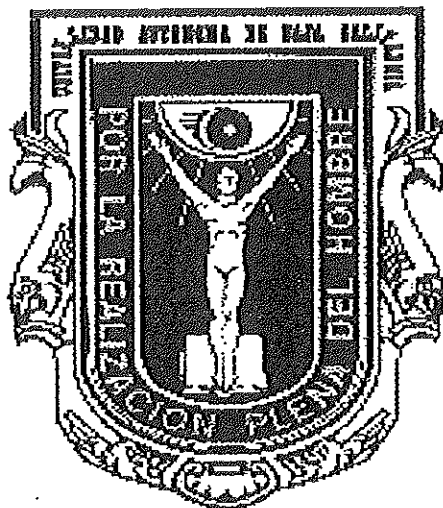


UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE BAJA CALIFORNIA

FACULTAD DE CIENCIAS



CARACTERIZACIÓN DE GUÍAS DE ONDA ÓPTICAS PLANAS

TESIS

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE

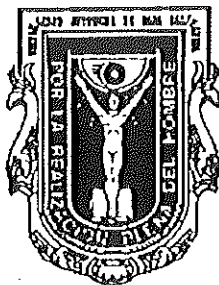
FÍSICO

PRESENTA:

Juan Antonio Villalobos Armendáriz

Ensenada, Baja California. Febrero de 1997

UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE BAJA CALIFORNIA



CARACTERIZACIÓN DE GUÍAS DE ONDA ÓPTICAS

Tesis profesional que como requisito parcial para obtener el título de

FÍSICO

presenta:

Juan Antonio Villalobos Armendáriz

Aprobado por:

Firma manuscrita de Dr. Heriberto Márquez Becerra.

Dr. Heriberto Márquez Becerra
PRESIDENTE DEL JURADO

Firma manuscrita de M. C. Jesús Ramón Lerma Aragón.

M. C. Jesús Ramón Lerma Aragón
PRIMER VOCAL

Firma manuscrita de M. C. David Salazar Miranda.

M. C. David Salazar Miranda
SECRETARIO

• DEDICATORIA

NIDIA mi esposa

BRIAN A. mi hijo

LOURDES mi madre

NELLY la mamá de mi esposa

TÍA LICHA

• AGRADECIMIENTOS

A:

Dr. Heriberto Márquez y M. C. David Salazar por sus acertados consejos y el apoyo brindado para la realización de este trabajo.

Las facilidades otorgadas por el CICESE y en particular al departamento de óptica que me apoyaron para la realización de este trabajo.

Mis sinodales M. C. Juan Tapia y M. C. Jesús Lerma por su apoyo brindado.

M. C. Javier Camacho por enseñarme a utilizar paquetería de la SUN y su paciencia.

Fis. Carlos Farnoso por las sugerencias de computo ofrecidas.

Dr. Roberto Machorro por la manera que transmite sus conocimientos de óptica a sus alumnos.

Dr. Jesús Siqueiros por su apoyo brindado.

M. C. Gloria Rubí y M. C. Irma Rivera por su gran apoyo y paciencia que me tuvieron en los momentos difíciles durante y después de la carrera.

A Océ. Octavio Meillon por su valiosa cooperación.

A las secretarías de la Facultad de Ciencias UABC y las del departamento de óptica del CICESE.

A mi esposa y amigos de los que he recibido gran ayuda y estímulos.

A Javier Dávalos, Javier López y Benjamín Martínez, de los talleres de óptica y mecánica fina, por su gran ayuda.

A todos mis maestros y compañeros de la carrera.

Y a todas aquellas personas que de alguna u otra forma me apoyaron durante mi formación académica y en la realización de este trabajo.

Al apoyo económico otorgado al proyecto "Estudios de guías de onda ópticas y dispositivos pasivos de óptica integrada del convenio CONACYT-CICESE clave 1299-A9205".

Contenido

CAPÍTULO 1	Resumen	1
CAPÍTULO 2	Estructura de Sistemas Vitreos (Estructura del Vidrio)	2
2.1	Estructura del Vidrio	2
2.1.1	Modelos estructurales	3
2.1.1.1	Modelo del retículo al azar	3
2.1.1.2	Hipótesis de los cristalitas	4
2.1.2	Primeros Estudios por Difracción de Rayos X	4
2.1.3	Teorías de Agrupamientos Atómicos	6
2.1.3.1	Teoría de los Estructorones	6
2.2	Principios de Formación del Vidro	7
2.2.1	Principio de Goldschmidt	7
2.2.2	Reglas de Zachariasen	8
2.2.3	Estructuras de vidrios de silicatos	9

Contenido		
CAPÍTULO 3	Teoría de Guías de Guías de Onda Ópticas	13
3.1	Teoría de las guías de onda dieléctricas	13
3.1.1	Rayos ópticos para guías de onda planas	14
3.1.1.1	Reflexión y refracción	14
3.1.2	Modos Guiados	16
3.2	Teoría electromagnética de guías de onda dieléctricas	17
3.2.1	Ecuaciones de Maxwell	18
3.2.1.1	Ecuación de onda para guías planas	20
3.2.2	Flujo de potencia y almacenamiento de energía en la guía	21
3.3	Modos de las guías de onda planas	23
3.3.1	Modos TE	24
3.3.2	Modos TM	27
3.4	Guías de onda planas con perfil de índice gradiente	29
CAPÍTULO 4	Modelo del Índice de Refracción en Función de la Composición Química	32
4.1	Introducción	32
4.1.1	Modelo básico	33
4.1.2	Índice de refracción	38
CAPÍTULO 5	Preparación de Muestras	40
5.1	Evaporación térmica al vacío	40
5.1.1	Preparación de sustratos	41
5.1.2	Difusión de iones de Cobre	42
CAPÍTULO 6	Parte Experimental, Resultados y Discusión	45
6.1	Desarrollo experimental	45
6.2	Perfil de índice gradiente por medio del análisis químico	46
6.2.1	Microanálisis (MEB/EDX) de las guías de onda ópticas	46
6.2.2	Modelo del índice gradiente en función del análisis químico	48
6.3	Medida del índice gradiente por medio de prisma de alto índice de refracción	49
6.3.1	Análisis óptico (acoplamiento por prisma)	50
6.3.2	Determinación del perfil de índice de refracción por el método WKB inverso	52

Contenido		
	6.4 Uniformidad de la guía	56
	6.5 Medida del levantamiento de la red vítrea de la guía de onda óptica	58
CAPÍTULO 7	Conclusiones	63
	Referencias	65

Índice de figuras y tablas

Figura		
1	Diferencias en la representación esquemática de una red cristalina entre el óxido de Silicio y un retículo al azar de sílice vítrea.	4
2	Diagramas de difracción de rayos X de la cristobalita y de la sílice vítrea.	5
3	Clasificación de algunos compuestos de acuerdo a lo que desempeñan en la formación del vidrio.	8
4	Retículo distorcido de un vidrio de sílice modificado por la incorporación de óxido de Sodio.	10
5	Representación esquemática de la estructura de un vidrio de silicato al cual se le incrustaron óxidos de Sodio, Calcio y Aluminio.	12
6	Trazado de un haz que incide en la interface entre dos medios de diferente índices de refracción.	14
7	Se esquematiza una onda en zig-zag de los diferentes modos de propagación.	16
CARACTERIZACIÓN DE GUÍAS DE ONDA ÓPTICAS PLANAS		iii

Contenido

8	Se muestra un corte transversal de una guía de onda plana con el trazo de un haz viajando en ella en forma de zig-zag.	16
9	Se muestra la interface entre dos medios dieléctricos con diferentes índices de refracción.	19
10	Vista transversal de una guía de onda de índice gradiente, también se muestra la trayectoria que sigue un haz al propagarse dentro de la guía.	30
11	Proceso de fabricación de guías de onda ópticas planas.	43
12	Fotografía que muestra el estado que presenta el sustrato en la parte posterior de la guía.	44
13	Corte transversal de la guía de onda que muestran las diferentes áreas en las que se hizo el microanálisis MEB/EDX.	47
14	Perfil de concentración de los diferentes óxidos que forman el vidrio en función de la profundidad dentro de la guía de onda.	48
15	Esquema del método utilizado para medir los modos acoplados por el método de un prisma de alto índice de refracción.	49
16	Vista transversal de una guía de onda de índice gradiente y la propagación de un haz viajando en ella.	52
17	Gráfica que presenta el perfil de intensidad contra el ángulo de incidencia para una guía que fué acoplada por medio de un prisma de alto índice de refracción.	55
18	Se graficaron los perfiles de índice de refracción gradiente obtenidos por los métodos de acoplamiento prisma-guía y el del análisis químico.	56

Contenido

19	Se muestra las dimensiones de la mascarilla dibujada en la parte posterior de la guía para poder determinar la uniformidad de la guía de onda.	57
20	Mapa de contorno del índice de refracción de guías monomodales.	57
21	Esquema del funcionamiento del interferómetro de haces múltiples que se utilizó para medir el levantamiento de la red vítrea.	60
22	Franjas de interferencia en una de las orillas de una guía de onda que soportó un modo de propagación.	61
23	Franjas de interferencia en una de las orillas de una guía de onda que soportó tres modos de propagación.	61
24	Franjas de interferencia en una de las orillas de una guía de onda que soportó cuatro modos de propagación.	62
25	Franjas de interferencia en una de las orillas de una guía de onda que soportó cinco modos de propagación.	62
 Tabla		
I	Se muestra los rangos de las constantes de propagación β para los diferentes tipos de modos y los rangos asociados a las constantes de propagación transversal k_s en el sustrato.	23
II	Modos de radiación degenerados de la cubierta-sustrato para el modo TE.	25
III	Modos de radiación degenerados de la cubierta-sustrato para el modo TM.	28
IV	Constantes del SÍficio para poder determinar su volumen.	35

Contenido

V	Constantes de volumen para los constituyentes del vidrio.	36
VI	Listado de los diferentes óxidos que componen el vidrio.	38
VII	Constantes de refracción para algunos elementos que participan en la formación del vidrio.	39

Las guías de onda, son dispositivos que confinan y guían la luz en una dirección específica a través de ella sin dejarla escapar, además son dispositivos pequeños y robustos. Unos tipos de guía de onda óptica consiste de un sustrato de vidrio que puede contener dos o tres índices de refracción diferentes, en el cuál el índice de refracción mayor es colocado en medio de los dos índices de refracción menor. Estas guías se hacen a partir de un vidrio, al cuál se le modifica el índice de refracción en una de sus caras, esta modificación se logra haciendo un intercambio de iones, es decir un ión del vidrio es remplazado por otro ión externo, por lo regular algún ión metálico, ya que estos iones incrementan el índice de refracción, para este caso se realizó un intercambio Cu-Na.

En este trabajo se presenta los métodos seguidos para caracterizar guías de onda ópticas planares, el cuál se divide en una parte teórica y la otra experimental; para la parte teórica, como primer paso se presenta un breve resumen de la estructura del vidrio para poder entender en parte el fenómeno de la difusión y como segundo paso se presenta un modelo teórico del índice de refracción de las guías de onda en función de la composición del vidrio. Para terminar se presenta un resumen de la teoría de guías de onda ópticas dieléctricas. En el caso de la parte experimental se presentan los resultados obtenidos al analizar la parte interna de la guía por dos técnicas diferentes, también se analizó la parte posterior de la guía.

CAPÍTULO 2

ESTRUCTURA DE
SISTEMAS VITREOS

2.1 ESTRUCTURA DEL VIDRIO

Las propiedades ópticas de los materiales dependen de su constitución atómica, distancias interatómicas involucradas y, la distribución espacial de los átomos. El comportamiento de los materiales está condicionado por la ordenación que guardan entre sí sus elementos constituyentes. Por lo tanto, del conocimiento que se tenga acerca de su estructura dependerá las posibilidades de aplicación y la utilidad del material.

Las investigaciones, iniciadas hace más de 70 años, sobre la estructura del vidrio han abordado el estudio desde diferentes puntos de vista. Unos han tratado de esclarecer de que manera se encuentran distribuidos los elementos que constituyen la red vítrea, por criterios geométricos, para otros lo importante es saber las causas que la determinan y las condiciones que deben cumplirse para que una sustancia pueda obtenerse en estado vítreo. Para estos casos se han apoyado unos en una base

geométrica y otros en un razonamiento tipo energético, donde se toma en consideración la intensidad y la naturaleza de los enlaces entre los átomos que forman el vidrio.

2.1.1 MODELOS ESTRUCTURALES

2.1.1.1 Modelo del retículo al azar

El modelo del retículo al azar fué propuesto por Zachariasen[1] y parte de la base de que la rigidez mecánica de un vidrio resulta, dentro de un intervalo de temperaturas bastante amplio, semejante a la que presenta un sólido cristalino de la misma composición. Como la diferencia en el contenido energético que le corresponde a una sustancia en estado cristalino y en estado vítreo es muy pequeña, lo que hace suponer que ambos casos están constituidos por los mismas unidades estructurales y que las fuerzas de enlace que unen a los elementos son muy semejantes en intensidad. Por otra parte, la aparición de bandas difusas, sin líneas de interferencia en los diagramas de difracción de rayos X de vidrios, hace suponer que no hay simetría como en los cristales pero que si se guarda cierta distribución estadísticamente uniforme, debido a la estabilidad de sus enlaces interatómicos. Para Zachariasen la diferencia principal entre una sustancia en estado cristalino y otra en estado vítreo no radica en la forma de sus unidades polédricas de coordinación, sino en su orientación relativa.

La disposición irregular y aperiódica de los poliedros de coordinación que da lugar a una desigual distribución reticular, permite explicar porqué los vidrios carecen de un punto de fusión definido, como en los sólidos cristalinos. En la figura 1 se muestra una comparación entre un arreglo cristalino y un retículo al azar de la sílice vítreo. La transparencia de los vidrios, igual que en los monocristales, es por la presencia de un retículo que se extiende indefinidamente (Zachariasen et al).

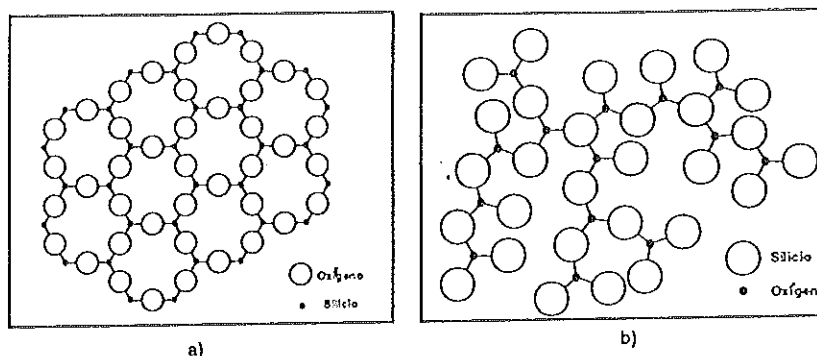


FIGURA 1

Representación esquemática de una red cristalina plana a) SiO_2 y b) un retículo al azar de sílice vítrea.

2.1.1.2 Hipótesis de los cristalitos

La hipótesis de los cristalitos propuesta por Lebedev[2] (1921), es un modelo estructural opuesto al del retículo al azar. Según Lebedev, los vidrios están constituidos por cristales submicroscópicos (cristalitos), unidos entre sí por zonas estructuralmente desordenadas. Estas ideas se basaban en las discontinuidades que había observado en la variación de algunas propiedades en función de la temperatura. Como ejemplo Lebedev encontró que la dependencia con la temperatura del coeficiente de dilatación térmica del vidrio de sílice resultaba máximo dentro del intervalo temperatura 1520° y 1595° C, éstas anomalías fueron atribuidas a modificaciones en las fases cristalinas, que constituían los recintos microcristalinos dispersos en la matriz vítrea.

2.1.2 Primeros Estudios por Difracción de Rayos X

Randall, Rookby y Cooper [3] utilizaron la técnica de difracción de rayos X en la investigación de la sílice vítrea y encontraron que las bandas difusas obtenidas en el espectro de difracción de rayos X se acercaban mucho a los ángulos de reflexión de la cristobalita, esta gráfica se muestra en la figura 2. Esto los llevó a confirmar la existencia de vidrio extremadamente pequeño en la fase cristalina, y basándose en la relación que existe entre el ensanchamiento de las bandas de difracción de rayos X y la disminución del tamaño de las partículas, calcularon que la anchura de la banda difusa estaba de acuerdo con la suposición que se le atribuía un tamaño de 1.5nm a los cristales de cristobalita en el vidrio.

