 2x2 simétrico, para diferentes separaciones en la región de acoplamiento S y longitud de acoplamiento L_c .

Longitud de acoplamiento, L_c (μm)	Longitud de la curvatura-S, L_s (μm)	Separación en la región de acoplamiento, S (μm)	Separación entre los extremos, V (μm)
78	9961	4	250
196	9902	6	250
392	9804	8	250
392	9804	10	250

IV.4. Selección del pulso de entrada para el acoplador

Este modulo se utiliza para generar la distribución del campo la cual servirá para simular la propagación a través del acoplador direccional de 2x2. El tipo de modo de excitación seleccionado fue el simétrico a una longitud de onda de $\lambda=1.55 \mu\text{m}$ y este fue inyectado en g_1 del acoplador direccional de 2x2 simétrico (figura 22).

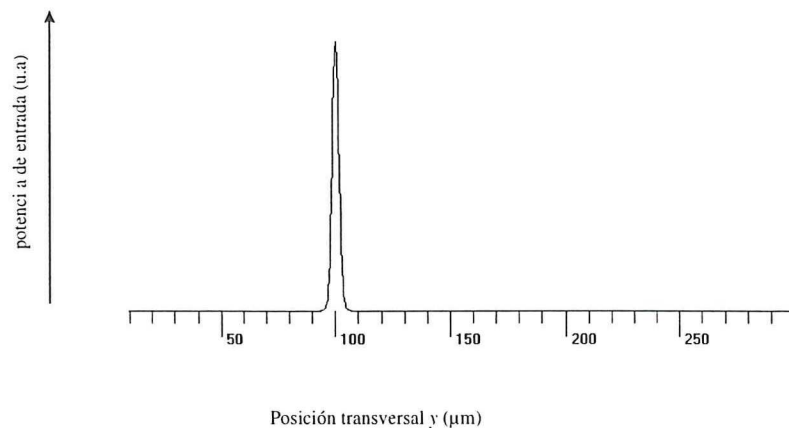


Figura 22. Pulso de entrada en g_1 del acoplador direccional de 2x2 simétrico. Modo de excitación simétrico a una longitud de onda de $\lambda=1.55 \mu\text{m}$.

IV.5. Simulación del pulso a través del acoplador mediante el método de propagación de haz

Un problema muy general es el modelar circuitos de guías de onda en óptica integrada. Si se conoce el campo en el plano de entrada de un circuito, por ejemplo, si se tiene el campo acoplado en un circuito desde la entrada de una fibra óptica, la luz podrá propagarse a través del circuito más o menos paralelo al eje perpendicular al plano de entrada. El problema será calcular la propagación del campo óptico a través del circuito, conociendo la distribución de campo de entrada y la distribución del índice de refracción de la guía de onda del circuito.

Un camino sería usar la teoría de modo normal. En este caso el circuito deberá aproximarse por secciones sucesivas de guías de onda, uniformes en la dirección de propagación. Los modos normales ópticos para cada sección se pueden conocer y los campos en las interfaces se presentan como superposiciones de campos modales ortogonales. La propagación de cada modo a través de una sección puede ser un simple cálculo cuando se conocen las constantes de propagación modal. Este método es complicado, debido a que la continuidad de la radiación de los modos debe de estar bien definida y además pueden resultar más complicaciones, si existe mucha variación en el perfil de índice de refracción a lo largo de la dirección de propagación.

Para este tipo de modelado se necesita entonces un algoritmo de cálculo para una propagación de distribución de campo en general a través de una distribución de índice de refracción arbitraria. El algoritmo que más se utiliza es el método de propagación de haz

(BPM) y además es una herramienta muy poderosa para simular el funcionamiento de dispositivos de óptica integrada. A continuación se dará una breve descripción de tal algoritmo.

El problema de la propagación óptica se puede describir encontrando la solución a la ecuación escalar de Helmholtz,

$$\nabla^2 E + [k_0 n(x, y, z)]^2 E = 0, \quad (81)$$

con la condición de frontera $E(x, y, 0)$ para el plano de entrada $z=0$. Aquí la propagación es a lo largo del eje z y se conoce además la distribución del índice de refracción $n(x, y, z)$. La distribución de índice se supone que es una perturbación relativamente pequeña de una distribución uniforme:

$$n(x, y, z) = n_0 + \delta n(x, y, z), \quad (82)$$

primero se examina la solución para una distribución de índice de refracción uniforme $n(x, y, z)=n$. Las soluciones para la ecuación de Helmholtz en un espacio uniforme son ondas planas, así que nuestra solución general puede estar representada como una superposición de éstas,

$$E(x, y, z) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} e(k_x, k_y) e^{-ik_x x} e^{-ik_y y} e^{-ik_z z} dk_x dk_y \quad (83)$$

con relación $k_z = \left[(n_0 k_0)^2 - k_x^2 - k_y^2 \right]^{\frac{1}{2}}$. Las amplitudes de la onda plana $e(k_x, k_y)$ pueden obtenerse a partir de la distribución del campo para $z=0$ tomando la transformada de Fourier de la ecuación 83.

$$e(k_x, k_y) = \left(\frac{1}{2} \pi \right)^2 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E(x, y, 0) e^{ik_x x} e^{ik_y y} dx dy = F[E(x, y, 0)] \quad (84)$$

donde F representa la operación de la transformada de Fourier. El algoritmo para calcular el campo para un plano perpendicular arbitrario al eje z , se obtiene combinando las ecuaciones 83 y 84,

$$E(x, y, z) = F^{-1} \left\{ F[E(x, y, 0)] e^{-ik_z z} \right\} \quad (85)$$

F^{-1} representa la transformada inversa de Fourier dada por la integral de la ecuación 83. Esto es el operador de difracción de campo para la propagación en un espacio uniforme.

El efecto de la perturbación del índice de refracción para una propagación a través de una distancia muy corta Δz es ligeramente perturbada por la fase de la distribución del frente del campo. Este puede ser representado multiplicando con un operador de corrección de fase de una lente.

$$\exp\left(\frac{-ik_0\Delta n^2\Delta z}{2n_0}\right) \quad (86)$$

donde $\Delta n^2 = n(x, y, z)^2 - n_0^2$.

El algoritmo de BPM para una propagación a través de un paso corto es una combinación de la difracción y de los operadores de corrección de una lente:

$$E(x, y, z + \Delta z) = F^{-1} \left\{ e^{-ik_z \frac{\Delta z}{2}} F \left\{ \exp\left(\frac{-ik\Delta n^2\Delta z}{2n_0}\right) F^{-1} \left[e^{-k_z \frac{\Delta z}{2}} F[E(x, y, z)] \right] \right\} \right\} \quad (87)$$

esta formula es la esencia del método de propagación de haz. El operador de difracción esta separado para usarse antes y después de las lentes de correlación. La simulación se hace por una combinación de una gran cantidad de pasos cortos de propagación (del orden de longitudes de onda). Para acelerar el calculo se pueden combinar sucesivamente dos operadores de difracción. El campo y la distribución del índice de refracción son representados por valores discretos en una cuadrícula uniforme. La potencia y la estabilidad del BPM se debe en gran parte al bien conocido algoritmo de la transformada rápida de Fourier para cálculos transformados discretos de Fourier.

El área de calculo deberá ser seleccionado para tener suficientes puntos en la cuadrícula en la dirección transversal, lo anterior es para incluir todos los campos guiados. La reflexión de la luz radiada en los bordes de la cuadrícula puede eliminarse multiplicando

una función de absorvedor suave para cada paso de propagación. Las condiciones de aplicabilidad para el BPM son: variaciones pequeñas de índice de refracción y propagación paraxial en una sola dirección. El método BPM a veces es combinado con el método de índices efectivos para hacer el problema en dos dimensiones. Por lo tanto cuando se tiene propagación en una sola dirección se utiliza el método de la transformada de Fourier (BPM), además de que el calculo es mucho más rápido [Najafi, 1992].

En la figura 23 se muestra el diagrama de flujo utilizado para el desarrollo de un acoplador direccional en el cual la ultima etapa es la simulación de la propagación del campo a través del mismo.

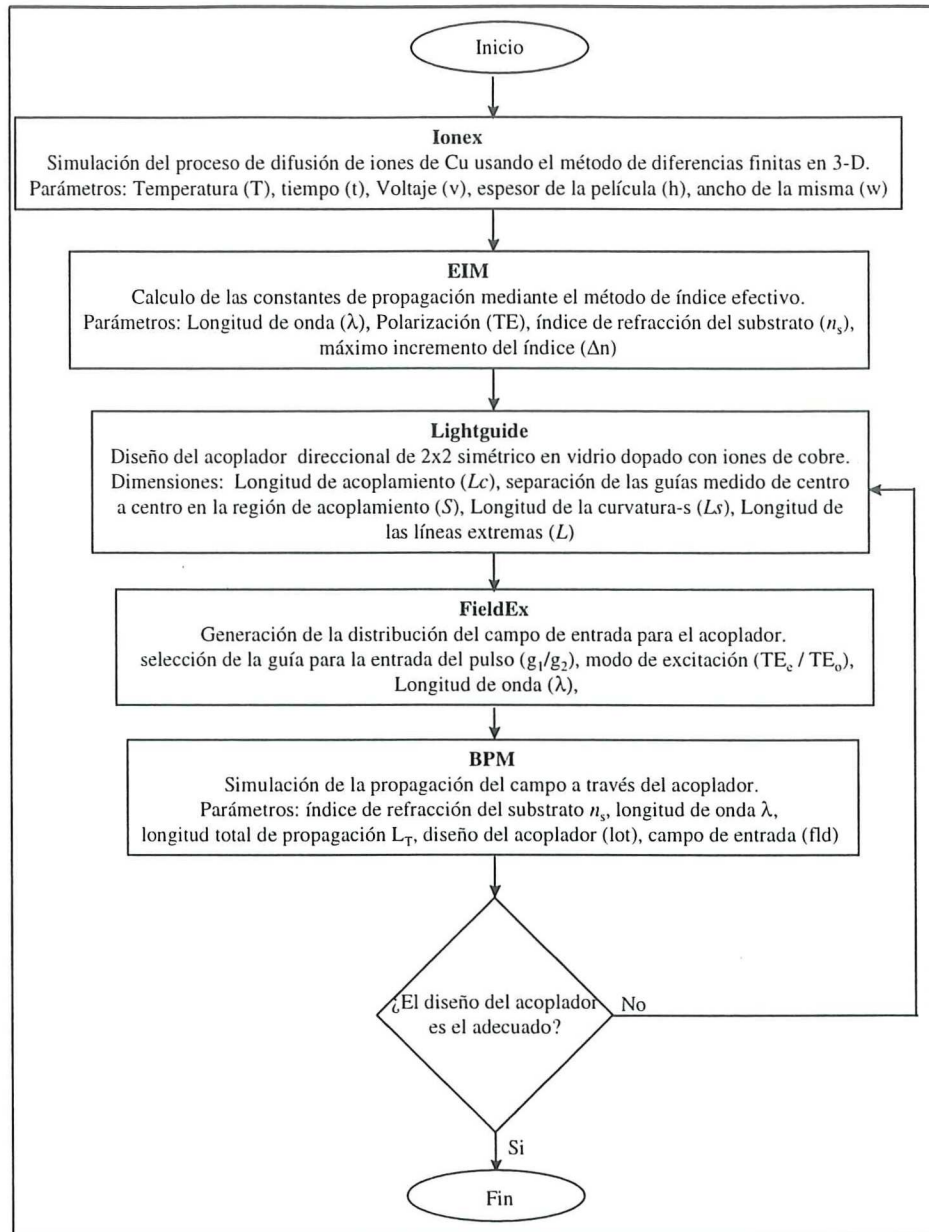


Figura 23. Diagrama de flujo para el diseño del acoplador direccional de 2x2 simétrico.

