

**Centro de Investigación Científica y de  
Educación Superior de Ensenada**



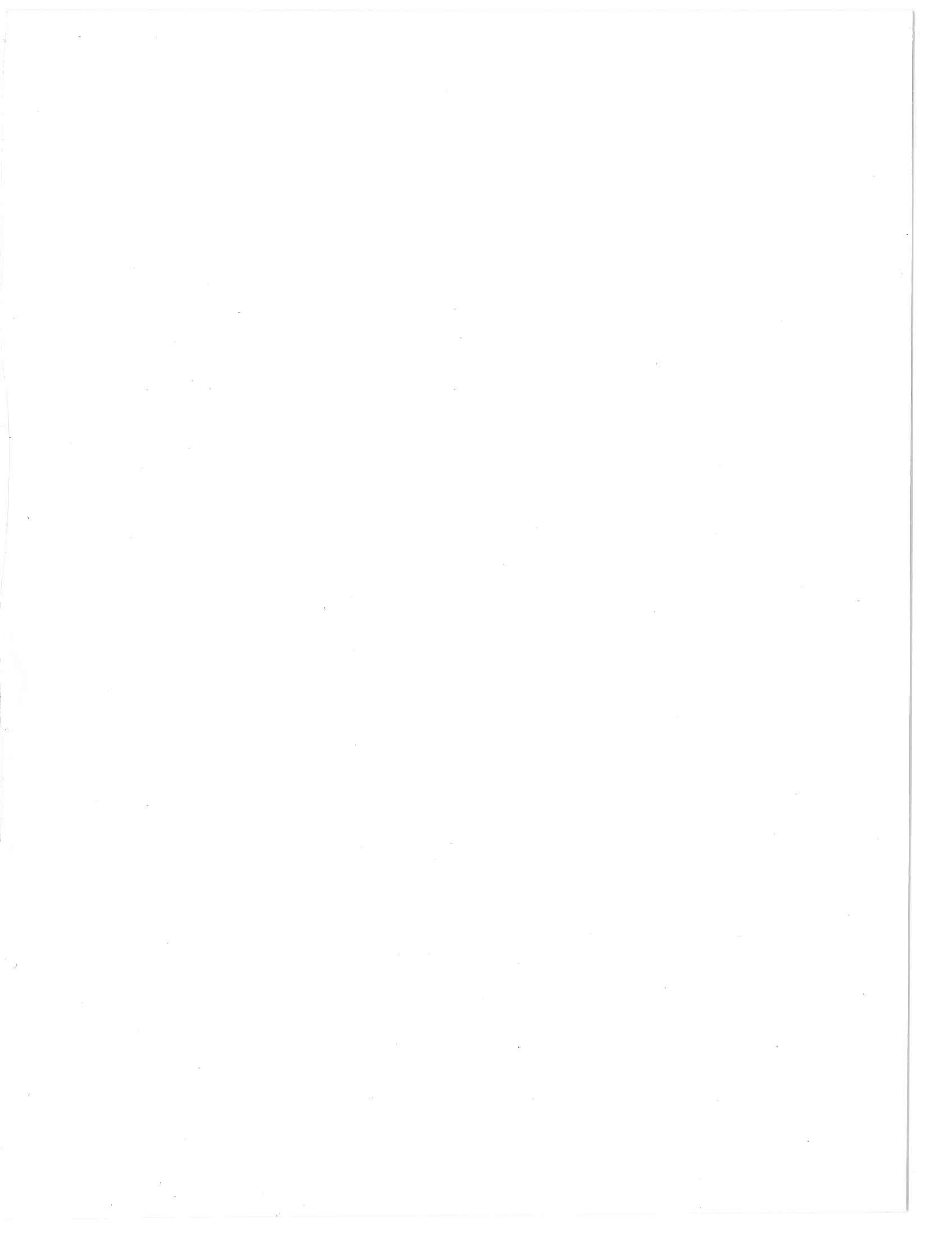
**ESTUDIO DE UN TRANSDUCTOR DE TEMPERATURA  
DE OPTICA INTEGRADA TIPO FABRY-PEROT**

**TESIS  
MAESTRIA EN CIENCIAS**

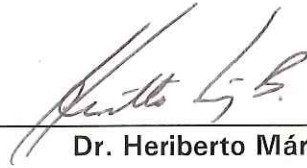
**JESSICA LILIAN ANGEL VALENZUELA**

Ensenada, Baja Cfa., Mexico.

Noviembre de 1999.



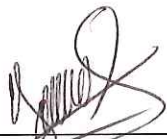
TESIS DEFENDIDA POR  
**Jessica Lilian Angel Valenzuela**  
Y APROBADA POR EL SIGUIENTE COMITÉ



---

**Dr. Heriberto Márquez Becerra**

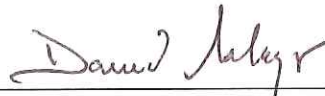
*Director del Comité*



---

**Dr. Horacio Soto Ortiz**

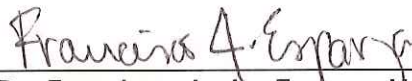
*Miembro del Comité*



---

**Dr. David Salazar Miranda**

*Miembro del Comité*



---

**Dr. Francisco Javier Esparza Hernández**

*Miembro del Comité*



---

**Dr. Eugenio Rafael Méndez Méndez**

*Jefe del Departamento de Óptica*



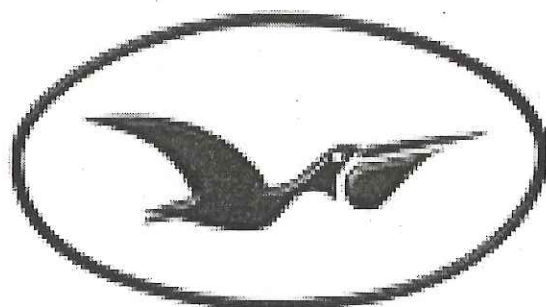
---

**Dr. Federico Graef Ziehl**

*Director de Estudios de Posgrado*

23 de noviembre de 1999

CENTRO DE INVESTIGACIÓN CIENTÍFICA Y  
DE EDUCACIÓN SUPERIOR DE ENSENADA



**CICESE**

DIVISIÓN DE FÍSICA APLICADA

DEPARTAMENTO DE ÓPTICA

**ESTUDIO DE UN TRANSDUCTOR DE TEMPERATURA DE ÓPTICA  
INTEGRADA TIPO FABRY-PEROT**

TESIS:

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

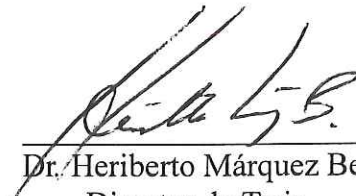
Jessica Lilian Angel Valenzuela

Ensenada Baja California, Noviembre de 1999.

**RESUMEN de la Tesis de Jessica Lilian Angel Valenzuela, presentada como requisito parcial, para la obtención del grado de MAESTRO EN CIENCIAS en ÓPTICA. Enseñada, Baja California, México. Noviembre de 1999.**

## **ESTUDIO DE UN TRANSDUCTOR DE TEMPERATURA DE ÓPTICA INTEGRADA TIPO FABRY-PEROT**

Resumen aprobado por:



---

Dr. Heriberto Márquez Becerra  
Director de Tesis

El presente trabajo de tesis comprende un estudio teórico y experimental de un transductor de temperatura de óptica integrada tipo Fabry-Perot que opera en el modo de transmisión. El transductor consiste de una guía de onda angosta de índice de gradiente y de dos espejos dieléctricos semirreflectores en las caras de entrada y salida de la guía, que conforman la cavidad resonante. La guía de onda angosta de índice de gradiente es obtenida por medio de una difusión primaria de cobre por fuente de estado sólido asistida por campo eléctrico y un proceso de difusión secundaria, la cual es por baño de sales o por medio de baño de sales asistido por un campo eléctrico externo. Se fabricaron diferentes guías de onda angostas que operan en el régimen monomodal y multimodal.


A la entrada del transductor se acopla una fuente de luz láser y en la señal de salida se observan los efectos que se producen en el transductor debido a una variación de temperatura. La temperatura produce cambios, tanto en el índice efectivo de la guía de onda como en la longitud de la cavidad resonante que se forma con esta guía. Esto se traduce a cambios de intensidad en la señal de salida del transductor. Se obtuvieron resultados que nos permiten determinar el parámetro de cambio de temperatura de media onda ( $T\pi$ ) de los diferentes transductores analizados.

Palabras clave: guía de onda angosta, transductor de temperatura, cavidad resonante y cambio de fase.

**ABSTRACT of the Thesis of Jessica Lilian Angel Valenzuela, presented as partial requirement to obtain the MASTER IN SCIENCES grade in OPTICS. Ensenada, Baja California, México. November 1999.**

**STUDY OF A INTEGRATED OPTICAL TEMPERATURE  
TRANSDUCER TYPE FABRY-PEROT.**

Abstract approved by:

  
Dr. Hériberto Márquez Becerra  
Thesis advisor

This thesis comprises a theoretical and experimental study of an integrated optical temperature transducer type Fabry-Perot that operates in transmission mode. The transducer consists of a gradient index channel waveguides and two dielectrics mirrors on the input and output faces of the waveguide, they conform the resonant cavity. Channel waveguides were obtained by means of an ionic primary exchange process followed by a secondary diffusion process. The primary process is obtained by means of a difussion technique of  $\text{Cu}^+$  ions by a solid state technique. The secondary process is obtained by means of a salt melt bath or salt melt bath assisted by electric field. Several channel waveguides were manufactured and they operate in the regime monomodal and multimodal.

Laser light is coupled onto input face of the transducer and the light variations of output face were detected and attributed to the temperature changes induced in the transducer. The effective index of the waveguide and the resonant cavity length are sensitive to the temperatura variations. This variations are translated to changes of intensity in the output signal of the transducer.  $T\pi$  parameter, that is the halfwave temperature change was determined for several transducers analyzed.

Keywords: channel waveguides, temperature transducer, resonant cavity.

## DEDICATORIA

A mis padres, MIGUEL ANGEL FREGOSO y MANUELA VALENZUELA ARMAS por su amor y apoyo incondicional, por la libertad para elegir mi camino.

A mis hermanas MARGARITA GUADALUPE y NELLY LUCIA por su amor, comprensión y por todos los grandes momentos compartidos.

A EFREN por su comprensión y apoyo, por todo lo que significa para mi.

# AGRADECIMIENTOS

A DIOS por el don de la vida.

A mis PADRES y HERMANAS, mis abuelos, a mi tía Concepción por ser mi segunda madre y a toda mi FAMILIA por todo lo que me han brindado, porque aunque lejos, siempre han estado conmigo.

A EFREN por todo el apoyo que me ha brindado, la gran paciencia que siempre ha tenido conmigo y por los bonitos y no tan bonitos momentos compartidos.

Al Dr. Heriberto Márquez Becerra, por ser aparte de mi director de tesis, mi amigo; por la paciencia y el apoyo que me brindó para la conclusión de este trabajo.

A los Dres. Alfonso García Weidner, Francisco Javier Esparza Henández, David Salazar Miranda y Horacio Soto Ortíz, por sus comentarios y por ser parte de mi comité de tesis.

A Rosy, mi amiga incondicional.

A mis amigos Javier, Francisco y Arlette por emprender esta gran aventura y locura juntos.

A la Sra. Cristina Alvarez y Ana Cristina por todo su amor y apoyo desde que llegue aquí, por ser mis amigas.

A Luis y la señora Lupita, por todo el apoyo y la ayuda que me brindaron en estos últimos meses.

Al grupo de trabajo de óptica integrada, Néstor y Javier por su apoyo y comentarios para este trabajo. A Rocío por su apoyo en estos últimos días. A Alma por ser mi amiga, que aunque lejos, siempre estuvo cerca para apoyarme.

A mis compañeros de generación 97-99, Jorge, Adriana, Fernando, Enrique, Israel y Alejandro por los grandes y pequeños momentos compartidos.

A los compañeros de óptica y optoelectrónica Jorge Alejandro, Patricia, Fernando, Carlos, Rodolfo, Juan y a Fabián por las porras de apoyo.



A doña "O", Caro, Olga, Rosy, Marcia, Citlali e Ivonne, por la ayuda brindada siempre que las necesite.

A Javier Dávalos por su ayuda en el taller de óptica.

Al CICESE por el apoyo recibido.

Al CONACYT, por el apoyo recibido, número de becario 118434.

Al proyecto de CONACYT 28124A.

# CONTENIDO

	<u>Página</u>
Capítulo I.- Introducción.	1
I.1.- Objetivo.	2
I.2.- Organización de la tesis.	2
Capítulo II.- Teoría de guías de onda ópticas.	4
II.1.- Guías de onda planas.	5
II.1.1.- Guías de onda en espejos planos.	5
II.1.2.- Clasificación de guías de onda 2-D.	6
II.1.3.- Ecuaciones de onda en guías de onda planas dieléctricas.	10
II.1.4.- Dispersión de los modos guiados.	12
II.2.- Guías de ondas planas de índice de gradiente.	16
II.2.1.- Método de aproximación de rayos.	17
II.2.2.- Método WKB.	22
II.3.- Guías de onda 3-D.	25
II.3.1.- Método Marcatili.	27
II.3.2.- Método del índice efectivo.	30
II.3.3.- Diseño de guías de onda 3-D de índice gradiente.	31
Capítulo III.- Principio de operación de sensores de temperatura en óptica integrada.	35
III.1.- Microsensores ópticos innovativos.	35
III.2.- Sensores tipo Fabry-Perot.	37
III.2.1.- Sensores de fibra óptica.	39
III.2.1.1.- Teoría del resonador óptico Fabry-Perot.	41
III.2.1.2.- Cambio de fase del resonador óptico Fabry-Perot.	42
III.2.1.3.- Sensor de temperatura de fibra óptica tipo Fabry-Perot.	43
III.3.- Sensores de óptica integrada.	46

## CONTENIDO (continuación)

III.3.1.- Transductores de temperatura de óptica integrada tipo Mach-Zehnder.	47
III.3.2.- Transductores de temperatura de óptica integrada tipo Fabry-Perot.	51
Capítulo IV.- Proceso experimental.	55
IV.1.- Fabricación de guías de onda.	55
IV.1.1.- Fabricación de las mascarillas.	56
IV.1.2.- Proceso de difusión.	58
IV.I.2.1.- Difusión primaria por fuente de estado sólido asistido por campo eléctrico.	60
IV.I.2.2.- Difusión secundaria por baño de sales.	61
IV.I.2.3.- Difusión secundaria por baño de sales asistido por campo campo eléctrico.	61
IV.1.3.- Proceso de corte, esmerilado y pulido.	62
IV.2.- Fabricación del transductor de temperatura tipo Fabry-Perot.	63
IV.2.1- Depósito de películas para la fabricación de los reflectores.	63
IV.3- Montaje experimental.	65
IV.3.1- Parámetros físicos variables con la temperatura.	65
IV.3.2- Arreglo experimental para el transductor de temperatura de óptica integrada tipo Fabry-Perot.	68
IV.3.3- Toma de datos experimentales.	68
IV.3.4- Procesamiento de datos experimentales para obtención de resultados	69
Capítulo V.- Resultados.	72
V.1.- Cambio de temperatura de media onda ( $T\pi$ ).	72
V.2.- Mediciones de un transductor de temperatura de una guía de onda multimodal.	73

## CONTENIDO (continuación)

V.3.- Mediciones de un transductor de temperatura de una guía de onda monomodal:	78
V.3.1- Mediciones de un transductor de temperatura de guías de onda fabricadas por difusión primaria por fuente de estado sólido asistida por campo eléctrico.	78
V.3.2- Mediciones de un transductor de temperatura de guías de onda fabricadas por difusión secundaria por baño de sales.	83
V.3.2.1.- Operación del transductor de temperatura para el rango de 22.4°C a 30.3°C.	84
V.3.2.2.- Operación del transductor de temperatura para el rango de 31.5°C a 36.2°C.	87
V.3.2.3.- Operación del transductor de temperatura para el rango de 36.8°C a 40.1°C.	88
VI.- Conclusiones.	93
Bibliografía.	96

## LISTA DE FIGURAS

<u>Figura</u>		<u>Página</u>
1.-	Guías de onda ópticas: a) plana; b) canal; c) cilíndrica	5
2.-	Guía de onda plana de espejos.	6
3.-	Condición de autoconsistencia: cuando una onda se refleja dos veces se duplica a sí misma. b) Los ángulos para los cuales la condición de autoconsistencia es satisfecha, las dos ondas interfieren y crean un patrón que no cambia con $y$ .	7
4.-	Guías de onda ópticas 2-D. a) estructura básica de una guía de onda, b) guía de onda de índice de escalón, c) guía de onda de índice de gradiente.	8
5.-	Propagación de los modos en forma de zig-zag a lo largo de una guía de onda óptica.	9
6.-	Diagrama del vector de onda.	10
7.-	Distribución del campo eléctrico de los modos guiados TE.	14
8.-	Curva de dispersión de la guía de onda plana de índice de escalón.	15
9.-	Perfil de guía de índice de gradiente, $\Delta n$ es el incremento del índice y $d$ la profundidad de difusión.	17
10.-	Análisis del método de aproximación de rayos.	18
11.-	Curvas de dispersión para guías de onda de índice de gradiente con un perfil de índice gaussiano.	21
12.-	Perfil del índice de una guía de onda simétrica de índice de gradiente.	22
13.-	Solución de la ecuación de onda derivado por el método WKB. Modelo de energía del electrón y clasificación de los modos.	23
14.-	Solución de la ecuación de onda derivada por el método WKB. Distribución del campo eléctrico de los modos guiados.	24
15.-	Estructura básica de una guía de onda profunda.	26

## LISTA DE FIGURAS (continuación)

16.-	Vista de la sección transversal de la guía de onda 3-D con un perfil de índice de escalón cuyo análisis de aproximación es por el método Marcatili.	28
17.-	Distribución del campo del modo simétrico y asimétrico en guías de onda 3-D.	29
18.-	Modelo analítico para el método de índice efectivo.	30
19.-	Guía de onda de índice de gradiente que presenta un perfil de índice Gaussiano en las direcciones $x$ y $y$ , donde $n(x)=n_x \exp(-x^2/d_x^2)$ y $n(y)=n_s - \Delta n_y \exp(-y^2/d_y^2)$ , donde $n_s$ es el índice del sustrato y $n_{fx}$ es el $\Delta n$ máximo.	32
20.-	Propagación monomodal en el rango de la guía de onda de índice de gradiente 3-D.	34
21.-	Relación de entrada y salida en un sensor de intensidad.	37
22.-	Onda incidente sobre el etalon Fabry-Perot.	41
23.-	La diferencia de camino óptico está dada por $\Delta L = AB + BC = l \frac{\cos 2\theta}{\cos \theta} + \frac{L}{\cos \theta} = 2L \cos \theta$ por lo tanto el cambio de fase queda como $\phi = \frac{2\pi(\Delta L)n}{\lambda} = \frac{4\pi n L \cos \theta}{\lambda}$ .	42
24.-	Sensor de temperatura de fibra óptica tipo Fabry-Perot en reflexión.	44
25.-	Guías de onda fundamentales.	46
26.-	El interferómetro de Mach-Zehnder.	48
27.-	Interferómetro Mach-Zehnder simétrico de guías de onda ópticas.	49
28.-	Versión de un interferómetro Mach-Zehnder con longitudes de los brazos diferentes.	50
29.-	Guías de onda con espejos semirreflectores en las caras de las guías.	51

## LISTA DE FIGURAS (continuación)

30.-	Proceso de fabricación de guías de onda ópticas.	59
31.-	Circuito utilizado para la realización de la difusión primaria.	60
32.-	Difusión secundaria por baño de sales.	61
33.-	Difusión secundaria por baño de sales asistida por campo eléctrico.	62
34.-	Representación esquemática de las principales componentes de la evaporadora Edwards 306 y del sistema monitor utilizados para el depósito de los recubrimientos.	64
35.-	Arreglo experimental con fuente de calentamiento de plancha de metal y toma de datos por medio de una cámara CCD.	69
36.-	Arreglo experimental con fuente de calentamiento de plancha de metal y toma de datos por medio del fotodetector con salida a una graficadora.	70
37.-	Conjunto de imágenes que se tomaron para obtener los datos, éstas imágenes van de 34.3°C a 34.5°C.	71
38.-	Datos experimentales obtenidos por medio de la graficadora y escaneados para su proceso, este cambio de fase va de 26°C a 29.5°C.	71
39.-	Imagen de la salida de luz de un transductor de temperatura de una guía de onda multimodal.	75
40.-	Medición de intensidad de un transductor de temperatura de una guía de onda multimodal, la temperatura varía de 24.2°C a 26.7°C.	76
41.-	Medición de intensidad de un transductor de temperatura de una guía de onda multimodal, la temperatura varía de 24.2°C a 24.6°C	76
42.-	Imagen de la salida de luz de un transductor de temperatura de una guía de onda multimodal.	77
43.-	Medición de intensidad de un transductor de temperatura de una guía de onda multimodal, la temperatura varía de 24.9°C a 27.6°C	77

## LISTA DE FIGURAS (continuación)

44.-	Medición de intensidad de un transductor de temperatura de una guía de onda multimodal, la temperatura varía de 24.9°C a 25.5°C	78
45.-	Imagen de la salida de luz de un transductor de temperatura de una guía de onda monomodal.	80
46.-	Resultado teórico para el transductor monomodal de $n=1.5667$ con variación de temperatura de 22.8°C a 25.3°C.	81
47.-	Resultado experimental para el transductor monomodal de $n=1.5667$ con variación de temperatura de 22.8°C a 25.3°C.	81
48.-	Resultado teórico para el transductor monomodal de $n=1.5667$ con variación de temperatura de 23.4°C a 24°C.	82
49.-	Resultado experimental para el transductor monomodal de $n=1.5667$ , $L=32mm$ con una variación de temperatura de 23.4°C a 24°C y $T\pi=0.2^\circ C$ .	82
50.-	Luz de salida del transductor de temperatura de una guía de onda monomodal.	85
51.-	Resultado teórico para el transductor monomodal de $n=1.5388$ con una variación de temperatura de 22.4°C a 30.3°C.	85
52.-	Resultado experimental para el transductor monomodal de $n=1.5388$ con variación de temperatura de 22.4°C a 30.3°C.	86
53.-	Resultado teórico para el transductor monomodal de $n=1.5388$ con variación de temperatura de 22.4°C a 23°C.	86
54.-	Resultado experimental para el transductor monomodal de $n=1.5388$ con variación de temperatura de 22.4°C a 23°C.	87
55.-	Resultado teórico para el transductor monomodal de $n=1.5388$ con variación de temperatura de 31.5°C a 36.2°C.	88
56.-	Resultado experimental para el transductor monomodal de $n=1.5388$ con variación de temperatura de 31.5°C a 36.2°C.	89



## LISTA DE FIGURAS (continuación)

57.-	Resultado teórico para el transductor monomodal de $n=1.5388$ con variación de temperatura de $34^{\circ}\text{C}$ a $35.2^{\circ}\text{C}$ .	89
58.-	Resultado experimental para el transductor monomodal de $n=1.5388$ con variación de temperatura de $34^{\circ}\text{C}$ a $35.2^{\circ}\text{C}$ .	90
59.-	Resultado experimental para el transductor monomodal de $n=1.5388$ con variación de temperatura de $36.8^{\circ}\text{C}$ a $40.1^{\circ}\text{C}$	91
60.-	Resultado teórico para el transductor monomodal de $n=1.5388$ con variación de temperatura de $36.8^{\circ}\text{C}$ a $40.1^{\circ}\text{C}$	91
61.-	Resultado teórico para el transductor monomodal de $n=1.5388$ con variación de temperatura de $39.1^{\circ}\text{C}$ a $39.8^{\circ}\text{C}$ .	92
62.-	Resultado experimental para el transductor monomodal de $n=1.5388$ con variación de temperatura de $39.1^{\circ}\text{C}$ a $39.8^{\circ}\text{C}$ .	92

## LISTA DE TABLAS

<u>Tabla</u>		<u>Página</u>
I.-	Composición química del substrato con sus respectivos pesos y valores para el cálculo de $dn/dT$ (*sólo de 0 a 12 por ciento).	66
II.-	Pruebas de calentamiento y enfriamiento realizadas para los transductores de temperatura de guías de onda multimodal.	74
III.-	Pruebas de calentamiento y enfriamiento realizadas para los transductores de temperatura de guías de onda monomodal.	79
IV.-	Pruebas de calentamiento y enfriamiento realizadas para los transductores de temperatura de guías de onda monomodal.	83

# ESTUDIO DE UN TRANSDUCTOR DE TEMPERATURA DE ÓPTICA INTEGRADA TIPO FABRY-PEROT.

## Capítulo I. Introducción.

Las guías de onda ópticas de índice de gradiente, fabricadas en vidrio por técnicas de difusión de iones, han sido la base para el desarrollo de sistemas pasivos de óptica integrada usados en comunicaciones ópticas. Las guías de onda ópticas son el componente principal para el desarrollo de la óptica integrada con aplicaciones potenciales en el área de telecomunicaciones y transductores ópticos.

La tecnología de óptica integrada para sistemas de medición ha recibido una gran atención. Especialmente las novedosas estructuras de la óptica integrada en aplicaciones prácticas para el área de sensores y transductores. La ventaja de usar una estructura de guía de onda para construir sensores y transductores es debido a que es posible integrar diferentes componentes dentro de un simple sustrato, lo cual proporciona un grado superior de miniaturización, estabilidad y fiabilidad.

Generalmente se han construido sensores de óptica integrada por medio de la estructura interferométrica de dos haces de luz. Para medir una variable física, por ejemplo temperatura, presión, humedad, etc., ésta debe inducir un cambio de fase al haz de luz guiado en el interferómetro; el cual es convertido a un cambio en la intensidad por la interferencia con el haz de referencia [Syms, 1985]. La estructura interferométrica ofrece una alta sensibilidad y precisión en las mediciones, al mismo tiempo que se requiere de un circuito óptico estable y es por esto que la tecnología de óptica integrada juega un papel importante en las aplicaciones de sensores. Recientemente los sensores de temperatura de interferometría de haces múltiples o resonadores tipo Fabry-Perot se han utilizado para la modulación de intensidad del haz de luz guiado [Izutsu et. al., 1986].

Los sensores de óptica integrada basados en la cavidad Fabry-Perot se usan por su versatilidad, por ejemplo para sensores de humedad, presión y/o temperatura, etc. Este

tipo de sensores detectan cambios en la longitud del camino óptico inducidos por un cambio en el índice de refracción o en la longitud física de la cavidad. Usar la óptica integrada hace más atractiva la construcción de este tipo de sensores pues reducen significativamente el tamaño y el costo del elemento transductor. Otra ventaja de los sensores Fabry-Perot en miniatura es que fuentes de luz de baja coherencia pueden ser usados para generar la señal interferométrica. En los transductores de óptica integrada tipo Fabry-Perot, los espejos de la cavidad pueden ser películas dieléctricas o películas de metal depositadas o evaporadas durante el proceso de manufactura del transductor [Kim y Neidirk, 1996] .

### **I.1. Objetivo.**

Estudio teórico-experimental de un transductor de temperatura de óptica integrada tipo Fabry-Perot. Este tipo de transductor consistirá principalmente de una guía de onda angosta de índice de gradiente fabricada por difusión de iones de cobre y dos espejos dieléctricos semirreflectores para formar la cavidad resonante.

### **I.2. Organización de la tesis.**

El capítulo I consiste de una introducción al trabajo presentado en esta tesis y plantear el objetivo de la misma.

En el capítulo II se presenta la teoría básica de las guías de onda planas de índice de escalón y de índice de gradiente. Además se presenta la teoría de guías de onda angostas de índice de gradiente por medio del método de Marcatili y de índice efectivo.

En el capítulo III se presenta el principio de operación de los sensores de temperatura de óptica integrada. Primeramente se estudia el resonador óptico Fabry-Perot con su correspondiente cambio de fase, así como también se presentan las antecedentes de los sensores de óptica integrada, siendo estos los sensores de fibra óptica. Además se analiza el transductor de óptica integrada tipo interferómetro Mach-Zehnder. Por último, se presenta el transductor de óptica integrada tipo Fabry-Perot y el cambio de fase que sufre al aplicársele

una perturbación dada, en este caso la temperatura.

En el capítulo IV se explica el desarrollo experimental que se siguió para llegar a satisfacer el objetivo de este trabajo. En este capítulo se describe la fabricación de las guías de onda con sus diferentes procesos de difusión, la fabricación del transductor de temperatura tipo Fabry-Perot, los diferentes arreglos experimentales utilizados para la obtención de los datos, los parámetros físicos que son variables respecto a la temperatura y por último se describen los métodos utilizados para el procesamiento de los datos obtenidos.

En el capítulo V se presenta el análisis de los resultados obtenidos de la fabricación de las guías de onda y de la caracterización óptica del transductor de temperatura de óptica integrada tipo Fabry-Perot.

Finalmente se presenta el capítulo VI, donde se muestran las conclusiones de este trabajo de tesis.

## Capítulo II. Teoría de Guías de onda ópticas.

Instrumentos ópticos convencionales hacen uso de la luz, la cual es transmitida en forma de haces que son colimados, transmitidos, enfocados o desviados por espejos, lentes y prismas. Los haces son difractados o ensanchados pero pueden ser reenfocados usando lentes y espejos. También estos haces pueden ser obstruidos o esparcidos por diferentes objetos, esta forma de transmisión de la luz en el espacio libre es la base de los sistemas ópticos. Actualmente se ha desarrollado una nueva tecnología para transmitir la luz a través de conductos dieléctricos llamados guías de onda ópticas, estas proporcionan la transmisión de la luz en grandes distancias, sin hacer uso de la retransmisión por lentes. Las guías de onda ópticas tienen importantes aplicaciones al direccionar o guiar la luz a diferentes lugares, establecen seguridad en las comunicaciones, y en la fabricación de componentes ópticos y optoelectrónicos en miniatura que requieren confinar luz [Saleh y Teich, 1991] .

El concepto básico del confinamiento de la luz es simple. Un medio de un índice de refracción envuelto en un medio de índice de refracción mas bajo actúa como una trampa de luz dentro de la cual los rayos ópticos se mantienen confinados por medio de múltiples reflexiones internas en la frontera. Este efecto facilita el confinamiento de la luz generado dentro de un medio de índice de refracción alto, conductos de luz, es decir guías que transportan la luz de una locación a otra.

Una guía de onda es un conducto de luz que puede ser plana, de canal o un cilindro (fibra) de material dieléctrico rodeado por otro material dieléctrico de índice de refracción mas bajo, ver figura 1. La luz se transporta a través del medio interno sin radiación dentro del medio que lo rodea. La guía de onda mas usada es la fibra óptica que consiste en dos cilindros concéntricos de material dieléctrico de pérdidas bajas como el vidrio.

La óptica integrada es la tecnología que integra varios sistemas y componentes ópticos para la generación, enfocamiento, división, combinación, aislamiento, polarización, acoplamiento, intercambio, modulación y detección de la luz, todo esto sobre un simple substrato. Las guías de onda ópticas proporcionan la conexión entre estos componentes.