Estos resultados experimentales venían a avalar la hipótesis de los cristalitas, sin embargo para Warren[4], esta teoría tiene varias objeciones; la primera de ellas es que la cristobalita presenta un cambio notable en volumen entre 200° y 300° C, los vidrios de sílice no presentaban la variación dimensional que se esperaba si estuvieran constituidos por aglomerados de cristales de la misma especie. La segunda objeción es que al someter un vidrio de sílice a elevados tratamientos de recocido, deberían desarrollarse los hipotéticos cristalitas de cristobalita y estrecharse la banda del diagrama de rayos X. Sin embargo esto no sucede, la amplitud de la banda se mantiene constante independiente de la historia térmica del vidrio, y solo se transforma en un pico bajo condiciones determinadas.

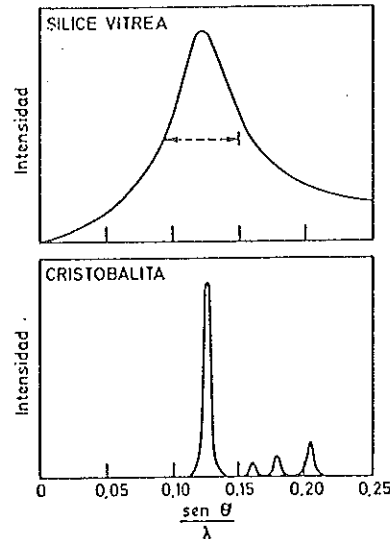


FIGURA 2

Diagramas de difracción de rayos X de la cristobalita y la sílice vítrea según Warren y Biscoe [4].

Partiendo de que la sílice vítrea eran aglomerados de microcristalitos Warren y Biscoe [4] calcularon el tamaño medio en función del ensanchamiento de la banda de difracción de rayos X del vidrio con relación a la anchura del pico principal del diagrama de la cristobalita. Introduciendo la corrección necesaria en la sílice vítrea, debido a las líneas más cercanas que aparecen a la derecha de la principal de la cristobalita, el valor obtenido para la semianchura fué de $B_m = 0.181$ rad. El ensanchamiento de la banda producido por los cristalitas viene dado por

$$B = \sqrt{B_m^2 - B_0^2}, \quad (\text{EC } 1)$$

en la que B_0 es la anchura media del pico principal de la cristobalita. Sustituyendo en la ecuación de Bragg se tiene que

$$D = \frac{0.89\lambda}{B \cos 2\theta} = \frac{0.89 \cdot 1.54}{0.181 \cdot 0.98} = 7.7 \text{ \AA} \quad (\text{EC } 2)$$

este valor es menor al presentado por otros autores, el cuál corresponde aproximadamente al de la celdilla elemental de la cristobalita y por el orden de magnitud no puede hablarse de verdaderos cristales ya que el concepto de cristal supone la repetición tridimensional de la célula estructural fundamental.

Otro problema, planteado por la hipótesis de los cristalitos es la forma en que estos se hallarían unidos entre sí, estarían distribuidos como partículas discretas con límites bien definidos o formando parte de una estructura continua y uniforme. Warren y Biscoe [4] comparan los diagramas de difracción de rayos X de sílice vítrea, gel de sílice y cristobalita, se concluye de que la sílice vítrea está por un medio continuo. Estas conclusiones estaban de acuerdo con las ideas de Zachariassen [7].

2.1.3 Teorías de Agrupamientos Atómicos

2.1.3.1 Teoría de los Estructurones

El concepto de estructurón lo establece Huggins [5] debido a que algunos vidrios presentan la variación de algunas de sus propiedades tales como la densidad y el volumen, en función de la composición, se desvían de la aditividad presentando discontinuidades en su curso. A este hecho lo interpreta como la existencia de compuestos específicos que responden a agrupamientos determinados, a los que llama estructurón. Un estructurón lo define como un agrupamiento en que cierto átomo se rodea lo más estrechamente por otros átomos vecinos determinados en su especie y en su número. Como ejemplos de estructurones propone $\text{Si}(4\text{O})$, $\text{O}(2\text{Si})$, el $\text{Si}(4\text{O})$ representa el tetraedro elemental de Silicio coordinado con cuatro átomos de Oxígeno y el $\text{O}(2\text{Si})$ corresponde a un átomo de Oxígeno rodeado por dos átomos de Silicio, tal como existen en vidrios de Sílice pura. Al incorporarse Na_2O al vidrio, parte de estos estructurones o agrupamientos subsisten y parte se destruyen para dar lugar a la formación de otros tipos de estructurones. Las diferentes formas de los estructurones dependen de las exigencias de enlace de sus átomos, del índice de coordinación de los mismos y de sus cargas eléctricas para mantener su neutralidad que exige su equilibrio. Al modificar gradualmente la proporción de unos de los componentes del vidrio, va disminuyendo un tipo de estructurones a la vez que otros aumentan, hasta que la proporción de éstos es mayoritaria.

La diversidad de estructurones es más elevada a temperaturas altas. Al producirse un enfriamiento brusco éstos agrupamientos se mantienen en estado congelado no de equilibrio. Pero si la temperatura disminuye lentamente, los estructurones menos estables evolucionan hacia otras formas de mayor estabilidad.

2.2 Principios de Formación del Vidrio

Los modelos estructurales estudiados anteriormente, sólo se refieren al grado de ordenación reticular de los vidrios y no hay información sobre su estabilidad, por lo tanto no permite establecer las condiciones que deben satisfacer para obtenerse en estado vítreo. Los criterios utilizados para esto han sido del tipo geométrico-cristaloquímico, energético o cinético.

2.2.1 Principio de Goldschmidt

Goldschmidt [6] da una interpretación cristaloquímica del fenómeno de la vitrificación. Las limitaciones geométricas que condicionan una configuración espacial determinada dependen de la relación entre el radio del catión y el del radio del anión con el cual se coordina. Goldschmidt observó que en los compuestos que forman al vidrio, ésta relación estaba comprendida entre 0.2 y 0.4, la cual corresponde a las coordinaciones triangulares y tetraédricas. De esto dedujo como condición para la formación de vidrio que la relación del radio del catión formador a su anión coordinado debe mantenerse cercano a 0.3.

Otro tipo de clasificación de los compuestos simples de los vidrios basada en la relación del radio del anión y la del catión, y por otro lado la relación de la valencia del catión y la del anión, es la que propuso Plumet [17], esta clasificación se muestra en la figura 3.

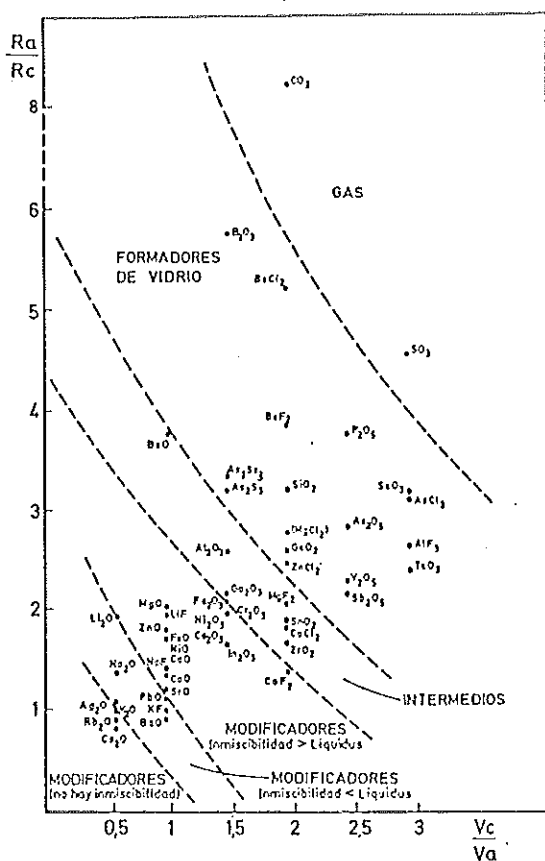


FIGURA 3

Clasificación de algunos compuestos de acuerdo a lo que desempeñan en la formación del vidrio. Según Plumat [17].

2.2.2 Reglas de Zachariasen

Partiendo de las ideas de Goldschmidt, Zachariasen [7] establece las reglas que complementan su modelo estructural del retículo al azar. Para que un óxido de fórmula general A_mO_n forme un vidrio es preciso que:

1. El número de Oxígenos que rodean al catión A sea pequeño.
2. Cada átomo de Oxígeno no se una a más de dos átomos de A.
3. Los poliedros de Oxígeno solo comparten vértices entre sí.
4. Cada poliedro oxigenado comparte por lo menos tres vértices con los demás poliedros.

Estas reglas excluyen a una serie de Óxidos.

Zachariasen introdujo el concepto de iones formadores de vidrio, o formadores de red, de acuerdo a las reglas anteriores. También postuló que junto a los cationes formadores, el vidrio podía incorporar otros iones que se alojaban en los huecos reticulares que quedan libres entre los poliedros de coordinación. La presencia de estos iones modifican las propiedades del vidrio a los cuales les llamó iones modificadores. Para que el vidrio sea estable y no produzca cristalización, es preciso que la acomodación de cationes modificadores en los huecos de la red no ocasione un aumento considerable de la energía reticular. Por lo cual los estos cationes deben ser voluminosos y de poca carga, como el Na^+ , K^+ , Ca^{2+} , Cr^{2+} , Ba^{2+} , Pb^{2+} , etc.

2.2.3 Estructura de vidrios de Silicatos

Dentro de la gama de vidrios de silicato el de mayor interés técnico resulta el formado sólo de SiO_2 . De todas las fases cristalinas de la sílice con la que guarda mayor relación estructural es con la cristobalita [8]. Las características mecánicas de la sílice, su bajo coeficiente de dilatación térmica y su elevada resistencia química se deben a la extensión continua y a la propagación tridimensional de sus unidades tetraédricas, unidas entre sí por los cuatro vértices. La principal limitación es su elevado punto de fusión y gran viscosidad.

La adición de óxidos modificadores a la sílice determinan roturas parciales de la red que debilitan su cohesión, lo cual hace que disminuya su estabilidad y baje su temperatura de reblandecimiento. El oxígeno aportado por estos óxidos representa un exceso sobre la red del vidrio. Por ello, por cada molécula de óxido modificador se rompe un enlace Si-O-Si para poder incorporar el Oxígeno adicional. De tal manera que los dos Silicios vecinos ya no quedan unidos a un mismo Oxígeno, sino a dos diferentes:



Así se crean dos Oxígenos no puente que a su vez, se unen a un solo átomo de Silicio, en lugar de dos como en los demás, constituyendo puntos de discontinuidad reticular (fig. 4). La carga negativa libre de cada Oxígeno no puente se neutraliza con la del catión modificador. Los cationes modificadores tenderán a rodearse, en el interior de huecos donde se alojen, de tantos Oxígenos como determinen sus exigencias de coordinación. Cuanto mayor sea la incorporación de óxido alcalino incorporado, mayor será el número de puntos de rotura y más se debilitará la red. Esto se manifiesta en una disminución de la temperatura de reblandecimiento, debilitación de la rigidez mecánica, en un aumento del coeficiente de dilatación térmica, en un empeoramiento de la resistencia al choque térmico y un mayor riesgo de desvitrificación.

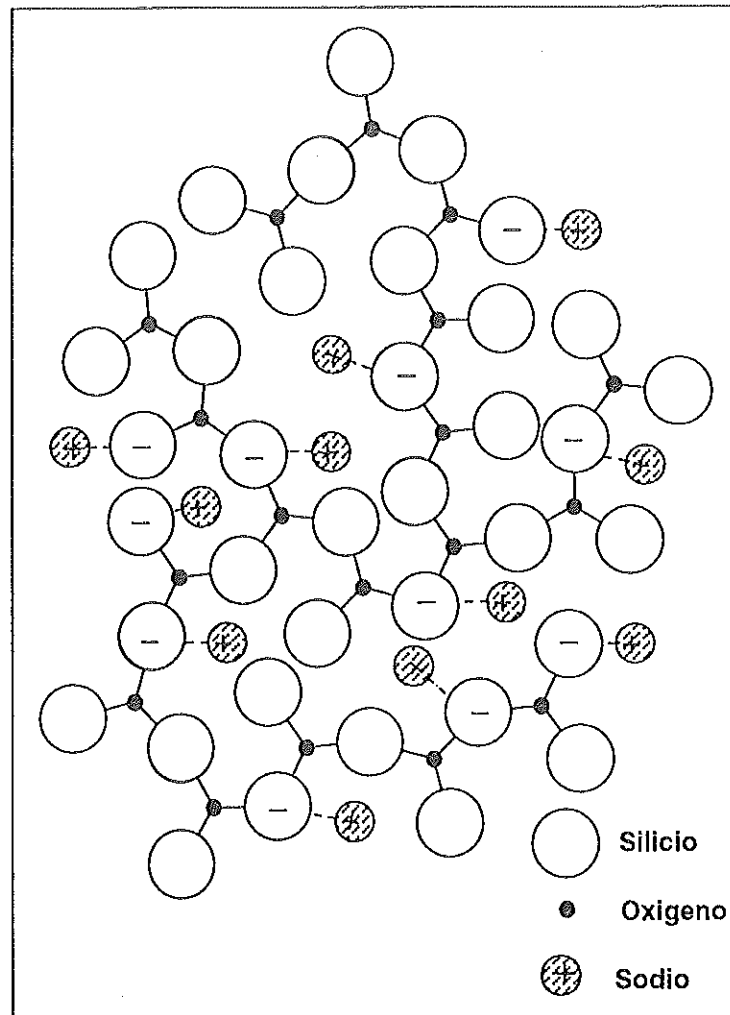


FIGURA 4

Retículo distorsionado de un vidrio de sílice modificado por la incorporación de Na_2O . El cuarto átomo de Oxígeno de cada tetraedro $[\text{SiO}_4]$ se halla situado encima o debajo del plano de la figura.

De acuerdo con esto un vidrio de sílice, puede incorporar cantidades crecientes de óxidos modificadores, hasta una determinada proporción para la cuál la cohesión reticular resulte tan pequeña que se produzca la desvitrificación.

La adición de óxidos alcalinoterreos, y en general de cationes divalentes, origina roturas en la red, solo que resulta en parte compensado debido a su doble carga positiva, tales cationes actúan como iones puente entre dos Oxígenos (fig 5).

El Al_2O_3 desempeña un importante papel en la estructura de los vidrios de silicato, incluso incorporado en cantidades relativamente pequeñas. El ión Al^{3+} puede adoptar, de acuerdo con su radio iónico, la función de modificador de red en coordinación octaédrica, siempre que exista un número elevado de Oxígenos no puente ó una elevada proporción de iones modificadores; y también puede actuar como formador en coordinación tetraédrica reemplazando parcialmente al Silicio. Como la proporción de Oxígeno que contiene Al_2O_3 por cada Aluminio es menor a la del SiO_2 por cada Silicio, el Aluminio tiene que pedir prestados Oxígenos no puente de la red para completar su configuración tetraédrica. Es por esto que cuando se sustituyen dos moléculas de SiO_2 por una de Al_2O_3 se produce la pérdida de un Oxígeno no puente y se sutura uno de los puntos de la red (fig. 5). Por lo que la incorporación de Al_2O_3 al vidrio fortalece la estructura y aumenta su cohesión reticular.

Existe un interés especialmente en el campo de los vidrios ópticos y los vidrios artísticos, las composiciones ricas en PbO , óxido que puede ser asimilado en elevadas proporciones por el retículo sílico. Por ejemplo en el sistema binario se pueden obtener vidrios con más de 70 moles % de PbO que es un 90% en peso aproximado.

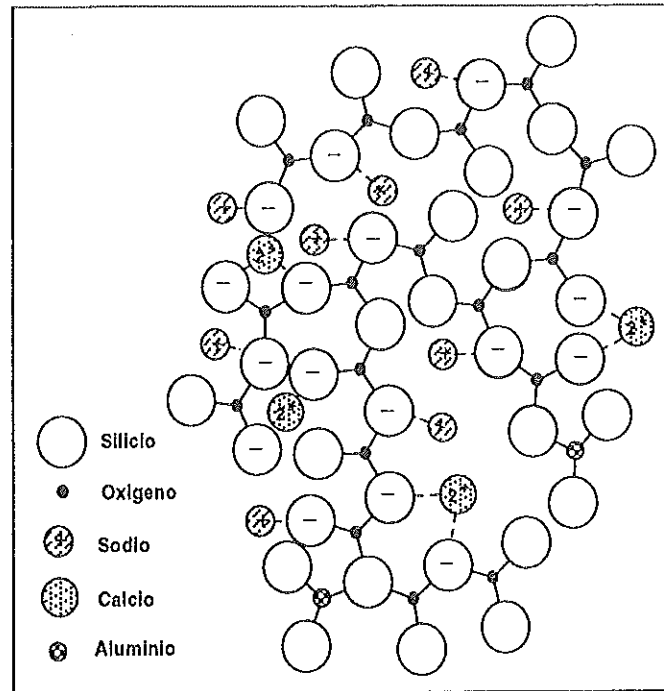


FIGURA 5

Representación esquemática de la estructura de un vidrio de silicato conteniendo Na_2O , CaO y Al_2O_3 .