CAPÍTULO V

RESULTADOS Y DISCUSIÓN

V.1. Perfil de índice de refracción de un acoplador direccional de 2x2 simétrico

Los circuitos pasivos de óptica integrada están constituidos por tres celdas unitarias básicas: líneas rectas, función Y y acopladores direccionales [Najafi, 1992]. Se han realizado estudios teóricos experimentales sobre líneas rectas [Salazar *et al.*, 1997], se encuentran en etapa avanzada de desarrollo dispositivos de tipo Y [Villegas *et al.*, 1997] y en este trabajo de tesis se presentan los resultados obtenidos en el diseño de acopladores direccionales de 2X2, fabricados por difusión de iones de cobre con índice de gradiente.

Los acopladores de guías de onda ópticas son dispositivos prometedores para la tecnología de circuitos de óptica integrada. Varios tipos de dispositivos acopladores de guía de onda han sido propuestos para circuitos de óptica integrada. Estos han sido fabricados por diferentes maneras, por ejemplo usando guías: tipo listón, fibras ópticas, difusión de iones, etc. Los acopladores direccionales ópticos fabricados por difusión de iones son los mas atractivos tecnológicamente, debido a las bajas pérdidas de propagación y la relativa facilidad de fabricación. Para diseñar estos acopladores direccionales, los parámetros de acoplamiento, tales como: índice de refracción, espaciamiento entre guías, distancia de difusión lateral y longitud de onda deben ser considerados en las condiciones de difusión y en los perfiles de cobre difundido.

La longitud de acoplamiento es calculada utilizando el método WKB y esta depende de los parámetros de diseño y fabricación.

En el capítulo III se definió la longitud de acoplamiento L_c como la distancia de interacción entre guías de onda paralelas del acoplador, necesaria para la transferencia de luz de 100% desde una guía de onda hacia la otra guía. La longitud de acoplamiento, $L_c = \pi / (\beta_e - \beta_o)$ depende de la diferencia entre las constantes de propagación del modo simétrico y asimétrico soportados en el par de guías de ondas.

El perfil de índice de refracción para un acoplador direccional de 2x2 simétrico es:

$$n(x, y) = n_s + \Delta n \cdot g(x) \cdot [f(y) + f(y - S)] \quad (88)$$

donde n_s es el índice de refracción del sustrato, Δn es el máximo cambio de índice, S es el espaciado en la región de acoplamiento, $g(x)$ es el perfil de índice a lo largo de la profundidad en el eje x y $f(y)$ es el perfil de índice lateral para una guía de onda monomodal a lo largo del eje y . Las funciones $g(x)$ y $f(y)$ generalmente son expresadas como una función Gaussiana para un perfil de difusión convencional.

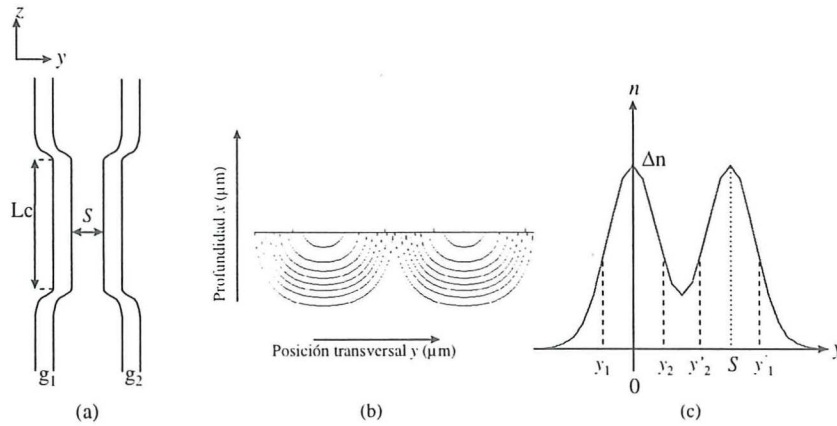


Figura 24 a) acoplador direccional de 2x2 simétrico, b) líneas de contorno del cobre y c) cambio del perfil de índice de refracción lateral para un acoplador direccional.

La figura 24a muestra un acoplador direccional de 2x2 simétrico, en la figura 24b se observan líneas de concentración constantes de los iones de cobre difundido en el vidrio, y en la figura 24c se presenta el perfil de índice de refracción lateral para el acoplador. En la figura 24c, y_1 y y'_1 son los puntos de retorno, y_2 , y'_2 son los puntos de tunelaje óptico donde la energía óptica entrante en una de las guías de onda se transfiere hacia la otra guía de onda. La propagación de la luz sufre un corrimiento de fase de $\pi/2$ en los puntos de retorno, mientras que los corrimientos de fases para los puntos de tunelaje y_2 , y'_2 están inducidos cuando cada guía de onda se aproxima a la otra y están expresadas por una función hiperbólica. Este concepto se aplica al método WKB para determinar β . De $\beta(y_1, 0) = \beta(y_1) = \beta(y'_1)$ y $\beta(y_2, 0) = \beta(y_2) = \beta(y'_2)$, la eigenfunción para la propagación modal está dado como:

$$k \int_{y_2}^{y_1} \sqrt{n^2(y) - \beta_{ye,yo}^2} dy = (m+1)\pi + \phi_{e,o} \quad (89)$$

en la ecuación anterior $\phi_{e,o}$ toma los siguientes valores:

$$\begin{aligned} \phi_e &= \frac{1}{(y_2 - S/2)} \cdot \int_{y_2}^{S/2} \tan^{-1}(\tanh(\gamma y)) dy \\ \phi_o &= \frac{1}{(y_2 - S/2)} \cdot \int_{y_2}^{S/2} \tan^{-1}(\coth(\gamma y)) dy \\ \gamma &= k \sqrt{\beta_{ye,yo}^2 - n^2(y_2)} \end{aligned} \quad (90)$$

donde $k=2\pi/\lambda$, m es el número de modo, β_{ye} y β_{yo} son las constantes de propagación correspondientes al modo simétrico y asimétrico, así mismo los términos $\tanh$ y $\coth$ se utilizan para obtener la solución para cada modo, respectivamente. La función $\phi_{e,o}$, es el cambio de fase equivalente inducido cuando las dos guías de onda se aproximan una a la otra. Por otro lado, cuando $S \rightarrow \infty$, $\phi_{e,o} \rightarrow \pi/2$ y el par de guías de onda que caracteriza al acoplador direccional cambia a dos guías de onda independientes, [Noda et. al., 1981].

V.2. Calculo numérico para las constantes de propagación del acoplador

El procedimiento que se realizó para calcular las constantes de propagación fue el siguiente:

- (a) Obtención del perfil de índice de refracción lateral para el acoplador direccional fabricado por difusión de iones de cobre en substrato de vidrio mediante la siguiente ecuación:

$$n(y) = n_s + \Delta n \cdot \left[\exp\left(\frac{-y^2}{d^2}\right) + \exp\left(-\frac{(y-S)^2}{d^2}\right) \right] \quad (91)$$

con $n_s = 1.514$, $\Delta n = 0.04$, $d = 3.6 \mu\text{m}$ (profundidad de difusión a $1/e$) y con diferentes valores de $S = 4, 6, 8, 10$.

- (b) Calculo de las constantes de propagación para los modos simétrico y asimétrico a partir de las ecuaciones 89 y 90. Primero para obtener el modo simétrico se asignaron los valores a los puntos de retorno y de tunelaje óptico $y_1 = y'_1 = 2.7 \mu\text{m}$ [David Salazar *et al.*, 1997], $S = 4 \mu\text{m}$, y variando β_{ye} entre 1.554 y 1.594 con estos valores se gráfico la parte izquierda de la ecuación 89, así mismo se gráfico la ecuación 90 considerando ϕ_e (función tanh). La intersección de estas gráficas arrojó un valor de β_{ye} (modo simétrico), para el acoplador direccional de 2x2 simétrico.

De manera similar se procedió a obtener el valor para el modo asimétrico β_{yo} , en esta etapa se utilizaron los datos anteriores lo único que cambio fue la consideración de ϕ_o (función coth) en la ecuación 90, [Apéndice A]. Una vez obtenidos los valores de β_{ye} y β_{yo}

se procedió a calcular la longitud de acoplamiento, L_c , a partir de la ecuación $L_c = \pi/(\beta_e - \beta_o)$. Se realizaron los mismos cálculos para otras separaciones en la región de acoplamiento, esto con la finalidad de calcular la longitud de acoplamiento para las separaciones $S=6, 8$ y $10 \mu\text{m}$, los resultados numéricos obtenidos son mostrados en la tabla IV.

Tabla IV. Valores obtenidos para las constantes de propagación del modo simétrico, asimétrico y longitudes de acoplamiento asociadas obtenidas para diferentes separaciones S .

Separación en la región de acoplamiento (μm)	Constante de propagación para el modo simétrico, β_e	Constante de propagación para el modo asimétrico, β_o	Longitud de acoplamiento, L_c (μm)
4	1.574	1.534	78.53
6	1.562	1.546	196.34
8	1.558	1.55	392.69
10	1.558	1.55	392.69

A continuación se presentan los perfiles de índice de refracción de acopladores direccionales con diferentes separaciones en la región de acoplamiento (S).