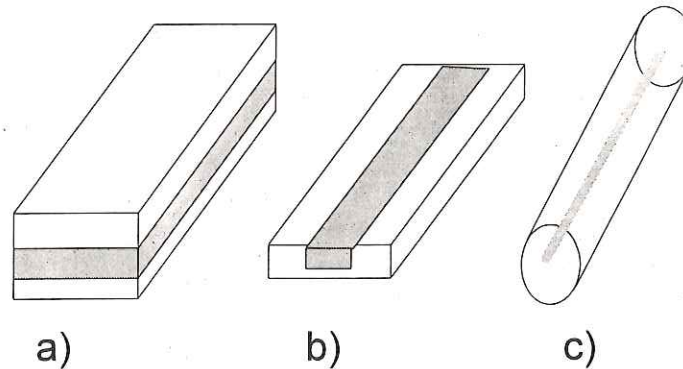


Figura 1.- Guías de onda ópticas: a) plana; b) canal; c) cilíndrica.

La óptica integrada tiene como meta la miniaturización de la óptica de la misma forma que los circuitos integrados en la electrónica.

## II.1. Guías de ondas planas.

### II.1.1. Guías de onda en espejos planos.

Analicemos la propagación en una guía de onda plana constituida por dos espejos paralelos planos infinitos separados por una distancia  $d$ , ver figura 2. Los espejos son asumidos como ideales, reflejan toda la luz sin pérdidas. Un rayo de luz forma un ángulo  $\theta$  con los espejos, esto se ilustra en el plano  $x - y$ , este rayo se refleja y rebota entre los espejos sin causar pérdidas de energía. El rayo es guiado a lo largo de la dirección  $y$ .

Si hacemos un análisis electromagnético (TEM) aproximado para cada rayo óptico en una onda plana transversal, el campo electromagnético total es la suma de todas esas ondas planas.

Considerando una onda plana monocromática con  $\lambda = \lambda_0/n$ ,  $k = nk_0$  y  $c = c_0/n$ , en donde  $n$  es el índice de refracción del medio entre los espejos,  $\lambda$  la longitud de onda y  $k$  el vector de onda. La onda está polarizada en la dirección  $z$ , ver figura 2, y su vector de

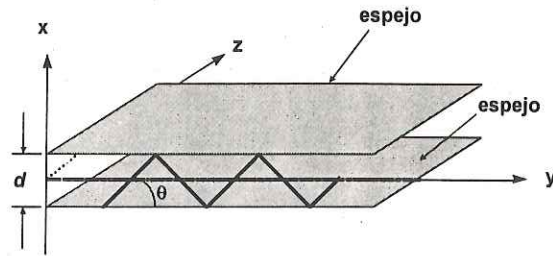


Figura 2.- Guía de onda plana de espejos.

onda está en el plano  $x$ - $y$  a un ángulo  $\theta$  con el eje  $y$ . Continuando con la trayectoria del rayo óptico, la onda se refleja del espejo superior, viaja un ángulo  $-\theta$ , y se refleja en el espejo inferior y viaja en un ángulo  $\theta$ , y así sucesivamente. El campo eléctrico es paralelo al espejo y cada reflexión es acompañada por un cambio de fase de  $\pi$ , la amplitud y la polarización no cambian. El cambio de fase de  $\pi$  asegura que la suma de cada onda y su reflexión den un campo total cero en los espejos.

La condición de autoconsistencia requiere que las ondas se reflejen dos veces para volver a reproducirse, ver figura 3, así, tenemos dos ondas planas diferentes. Los campos que satisfacen la condición de autoconsistencia, son llamados modos de la guía de onda. Los modos son campos que mantienen la misma distribución transversal y polarización en todas las distancias a lo largo del eje de la guía de onda. La condición de autoconsistencia garantiza esta forma de invariancia [Saleh y Teich, 1991].

### II.1.2. Clasificación de guías de onda 2-D.

Básicamente, películas delgadas depositadas sobre un substrato dieléctrico transparente son usadas como guías de onda ópticas si el índice de la película es mas alto que el índice del substrato. La estructura básica de las guías de onda se mostraron en la figura 1, sin embargo, existe otra forma de clasificarlas y esta se muestra en la figura 4 [Nishihara et al., 1989].

Las estructuras básicas de las guías de onda se muestran en la figura 4, con el perfil del



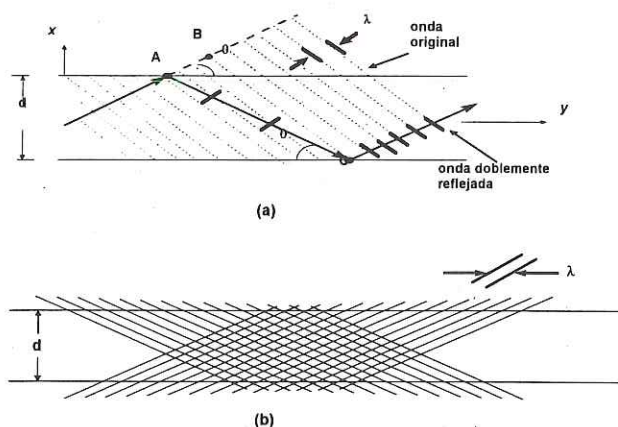


Figura 3.- a) Condición de autoconsistencia: cuando una onda se refleja dos veces se duplica a si misma. b) Los ángulos para los cuales la condición de autoconsistencia es satisfecha, las dos ondas interfieren y crean un patrón que no cambia con  $y$ .

índice a lo largo de la profundidad, donde los índices de la cubierta, de la guía y del substrato son  $n_c$ ,  $n_f$  y  $n_s$ , respectivamente. La luz no puede ser guiada a menos que  $n_f > n_s > n_c$ . La guía de onda de la figura 4(a) se conoce como guía de onda plana o guía de onda 2-D, esto es porque el confinamiento de la luz solo se da en la dirección  $x$ . Desde el punto de vista del perfil del índice, se consideran dos tipos de guías de onda, la guía de onda de índice de escalón, en la cual, el índice cambia abruptamente a lo largo de la profundidad (figura 4(b)) y la guía de onda de índice de gradiente, en la cual el índice cambia gradualmente a lo largo de la profundidad.

Mediante el trazo de rayo óptico puede comprendérse mejor el concepto de guía de onda. Considerando una luz monocromática y coherente que incide a un ángulo  $\theta$ , entre la onda normal y la normal de la interface en la guía de onda de índice escalonado, como se muestra en la figura 4(a). El ángulo crítico en ambas interfaces, la superior e inferior, son respectivamente,

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

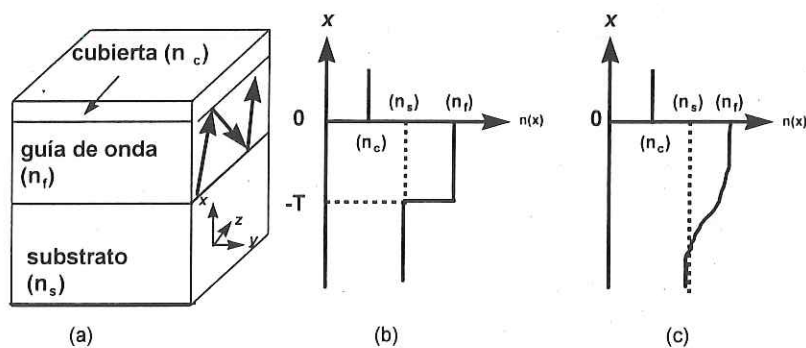


Figura 4.- Guías de onda ópticas 2-D. a) estructura básica de una guía de onda, b) guía de onda de índice de escalón, c) guía de onda de índice de gradiente.

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

como  $n_s > n_c$ , entonces  $\theta_s > \theta_c$ . De la base de estos dos ángulos críticos, existen tres posibles rangos de ángulos de incidencia: (1)  $\theta_s < \theta < 90^\circ$ , (2)  $\theta_c < \theta < \theta_s$ , y (3)  $\theta < \theta_c$ . En la figura 5, se muestran tres diferentes trazos de rayos que dependen del ángulo de incidencia. Cuando  $\theta_s < \theta < 90^\circ$  la luz es confinada dentro de la guía por reflexiones totales internas en las interfaces superior e inferior y se propaga a lo largo del camino en forma de zig-zag (figura 5(a)). Si el material de la guía de onda es de pérdidas bajas, la luz puede propagarse sin atenuación. Este caso corresponde a un modo guiado, el cual juega un papel importante en la óptica integrada. Por otro lado, cuando  $\theta_c < \theta < \theta_s$ , la luz es reflejada totalmente en la interface superior ( $n_c$ ) mientras que se escapa de la guía a través del substrato de acuerdo a la ley de Snell ya que  $\theta < \theta_s$  (figura 5(b)). Esta luz es un modo de radiación en el substrato cuya amplitud decrece significativamente a lo largo de la dirección de propagación. El caso  $\theta < \theta_c$  también llevan al modo de radiación substrato-cubierta, que radia para la cubierta y substrato (figura 5(c)).

Las características de los modos de propagación pueden ser analizados mediante la

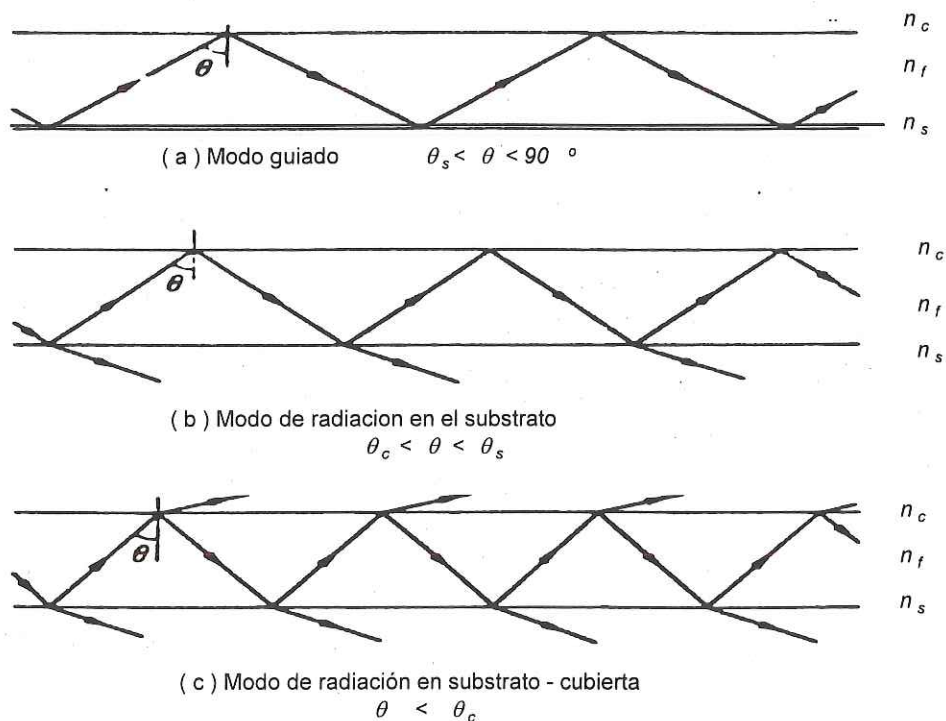


Figura 5.- Propagación de los modos en forma de zig-zag a lo largo de una guía de onda óptica.

óptica de rayos, tomando en cuenta la reflexión total interna en las interfaces y los cambios de fases que los acompañan. En ondas ópticas, los modos son generalmente caracterizados por las constantes de propagación, aunque ellos son clasificados por su ángulo de incidencia  $\theta$  en los rayos ópticos. La constante de propagación en la onda plana en la dirección de la onda normal está definida como  $k_0 n_f$ , como se muestra en la figura 6, donde  $k_0 = 2\pi/\lambda$  y  $\lambda$  es la longitud de la onda en el espacio libre.

La relación entre el ángulo incidente  $\theta$  y las constantes de propagación a lo largo de las direcciones  $x$  y  $z$  son:

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

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

Particularmente,  $k_z = \beta$  para el caso de guías de onda de bajas pérdidas, en las cuales  $\beta$  es equivalente a la constante de propagación de la onda plana en un medio infinito con un

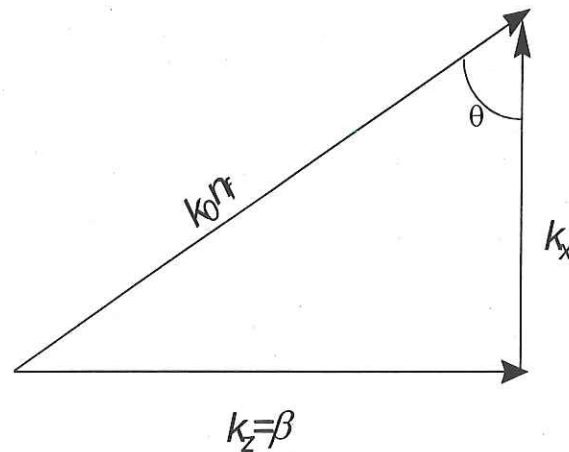


Figura 6.- Diagrama del vector de onda.

índice de  $n_f \sin \theta$ . Por lo tanto, los índices efectivos  $N$  de los modos pueden ser definidos como:

$$\beta = k_0 N, \quad (5)$$

$$N = n_f \sin \theta$$

de acuerdo a esto, el modo guiado que se propaga a lo largo de la dirección  $z$ , le toca el índice efectivo  $N$ .

Debemos recordar que los modos guiados pueden ser soportados por el rango de  $\theta_s < \theta < 90^\circ$ . El rango correspondiente de  $N$  es:

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

Similarmente, los modos de radiación existen en el intervalo de  $N < n_s$ .

### II.1.3. Ecuaciones de onda en guías de onda planas dieléctricas.

Las ecuaciones de Maxwell, para un medio isotrópico, dieléctrico de bajas pérdidas son:

$$\nabla \times \bar{E} = -\mu_0 \frac{\partial \bar{H}}{\partial t} \quad (7)$$

$$\nabla \times \bar{H} = \epsilon_0 n^2 \frac{\partial \bar{E}}{\partial t} \quad (8)$$

donde  $\epsilon_0$  y  $\mu_0$  son la permitividad dieléctrica y permeabilidad magnética en el espacio libre, respectivamente, y  $n$  es el índice de refracción. En la coordenada ortogonal  $(x, y, z)$ , y suponiendo que la onda plana se propaga a lo largo de la dirección  $z$  con la constante de propagación  $\beta$ . Los campos electromagnéticos varían como:

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

$$\bar{H} = H(x, y) \exp j(\omega t - \beta z) \quad (10)$$

donde la frecuencia angular  $\omega = 2\pi c/\lambda$ , y  $c$  es la velocidad de la luz en el espacio libre ( $c = 1/\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}$ ). En las guías de onda planas 2-D, como las que se muestran en la figura 4, los campos electromagnéticos son independientes de  $y$ . Las derivadas parciales  $\partial/\partial t = j\omega$ ,  $\partial/\partial z = -j\beta$  y  $\partial/\partial y = 0$  y las ecuaciones 7 y 8, producen dos modos diferentes con estados de polarización mutuamente ortogonales. Uno de estos es el modo TE, el cual consiste de las componentes del campo  $E_y$ ,  $H_x$  y  $H_z$ . El otro es el modo TM, el cual tiene las componentes  $E_x$ ,  $H_y$  y  $E_z$ . Las ecuaciones de onda para los modos TE y TM son:

Modo TE:

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + (k_0^2 n^2 - \beta^2) E_y = 0 \quad (11)$$

$$\begin{aligned} H_x &= -\frac{\beta}{\omega \mu_0} E_y \\ H_z &= -\frac{1}{j\omega \mu_0} \frac{\partial E_y}{\partial x} \end{aligned} \quad (12)$$

Modo TM:

$$\frac{\partial^2 H_y}{\partial x^2} + (k_0^2 n^2 - \beta^2) H_y = 0 \quad (13)$$

$$\begin{aligned} E_x &= \frac{\beta}{\omega \epsilon_0 n^2} H \\ E_z &= \frac{1}{j\omega \epsilon_0 n^2} \frac{\partial H_y}{\partial x} \end{aligned} \quad (14)$$

La solución a los campos y las condiciones en las fronteras en las interfaces  $x = -T$  y  $x = 0$  llevan a las ecuaciones de eigenvalores que determinan las características de propagación de los modos TE y TM.

#### II.1.4. Dispersión de los modos guiados.

Las soluciones para el campo de la ecuación 11, se pueden escribir de la siguiente forma:

$$\begin{aligned} E_y &= E_c \exp(-\gamma_c x), \quad x > 0 \quad (\text{En la cubierta}) \\ E_y &= E_f \cos(k_x x + \phi_c), \quad -T < x < 0 \quad (\text{En la guía de onda}) \\ E_y &= E_s \exp\{\gamma_s(x + T)\}, \quad x < -T \quad (\text{En el sustrato}) \end{aligned} \quad (15)$$

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:

$$\begin{aligned} \gamma_c &= k_0 \sqrt{N^2 - n_c^2} \\ k_x &= k_0 \sqrt{n_f^2 - N^2} \\ \gamma_s &= k_0 \sqrt{N^2 - n_s^2} \end{aligned} \quad (16)$$

La condición en la frontera de que la componente del campo tangencial  $E_y$  y  $H_z$  son continuas en la interface  $x = 0$ , produce:

$$\begin{aligned} E_c &= E_f \cos \phi_c \\ \tan \phi_c &= \gamma_c / k_x \end{aligned} \quad (17)$$

similarmente en  $x = -T$

$$\begin{aligned} E_s &= E_f \cos(k_x T - \phi_c) \\ \tan(k_x T - \phi_c) &= \gamma_s / k_x \end{aligned} \quad (18)$$

Eliminando los coeficientes arbitrarios en las relaciones anteriores, resulta una ecuación de eigenvalores:

$$k_x T = (m + 1)\pi - \tan^{-1} \left( \frac{k_x}{\gamma_s} \right) - \tan^{-1} \left( \frac{k_x}{\gamma_c} \right) \quad (19)$$

donde  $m = 0, 1, 2 \dots$  es el número de modos. Cuando el índice del material de la guía de onda y el espesor  $T$  de la guía se conocen,  $k_x$  puede ser obtenido de la ecuación 19. Substituyendo  $k_x$  en la ecuación 16 resulta el índice efectivo  $N$  del modo guiado.  $N$  debe tener valores discretos en el rango de  $n_s < N < n_f$ , debido a que el número de modos es un entero positivo. En otras palabras, los rayos en forma de zig-zag con cierto ángulo de incidencia, pueden 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 índice efectivo mayor, correspondiente al rayo con el ángulo mas cercano a 90 grados.  $N$  es cercano a  $n_s$  (o el ángulo incidente  $\theta$  es cercano a  $\theta_s$ ) para el orden de modo mas alto. La distribución del campo eléctrico  $E_y(x)$  obtenido por la ecuación 15 se ilustra en la figura 7.

Cuando los parámetros de la guía de onda son conocidos, la ecuación 19 puede resolverse numéricamente para evaluar las características de dispersión de los modos guiados. Esta evaluación numérica es aplicable a cualquier guía de onda de índice de escalón 2-D.

Introduciremos algunos parámetros como la frecuencia normalizada  $V$  y el índice guiado normalizado  $b$ , los cuales se definen como:

$$V = k_0 T \sqrt{n_f^2 - n_s^2} \quad (20)$$

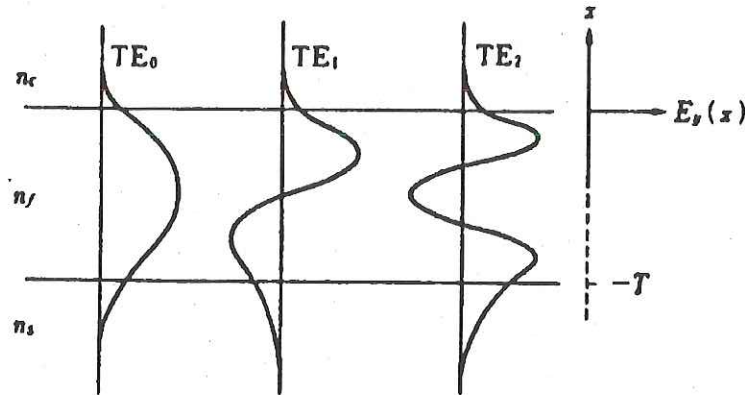


Figura 7.- Distribución del campo eléctrico de los modos guiados TE.

$$b_E = (N^2 - n_s^2)/(n_f^2 - n_s^2) \quad (21)$$

la medida de asimetría de la guía de onda se define como:

$$a_E = (n_s^2 - n_c^2)/(n_f^2 - n_s^2) \quad (22)$$

cuando  $n_s = n_c = 0$  implica que las guías de onda son simétricas.. Sin embargo, las guías de onda son generalmente guías de onda asimétricas ( $n_s \neq n_c$ ). Usando las definiciones de las ecuaciones 20,21,22, la ecuación 19 puede reescribirse de la forma normalizada:

$$V\sqrt{1 - b_E} = (m + 1)\pi - \tan^{-1} \sqrt{\frac{1 - b_E}{b_E}} - \tan^{-1} \sqrt{\frac{1 - b_E}{b_E + a_E}} \quad (23)$$

Sin nos basamos en la ecuación anterior, la curva normalizada de dispersión(esta es, la relación entre  $b_E$  y  $V$ ) puede ser derivada numéricamente, como se muestra en la figura 8, donde los parámetros son  $m$  y  $a_E$ . Cuando los parámetros de la guía de onda son conocidos, tales como el índice del material y el espesor de la guía, el índice efectivo del modo guiado puede obtenerse gráficamente..

Los parámetros de la guía de onda generalmente se determinan en base de la condición de corte para los modos guiados. Cuando el ángulo incidente  $\theta$  llega a ser el ángulo crítico  $\theta_s$ , la luz no es confinada completamente dentro de la capa de la guía, y empieza a escaparse



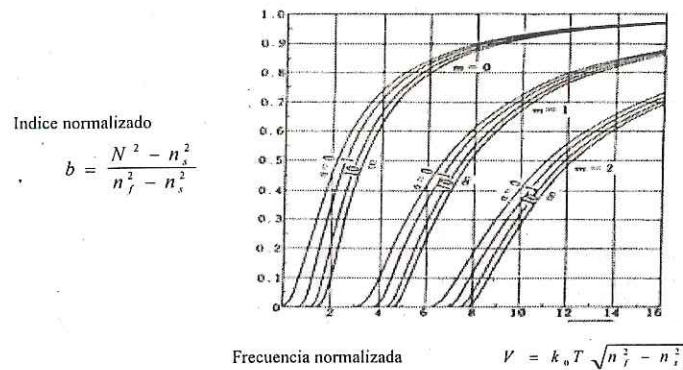


Figura 8.- Curva de dispersión de la guía de onda plana de índice de escalón.

dentro de la interface inferior del substrato  $x = -T$ . Esta situación es llamada corte del modo guiado, en la cual el índice efectivo  $N = n_s (b_E = 0)$ . De la ecuación 23, el valor de  $V_m$  para el corte esta dado por:

$$V_m = V_0 + m\pi, \quad V_0 = \tan^{-1} \sqrt{a_E} \quad (24)$$

$V_0$  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 soporta los modos  $TE_0, TE_1, \dots$  y  $TE_m$ , el número de los modos de la guía es  $m + 1$ . Para la guía de onda simétrica ( $n_s = n_c$ ),  $V_0$ . Esto implica que el modo fundamental no es un corte para la guía de onda simétrica.

Para los modos TM, el análisis es similar.  $H_x$  y  $E_z$  son continuos en las interfaces, sin embargo, es incluido un término cuadrático en los índices de la ecuación de eigenvalores,

$$k_x T = (m + 1)\pi - \tan^{-1} \left( \frac{n_s}{n_f} \right)^2 \left( \frac{k_x}{\gamma_s} \right) - \tan^{-1} \left( \frac{n_c}{n_f} \right)^2 \left( \frac{k_x}{\gamma_c} \right) \quad (25)$$

Normalizando la ecuación anterior, la frecuencia normalizada de la ecuación 20 también es valida para los modos TM, mientras la ecuación 21 y 22 para el índice normalizado de la guía y la medida de asimetría deben ser reemplazadas por:

$$\begin{aligned}
 b_M &= \left( \frac{N^2 - n_s^2}{n_f^2 - n_s^2} \right) \left( \frac{n_f}{n_s q_s} \right)^2 \\
 q_s &= \left( \frac{N}{n_f} \right)^2 + \left( \frac{N}{n_s} \right)^2 - 1
 \end{aligned} \tag{26}$$

y

$$a_M = \left( \frac{n_f}{n_c} \right)^4 \left( \frac{n_s^2 - n_c^2}{n_f^2 - n_s^2} \right) \tag{27}$$

El resultado normalizado de la ecuación de eigenvalor es:

$$V \left\{ \sqrt{q_s} \left( \frac{n_f}{n_s} \right) \right\} \sqrt{1 - b_M} = (m + 1) \pi - \tan^{-1} \sqrt{\frac{1 - b_M}{b_M}} - \tan^{-1} \sqrt{\frac{1 - b_M}{b_M + a_M (1 - b_M d)}} \tag{28}$$

donde

$$d \equiv \left\{ 1 - \left( \frac{n_s}{n_f} \right)^2 \right\} \left\{ 1 - \left( \frac{n_c}{n_f} \right)^2 \right\} \tag{29}$$

Para los modos TM, aun cuando la ecuación de eigenvalores ha sido normalizada, las soluciones numéricas se obtienen solo si se conocen las relaciones de los índices  $(n_s/n_f)$  y  $(n_c/n_f)$ .

## II.2. Guías de ondas planas de índice de gradiente.

Las guías de onda ópticas de bajas pérdidas son usualmente fabricadas por difusión de metales y técnicas de intercambio iónico, las cuales proporcionan un perfil de índice de gradiente a lo largo de la profundidad, como se muestra en la figura 9. La ecuación de onda para guías de ondas planas de índice de gradiente generalmente esta dada por la ecuación 30, en lugar de la ecuación 11, en la cual  $n$  era el índice de refracción constante.

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + (k_0^2 n^2(x) - \beta^2) E_y = 0 \quad (30)$$

donde  $\beta$  es el vector de propagación de la onda.

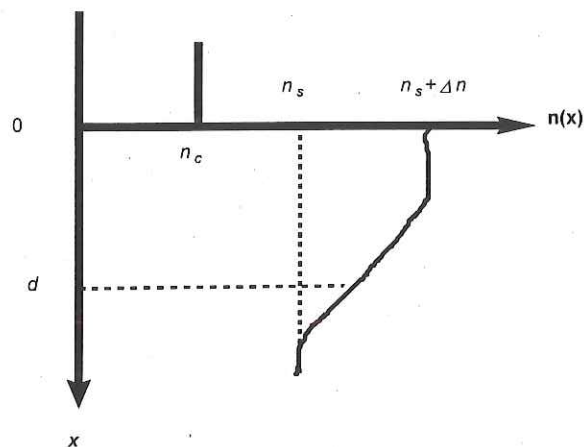


Figura 9.- Perfil de guía de índice de gradiente,  $\Delta n$  es el incremento del índice y  $d$  la profundidad de difusión.

Una solución analítica a la ecuación 30 se obtiene cuando el índice cambia exponencialmente con  $x$ . Además de esta distribución de índice particular, la ecuación de onda se resuelve por medio del método de aproximación de rayos y el método WKB (método Wentzel-Kramers-Brillouin), los cuales son descritos en las siguientes secciones [Nishihara et al., 1989].

### II.2.1. Método de aproximación de rayos.

La distribución del índice de guías de onda por difusión de iones es:

$$n(x) = n_s + \Delta n \cdot f(x/d) \quad (31)$$

donde  $n_s$  es el índice del sustrato y  $\Delta n$  es el máximo cambio de índice permitido. La función de distribución  $f(x/d)$  es una función que decrece con  $x$ , como se muestra en la

figura 9, y  $f(x/d)$  toma valores entre 0 y 1. El índice toma su máximo valor  $(n_s + \Delta n)$  en la superficie de la guía  $x = 0$ . La profundidad de difusión es denotada por  $d$  en la cual el valor de  $f(x/d) = 1/e$ .

La trayectoria del rayo en la guía de onda difundida, se muestra en la figura 10(a), donde la onda en arco del camino, es aproximado por una combinación de caminos lineales por segmentos con una distancia de propagación infinitesimal  $\Delta z$ . El diagrama de vector de onda en el  $i$ -ésimo segmento se muestra en la figura 10(b). Debido a la distribución del índice gradiente, el ángulo  $\theta_i$ , entre la normal de la onda y la dirección  $z$ , el cual cambia gradualmente de acuerdo a la ecuación 32.

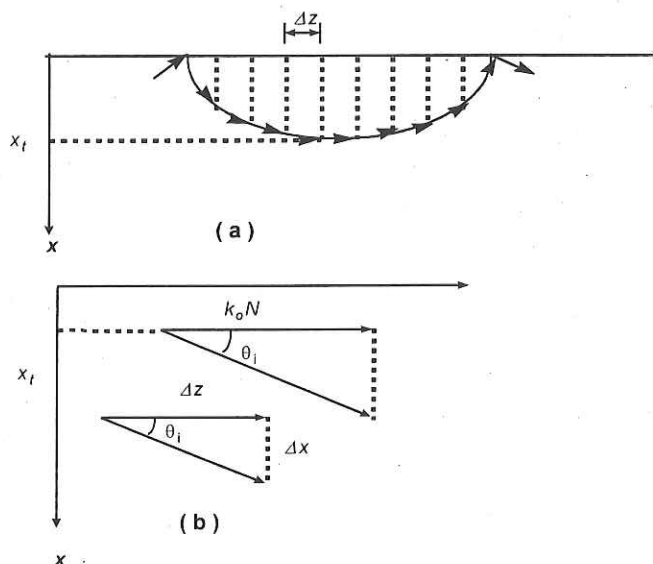


Figura 10.- Análisis del método de aproximación de rayos.

$$\theta_i = \cos^{-1} (N/n(x_i)) \quad (32)$$

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

$$\Delta x_i = \Delta z \tan \theta_i \quad (33)$$

la ecuación 32 indica que  $\theta_i = 0$  cuando:

$$n(x_i) = N \quad (34)$$

La ecuación 34 provee el punto de profundidad de penetración máxima  $x_t$ , en la cual la onda regresa hacia la superficie de la guía, a este punto se le conoce como punto de retorno. También,  $x_t$  se considera como el espesor efectivo de la guía de onda por difusión, semejante a  $T_{eff}$  de la siguiente ecuación:

$$T_{eff} = T + \frac{1}{\gamma_s} + \frac{1}{\gamma_c} \quad (35)$$

donde  $\frac{1}{\gamma_s}$  y  $\frac{1}{\gamma_c}$  corresponde a la profundidad de penetración del modo de propagación del substrato y de la cubierta, respectivamente. El incremento del cambio de fase transversal que cruza  $\Delta x_i$  es:

$$\phi_i = k_0 n(x_i) \sin \theta_i \cdot \Delta x_i = k_0 \sqrt{n^2(x_i) - N^2} \cdot \Delta x_i \quad (36)$$

En adición al cambio de fase transversal, la onda sufre un cambio de fase debido a la reflexión total interna en la superficie de la guía. La reflexión de la onda plana en la interface entre los dos materiales dieléctricos diferentes, está caracterizada por las ecuaciones de Fresnel. Considerando que la condición  $\Delta n \ll n_s$  se satisface para las guías de onda por difusión, las ecuaciones de Fresnel producen los cambios de fase siguientes:

$$2\Phi_0 = \pi \quad \text{en } x = 0 \quad (37)$$

$$2\Phi_t = \pi/2 \quad \text{en } x = x_t$$

La existencia de modos guiados, requiere que el cambio de fase transversal total para un viaje completo a través de la guía de onda, debe ser una integral múltiplo de  $2\pi$ . Este

requisito para la ecuación de los eigenvalores es:

$$\sum_i \phi_i - 2\Phi_0 - 2\Phi_t = 2m\pi \quad (38)$$

donde el número de modos es  $m = 0, 1, 2, \dots$ . Usando la ecuación 36, el primer termino del lado izquierdo de la ecuación 38 y empleando la definición de limite, resulta:

$$\sum_i \phi_i = 2k_0 \int_0^{x_t} \sqrt{n^2(x) - N^2} dx \quad (39)$$

Enseguida, la expresión normalizada de la ecuación de eigenvalor es derivada. Considerando  $\Delta n \ll n_s$ , la ecuación 31 se aproxima por:

$$n^2(x) \approx n_s^2 + (n_f^2 - n_s^2)f(x/d) \quad (40)$$

donde  $n_f = (n_s + \Delta n)$  es el índice máximo de la guía de onda. Donde  $d$  corresponde al espesor  $T$  de la guía de onda de índice escalonado (4(b)), la profundidad de difusión normalizada se define como:

$$V_d = k_0 d \sqrt{n_f^2 - n_s^2} \quad (41)$$

Usando las ecuaciones 37, 39, 40 y 41, así como la frecuencia normalizada definida en la ecuación 21, la ecuación 38 puede ser reescrita en expresión normalizada como:

$$2V_d \int_0^{\zeta_t} \sqrt{f(\zeta) - b} d\zeta = \left(2m + \frac{3}{2}\right) \pi \quad (42)$$

donde  $\zeta = x/d$ ,  $\zeta_t = x_t/d$  y  $b = f(\zeta_t)$ . La ecuación anterior de eigenvalores normalizada, puede ser resuelta numéricamente si se conoce la función de distribución del índice  $f(\zeta)$ .