CAPÍTULO 3

TEORÍA DE LAS GUÍAS
DE ONDA ÓPTICAS

3.1 Teoría de Guías de Onda Dieléctricas

Las guías de onda dieléctricas son estructuras que se utilizan para confinar y guiar la luz en circuitos de óptica integrada ó dispositivos de ondas guiadas. Una guía de onda dieléctrica muy conocida es la fibra óptica, la cuál usualmente tiene una sección circular; por otro lado las guías de interés para la óptica integrada son frecuentemente estructuras planas, tales como películas planas o angostas. Una guía de onda plana es simplemente una película delgada de índice de refracción n_p la cuál es utilizada como guía y esta se encuentra en medio de un sustrato de vidrio con índice de refracción n_s y la cubierta con índice de refracción n_c ($n_p > n_s > n_c$). Si la guía de onda es asimétrica n_p y n_c son diferentes. A veces la cubierta puede ser aire $n_c=1$. Las diferencias típicas entre los índices de refracción de la película y el sustrato van desde los rangos de 10^{-3} a 10^{-1} y el espesor de la película es de aproximadamente una micra. La luz es confinada por reflexión total interna en las interfaces películas-sustrato y película-cubierta. Se asume en todo este capítulo que la

luz guiada es coherente y monocromática y que las guías de onda consisten de medios dieléctricos y con pérdidas bajas e isotrópicos.

3.1.1 Rayos ópticos para guías de onda planas

3.1.1.1 Reflexión y refracción

Si se considera una interfase separada por dos medios dieléctricos isotrópicos de índice de refracción n_1 y n_2 , homogéneos y con pérdidas bajas, como se muestra en la figura 6.

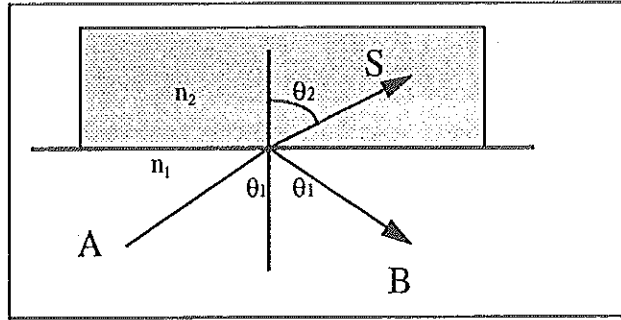


FIGURA 6

Trazo de un haz que incide a un ángulo θ_1 en la interfase de dos medios de índice de refracción n_1 y n_2 .

En general la onda tiene una amplitud compleja A , en la interfase la luz es parcialmente reflejada y refractada como se muestra en la figura anterior, el ángulo de salida θ_2 de la onda refractada S está dado por la ley de Snell $n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2$, la onda reflejada tiene una amplitud compleja B en la interfase y está linealmente relacionada con A por el coeficiente de reflexión complejo R , $B = R \cdot A$. El coeficiente de reflexión R depende del ángulo de incidencia y la polarización de la luz incidente y este está dado por las fórmulas de Fresnel.

$$R_{TE} = \frac{(n_1 \cos \theta_1 - n_2 \cos \theta_2)}{(n_1 \cos \theta_1 + n_2 \cos \theta_2)} = \frac{n_1 \cos \theta_1 - \sqrt{n_2^2 - n_1^2 (\sin \theta_1)^2}}{n_1 \cos \theta_1 + \sqrt{n_2^2 - n_1^2 (\sin \theta_1)^2}} \quad (EC 3)$$

$$R_{TM} = \frac{(n_2 \cos \theta_1 - n_1 \cos \theta_2)}{(n_2 \cos \theta_1 + n_1 \cos \theta_2)} = \frac{n_2^2 \cos \theta_1 - n_1 \sqrt{n_2^2 - n_1^2 (\sin \theta_1)^2}}{n_2^2 \cos \theta_1 + n_1 \sqrt{n_2^2 - n_1^2 (\sin \theta_1)^2}} \quad (EC 4)$$

donde R_{TE} y R_{TM} son los coeficientes de reflexión eléctrico y magnético respectivamente. El ángulo crítico está dado por $\sin \theta_c = n_2/n_1$ como $\theta_1 < \theta_c$ hay solamente una reflexión parcial y un valor real de R , debido a que el ángulo crítico es excedido

rapidamente ($\theta_1 > \theta_c$) tenemos que $|R| = 1$ y ocurre una reflexión total, R es compleja y la fase cambia debido a la reflexión, al coeficiente lo podemos escribir como $R = e^{2j\phi}$, de las ecuaciones de Fresnel tenemos las expresiones para los cambios de fase ϕ_{TE} y ϕ_{TM} que corresponden a los dos estados de polarización y éstas son:

$$\tan \phi_{TE} = \frac{\sqrt{n_1^2 (\sin \theta_1)^2 - n_2^2}}{n_1 \cos \theta_1} \quad (EC 5)$$

$$\tan \phi_{TM} = \frac{n_1^2 \sqrt{n_1^2 (\sin \theta_1)^2 - n_2^2}}{n_2^2 n_1 \cos \theta_1} \quad (EC 6)$$

Si ahora consideramos una guía de onda plana (asimétrica) como se muestra en la figura 7, la cuál tiene una película de índice de refracción n_p en medio de dos índices de refracción menores n_s y n_c que son del sustrato y la cubierta respectivamente donde $n_p > n_s > n_c$ en la que se tiene un ángulo crítico θ_s debido a la interfase película-sustrato y otro ángulo crítico $\theta_c < \theta_s$ debido a la interfase película-cubierta. Si examinamos que pasa cuando incrementamos θ , se encuentran tres casos los cuales fueron dibujados en la figura 7, para ángulos pequeños de θ la luz incidente del lado del sustrato es refractada de acuerdo a la ley de Snell y escapa por la cubierta como se muestra en el (inciso a) el cuál es llamado modo de radiación de la cubierta, cuando θ es incrementado tal que $\theta_s < \theta < \theta_c$ tenemos la situación del (inciso b) la luz incidente en el sustrato es refractada en la interfase sustrato-película y totalmente reflejada en la interfase película-cubierta luego es refractada en la interfase película-sustrato y escapa de la estructura, la luz no es confinada y este es el modo de radiación del sustrato, finalmente tenemos el (inciso c) cuando $\theta_c < \theta$ donde θ es grande hay una reflexión total en ambas interfaces la luz es atrapada y confinada en la película y se propaga en zig-zag, este es el caso del modo guiado de propagación.

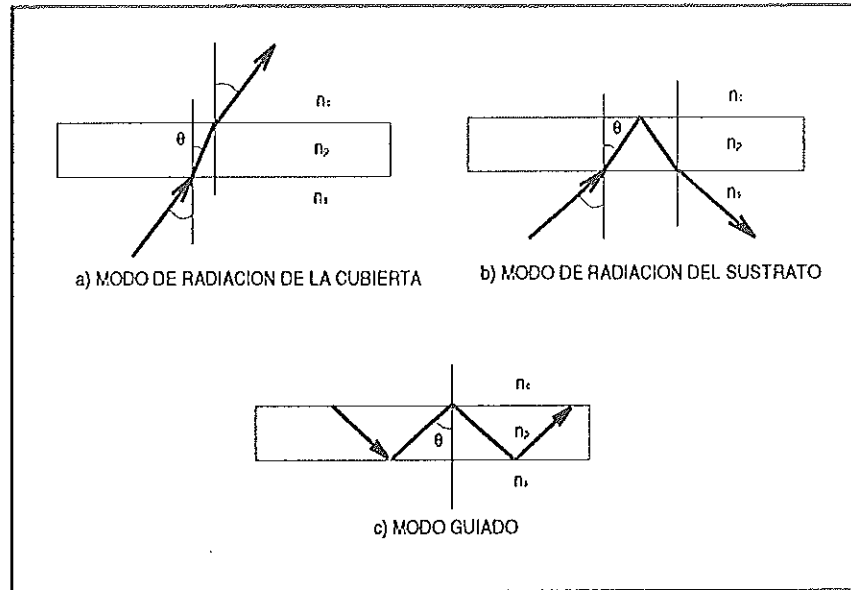


FIGURA 7

Se esquematiza una onda en zig-zag de los modos de propagación a) modo de radiación del sustrato, b) modo del sustrato y c) modo guiado.

3.1.2 Modos guiados

En la figura 8, se muestra la luz guiada propagándose en zig-zag utilizando la película como canal, se esquematiza un corte transversal de la guía de onda plana y los ejes coordenados que se utilizarán. La luz se propaga en la dirección z y el confinamiento es en la dirección x .

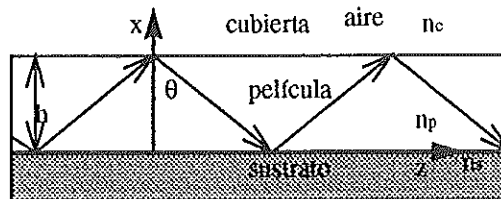


FIGURA 8

Se muestra una guía de onda plana con una onda viajando en zig-zag la cuál corresponde a un modo guiado.

El patrón que se muestra en zig-zag corresponde a dos ondas planas uniformes superpuestas normales que son reflejadas totalmente en las fronteras. Estas ondas son monocromáticas y coherentes con frecuencia angular ω , con longitud de onda λ y vector de onda k_{np} con dirección normal a la onda, el valor absoluto de k es

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{\omega}{c} \quad (\text{EC } 7)$$

donde c es la velocidad de la luz en el vacío, los campos de estas ondas varían como

$e^{-jk_{np}(\mp x \cos \theta + z \sin \theta)}$. Para un modo guiado la figura 7 predice la constante de propagación y la velocidad de fase relativa v_f como:

$$\beta = \frac{\omega}{v_f} = kn_p \sin \theta \quad (\text{EC } 8)$$

con la componente z de el vector de onda k_{np} . Sin embargo no todos los ángulos son permitidos, sino un grupo de ángulos discretos a veces ninguno. Si examinamos que pasa cuando $z = \text{constante}$ y nos movemos de la frontera baja ($x=0$) hacia la frontera de la cubierta ($x=h$) y luego regresamos a donde partimos; todos los cambios de fase ocurridos deben ser múltiplos de 2π . Para una película con espesor h tenemos un cambio de fase de $-2\phi_c$ por reflexión total en la interfase película-cubierta; otro cambio de fase de $2\cos\theta kn_p$ debido al paso transversal y otro cambio de fase de $-2\phi_s$ por la reflexión total en la frontera con el sustrato

$$2v\pi = 2kn_ph \cos \theta - 2\phi_s - 2\phi_c \quad (\text{EC } 9)$$

donde v es un entero que identifica el número de modos (0,1,2,3...), esta es la llamada ecuación de dispersión. Los cambios de fase ϕ_c y ϕ_s son funciones de θ como se describieron en las ecuaciones 5 y 6. De la ecuación 8 y $\sin \theta_c = n_2/n_1$, encontramos que los modos se encuentran entre $kn_s < \beta < kn_p$.

El índice efectivo de la guía está definido por $N = \beta/k = n_p \sin \theta$ el cual se encuentra entre $n_s < N < n_p$.

3.2 Teoría electromagnética para guías de onda planas

Se presentan los fundamentos de la teoría electromagnética para guías de onda dieléctricas y algunas propiedades generales de los modos guiados.

3.2.1 Ecuaciones de Maxwell

Las ecuaciones de Maxwell para una fuente donde los campos dependen del tiempo son:

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (\text{EC } 10)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (\text{EC } 11)$$

donde t es el tiempo $\vec{E}(t)$, $\vec{B}(t)$, $\vec{D}(t)$ y $\vec{H}(t)$ son los vectores dependientes del tiempo de los campos eléctrico y magnético, el vector de desplazamiento eléctrico y el vector de inducción magnética respectivamente. Si considerando campos periódicos estos se escriben de la siguiente manera

$$\vec{E}(t) = E e^{j\omega t} + E^* e^{-j\omega t} \quad (\text{EC } 12)$$

$$\vec{B}(t) = B e^{j\omega t} + B^* e^{-j\omega t} \quad (\text{EC } 13)$$

$$\vec{D}(t) = D e^{j\omega t} + D^* e^{-j\omega t} \quad (\text{EC } 14)$$

$$\vec{H}(t) = H e^{j\omega t} + H^* e^{-j\omega t} \quad (\text{EC } 15)$$

donde el asterisco indica que es el complejo conjugado.

Si considerando un medio con pérdidas bajas con una constante dieléctrica $\epsilon(\omega)$ y una permeabilidad magnética μ se tienen las relaciones siguientes:

$$D = \epsilon E \quad (\text{EC } 16)$$

$$B = \mu H \quad (\text{EC } 17)$$

con esto se escriben como las amplitudes complejas de las ecuaciones de Maxwell

$$\nabla \times H = j\omega \epsilon E \quad (\text{EC } 18)$$

$$\nabla \times E = -j\omega \epsilon H \quad (\text{EC } 19)$$

estas ecuaciones están sujetas a las condiciones de frontera donde hay cambios abruptos del material constante. Si tenemos dos medios de índice de refracción n_a y n_d con el vector unitario perpendicular a la superficie, con la ausencia de cargas y corrientes en la superficie como se muestra en la figura 9 se tiene:

$$e_n \cdot (B_u - B_d) = 0 \quad (\text{EC } 20)$$

$$e_n \cdot (D_u - D_d) = 0 \quad (\text{EC } 21)$$

$$e_n \times (E_u - E_d) = 0 \quad (\text{EC } 22)$$

$$e_n \times (H_u - H_d) = 0 \quad (\text{EC } 23)$$

en donde e_n denota al vector unitario normal a la superficie como se indica en la fig. 9.

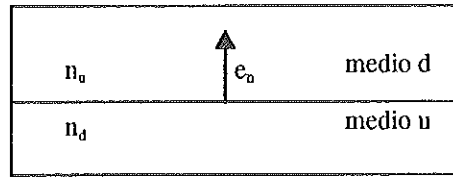


FIGURA 9

Se muestra la interfase entre dos medios dieléctricos diferentes con índices de refracción n_u y n_d .

En guías de onda dieléctricas se tiene que $\mu = \mu_0$ lo cuál implica que los vectores de campo magnéticos son iguales en la frontera $H_u = H_d$. Seleccionando el vector de Pointing en la dirección z , podemos escoger las componentes del campo longitudinal E_z y H_z y el transversal E_t y H_t de la siguiente manera $E = E_t + E_z$ y $H = H_t + H_z$. Al separarlas tenemos

$$\nabla \times E_t = -j\omega\mu H_z \quad (\text{EC } 24)$$

$$\nabla \times H_t = j\omega\epsilon E_z \quad (\text{EC } 25)$$

$$\nabla \times (H_z + e_z \times \frac{\partial H_t}{\partial z}) = j\omega\epsilon E_t \quad (\text{EC } 26)$$

$$\nabla \times (E_z + e_z \times \frac{\partial E_t}{\partial z}) = -j\omega\epsilon H_t \quad (\text{EC } 27)$$

en donde $\nabla = (\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, 0)$ es el operador transversal y e_z es el vector de Pointing unitario.