Las figuras 25, 26, 27 y 28 muestran el perfil de índice de difusión para un acoplador formado por guías de onda angostas de índice de gradiente obtenidas por difusión de iones cobre con un ancho de $4 \mu\text{m}$, 350°C de temperatura, 10v de campo aplicado y un tiempo de 10 minutos. Estas figuras se construyeron a partir de datos obtenidos de la simulación de los iones de cobre difundidos en el vidrio, las cuales también son descritas mediante la ecuación 91 considerando $S=4, 6, 8, 10 \mu\text{m}$ para las figuras 25, 26, 27 y 28, respectivamente.

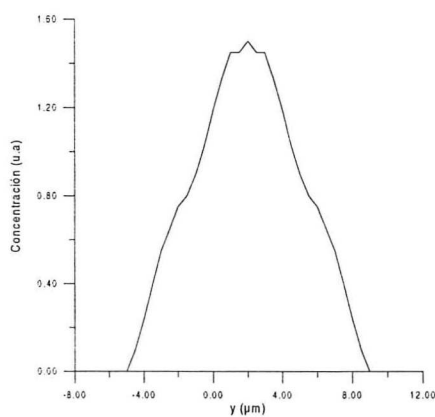


Figura 25. Perfil del cobre difundido en el acoplador direccional a lo largo de la superficie del sustrato. Las líneas del cobre son de $4\text{ }\mu\text{m}$ de ancho, $1\text{ }\mu\text{m}$ de espesor y la separación en la región de acoplamiento es $S=4\text{ }\mu\text{m}$.

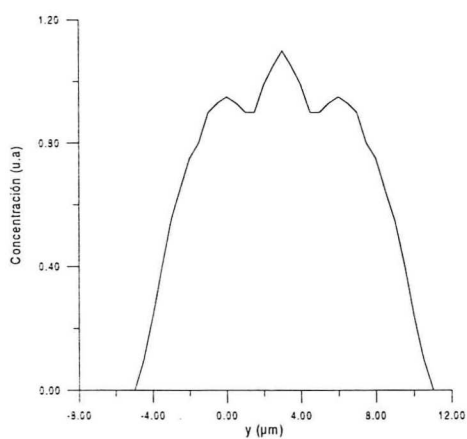


Figura 26. Perfil del cobre difundido en el acoplador direccional a lo largo de la superficie del sustrato. Las líneas del cobre son de $4\text{ }\mu\text{m}$ de ancho, $1\text{ }\mu\text{m}$ de espesor y la separación en la región de acoplamiento es $S=6\text{ }\mu\text{m}$.

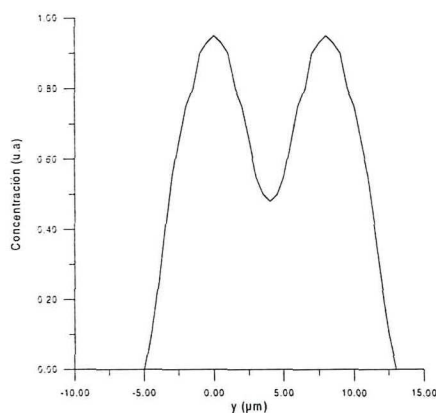


Figura 27. Perfil del cobre difundido en el acoplador direccional a lo largo de la superficie del sustrato. Las líneas del cobre son de 4 μm de ancho, 1 μm de espesor y la separación en la región de acoplamiento es $S=8$ μm .

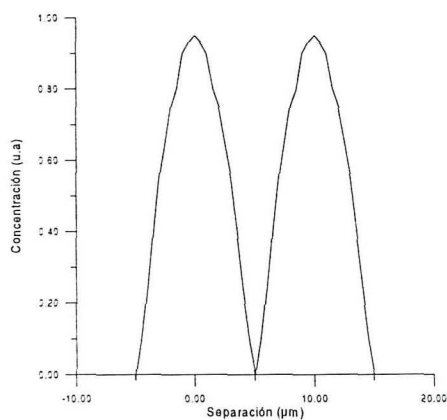


Figura 28. Perfil del cobre difundido en el acoplador direccional a lo largo de la superficie del sustrato. Las líneas del cobre son de 4 μm de ancho, 1 μm de espesor y la separación en la región de acoplamiento es $S=10$ μm .

V.3. Diseño del acoplador direccional de 2x2 simétrico

Con la finalidad de evaluar el funcionamiento óptico se realizaron diseños de acopladores direccionales con las especificaciones de la Tabla III y con los perfiles de difusión de las figuras 25-28. Por lo cual en esta sección se presentan los resultados del análisis de la propagación del pulso a través de estos acopladores para diferentes separaciones en la región de acoplamiento y estos son mostrados en las figuras 29-32. Como se puede apreciar y en concordancia con los datos obtenidos en la Tabla III se obtiene una transferencia completa para la longitud de interacción de $L_c=392\text{ }\mu\text{m}$ y una separación de $8\text{ }\mu\text{m}$.

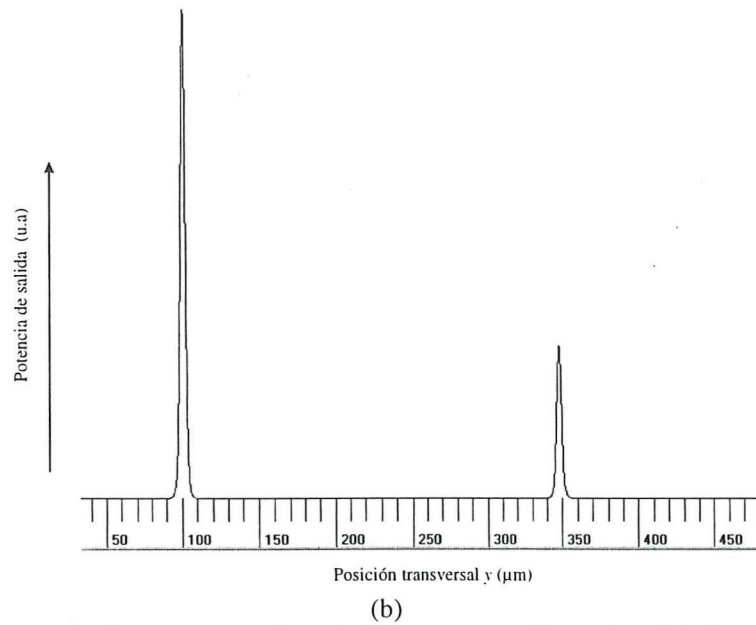
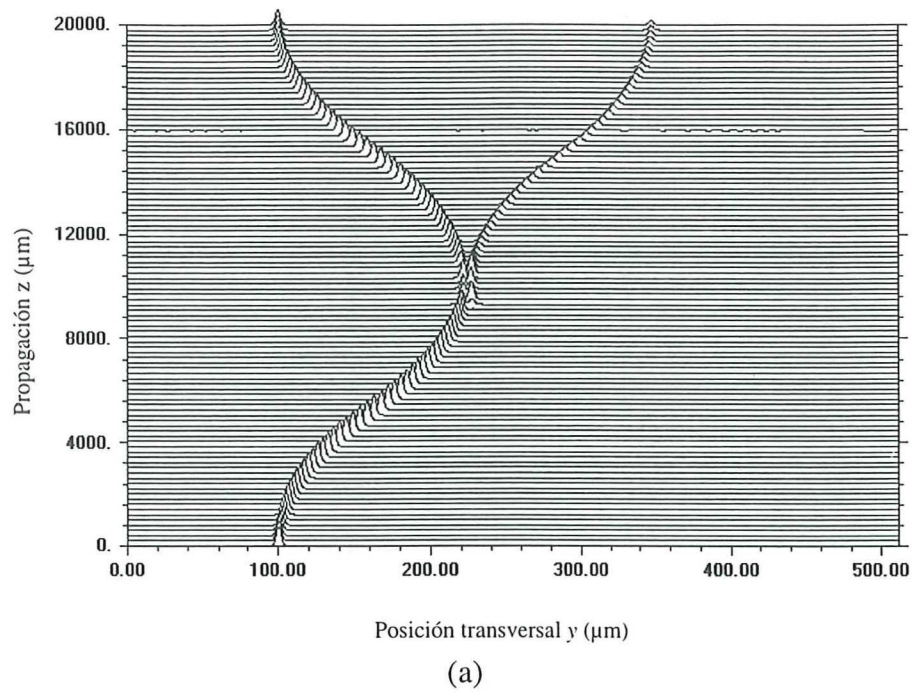


Figura 29. a) Propagación del haz a través del acoplador con separación en la región de acoplamiento de $4\ \mu\text{m}$ y longitud de acoplamiento $L_c=78\ \mu\text{m}$. b) Potencia a la salida de las guías g_1 y g_2 .