Los valores de  $V_d$  para el corte del modo guiado se encuentran colocando la igualdad  $b = 0$  dentro de la ecuación 42. Considerando  $x_t \rightarrow \infty$  en los puntos de corte y usando la integral de la formula

$$\int_0^{\infty} \sqrt{\exp(-\zeta^2)} d\zeta = \sqrt{\pi/2}, \quad V_{dm} = \sqrt{2\pi} \left( m + \frac{3}{4} \right) \quad (43)$$

La curva de dispersión de la figura 11, es usada tanto para TE como para TM.

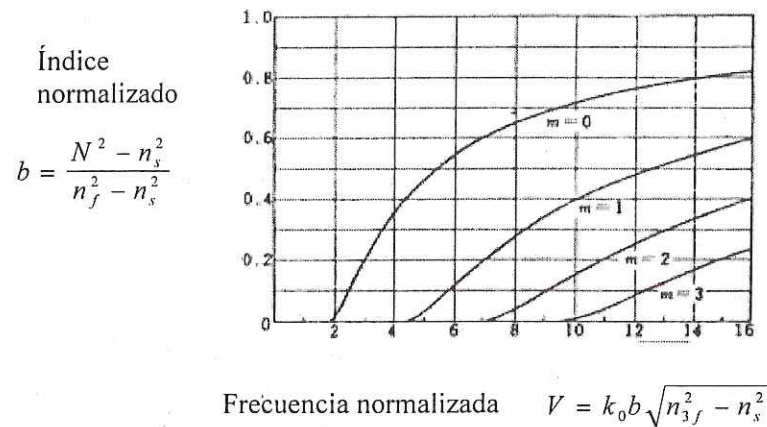


Figura 11.- Curvas de dispersión para guías de onda de índice de gradiente con un perfil de índice gaussiano.

Una guía de onda simétrica de índice de gradiente se muestra en la figura 12, la cual es considerada igual a las guías de onda fabricadas por difusión. Este tipo de guía de onda tiene dos puntos,  $x = x_t$  y  $-x_t$ , en los cuales, la onda guiada es reflejada totalmente. La ecuación de eigenvalor es derivada fácilmente, reemplazando  $2\Phi_0$  con  $2\Phi_t$  en la ecuación 38, quedando como sigue:

$$2 \left( \sum \phi_i - 2\Phi_t \right) = 2m\pi \quad (44)$$

La expresión normalizada de la ecuación 44 es:

$$2V_d \int_0^{\zeta_t} \sqrt{f(\zeta) - bd} d\zeta = \left( m + \frac{1}{2} \right) \pi \quad (45)$$

Cuando  $f(\zeta) = \exp(\zeta^2)$  para la distribución del índice Gaussiano, los modos guiados

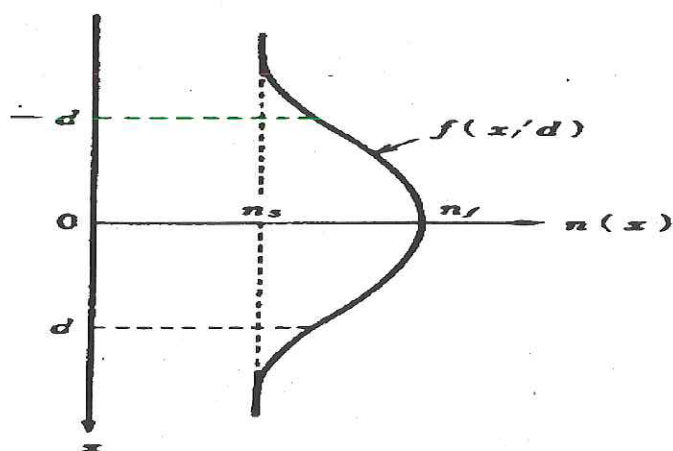


Figura 12.- Perfil del índice de una guía de onda simétrica de índice de gradiente.

están cortados en:

$$V_{dm} = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \left( m + \frac{1}{2} \right) \quad (46)$$

El método de aproximación de rayos tiene la ventaja que puede ser aplicado a guías de onda de índice de gradiente con una distribución arbitraria del índice. Por otro lado, este método no provee las distribuciones del campo electromagnético de los modos guiados. Si la distribución del campo son tan necesarias como la dispersión modal, entonces debe utilizarse el método WKB.

### II.2.2. Método WKB.

El método WKB puede proporcionar soluciones aproximadas para la ecuación de onda siempre que el cambio de índice sea menor comparado con la longitud de onda óptica. Esta condición es satisfactoria para la mayoría de las guías de onda de índice de gradiente. Definimos dos nuevas cantidades  $\varphi$  y  $U(x)$ :

$$\begin{aligned} \varphi &= k_0^2 (n_f^2 - N^2), \\ U(x) &= k_0^2 (n_f^2 - n^2(x)) \end{aligned} \quad (47)$$



la ecuación de onda 30 es reescrita en la forma de la ecuación de Schrödinger

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + (\varphi - U(x)) E_y = 0 \quad (48)$$

la cual es conocida en mecánica cuántica.  $\varphi$  depende del modo del índice efectivo,  $N$ , puede relacionarse como la energía de un electrón en la frontera con un potencial  $U(x)$ . Los modos de las guías de onda de índice de gradiente pueden clasificarse, dependiendo del nivel de la energía del electrón, como se muestra en la figura 13. El modo guiado existe sobre el rango de energía de  $0 < \varphi < U(\infty)$ . Por el contrario, el electrón con la energía más allá de  $U(\infty)$  no está bien ligado al potencial, esto corresponde a la radiación de modos.

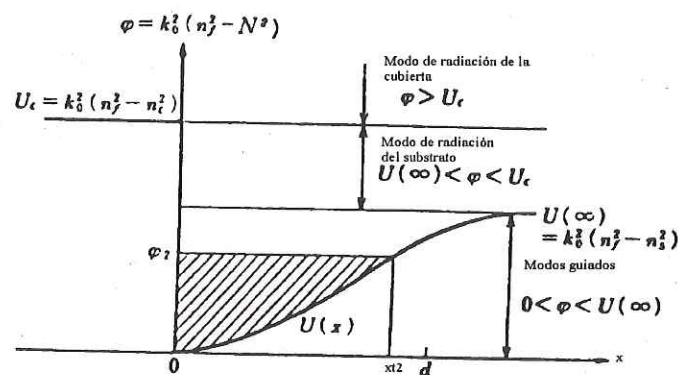


Figura 13.- Solución de la ecuación de onda derivado por el método WKB. Modelo de energía del electrón y clasificación de los modos.

El punto de rebote  $x = x_t$  se determina fácilmente por  $\varphi = U(x_t)$ , el cual es equivalente a la ecuación 34. Los modos guiados son confinados en el rango de  $0 < x < x_t$ , (ver figura 14). El campo eléctrico  $E_y(x)$ , es asumido como una función oscilatoria en el intervalo de  $0 < x < x_t$ , donde  $0 < \varphi < U(x)$ . Por otro lado,  $E_y(x)$  decrece exponencialmente en el rango de  $x > x_t$ , donde  $\varphi > U(x)$ .

Basándonos en las suposiciones anteriores, y considerando la variación de  $U(x)$  pequeña sobre la longitud de onda, se obtiene una solución aproximada de la ecuación de onda. El índice  $n(x)$  se asume que cambia linealmente con  $x$  en la vecindad del punto de retorno. La

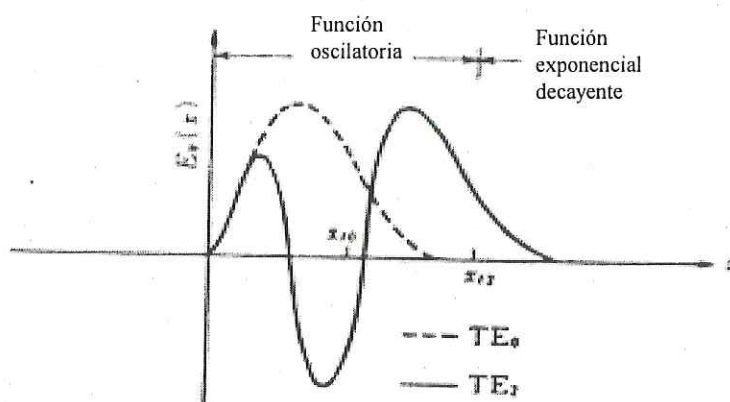


Figura 14.- Solución de la ecuación de onda derivada por el método WKB. Distribución del campo eléctrico de los modos guiados.

solución aproximada cerca de este punto se expresa en términos del orden  $\pm 1/3$  de la función de Bessel. Por consecuencia, la solución aproximada  $E_y(x)$ , incluyendo el campo eléctrico en la cubierta para  $x > 0$ , está dada por:

$$\begin{aligned}
 E_y &= A \exp(\gamma_c x), & x < 0 & \quad (49) \\
 E_y &= B \frac{1}{\sqrt{k(x)}} \cos\left(\frac{\pi}{4} - K(x)\right), & 0 < x < x_t \\
 E_y &= \frac{B}{2} \sqrt{\frac{2\pi K(x)}{3k(x)}} \{J_{1/3}(K(x)) + J_{-1/3}(K(x))\}, & x \lesssim x_t \\
 E_y &= \frac{B}{2} \sqrt{\frac{2\pi \Gamma_s(x)}{3\gamma_s(x)}} \{I_{1/3}(\Gamma_s(x)) + I_{-1/3}(\Gamma_s(x))\}, & x \gtrsim x_t \\
 E_y &= \frac{B}{2} \frac{1}{\sqrt{\gamma_s(x)}} \exp(-\Gamma_s(x)), & x > x_t
 \end{aligned}$$

donde:

$$\begin{aligned}
 k(x) &= \sqrt{k_0^2 n^2(x) - \beta^2}, \\
 \gamma(x) &= \sqrt{\beta^2 - k_0^2 n^2(x)},
 \end{aligned} \quad (50)$$

$$K(x) = \int_x^{x_t} k(x)dx,$$

$$\Gamma_s(x) = \int_x^{x_t} \gamma_s(x)dx$$

En la figura 14 se muestra la distribución del campo eléctrico de la guía de onda de difusión con un perfil de índice Gaussiano. Conforme el número de modos incrementa, el espesor efectivo de la guía de onda  $x_t$  incrementa considerablemente con un gran defasamiento de campo eléctrico hacia el sustrato. Esta es una característica inherente de las guías de onda por difusión de iones.

Introduciendo las condiciones de frontera de que  $E_y$  y  $H_z$  son continuas en la interface  $x = 0$ , las ecuaciones 49 produce la ecuación de eigenvalor siguiente:

$$\tan \left( \int_0^{x_t} k(x)dx - \frac{\pi}{4} \right) = \frac{\gamma_c}{k_f} + \frac{\xi}{4k_f^3} \quad (51)$$

donde

$$k_f = \sqrt{k_0^2 n_f^2 - \beta^2}, \quad (52)$$

$$\xi = 2k_0^2 n_f \left. \frac{dn(x)}{dx} \right|_{x=0}$$

Puesto que  $(n_f - N) \ll (N - n_c)$  se satisface para la mayoría de las guías de onda por difusión, el lado derecho de la ecuación 51 llega a ser infinita porque  $\gamma_c \gg k_f$ . Así pues, la ecuación 51 resulta análoga a la ecuación de eigenvalor derivada por el método de aproximación de rayos.

### II.3. Guías de onda 3-D.

Los sistemas de guías de onda ópticas que tienen la función de modular o seleccionar la luz, requieren guías de onda 3-D en las cuales la luz es confinada transversalmente en la

dirección  $y$  además del confinamiento que se da a lo largo de la profundidad. En las guías de onda 3-D o guías de onda de canal, un modo guiado es efectivamente controlado sin que exista pérdida de la luz debido a la difracción en la superficie de la guía. Existen diferentes guías de onda 3-D como son las guías superficiales, tipo listón o profundas, estas últimas son las de nuestro interés.

Las guías de onda profundas se forman por capas de alto índice de refracción que selectivamente se colocan en la superficie del sustrato. Estas guías se fabrican por diferentes técnicas como son la de difusión de iones, implantación de iones, intercambio iónico y por irradiación de haces de electrones-luz. Las guías de ondas profundas o enterradas 3-D son las más apropiadas para los diseños de circuitos de óptica integrada. En la figura 15 se muestra un esquema de este tipo de guías de onda [Sánchez Barrales, 1999] .

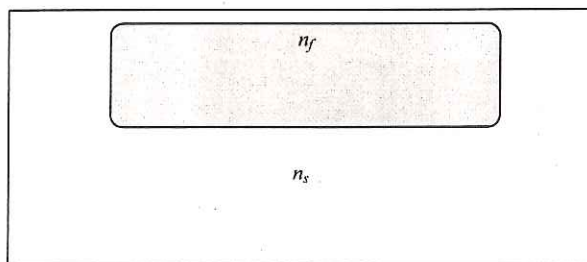


Figura 15.- Estructura básica de una guía de onda profunda.

Las guías de onda rectangulares para microondas, las cuales tiene paredes conductoras, pueden soportan los modos TE y TM por separado. Por el contrario, las guías de onda ópticas 3-D que están rodeadas por materiales dieléctricos, no soportan los modos por separado, por lo que existen dos familias híbridas de modos. Los modos híbridos TEM son modos polarizados a lo largo de las direcciones  $x$  y  $y$ . Los modos guiados soportados por las guías de onda 3-D, son calificados dependiendo donde se encuentre la principal componente del campo eléctrico, ya sea en la dirección  $x$  o  $y$ . Si el modo principal del campo eléctrico es  $E_x$  es llamado modo  $E_{pq}^x$  (modo TM), aquí los subíndices  $p$  y  $q$  denotan el número de nodos

del campo eléctrico  $E_x$  en las direcciones  $x$  y  $y$  respectivamente. Similarmente, el modo  $E_{pq}^y$  (modo TE) tiene el campo eléctrico en  $E_y$ .

Generalmente, para resolver este tipo de problemas con guías de onda 3-D, se utilizan análisis aproximados para obtener una solución analítica aceptable. Si los modos guiados, están lejos del corte, y la razón  $W/T > 1$  (donde  $W$  y  $T$  son el ancho y profundidad de la guía de onda 3-D, respectivamente), existen dos diferentes análisis que podrían usarse: el método de Marcatili y el método de índice efectivo.

### II.3.1. Método Marcatili.

El análisis por el método de Marcatili muestra que una guía de onda rectangular de índice de escalón está rodeada por diferentes materiales dieléctricos, esto se ve en la figura 16. Bajo la condición del modo completamente guiado, la mayor parte de la energía óptica está confinada en la región I, mientras que una pequeña cantidad de energía viaja a las regiones II, III, IV y V, donde los campos electromagnéticos decaen exponencialmente; en las regiones sombreadas, la energía que se propaga es mucho menor, por lo tanto, para el análisis, estas energías son pequeñas y no contribuyen considerablemente al total de la energía que viaja en la guía.

Considerando el modo híbrido  $E_{pq}^x$  con las componentes del campo eléctrico  $E_x$  y  $H_y$ , donde  $H_x = 0$ , este puede ser aproximado con las ecuaciones de Maxwell (7 y 8). La ecuación de onda con la función del campo eléctrico  $H_y(x, y)$  es resuelta analíticamente por separación de variables y añadiendo las condiciones en la frontera que  $H_y$  es continua sobre las interfaces  $x = 0$  y  $x = -T$ , y que  $E_x$  es continua en las interfaces  $y = +W/T$  y  $y = -W/T$ , la distribución del campo eléctrico es:

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

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

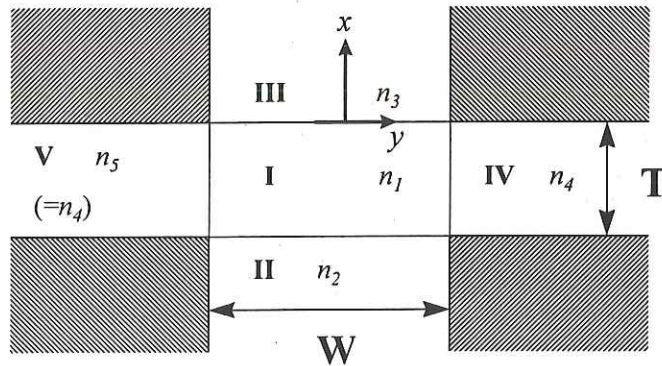


Figura 16.- Vista de la sección transversal de la guía de onda 3-D con un perfil de índice de escalón cuyo análisis de aproximación es por el método Marcatili.

$$\text{III} : H_1 \cos \phi_1 \cdot \cos (k_y y + \phi_2) \cdot \exp (-\gamma_{x3} x) \quad (53)$$

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

$$\text{V} : H_1 \cos (k_y W/2 + \phi_2) \cdot \cos (k_x x + \phi_1) \cdot \exp \{\gamma_{x4} (y + W/2)\}$$

donde la guía de onda es asumida como simétrica con respecto a la dirección  $y$  (esto es,  $n_4 = n_5$ ). En las ecuaciones anteriores, la fase  $\phi_2 = 0$ , lo cual implica modos simétricos cuyos campos varían con  $\cos (k_y y)$ . Los modos asimétricos son aquellos cuyos campos varían con  $\sin (k_y y)$  y existen cuando  $\phi_2 = \pi/2$ . Las relaciones entre las constantes de propagación incluidas en la ecuación 53 son:

$$\beta^2 = k_0^2 n_1^2 - k_x^2 - k_y^2 \quad (54)$$

$$\gamma_{xi}^2 = (\beta^2 + k_y^2) - k_0^2 n_i^2$$

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

$$\phi_1 = \frac{\pi}{2} - \tan^{-1} \left( \frac{n_3}{n_1} \right)^2 \left( \frac{k_x}{\gamma_{x3}} \right) \quad (55)$$

y la ecuación de eigenvalor para  $k_x$  es:

$$k_x T = (p + 1)\pi - \tan^{-1} \left( \frac{n_3}{n_1} \right)^2 \left( \frac{k_x}{\gamma_{x3}} \right) - \tan^{-1} \left( \frac{n_2}{n_1} \right)^2 \left( \frac{k_x}{\gamma_{x2}} \right) \quad (56)$$

donde  $p = 0, 1, 2, \dots$ . Usando la condición en la frontera que  $H_z$  es continua en la frontera  $y = +W/2$  y  $y = -W/2$ ,

$$k_y W = (q + 1)\pi - 2 \tan^{-1} \left( \frac{k_y}{\gamma_{y4}} \right) \quad (57)$$

donde  $q = 0, 2, 4, \dots$  o  $1, 3, 5, \dots$  corresponden a los modos simétricos o asimétricos respectivamente. Las soluciones de las ecuaciones trascendentales 56 y 57 conducen a la constante de propagación  $\beta$  de los modos híbridos. La distribución del campo  $H_y(x, y)$  del modo fundamental  $E_{00}^x$  y el modo de primer orden  $E_{01}^x$  se muestran en la figura 17, con líneas sólidas y punteadas respectivamente. Similarmente se puede analizar el modo  $E_{pq}^y$  haciendo  $E_x = 0$  dentro de las ecuaciones de Maxwell.

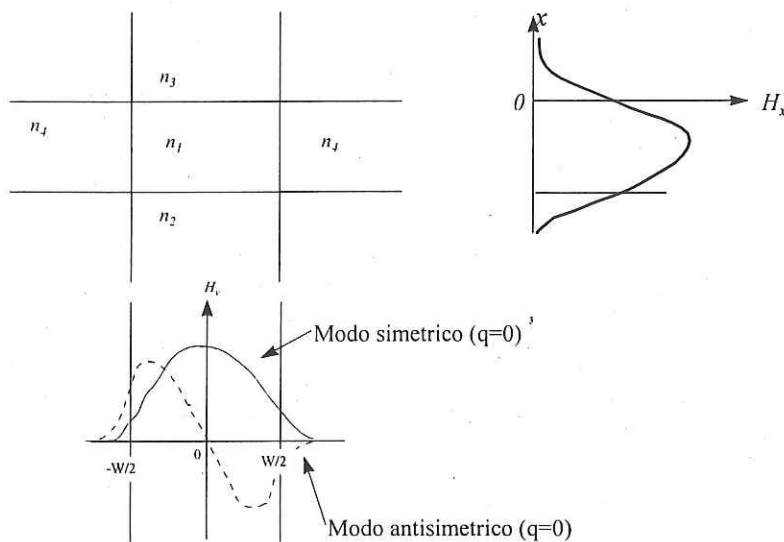


Figura 17.- Distribución del campo del modo simétrico y asimétrico en guías de onda 3-D.

### II.3.2. Método del índice efectivo.

Este análisis aproximado, está basado en el concepto del índice efectivo del modo guiado, como se definió en la ecuación 5. Un ejemplo de una guía de onda 3-D se muestra en la figura 18, donde se satisface que  $(n_f - n_s) \ll 1$ .

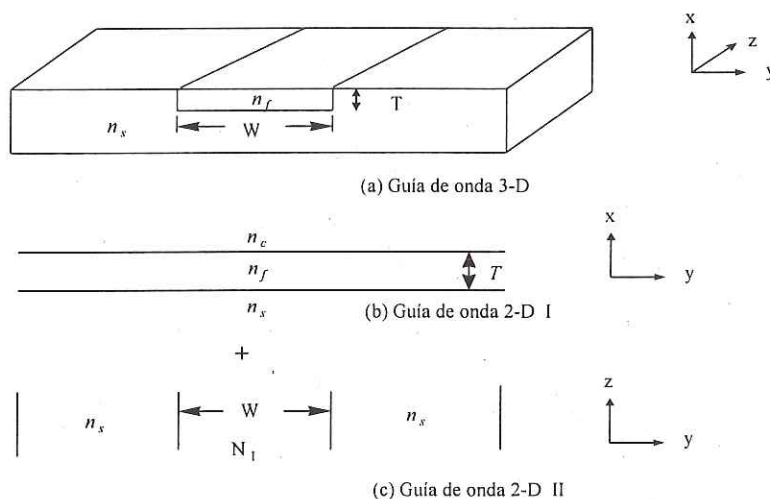


Figura 18.- Modelo analítico para el método de índice efectivo.

En el método del índice efectivo, la guía de onda 3-D se divide en dos guías de onda 2-D: la guía de onda I, en la cual la luz es confinada en la dirección  $x$  y la guía de onda II, donde la luz es confinada en la dirección  $y$ . Donde el modo  $E_{pq}^x$  tiene sus principales componentes de campo  $E_x$  y  $H_y$  en la guía de onda 2-D I, la ecuación de eigenvalor 25, produce el índice efectivo,  $N_I$ , del modo TM con las componentes del campo  $E_x$ ,  $H_y$  y  $E_z$ . Alternativamente, el valor correspondiente del índice guiado normalizado,  $b_I$ , puede obtenerse usando la curva de dispersión de la figura 8. Así pues:

$$N_I = \sqrt{n_s^2 + b_I (n_f^2 - n_s^2)} \quad (58)$$

La guía de onda 2-D II es siméricamente cubierta con el material del substrato ( $n_s$ ) en la cual los modos guiados, ven el índice efectivo,  $N_I$ , como el índice de la cubierta 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 polarizada a lo largo de la dirección  $x$ . De la ecuación 57 la ecuación de eigenvalor normalizada puede ser obtenida fácilmente para el modo TE en las guías de onda planas simétricas,

$$V_{II} = \sqrt{1 - b_{II}} = (q + 1)\pi - 2 \tan^{-1} \sqrt{\frac{1 - b_{II}}{b_{II}}} \quad (59)$$

donde la frecuencia normalizada  $V_{II}$  y el índice guiado normalizado  $b_{II}$  son:

$$\begin{aligned} V_{II} &= k_0 W \sqrt{N_I^2 - n_s^2} \\ b_{II} &= \frac{(N^2 - n_s^2)}{(N_I^2 - n_s^2)} \end{aligned} \quad (60)$$

Usando la curva de dispersión con  $a_E = 0$  en la figura 8 en lugar la ecuación 59, la constante de propagación  $\beta (= k_0 N)$  puede ser obtenida gráficamente. El modo de corte para la guía de onda II ocurre cuando en la ecuación 59  $B_{II} = 0$ , y de aquí,

$$V_{II} = q\pi \quad (61)$$

El método de índice efectivo se adapta para las guías de onda de índice de gradiente 3-D, para obtener la constante de propagación del modo híbrido  $\beta$  usando el eigenvalor de la ecuación 42 y las curvas de dispersión de la figura 11.

El método del índice efectivo tiene una ventaja sobre el método de Marcatili, la constante de propagación puede obtenerse fácilmente mediante un pequeño calculo. En caso de que se necesite conocer las distribuciones del campo y la constante de propagación, se recomienda el método Marcatili [Nishihara et al., 1989].

### II.3.3. Diseño de guías de onda 3-D de índice de gradiente.

Las guías de onda multimodales soportan más de dos modos guiados, la interferencia modal y la conversión modal no deseada debido a pequeñas perturbaciones reduce

significativamente el funcionamiento de la guía de onda. Para evitar esto, la mayor parte de las guías de onda 3-D consisten de un solo modo, soportando solamente los modos fundamentales  $E_{00}^x$  y  $E_{00}^y$ .

En la figura 19 se muestra el perfil de índice Gaussiano en la dirección  $x$  y  $y$  para guías de onda fabricadas por difusión de iones, donde  $d_x$  y  $d_y$  denotan la profundidad de difusión en ambas direcciones.

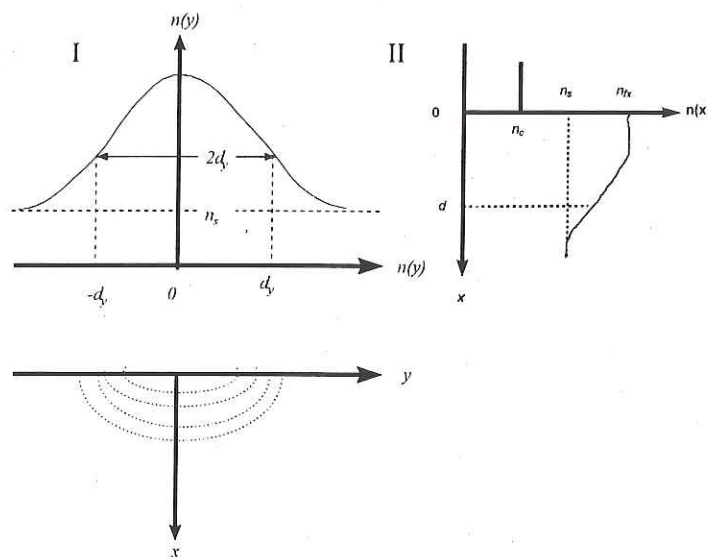


Figura 19.- Guía de onda de índice de gradiente que presenta un perfil de índice Gaussiano en las direcciones  $x$  y  $y$ , donde  $n(x) = n_x - \Delta n_x \exp(-x^2/d_x^2)$  y  $n(y) = n_s - \Delta n_y \exp(-y^2/d_y^2)$ , donde  $n_s$  es el índice del sustrato y  $n_{fx}$  es el  $\Delta n$  máximo.

Las guías de onda de índice de gradiente 3-D son analizadas por el método de índice efectivo dividiéndolas en dos guías de onda de índice de gradiente 2-D, I y II con un perfil de índice Gaussiano. El diagrama  $\frac{W}{T} - V_{dI}$  para la propagación monomodal, se deriva de la ecuación de eigenvalor 42 o de la curva de dispersión de la figura 11, y el modo de corte de las condiciones de las ecuaciones 43 y 46 para guías de índice de gradiente. En la guía de onda 2-D I, la ecuación 43 produce el intervalo de  $V_{dI}$

$$\frac{3\sqrt{2}}{4}\sqrt{\pi} < V_{dI} \leq \frac{7\sqrt{2}}{4}\sqrt{\pi} \quad (62)$$

el cual es requerido para la propagación monomodal, donde:

$$V_{dI} = k_0 d_x \sqrt{n_{fx}^2 - n_s^2} \quad (63)$$

El índice efectivo  $N_I$  del modo guiado puede determinarse por la ecuación 58 independientemente del perfil del índice.

Considerando la guía de onda simétrica 2-D II con un perfil de índice Gaussiano, como se muestra en la figura 12, donde el índice máximo en  $y = 0$  es  $N_I$  con la profundidad de difusión  $d_y$ . La frecuencia normalizada es expresada como:

$$V_{dII} = k_0 d \sqrt{n_I^2 - n_s^2} \quad (64)$$

En base a la ecuación 46, solo el modo fundamental es soportado cuando esta en el rango:

$$\frac{1}{2} \frac{\sqrt{\pi}}{2} < V_{dII} \leq \frac{3}{2} \frac{\sqrt{\pi}}{2} \quad (65)$$

Usando las ecuaciones 58, 63 y 64, el intervalo de la ecuación 65 es reescrito como:

$$\sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{1}{\sqrt{b_I} V_{dI}} < \left( \frac{2d_y}{d_x} \right) \leq 3 \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{1}{\sqrt{b_I} V_{dI}} \quad (66)$$

el cual es el rango de la razón  $2d_y/d_x$  para la propagación monomodal. La ecuación de eigenvalor 42 o la curva de dispersión de la figura 11 produce el diagrama  $2d_y/d_x$  que se muestra en la figura 20. Cuando  $2d_y/d_x = 2$ , se obtiene una guía de onda de índice de gradiente monomodal si  $2.3 < V_{DI} < 3.5$ . Esto conduce a:

$$0.26 < \left( \frac{d_x}{\lambda} \right) \sqrt{n_s \Delta n} \leq 0.39 \quad (67)$$

donde  $\Delta n$  es el cambio del índice en la superficie de la guía.