Para una guía de onda dieléctrica que se caracteriza por $\epsilon = \epsilon_0 n^2(x,y)$, la cuál es independiente de la coordenada z , la función $n(x,y)$ es conocida como el perfil de índice de refracción. Un modo de la guía es definido de la forma siguiente

$$E(x, y, z) = E_v(x, y) e^{-j\beta_v z} \quad (\text{EC } 28)$$

$$H(x, y, z) = H_v(x, y) e^{-j\beta_v z} \quad (\text{EC } 29)$$

donde v es el número del modo, al sustituir estas ecuaciones en las ecuaciones de Maxwell se obtiene

$$\nabla \times E_{iv} = -j\omega\mu H_{iv} \quad (\text{EC } 30)$$

$$\nabla \times H_{iv} = j\omega\epsilon E_{iv} \quad (\text{EC } 31)$$

$$\nabla \times E_{zv} - j\beta_v e_z \times E_{iv} = -j\omega\mu H_{iv} \quad (\text{EC } 32)$$

$$\nabla \times H_{zv} - j\beta_v e_z \times H_{iv} = j\omega\epsilon E_{iv} \quad (\text{EC } 33)$$

3.2.1.1 Ecuación de onda para guías planas

En guías de onda planas la luz es confinada en una dimensión la que se escoge como x , el índice de refracción $n(x)$ de una guía de onda plana para los correspondientes campos modales son funciones sólo de esta coordenada, podemos simplificar las ecuaciones diferenciales anteriores haciendo $\partial/\partial y = 0$, asumimos que la guía plana soporta modos transversal eléctrico TE con el campo longitudinal $E_z = 0$ y modos transversal magnético TM con campo longitudinal magnético $H_z = 0$.

Para modos TE hacemos $H_y = 0$, y se tiene que $E_z = 0$,

$$\beta E_y = -\omega\mu H_x \quad (\text{EC } 34)$$

$$\partial E_y / \partial x = -j\omega\mu H_z \quad (\text{EC } 35)$$

$$\partial H_z / \partial x + j\beta H_x = -j\omega\epsilon E_y \quad (\text{EC } 36)$$

combinando estas tres ecuaciones se obtiene la ecuación de onda para E_y en TE es:

$$\partial^2 E_y / \partial x^2 = (\beta^2 - n^2 k^2) E_y \quad (\text{EC } 37)$$

donde k es la constante de propagación en el espacio libre $k = \omega/c = \omega\sqrt{\epsilon_0\mu_0}$. Para los modos TM, se hace $E_y = 0$ de la cuál se obtiene $H_z = 0$, $H_x = 0$,

$$\beta H_y = \omega\epsilon E_x \quad (\text{EC } 38)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial x} = j\omega\epsilon E_z \quad (\text{EC } 39)$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial x} + j\beta E_x = j\omega\mu H_y \quad (\text{EC } 40)$$

y la ecuación de onda para el campo magnético H_y ,

$$n^2 \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{n^2} \frac{\partial H_y}{\partial x} \right) = (\beta^2 - n^2 k^2) H_y \quad (\text{EC } 41)$$

Todos los modos de las guías de onda dieléctricas son ortogonales entre sí, esta importante propiedad se presenta tanto para los modos guiados como los radiados.

3.2.2 Flujo de potencia y almacenamiento de energía en la guía.

Se discute acerca del flujo de potencia y la energía almacenada por los campos de un modo de la guía de onda.

Se encuentra el vector de Pointing de tiempo promedio asociado a el modo alrededor de una región cercana a éste, el cuál está definido por:

$$S(x, y) = E_v \times H_v^* + E_v^* \times H_v \quad (\text{EC } 42)$$

la potencia promedio transportada por el modo es:

$$P = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} dx dy S_z \quad (\text{EC } 43)$$

la densidad promedio está dada por :

$$w(x, y) = \frac{d(\omega \epsilon)}{d\omega} E_v \cdot H_v^* + \frac{d(\omega \mu)}{d\omega} H_v \cdot E_v^* \quad (\text{EC } 44)$$

la energía almacenada por unidad de longitud de la guía W , está dada por la integración w sobre la sección transversal de la guía.

$$W = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} w(x, y) dx dy \quad (\text{EC } 45)$$

la velocidad de grupo v_g del modo es la velocidad a la cuál la señal es trasladada por el modo de propagación, éste se determina por la relación de dispersión $\omega(\beta)$ de la guía.

$$v_g = \frac{d\omega}{d\beta} \quad (\text{EC } 46)$$

si se aplica el teorema de la variación a casos donde todas las variaciones son causadas solamente en ω , se deduce que $P = (d\omega/d\beta) W = v_g W$.

Si escogemos un medio libre de dispersión y distinguiendo entre la energía eléctrica y magnética (con los superíndices ϵ y μ)

$$W_t^\epsilon = \int_{-\infty}^{\infty} \int dx dy \epsilon E_t \cdot E_t^* \quad (\text{EC } 47)$$

$$W_t^\mu = \int_{-\infty}^{\infty} \int dx dy \mu H_t \cdot H_t^* \quad (\text{EC } 48)$$

$$W_z^\epsilon = \int_{-\infty}^{\infty} \int dx dy \epsilon E_z \cdot E_z^* \quad (\text{EC } 49)$$

$$W_z^\mu = \int_{-\infty}^{\infty} \int dx dy \mu H_z \cdot H_z^* \quad (\text{EC } 50)$$

donde se distinguen las porciones de la energía almacenada para el campo transversal (t) y el campo longitudinal (z). De las ecuaciones 30 a 33 se obtiene que

$$\nabla_t \cdot E_z \times H_t^* - j\beta e_z \cdot E_t \times H_t^* = j\omega \epsilon E_z \cdot E_z^* - j\omega \mu H_t \cdot H_t^* \quad (\text{EC } 51)$$

$$\nabla_t \cdot E_t \times H_z^* + j\beta e_z \cdot E_t \times H_t^* = j\omega \epsilon E_t \cdot E_t^* - j\omega \mu H_z \cdot H_z^* \quad (\text{EC } 52)$$

integrando sobre todo el corte transversal de la guía se llega a que

$$\beta P = 2\omega (W_t^\mu - W_z^\epsilon) \quad (\text{EC } 53)$$

$$\beta P = 2\omega (W_t^\epsilon - W_z^\mu) \quad (\text{EC } 54)$$

restando estas dos ecuaciones se tiene que $W^\epsilon = W_t^\epsilon + W_z^\epsilon = W_t^\mu + W_z^\mu = W^\mu$ en donde W^ϵ la energía eléctrica almacenada y es W^μ la energía magnética almacenada sumando las ecuaciones anteriores tenemos que

$$P = \frac{\omega}{\beta} (W_t - W_z) = v_g (W_t - W_z) \quad (\text{EC } 55)$$

donde $W_t = W_t^\mu + W_t^\epsilon$ y $W_z = W_z^\mu + W_z^\epsilon$.

Esta expresión relaciona la velocidad de fase v_t del modo al flujo de potencia, y la cantidad $(W_t - W_z)$ la cuál puede ser identificada como el flujo de momento electromagnético en la guía. Combinando estas dos relaciones se tiene

$$\frac{v_f}{v_g} = \frac{(W_f + W_z)}{(W_f - W_z)} \quad (\text{EC } 56)$$

la cuál está ligada a la diferencia entre v_f y v_g en la presencia de las componentes del campo longitudinal.

3.3 Modos de las Guías de Onda Planas

Se considera la estructura de la figura (8) en donde la película tiene un espesor h con índice de refracción constante n_p en medio de dos índices de refracción constantes y menores n_s y n_c del sustrato y de la cubierta respectivamente, esta estructura es llamada también guía de onda plana asimétrica.

De acuerdo con la ecuación de onda, se definen los decaimientos transversales (γ_i) y las constantes de propagación con (k_i).

$$k_c^2 = n_c^2 k^2 - \beta^2 = \gamma_c^2 \quad (\text{EC } 57)$$

$$k_p^2 = n_p^2 k^2 - \beta^2 \quad (\text{EC } 58)$$

$$k_s^2 = n_s^2 k^2 - \beta^2 = -\gamma_s^2 \quad (\text{EC } 59)$$

en donde los subíndices s , p y c se refieren a sustrato, película y cubierta respectivamente.

En la tabla I se muestran los rangos de la constante de propagación β que corresponden a varios tipos de modos y también los valores asociados a la constante de propagación transversal k_s del sustrato.

Modos	β	k_s
Guiado	$n_c k \rightarrow n_s k$	Imaginario
Sustrato	$n_s k \rightarrow n_c k$	$0 \rightarrow k \sqrt{n_c^2 - n_s^2}$
Sustrato-cubierta	$k n_c \rightarrow \infty$	$k \sqrt{n_s^2 - n_c^2} \rightarrow k n_s$
Desvaneciente	Imaginario	$k n_s \rightarrow \infty$

TABLA I

Se muestra los rangos de las constantes de propagación β para los diferentes tipos de modos y los rangos asociados a las constantes de propagación transversal k_s en el sustrato.

3.3.1 Modo TE

Para los modos TE tenemos que:

$$H_y = E_x = E_z = 0 \quad (\text{EC } 60)$$

$$H_x = -\left(\frac{\beta}{\omega\mu}\right) E_y \quad (\text{EC } 61)$$

$$H_z = \left(\frac{j}{\omega\mu}\right) \frac{\partial E_y}{\partial x} \quad (\text{EC } 62)$$

en donde E_y obedece a la ecuación de onda (37).

Con las condiciones de frontera se tiene que, E_y y $\partial E_x / \partial x$ tienen que ser continuos en las fronteras $x=0$ y $x=h$ de la película, por lo tanto se tiene que para los modos guiados

$$E_y = E_c e^{-\gamma_c (x-h)} \quad \text{para } h < x \text{ (cubierta)} \quad (\text{EC } 63)$$

$$E_y = E_p \cos(k_p x + \phi_s) \quad \text{para } 0 < x < h \text{ (película)} \quad (\text{EC } 64)$$

$$E_x = E_s e^{\gamma_s x} \quad \text{para } x < 0 \text{ (sustrato)} \quad (\text{EC } 65)$$

Aplicando las condiciones de frontera $\gamma_s/k_p = \tan \phi_s$, $\gamma_c/k_p = \tan \phi_c$ se tiene las ecuaciones para el cambio de fase, y la relación de dispersión $k_p h - \phi_s - \phi_c = v\pi$ con v entero, la cuál concuerda con la ec. 9. La relación entre los picos de los campos E_p , E_s y E_c es de la forma que sigue:

$$E_p^2 (n_p^2 - N^2) = E_s^2 (n_p^2 - n_s^2) = E_c^2 (n_p^2 - n_c^2) \quad (\text{EC } 66)$$

en donde $N = \beta/k^2$ es el índice efectivo; para la potencia portadora por unidad de ancho de la guía es:

$$P = -2 \int_{-\infty}^{\infty} dx E_y = \frac{2\beta}{\omega\mu} \int_{-\infty}^{\infty} dx E_y^2 = N \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} E_p^2 \cdot h_{eff} = E_p H_p \cdot h_{eff} \quad (\text{EC } 67)$$

en donde $h_{eff} = h + \frac{1}{\gamma_s} + \frac{1}{\gamma_c}$ es el grueso efectivo de la guía de onda.

Para los modos de radiación del sustrato se tiene la distribución de campo como sigue:

$$E_y = E_c e^{-\gamma_c (x-h)} \quad \text{para } h < x \quad (\text{EC } 68)$$

$$E_y = E_p e^{(k_p (x-h) + \phi_s)} \quad \text{para } 0 < x < h \quad (\text{EC } 69)$$

$$E_y = E_s e^{k_s x + \phi} \text{ para } x < 0 \quad (\text{EC } 70)$$

con las siguientes condiciones de frontera

$$\tan \phi_c = \gamma_c / k_p, \quad k_s \tan \phi = k_p \tan (\phi_c - k_p h) \quad \text{y}$$

$$E_p^2 (n_p^2 - N^2) = E_c^2 (n_p^2 - n_c^2) \quad (\text{EC } 71)$$

$$E_s^2 = E_p^2 \left(1 + \frac{n_p^2 - n_s^2}{n_s^2 - N^2} \operatorname{sen}^2 (\phi_c - k_p h) \right) \quad (\text{EC } 72)$$

se ha elegido a k_s como una variable independiente continua. El campo para el modo en el sustrato es el mismo que el creado por una onda incidente plana sobre el sustrato, con $k_s = k_n \cos(\theta_s)$ la que se utiliza para la medida del ángulo de incidencia θ_s . La onda incidente es refractada y parcialmente reflejada en la frontera película-sustrato y totalmente reflejada en la frontera película-cubierta. El cambio de fase total de la reflexión es de $2\phi_s$, y el cambio de fase para la reflexión de la combinación película-cubierta es de 2ϕ . La interferencia entre las ondas incidentes y reflejadas crean un patrón estable de onda senoidal en la película y el sustrato.

Para la potencia transversal, normalizando los modos del sustrato se tiene:

$$\bar{P}(k_s, \bar{k}_s) = -2 \int_{-\infty}^{\infty} dx E_y(k_s) H_x(\bar{k}_s) = \frac{\beta \pi}{\omega \mu} E_s^2 \delta(k_s - \bar{k}_s) = \pi E_s H_s \delta(k_s - \bar{k}_s) \quad (\text{EC } 73)$$

Los campos de radiación de la película-sustrato son degenerados obteniéndose dos soluciones dado k_s , las dos son ortogonales entre sí, como lo requiere el formalismo de expansión. Los campos modales son funciones de x (par y non) para una guía simétrica $n_s = n_c$ los campos se muestran en la tabla II

modos nones	modos pares	
$E_y = E_c \operatorname{sen}(k_c(x-h) + \phi_c)$	$E_y = \bar{E}_c \operatorname{sen}(k_c(x-h) + \bar{\phi}_c)$	$h < x$
$E_y = E_p \operatorname{sen}(k_p x - \phi)$	$E_y = \bar{E}_p \cos(k_p x - \phi)$	$0 < x < h$
$E_y = E_s \operatorname{sen}(k_s x - \phi_s)$	$E_y = \bar{E}_s \cos(k_s x - \bar{\phi}_s)$	$x < 0$

TABLA II

Modos de radiación degenerados de la cubierta-sustrato para el modo TE

en donde el cambio de fase ϕ es el mismo para pares y nones. Con las condiciones de frontera apropiadas se tiene que para los modos impares los cambios de fases son:

$$k_s \cot \phi_s = k_p \cot \phi \quad (\text{EC } 74)$$

$$k_c \cot \phi_c = k_p \cot (k_p h - \phi) \quad (\text{EC } 75)$$

para los modos pares

$$k_s \tan \bar{\phi}_s = k_p \tan \phi \quad (\text{EC } 76)$$

$$k_c \tan \bar{\phi}_c = k_p \tan (k_p h - \phi) \quad (\text{EC } 77)$$

La conexión entre los picos de los campos es:

$$E_s^2 = E_p^2 \left(\sin^2 \phi + \frac{k_p^2}{k_s^2} \cos^2 \phi \right) \quad (\text{EC } 78)$$

$$E_c^2 = E_p^2 \left(\sin^2 (k_p h - \phi) + \frac{k_p^2}{k_c^2} \cos^2 (k_p h - \phi) \right) \quad (\text{EC } 79)$$

$$\bar{E}_s^2 = E_p^2 \left(\cos^2 \phi + \frac{k_p^2}{k_s^2} \sin^2 \phi \right) \quad (\text{EC } 80)$$

$$\bar{E}_c^2 = E_p^2 \left(\cos^2 (k_p h - \phi) + \frac{k_p^2}{k_c^2} \sin^2 (k_p h - \phi) \right) \quad (\text{EC } 81)$$

Para los modos pares o nones se calcula la potencia transversal promedio como sigue:

$$\bar{P} = \frac{\beta \pi}{\omega \mu} (E_s^2 \delta(k_s - \bar{k}_s) + E_c^2 \delta(k_c - \bar{k}_c)) \quad (\text{EC } 82)$$

en donde se tiene $k_s - \bar{k}_s = k_c - \bar{k}_c$ por lo que tenemos $\delta(k_c - \bar{k}_c) = (k_c/k_s) \delta(k_s - \bar{k}_s)$, la potencia transversal entre un modo par y otro impar es:

$$\bar{P} = \frac{\beta \pi}{\omega \mu} (E_s \bar{E}_s \delta(k_s - \bar{k}_s) + E_c \bar{E}_c \delta(k_c - \bar{k}_c)) \quad (\text{EC } 83)$$

la cuál es diferente de cero cuando $k_s = \bar{k}_s$. Cuando se hace que la potencia transversal desaparezca esto es $E_s \bar{E}_s k_s + E_c \bar{E}_c k_c = 0$, la cuál puede ser reescrita como

$$\cos(\phi_s - \bar{\phi}_s) + \cos(\phi_c - \bar{\phi}_c) = 0 \quad (\text{EC } 84)$$

la cuál viene dada de la condición del cambio en fase ϕ de la forma:

$$\tan 2\phi = \frac{\operatorname{sen}(2k_p h)}{\cos 2k_p h + \frac{k_p}{k_c} \left(1 - \frac{k_p^2}{k_s^2}\right)} \quad (\text{EC } 85)$$

Para una guía de onda simétrica se tiene $k_s = k_c$ y $\phi = k_p h/2$.