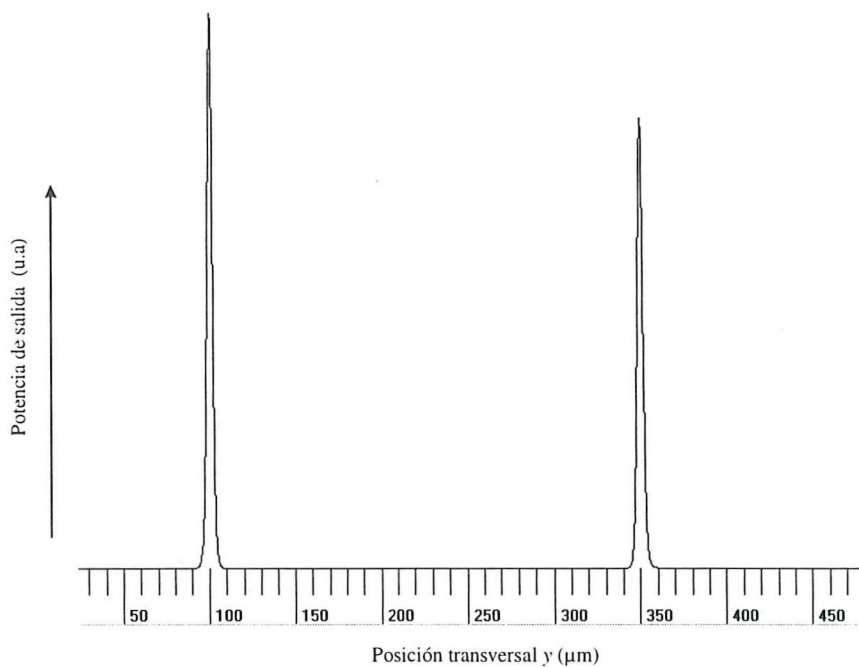
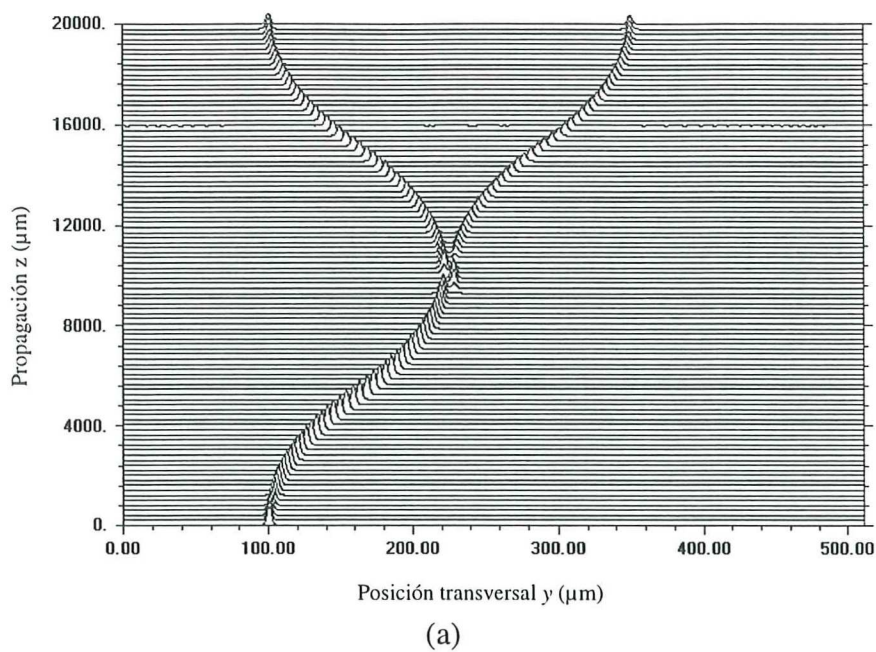
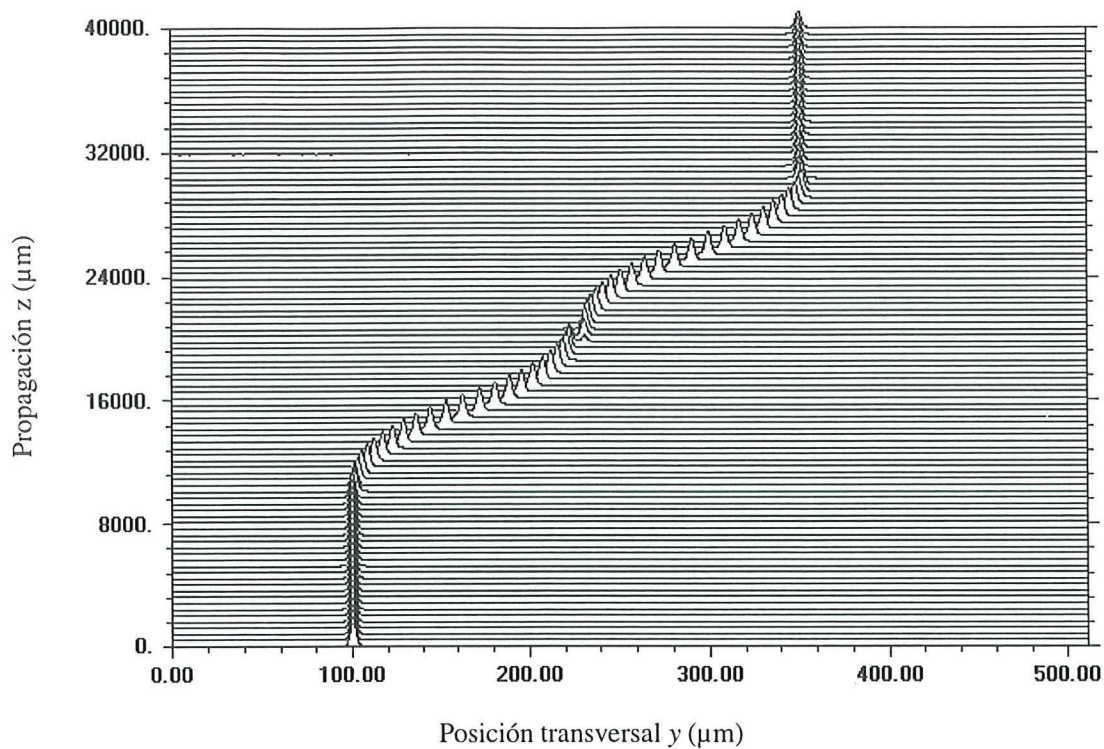


Figura 30. a) Propagación del haz a través del acoplador con separación en la región de acoplamiento de $6\ \mu\text{m}$ y longitud de acoplamiento $L_c=196\ \mu\text{m}$. b) Potencia a la salida de las guías g_1 y g_2 .



(a)

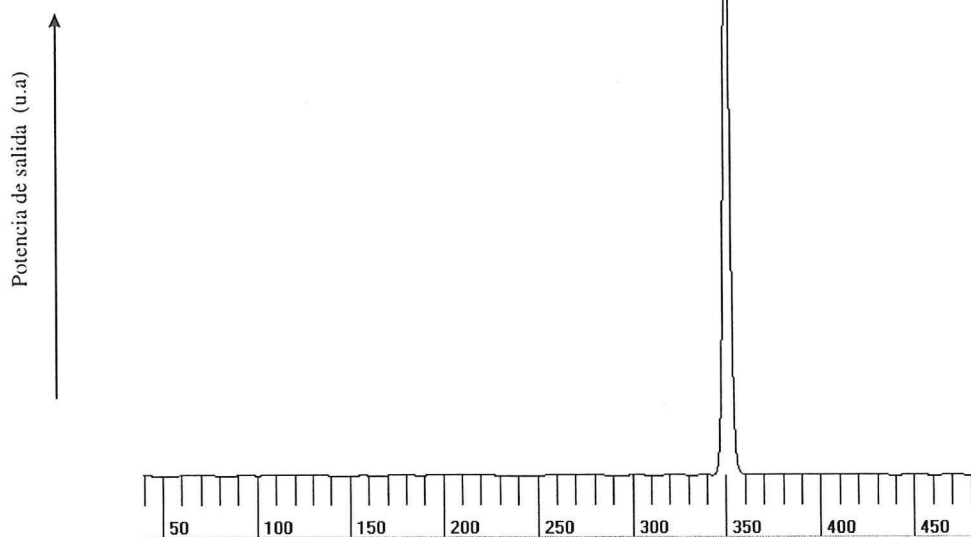


Figura 31. a) Propagación del haz a través del acoplador con separación en la región de acoplamiento de 8 μm y longitud de acoplamiento $L_c=400\mu\text{m}$. b) Potencia a la salida de las guías g_1 y g_2 .

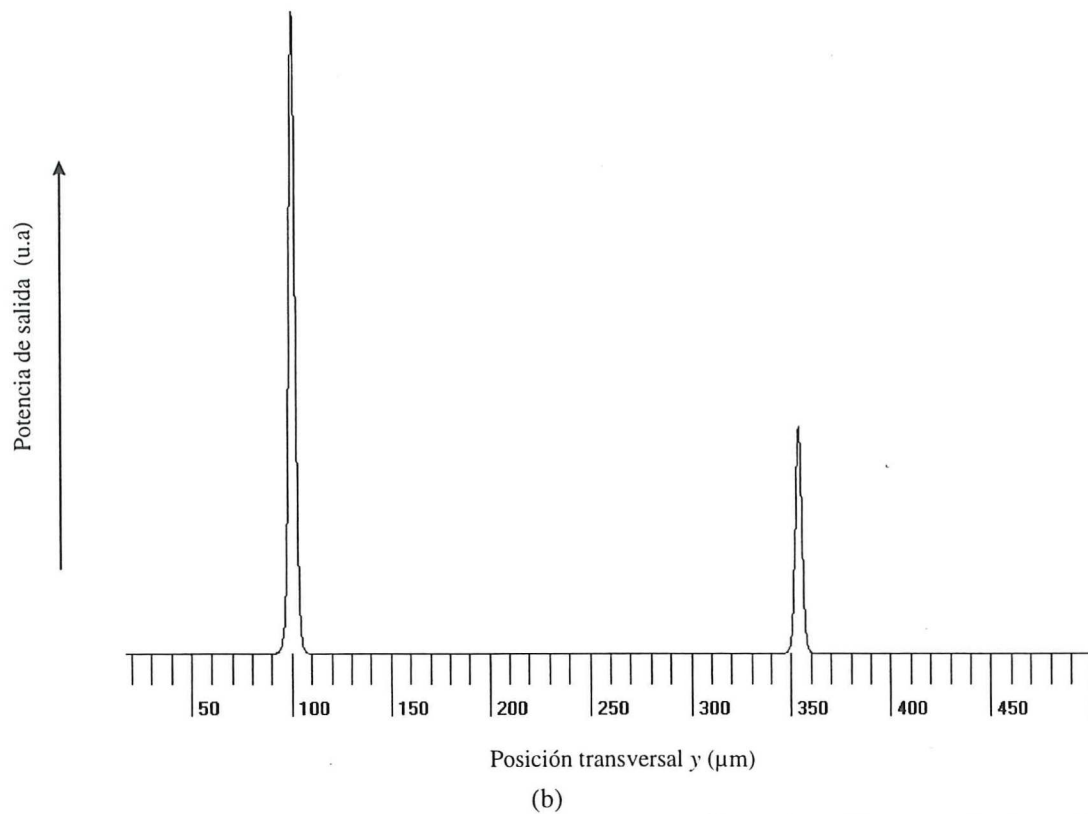
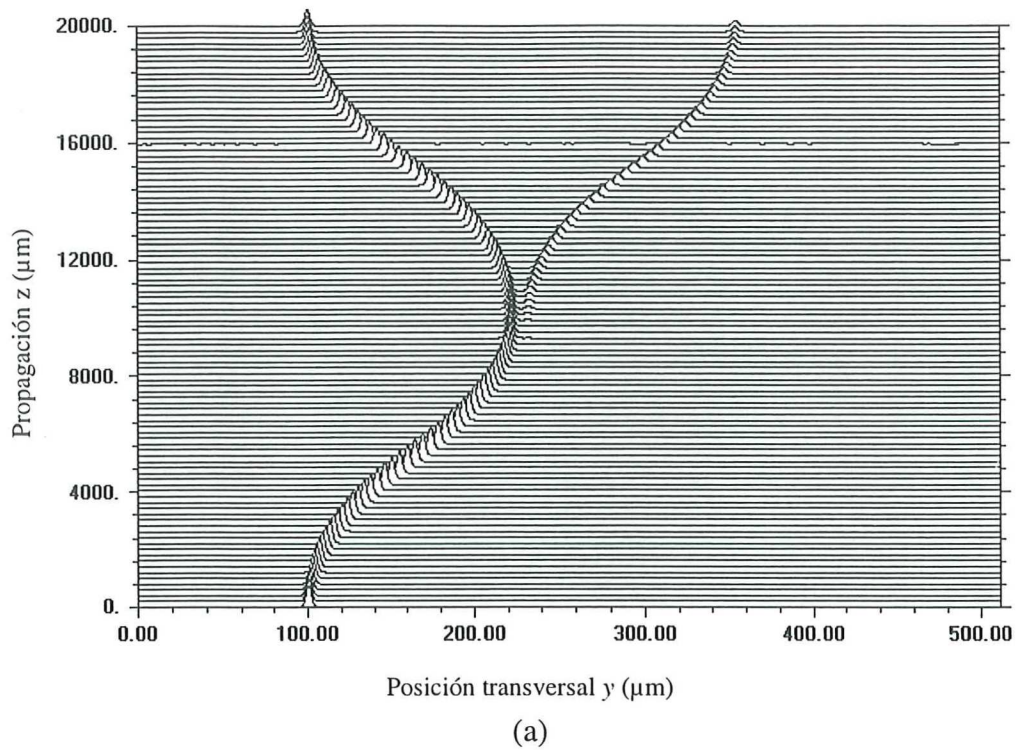