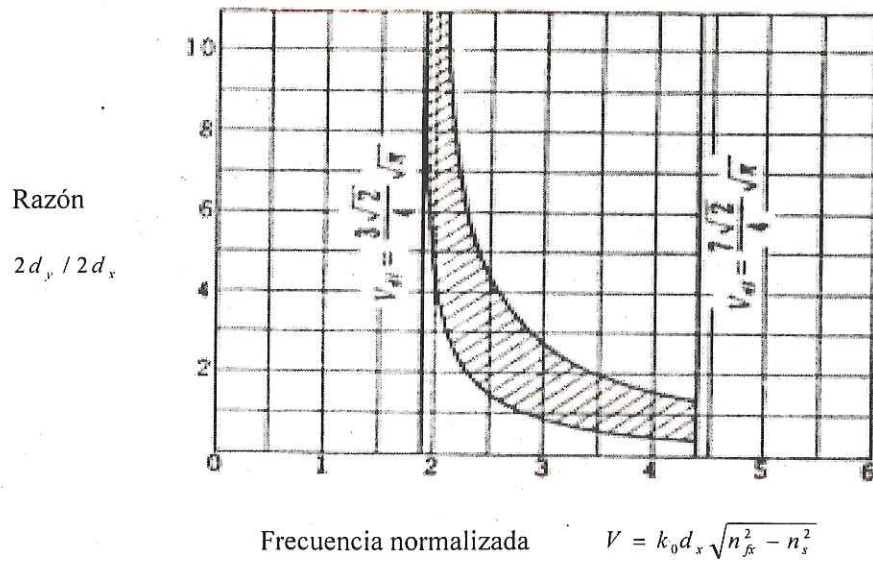


Figura 20.- Propagación monomodal en el rango de la guía de onda de índice de gradiente 3-D.

Por lo tanto las guías de onda 3-D monomodales son diseñadas usando los diagramas de la razón  $(W/T)$  y la frecuencia normalizada  $V_I$  o  $V_{II}$  que se muestra en la figura 20, este diagrama es valido para  $(W/T)$  o  $2d_y/d_x > 1$  [Nishihara et al., 1989].

## **Capítulo III. Principio de operación de sensores de temperatura en óptica integrada.**

### **III.1. Microsensores ópticos innovativos.**

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; en estos circuitos, la señal es transportada por medio de un haz de luz en lugar de una corriente eléctrica y los diversos elementos del circuito se interconectan sobre el substrato mediante guías de onda ópticas [Miller, 1969] .

Con el inicio de la fabricación de las primeras guías de onda ópticas a microescala, inició el progreso en la óptica integrada, en gran parte por el desarrollo en el área de microestructuras. En los últimos 10 años, la tecnología de microestructuras ha progresado rápidamente habilitando el desarrollo de una gran variedad de novedosos sistemas de óptica integrada, principalmente para sensores y comunicaciones, entre otros [Tabib-Azar y Beheim, 1997] .

La óptica integrada se ha beneficiado enormemente con el desarrollo y fabricación de microestructuras, las cuales en general son de una escala física que es apropiada para el control de la radiación óptica (1 a 500  $\mu m$ ). En el campo de la óptica a microescala, el bajo poder de salida de la mayoría de los mecanismos que utilizan microestructuras no es una desventaja, puesto que se necesita poca energía para expandir o provocar un cambio al camino del haz óptico. Por lo tanto, las microestructuras se fabrican utilizando diferentes procesos, produciendo sistemas que son potencialmente de bajo costo y su naturaleza monolítica refuerza su fiabilidad.

Los circuitos de óptica integrada requieren guías de onda ópticas que conectan varios sistemas ópticos pasivos o activos. En el capítulo dos, se discutieron los fundamentos de las de guías de onda, las cuales, son probablemente el elemento más común de la óptica integrada. Éstas son fabricadas utilizando diferentes métodos como el bombardeo iónico,

por depósito de vapor químico, recubrimiento por sol-gel, implantación iónica o intercambio iónico; para este trabajo utilizaremos la fabricación por intercambio iónico.

Las principales ventajas de utilizar la óptica integrada para sensores son su tamaño en miniatura, reducción de costos y lo avanzado de las técnicas de fabricación de los circuitos de óptica integrada.

Cualquier interacción física que afecta la luz guiada puede ser utilizada en sensores. Estas interacciones se pueden dividir en las siguientes categorías [Tabib-Azar y Beheim, 1997] :

- a) **Amplitud.**- La amplitud de la luz puede ser directamente afectada por la interrupción en su trayectoria óptica, por incrementar la absorción en la guía de onda o bien por fuga de la luz guiada.
- b) **Dirección del camino óptico.**- La dirección de la onda guiada puede alterarse localmente incrementando la longitud del camino óptico mediante el campo evanescente o el efecto elasto-óptico.
- c) **Fase y Polarización.**- La fase y polarización de una onda guiada puede ser afectada localmente cambiando su índice de refracción o modificando su frontera. Las interacciones elasto-ópticas, electro-ópticas y acusto-ópticas se usan para afectar el índice de la guía, y las interacciones del campo evanescente se usan para modificar la frontera de la guía.

La modulación de fase puede convertirse a modulación en amplitud antes de su detección, es útil considerar primero el proceso que envuelve la modulación de amplitud. Una fuente óptica de entrada  $I_{ent}$  es acoplada a un sensor como se muestra en la figura 21. La gráfica de la entrada óptica al sensor se muestra en la parte inferior izquierda. En el sensor, una señal de entrada base,  $S_b$ , modula la amplitud de la fuente óptica de entrada  $I_{ent}$ , para producir la señal de salida del sensor como se muestra en la figura central inferior. Finalmente, la señal de salida óptica de amplitud modulada del sensor es fotodetectada resultando en una señal eléctrica de amplitud modulada en la salida, como se muestra en la figura 21 en la parte derecha inferior y superior. La modulación de fase no puede ser detectada directamente por

el hecho de que la frecuencia de la luz es aproximadamente  $10^{14} Hz$ . Los fotodetectores no responden a tan alta frecuencia, es decir, estos no pueden seguir los valores instantáneos de las variaciones de frecuencias altas. Para lograr la detección de la fase, las técnicas interferométricas pueden ser usadas para convertir la modulación de fase a modulación de amplitud antes de su detección [Davis, et al., 1986].

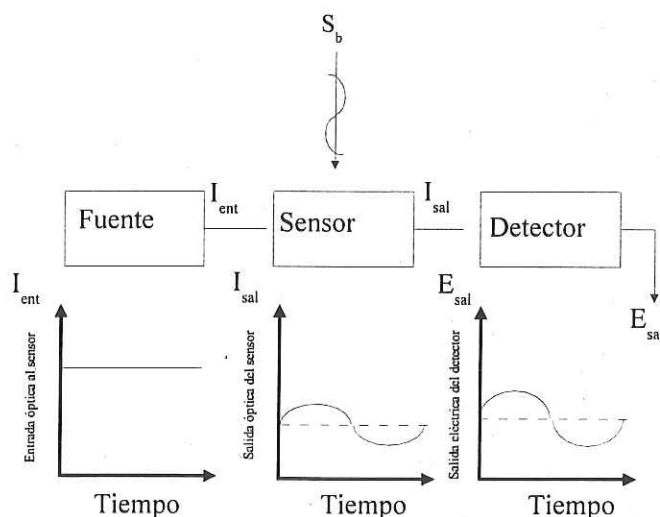


Figura 21.- Relación de entrada y salida en un sensor de intensidad.

El cambio en la fase óptica puede ser trasladado a un cambio en su amplitud usando un interferómetro. Los interferómetros de Mach-Zehnder (MF), Michelson-Morley (MM) y Fabry-Perot (FP) son los que se usan frecuentemente como sensores que utilizan la modulación de la fase [Tabib-Azar y Beheim, 1997].

### III.2. Sensores tipo Fabry-Perot.

Un interferómetro es un sistema que usa la superposición de dos campos ópticos para obtener información respecto a su camino óptico (fase). En la óptica integrada y aplicaciones de microestructuras, generalmente se asume que la fuente de radiación es un láser. En consecuencia, para la mayoría de los propósitos de los sensores, la radiación puede ser

asumida como coherente y monocromática [Tabib-Azar y Beheim, 1997] .

El mecanismo de transducción básico utilizado en muchos sensores de fibras ópticas, es la modulación de fase de luz coherente, que se propaga a través de una sección de fibra óptica monomodal por la acción del campo de energía que está siendo detectado. Las técnicas de interferometría óptica pueden ser usadas para detectar esos corrimientos de fase en las ondas de luz. Estas técnicas permiten una sensibilidad alta que es obtenible por medio de los diversos tipos de sensores interferométricos de fibras ópticas. Con el desarrollo de las fibras ópticas monomodales, óptica integrada, fuentes de luz láser de estado sólido en miniatura y sistemas electro-ópticos, ahora es posible construir dispositivos prácticos tipo interferómetros para el uso de sistemas operacionales. Los sensores de fibra óptica y de óptica integrada tienen el potencial para revolucionar la tecnología de los sensores [Davis, et al., 1986] .

Generalmente, se emplean cuatro configuraciones de interferómetros diferentes en los sensores. Estos son el Michelson, Mach-Zehnder, Sagnac y Fabry-Perot. Un aspecto importante de estos tipos de sensores, es que en cada uno, la salida del haz de la fuente óptica es dividida dentro de ellos en dos o más porciones; éstos son recombinados formando un solo haz después de viajar a lo largo de los diferentes caminos ópticos para ser detectado para su medición.

Una clase especial de sensores de fibra óptica usan el efecto Fabry-Perot, éste también se usa en los sensores de óptica integrada; los parámetros que se pueden detectar usando este efecto son:

- Temperatura.
- Presión (equivalente a fuerza, aceleración, acústica).
- Campo eléctrico.
- Campo magnético.

La temperatura y la presión pueden ser medidas utilizando el vidrio como elemento sensor, mientras que para medir el campo eléctrico y magnético se necesita un material electro-óptico como el  $\text{LiNbO}_3$ . [Kersten, 1987] .



### III.2.1. Sensores de fibra óptica.

El principio de operación de sensores de óptica integrada tipo Fabry-Perot es similar al de sensores de fibra óptica. Por lo cual, consideramos necesario una adecuada comprensión del funcionamiento de éstos.

Los primeros sensores de fibra óptica surgieron a partir de que se desarrollaron las primeras fibras de bajas pérdidas. Estas se usaron para medir la luz reflejada o transmitida por un objeto. No obstante que esta tecnología es la elemental para los estándares de hoy día, proporcionaba un número limitado de aplicaciones de las fibras ópticas. Conforme las nuevas fibras se fueron desarrollando, el funcionamiento de los sensores mejoró. La disponibilidad de obtener fibras durables, permiten tanto el desarrollo de sistemas ópticos eficientes como el empleo de sensores en miniatura. En adición a los sistemas simples de reflexión y transmisión se empezaron a explorar otras técnicas como el torcimiento de las fibras, reflexión total y técnicas fotoelásticas. Con todo esto, el progreso de los sensores de fibra óptica fue rápido [Udd, 1991].

En muchos sensores de fibra óptica, la fibra simplemente lleva la luz al sensor óptico remoto al final de la fibra. La luz es entonces de algún modo, modificada y regresada a través de la misma fibra, al módulo de la fuente, donde se analiza. Este tipo de sensor es normalmente llamado un sensor de fibra tipo intensidad-donde la fibra no juega ningún papel en el mecanismo del sensor. En estos sensores la luz tiene que salir de la fibra óptica a actuar recíprocamente con el sensor al final de la fibra. Sin embargo, existe otra clase de sensores donde la fibra juega un rol más importante con el mecanismo sensor y no requiere que la luz salga de la fibra para interactuar con el campo a ser detectado. En este tipo de sistema, el cambio de fase de la luz pasando a través de la fibra es modulado por el campo a ser detectado. Esta modulación de fase es entonces detectada vía interferencia, comparando la fase de la luz en la señal de la fibra con una fibra de referencia [Udd, 1991].

El principio de operación de éste tipo de sensores es la interferometría, que permite la medición del diferencial de cambio de fase en la fibra óptica; el retardamiento de fase de la luz pasando a través de la fibra está dado por:

$$\phi = nkL \quad (68)$$

donde  $n$  es el índice de refracción del núcleo de la fibra,  $k = 2\pi/\lambda$  donde  $\lambda$  es la longitud de onda y  $L$  es la longitud física de la fibra.

Las variaciones en el retardamiento de fase con respecto a los parámetros de la fibra son encontradas por la diferenciación de la ecuación 68:

$$\frac{d\phi}{\phi} = \frac{dL}{L} + \frac{dn}{n} + \frac{dk}{k} \quad (69)$$

Los primeros dos términos están relacionados con los cambios físicos en la fibra causados por la perturbación que se mide. Lo anterior es lo que describe el mecanismo de transducción por lo cual las fibras pueden actuar como sensores. Generalmente, cambios en la presión, temperatura y campo magnético, resultan en diferentes contribuciones para  $d\phi$  en términos de  $dL$  y  $dn$ . El último término de la ecuación 69, es la variación de la longitud de onda o frecuencia asociada con la fuente láser, lo cual es útil si se consideran las fluctuaciones de la frecuencia del láser, lo que resulta en ruido de fase y es importante cuando se consideran algunas aproximaciones de demodulación [Udd, 1991].

Aún cuando la mayoría de los sensores interferométricos emplean la configuración Mach-Zehnder, otras configuraciones ofrecen algunas ventajas sobre este. Una revisión general de éste tipo de interferómetro describe como hay un brazo sensor y un brazo de referencia, el cambio de fase óptica de interés se genera por el brazo sensor, el otro brazo sirve sólo como un camino de referencia, en general este tipo de interferómetro utiliza la interferencia de dos haces de luz, pero existe también la interferencia de haces múltiples.

Un tipo de interferometría múltiple, utilizado en este trabajo, es la configuración del resonador tipo Fabry-Perot, el cual es descrito en las siguientes secciones.

### III.2.1.1. Teoría del resonador óptico Fabry-Perot

El etalón o interferómetro Fabry-Perot, construido por Charles Fabry y Alfred Perot, es de gran importancia en la óptica moderna, pues es considerado como el arquetipo del resonador óptico. En principio, el instrumento consiste de dos superficies planas, paralelas, altamente reflectantes y separadas por una distancia  $L$ . En la práctica, dos planos ópticos de vidrio semiplatedados o aluminizados forman las superficies reflectoras. El espacio de aire, entre las placas, generalmente varía de algunos milímetros a varios centímetros cuando el aparato se usa para interferometría, y frecuentemente la distancia aumenta considerablemente cuando se usa como cavidad resonante de láser. Cuando los espejos se mantienen fijos y se ajustan en paralelismo fijando con un tornillo algún tipo de espaciados, suele llamársele etalón. Las dos ondas plano paralelas separadas por una distancia  $L$  y un índice  $n$ , están inmersas en un medio con un índice  $n'$  [Hecht y Zajac, 1986 ] .

Una onda plana incide sobre el etalón haciendo un ángulo  $\theta'$  con la normal, como se muestra en la figura 22. Se trata el problema de transmisión y reflexión de la onda plana a través del etalón considerando un número infinito de ondas parciales producidas por la reflexión de las dos superficies.

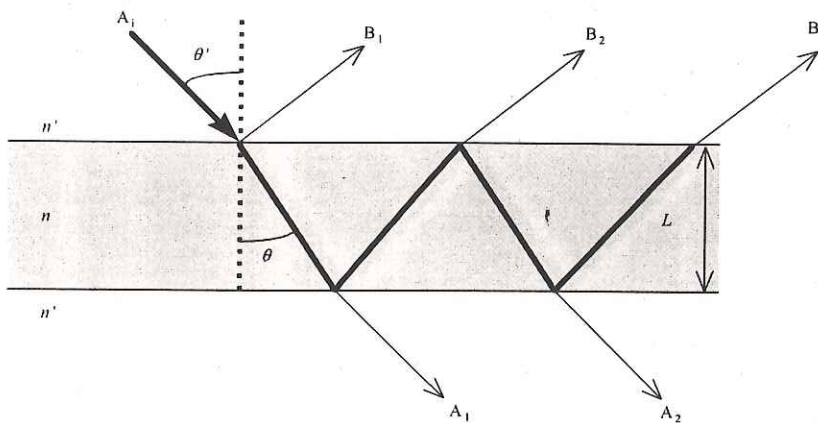


Figura 22.- Onda incidente sobre el etalon Fabry-Perot.

### III.2.1.2. Cambio de fase del resonador óptico Fabry-Perot.

La diferencia de fase entre  $A_1$  y  $A_2$  de la figura 23, está dada por el viaje completo de una onda.

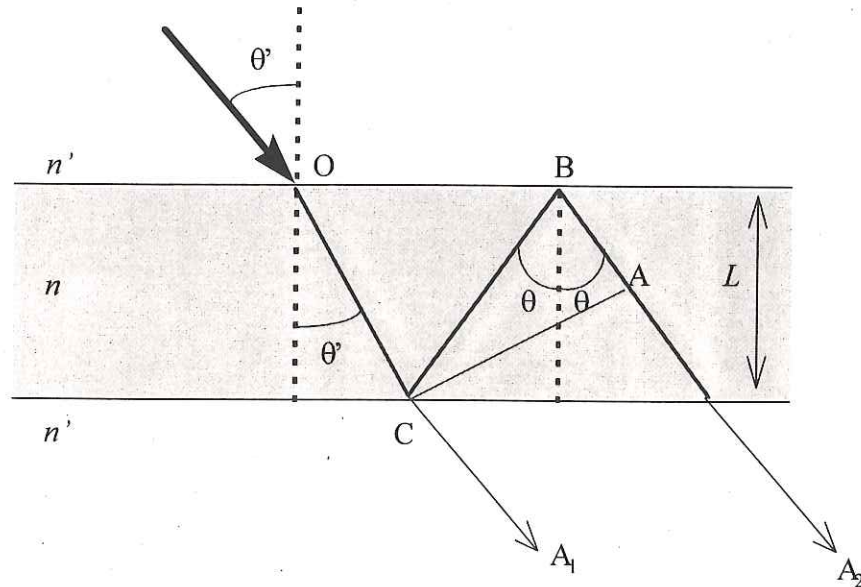


Figura 23.- La diferencia de camino óptico está dada por,  $\Delta L = AB + BC = L \frac{\cos 2\theta}{\cos \theta} + \frac{L}{\cos \theta} = 2L \cos \theta$  por lo tanto el cambio de fase queda como  $\phi = \frac{2\pi(\Delta L)n}{\lambda} = \frac{4\pi n L \cos \theta}{\lambda}$

La diferencia de camino óptico es:

$$\Delta L = 2L \cos \theta \quad (70)$$

De acuerdo a la figura 23, el cambio de fase es:

$$\phi = \frac{4\pi n L \cos \theta}{\lambda} \quad (71)$$

Haciendo el análisis de la intensidad para las ondas transmitidas ( $I_{transmitida}$ ), se llega a [Hecht y Zajac, 1986 ] :

$$I_{transmitida} = I_{incidente} \frac{(1 - R)^2}{(1 - R)^2 + 4R \sin^2(\phi/2)} \quad (72)$$

donde la constante de fineza se define como:

$$F = \frac{4R}{(1 - R)^2} \quad (73)$$

la ecuación 72 queda como:

$$I_{transmitida} = I_{incidente} \frac{1}{1 + F \sin^2(\phi/2)} \quad (74)$$

Para las ondas reflejadas se llega a:

$$I_{reflejada} = I_{incidente} \frac{F \sin^2(\phi/2)}{1 + F \sin^2(\phi/2)} \quad (75)$$

### III.2.1.3. Sensor de temperatura de fibra óptica tipo Fabry-Perot.

La mayoría de los sensores interferométricos cuentan con dos mecanismos básicos para producir  $d\phi$ : acoplamiento directo o indirecto de la tensión del sensor de fibra y los efectos térmicos. Primero consideramos la respuesta de la fibra a la misma perturbación de tal forma que de 68,

$$d\phi = kd(nL) = k(ndL + Ldn) = kL \left[ \left( n \frac{dL}{L} \right) + dn \right] \quad (76)$$

donde  $ndL$  corresponde al cambio físico en la longitud y  $Ldn$  al cambio físico en el índice de refracción.

El sensor de fibra óptica monomodal tipo Fabry-Perot generalmente usa fuente tipo láser y puede formar el sensor interferométrico dentro de la misma fibra. La longitud de coherencia de la fuente láser permite flexibilidad en el diseño que no es disponible en los

sensores interferométricos multimodales. El sensor tipo Fabry-Perot no requiere del brazo de referencia que mencionábamos en el tipo Mach-Zehnder.

Los sensores de fibras ópticas monomodales han sido usados en una amplia gama de variaciones de variables físicas, donde una de las más importantes es la temperatura. Como nuestro objetivo de estudio es el sensor de temperatura, se considera la respuesta de la fibra a la misma, y de la ecuación 76, queda:

$$\frac{d\phi}{dT} = k \left( n \frac{dL}{dT} + L \frac{dn}{dT} \right) = kL \left( \frac{n}{L} \frac{dL}{dT} + \frac{dn}{dT} \right) \quad (77)$$

la ecuación anterior, es la que rige de manera general, el comportamiento de los sensores de temperatura, donde  $\frac{dL}{dT}$  y  $\frac{dn}{dT}$ , son datos que dependen del tipo de material del que está hecha la fibra.

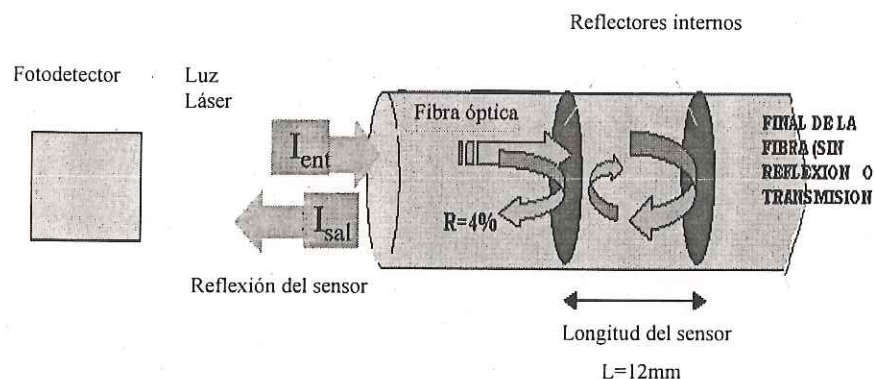


Figura 24.- Sensor de temperatura de fibra óptica tipo Fabry-Perot en reflexión.

En la figura 24 se muestra un sensor de fibra óptica tipo Fabry-Perot (FFPI) y consiste de dos reflectores internos separados por una distancia  $L$ , la cual puede ser unos pocos milímetros o centímetros. Cada reflector es producido por el depósito de películas delgadas de materiales dieléctricos en la fibra y ésta de alguna manera es adherida por técnicas de fusión utilizadas para incorporar estos reflectores dentro de una longitud continua de la fibra, sin producir espacios de vacío, dando estabilidad óptica y características mecánicas a la fibra.

[Lee et. al., 1988] .

La operación del sensor consiste en tener una luz láser que es acoplada dentro de la fibra óptica monomodal. La luz pasa a través de espejo dividiendo la luz en dos componentes, el sensor FFPI refleja la luz de regreso guiándola a un fotodetector y convierte la señal a una señal eléctrica. Finalmente la señal eléctrica es procesada por un microcontrolador que provee una señal de salida análoga.

Cuando la luz láser es guiada dentro del sensor FFPI, una porción de luz es reflejada de cada reflector interno, generando un efecto de interferencia que es detectado a la salida del sensor. La interferencia es creada constructivamente (las reflexiones están en fase) o destructivamente (las reflexiones están fuera de fase). Cuando las reflexiones están en fase, la luz reflejada hacia el fotodetector es un máximo. Cuando están fuera de fase, la reflexión de salida es un mínimo.

La intensidad de salida de un sensor de temperatura tipo Fabry-Perot esta dada por la ecuación 78:

$$I_{reflejada} = I_{incidente} \frac{F \text{sen}^2 (\Delta\phi/2)}{1 + F \text{sen}^2 (\Delta\phi/2)} \quad (78)$$

donde  $\Delta\phi$  es el diferencial de fase del FFPI cuando éste es afectado por la temperatura, tal como se hizo en la ecuación 77,  $\phi$  es el cambio de fase del interferómetro Fabry-Perot de la ecuación 71, por lo tanto  $\Delta\phi$  queda como:

$$\Delta\phi = \frac{4\pi nL}{\lambda} \left( \frac{1}{n} \frac{dn}{dT} + \frac{1}{L} \frac{dL}{dT} \right) \Delta T \quad (79)$$

donde  $\frac{dn}{dT}$  y  $\frac{dL}{dT}$  como ya se dijo, dependen del material de la fibra óptica, para una fibra de silicio,  $\frac{dn}{dT} = 1 \times 10^{-5} / ^\circ C$  y  $\frac{dL}{dT} = 5 \times 10^{-7} / ^\circ C$ . Este tipo de sensores están descritos en la literatura en [Choi, et al., 1997] y [Lee y Taylor, 1991] entre otros.

### III.3. Sensores de óptica integrada.

La luz guiada en guías de onda angostas de índice de gradiente, está basada, como en las fibras ópticas, en el fenómeno de la reflexión total interna.

Los circuitos de óptica integrada pueden estar compuestos por estructuras de guías de onda fundamentales, las cuales se muestran en la figura 25; en el inciso a) se muestra una guía de onda recta simple, en la cual se pueden conectar otros elementos de óptica integrada; en el inciso b) muestra una guía de onda ramificada o de unión Y; una similar pero más complicada que el inciso b) se muestra en c); en el inciso d) se muestra un acoplador direccional, el cual juega un papel importante respecto a los moduladores o interruptores, finalmente, en el inciso e) se muestra la guía de onda llamada interferómetro de Mach-Zehnder, el cual juega un papel importante en los sensores de óptica integrada [Kersten, 1987]

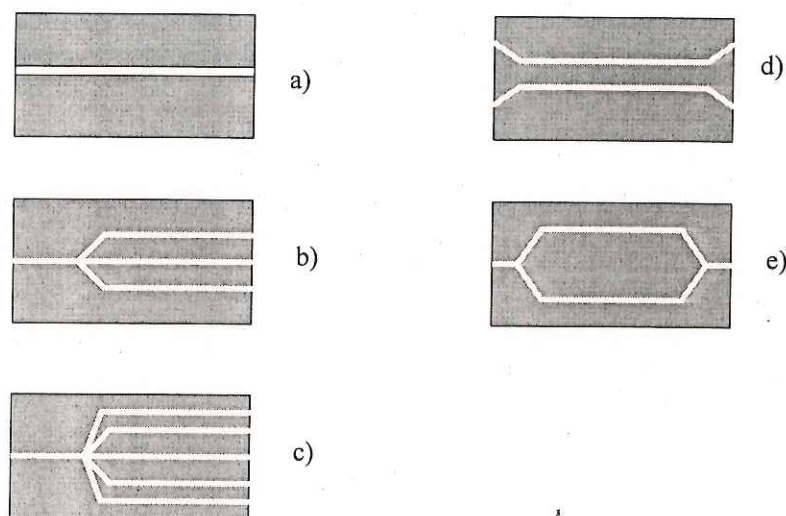


Figura 25.- Guías de onda fundamentales.

Los sensores ópticos generalmente consisten de una fuente de luz, un número de componentes ópticos para llevar la luz en forma apropiada a algún agente modulador y finalmente un detector, posiblemente precedido por algún componente óptico. Las fuentes de



luz y los detectores son componentes electro-ópticos que pueden ser controlados, mientras que la señal de salida, puede ser procesada, para convertirla en alguna forma conveniente.

En los sensores, tanto de fibras ópticas como de guías de onda, de acuerdo al rol que juegan éstas en el sensor se clasifican en:

- **Sensores extrínsecos**, éstos son distinguidos por que el elemento sensor se dá fuera de la fibra o de la guía de onda, es decir el transductor -un sistema externo- convierte un cambio del ambiente a un cambio en la transmisión de la luz dentro de la guía de onda o fibra óptica.
- **Sensores intrínsecos**, en los cuales los cambios en el ambiente alteran las propiedades de la fibra o de la guía de onda, es decir el sensor toma lugar dentro de la misma fibra, generalmente los sensores interferométricos son de este tipo [Udd, 1991], [Fluitman y Popma, 1986] y [Lerner, 1997].

### **III.3.1. Transductores de temperatura de óptica integrada tipo Mach-Zehnder:**

El interferómetro tipo Mach-Zehnder es fabricado también en guías de onda, tal como se vió en la figura 25e), originalmente este interferómetro consiste de dos divisores de haz y dos espejos totalmente reflectores, tal como se muestra en la figura 26. La luz de la fuente es dividida en dos y viajan dentro del interferómetro a lo largo de caminos separados [Hecht y Zajac, 1986]

En guías de onda el interferómetro es como se muestra en la figura 27. La luz guiada es dividida en dos guías de onda óptica o en dos brazos, después de viajar dentro de esas dos guías, ésta es recombinada por un acoplador dentro de una guía de onda simple [Najafi, 1992]

Si el interferómetro es simétrico, no existe diferencia de fase entre la luz que llega al acoplador, y ésta es combinada constructivamente para producir una salida máxima. Sin embargo, si una diferencia de fase es introducida en la luz guiada dentro de los dos brazos,

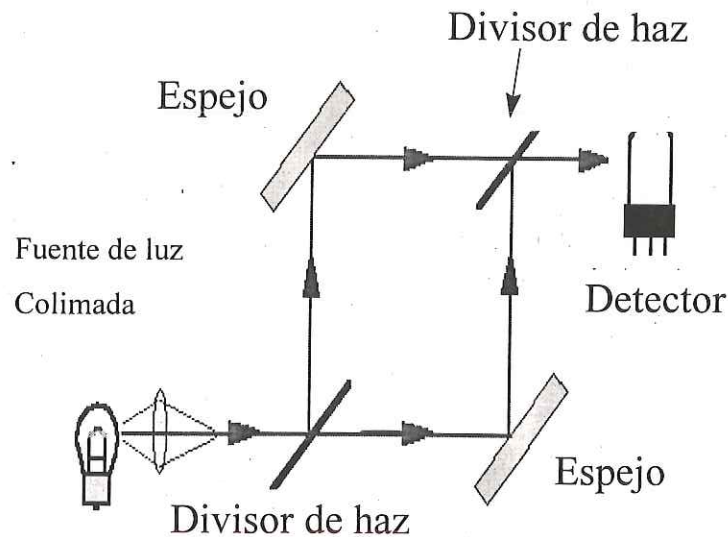


Figura 26.- El interferómetro de Mach-Zehnder.

la salida es diferente y es expresada como:

$$I_{sal} = \frac{I_{ent}}{2} (1 + \cos \phi) \quad (80)$$

donde  $\phi = knL$  es la diferencia de fase entre la luz guiada en ambos brazos del interferómetro. Este efecto puede ser empleado para producir sistemas prácticos tales como, sensores de presión, de índice de refracción, en interruptores ópticos o sensores de temperatura. Un cambio en alguno de los brazos o en ambos, puede producir un cambio en la diferencia de fase.