3.3.2 Modos TM

De las ecuaciones (38 a 41) se tiene que $E_y = H_x = H_z = 0$

$$E_x = \frac{\beta}{\omega \epsilon} H_y \quad (\text{EC } 86)$$

$$E_z = -\frac{j}{\omega \epsilon} \frac{\partial H_y}{\partial x} \quad (\text{EC } 87)$$

y la componente H_y se rige por la ecuación de onda

$$n^2 \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{n^2} \frac{\partial H_y}{\partial x} \right) = (\beta^2 - n^2 k^2) H_y \quad (\text{EC } 88)$$

aplicando las condiciones de frontera en $x=0$ y $x=h$, se tiene que H_y tiene que ser continua. Las ecuaciones de campo para los modos guiados están dadas por:

$$H_y = H_c e^{-\gamma_c(x-h)} \quad \text{para } h < x \quad (\text{EC } 89)$$

$$H_y = H_p \cos(k_p x - \phi_s) \quad \text{para } 0 < x < h \quad (\text{EC } 90)$$

$$H_y = H_s e^{k_s x} \quad \text{para } x < 0 \quad (\text{EC } 91)$$

utilizando las condiciones de frontera tenemos $(\gamma_s/k_p)(n_p/n_s)^2 = \tan \phi_s$ y $(\gamma_c/k_p)(n_p/n_c)^2 = \tan \phi_c$ y las relaciones de dispersión $k_p h - \phi_s - \phi_c = \nu \pi$ y la de los picos de los campos

$$H_p^2 (n_p^2 - N^2) / n_p^2 = H_s^2 (n_p^2 - n_s^2) q_s / n_s^2 = H_c^2 (n_p^2 - n_c^2) q_c / n_c^2 \quad (\text{EC } 92)$$

en donde los factores de reducción son definidos por:

$$q_s = (N/n_p)^2 + (N/n_s)^2 - 1 \quad \text{y} \quad q_c = (N/n_p)^2 + (N/n_c)^2 - 1. \quad (\text{EC } 93)$$

La potencia portada por unidad de ancho de guía es:

$$P = -2 \int_{-\infty}^{\infty} dx E_x H_y = \frac{2\beta}{\omega \epsilon_0} \int_{-\infty}^{\infty} dx H_y / n^2 = N \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} H_p^2 \cdot h_{eff} / n_p^2 = E_p H_p \cdot h_{eff} \quad (\text{EC } 94)$$

en donde el espesor efectivo está definido como $h_{eff} = h + \frac{1}{\gamma_s q_s} + \frac{1}{\gamma_c q_c}$

Las ecuaciones de campo para los modos de radiación están dadas por:

$$H_y = H_c e^{-\gamma_c(x-h)} \quad \text{para } h < x \quad (\text{EC } 95)$$

$$H_y = H_p \cos(k_p(x-h) + \phi_c) \quad \text{para } 0 < x < h \quad (\text{EC } 96)$$

$$H_y = H_s \cos(k_s x + \phi) \quad \text{para } x < 0 \quad (\text{EC } 97)$$

las condiciones de frontera requeridas son:

$$\tan \phi_c = (\gamma_c / k_p) (n_p / n_c)^2, \quad (k_s / n_s)^2 \tan \phi = (k_p / n_c^2) \tan(\phi_c - k_p h) \quad \text{y}$$

$$H_p^2 (n_p^2 - N^2) / n_p^2 = H_c^2 (n_p^2 - n_c^2) q_c / n_c^2 \quad (\text{EC } 98)$$

$$H_s^2 = H_p^2 \left(1 + \left(\frac{n_s^2}{n_p^2 q_s} \right) \frac{n_p^2 - n_s^2}{n_s^2 - N^2} \sin^2(\phi_c - k_p h) \right) \quad (\text{EC } 99)$$

Para la potencia transversal se tiene

$$\bar{P}(k_s, \bar{k}_s) = -2 \int_{-\infty}^{\infty} dx E_x(k_s) H_y(\bar{k}_s) = \frac{\beta \pi}{\omega \mu \epsilon_0} H_s^2 \delta(k_s - \bar{k}_s) = \pi E_s H_s \delta(k_s - \bar{k}_s) \quad (\text{EC } 100)$$

como en el caso TE los modos de radiación sustrato-cubierta son degenerados y podemos seleccionarlos entre pares y nones y estos se muestran en la tabla III..

modos impares	modos pares	
$H_y = H_c \sin(k_c(x-h) + \phi_c)$	$H_y = \bar{H}_c \sin(k_c(x-h) + \bar{\phi}_c)$	$h < x$
$H_y = H_p \sin(k_p x - \phi)$	$H_y = \bar{H}_p \cos(k_p x - \bar{\phi})$	$0 < x < h$
$H_y = H_s \sin(k_s x - \phi_s)$	$H_y = \bar{H}_s \cos(k_s x - \bar{\phi}_s)$	$x < 0$

TABLA III

Modos de radiación degenerados de la cubierta-sustrato para el modo TM

donde ϕ es el mismo para los pares e impares. Las relaciones entre los cambios de fase de los modos impares son:

$$(k_s/n_s^2) \cot \phi_s = (k_p/n_p^2) \cot \phi \quad (\text{EC } 101)$$

$$(k_c/n_c^2) \cos \phi_c = (k_p/n_p^2) \cot (k_p h - \phi) \quad (\text{EC } 102)$$

para los pares

$$(k_s/n_s^2) \tan \bar{\phi}_s = (k_p/n_p^2) \tan \phi \quad (\text{EC } 103)$$

$$(k_c/n_c^2) \tan \bar{\phi}_c = (k_p/n_p^2) \tan (k_p h - \phi) \quad (\text{EC } 104)$$

Los máximos de los campos son:

$$H_s^2 = H_p^2 \left(\sin^2 \phi + \left(\frac{n_s^2 k_p}{n_p^2 k_s} \right)^2 \cos^2 \phi \right) \quad (\text{EC } 105)$$

$$H_c^2 = H_p^2 \left(\sin^2 (k_p h - \phi) + \left(\frac{n_c^2 k_p}{n_p^2 k_c} \right)^2 \cos^2 (k_p h - \phi) \right) \quad (\text{EC } 106)$$

$$\bar{H}_s^2 = \bar{H}_p^2 \left(\cos^2 \phi + \left(\frac{n_s^2 k_p}{n_p^2 k_s} \right)^2 \sin^2 \phi \right) \quad (\text{EC } 107)$$

$$\bar{H}_c^2 = \bar{H}_p^2 \left(\cos^2 (k_p h - \phi) + \left(\frac{n_c^2 k_p}{n_p^2 k_c} \right)^2 \sin^2 (k_p h - \phi) \right) \quad (\text{EC } 108)$$

La potencia transversal entre los modos pares o impares de diferentes k_s es:

$$\bar{P} = \frac{\beta \pi}{\omega \epsilon_0} (H_s^2 \delta(k_s - \bar{k}_s) / n_s^2 + H_c^2 \delta((k_c - \bar{k}_c) / n_c^2)) \quad (\text{EC } 109)$$

como en el caso TE, postulamos la ortogonalidad entre los modos de radiación pares e impares y se obtiene la condición $\cos(\phi_s - \bar{\phi}_s) + \cos(\phi_c - \bar{\phi}_c) = 0$

3.4 Guías de Onda con perfil gradiente

Diversos procesos de fabricación, en especial la difusión e implantación de iones nos producen guías de onda con perfil de índice gradiente donde el índice refractivo $n(x)$ varía gradualmente sobre la sección transversal de la guía. Se discutirán los modos TE gobernados por la ecuación de onda para E_y obtenida anteri-

ormente. Si el gradiente $n(x)$ es muy pequeño la solución exacta puede ser adaptada para que sirva como aproximación para los modos TM.

La ecuación de onda $\partial^2 E_y / \partial x^2 = (\beta^2 - n^2 k^2) E_y$ tiene la misma forma que la ecuación de Schrödinger de mecánica cuántica con $N^2 = \beta^2 / k^2$ que le corresponde el nivel de energía, y la energía potencial está dada por $n^2(x)$.

Para calcular las constantes de propagación en guías de onda de índice gradiente, por lo regular se utiliza la aproximación del método WKB (Wentzel-Kramers-Brillouin).

Un perfil de índice típico obtenido por intercambio iónico, de una guía de onda se muestra en la figura 10, en esta figura tiene una frontera de índice de escalón en $x=0$, y una distribución de índice gradiente que disminuye con la profundidad. En la misma figura se muestra la trayectoria de propagación de rayo óptico dentro de la guía el cuál sufre múltiples reflexiones totales internas.

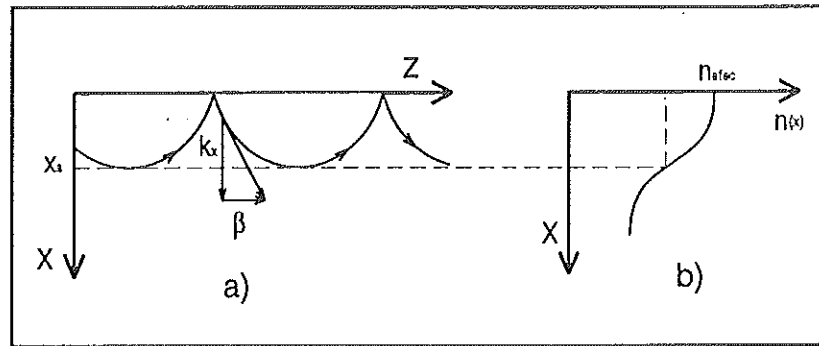


FIGURA 10

a) Trayectoria de propagación de un rayo óptico. b) Vista transversal de una guía de onda plana de índice gradiente.

La constante de propagación $\beta = k_0 n_{efec}$ es la componente z del vector de onda del rayo, mientras que la componente transversal x es:

$$k_x = k_0 \sqrt{n(x)^2 - n_{efec}^2} \quad (EC 110)$$

Por lo que, la trayectoria del haz puede ser conocida directamente cuando la constante de propagación es conocida. En la profundidad x_a , donde $n(x_a) = n_{efec}$ la componente transversal del vector de onda es cero $\beta = 0$, este es el punto de retorno del haz.

Para poder aplicar el método WKB, la trayectoria del haz está limitada en la región del índice gradiente de la guía, estos límites de la guía son los dos puntos de retorno del haz, fuera de estos el índice de refracción es más bajo que el índice efectivo del haz.

Para que el haz corresponda a un modo guiado, el corrimiento en fase total de un viaje completo tiene que ser múltiplo de 2π :

$$2k_0 \int_0^{x_a} \sqrt{n(x)^2 - n_{fec}^2} dx - \phi_1 - \phi_2 = 2\pi m, \quad (\text{EC 111})$$

en donde $m = 0, 1, 2, \dots$ y $\phi_{1,2}$ son los corrimientos de fase debido a la reflexión interna total en los puntos de retorno del haz. Para la interfase cubierta-guía el corrimiento de fase está dado por:

$$\phi = 2 \arctan \left(p \sqrt{\frac{\beta^2 - k_0^2 n_c^2}{k_0^2 n_f^2 - \beta^2}} \right), \quad (\text{EC 112})$$

donde $p = 1$ para la polarización TE y $p = (n_f/n_c)^2$ para la polarización TM. Los términos n_f y n_c son los índices de refracción de la entrada y la salida del escalón.

En el punto de retorno del perfil del índice gradiente, el corrimiento de fase es obtenido como un valor límite de

$$\phi = \pi/2. \quad (\text{EC 113})$$

La ecuación 110 con los corrimientos de fase (ec. 111 y 112) forman la base del método WKB. Las constantes de propagación de los modos con los índices modales m pueden ser conocidos, cuando el perfil del índice de refracción $n(x)$ es conocido.

CAPÍTULO 4

MODELO DEL ÍNDICE DE REFRACCIÓN EN FUNCIÓN DE LA COMPOSICIÓN QUÍMICA

4.1 Introducción

La óptica de gradiente ha sido estudiada por varios años por diversos grupos de investigación en diferentes partes del mundo, sólo que la producción de elementos que presentan índice de gradiente ha sido lenta debido a los pocos materiales que se conocen de índice gradiente, para encontrar estos materiales uno debe considerar:

1. ¿Que tipo de gradiente se necesita?

2. ¿Que tipo de gradiente puede ser realizado físicamente?
3. ¿Cuáles son las propiedades ópticas de los vidrios de gradiente?

Los tipos de gradiente dependen de varios factores como lo son: la composición del vidrio, la fuente de iones, el método que se emplea para hacer la difusión, la temperatura y el tiempo de difusión.

4.1.1 Modelo Básico

Este modelo está basado en los trabajos realizados por Huggins [9], Sun y Davis[10]. Ellos hicieron un modelo para la densidad y las propiedades ópticas de los vidrios de silicatos homogéneos como función de la composición. Como se mencionó en el capítulo anterior los vidrios de Sílice está compuesta por SiO_2 y otros óxidos como lo son:

1. Formadores de la red.
2. Intermediarios de la red.
3. Modificadores de la red.

Los primeros son moléculas que por si mismas pueden formar vidrio, las cuales determinan las propiedades básicas de la estructura de la red vítrea como ejemplo tenemos: SiO_2 , B_2O_3 , GeO_2 , P_2O_5 y As_2O_3 .

Los óxidos intermediarios no pueden formar por si mismo vidrio, pero contribuyen bastante a la formación de la red.

Los Modificadores contribuyen en menor grado a la formación de la red, los más comunes son los siguientes: Na_2O , K_2O , Li_2O y BaO .

Sun [10] hace la distinción entre los tres tipos de óxidos antes mencionados debido a la fuerza que existe entre su único enlace. Como la mayoría de los vidrios están compuestos por óxidos es lógico expresar las propiedades del vidrio en términos de las relaciones de los iones positivos y los iones negativos del Oxígeno. El modelo utilizado para determinar las propiedades ópticas del vidrio en función de la composición se describe a continuación.

Sea f_M , la fracción de peso y P_M el peso molecular del Óxido B_mO_n en el vidrio. Se define n_M como el número de iones M por átomo de Oxígeno y haciendo A como la razón del número de moles de Oxígeno por gramo de vidrio. Tenemos que:

$$A = \sum_j \frac{n_j f_j}{P_j}, \quad (\text{EC 114})$$

donde n_j es el subíndice n del material B_mO_n y la sumatoria corre sobre todos los óxidos que hay en el vidrio. Para un anión específico n_j puede referirse como n_M .

Se define B como el número de moles del ión positivo M por gramo de vidrio.

$$B_M = \frac{m_M f_M}{P_M}. \quad (\text{EC 115})$$

Por otro lado tenemos que N_M es el número de moles del ión positivo M por número de moles de Óxígeno:

$$N_M = \frac{B_M}{A}. \quad (\text{EC 116})$$

La fracción de peso puede ser utilizada para calcular N_M como sigue:

$$N_M = \sum_j \frac{\frac{m_M f_M}{P_M}}{\frac{n_j f_j}{P_j}}, \quad (\text{EC 117})$$

o en terminos de las fracciones molares

$$N_M = \sum_j \frac{m_M f_M}{n_j f_j}. \quad (\text{EC 118})$$

De Huggins[9] se tiene que el volumen V_0 por gramo de Óxígeno es:

$$V_0 = \frac{1}{\rho A}, \quad (\text{EC 119})$$

donde ρ es la densidad del vidrio en gm/cm^3 . La ecuación del modelo de Huggins basada en la composición con datos experimentales es de la forma siguiente:

$$V_0 = k + b_{Si} + c_{Si} N_{Si} + \sum_M c_M N_M, \quad (\text{EC 120})$$

donde k es una constante que tiene valores de 0.001 a 0.05,

b_{Si} es una constante y cambia para diferentes valores de N_M ,

N_{Si} es el número de átomos de Silicio por átomos de Óxígeno en el vidrio,

c_{Si} es una constante y cambia para diferentes valores de N_{Si} ,

c_M es una constante para el óxido M, y

N_M es el número de átomos de tipo M por átomos de Óxígeno en el vidrio.

En las tablas IV y V se listan los valores de algunas de las constantes, la mayoría de las constantes fueron calculadas por Huggins.