Figura 32. a) Propagación del haz a través del acoplador con separación en la región de acoplamiento de $10\ \mu\text{m}$ y longitud de acoplamiento $L_c=400\mu\text{m}$. b) Potencia a la salida de las guías g_1 y g_2 .

En las figuras 29 y 30 no se dio la transferencia completa, la potencia de salida se mantuvo tanto en g_1 como en g_2 , esto se debe posiblemente a que el traslapamiento de los perfiles de difusión no permiten el tunelaje óptico por no existir puntos de tunelaje.

De la figura 31 se demostró la transferencia de potencia desde g_1 hacia g_2 . El perfil de índice lateral asociado a este diseño es el de la figura 27, en el cual se observa un perfil similar al perfil clásico mostrado en la figura 25c.

Por último en la figura 32 no se dio la transferencia completa, la luz se mantuvo tanto en g_1 como en g_2 y no presenta un funcionamiento como acoplador. En el perfil de difusión del acoplador mostrado en la figura 28 tiene los puntos de tunelaje separados por una distancia tal que no permiten un efecto de tunelaje óptico adecuado para que se de la transferencia completa de potencia de una guía hacia la otra.

De los resultados anteriores se concluyo que se pueden obtener buenos acopladores direccionales utilizando una separación de $S=6$ y $8 \mu\text{m}$. Con la finalidad de verificar un adecuado funcionamiento óptico, se realizaron diseños de acopladores con una separación en la región de acoplamiento de $S=6 \mu\text{m}$ y con un barrido de la longitud de acoplamiento desde $L_c=100 \mu\text{m}$ hasta $L_c=400 \mu\text{m}$, donde se pudo demostrar que para una $L_c=400 \mu\text{m}$ se da la primer transferencia completa de potencia desde una guía hacia la otra (figura 33). De igual manera se continuo con el barrido de la longitud de acoplamiento hasta llegar a $L_c=2600 \mu\text{m}$ (Tabla I) y de ahí inferimos que se puede seguir obteniendo transferencia completa periódicamente, esto hasta que la longitud del circuito lo permita (figura 34).

Similarmente se diseñaron acopladores con una separación de $S=8 \mu\text{m}$ y variando la

longitud de acoplamiento $L_c=100\text{ }\mu\text{m}$ hasta $L_c=3800\text{ }\mu\text{m}$ (Tabla II), ya que tanto el perfil de los iones difundidos para este valor de S (figura 27), como la propagación óptica a través del acoplador mostrada en la figura 27 presentaron la transferencia completa optima a diseñar, finalmente el comportamiento de la potencia para estos diseños se muestran en la figura 35.

Las figuras 33, 34 y 35 están en perfecto acuerdo con la figura 19 (sección III.3), la cual describe el funcionamiento del acoplador direccional 2x2 simétrico. De ellas se observa que variando la longitud de acoplamiento se puede encontrar cualquier proporción de potencia a la salida de g_1 y g_2 del acoplador direccional, por ejemplo: 0/100, 30/70, 40/60, etc.

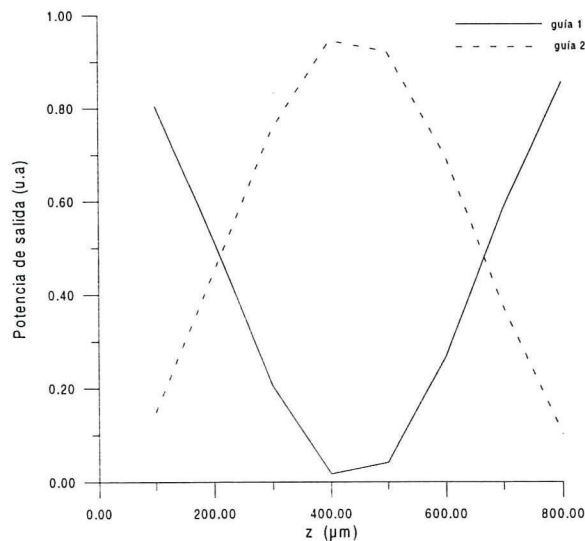


Figura 33. Datos obtenidos de la simulación, separación entre la longitud de acoplamiento $S=6\text{ }\mu\text{m}$, longitud de acoplamiento desde $L_c=100\text{ }\mu\text{m}$ hasta $L_c=800\text{ }\mu\text{m}$.

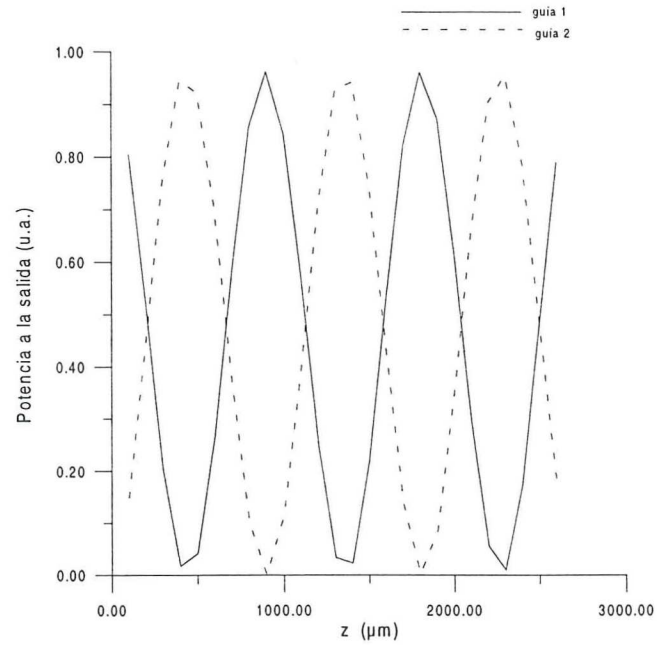


Figura 34. Datos obtenidos de la simulación, separación entre la longitud de acoplamiento $S=6 \mu\text{m}$, longitud de acoplamiento $L_c=100$ hasta $L_c=2600 \mu\text{m}$.

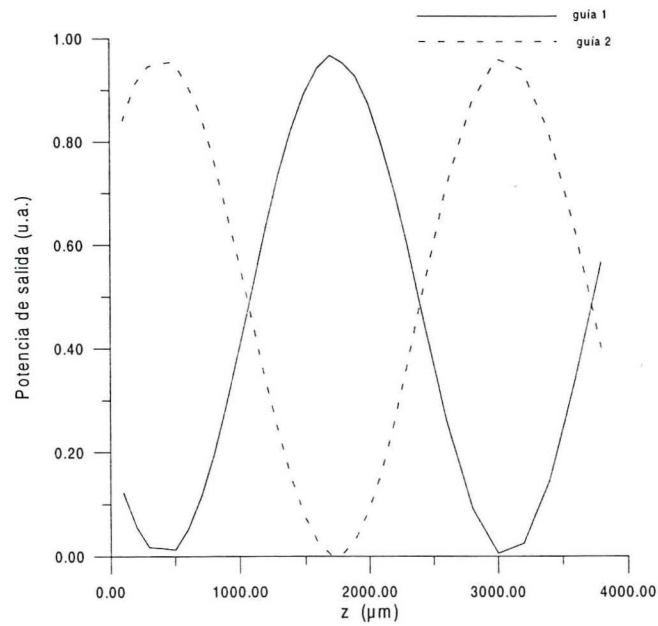


Figura 35. Datos obtenidos de la simulación, separación entre la longitud de acoplamiento $S=8 \mu\text{m}$, longitud de acoplamiento $L_c=100 \mu\text{m}$ hasta $L_c=3800 \mu\text{m}$.

V.4. Diseño de un acoplador direccional de 2x2 simétrico con potencia de salida 50/50

El objetivo inicial de la tesis fue el diseño de un acoplador direccional de 2x2 simétrico con una proporción de potencia de salida 50/50, operando a una $\lambda=1.55 \mu\text{m}$ y obtenido mediante difusión de iones de cobre en vidrio. En esta parte de la tesis describiremos los pasos consecutivos para el desarrollo del acoplador direccional:

- a) Simulación del proceso de difusión de iones.

Los parámetros utilizados en la simulación del proceso de difusión fueron:

Tabla V. Parámetros del proceso de simulación.

<i>Propiedades del vidrio:</i>	
Concentración de moles de Na	12100 moles/m ³
Coeficiente de difusión del Cu	5.3E-16 m ² /seg
Relación de los coeficiente de difusión Cu/Na	0.2
Espesor del vidrio	1 mm
<i>Parámetros para la difusión:</i>	
Temperatura	350 ⁰ C
Voltaje	10 volts
tiempo	10 minutos
espesor de la fuente	1 μm
ancho de la fuente de iones	4 μm

Substituyendo los valores anteriores en la ecuación de difusión 79 y mediante el método de diferencias finitas se obtiene el perfil de concentración de iones, mostrado en la figura 36.