Hasta ahora se han publicado diferentes tipos de sistemas: un sensor de presión y de desplazamiento es reportado por Wu y Tabib-Azar, en el cual el desplazamiento y presión se da por una deformación en el camino óptico de uno de los brazos del interferómetro Mach-Zehnder y por el efecto elasto-óptico producido en él [Wu y Tabib-Azar, 1996]. Un sensor de índice de refracción que utiliza uno de los brazos del interferómetro Mach-Zehnder, el cual es expuesto a un líquido, es publicado por Ross [Ross, 1994]. En los interruptores ópticos, un material no lineal es depositado sobre uno de los brazos, entonces, el índice de refracción

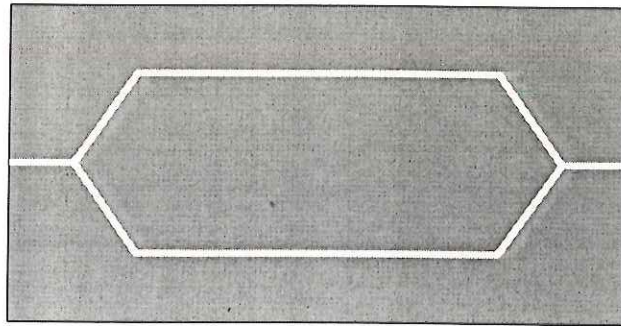


Figura 27.- Interferómetro Mach-Zehnder simétrico de guías de onda ópticas.

del material es modificado al incrementar la intensidad de la luz guiada.

Las características del interferómetro Mach-Zehnder están gobernadas por los parámetros de los componentes empleados en su construcción. Existen interferómetros de éste tipo más complejos como el que se muestra en la figura 28:

Este tipo de guía de onda tiene interesantes aplicaciones, por ejemplo, se puede construir un sensor de temperatura, debido a que la longitud de los brazos son diferentes, un cambio en la temperatura producirá una diferencia de fase, la cual puede ser medida y relacionada con el cambio de la temperatura [Najafi, 1992].

El elemento básico del sensor de temperatura de óptica integrada es una guía de onda versión interferómetro Mach-Zehnder, como la ilustrada en la figura 28. Una entrada óptica en la guía de onda se divide en dos dentro de los dos brazos de diferente longitudes,  $L_1$  y  $L_2$ , los cuales son recombinados para formar una salida en la guía de onda. Cada sección de la guía de onda, es decir, cada brazo, es monomodal y tienen un índice efectivo; la diferencia de camino óptico está dada por la ecuación siguiente [Johnson et al., 1982].

$$\Delta L = L_1 - L_2 \quad (81)$$

sabemos que la diferencia de fase es  $\phi = knL$ , aplicando la ecuación 81 para este tipo de

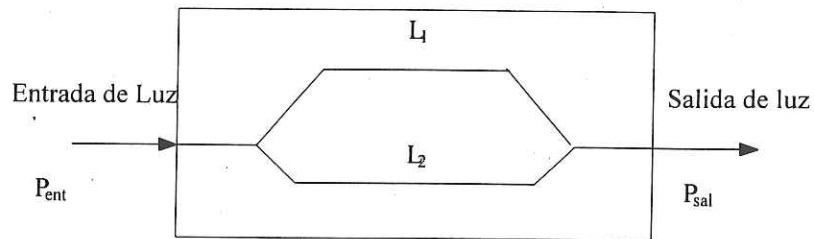


Figura 28.- Versión de un interferómetro Mach-Zehnder con longitudes de los brazos diferentes.

interferómetro de longitud de brazos diferentes, la diferencia de fase queda como:

$$\phi = kn\Delta L \quad (82)$$

Como a este interferómetro se le va aplicar una perturbación, en este caso la temperatura, hay que considerar este efecto en la ecuación 82, porque tanto  $\Delta L$  como  $n$  dependen de la temperatura, quedando entonces la perturbación en la fase como:

$$\frac{d\phi}{dT} = kn \frac{\Delta L}{dT} + k\Delta L \frac{dn}{dT} \quad (83)$$

o bien,

$$d\phi = \frac{2\pi}{\lambda} \left( n \frac{\Delta L}{dT} + \Delta L \frac{dn}{dT} \right) dT \quad (84)$$

aplicando la ecuación 84 a la ecuación 80, la intensidad de salida del sensor de temperatura tipo Mach-Zehnder es por lo tanto:

$$I_{sal} = \frac{I_{ent}}{2} (1 + \cos d\phi) = \frac{I_{ent}}{2} \left( 1 + \cos \left[ \frac{2\pi}{\lambda} \left( n \frac{\Delta L}{dT} + \Delta L \frac{dn}{dT} \right) dT \right] \right) \quad (85)$$

Otros tipos de sensores de temperatura han sido reportados, un ejemplo de este es el

sensor tipo Michelson reportado por Izutsu [Izutsu et. al., 1986] .

### III.3.2. Transductores de temperatura de óptica integrada tipo Fabry-Perot.

Una clase especial de sensores de fibra óptica usan la cavidad resonante tipo Fabry-Perot, tal como se vió en la sección anterior. Esta estructura es utilizada también en sensores de óptica integrada. Como ya se mencionó, las variables que pueden ser detectadas son la temperatura, presión, campo eléctrico y campo magnético; la presión y la temperatura pueden ser medidas usando un vidrio como elemento sensor mientras que los campos eléctrico y magnético necesitan un material electro-óptico [Kersten, 1987] .

El objetivo de este trabajo es el estudio de un sensor de temperatura de óptica integrada tipo Fabry-Perot, este sensor se obtiene fabricando una guía de onda como la que se muestra en la figura 29.

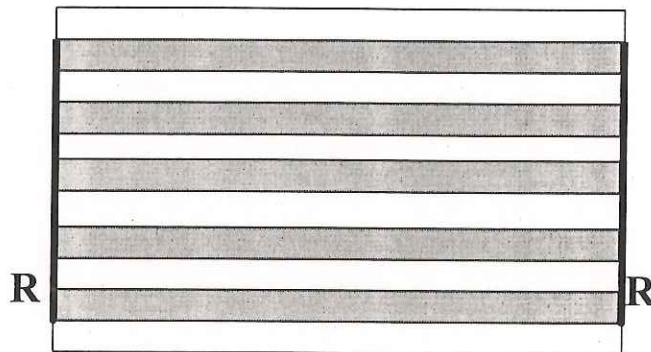


Figura 29.- Guías de onda con espejos semireflectores en las caras de las guías.

En la figura 29 se observan varios sensores tipo Fabry-Perot idénticos, las partes sombreadas son las guías de onda en el substrato, y se observa en ambas caras de las guías unos espejos semireflectores, cada guía de onda es un Fabry-Perot. El proceso de fabricación de las guías de onda para obtener estos sensores se definirán con detalle en el capítulo

siguiente.

Los sensores basados en la cavidad de un Fabry-Perot han sido usados por su versatilidad, por ejemplo se pueden fabricar sensores de presión y temperatura. Estos tipos de sensores detectan cambios en la longitud del camino óptico inducidos por los cambios en su índice de refracción o en la longitud física de la cavidad. Este tipo de sensores son aún más atractivos por su reducido tamaño. Otra ventaja de usar sensores en miniatura tipo Fabry-Perot, es que se pueden utilizar fuentes de luz de baja coherencia para generar la interferencia [Kim y Neidirk, 1996].

La ecuación para la intensidad de salida de un resonador óptico es:

$$I_T = \frac{(1 - R)^2 \exp(-\alpha L)}{(1 - \tilde{R})^2 + 4\tilde{R} \operatorname{sen}^2\left(\frac{\phi}{2}\right)} I_0 \eta \quad (86)$$

donde  $I_0$  es la intensidad del láser antes del acoplamiento de la guía de onda,  $\eta$  es la eficiencia de acoplamiento de la guía de onda,  $R$  es la reflectancia de la cavidad y  $\phi$  es el cambio de fase en el sensor de guía de onda,

$$\phi = 2\beta L = 2knL = \frac{4\pi}{\lambda} nL \quad (87)$$

$\tilde{R}$  es la cantidad de resonancia en la guía de onda y es:

$$\tilde{R} = R \exp(-\alpha L) \quad (88)$$

donde  $\alpha$  es el coeficiente de atenuación de la guía de onda [Regener y Sohler, 1985].

La intensidad transmitida varía periódicamente con la diferencia de fase  $\phi$ , la cual es inducida por el cambio de temperatura a que es sometida la guía de onda. La perturbación en la fase, queda de la siguiente manera:

$$\frac{d\phi}{dT} = \frac{4\pi}{\lambda} \left( L \frac{dn}{dT} + n \frac{dL}{dT} \right) \quad (89)$$

o bien,

$$\Delta\phi = \frac{4\pi}{\lambda} \left( L \frac{dn}{dT} + n \frac{dL}{dT} \right) \Delta T \quad (90)$$

siendo  $\frac{dn}{dT}$  y  $\frac{dL}{dT}$  el cambio del índice de refracción respecto a la temperatura y el coeficiente de expansión térmica, respectivamente, del material en el que fue construido el sensor, en este caso sobre vidrio.

El coeficiente de atenuación  $\alpha$ , puede ser evaluado midiendo los valores relativos de las intensidades máxima y mínima de la cavidad resonante y el factor del contraste  $K$  del Fabry-Perot. La intensidad transmitida tiene dos puntos muy importantes, y estos son cuando se obtienen las condiciones de resonancia y antiresonancia. Para el primer caso la intensidad transmitida tiene un máximo  $I_{\max}$  (cuando la diferencia de camino óptico de la luz produce un múltiplo impar de  $\pi$  en la fase) y para el segundo caso  $I_{\min}$  (cuando la fase es un múltiplo entero par de  $\pi$ ).  $I_{\max}$  e  $I_{\min}$  están dadas por las siguientes ecuaciones:

$$\left. \begin{aligned} I_{\max} &= \frac{(1-R)^2 \exp(-\alpha L)}{(1-\tilde{R})^2} I_0 \eta \\ I_{\min} &= \frac{(1-R)^2 \exp(-\alpha L)}{(1+\tilde{R})^2} I_0 \eta \end{aligned} \right\} \quad (91)$$

El contraste de una cavidad resonante Fabry-Perot es:

$$K = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad (92)$$

sustituyendo la ecuación 91 en la ecuación 92 tenemos que:

$$K = \frac{2\tilde{R}}{1 + \tilde{R}^2} \quad (93)$$

donde  $K$  es independiente de  $I_0$  y  $\eta$  y sólo depende del factor de pérdidas por reflexión  $\tilde{R}$ . Las pérdidas por el factor  $\tilde{R}$  se dan por el contraste  $K$ .

$$\tilde{R} = \frac{1}{K} \left( 1 - \sqrt{1 - K^2} \right) \quad (94)$$

para valores pequeños de  $K$ ,  $\tilde{R} \sim K/2$ . Si la reflectividad es conocida se puede evaluar el coeficiente de atenuación  $\alpha$ . Como  $\tilde{R} = R \exp(-\alpha L)$ ,  $\alpha$  está dado en dB/cm

$$\alpha = \frac{4.34}{L} \left( \ln R - \ln \tilde{R} \right) \quad (95)$$

El factor  $R$  puede obtenerse a partir del índice efectivo de la guía de onda:

$$R = \left( \frac{n_{eff} - 1}{n_{eff} + 1} \right)^2 \quad (96)$$

por lo tanto

$$\alpha \sim \frac{4.34}{L} (\ln R + \ln 2 - \ln K) \quad (97)$$

respectivamente

$$K \sim 2R \exp \left( -\frac{L}{4.34} \alpha \right) \quad (98)$$

en la ecuación 97, sólo están implicados la reflectancia en la cara de las guías  $R$ , el contraste  $K$  y la longitud de la guía de onda, el contraste es ocasionado por la variación del camino óptico de luz en la guía al funcionar como sensor de temperatura. De la ecuación 97, obtenemos el error absoluto del coeficiente de atenuación determinado por el método de resonador.

$$|\Delta\alpha| = \frac{4.34}{L} \frac{|\Delta K|}{K} \quad (99)$$



## Capítulo IV. Proceso experimental.

Como se ha descrito en el capítulo anterior, se pueden utilizar tecnologías basadas en fibras ópticas u óptica integrada para la fabricación de sensores de temperatura tipo Fabry-Perot. En este capítulo se hace una descripción del desarrollo experimental utilizado para la fabricación del transductor de temperatura de óptica integrada tipo Fabry-Perot, el cual consiste de una cavidad resonante. La cavidad está constituida de una guía de onda de índice de gradiente y de dos espejos dieléctricos entonados a  $632.8nm$ . Así mismo, se describe la fabricación de las guías de onda de índice de gradiente, el transductor de temperatura tipo Fabry-Perot y el arreglo experimental empleado para el registro de temperatura.

### IV.1. Fabricación de guías de onda.

Existen diferentes procesos que se pueden emplear para la fabricación de guías de onda en vidrio:

- Bombardeo iónico.
- Deposición por vapor químico.
- Recubrimiento por Sol Gel.
- Implantación de iones.
- Intercambio iónico.

Existen guías de onda fabricadas por los diferentes procesos anteriores, pero el proceso por intercambio iónico ha sido la técnica más popular para fabricar componentes de óptica integrada [Najafi, 1992] .

En la actualidad existen diferentes procesos de fabricación por intercambio iónico, como la difusión térmica por baño de sales o la asistida por campo eléctrico. Las guías de onda fabricadas en vidrio por intercambio iónico utilizan como fuentes de iones a un baño de sales o películas delgadas de metal. En el caso de difusión asistida por campo eléctrico, la plata ha sido utilizada como fuente de iones; ésta técnica es llamada de estado sólido y ha sido

objeto de diferentes estudios utilizando como fuente de iones una película de cobre metálica [Márquez et. al., 1995] y [Salazar et. al., 1997] .

En un proceso de intercambio iónico, un ion modificador como el ion  $\text{Na}^+$ , es reemplazado por un ion de un tamaño mayor o una polarizabilidad más alta, en este caso un ion de  $\text{Cu}^+$ . En consecuencia, el índice de refracción del vidrio se incrementa, dando lugar a un gradiente en el índice de refracción. El intercambio iónico puede ser un proceso puramente térmico. Sin embargo, un campo eléctrico puede ser aplicado para acelerar el proceso. Generalmente el ion es introducido al vidrio por un baño de sales, pero en el caso de un intercambio iónico asistido por campo eléctrico, una película metálica puede ser usada como fuente de iones [Najafi, 1992] .

En nuestro caso, el sensor de temperatura ha sido elaborado con guías de onda de índice de gradiente fabricadas por difusión de iones de  $\text{Cu}^+ \rightarrow \text{Na}^+$  en substratos de vidrio. La técnica de intercambio iónico  $\text{Cu}^+ \rightarrow \text{Na}^+$ , para la fabricación de guías de onda, emplea un proceso químico para incrementar localmente el índice de refracción del substrato de vidrio. En este caso, el substrato empleado es un portaobjetos Corning No. 2947 seleccionado por tener una alta concentración de  $\text{Na}^+$ , lo cual permite que el proceso empleado para la fabricación rompa el débil enlace iónico dentro de la estructura vítrea y de lugar al desplazamiento de iones ajenos a ésta, en este caso al  $\text{Cu}^+$  [Sánchez Barrales, 1999] .

Los procesos de intercambio iónico son convenientes para la fabricación de guías de onda por diferentes razones: los procesos ofrecen flexibilidad para escoger los parámetros de fabricación y estos pueden ser optimizados para una gran variedad de aplicaciones, las guías de onda pueden ser reproducibles y tiene bajas pérdidas en la propagación y las guías de onda pueden acoplarse a fibras ópticas monomodales o multimodales.

#### **IV.1.1. Fabricación de las mascarillas.**

Para la fabricación de las guías de onda angostas, es necesario contar con las mascarillas en donde se formaran los canales de la guías, como ya se mencionó, las guías de onda son

fabricadas en substratos de vidrio Corning No. 2947, de dimensiones 2.54 cm. de ancho, 7.62 cm. de largo y 0.1 cm. de espesor.

Para seleccionar un substrato, éste debe contar con un mínimo de imperfecciones superficiales e impurezas, esto se puede comprobar por inspección visual con la ayuda de una lámpara de luz condensada y con la inspección por medio de un microscopio. Posteriormente se limpia el substrato de la siguiente manera:

- lavar el substrato con acetona e inspeccionar visualmente que vaya quedando limpio,
- el substrato se limpia en inmersión con agua destilada a una temperatura de 40 a 60 grados centígrados,
- secar con aire comprimido,
- aplicar una capa de crema limpiadora "Balzers Substrate Cleaner 2",
- dejar secar por un tiempo de 30 a 60 minutos,
- limpiar la crema con papel anticontaminante,
- limpiar el substrato, tomándolo de los cantos, con acetona y cotonetes inspeccionándolo por reflexión con la lámpara de luz condensada hasta que no se observe polvo o grasa.

Enseguida de que se realiza la limpieza, se coloca el substrato en la evaporadora Edwards Modelo 360, se les deposita una película de aluminio (Aluminium wire Balzer) con 99.9% de pureza, de aproximadamente 250 *nm* de espesor, por evaporación al alto vacío.

Una vez que se tienen los substratos con las películas de aluminio, a éste se le deposita una capa de fotorresina "Microposit Photo Resist Shipley 1813". Para este proceso, se coloca el substrato en el equipo de centrifugado, una vez activo y con la ayuda de un gotero o jeringa se deposita la fotorresina estando activado el centrifugado por 20 segundos a 3600RPM; al desactivar el centrifugado, se debe observar una capa uniforme de fotorresina sobre el substrato, si esto no es así, se debe limpiar con acetona y volver a depositar la fotorresina. Cuando se tiene el depósito de fotorresina listo, se debe hornear el substrato por un tiempo de 60 minutos a una temperatura de 100°C.

Una vez que se tienen los substratos con la película de aluminio, con la capa de

fotorresina y con el horneado, se coloca sobre él la mascarilla patrón que contiene los grupos de líneas, el frente de la mascarilla debe hacer contacto con el frente del substrato con fotorresina. Los grupos tienen 20 líneas de diferentes anchos, hay grupos de 5, 10, 15, 20 y 25 micras de ancho en cada línea, con una separación entre líneas de  $50 \mu m$  y una separación entre grupos de  $100 \mu m$ . Una vez que hicieron contacto físico la mascarilla patrón y el substrato/fotorresina, se graban las líneas de la mascarilla a la fotorresina, exponiéndolas a luz ultravioleta por 2 minutos.

Cuando el grabado de las líneas se realizó, se procede a revelar la fotorresina. Cuando el grabado y revelado están listos, se procede a decapar el excedente de aluminio que corresponde a las partes donde la fotorresina no se activó. El decapado se realiza utilizando una mezcla de  $H_3PO_4$ ,  $HNO_3$ ,  $CH_3COOH$  y  $H_2O$  en las proporciones de 16:1:2:1, calentándola a una temperatura de  $35^\circ C$  por doce segundos; cuando la reacción química se detiene y el aluminio es eliminado, se enjuaga con agua destilada por 5 minutos. Una vez seco el substrato se retira con acetona la fotorresina.

El proceso de fabricación de guías de onda se muestra esquemáticamente en la figura 30, los pasos del inciso a) al f) fueron descritos en los párrafos anteriores; y los pasos del inciso g) al j), se describen en los siguientes puntos.

#### **IV.1.2. Proceso de difusión.**

Una vez que tenemos listos los substratos con las líneas grabadas en él; éste se coloca en la evaporadora para depositar una película de cobre (Copper wire Hohnson Matthey Co. con 99.9% de pureza) de aproximadamente  $5 \mu m$  de espesor, la cual servirá como fuente de iones para la difusión.

Después del depósito de cobre, se depositan películas de oro de  $300 nm$  de espesor (Gold wire Alfa Chemicals Co. con 99.9% de pureza) sobre ambas caras del substrato. Las películas de oro funcionan como electrodos y protección de la película de cobre contra la oxidación cuando se realiza la difusión.

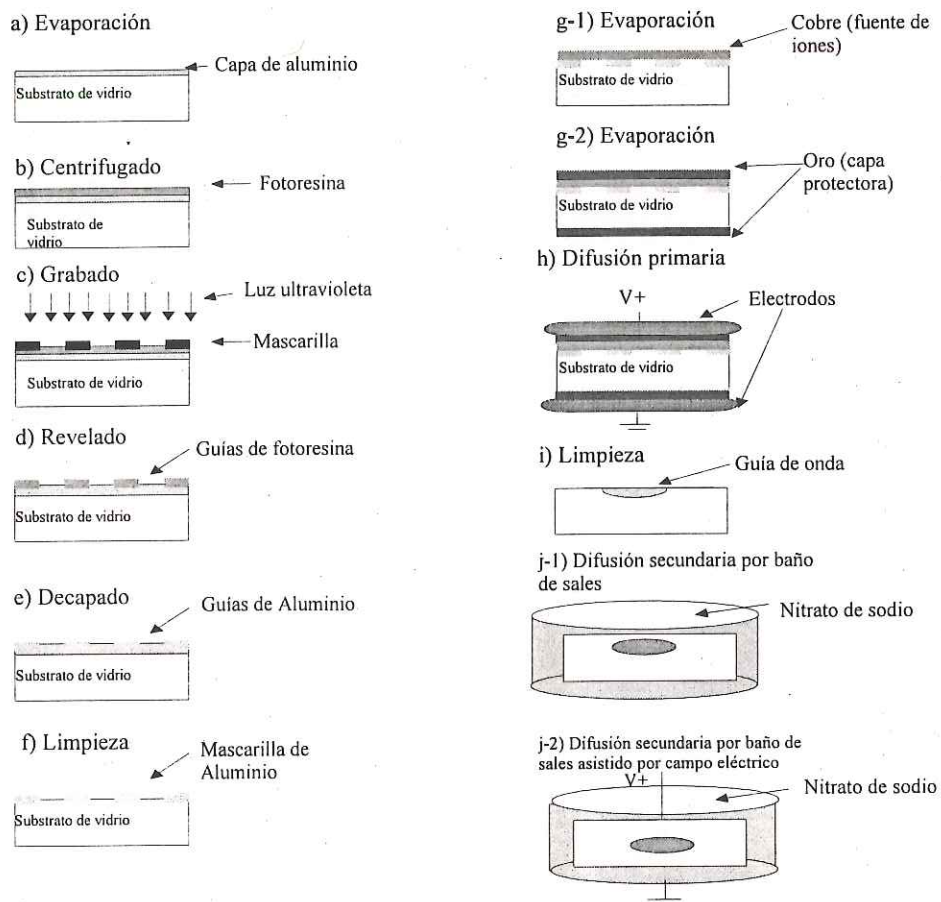


Figura 30.- Proceso de fabricación de guías de onda ópticas.

Cuando se tiene el sustrato con las películas de cobre y oro, se limpian los cantos del sustrato con una lija fina para eliminar restos del material de metal, teniendo cuidado de no dañar las películas de las caras del sustrato. Esto se hace para que al momento de llevar a cabo la difusión, prevenir continuidad eléctrica entre ambas polaridades.

Antes de realizar las difusiones, tanto primaria y secundaria, es necesario realizar una simulación con ayuda del software OPTONEX para poder conocer los parámetros físicos de la difusión para obtener la guía de onda con las propiedades deseadas. Estos parámetros de fabricación son la temperatura, el voltaje aplicado y el tiempo, los que nos determinarán, a su vez, los modos de propagación de la guía de onda [Sánchez Barrales, 1999].

Existen tres métodos para llevar a cabo la difusión de iones los cuales son: difusión primaria por fuente de estado sólido asistido por campo eléctrico, difusión secundaria por baño de sales y difusión secundaria por baño de sales asistido por campo eléctrico. Estos métodos se describen en los siguientes incisos.

#### IV.1.2.1. Difusión primaria por fuente de estado sólido asistido por campo eléctrico.

Este primer proceso se realiza colocando el sustrato con las películas de cobre y oro en medio de dos electrodos metálicos perfectamente paralelos, limpios y pulidos. Estos electrodos, tienen las conexiones necesarias para alimentarse de la fuente de voltaje, ver figura 31. Se calienta el horno hasta la temperatura de difusión seleccionada ( $250^{\circ}C$  –  $350^{\circ}C$ ) por una hora, para tener una temperatura uniforme en los electrodos y el sustrato [Sánchez Barrales, 1999].

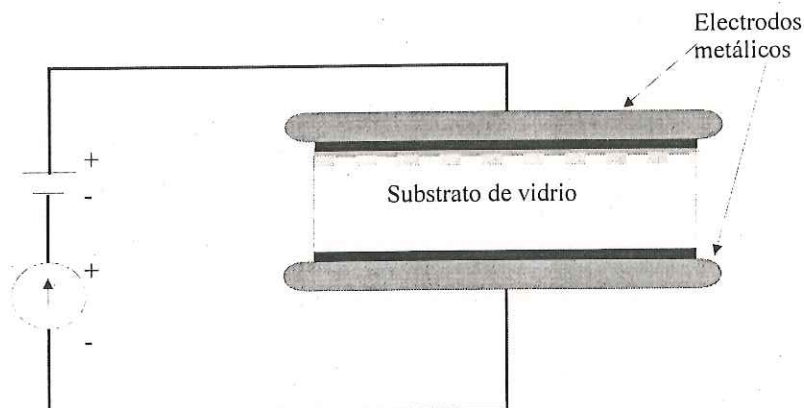


Figura 31.- Circuito utilizado para la realización de la difusión primaria.

El siguiente paso es conectar el circuito que se muestra en la figura 31, con el voltaje correspondiente (15 – 30 voltios) durante el tiempo previamente determinado en la simulación (30-180 minutos). Durante el proceso de difusión se monitorea la corriente de

difusión, la frecuencia con la que se tomaron los datos depende de su rapidez de variación [Sánchez Barrales, 1999] .

#### IV.1.2.2. Difusión secundaria por baño de sales.

En un crisol de platino se funde sal de  $\text{NaNO}_3$  (nitrato de sodio) a  $350^\circ\text{C}$ , el substrato también se coloca en el horno para no provocar un choque térmico. Después de que la sal está fundida, formando el baño de sales, se pone el horno a la temperatura previamente elegida ( $250^\circ\text{C} - 350^\circ\text{C}$ ) para la difusión. Posteriormente se sumerge el substrato en el baño de sales durante el tiempo de difusión previamente determinado (30 – 180 minutos), después se extrae el substrato y se deja enfriar [Sánchez Barrales, 1999] . El arreglo para hacer esta difusión se muestra en la figura 32.

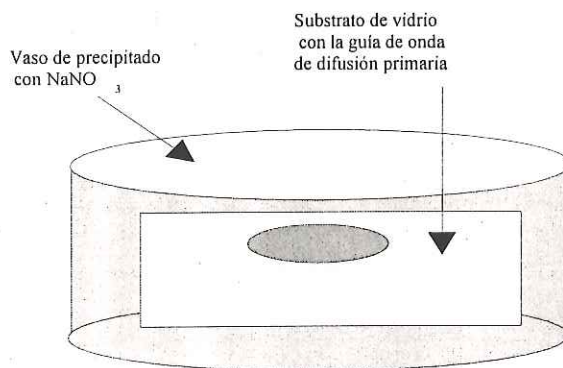


Figura 32.- Difusión secundaria por baño de sales.

#### IV.1.2.3. Difusión secundaria por baño de sales asistido por campo eléctrico.

En este proceso también se funde la sal de  $\text{NaNO}_3$  (nitrato de sodio) como en el proceso de difusión térmica con baño de sales. Para realizar la difusión se utiliza el arreglo experimental que se muestra en la figura 33.

Se debe verificar que exista aislamiento total entre las dos caras del substrato, ya que

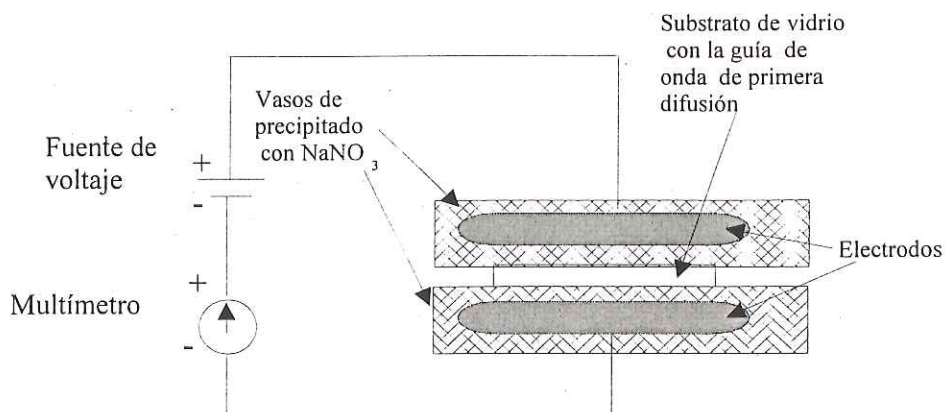


Figura 33.- Difusión secundaria por baño de sales asistida por campo eléctrico.

se encuentran inmersas en un medio líquido que es conductor de corriente eléctrica. Se alimenta el circuito con el voltaje correspondiente al diseño (15 – 30 volts), todo se encuentra en un horno a una temperatura ya determinada (entre  $250 - 350^{\circ}\text{C}$ ), durante el tiempo ya seleccionado (60 – 180 minutos) [Sánchez Barrales, 1999].

#### IV.1.3. Proceso de corte, esmerilado y pulido.

La etapa de corte, esmerilado y pulido es la última etapa del proceso de fabricación de circuitos de óptica integrada elaborados por difusión de iones en vidrio. En las guías de onda, lo que se busca es insertar la luz por las caras transversales del circuito, por lo tanto, es necesario descubrir las caras transversales. En primer lugar hay que observar con un microscopio óptico la calidad de las guías; se selecciona el área que este mejor y entonces se procede a cortar las orillas de las guías de onda con la ayuda de una cortadora de disco. La longitud de las guías pueden quedar de diferentes tamaños, la mayor longitud puede ser aproximadamente 4 cm. que es el largo que tiene la mascarilla de las guías. Al realizar el corte da como resultado una rugosidad grande en toda la sección transversal de ambas orillas de la guía, por lo que se procede a realizar los procesos de esmerilado y pulido.



El esmerilado se realiza con abrasivos de silicio y alúmina graduados en 30, 12, 9, 6 y 3 micrómetros, al ir cambiando el tamaño del abrasivo, el circuito con la guía montado en él debe lavarse cuidadosamente y observarse con la ayuda de un microscopio que no vayan quedando astilladuras grandes en la cara del circuito y que el esmerilado vaya quedando uniforme.

Una vez terminado el esmerilado se pasa al proceso de pulido, el cual consiste en utilizar un pulidor de óxido de cerio con los siguientes grados, 1.7, 0.7 y 0.3 micrómetros, al igual que con el esmerilado, el pulido debe ir observándose para que quede uniforme y sin astilladuras o rugosidades mayores de  $2 \mu m$ .

Una vez pulidas ambas caras de la guía de onda, se protegen con barniz de uñas transparente para evitar rayaduras a la hora de desmontarlo del circuito, lo cual debe hacerse con extrema precaución [Villegas Vicencio et. al., 1998] .

## **IV.2. Fabricación del transductor de temperatura tipo Fabry-Perot.**

Hasta la etapa anterior, nosotros contamos con un circuito óptico de guías de onda de diferentes anchos, por lo tanto para tener un sensor tipo Fabry-Perot es necesario construir la cavidad resonante y esto se logra depositando películas reflectoras en ambas caras de la guía de onda. Antes de el depósito, se procede a limpiar con acetona las caras de la guía o la sección transversal del substrato, siendo una de estas, el lugar donde se acoplará la luz de entrada y la otra la salida de la luz en la guía de onda.

### **IV.2.1. Depósito de películas para la fabricación de los reflectores.**

En esta etapa, primeramente se hizo una limpieza de la evaporadora Edwards 306, esto es; se limpia la campana y demás elementos que quedan dentro de la misma para quitar posibles residuos de materiales utilizados en evaporaciones anteriores, esto con el fin de evitar que se adhieran posibles impurezas en las películas durante la evaporación.