^a Datos experimentales de Huggins

Material	Valencia	Peso Mol. del Óxido	b_{Si}	c_{Si}	rango de N_{Si}
Si	4	60.086	5.69 ^a	13.0 ^a	0.345 > N_{Si} > 0.25
			4.21 ^a	17.27 ^a	0.40 > N_{Si} > 0.345
			2.66 ^a	21.14 ^a	0.435 > N_{Si} > 0.4
			0 ^a	27.26 ^a	0.5 > N_{Si} > 0.435

TABLA IV

Constantes del Silicio para el Volumen

c_M es una constante para el óxido M, y

N_M es el número de átomos de tipo M por átomos de Óxígeno en el vidrio.

En las tablas IV y V se listan los valores de algunas de las constantes, la mayoría de las constantes fueron calculadas por Huggins.

^a Datos experimentales de Huggins

Material	Valencia	Peso Mol. del Óxido	b_{Si}	c_{Si}	rango de N_{Si}
Si	4	60.086	5.69 ^a	13.0 ^a	0.345 > N_{Si} > 0.25
			4.21 ^a	17.27 ^a	0.40 > N_{Si} > 0.345
			2.66 ^a	21.14 ^a	0.435 > N_{Si} > 0.4
			0 ^a	27.26 ^a	0.5 > N_{Si} > 0.435

TABLA IV

Constantes del Silicio para el Volumen

Material	Valencia	Peso Mol. del óxido	CM
Li	1	29.89	3.9 ^a
Na	1	61.98	8.7 ^a
Ba	2	153.34	16.0 ^a
Si	4	60.086	14.0 ^a
B'	3	69.62	12.0 ^a
B''	3	69.62	19.0 ^a
Cu		143.09	9.08
K	1	94.20	15.5 ^a
Rb	1	186.94	22.0 ^a
Cs	1	281.81	30.3
Tl	1	424.74	23.0
Be	2	25.01	3.0 ^a
Ca	2	56.08	10.3 ^a
Zn	2	81.37	11.0 ^a
Pb	2	223.19	18.0 ^a
Ga	3	187.44	6.0
Al	3	101.96	15.0 ^a
La	3	325.82	16.48
As	3	197.84	17.91
Bi	3	465.96	16.0 ^a
Fe	3	159.69	14.0 ^a
Si	4	60.09	14.0 ^a
Ti	4	79.90	14.0
Sn	4	150.69	10.28
Ag	1	231.74	12.72
P	5	141.95	15.45
Sr	2	103.62	15.0 ^a

TABLA V

Constantes de volumen para los constituyentes del vidrio.

Para calcular los coeficientes de otros materiales se emplea el siguiente método: Se tiene que para un óxido puro N_{Si} es cero, por lo tanto tenemos que:

$$V_0 = b_{Si} + c_{\text{óxido}} N_{\text{óxido}}, \quad (\text{EC 121})$$

$$V_0 = \frac{1}{\rho \frac{n}{P}} = \frac{P}{n\rho}, \quad (\text{EC 122})$$

para un cristal de óxido puro M_nO_n de peso molecular P y densidad ρ , de la cuál se llega a $c = (V_0 - 5.69) n/m$ que es calculada para cada óxido.

Para los vidrios de Boro la ecuación (115) tiene que ser modificada debido al papel que juega el Boro en las vidrios de silicatos, ya que este puede existir en coordinación triangular o tetragonal. La coordinación depende de cantidad de Boro en el vidrio y también de otros elementos principalmente silicatos. Este método es tratado por Huggins como sigue; se asume que existen dos tipos de Boro en el vidrio tetragonal B' y triangular B'' esto es $N_B = N'_B + N''_B$. Si $N_{Si} + N_B < 1/2$ entonces $N_B = N'_B$ y $N''_B = 0$, si $N_{Si} + N_B > 1/2$,

$$N'_B = 2 - 4N_{Si} - 3N_B, \quad (\text{EC 123})$$

$$N''_B = (N_{Si} + N_B) 4 - 2, \quad (\text{EC 124})$$

por lo que la ecuación (115) queda

$$V_0 = k + b_{Si} + c_{Si} N_{Si} + c'_B N'_B + c''_B N''_B + \sum_M c_M N_M. \quad (\text{EC 125})$$

Cuando se utiliza el proceso de difusión de iones para producir un índice de gradiente sobre el vidrio, la estructura base del vidrio no se modifica, simplemente los iones positivos son remplazados. En el caso de difusión Cu^+ en el vidrio este toma el lugar del Na. Debido a que el Sodio y Cobre son modificadores de la red, ésta no sufre cambios en la estructura. Si definimos χ como el parámetro de intercambio normalizado a uno, definimos Cu' y Na' como el número de átomos de Cobre y Sodio después de la difusión.

$$N'_{Cu} = \chi N_{Na}, \quad (\text{EC 126})$$

$$N'_{Na} = N_{Na} (1 - \chi). \quad (\text{EC 127})$$

La ecuación (120) como función del intercambio iónico queda de la siguiente forma:

$$V = k + b_{Si} + c_{Si} N_{Si} + c'_B N'_B + c''_B N''_B + (c_{Cu} - c_{Na}) \chi N_{Na} + \sum_M c_M N_M. \quad (\text{EC 128})$$

En la tabla VI se presentan los diferentes óxidos componentes del vidrio utilizado para la fabricación de las guías y su porcentaje en peso que le corresponde a cada uno con sus constantes n_M y m_M .

Óxido	Peso %	n_M	m_M
SiO ₂	72.8	2	1
Na ₂ O	15.32	1	2
CaO	6.52	1	1
MgO	3.86	1	1
Al ₂ O ₃	1.26	3	2
K ₂ O	0.796	1	2
B ₂ O ₃	0.07	3	2
TiO ₂	0.03	2	1
BaO	0.013	1	1
trazas	0.05		

TABLA VI

Composición de vidrio corning 2947

4.1.2 Índice de Refracción

Huggins describe un modelo para predecir el índice de refracción como función de la composición. El modelo es algo similar al utilizado anteriormente para obtener el volumen y es como sigue:

$$n_d = 1 + \frac{\sum_M R_M}{V_0} = 1 + \frac{\sum_M a_M N_M}{V_0}, \quad (\text{EC 129})$$

en donde n_d es el índice de refracción para la línea de 587.86 nm, R_M es la refracción por gramo de Óxígeno para la especie M y a_M es la constante de refracción para la especie M. Los valores de las constantes a_M se listan en la tabla VII. Para ciertos óxidos tales como PbO, CaO y BaO se requiere de la ecuación de refracción $a_M = a_M + a'_M N_M$ en donde M puede ser Ca ó Ba, para Pb $a_{Pb} = a_{Pb} + a'_{Pb} N_{Pb}^2$.

Para la variaciones en la composición es tratado de la misma manera quedando como sigue:

$$n_d(\chi) = 1 + \frac{\sum_M a_M N_M(\chi)}{V(\chi)} \quad (\text{EC 130})$$

ión	a_M
Li	4.60
Na	6.02
Ba	19.80
Si	12.51
B'	7.50
B''	8.80
Cu	20.33
K	9.54
Rb	12.44
Cs	17.48
Tl	31.43
Be	5.91
Ca	12.66
Zn	12.20
Pb	28.41
Ga	14.34
Al	10.39
La	23.79
As	21.26
Bi	34.51
Ca'	0.15
Si	12.51
Ti	25.00
Sn	22.61
Ag	15.97
Ba'	5.00
Fe	31.38

TABLA VII Constantes de refracción para algunos de los elementos que componen el vidrio.

CAPÍTULO 5 Preparación de muestras

Aquí se presenta una descripción del procedimiento, equipo y técnicas empleadas en la fabricación y los métodos utilizados en la caracterización de guías de onda ópticas planas.

5.1 Evaporación Térmica al Vacío

El proceso de evaporación que se utilizó para la fabricación de las muestras, es conocido como evaporación térmica al alto vacío. Este proceso consta de tres etapas:

1. Transición de una fase condensada, que puede ser sólida, líquida ó gaseosa.
2. Desplazamiento del vapor desde su estado fuente hasta el sustrato donde se deposita.
3. Condensación del vapor sobre el sustrato.

En el primer punto, el material que se va a depositar se calienta hasta que se logra la evaporación. Para cada material a evaporar se utiliza una cestilla especial de acuerdo a su forma física (polvo, pastillas o alambre) y su temperatura de evaporación. El tipo de cestilla a utilizar (forma, tamaño y material) es seleccionado de acuerdo al manual del fabricante (Balzers).

Para que el vapor llegue hasta el sustrato, las moléculas deben recorrer esta distancia sin sufrir colisiones, a la cuál se le llama camino libre medio. La fracción N de moléculas emitidas, las cuales recorran una distancia x sin sufrir colisiones está dada por:

$$N = N_0 e^{-x/L}, \quad (\text{EC } 131)$$

donde L es el camino libre medio y N_0 el número inicial de moléculas.

Para aumentar el camino libre es necesario que la presión a la que se lleva la evaporación sea baja.

Los átomos que dejan una superficie libre desde un punto (fuente puntual), considerando un flujo lento de átomos, lo hacen con una distribución cosenoidal. La masa por unidad de area, del material depositado está dado por:

$$dM/dA = E^2 \cos \phi / r^2, \quad (\text{EC } 132)$$

donde E es la masa total evaporada, r la distancia fuente-sustrato y ϕ el ángulo medido desde la normal [11].

5.1.1 Preparación de Sustratos

Antes de iniciar la evaporación se requiere que no existan impurezas dentro del sistema de vacío así como en los sustratos. Evitando con esto la presencia de polvos, grasa y contaminantes en la evaporadora, las cuales no permiten hacer un vacío adecuado que proporcione la trayectoria media suficiente, para que el material evaporado llegue a la superficie del sustrato. Por lo que se refiere al sustrato, este debe tener una superficie libre de contaminantes para que las películas evaporadas tengan buenas propiedades ópticas, estructurales y mecánicas.

Para la limpieza de los sustratos se utiliza los siguientes materiales: Limpiador de sustratos (Balzers) #1 y #2, microdetergente, papel anticontaminante, cotonetes de algodón, acetona, alcohol, agua destilada y una lampara de luz condensada.

Para la evaporación se utilizó un equipo Edwards modelo 306 con una campana de vidrio de 12" de diámetro trabajando a un vacío de 10^{-5} torr. Los materiales utilizados fueron alambres de Cobre y Oro con 1.0mm de diámetro y 99.9% de pureza (Johnson Matthey) evaporados en recipientes de Molibdeno. Aluminio en

alambre con 2.0mm de diámetro y 99.99% de pureza (Balzers) fué evaporado en recipientes de Tungsteno.

La configuración que se empleo para la fabricación de la guía de onda fué la siguiente Au/Cu/sustrato/Au. El espesor de la película de Cobre fué de 1 μm aproximadamente mientras que las de Oro son 0.2 μm . La película de Cobre es utilizada como el material-fuente de iones mientras que las de Oro se utilizan como electrodos. Los espesores de las películas fueron medidos con un interferómetro de haces múltiples (Tolansky).

5.1.2 Difusión de Iones de Cobre

El proceso para la fabricación de guías, por medio de la difusión de iones de Cobre es ilustrado en la figura 11.

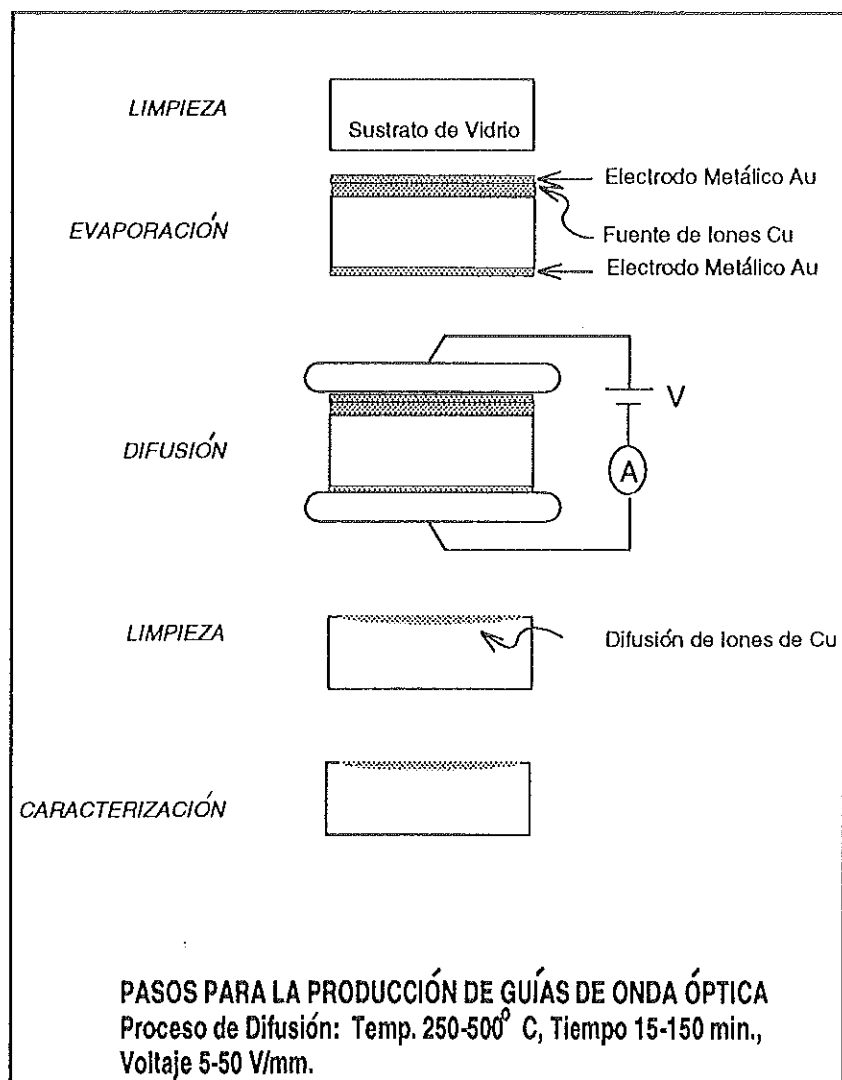


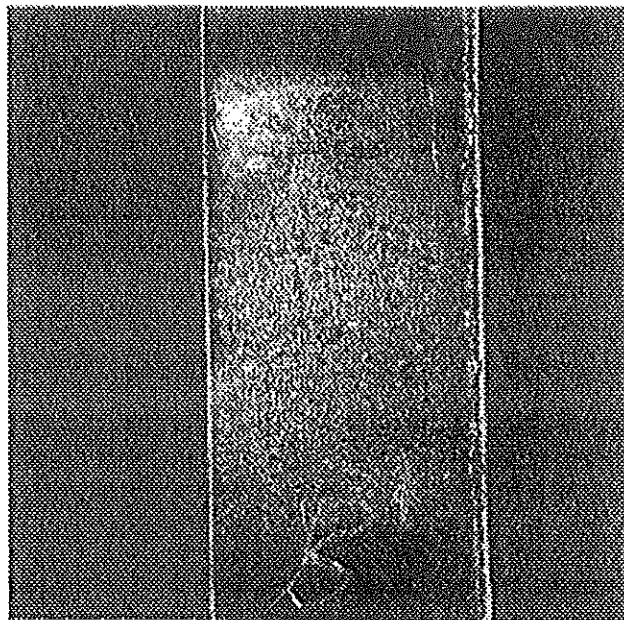
FIGURA 11

Proceso fabricación de guías de onda.

Una serie de sustratos de vidrio de 1cm x 2cm aprox. son previamente marcados para su identificación y control. Después se limpian y por evaporación térmica

CARACTERIZACIÓN DE GUÍAS DE ONDA PLANAS

es depositada la configuración Au/Cu/sustrato/Au. El proceso de difusión es llevado a cabo en un horno en un rango de temperaturas de 250° C a 400° C, auxiliado por un campo eléctrico externo de 20 a 50 V/mm. Los datos de la corriente de difusión son registrados en un multímetro digital conectado en serie, con adquisición de datos en memoria en intervalos de tiempo iguales, como se muestra en la figura 11. El proceso de difusión de iones para la fabricación de guías de onda tiene un tiempo típico de 20 a 100min. Una vez terminado el proceso de difusión la muestra se deja enfriar dentro del horno de 4 a 20 hrs.; enfriada la muestra se limpia y se examina por microscopía óptica para estimar posibles cambios superficiales y determinar si se efectuó correctamente la difusión. La morfología del vidrio posterior a la guía de onda (cátodo) se muestra en la figura 12.