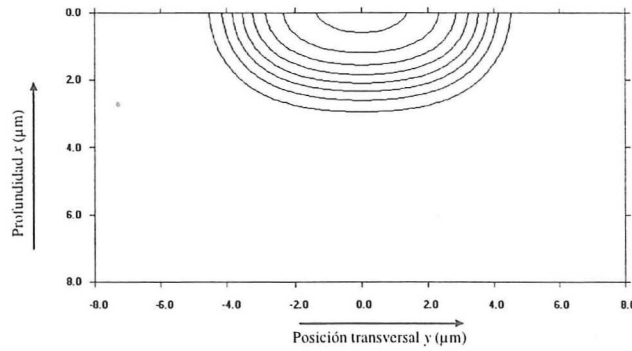


Figura 36. Perfiles de concentración relativa de los iones de cobre calculados mediante método numérico para el acoplador direccional de 2x2 simétrico 50/50 que opera a una $\lambda=1.55\mu\text{m}$.

b) Obtención de las constantes de propagación mediante el método de índice efectivo.

Para obtener las constantes de propagación del canal de la guía de onda se utilizó el método de índice efectivo (EIM, Optonex). En esta etapa del programa los perfiles de concentración relativa obtenidos en el inciso a) fueron transformados a un perfil de índice de refracción mediante la siguiente ecuación:

$$n(x, y) = n_s + \Delta n \cdot \exp\left(\frac{-x^2}{d_x^2}\right) \cdot \operatorname{erfc}\left(\frac{y}{d_y}\right) \quad (92)$$

donde n_s es el índice del sustrato, Δn es el máximo cambio de índice en la superficie, d_x es la difusión lateral y d_y es la profundidad de difusión de la guía de onda. Los parámetros utilizados en este trabajo fueron: $n_s=1.514$, $\Delta n=0.04$, $n_c=1$, longitud de onda $\lambda=1.55 \mu\text{m}$ y

polarización TE. Con la información anterior el método de índice efectivo arroja el siguiente resultado: modo propagado es el TE_{00} con un índice efectivo $N_{eff}=1.519$

c) Diseño del acoplador direccional de 2x2 simétrico.

Los requisitos tecnológicos de este tipo de dispositivos están en su mayor parte condicionados por su potencial aplicación en comunicaciones ópticas. Por lo anterior normalmente este tipo de dispositivos tienen terminaciones de fibra óptica. El diámetro externo de la cubierta de una fibra óptica es de $125\mu m$ y una de las técnicas mecánicas para la colocación de terminales de fibra óptica a circuitos de óptica integrada es por medio de bloques fijadores canales tipo V, los cuales son fabricados en silicio y estandarizados para que las fibras queden fijas y con separación de $250\mu m$ de centro a centro ver figura 37. A partir estas condiciones fueron seleccionados los tamaños de las curvaturas-s (ver sección IV.3) necesarias para que la salida de las guías del acoplador estuvieran separadas $250\mu m$ y los datos son mostrados en la tabla VI.

Las dimensiones necesarias para generar un acoplador direccional con las restricciones de separación de $250\mu m$ es de ~ 2 cm y distribuidas en: una longitud de interacción de ~ 1 mm, longitud de curvatura-s a la entrada y salida del acoplador ~ 10 mm . Por otro lado se pierden aproximadamente 10mm en el proceso de pulido de las terminales del circuito, por lo que dando un margen de seguridad de 10 mm se determino que la longitud total del acoplador direccional fuera de 4cm.

En la Tabla VI se muestran los parámetros de diseño utilizados para la obtención de un acoplador direccional 50/50 y en la figura 38 se muestra el diseño de este acoplador direccional.

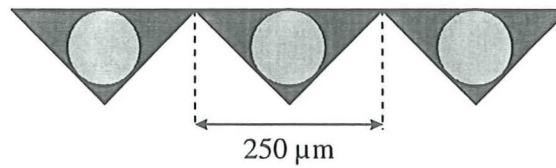


Figura 37. Bloques fijadores de fibra óptica, canales tipo V.

Tabla VI. Parámetros de diseño para el acoplador direccional 50/50.

Curvatura-s	9463 μm
Longitud de acoplamiento	1074 μm
Separación en la región de acoplamiento	8 μm
Líneas extremas	10000 μm
Separación en los extremos	250 μm
Longitud total del circuito	4 cm

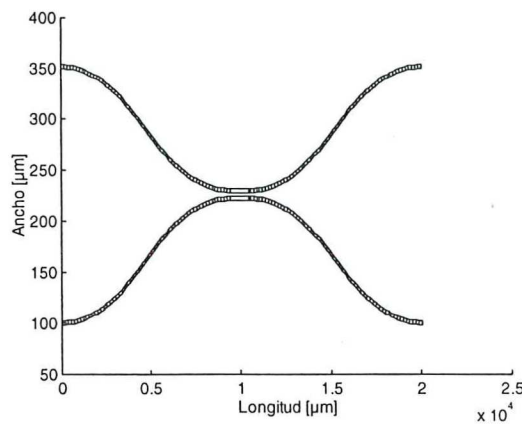


Figura 38. Diseño para el acoplador direccional de 2x2 simétrico 50/50 que opera a una $\lambda=1.55\mu\text{m}$.

d) Generación de la distribución de la intensidad del campo de entrada para el acoplador.

En esta parte se genero la distribución del campo para la entrada en g_1 (o g_2) del acoplador la cual servirá para evaluar la propagación de luz a través del acoplador direccional. El tipo de modo de excitación fue el modo TE_{00} de una fibra óptica monomodal a una longitud de onda de $\lambda=1.55 \mu\text{m}$ y con una cintura $w_0=5.5 \mu\text{m}$.

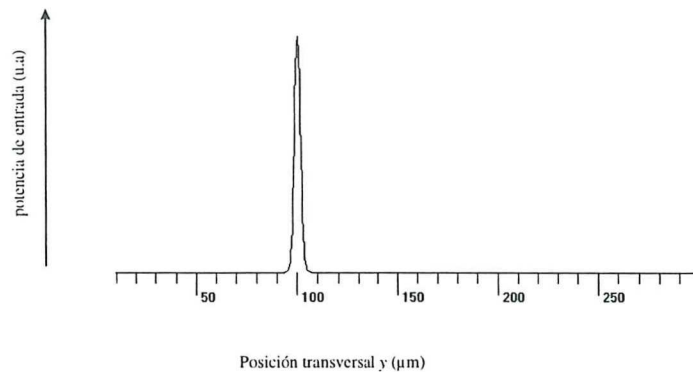


Figura 39. Pulso de entrada en g_1 para el acoplador direccional de 2×2 simétrico 50/50. Modo de excitación simétrico a una longitud de onda de $\lambda=1.55 \mu\text{m}$.

e) Simulación de la propagación del campo a través del acoplador mediante el método de propagación de haz.

Para calcular la propagación del campo óptico a través del circuito se requiere de la distribución del campo de entrada y la distribución del índice de refracción de la guía de onda a lo largo de todo el circuito. En la figura 40 se muestra la distribución de índice de refracción del acoplador.

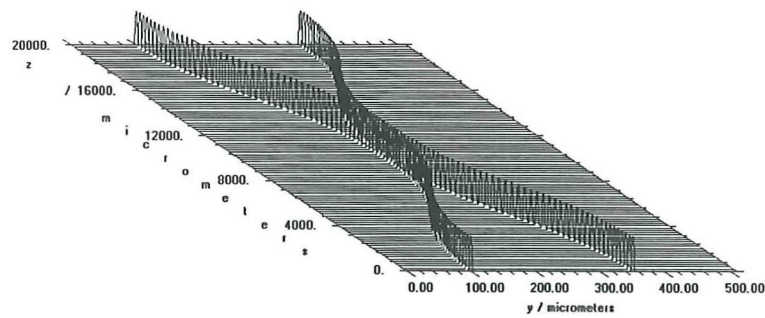


Figura 40. Distribución del índice de refracción para el acoplador direccional de 2x2 simétrico 50/50.

Posteriormente se realizó el modelado de la propagación de la luz a través del circuito utilizando el método de propagación de haz (BPM) y los resultados son mostrados en la figura 41, donde se puede apreciar una propagación de la luz que inicia en g_1 , en la longitud de acoplamiento se observa una transferencia de potencia hacia g_2 ; observando ahí que la potencia de salida emerge de manera equitativa para g_1 y g_2 .

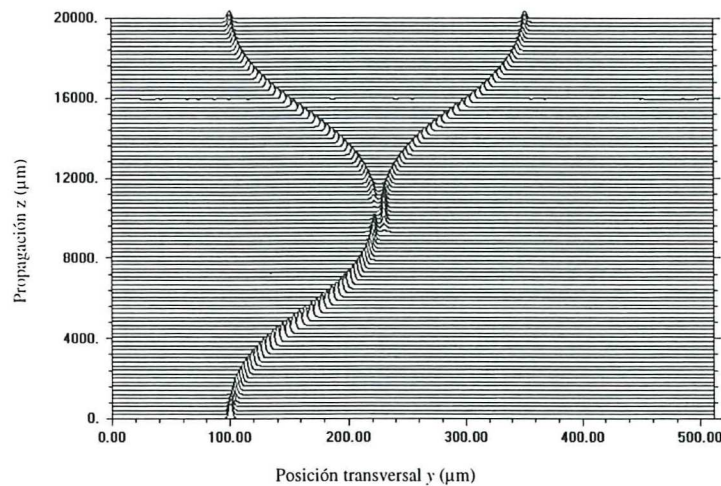


Figura 41. Propagación total a través del acoplador direccional de 2x2 simétrico 50/50. Pulso de entrada en g_1 .

separación en la región de acoplamiento $8 \mu\text{m}$, longitud de acoplamiento $L_c=1074\mu\text{m}$.

En la figura 42 se muestra el análisis de la potencia de salida del acoplador direccional, donde se puede apreciar una alta semejanza de la distribución de los pulsos de salida, los cuales tienen una potencia normalizada de $g_1 = 0.48$ y $g_2 = 0.47$.