Para lograr los espejos dieléctricos reflectores, se utilizaron dos materiales: Sulfuro de Zinc ( $ZnS$ ) con un índice de refracción  $n_H=2.35$  y Criolita ( $Na_3AlF_6$ ) con un índice de refracción  $n_L=1.35$ . El diseño para la fabricación de estos espejos fue  $substrato/n_H n_L n_H/aire$ , con una longitud de onda de centrado de  $632.8\text{ nm}$ .

Enseguida se realiza la alineación del sistema óptico de monitoreo, el cual consta de una fuente de luz condensada y mediante un sistema de espejos, pasando por uno de los substratos (monitor), es dirigida al monocromador en el cual se selecciona la longitud de onda correspondiente al diseño, ver figura 34. Posteriormente, se coloca la campana y se procede a generar el vacío, este proceso dura alrededor de 60 minutos.

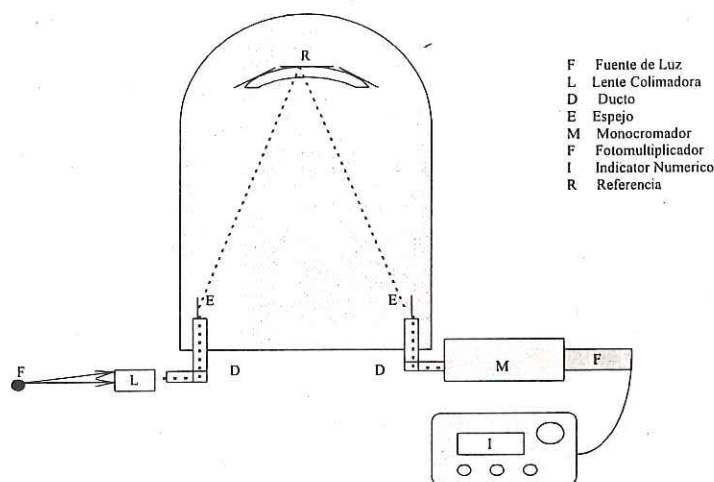


Figura 34.- Representación esquemática de las principales componentes de la evaporadora Edwards 306 y del sistema monitor utilizados para el depósito de los recubrimientos.

Por último se realiza la evaporación de los materiales, esto se logra haciendo circular por medio de los electrodos una corriente alta en el bote del material seleccionado, con lo cual es posible calentarlo hasta lograr la temperatura de evaporación del material. Es importante que el obturador de la evaporadora se mantenga puesto para que reciba las posibles evaporaciones de impurezas o humedad que se encuentren en el bote o el material mientras este alcanza la temperatura adecuada para la evaporación, después se abre el obturador para que se deposite el material sobre el substrato, al mismo tiempo se monitorea el espesor de la película. En

este caso el espesor de las películas fue de  $\lambda/4$ . Cuando se llega a dicho espesor, el obturador se cierra y se corta la corriente para detener la evaporación del material, enseguida se deja enfriar unos minutos para estabilizar el sistema y se procede de la misma forma para cada una de las capas siguientes del diseño hasta completarlo.

### IV.3. Montaje experimental.

Cuando se tienen las guías con los reflectores en sus caras de entrada y salida de luz, es entonces cuando se tiene el interferómetro Fabry-Perot, como el mostrado en la figura 29.

Antes de describir el arreglo experimental del sensor de temperatura, es necesario conocer los parámetros físicos que están involucrados en el cambio de fase de este interferómetro cuando es sometido a un cambio de temperatura, estos se describen a continuación.

#### IV.3.1. Parámetros físicos variables con la temperatura.

Como se vio en el capítulo anterior, el cambio de fase está dado por:

$$\Delta\phi = \frac{4\pi}{\lambda} L \left( \frac{dn}{dT} + n \frac{dL}{LdT} \right) \Delta T \quad (100)$$

donde  $\frac{dL}{LdT}$  es el coeficiente de expansión térmica del vidrio utilizado para la fabricación de las guías de onda. Procedimos a medirlo sumergiendo el substrato en agua y calentándola hasta alcanzar los 100°C, el substrato alcanzó una temperatura de 82°C. La herramienta que se utilizó para medir su expansión térmica fue un Bernier el cual cuenta con una resolución de  $10^{-4}$  pul., al medir el ancho, largo y espesor del substrato no detectamos ningún cambio, por lo tanto, se procedió a buscar la manera de encontrar este valor de otra manera, y esto se puede hacer por una relación de adición de los valores por el método de English y Turner o el de Silverman [Morey, 1950] y [Tooley, 1974] :

$$\alpha = a_1p_1 + a_2p_2 + \dots + a_np_n = \frac{dL}{LdT} \quad (101)$$

donde  $\alpha$  no tiene nada que ver con las pérdidas de las guías de onda, sino que es la función de expansión térmica la cual se representa en valores de longitud/longitud/ $^{\circ}\text{C}$ ;  $a_1, a_2 \dots a_n$  son las constantes de los materiales que componen el vidrio;  $p_1, p_2 \dots p_n$  son los porcentajes del material por el que está compuesto el vidrio, estos valores se muestran en la tabla I.

Tabla I.-Composición química del sustrato con sus respectivos pesos y valores para el cálculo de  $dn/dT$  (\* sólo de 0 a 12 por ciento)

Material	Peso(%)	English y Turner (25°C a 90°C)	Silverman (80°C a 170°C)
SiO <sub>3</sub>	72.08	$0.05 \times 10^{-7}$	$0.28 \times 10^{-7}$
CaO	06.52	$1.63 \times 10^{-7}$	$1.36 \times 10^{-7}$
Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	01.26	$0.14 \times 10^{-7}$	$0.24 \times 10^{-7}$
MgO	03.86	$0.45 \times 10^{-7}$	$0.73 \times 10^{-7}$
Na <sub>2</sub> O	15.32	$4.32 \times 10^{-7}$	$3.86 \times 10^{-7}$
K <sub>2</sub> O	00.796	$3.90 \times 10^{-7}$	$3.20 \times 10^{-7}$
TiO <sub>2</sub>	00.030		
BaO	00.013	$1.40 \times 10^{-7}$	$1.08 \times 10^{-7}$
B <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	00.070	$*-.66 \times 10^{-7}$	$*-.60 \times 10^{-7}$
Trazas	00.050		

Donde Peso(%) es el porcentaje de los diferentes materiales de los que está constituido el vidrio [Márquez et. al., 1995]. Conociendo los valores de la tabla I, tenemos los valores por el método de English y Turner de  $\alpha = 85.4 \times 10^{-7} \text{ cm/cm}/^{\circ}\text{C}$  y para el método de Silverman de  $\alpha = 93.8 \times 10^{-7} \text{ cm/cm}/^{\circ}\text{C}$ . Los constantes de los materiales TiO<sub>2</sub> y Trazas, no se consideraron en ninguno de los dos métodos, no obstante su peso es menor al 1%. En el caso del Corning 2947, que es el vidrio sobre el cual se fabricaron los sustratos, según datos proporcionados por el fabricante,  $\alpha = 90.6 \times 10^{-7} \text{ cm/cm}/^{\circ}\text{C}$  de 25 a 350°C. Que está en buena concordancia con los valores de  $\alpha$  calculados a partir de la composición química. Conociendo el valor de  $\alpha$  y de la ecuación 101, entonces podemos despejar  $dL$ , quedando:

$$dL = \alpha L dT \quad (102)$$

donde  $L = 2.54 \text{ cm}$  es el ancho del substrato que medimos,  $dT$  es el diferencial de temperatura, en este caso empezamos con una temperatura ambiente de  $22^\circ\text{C}$  y medimos hasta que el substrato alcanzó la temperatura de  $82^\circ\text{C}$ , por lo tanto  $dT = 60^\circ\text{C}$  y  $\alpha = 90.6 \times 10^{-7} \text{ cm/cm}/^\circ\text{C}$ , por lo tanto:

$$\begin{aligned} dL &= (90.6 \times 10^{-7} \text{ cm/cm}/^\circ\text{C}) (2.54 \text{ cm}) (60^\circ\text{C}) \\ dL &= 1.38074 \times 10^{-3} \text{ cm} = 0.5436 \times 10^{-5} \text{ pul.} \end{aligned} \quad (103)$$

Por lo anterior, es explicable que cuando medimos este valor no se haya podido determinar, pues la herramienta de medición con la que contábamos tiene una resolución de  $10^{-4} \text{ pul.}$  y el valor para el que se observa un cambio es de  $10^{-5} \text{ pul.}$  Para efectos de este trabajo, el valor que consideramos fue el proporcionado por el fabricante:

$$\frac{dL}{LdT} = 90.6 \times 10^{-7} \text{ cm/cm}/^\circ\text{C} \quad (104)$$

Conociendo el valor del coeficiente de expansión térmica, falta conocer  $\frac{dn}{dT}$ , que es el cambio que sufre el índice de refracción conforme se le aplica una temperatura. En principio, se procedió a medirlo colocando el substrato en un refractómetro Bausch & Lomb, en el cual el índice de refracción para  $589 \text{ nm.}$  es de  $1.5145$  a temperatura ambiente. Utilizando el sistema de calefacción por recirculación del refractómetro, logramos medir el índice de refracción a diferentes temperaturas que variaron de  $22^\circ\text{C}$  a  $83^\circ\text{C}$ , no observándose ningún cambio en el índice de refracción, es decir, para todas las temperaturas  $n = 1.5145$ .

Al igual que con el coeficiente de expansión térmica, se procedió a buscar este valor en la literatura, encontrando que para la mayoría de los vidrios se toma un valor de  $1 \times 10^{-5}/^\circ\text{C}$  [Tooley, 1974]. Por ésta razón se entiende que a la hora de medir  $\frac{dn}{dT}$  en el refractómetro de Bausch & Lomb, el cual tiene una resolución de  $10^{-4}$ , no se haya observado cambio alguno en este dato, por lo tanto:

$$\frac{dn}{dT} = \frac{1 \times 10^{-5}}{^{\circ}C} \quad (105)$$

### **IV.3.2. Arreglo experimental para el transductor de temperatura de óptica integrada tipo Fabry-Perot.**

Una vez que se tienen las guías de onda pulidas y con sus espejos dieléctricos semirreflectores en ambas caras de la guía, se procede a evaluar el comportamiento del transductor de temperatura. Para lograr los óptimos resultados, se hicieron varias corridas experimentales preliminares.

El arreglo con el sistema de calentamiento por medio de la plancha de metal se muestra en la figuras 35 y 36. Se hicieron pruebas colocando la guía de onda sobre una plancha de metal, la cual en su interior tenía dos resistencias de 20 watts las cuales fueron conectadas en paralelo a una fuente de voltaje AC variable, el cual nos permite aplicar un voltaje para calentar la plancha y así poder calentar el substrato donde se encuentran las guías de onda tipo Fabry-Perot, las guías fueron fijadas a la plancha por medio de imanes y sobre el substrato fue conectado un termopar para monitorear la temperatura, con una resolución de  $0.1^{\circ}C$ .

En estos arreglos (figuras 35 y 36) se muestra la fuente láser de He-Ne que opera a una longitud de onda  $\lambda = 632.8 \text{ nm}$ , seguido de un microposicionador con un objetivo de microscopio de 20X que sirve para acoplar la luz a la entrada de la guía de onda que se encuentra sobre la plancha. A la salida de la guía de onda, se coloca un objetivo de microscopio de 20X para amplificar la salida de la luz de la guía de onda. La señal de salida, es analizada utilizando una cámara CCD o un fotodetector.

### **IV.3.3. Toma de datos experimentales.**

Para detectar la señal de salida de la cavidad resonante tipo Fabry-Perot, se utilizaron dos métodos, los cuales se muestran en las figuras 35 y 36 en los cuales se observa que un método consiste en utilizar una cámara CCD y el otro por medio de un fotodetector, esto es

explicado en los siguientes puntos.

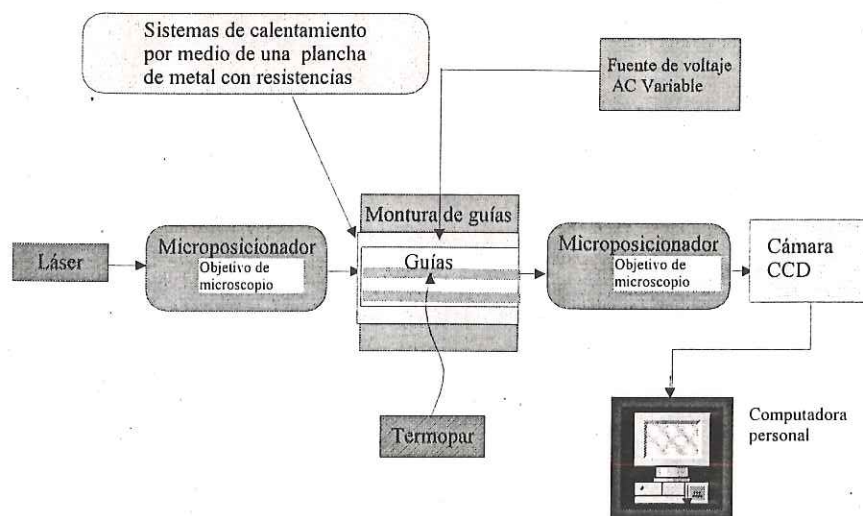


Figura 35.- Arreglo experimental con fuente de calentamiento de plancha de metal y toma de datos por medio de una cámara CCD.

#### IV.3.4. Procesamiento de datos experimentales para obtención de resultados.

La señal obtenida por la cámara CCD fueron a través de imágenes de las variaciones de la intensidad de salida de la cavidad resonante, inducida por cambios en la temperatura de la guía de onda. Se tomaron imágenes para cada calentamiento de la guía, es decir, se empezaba a calentar la guía y a medir la temperatura, al mismo tiempo se tomaban las imágenes con intervalos de tiempo de 1 segundo entre cada imagen y así se obtuvieron varios eventos de mediciones distintas para cada interferómetro tipo Fabry-Perot. Un conjunto de imágenes se muestran en la figura 37.

De esta manera, se adquirieron imágenes de variaciones de intensidad de la salida de la guía para cada experimento realizado., Al mismo tiempo que se tomaban las imágenes, se monitoreaba manualmente la temperatura con el termopar. Cada imagen fue tratada como un conjunto de datos de 244x753 pixeles, de esta manera, se seleccionaba la parte central del

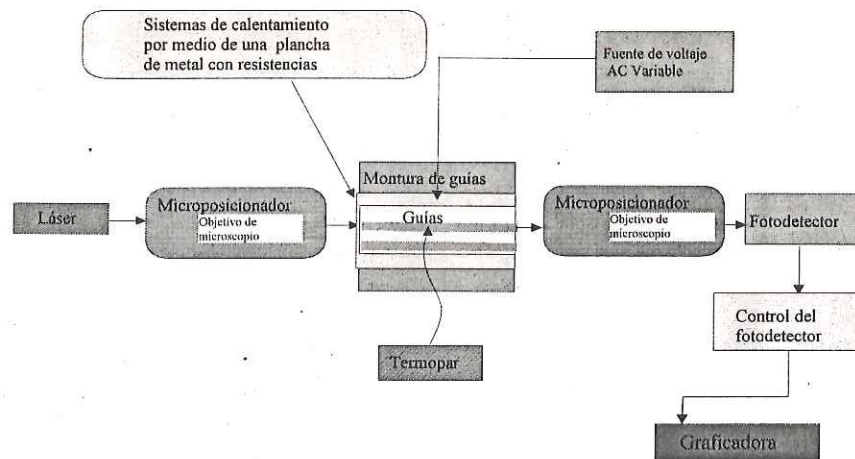


Figura 36.- Arreglo experimental con fuente de calentamiento de plancha de metal y toma de datos por medio del fotodetector con salida a una graficadora.

spot de la guía de onda tomando un conjunto de datos de aproximadamente 50x100 pixeles. El fin de tomar la parte central de la mancha de intensidad de la guía de onda, es que es la región donde hay menor ruido en la imagen. Con el procesamiento de estas señal (la sumatoria de las intensidades relativas de cada elemento del sensor del CCD) se obtuvo un valor para la intensidad de esa mancha de luz. El procedimiento fue similar para cada imagen obtenida y al final quedamos con datos normalizados para cada medición de temperatura [EDC-1000HR, 1999.] .

Otra manera de obtener los datos fue por medio de un fotodetector (ver figura 36), el cual nos daba la salida a una graficadora, en este tipo de obtención de datos, en lugar de observar las variaciones de intensidad se observa el cambio de fase del transductor de temperatura de óptica integrada tipo Fabry-Perot; estos datos son obtenidos en papel, por lo que se escanearon para convertirlos a archivos. En total se tomaron cinco mediciones de esta manera, las cuales fueron escaneadas y transformadas a datos por medio de un programa de computación llamado Un-scan-it el cual convierte los datos de las gráficas a datos numéricos[Un-Scan-It]



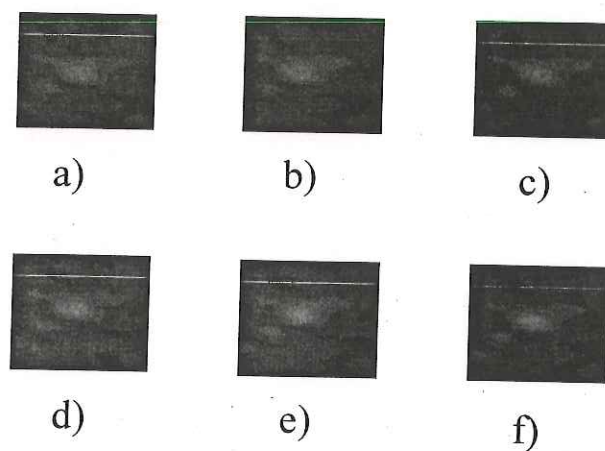


Figura 37.- Conjunto de imágenes que se tomaron para obtener los datos, estas imágenes van de 34.3°C a 34.5°C.

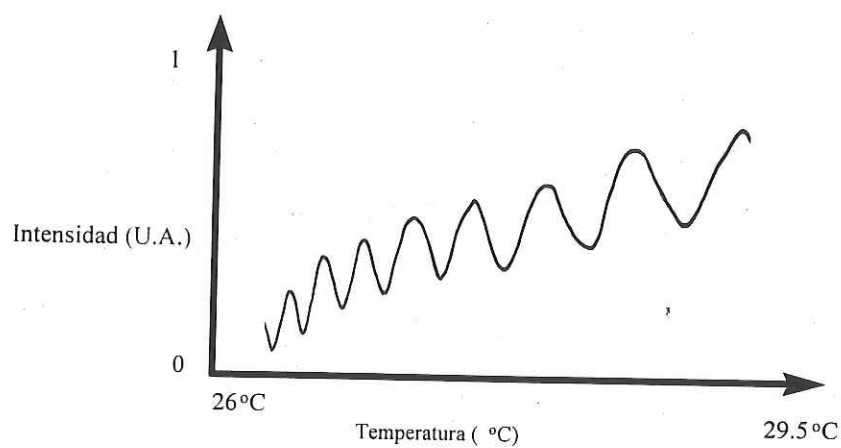


Figura 38.- Datos experimentales obtenidos por medio de la graficadora y escaneados para su proceso, el cambio de temperatura va de 26°C a 29.5°C

## Capítulo V. Resultados.

En este capítulo se muestran los resultados obtenidos de la evaluación del comportamiento óptico que presentan los transductores de temperatura de óptica integrada. Estos transductores están constituidos por una cavidad resonante tipo Fabry-Perot, el cual consta de una guía de onda de índice de gradiente y de dos espejos dieléctricos semirreflectores.

### VI. Cambio de temperatura de media onda ( $T\pi$ ).

El principio de operación de un transductor de temperatura tipo Fabry-Perot, está descrito por el cambio de fase y consecuentemente las variaciones que sufre la intensidad de salida,  $I_T$ , descrita por la ecuación 106, al aplicársele una perturbación dada, en este caso la temperatura. El cambio de fase es proporcional al cambio de la temperatura y está descrito por la ecuación 107:

$$I_T = \frac{(1 - R)^2 \exp(-\alpha L)}{(1 - \tilde{R})^2 + 4\tilde{R} \operatorname{sen}^2\left(\frac{\phi}{2}\right)} I_0 \eta \quad (106)$$

$$\frac{d\phi}{dT} = \frac{4\pi}{\lambda} L \left( \frac{dn}{dT} + \frac{n}{L} \frac{dL}{dT} \right) \quad (107)$$

donde  $\tilde{R} = R \exp(-\alpha L)$ ,  $\alpha$  es el factor de pérdidas o coeficiente de atenuación de la guía de onda,  $R$  es la reflectancia de la cavidad,  $n$  es el índice de refracción de la guía de onda,  $I_0$  es la intensidad del láser antes del acoplamiento al sensor de guía de onda,  $\eta$  es la eficiencia de acoplamiento de la guía de onda,  $\frac{dn}{dT}$  es el cambio que sufre el índice de refracción al aplicársele una temperatura y  $\frac{1}{L} \frac{dL}{dT}$  es el coeficiente de expansión térmica del substrato.

Definiendo  $b$  como:

$$b = \frac{dn}{dT} + \frac{n}{L} \frac{dL}{dT} \quad (108)$$

la ecuación 107 queda como 109, la cual nos indica la sensibilidad del transductor, es

decir, nos da el número de franjas de interferencia que se producen por grado centígrado de calentamiento del sensor

$$\frac{d\phi}{dT} = \frac{4\pi}{\lambda} bL \quad (109)$$

Un parámetro empleado normalmente en la caracterización de un transductor de temperatura tanto de fibras ópticas como de óptica integrada, es el cambio de temperatura de media onda, llamado  $T\pi$ . El término  $T\pi$  es descrito por la ecuación 110 y nos da información de cuantos grados centígrados hay entre un máximo y un mínimo en los cambios de fase o intensidad sufridos por el sensor al momento de aplicar la temperatura [Haruna, 1985] , [Izutsu et. al., 1986] y [Hocker, 1979] .

$$T\pi = \frac{\lambda}{4Lb} \quad (110)$$

Los resultados que se muestran en este capítulo, son los obtenidos teórica y experimentalmente. Se presentan diversos análisis de transductores de temperatura operando en regimen multimodal y monomodal.

## **V2. Mediciones de un transductor de temperatura de una guía de onda multimodal.**

Un conjunto de guías de onda fue fabricado por un proceso de difusión primaria de estado sólido con los siguientes valores: temperatura de  $350^{\circ}C$ , voltaje de 30 voltios y tiempo de 60 minutos. Se utilizó una fuente de iones de  $5\mu m$  de espesor y  $4\mu m$  de ancho. Posteriormente, las guías fueron sujetas a una difusión secundaria térmica por baño de sales de  $NaNO_3$  asistida por campo eléctrico, los parámetros para esta difusión fueron: temperatura de  $350^{\circ}C$ , voltaje de 30 voltios y tiempo de 60 minutos.

Los modos de propagación de las guías de onda angostas de índice de gradiente se analizaron usando la técnica de acoplamiento de luz a guía de onda por medio de un prisma de alto índice de refracción. El equipo utilizado para este análisis modal de las guías de

onda es el equipo Metricon modelo 2010. La guía de onda fabricada con los parámetros descritos anteriormente, presentó cuatro modos de propagación de la luz, siendo éstos para la polarización TE  $n_1 = 1.5167$ ,  $n_2 = 1.5182$ ,  $n_3 = 1.5242$ , y  $n_4 = 1.5388$ , para una longitud de onda de  $632.8nm$ .

Hasta este momento, tenemos la guía de onda angosta de índice de gradiente y para la fabricación de la cavidad resonante tipo Fabry-Perot, fue necesario depositar películas delgadas para la obtención de los espejos dieléctricos semirreflectores, lo cual fue descrito en el capítulo anterior. Con esto, obtuvimos un transductor de temperatura tipo Fabry-Perot, de longitud  $L = 6mm$ . y la reflectancia de las caras del transductor es  $R \sim 60\%$ .

En la tabla II se muestra el número de pruebas realizadas a la señal de salida del transductor de temperatura, sujeta a varios ciclos de calentamiento y enfriamiento a diferentes rangos de temperatura. En todas las pruebas realizadas para esta guía de onda, se observa un comportamiento similar, es por esto que a continuación se muestran a detalle el comportamiento típico de la señal de salida del transductor de temperatura, presentando una muestra representativa de los resultados obtenidos.

Tabla II.-Pruebas de calentamiento y enfriamiento realizadas para los transductores de temperatura de guías de onda multimodal

Guía de onda	Número de prueba	Rango de temperatura ( $^{\circ}C$ )
$L = 6mm$ .	1	30.0-45.0 (Calentamiento)
aa	2	37.0-24.0 (Enfriamiento)
	3	22.0-36.5 (Calentamiento)
	4	35.0-21.4 (Enfriamiento)
	5	29.5-42.0 (Calentamiento)
	6	40.0-23.0 (Enfriamiento)
	7	28.0-39.0 (Calentamiento)
	8	23.0-19.0 (Enfriamiento)
	9	22.2-56.1 (Calentamiento)
	10	50.3-24.1 (Enfriamiento)
	11	22.6-25.2 (Calentamiento)
	12	24.2-26.7 (Calentamiento)
	13	24.9-27.6 (Calentamiento)

Utilizando el arreglo experimental de la figura 36, se acopló luz láser de una longitud

de onda de  $632.8 \text{ nm}$  a una guía de onda y la señal de salida obtenida por la cámara CCD, se muestra en la figura 39

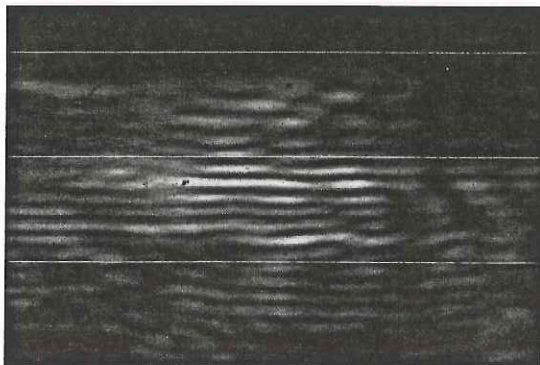


Figura 39.- Imagen de la salida de luz de un transductor de temperatura de una guía de onda multimodal.

Cuando se tomaron las mediciones de este transductor, se observó una variación de intensidad *vs* temperatura no uniforme y que puede ser atribuida a una superposición o batimiento de los cuatro modos de propagación que presenta esta guía. Lo anterior es debido al no poder separar un sólo modo de acoplamiento de luz a la guía. La variación de intensidad del transductor se muestra en la figura 40 en la cual la temperatura va de  $24.2^{\circ}\text{C}$  a  $26.7^{\circ}\text{C}$  y un rango menor de esta medición se observa en la figura 41, en la cual la temperatura cambia de  $24.2^{\circ}\text{C}$  a  $24.6^{\circ}\text{C}$ .

El análisis de la mancha de luz de la señal de salida de otra cavidad resonante se muestra en la figura 42. El transductor tiene características similares al anterior.

Los datos obtenidos de las mediciones para este transductor se observa en la figura 43 y un rango menor de esta medición se observa en la figura 44.

Como se observa en estas figuras, para tener una señal de salida óptima y poder medir el factor  $T\pi$  se debe tener una variación de la señal de salida del transductor de temperatura con comportamiento tipo senosoidal. Este comportamiento periódico de variación de intensidad

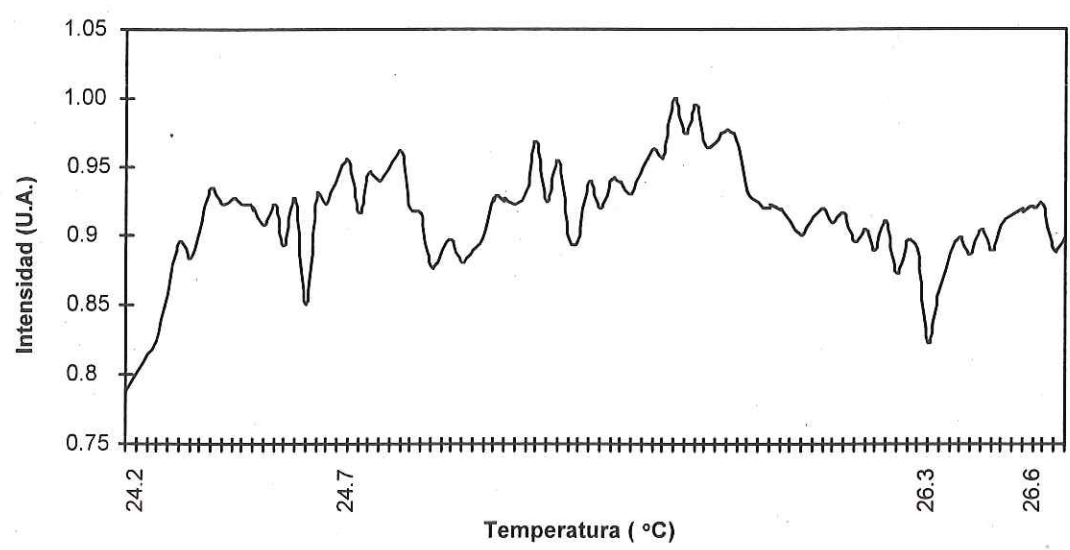


Figura 40.- Medición de intensidad de un transductor de temperatura de una guía de onda multimodal, la temperatura varía de 24.2°C a 26.7°C.

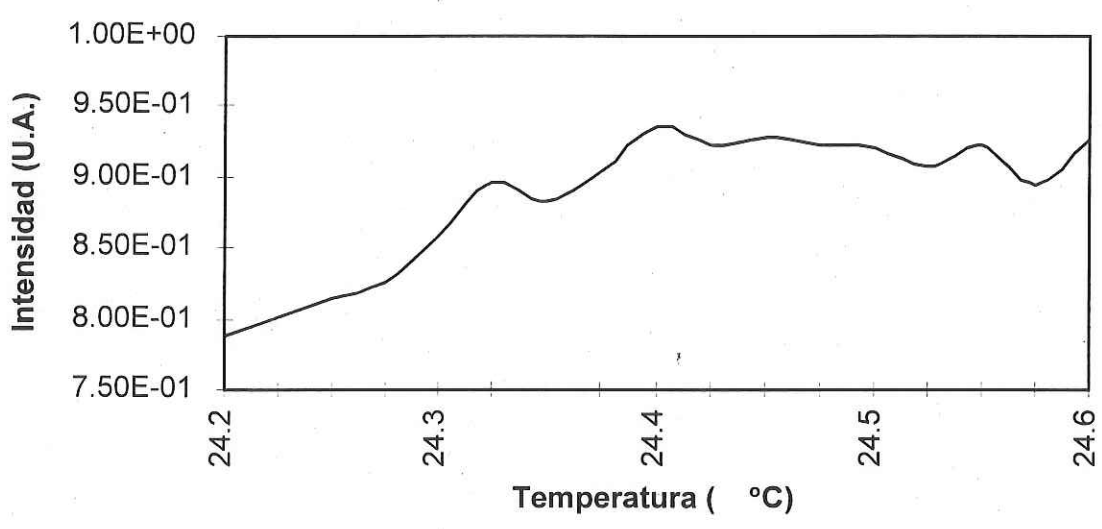


Figura 41.- Medición de intensidad de un transductor de temperatura de una guía de onda multimodal, la temperatura varía 24.2°C a 24.6°C.