**FIGURA 12**

Fotografía que muestran el estado de la guía de onda, en la parte posterior de ésta.

Una vez examinada se puede apreciar claramente que en la superficie de la guía de onda no existe degradación o cambio aparente, en cambio en la superficie del cátodo se observa una separación de fase, debida posiblemente a un enriquecimiento de Sodio en la zona (fig. 12).

CAPÍTULO 6

Parte Experimental, Resultados y Discusión

En los capítulos anteriores se hizo mención, de que se puede medir el perfil de índice gradiente por dos métodos, en este capítulo se comparan cualitativamente los resultados obtenidos al aplicar estos dos métodos a las guías de onda fabricadas por intercambio iónico, también se analiza la parte física de la guía midiendo el levantamiento de la red vítrea y la uniformidad de ésta. Se presentan los resultados obtenidos al analizar dichas muestras

6.1 Desarrollo Experimental

Se presenta el desarrollo experimental para la caracterización de la guía de onda de la siguiente manera:

1. Se mide el perfil del índice de la guía por medio del prisma de acoplamiento (Metricon).

2. Se aluminiza la guía y se obtiene el levantamiento de la red por medio del interferómetro de haces múltiples.
3. Se le hace un corte transversal a la guía y un análisis con microscopía electrónica de barrido y microanálisis de rayos X (MEB/EDX).

Para el paso primero, lo único que se necesita es que la muestra esté limpia, y por medio del acoplamiento de prisma de alto índice de refracción se obtiene el perfil de la guía.

En el segundo paso lo que se requiere es poder medir el levantamiento de la red para lo cual se requiere que la muestra sea altamente reflectante y con un espesor relativamente delgado 5 a 20 nm, para esto se le deposita una película delgada de aluminio por el método de evaporación térmica al alto vacío del lado donde se encuentra la guía, seguido de esto, por medio de un interferómetro de haces múltiples se analizan las franjas obtenidas en las orillas del área donde se llevó a cabo la difusión. En la orilla del área donde se llevó a cabo la difusión existe un escalón formado por el levantamiento de la red del vidrio y el vidrio mismo, este escalón se traduce en un desplazamiento de las franjas interferencia, midiendo este desplazamiento y la separación entre franjas podemos determinar lo alto del escalón antes mencionado.

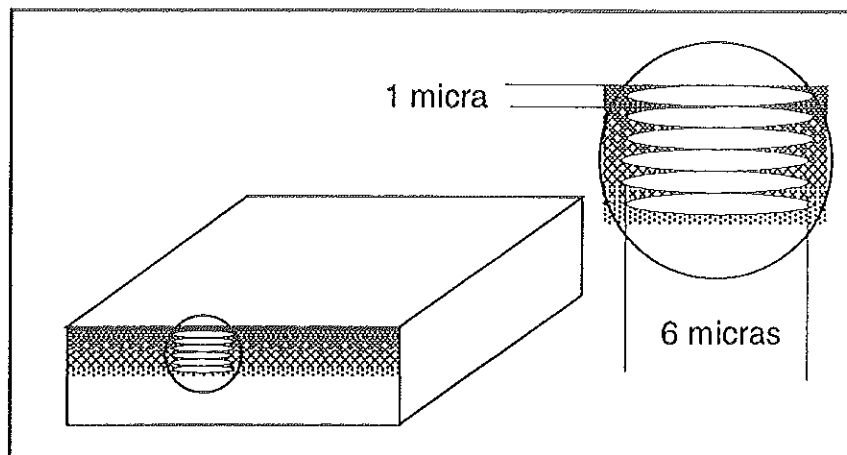
Para realizar el análisis de MEB/EDX a la guía, se le hace un corte transversal a esta, y se le deposita una película de carbón. El análisis se realiza partiendo de la superficie hacia adentro. Con esto se encuentra el porcentaje en peso de los diferentes óxidos en función de la profundidad.

6.2 Perfil de Índice Gradiente por Medio del Análisis Químico

6.2.1 Microanálisis (MEB/EDX) de las Guías de Onda Ópticas

Para determinar si la difusión de iones se hizo en el vidrio, se realiza un microanálisis de su composición química mediante microscopía electrónica de barrido MEB con microsonda de rayos X. Para esto, a la guía se le hace un corte transversal y se pule la cara a analizar; también se deposita una película delgada de carbón para garantizar la conducción de los átomos de la superficie durante el análisis.

El análisis de la composición química del vidrio en la superficie donde se encuentra la guía de onda se realizó promediando el contenido de los diferentes óxidos localizados en un área de aproximadamente una por seis micras, como se muestra en la figura 13.


FIGURA 13

Corte transversal de una guía de onda, de la cuál se hace el microanálisis en diferentes áreas avanzando hacia abajo de la guía cada micra y así poder obtener el perfil del índice de ésta.

El análisis por MEB/EDX, se realiza cada micra hasta una profundidad en la cuál no se encuentre Cu^+ .

Un perfil típico de las concentraciones de óxidos dentro de la guía se muestra en la figura 14, donde se aprecia claramente que hay un índice decreciente de la concentración del óxido de Cobre, mientras que el óxido de Sodio crece en función de la profundidad del vidrio. El resto de los óxidos del vidrio practicamente permanecen sin cambio con la profundidad. De estos resultados podemos suponer que existe dentro del vidrio un perfil de índice de refracción gradiente parecido al del óxido de Cobre [12] y esto se debe a la incrustación de los iones Cobre en el vidrio que modifican el índice de refracción como ya se mencionó en los capítulos anteriores.

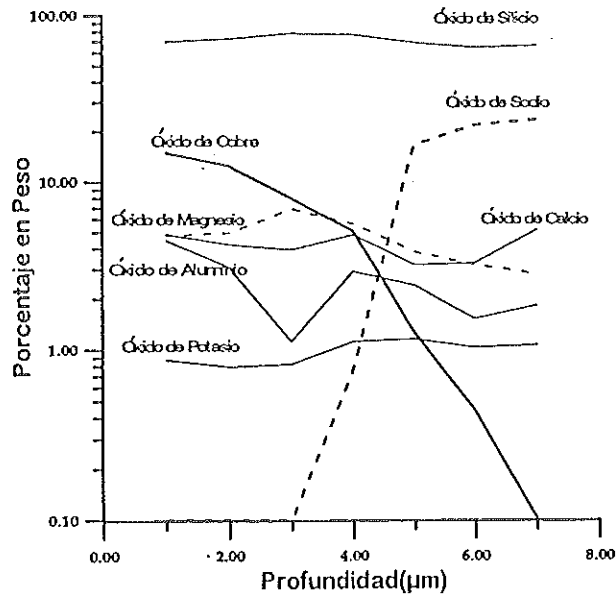


FIGURA 14

Perfil de concentración de los diferentes óxidos que componen el vidrio en función de la profundidad en la guía de onda.

6.2.2 Modelado del Índice Gradiente en Función del Análisis Químico

En el capítulo 2 se determinó que existe una relación directa entre el índice de refracción y la composición química del vidrio. Utilizando la técnica de microscopía electrónica de barrido (MEB) con microsonda de rayos X, se determinó el perfil de composición química de una guía de onda, los resultados de este análisis se obtuvieron promediando la cantidad de óxidos presentes dentro de un área predeterminada como se muestra en la figura 13.

Utilizando el modelo de Fantone [13] descrito en el capítulo 4 de esta tesis se puede modelar el perfil del índice de refracción en función del perfil de su composición química.

Para determinar el índice de refracción en cada punto dentro de la guía se utiliza la ecuación 129 del capítulo 4:

$$n_d(\chi) = 1 + \frac{\sum_M a_M N_M(\chi)}{V(\chi)} \quad (\text{EC } 133)$$

Por medio de un programa que se muestra en el apéndice, se determinó el índice de refracción para cada punto analizado con separación de una micra. Los

resultados obtenidos por este método se presentan junto al perfil obtenido por acoplamiento por prisma en la figura 18.

6.3 Medida del Índice Gradiente por Medio de Prisma de alto Índice de Refracción.

Por otro lado tenemos la técnica de acoplamiento óptico, laser-guía de onda por medio de un prisma de alto índice de refracción, para determinar el perfil de índice gradiente de la guía. Este método utiliza los índices efectivos de los modos acoplados, con los cuales se calcula el perfil de índice gradiente utilizando el método WKB inverso con la modificación de Chiang [16]. Este método funciona para guías que soportan 3 o más modos ya que el método se hace por medio de una interpolación.

Un esquema del funcionamiento del método es mostrado en la figura 15. En esta figura se muestra la forma en que son recopilados los datos, y que después son utilizados por el método para calcular el perfil del índice de refracción de gradiente de la guía.

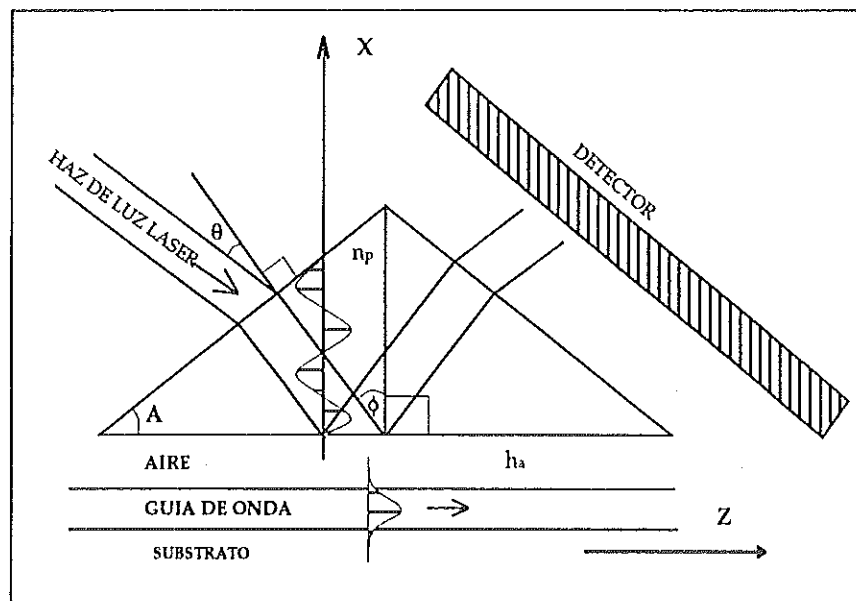


FIGURA 15

Esquema del método utilizado para medir los modos acoplados dentro de la guía. Como fuente de luz se tiene un láser, la cantidad de energía es recopilada por el

detector y este a la vez está conectada a una computadora personal, la cuál procesa los datos que recibe del detector.

El aparato diseñado para medir el índice gradiente por acoplamiento con prisma (Metricon) utiliza como fuente de luz, un láser sintonizable con 5 longitudes de onda diferentes 543, 594, 605, 612 y 633 nm, también dos láseres más, con longitudes de onda que se utilizan en comunicaciones ópticas 1300 y 1523 nm. Cuenta con dos detectores diferentes uno de Germanio y otro de Silicio intercambiables. Todo el aparato tiene una interfase que va conectada a una computadora, una de las funciones de la computadora es recopilar los datos de salida del haz al ir variando el ángulo de incidencia del láser sobre el prisma de acoplamiento; los datos obtenidos por el detector son analizados por medio de un programa el cuál nos muestra en la pantalla una gráfica de la intensidad en función del ángulo de incidencia, con los valores de los ángulos para los cuales se excitaron los modos se determina el índice de refracción efectivo de los diferentes modos, y con estos, poder determinar el perfil de índice gradiente de la guía.

6.3.1 Análisis Óptico (acoplamiento por prisma)

La técnica utilizada en la determinación de los modos de propagación de la guía de onda y el perfil del índice de refracción, está basada en técnica de acoplamiento laser-guía de onda por medio de un prisma de alto índice de refracción.

El índice efectivo N es un parámetro básico que caracteriza a un modo guiado de orden m y este fué definido en el capítulo tres, por la ecuación $N = \beta/k = n_p \sin \theta$; donde β es la constante de propagación del modo y $k = 2\pi/\lambda$ es el número de onda en el espacio libre.

El método para acoplar la luz en la guía es el siguiente. Un haz de luz incide a un ángulo θ con respecto al prisma, en la base del prisma este forma un ángulo ϕ con la normal, este ángulo determina la velocidad de fase (v_i) en la dirección z del haz incidente que está dada por la ecuación $v_m = c/n_p \sin \phi$ en donde c es la velocidad de la luz en el vacío y n_p el índice de refracción del prisma. Un acoplamiento de luz en la guía de onda ocurre solamente cuando se selecciona el ángulo ϕ tal que v_m ($m=0,1,2,\dots$ que son los modos guiados de la guía) igual a la velocidad de fase, si $v_m = c/N_m$ en donde el índice de refracción efectivo N_m del m -ésimo modo está dado por

$$N_m = n_p \sin \phi_m \quad (\text{EC } 134)$$

Si consideramos la geometría mostrada en la figura 15, el medio superior tiene un índice de refracción n_p , que es mayor que el índice de refracción n_a del medio más bajo, el cuál puede ser considerado aire. Bajo estas circunstancias, una onda plana incidente a un ángulo θ experimenta una reflexión total interna si satisfase que:

$$\phi > \phi_c = \text{sen}^{-1}(n_a/n_{pr}) \quad (\text{EC } 135)$$

con esta condición la superposición de la onda incidente y de la onda totalmente reflejada originan una onda estacionaria a lo largo del eje x en el medio más denso, abajo de $(x=0)$ la interfase entre los dos medios; el campo decae exponencialmente con respecto a x . El flujo de energía en ambos medios es horizontal como está indicado por las flechas gruesas. Debido al flujo horizontal el campo puede considerarse como un modo que se propaga en la dirección z , este campo es un modo de radiación, similar a los modos radiados a lo largo de guías de onda planas.

Ahora se tiene una guía de onda plana de índice gradiente ver la fig. 15, en la que se visualiza una onda que se propaga en la dirección z , donde la amplitud de campo se indica por el contorno sombreado. La región superior (cubierta) tiene un índice de refracción n_c el cuál se toma igual que el índice de la región inferior de la base del prisma $n_c = n_a$. Fuera de la guía el campo decae exponencialmente con respecto a x , mientras que dentro de la guía el campo varía senoidalmente y se propaga en la dirección z . En general se espera que los modos de las dos estructuras sean diferentes.

Aproximando entre sí la base del prisma y la guía de onda, existiendo entre ellos una región acoplamiento que tiene un índice de refracción n_a y con una altura h_a , podemos hacer que los dos campos interactúen entre sí, ya que en la región de acoplamiento los dos campos decaen exponencialmente, la interacción de los dos campos es débil si la altura h_a es grande y esta aumenta si h_a disminuye. Los campos de esta configuración pueden ser obtenidos por acoplamiento modal [14].

Una propiedad importante de los modos acoplados es que la energía puede ser intercambiada entre ellos, este intercambio es completo si los dos modos están acoplados en fase. En este caso esta condición se satisface si:

$$k_{pr} \text{sen} \theta = \beta, \quad (\text{EC } 136)$$

en donde k_{pr} es el factor de propagación de la onda plana en el medio superior y β el factor de propagación de la guía. Un intercambio completo de energía ocurre si la longitud de interacción (a lo largo de z) está dada por

$$kL = \pi/2, \quad (\text{EC } 137)$$

donde k es el coeficiente de acoplamiento entre el modo de radiación del prisma y el modo de la guía. Esto es, si la potencia se introduce solamente en el modo de radiación, éste será transferido completo al modo de la guía después de viajar una distancia L (longitud de acoplamiento) a lo largo del eje z . El acoplamiento de energía desde el modo radiado el cuál está identificado por el campo del haz, ocurre solamente sobre una longitud L dada por $L = 2\omega \text{sen} \theta$, de aquí que el coeficiente de acoplamiento k debe estar dado por las dos ecuaciones anteriores si se desea una

transferencia de energía completa. Este coeficiente puede ser obtenido ajustando la altura h_a de la interfase (por lo regular aire) entre la base del prisma y la guía.

De acuerdo a la ecuación 126 se observa que ϕ_m no puede ser medido directamente, sin embargo es fácil relacionar el ángulo ϕ_m con θ_m con la ley de Snell, de esta manera los valores de N_m están dados por:

$$N_m = n_{pr} \sin \left(\sin^{-1} \left(\frac{\sin \theta_m}{n_{pr}} \right) + A \right), \quad (\text{EC 138})$$

donde n_{pr} es el índice de refracción del prisma y A es el ángulo de la base del prisma.