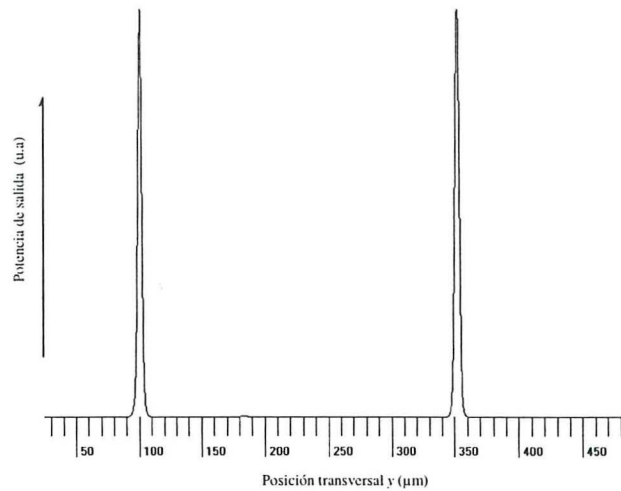
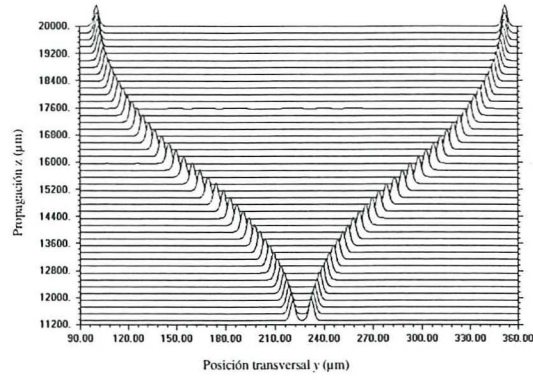
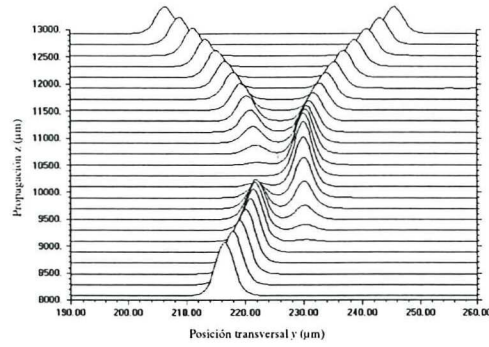


Figura 42. Potencia de salida para el acoplador direccional de 2×2 simétrico 50/50. Separación en la región de acoplamiento $8 \mu\text{m}$, longitud de acoplamiento $L_c = 1074 \mu\text{m}$.

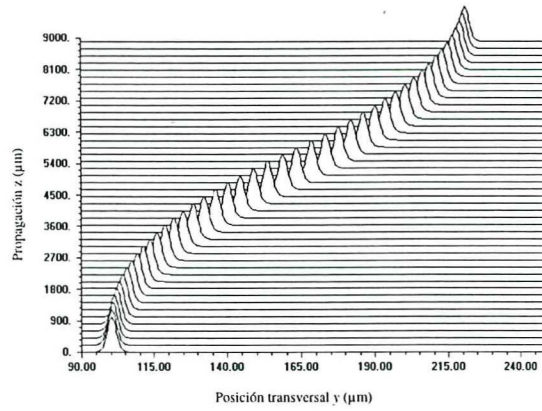
En la figura 43 se muestra un análisis de la propagación de la luz a través del acoplador, para las regiones de: entrada (figura 43a), longitud de acoplamiento (figura 43b) y a la salida (figura 43c).



(c)



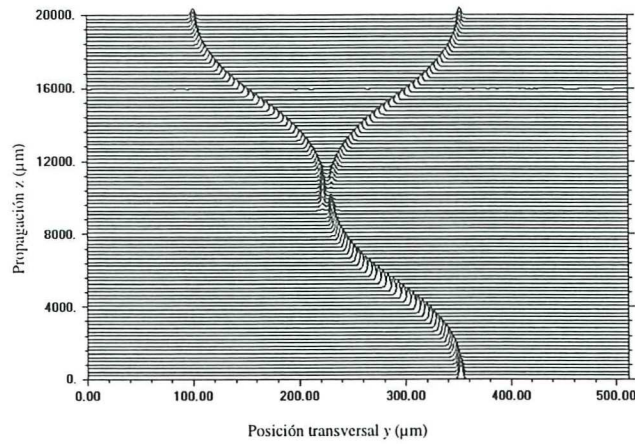
(b)



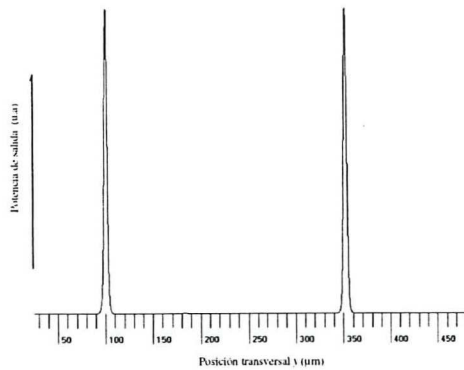
(a)

Figura 43. Propagación a través del acoplador direccional de 2x2 simétrico 50/50. Separación en la región de acoplamiento $8\ \mu\text{m}$, longitud de acoplamiento $L_c=1074\ \mu\text{m}$. a) para la entrada, b) región de acoplamiento y c) a la salida.

Posteriormente, se realizó un análisis del funcionamiento óptico del acoplador inyectando la luz en el otro ramal de entrada (g_2), encontrando como era de esperarse, resultados iguales, ver figura 44.



(a)



(b)

Figura 44 a) Propagación total a través del acoplador direccional de 2x2 simétrico 50/50. Pulso de entrada en g_2 , separación en la región de acoplamiento 8 μm , longitud de acoplamiento $L_c=1074 \mu\text{m}$. b) Potencia de salida.

Como fue descrito en el inciso c) que se requieren de 10 mm adicionales en las terminales del acoplador debido a las pérdidas de material durante el proceso de pulido; por lo cual fue necesario agregar estos 10 mm mas a cada una de las terminales del acoplador. El resultado obtenido de la simulación de la propagación de luz a través del circuito completo es mostrado en la figura 45.

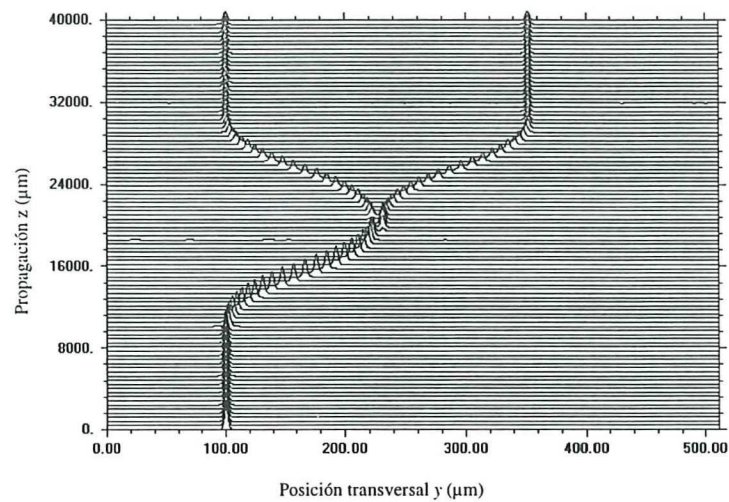


Figura 45. Propagación a través del acoplador direccional de 2x2 simétrico 50/50. Longitud total del circuito
4 cm.

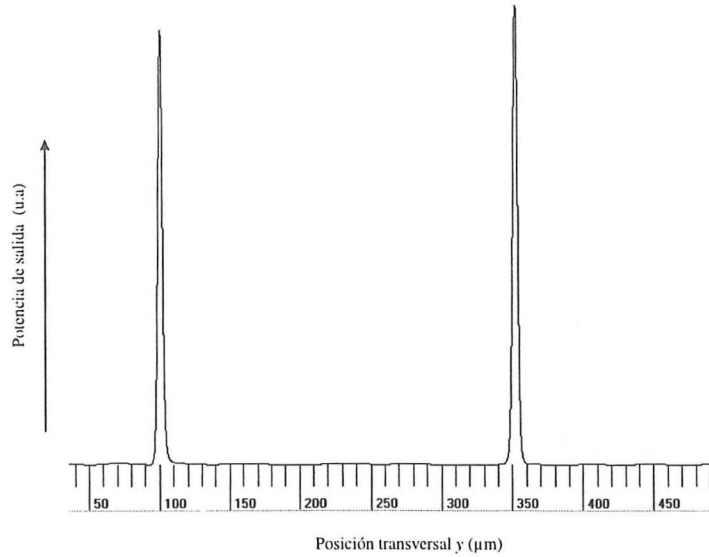


Figura 46. Pulso de salida para el acoplador direccional de 2x2 simétrico 50/50. Longitud total del circuito 4 cm.

En la figura 46 se muestra el análisis de la potencia de salida del acoplador direccional, se puede apreciar una alta similitud de la distribución de los pulsos de salida, los cuales tienen una potencia normalizada de $g_1 = 0.37$ y $g_2 = 0.38$. Como se puede apreciar se ha perdido aproximadamente un 12% de la señal en cada ramal debido a desacoplamientos entre las terminales del acoplador y las extensiones rectas adicionadas en los extremos del acoplador. Con la finalidad de solucionar el problema anterior se realizaron una serie de pruebas con desfases laterales entre las curvaturas-s y las líneas extremas añadidas con valores de 0, 0.5, 1 y 1.5 μm ; el análisis de la potencia de salida son mostrados en la Tabla VII.

Tabla VII. Evaluación del funcionamiento óptico del acoplador con diferentes defasamientos en las extensiones.

Defasamiento	Potencia de salida en g_1	Potencia de salida en g_2
0	0.48568	0.36278
0.5	0.45113	0.34395
1	0.38193	0.39741
1.5	0.29968	0.27688

Como se puede apreciar de la tabla VII el mejor resultado es obtenido cuando se tiene un defasamiento de $1\mu\text{m}$.

f) Generación del archivo de la mascarilla patrón (mascarilla para microlitografía).

Una vez concluida toda la etapa de diseño y evaluado el funcionamiento óptico del acoplador direccional se procede a transferir el esquema del diseño en un formato en código ASCII el cual es compatible con cualquier sistema comercial para fabricación de la mascarilla patrón. En particular, este diseño será enviado al laboratorio de óptica integrada de Besancon Francia donde poseen un sistema de fabricación de mascarilla patrón y se tiene un convenio de cooperación internacional. Posteriormente se procederá a realizar el proceso de fabricación y reproducción del mismo en el laboratorio de óptica integrada de CICESE.

CAPÍTULO VI

CONCLUSIONES

A continuación, presentaremos a modo de conclusión y en forma numerada, los resultados mas importantes ya discutidos en el capítulo anterior.