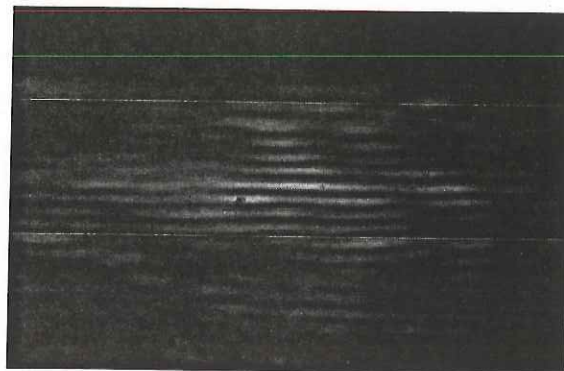


Figura 42.- Imagen de la salida de luz de un transductor de temperatura de una guía de onda multimodal.

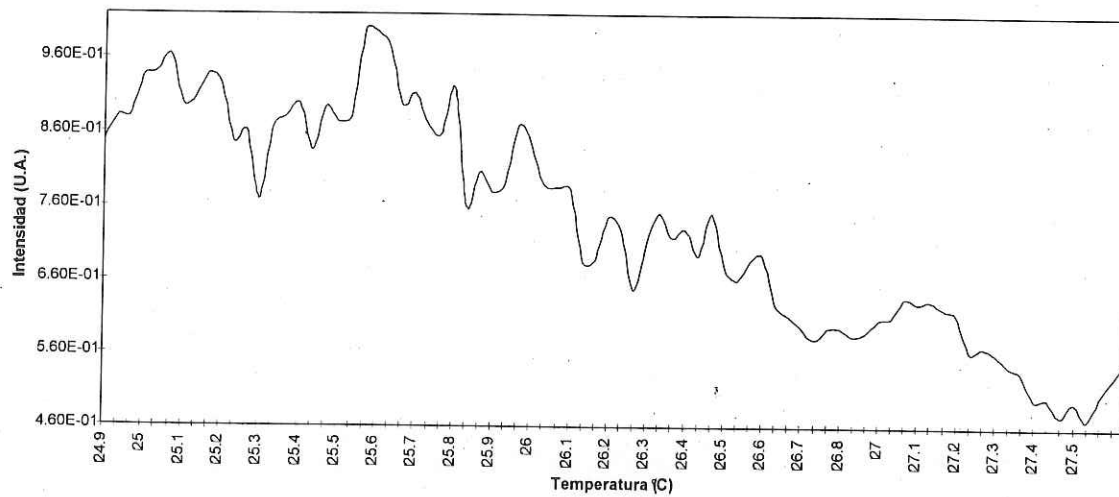


Figura 43.- Medición de intensidad de un transductor de temperatura de una guía de onda multimodal, la temperatura varía de  $24.9^{\circ}\text{C}$  a  $27.6^{\circ}\text{C}$ .

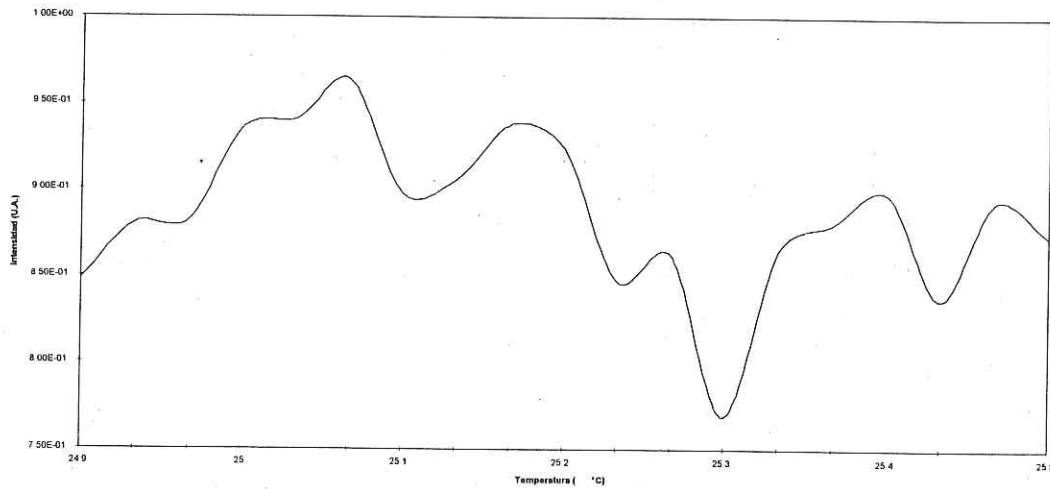


Figura 44.- Medición de intensidad de un transductor de temperatura de una guía de onda multimodal, la temperatura varía de  $24.9^{\circ}\text{C}$  a  $25.5^{\circ}\text{C}$ .

de salida de un transductor es obtenible a partir de un transductor de guía de onda tipo monomodal [Ohtsuka, 1982.] y [Kersey et. al., 1983].

### V.3. Mediciones de un transductor de temperatura de una guía de onda monomodal.

Con la finalidad de desarrollar un transductor con operación potencial en régimen monomodal, procedimos a fabricar transductores de temperatura utilizando la técnica de difusión primaria por fuente de estado sólido asistida por campo eléctrico y la de difusión secundaria por baño de sales; los detalles experimentales son descritos en las siguientes secciones.

#### V.3.1. Mediciones de un transductor de temperatura de guías de onda fabricadas por difusión primaria por fuente de estado sólido asistida por campo eléctrico.

Para una de las guías de onda fabricadas, utilizamos un proceso de difusión primaria de estado sólido asistida por campo eléctrico como se muestra en la figura 31. Los parámetros



utilizados fueron: temperatura de  $350^{\circ}C$ , voltaje de 30 voltios y tiempo de 60 minutos. Se utilizó una fuente de iones de  $5 \mu m$  de espesor y  $4 \mu m$  de ancho.

La guía de onda obtenida utilizando el proceso descrito anteriormente fue una guía de onda monomodal con un índice de refracción efectivo para el modo TE de  $n = 1.5667$ . La constitución de la cavidad resonante de ésta guía de onda de longitud  $L = 32 mm$ . y unos espejos dieléctricos reflectores de  $R \sim 60\%$ .

Tabla III.-Pruebas de calentamiento y enfriamiento realizadas para los transductores de temperatura de guías de onda monomodall

Guía de onda	Pruebas realizadas	Rangos de temperatura ( $^{\circ}C$ )	Término $T_{\pi}$
$L = 32 mm$	1	28.0-55.0 (Calentamiento)	$T_{\pi} = 0.237^{\circ}C$
	2	35.0-22.0 (Enfriamiento)	$T_{\pi} = 0.241^{\circ}C$
	3	22.8-25.3 (Calentamiento)	$T_{\pi} = 0.233^{\circ}C$
	4	28.5-25.5 (Enfriamiento)	$T_{\pi} = 0.227^{\circ}C$

En la tabla III se muestran las pruebas realizadas a la señal de salida del transductor de temperatura, sujeta a varios ciclos de calentamiento y enfriamiento a diferentes rangos de temperatura, obteniendo un  $T_{\pi \text{promedio}} = 0.234 \pm 0.005^{\circ}C$ . En todas las pruebas realizadas para este transductor, la variación de la intensidad de salida contra temperatura, muestran un comportamiento periódico tipo senoidal. El término  $T_{\pi \text{exp}}$  experimental para cada medición es determinado dividiendo la diferencia del rango de temperatura entre el número de cambios de temperatura de media onda en ese intervalo de variación. A continuación, se muestran a detalle el comportamiento típico de la señal de salida del transductor de temperatura monomodal, presentando una muestra representativa de los resultados obtenidos. Utilizando el arreglo 36, se acopló luz láser de una longitud de onda de  $632 nm$  a una guía de onda monomodal y la señal de salida del transductor de temperatura se observa en la figura 45

Este transductor de guía de onda monomodal fue simulado teóricamente con las ecuaciones 106 y 107. La simulación se hizo para comparar el número de ciclos entre los rangos de temperatura teóricos y experimentales. Para este caso:  $\alpha = 1 db/cm$ ,  $R \sim 60\%$ ,  $I_0 = 1$  y  $\eta = 1$  para el caso ideal. De la ecuación 107,  $L = 32 mm$ ,  $n = 1.5667$ ,  $\frac{dn}{dT} = \frac{1 \times 10^{-5}}{^{\circ}C}$ ,

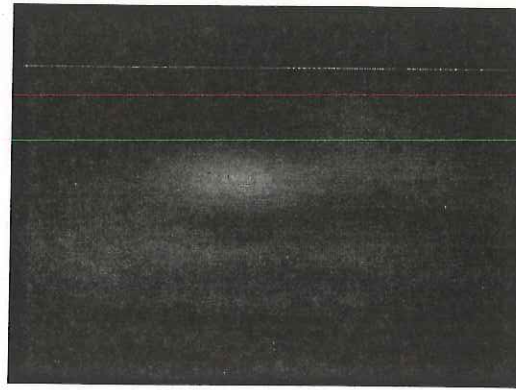


Figura 45.- Imagen de la salida de luz de un transductor de temperatura de una guía de onda monomodal.

$$\frac{1}{L} \frac{dL}{dT} = \frac{90.6 \times 10^{-7}}{^{\circ}C} \text{ y } \lambda = 632.8 \text{ nm}.$$

Los resultados de la simulación del transductor de temperatura monomodal se muestran en la figura 46. Así mismo, en la figura 47, se muestra el resultado experimental de la variación de la intensidad de salida contra la temperatura del transductor monomodal, cuando se le aplica una variación de temperatura de  $22.8^{\circ}C$  a  $25.3^{\circ}C$ .

Una ampliación de una sección de las figuras 46 y 47 se observan en las figuras 48 y 49. Como se puede apreciar, no es fácil estimar con precisión el valor del término  $T_{\pi}$ , debido a que no se conoce con precisión en que temperatura se tienen los puntos de retorno de la gráfica de variación de intensidad de la figura 49, sin embargo en esta figura se observa que  $T_{\pi} \sim 0.2^{\circ}C$ .

Los valores para este transductor de guía de onda monomodal son: longitud  $L = 32 \text{ mm}$ , índice de refracción efectivo  $n = 1.5667$ , cambio de índice de refracción respecto a temperatura  $\frac{dn}{dT} = \frac{1 \times 10^{-5}}{^{\circ}C}$ , coeficiente de expansión térmica  $\frac{1}{L} \frac{dL}{dT} = \frac{90.6 \times 10^{-7}}{^{\circ}C}$  y la longitud de onda de operación  $\lambda = 632.8 \text{ nm}$ . Con estos datos, es posible determinar el término  $T_{\pi}$  de la ecuación 110:  $T_{\pi \text{ teórico}} = 0.204^{\circ}C$ .

El término  $T_{\pi \text{ teórico}} = 0.204^{\circ}C$  y el parámetro que se muestra en la figura 49 es  $T_{\pi \text{ exp}} \sim 0.2^{\circ}C$ , existiendo una gran similitud entre ellos.

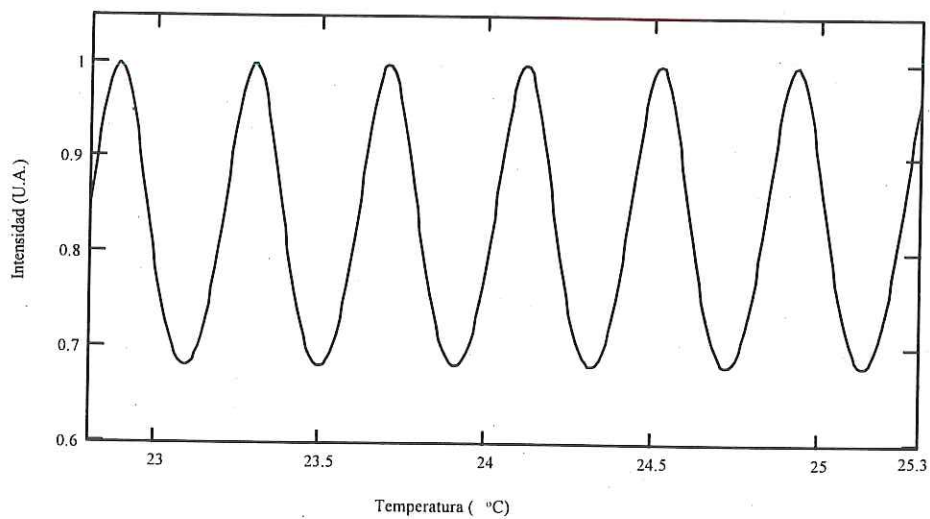


Figura 46.- Resultado teórico para el transductor monomodal de  $n = 1.5667$  con variación de temperatura de  $22.8^{\circ}\text{C}$  a  $25.3^{\circ}\text{C}$

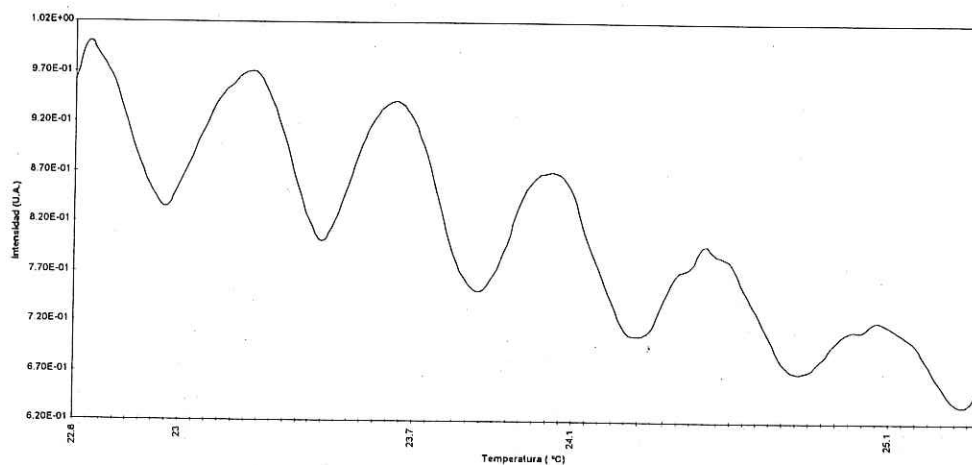


Figura 47.- Resultado experimental para el transductor monomodal de  $n = 1.5667$  con variación de temperatura de  $22.8^{\circ}\text{C}$  a  $25.3^{\circ}\text{C}$ .

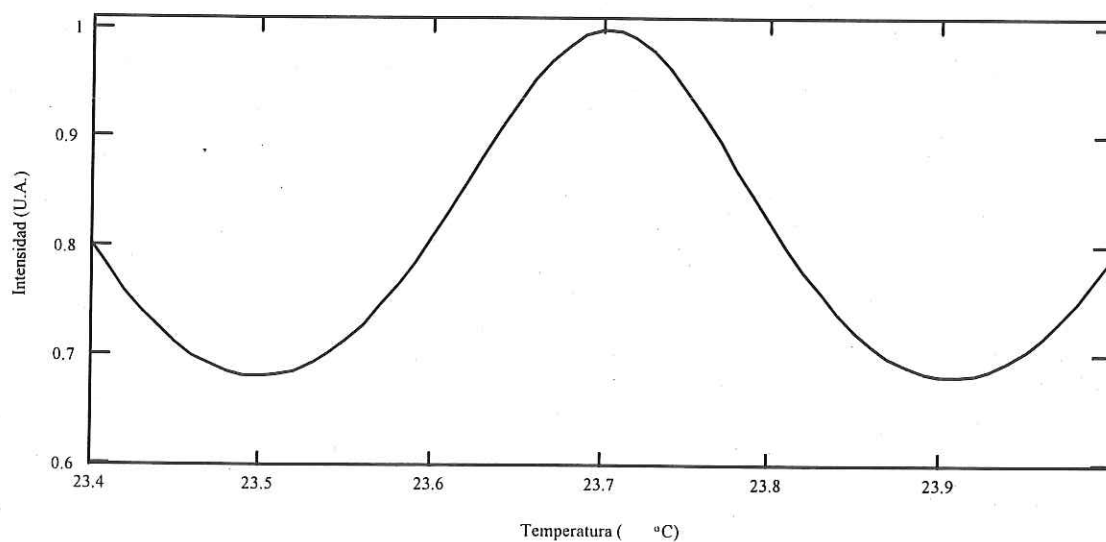


Figura 48.- Resultado teórico para el transductor monomodal de  $n = 1.5667$  con variación de temperatura de  $23.4^{\circ}\text{C}$  a  $24^{\circ}\text{C}$ .

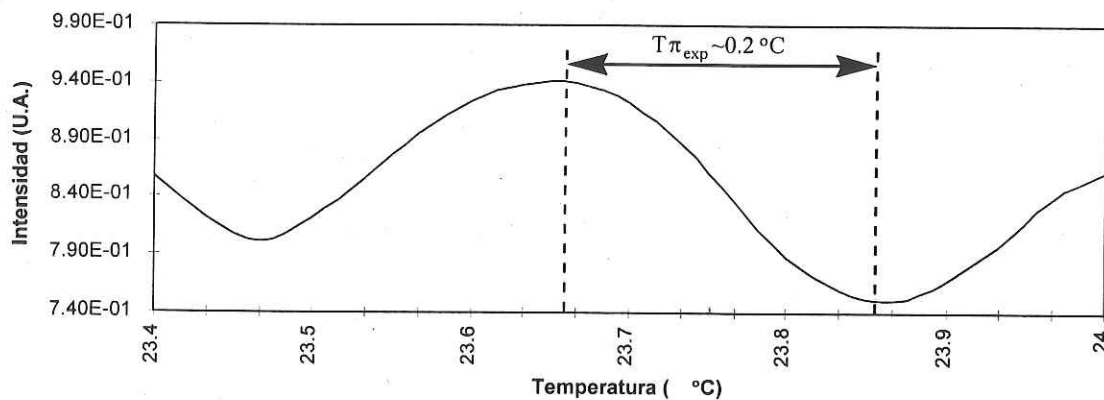


Figura 49.- Resultado experimental para el transductor monomodal de  $n = 1.5667$ ,  $L = 32\text{mm}$ . con una variación de temperatura de  $23.4^{\circ}\text{C}$  a  $24^{\circ}\text{C}$ . y  $T\pi_{\text{exp}} \sim 0.2^{\circ}\text{C}$

### V3.2. Mediciones de un transductor de temperatura de guías de onda fabricadas por difusión secundaria por baño de sales.

Para la fabricación de este conjunto de guías de onda angostas de índice de gradiente, utilizamos un proceso de difusión primaria de estado sólido asistida por campo eléctrico con una temperatura de  $350^{\circ}\text{C}$ , voltaje de 30 voltios y tiempo de 60 minutos. Se utilizó una fuente de iones de cobre de  $5\ \mu\text{m}$  de espesor y  $4\ \mu\text{m}$  de ancho. Enseguida de este proceso, se realizó una difusión secundaria por baño de sales de  $\text{NaNO}_3$ , a una temperatura de  $350^{\circ}\text{C}$  y un tiempo de 60 minutos.

La guía de onda fabricada resultó monomodal con un índice de refracción efectivo para el modo TE de  $n = 1.5388$ . Con esta guía de onda, se realizó un transductor de temperatura de una longitud de  $L = 27\ \text{mm}$  y unos espejos dieléctricos semirreflectores de  $R \sim 60\%$ .

Tabla IV.-Pruebas de calentamiento y enfriamiento realizadas para los transductores de temperatura de guías de onda monomodal.

Guía de onda	No. de prueba	Rango de temperatura ( $^{\circ}\text{C}$ )	$T\pi$
$L = 27\ \text{mm}$	1	25.8-30.8 (Calentamiento)	$T\pi = 0.250^{\circ}\text{C}$
	2	31.0-24.0 (Enfriamiento)	$T\pi = 0.237^{\circ}\text{C}$
	3	25.3-31.5 (Calentamiento)	$T\pi = 0.247^{\circ}\text{C}$
	4	30.0-22.9 (Enfriamiento)	$T\pi = 0.231^{\circ}\text{C}$
	5	22.4-30.3 (Calentamiento)	$T\pi = 0.260^{\circ}\text{C}$
	6	31.5-36.2 (Calentamiento)	$T\pi = 0.276^{\circ}\text{C}$
	7	36.8-40.1 (Calentamiento)	$T\pi = 0.275^{\circ}\text{C}$
	8	30.0-27.0 (Enfriamiento)	$T\pi = 0.272^{\circ}\text{C}$

En la tabla IV se muestran las pruebas realizadas al transductor de temperatura, sujeto a varios ciclos de calentamiento y enfriamiento a diferentes rangos de temperatura; obteniendo un  $T_{\pi\text{promedio}} = 0.256 \pm 0.016\ ^{\circ}\text{C}$ . En todas las pruebas realizadas para este transductor, la variación de la intensidad de salida contra temperatura, muestra un comportamiento periódico tipo senoidal. El cambio de temperatura de media onda,  $T\pi$ , experimental para cada prueba, es calculado dividiendo la diferencia del rango de temperatura entre el número de cambios de temperatura de media onda en ese intervalo de prueba. A continuación, se muestran a detalle el comportamiento típico de la señal de salida del transductor de temperatura monomodal, presentando un análisis de los resultados obtenidos para tres rangos de temperatura diferentes:

a) de 22.4-30.3°C, b) 31.5-36.2°C y c) 36.8-40.1°C.

### V3.2.1. Operación del transductor de temperatura para el rango de 22.4°C a 30.3°C.

La mancha de la luz de salida del transductor operando a 632.8 nm se muestra en la figura 50. La imagen fue tomada a una temperatura ambiente de 22°C.

Este transductor de guía de onda monomodal fue simulado teóricamente con las ecuaciones 106 y 107. La simulación se hizo para comparar el número de ciclos entre los rangos de temperatura teóricos y experimentales. Para este caso:  $\alpha = 1\text{db/cm}$ ,  $R \sim 60\%$ ,  $I_0 = 1$  y  $\eta = 1$  para el caso ideal. Para la ecuación 107, se considera que:  $L = 27\text{ mm}$ ,  $n = 1.5338$ ,  $\frac{dn}{dT} = 1 \times 10^{-5}/^\circ\text{C}$ ,  $\frac{1}{L} \frac{dL}{dT} = \frac{90.6 \times 10^{-7}}{^\circ\text{C}}$  y  $\lambda = 632.8\text{nm}$ . Con los valores anteriores y utilizando la ecuación 110, el término  $T_{\pi\text{teorico}} = 0.245^\circ\text{C}$ . En la figura 51, se muestra la simulación de la variación de la intensidad de salida del transductor monomodal en un rango de temperatura de 22.4°C – 30.3°C.

En la figura 52, se muestra el resultado experimental de la variación de la intensidad de salida contra la temperatura, del transductor monomodal, cuando se le aplica una variación de temperatura de 22.4°C – 30.3°C, de donde se obtiene un valor para el cambio de temperatura de media onda  $T_{\pi\text{exp}} \sim 0.260^\circ\text{C}$ .

Una ampliación de una sección de la figura 51 que fue obtenida teóricamente y de la figura 52, que fue obtenida experimentalmente, se muestran en las figuras 53 y 54, respectivamente. Como se puede apreciar, no es fácil estimar con mayor resolución el valor del término  $T_{\pi\text{exp}}$ , debido a que no se conoce con mayor precisión en que temperatura se tienen los puntos de retorno de la gráfica de variación de intensidad de la figura 54. Sin embargo, de ésta figura, se puede observar que  $T_{\pi\text{exp}} \sim 0.26^\circ\text{C}$ , el cual concuerda con el valor obtenido de la tabla IV, en la prueba 5.

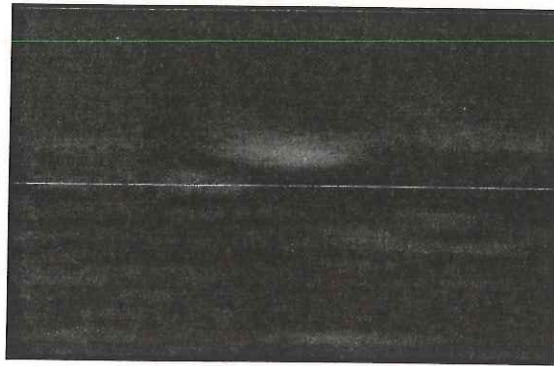


Figura 50.- Luz de salida del transductor de temperatura de una guía de onda monomodal.

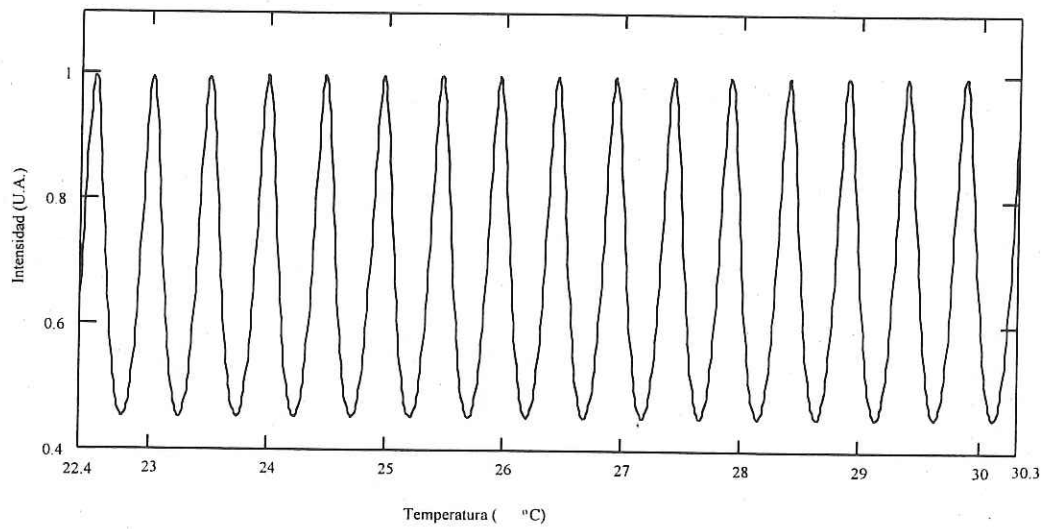


Figura 51.- Resultado teórico para el transductor monomodal de  $n = 1.5388$  con variación de temperatura de  $22.4^{\circ}C$  a  $30.3^{\circ}C$ .

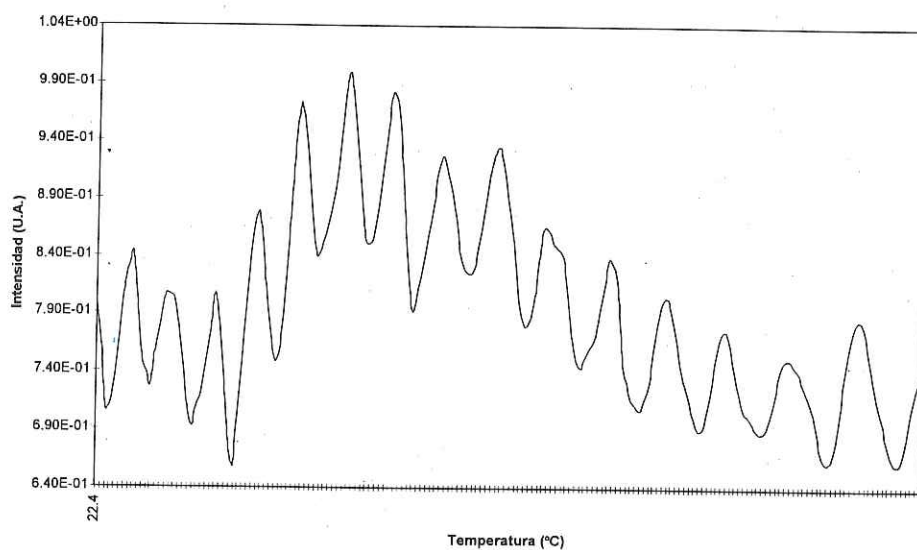


Figura 52.- Resultado experimental para el transductor monomodal de  $n = 1.5388$  con variación de temperatura de  $22.4^{\circ}\text{C}$  a  $30.3^{\circ}\text{C}$ .

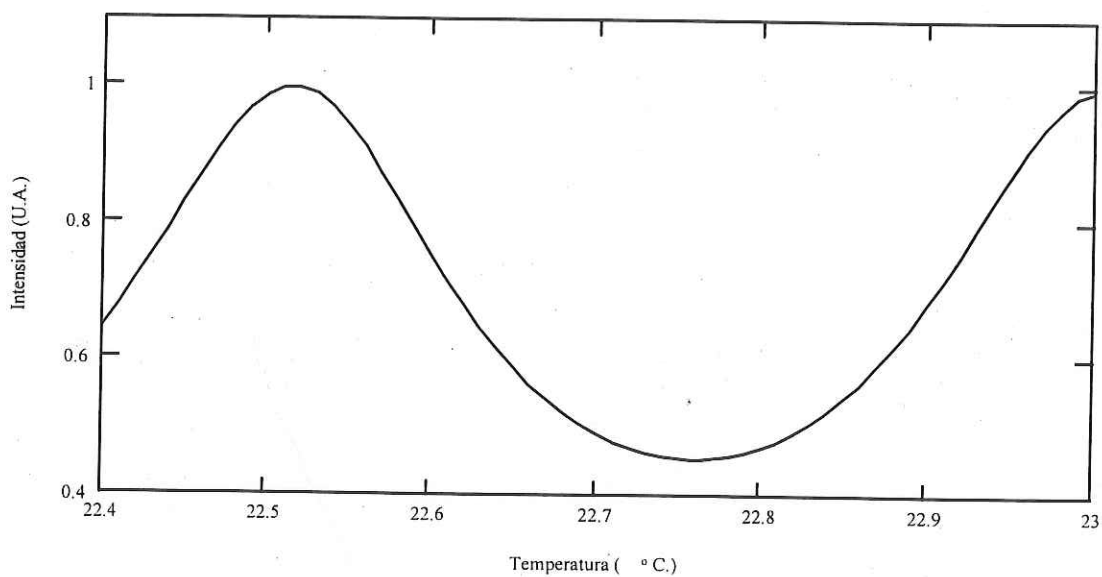


Figura 53.- Resultado teórico para el transductor monomodal de  $n = 1.5388$  con variación de temperatura de  $22.4^{\circ}\text{C}$  a  $23^{\circ}\text{C}$ .



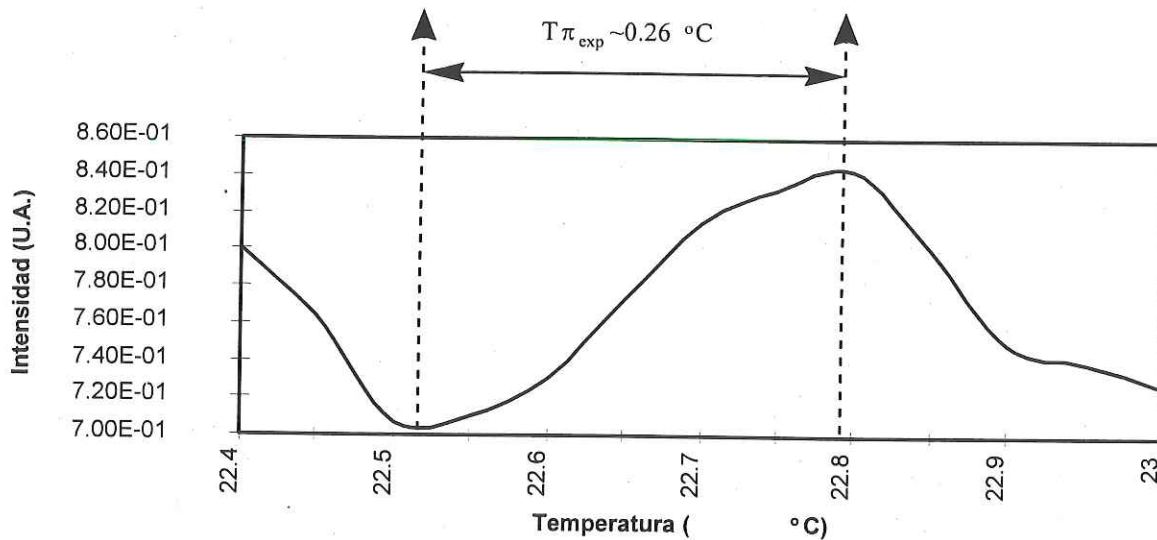


Figura 54.- Resultado experimental para el transductor monomodal de  $n = 1.5388$  con variación de temperatura de  $22.4^{\circ}\text{C}$  a  $23^{\circ}\text{C}$ .

### V.3.2.2. Operación del transductor de temperatura para el rango de $31.5^{\circ}\text{C}$ a $36.2^{\circ}\text{C}$ .

En un este mismo sustrato, como una consecuencia del proceso de fabricación, se tiene un conjunto de guías de onda angostas con espejos reflectores, formando varias cavidades resonantes o transductores de temperatura. Se analizaron diferentes salidas de intensidad para transductores diferentes, a continuación se muestran los resultados obtenidos para otro transductor de temperatura y operando en el rango de  $31.5 - 36.2^{\circ}\text{C}$ .

En la figura 55, se observa el resultado teórico para una variación de temperatura de  $31.5^{\circ} - 36.2^{\circ}\text{C}$ . El término  $T\pi_{\text{teórico}} = 0.245^{\circ}\text{C}$  calculado de la ecuación 110 para la guía de onda monomodal con valores de  $L = 27\text{ mm}$ ,  $n = 1.5338$ ,  $\frac{dn}{dT} = \frac{1 \times 10^{-5}}{^{\circ}\text{C}}$ ,  $\frac{1}{L} \frac{dL}{dT} = \frac{90.6 \times 10^{-7}}{^{\circ}\text{C}}$  y  $\lambda = 632.8\text{ nm}$ .

En la figura 56, se observa el resultado experimental para una variación de temperatura de  $31.5^{\circ} - 36.2^{\circ}\text{C}$ . En esta medición se obtuvo el valor de cambio de temperatura de media onda  $T\pi_{\text{exp}} \sim 0.276^{\circ}\text{C}$  dividiendo el rango de temperatura entre el número de cambios de temperatura de media onda.

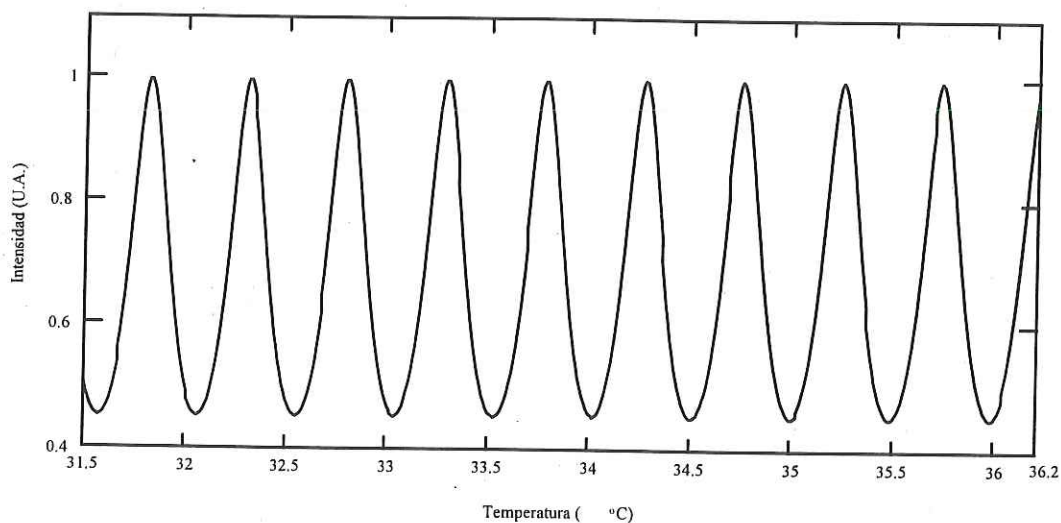


Figura 55.- Resultado teórico para el transductor monomodal de  $n = 1.5388$  con variación de temperatura de  $31.5^{\circ}C$  a  $36.2^{\circ}C$ .

Una amplificación de las variaciones de intensidad de la salida del transductor respecto a la temperatura mostradas en las graficas de las figuras 55, obtenida teóricamente y 56 obtenida experimentalmente se observa en las figuras 57 y 58 respectivamente.

El término  $T_{\pi_{teorico}}=0.245^{\circ}C$  y de la figura 58 se observa que el  $T_{\pi_{exp}} \sim 0.25^{\circ}C$ .

### V.3.2.3. Operación del transductor de temperatura para el rango de $36.8^{\circ}C$ a $40.1^{\circ}C$ .

Se realizó otra medición de la variación de intensidad de la salida del transductor, en función de la temperatura para un rango de  $36.8 - 40.1^{\circ}C$ , esto se muestra en la figura 59 y el cambio de temperatura de media onda es  $T_{\pi_{exp}} = 0.275^{\circ}C$ .

Utilizando los mismos valores del transductor que fueron mostrados en la sección anterior y utilizando las ecuaciones 106 y 107 se obtuvo la variación de la intensidad transmitida por el transductor contra la variación de temperatura que se muestra en la figura 60, para el mismo rango de temperatura que el experimental. Así mismo, utilizando la

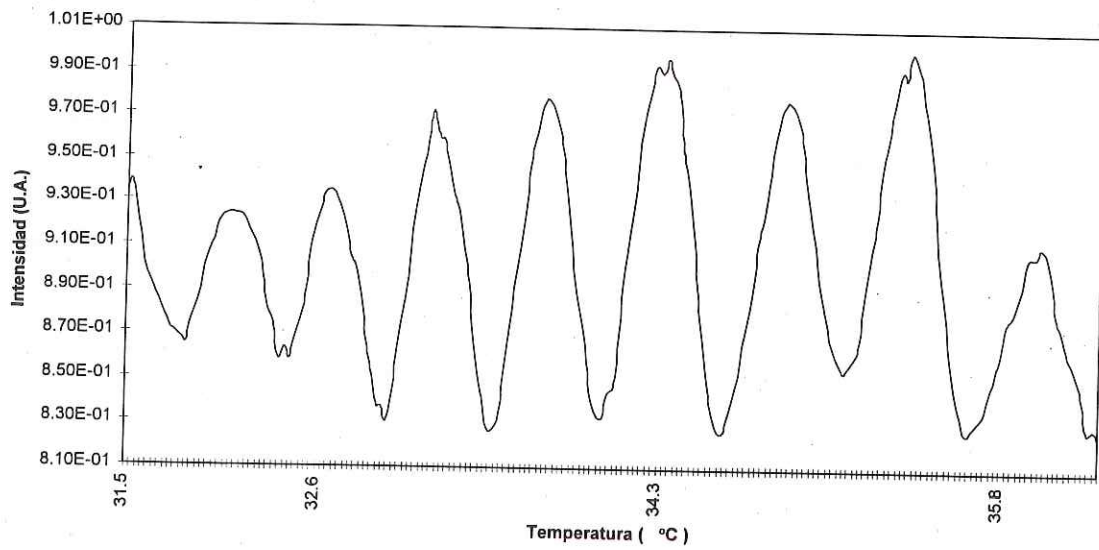


Figura 56.- Resultado experimental para el transductor monomodal de  $n = 1.5388$  con variación de temperatura de  $31.5^\circ\text{C}$  a  $36.2^\circ\text{C}$ .

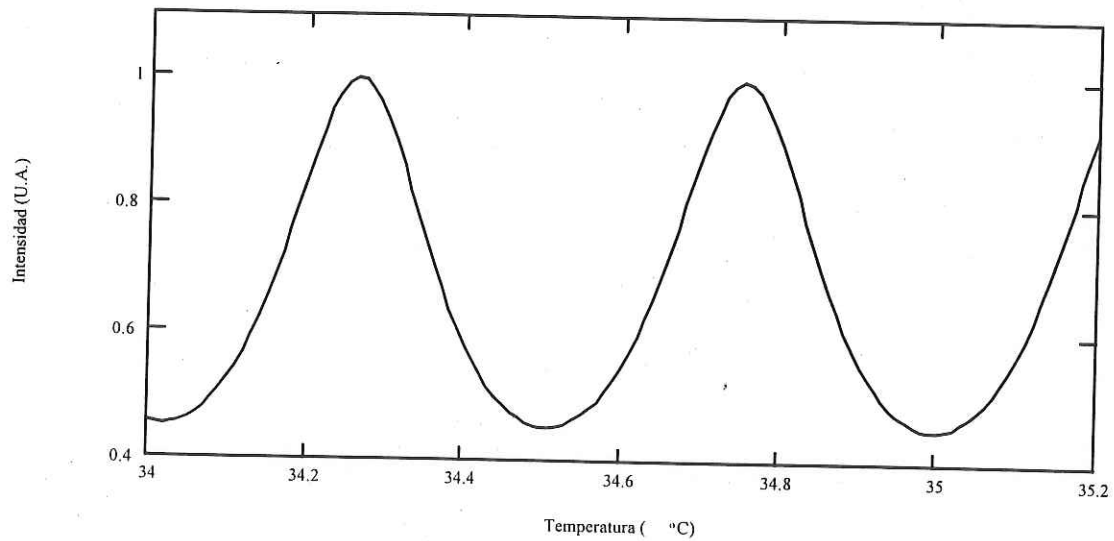


Figura 57.- Resultado teórico para el transductor monomodal de  $n = 1.5388$  con variación de temperatura de  $34^\circ\text{C}$  a  $35.2^\circ\text{C}$ .

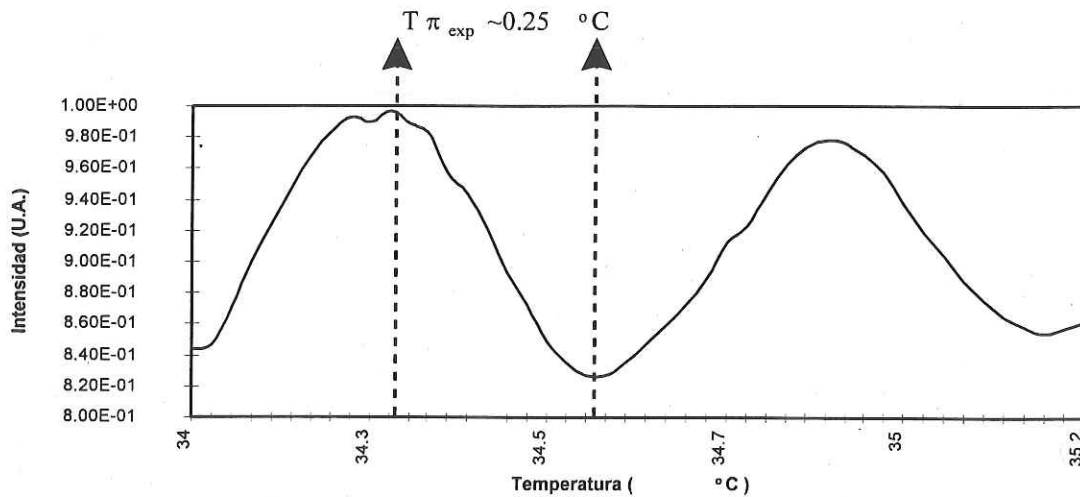


Figura 58.- Resultado experimental para el transductor monomodal de  $n = 1.5388$  con variación de temperatura de  $34^\circ\text{C}$  a  $35.2^\circ\text{C}$ .

ecuación 110, se obtiene el término de cambio de temperatura de media onda  $T_{\pi_{teorico}} = 0.245^\circ\text{C}$ .

Una ampliación de una sección de la figura 60, que fue simulada teóricamente y de la figura 59, que fue obtenida experimentalmente, se muestran en las figuras 61 y 62.

El término  $T_{\pi_{teorico}} = 0.245^\circ\text{C}$ . y el que se observa en la figura 62 es  $T_{\pi_{exp}} \sim 0.2^\circ\text{C}$  exitiendo una diferencia entre ellos en la segunda cifra significativa.

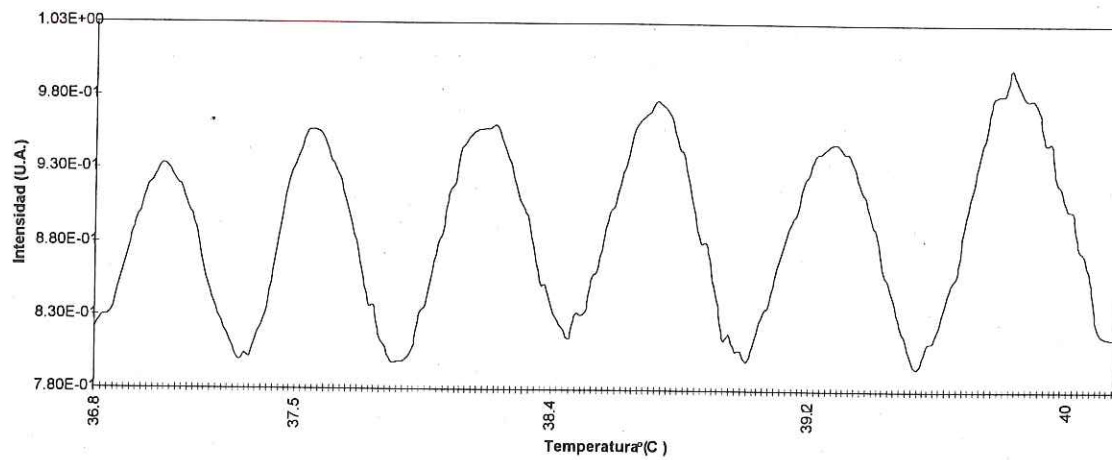


Figura 59.- Resultado experimental para el transductor monomodal de  $n = 1.5388$  con variación de temperatura de  $36.8^{\circ}C$  a  $40.1^{\circ}C$ .

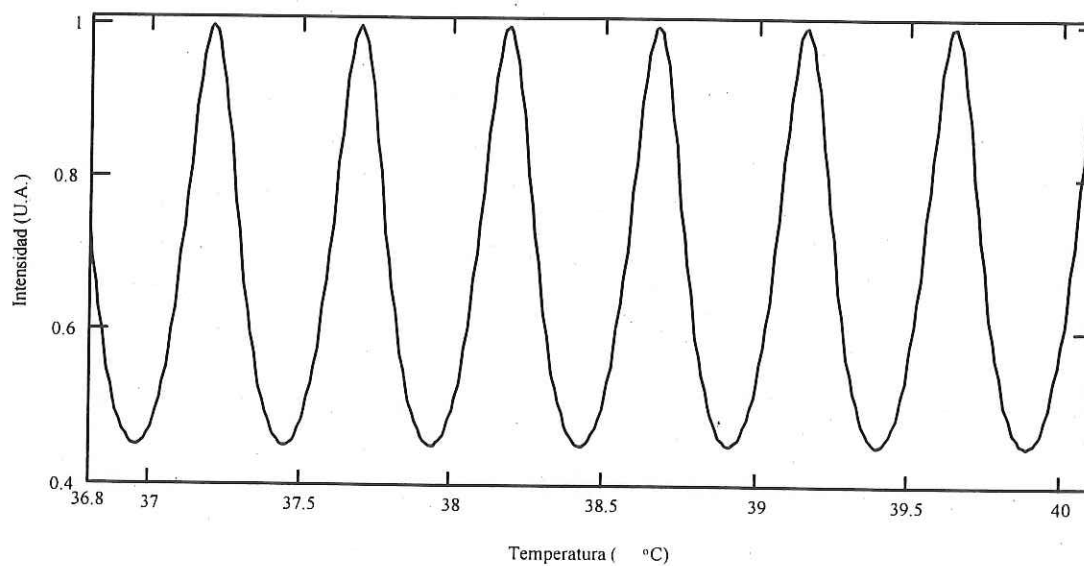


Figura 60.- Resultado teórico para el transductor monomodal de  $n = 1.5388$  con variación de temperatura de  $36.8^{\circ}C$  a  $40.1^{\circ}C$ .

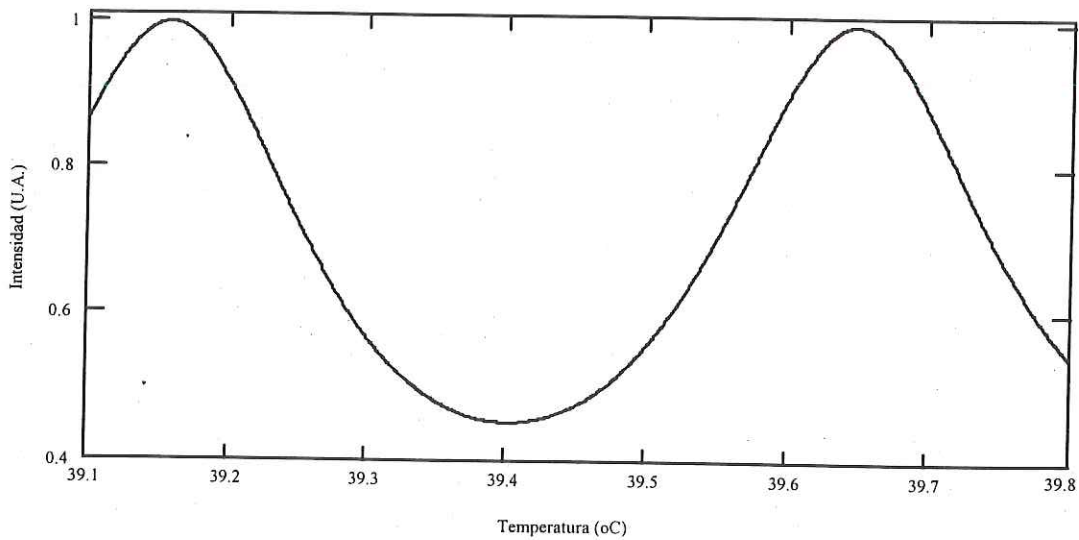


Figura 61.- Resultado teórico para el transductor monomodal de  $n = 1.5388$  con variación de temperatura de  $39.1^{\circ}\text{C}$  a  $39.8^{\circ}\text{C}$ .

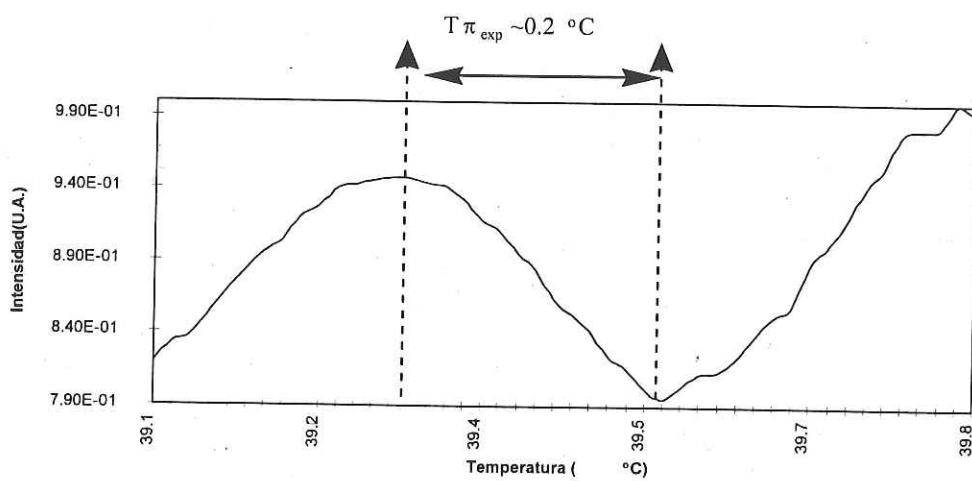


Figura 62.- Resultado experimental para el transductor monomodal de  $n = 1.5388$  con variación de temperatura de  $39.1^{\circ}\text{C}$  a  $39.8^{\circ}\text{C}$ .

## Capítulo VI. Conclusiones

En el presente trabajo de tesis se realizó el estudio de un transductor de temperatura tipo Fabry-Perot basado en una cavidad resonante formada por una guía de onda angosta de índice de gradiente y dos espejos dieléctricos semirreflectores. En este capítulo se presentan las conclusiones del presente trabajo.

Las conclusiones obtenidas son:

1.- Las guías de onda angostas para la cavidad resonante fueron obtenidas por los siguientes procesos:

a) Difusión primaria de estado sólido con los siguientes valores de: temperatura  $350^{\circ}C$ , voltaje 30 voltios y tiempo 60 minutos. Se utilizó una fuente de iones de cobre de  $5 \mu m$  de espesor y  $4 \mu m$  de ancho. Posteriormente, las guías fueron sujetas a una difusión secundaria térmica por baño de sales de  $NaNO_3$  asistida por campo eléctrico, los valores para esta difusión fueron: temperatura  $350^{\circ}C$ , voltaje 30 voltios y tiempo 60 minutos.

b) Difusión primaria de estado sólido asistida por campo eléctrico. Los valores utilizados fueron: temperatura  $350^{\circ}C$ , voltaje 30 voltios y tiempo 60 minutos. Se utilizó una fuente de iones de cobre de  $5 \mu m$  de espesor y  $4 \mu m$  de ancho.

c) Difusión primaria de estado sólido asistida por campo eléctrico. Los valores utilizados fueron: temperatura  $350^{\circ}C$ , voltaje 30 voltios y tiempo 60 minutos. Se utilizó una fuente de iones de cobre de  $5 \mu m$  de espesor y  $4 \mu m$  de ancho. Enseguida, se realizó la difusión secundaria por baño de sales, utilizando una temperatura de  $350^{\circ}C$  y un tiempo de 60 minutos.

2.- El análisis realizado por la técnica de acoplamiento de prisma de alto índice de refracción de las guías de onda fabricadas con los valores descritos en el inciso 1a) presentan cuatro modos de propagación para polarización TE, con valores de  $n_1 = 1.5167$ ,  $n_2 = 1.5182$ ,  $n_3 = 1.5242$ , y  $n_4 = 1.5388$ , para una longitud de onda de  $632.8 \text{ nm}$ . Los transductores de temperatura de óptica integrada tipo Fabry-Perot fabricados con estas guías de onda fueron de una longitud  $L = 6 \text{ mm}$ . y con dos espejos dieléctricos semirreflectores

de  $R \sim 60\%$ . Al evaluar el comportamiento óptico de estos transductores, se observó una variación de intensidad *vs* temperatura no uniforme, la cual es atribuida a una superposición o batimiento de los cuatro modos de propagación que presentan estas guías de onda.

3.- Las guías de onda obtenidas utilizando el proceso descrito en el inciso 1b) presentan un modo de propagación con un índice de refracción efectivo para el modo TE de  $n = 1.5667$ . La constitución de las cavidades resonantes para éstas guías de onda fueron de una longitud  $L = 32 \text{ mm}$  y unos espejos dieléctricos semirreflectores de  $R \sim 60\%$ . Las distintas imágenes obtenidas por el CCD de la luz de salida de los transductores presentan una sólo mancha de luz y al evaluar el comportamiento óptico de estos transductores al variar la temperatura, se observaron variaciones de intensidad periódicas y uniformes. El parámetro de cambio de temperatura de media onda ( $T\pi$ ) experimental para uno de los diversos transductores analizados es de  $T\pi_{\text{exp}} \sim 0.2^\circ\text{C}$ , el cual es próximo al obtenido por la simulación teórica del transductor que fue de  $T\pi_{\text{teórico}} = 0.204^\circ\text{C}$ . En general, todos los transductores estudiados obtenidos de esta manera, presentan un comportamiento similar, es por esto que en los resultados, se presenta una muestra de los ellos, además, el parámetro de cambio de temperatura de media onda promedio es  $T\pi_{\text{promedio}} = 0.234 \pm 0.005^\circ\text{C}$ .

4.- Las guías de onda obtenidas utilizando el proceso descrito en el inciso 1c) presentan un modo de propagación con un índice de refracción efectivo para el modo TE de  $n = 1.5388$ . La constitución de la cavidad resonante de éstas guías de onda fueron de longitud  $L = 27 \text{ mm}$  y unos espejos dieléctricos semirreflectores de  $R \sim 60\%$ . Las imágenes obtenidas por el CCD de la luz de salida de los diferentes transductores obtenidos por la técnica de difusión secundaria por baño de sales, presentan una sólo mancha de luz y al evaluar el comportamiento óptico de estos transductores al variar la temperatura se observó unas variaciones de la intensidad periódicas y uniformes. El parámetro de cambio de temperatura de media onda ( $T\pi$ ) experimental para este transductor es de  $T\pi_{\text{exp}} \sim 0.25^\circ\text{C}$ , el cual es próximo al obtenido por la simulación teórica del transductor que fue de  $T\pi_{\text{teórico}} = 0.245^\circ\text{C}$ . Se analizaron diferentes transductores a diferentes rangos de temperatura, para todos éstos, se observó un comportamiento similar con un  $T\pi_{\text{promedio}} = 0.256 \pm 0.016^\circ\text{C}$



5.- Al realizar la evaluación del comportamiento óptico para los transductores de temperatura de óptica integrada tipo Fabry-Perot operando en regimen multi y monomodal, se determinó que son altamente sensibles a los cambios de temperatura. Sin embargo, para el caso del transductor de guía de onda multimodal, su conducta óptica al variar la temperatura no es la adecuada para su implementación como sensor; debido a la variación no periódica de la intensidad de salida originada principalmente por el batimiento modal. Por otro lado, el transductor de temperatura de óptica integrada basado en guías de onda monomodales, presenta una conducta óptica adecuada al variar la temperatura y de ahí que pueda ser usado como sensor óptico de temperatura.

## Bibliografía.

- Choi, H.S, H.F Taylor and C.E. Lee. 1997. "High-performance fiber-optic temperature sensor using low-coherence interferometry" *Optics Letters*, 22 (23): 1814-1816 pp.
- Davis, C.M., E.F. Carome, M.H. Wiek, S. Ezekiel, R.E. Einzig. 1986. "Fiberoptic Sensor Technology Handbook". Optical Technologies, A division of Dynamic Systems, Inc. E.U.A. 112 pp.
- EDC-1000HR Computer Camera. 1999., Technical Manual. Electrim Corporation. 31pp.
- Fluitman J. y Th. Popma. 1986. "Optical waveguide sensors". *Sensors and Actuators*, 10: 25-46 pp.
- Haruna, M., H. Nakajima y H.Nishihara. 1985. "Optical  $\pi$ -arc waveguide interferometer in proton-exchanged LiNbO<sub>3</sub> for temperature sensing". *Applied Optics*. 24(16). 2483-2484pp.
- Hecht E. y A. Zajac. 1986. "Optics". Addison-Wesley Iberoamericana. S.A. Wilmington, Delaware, E.U.A. 586 pp.
- Hocker, G.B. 1979. "Fiber-optic sensing of pressure and temperature". *Applied Optics*. 18(9). 1445-1448 pp.
- Izutsu M., A. Enokihara y T. Sueta. 1986. "Integrated optic temperature and humidity sensors" *Journal of Ligh. Techn.*, LT-4(7) 833-836 pp.
- Johnson L.M., F.J. Leonberger y G.W. Pratt. 1982. "Integrated optical temperature sensor". *Appl. Phys. Lett.*, 41(2). 134-136 pp.
- Kersey, A.D., D.A. Jackson y M. Corke. 1983. "A simple Fibre Fabry-Perot Sensor". *Optics Com.* 45(2): 71-74pp.
- Kersten, R.T. 1987. "Integrated Optical Sensors". *Proc. NATO Advanced Study Institute on Optical Fiber Sensors*. 243-269 pp.
- Kim Y. y D.P. Neikirk. 1996. "Design for Manufacture of Micro Fabry-Perot Cavity-based Sensors". *Sensors and Actuators*, A(50). 141-146 pp.
- Lee C.E. and H.F. Taylor. 1991. "Fiber-Optic Fabry-Perot Temperature Sensor using a Low-Coherence Light Source". *IEEE Journal of Lightwave Technology*, 9(1): 129-134 pp.
- Lee C.E., R.A. Atkins and H.F. Taylor. 1988. "Performance of a fiber-optic temperature sensor from -200 to 1050°C". *Optics Letters*. 13(11): 1038-1040 pp.
- Lerner, E.J. 1997. "Fiberoptic sensor minitor environmental conditions" *Laser Focus World*, Sept.(1997). 107-112 pp.
- Márquez H., D. Salazar, A. Villalobos, G. Paez y J.M. Rincón. 1995. "Experimental study of Cu<sup>+</sup>-Na<sup>+</sup> exchanged glass waveguide". *Appl. Optics*. 34(25). 5817-5822 pp.

- Miller, S.E. 1969. "Integrated Optics: An Introduction". Bell Syst. Tech. J. 48.(7): 2059-2069 pp.
- Morey, G.W. 1950. "The properties of Glass". Reinhold Publishing Corporation. New York, U.S.A. 561 pp.
- Najafi S.I. 1992. "Introduction to Glass Integrated Optics". Artech House, Inc. Norwood, MA, EUA. 170 pp.
- Nishihara, H., M. Haruna and T. Suhara. 1989. "Optical Integrated Circuits". McGraw-Hill Book Company. New York. 373 pp.
- Ohtsuka, Y. 1982. "Optical coherence effects on a fiber-sensing Fabry-Perot interferometer". Applied Optics. 21(23): 4316-4320pp.
- Regener, R. y W. Sohler. 1985. "Loss in Low-Finesse Ti:LiNbO<sub>3</sub> Optical Waveguide Resonators" Appl.Phys.B(36) 143-147 pp.
- Ross L. 1994. "Ion-exchanged glass waveguide sensors" En: S.I. Najafi (ed.) "Glass Integrated Optics and Optical Fiber Devices" SPIE-The International Society for Optical Engineering. Washington, EUA. 180-199 pp.
- Salazar D. H. Porte y H. Márquez. 1997. "Optical channel waveguides by copper ion-exchange in glass". Appl. Optics. 36(34). 8987-8991 pp.
- Salazar Miranda, D. 1991. "Elaboración de películas delgadas en una evaporadora Edwards 306". Reporte técnico. CICESE, México
- Saleh, B.E.A. y M.C., Teich. 1991. "Fundamentals of Photonics". John Wiley & Sons, Inc. New York. 966 pp.
- Sánchez Barrales, A.E.. 1999. "Estudio de guías de onda ópticas profundas de índice de gradiente". CICESE. Ensenada, B. C. 110 pp.
- Syms, R.R.A. 1985. "Resonant Cavity Sensor for Integrated Optics". IEEE Journal of Quantum Elect. QE-21(4). 322-328 pp.
- Tabib-Azar, M y G. Beheim. 1997. "Modern trends in microstructures and integrated optics for communication, sensing, and actuation". Opt. Eng. 36(5): 1307-1318 pp.
- Tooley, F.V. 1974. "The handbook of glass manufacture" Books for Industry, Inc. New York, U.S.A. 1147 pp.
- Udd, E. 1991. "Fiber optics sensors: An introduction for engineers and scientists". John Wiley & Sons, Inc. New York.
- Un-Scan-It<sub>TM</sub>. Setup and user's manual. 60pp.
- Villegas Vicencio L.J., F.J. Dávalos Gutiérrez y H. Márquez Becerra. 1998. "Corte, esmerilado y pulido de circuitos de óptica integrada en vidrio". Reporte Técnico. CICESE, México.
- Wu, M.J. y M. Tabib-Azar. 1996. "Theoretical analysis of deformed optical waveguides used in pressure and displacement sensors" Optical Eng., 35(3). 870-811 pp.