- 1) Se realizó el diseño de un acoplador direccional de 2x2 simétrico con potencia de salida 50/50, operando a una longitud de onda $\lambda=1.55 \mu\text{m}$ en forma monomodal y con capacidad de conexión a fibras ópticas.
- 2) Se realizó un análisis de la influencia de la separación S entre g_1 y g_2 en la región de acoplamiento sobre el funcionamiento óptico del acoplador para $S= 4, 6, 8$ y $10 \mu\text{m}$. encontrando que para las separaciones de 6 y $8 \mu\text{m}$ se logro una transferencia completa de potencia al final de la región de acoplamiento (L_c) indicándonos un funcionamiento característico de un acoplador direccional.
- 3) Para el diseño del acoplador con una separación de $S=4 \mu\text{m}$ no se encontró una transferencia completa en L_c , debido a que el perfil de difusión de este acoplador en la región de acoplamiento no presenta puntos de tunelaje óptico.

- 4) Por otro lado, para el diseño del acoplador con una separación $S=10\text{ }\mu\text{m}$ se encontró una transferencia parcial de la señal de potencia en L_c , como consecuencia de que no es eficiente el tunelaje óptico debido a la separación entre g_1 y g_2 .
- 5) El análisis del funcionamiento óptico del acoplador direccional con una $S=6\text{ }\mu\text{m}$ a diferentes valores de longitud de acoplamiento en el intervalo de $100\text{-}800\text{ }\mu\text{m}$ presento la primer transferencia completa para una $L_c \sim 400\text{ }\mu\text{m}$. Posteriormente se realizó un análisis del funcionamiento óptico para un intervalo de longitud de acoplamiento de $100\text{-}2600\text{ }\mu\text{m}$ mostrando un comportamiento periódico en la transferencia de potencia de g_1 a g_2 .
- 6) El análisis del funcionamiento óptico del acoplador direccional con una $S=8\text{ }\mu\text{m}$ a diferentes valores de longitud de acoplamiento en el intervalo de $100\text{-}3800\text{ }\mu\text{m}$ mostró un comportamiento periódico en la transferencia de potencia de g_1 a g_2 .
- 7) De los puntos 4, 5 y 6 se puede concluir que variando la longitud de acoplamiento se puede diseñar cualquier proporción de potencia de salida de los brazos del acoplador direccional de 2×2 por ejemplo $0/100$, $30/70$, $40/60$, etc.
- 8) En concordancia con el objetivo inicial de la tesis que fue el diseño de un acoplador direccional de 2×2 simétrico con una proporción de potencia de salida $50/50$ y operando

a una longitud de onda $\lambda=1.55 \mu\text{m}$ obtenido mediante difusión de iones de cobre en vidrio. A continuación se presenta el diseño y condiciones de difusión: condiciones de difusión: Temperatura 350°C , voltaje 10v, tiempo 10 minutos, espesor de la película de cobre (fuente de iones) $1 \mu\text{m}$ y ancho de la misma $4 \mu\text{m}$. Parámetros de diseño: Longitud de la curvatura-s $L_s=9463 \mu\text{m}$, Longitud de acoplamiento $L_c=1074 \mu\text{m}$, separación en la región de acoplamiento $S=8 \mu\text{m}$, Líneas extremas $L=10000 \mu\text{m}$.

- 9) El análisis del funcionamiento óptico del acoplador direccional descrito en el punto 8 presenta una potencia de salida de $g_1=0.48$ y $g_2=0.47$. Sin embargo este diseño del acoplador tiene 2 cm de longitud el cual presenta un riesgo debido a las pérdidas de dimensiones durante el proceso de pulido de las terminales que es del orden de 5 mm por cada lado con lo cual las dimensiones finales impedirían que se preservara las 250 μm de separación entre g_1 y g_2 necesarias para colocación de terminales de fibra ópticas.
- 10) Como consecuencia de lo anterior fue necesario agregar líneas rectas de 10000 μm en las extremidades del acoplador con la finalidad de asegurar de prevenir que el acoplador no fuera afectado por el proceso de pulido. Estas líneas introdujeron unas pérdidas adicionales al acoplador. Se realizó un análisis de defasamiento de acoplador-extremidad con la finalidad de minimizar estas pérdidas encontrando que un defasamiento de 1 μm entre las mismas produce una potencia de salida de $g_1=0.37$ y $g_2=0.38$.

- 11) El método de propagación de haz (BPM) y el método de Wentzel-Kramers-Brillouin (WKB) son métodos aproximados.

LITERATURA CITADA

- Saleh, B. E. A. y M.C Teich. 1991. "Fundamentals of photonics," John Wiley & Sons, INC. New York. 966 pp.
- Nishihara, H., M. Haruna and T. Suhura.. 1989. "Introduction to Optical Integrated Circuits," pp. 373.
- Izawa, T. and H. Nakagome. 1972. "Silver Ion-Exchanged Glass Waveguides," Appl. Phys. Lett., Vol. 2, pp. 584-586.
- Juichi, N., M. Fukuma, and O. Mikami. 1981. "Desing calculations for directional couplers fabricated by Ti-diffused LiNbO₃ waveguides," Appl. Opt., Vol. 20, No. 13. pp.2284-2290.
- Kapron, E. P., D.B. Keck, and R. D. Maurer. 1970. "Radiation Losses in Glass Optical Waveguides," Appl. Phys. Lett., Vol. 17, pp. 423-425.
- Márquez, H., D. Salazar, A. Villalobos, G. Páez and J. M. Rincón. 1995. "Experimental study of Cu⁺-Na⁺ exchanged glass waveguides," Appl. Opt., Vol.34, pp. 5817-5822.
- Miller, S. E. and L. C. Tillotson. 1966. "Optical Transmission Research," Appl. Opt., Vol.5, pp. 1538-1549.
- Miller, S. E. 1969. "Integrated Optics: an Introduction," Bell Syst. Tech. J., Vol. 48, pp. 2059-2068.
- Páez, G. 1996. "Fabricación y Caracterización de Guías de Onda Ópticas mediante difusión de iones de cobre," UABC, Ensenada, Baja California, México. Tesis de Licenciatura.
- Salazar, D., H. Porte and H. Márquez. 1997. "Optical channel waveguides by copper ion-exchange in glass," Appl. Opt., Vol.36. pp. 8987-8991.
- Najafi, S.I. 1992. "Introduction to Glass Integrated Optics," Artech House, Boston. pp.170.
- Villegas, L.J., H. Márquez y H. Porte. 1997. "Diseño de circuitos de óptica integrada del tipo divisores de potencia 1x2," Memorias del X Congreso Nacional de Física, Monterrey, Nuevo León.

APÉNDICE A

Obtención del perfil de índice de refracción para el acoplador y de las constantes de propagación para los modos simétrico y asimétrico.

$$i := 0..100 \quad y := 0..30$$

$$n_{y0} := 1.554 \quad n_{y0} \text{ es el índice de refracción } n + \Delta n.$$

$$n_{\text{efec}} := 1.594 \quad n_{\text{efec}} \text{ es el índice efectivo en el punto de retorno.}$$

$$n_s := 1.514 \quad n_s \text{ es el índice del sustrato.}$$

$$n_{y_i} := n_{y0} + i \cdot \frac{n_{\text{efec}} - n_{y0}}{100} \quad n_y \text{ es la constante de propagación normalizada para el modo simétrico.}$$

$$k := \frac{2 \cdot \pi}{1.55} \quad k \text{ es el número de onda } (\lambda \text{ en micras}).$$

$$y_1 := 12.7 \quad y_2 := 6.3 \quad y_1 \text{ y } y_2 \text{ son los puntos de retorno.}$$

$$S := 8 \quad h \text{ es el espaciado entre las guías de centro a centro (micras).}$$

$$\Delta n_{\text{max}} := 0.04 \quad \text{El máximo cambio de índice.}$$

$$d := 3.6 \quad d \text{ es la profundidad de la guía a } 1/e \text{ (micras).}$$

$$N_{x_y} := \left[n_s + \Delta n_{\text{max}} \left[\exp \left[- \left(\frac{y - 10}{d} \right)^2 \right] + \exp \left[- \left(\frac{y - (10 + S)}{d} \right)^2 \right] \right] \right] \quad \text{Perfil Gaussiano para la variación del índice de refracción.}$$

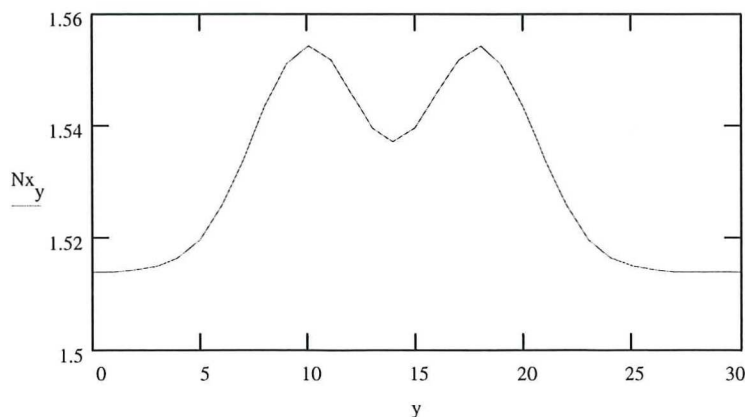


Figura 1. Perfil de índice de refracción para el acoplador direccional de 2x2 simétrico.

$$Iy_i := k \cdot \int_{y_2}^{y_1} \sqrt{\left[\left[n_s + \Delta n_{\max} \left[\exp \left[- \left(\frac{y-10}{d} \right)^2 \right] + \exp \left[- \left(\frac{y-(10+S)}{d} \right)^2 \right] \right] \right]^2 - (ny_i)^2 \right]} dy$$

$$Ic_i := \left(\frac{3 \cdot \pi}{2} \right) + \left[\left(\frac{1}{y_2 - \frac{S}{2}} \right) \cdot \int_{y_2}^{\frac{S}{2}} \operatorname{atan} \left[\tanh \left[k \cdot \sqrt{\left[(ny_i)^2 - (n_{\text{efec}})^2 \right] \cdot (i-10)} \right] \right] dy \right]$$

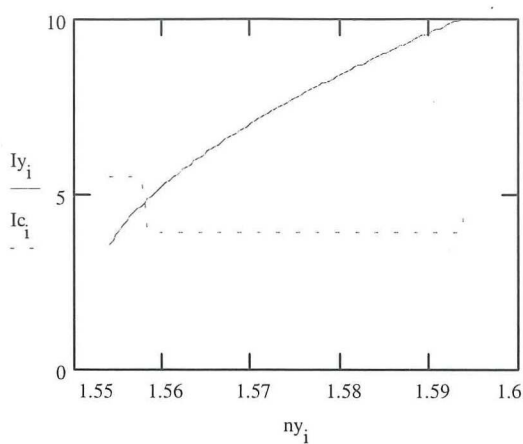


Figura 2. Intersección de la parte izquierda y derecha de la ecuación 89.