6.3.2 Determinación del perfil del índice de refracción por el método WKB inverso

Una vez obtenido el número de modos de propagación con sus índices efectivos, se utiliza el método, WKB para obtener el perfil de índice gradiente de la guía, el método es utilizado solo para aquellas guías que presentan más de tres modos de propagación.

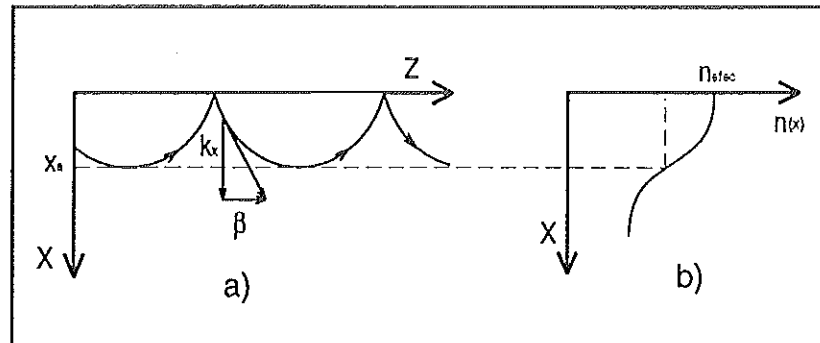


FIGURA 16

a) Trazado de la propagación de la luz en una guía plana. b) Perfil de índice gradiente de la guía de onda.

El perfil de una guía se muestra en la figura 16, un cambio en el índice de refracción en la superficie $x=0$ y una distribución de índice de gradiente que disminuye con la profundidad se pueden apreciar. Este es un perfil típico obtenido por intercambio iónico en la superficie de un sustrato. Como se muestra en la figura 16 el rayo sufre reflexiones internas totales dentro de la guía. Esto se debe a que la constante de propagación $\beta=k_0 n_{\text{ef}}$ está en la dirección z , mientras que la componente transversal x es:

$$k_x = k_0 \sqrt{(n^2(x) - n_{eff}^2)} \quad (EC 139)$$

La trayectoria del rayo puede ser obtenida directamente cuando la constante de propagación es conocida. A la profundidad x_o donde $n(x_o) = n_{eff}$ la componente del vector de onda transversal es cero. Este es el punto de retorno del rayo.

Una aplicación del método WKB para este caso es que la trayectoria del rayo puede ser limitada a la región gradiente de la guía, siendo los límites de la trayectoria del rayo los dos puntos de retorno.

Para el rayo que corresponde a un modo guiado, el cambio de fase total de ida y vuelta tiene que ser múltiple de 2π :

$$2k_0 \int_0^{x_s} (n^2(x) - n_{eff}^2)^{1/2} dx - \phi_1 - \phi_2 = 2m\pi \quad (EC 140)$$

donde $m=0,1,2,\dots$ y ϕ_1, ϕ_2 son los cambios de fase de la reflexión total interna en los puntos de retorno. Para la interfase $x=0$, el cambio de fase es:

$$\phi = 2 \tan^{-1} \left(p \left(\frac{\beta - k_0^2 n_c^2}{k_0^2 n_p^2 - \beta} \right)^{1/2} \right) \quad (EC 141)$$

donde $p=1$ para polarización TE y $p=(n_p/n_c)^2$ para TM. Con el punto de retorno del perfil de índice gradiente, el cambio de fase es obtenido como el valor límite

$$\phi = \pi/2 \quad (EC 142)$$

La ecuación 132 con los cambios de fase de estas dos últimas ecuaciones es la relación WKB. Las constantes de propagación de los modos con los índices m pueden ser obtenidas, cuando se conoce el perfil de índice de refracción $n(x)$. Esto es obtenido generalmente por integración numérica.

Este método fué propuesto por primera vez por White y Heidrich [15] y después mejorado por Chiang [16]; la ecuación base es:

$$\int_0^{x_m} (n^2(x) - N_m^2)^{1/2} dx = \frac{4m+3}{8} \quad (EC 143)$$

donde $m=0, 1, 2, \dots, M-1$, x_m es definida por $N_m=n(x_m)$, y M es el número de modos. La idea es construir el perfil del índice de la guía con los índices efectivos.

La solución para x_i tiene que ser

$$x_i = x_{i-1} + \left(\frac{3}{2} \right) \left(\frac{n_{i-1} + 3n_i}{2} \right)^{-1/2} (n_{i-1} - n_i)^{-1/2} * \\ \left(\frac{4m_i + 3}{8} - \frac{2}{3} \left(\sum_{k=1}^{i-1} \left(\frac{n_{k-1} + n_k}{2} + n_i \right)^{1/2} \left(\frac{x_k - x_{k-1}}{n_{k-1} - n_k} \right) ((n_{k-1} - n_i)^{3/2} - (n_k - n_i)^{3/2}) \right) \right) \quad (\text{EC } 144)$$

en donde se utilizó que n_i y m_i en lugar de N_m y m además $n_0 = n(0)$, $n_i = N_{i-1}$, $m_i = i - 1$, $i = 1, 2, \dots, M$

$$x_1 = \frac{9}{16} \left(\frac{n_0 + 3n_1}{2} \right)^{-1/2} (n_0 - n_1)^{-1/2} \quad (\text{EC } 145)$$

Después si el índice n_0 de la superficie es conocido, x_i puede ser calculado utilizando las dos últimas ecuaciones y $n(x)$ se determina aproximadamente por la ecuación (136). Sin embargo generalmente se miden los índices efectivos $N_0, N_1, \dots, N_{M-1}$, el índice de la superficie n_0 no se conoce. Debido a que normalmente el perfil del índice es una curva suave, n_0 puede ser escogida como el valor que da este perfil.

Chiang mejoró este método construyéndolo como una función del índice efectivo $N(m)$. La función del índice efectivo es construida por interpolación de la medida de los índices efectivos $n_0, n_1, \dots, n_{m-1}$ utilizando la formula de interpolación de Gregory-Newton, en la cuál n_0 es usada como la línea base en la que se utiliza una diferencia finita hacia atrás. Construyendo a $n(m)$ de esta manera, en general este es un polinomio de orden $m-1$. Una vez obtenido $n(m)$, podemos encontrar el índice de la superficie n_0 de la ecuación (135), haciendo $x_m=0$ en esta ecuación ec(135) tenemos que $m = -0.75$, por lo que el índice de la superficie es determinado por

$$n_0 = N(-0.75) \quad (\text{EC } 146)$$

Una vez obtenida la función del índice efectivo, uno puede utilizar el método inverso WKB para calcular el perfil del índice. Las ecuaciones utilizadas para calcular el perfil del índice ecs. (136-140), pero los índices efectivos n_i y las m_i ($n_i = N(m_i)$) que aparecen en las ecuaciones son mostradas de la función índice-efectivo necesaria para la medida de los índices efectivos. Ahora m_i no necesariamente es entero, el perfil construido por esta aproximación puede ser suave lo cuál depende del número de datos escogidos. Con cinco o seis modos se forma un buen perfil.

El equipo con el que se midió el perfil de índice gradiente de las guías, cuenta con cinco longitudes de onda y dos detectores diferentes como ya se mencionó anteriormente. El aparato tiene varias opciones como lo son: el índice de refracción

del prisma de acoplamiento, la longitud de onda que se va a trabajar, etc..El modo de operación del equipo es el siguiente:

1. Una vez escogida la longitud de onda y acoplada la guía al prisma, se escoge el ángulo inicial y final de barrido.
2. Los datos de intensidad de salida para cada ángulo son graficados en la pantalla. Los mínimos locales de intensidad corresponden a modos acoplados (fig. 17). Si el número de modos acoplados es más de tres se puede obtener el perfil de índice gradiente, de lo contrario el programa sólo nos proporciona el índice de refracción efectivo de los modos acoplados en la guía.

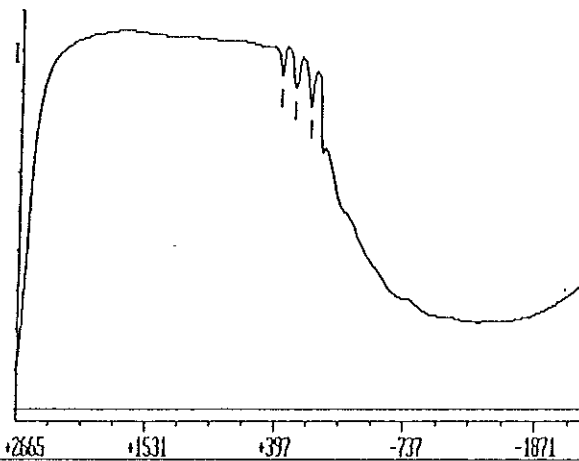


FIGURA 17

Perfil de intensidad contra el ángulo de incidencia para una guía de onda acoplada por prisma. Se observa como la intensidad decae y se incrementa drásticamente a diferentes ángulos. La longitud de onda utilizada fué: 632.8nm, el índice de refracción del prisma y el sustrato son 1.9648 y 1.5167 respectivamente.

El perfil de una guía de onda que presentó tres modos de propagación son presentadas en la figura 18.

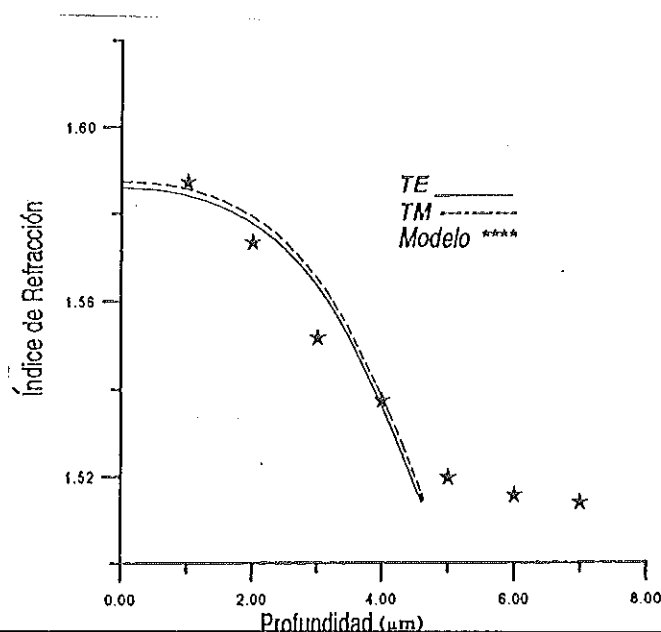


FIGURA 18

Perfil de índice de refracción gradiente de una guía fabricada por intercambio iónico Cu-Na, utilizando los métodos de acoplamiento prisma-guía y por el método de análisis químico.

En esta figura se puede apreciar claramente que los perfiles obtenidos por los métodos se aproximan mucho entre sí. Existen diferencias notables de los perfiles en los extremos, esta diferencia se puede atribuir a que el método de acoplamiento por prisma es una interpolación entre un número menor de puntos (# de modos) comparado con el del análisis químico, dando como resultado que en el lado derecho de la gráfica este método haga un corte abrupto del índice de refracción.

6.4 Uniformidad de la Guía

Con la finalidad de determinar la uniformidad del intercambio iónico, obtenido utilizando nuestro método de fabricación se realizaron medidas de los índices efectivos de los modos de propagación por medio de la técnica de acoplamiento con un prisma de alto índice de refracción en diferentes regiones de la guía de onda.

Considerando que el radio del spot del láser es de alrededor de 2mm, se analizó la guía en los diferentes puntos igualmente espaciados como se muestra en la figura 19.

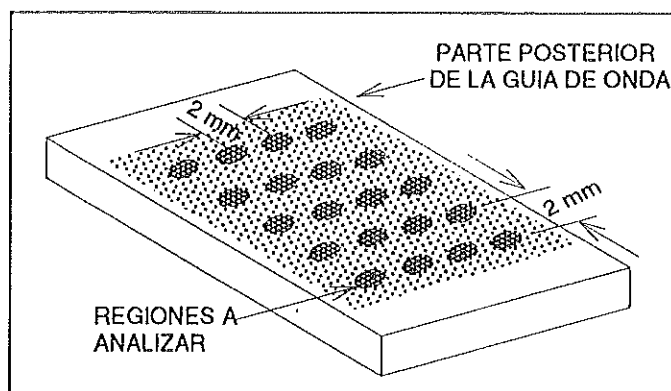


FIGURA 19

Se muestra la mascarilla dibujada en la parte posterior de la guía para medir la uniformidad.

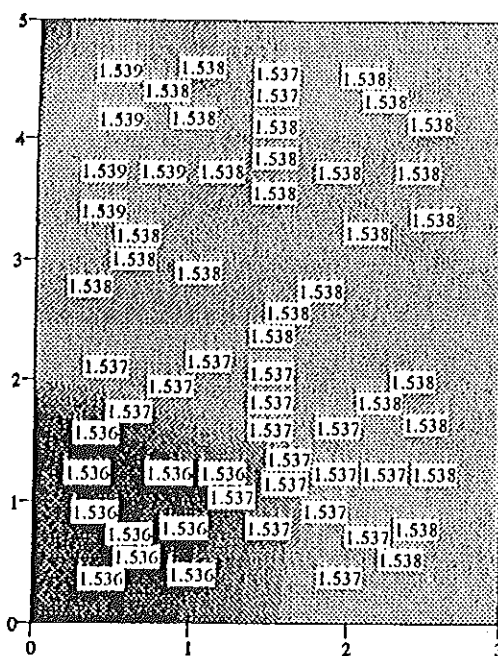


FIGURA 20

Mapas de contorno del índice refracción de guías monomodales.

Se aprecia que existe gran uniformidad de las guías analizadas, excepto en ciertas regiones, estos puntos donde la guía no conserva su uniformidad se le puede atribuir a que no se realizó un contacto adecuado entre los electrodos y el sustrato de vidrio.

6.5 Medida del Levantamiento de la Red Vítrea de la Guía de Onda Óptica

Al hacer la difusión de iones en el vidrio este, sufre algunas modificaciones en su estructura debido a diferentes factores, uno de los más importantes es la diferencia de radios iónicos entre los iones que participan en la difusión. El radio iónico de los elementos que participan en la difusión es diferente por lo tanto el vidrio sufre un incremento de volumen, y este incremento se da, en la dirección que las condiciones se lo permiten y este es contrario a la dirección de difusión.

Para medir el levantamiento de la red vítrea de la guía de onda, se utilizó la técnica de interferencia de haces múltiples (Tolansky). Para hacerlo se aluminizaron las guías con una película muy delgada, de unos cuantos nanómetros de espesor.

Aquí se describirá el método utilizado para medir el levantamiento de la red vítrea ocasionada por la difusión de iones de Cu^+ dentro de la estructura del vidrio.

La interferometría de haces múltiples consiste esencialmente en un refinamiento óptico del efecto de interferometría de dos haces de luz coherente. La interferencia ocurre cuando dos haces de luz coherente (inicialmente en fase) llegan a un mismo punto. Se considera un sistema formado por una pequeña cuña compuesta por dos superficies planas, un divisor de haz (plano de referencia) sobre una placa altamente reflejante, como se muestra en la figura 21. Si se hace incidir un haz normal a la cuña, una parte de este haz será reflejado por el divisor y la otra parte se transmite y se refleja en la superficie reflejante y este a la vez incidirá de nuevo en el divisor donde parte se transmite y parte se refleja. Reuniendo el haz que incide por primera vez en el divisor con el haz que se transmite por este mismo divisor proveniente de la primera reflexión que hace en la superficie reflejante, ocurrirá una interferencia de los dos haces, el tipo de interferencia (constructiva o destructiva) está gobernada por la diferencia de camino óptico (DCO) de los dos haces. Si la DCO es un factor de media longitud de onda habrá una interferencia destructiva, de lo contrario será constructiva. Si la cuña es toda iluminada por un frente de onda plano y observamos sobre el plano se obtendrán franjas oscuras y brillantes paralelas a la línea de contacto de la cuña.

Para obtener una buena visibilidad de las franjas es necesario que los haces que interfieren sean de intensidad comparable. Esto se logra utilizando un divisor adecuado para cada tipo de muestra a analizar.

La separación entre franjas es de media longitud de onda, si existen algunas irregularidades dentro de la cuña debido a huecos o escalones en la superficie altamente reflejante, las franjas paralelas sufrirán un corrimiento en la región de la irregularidad, si medimos este corrimiento y lo comparamos con la separación entre las franjas, conociendo la longitud de onda de iluminación se puede fácilmente medir esta irregularidad. La resolución de este aparato depende mucho de la definición de las franjas obtenidas.

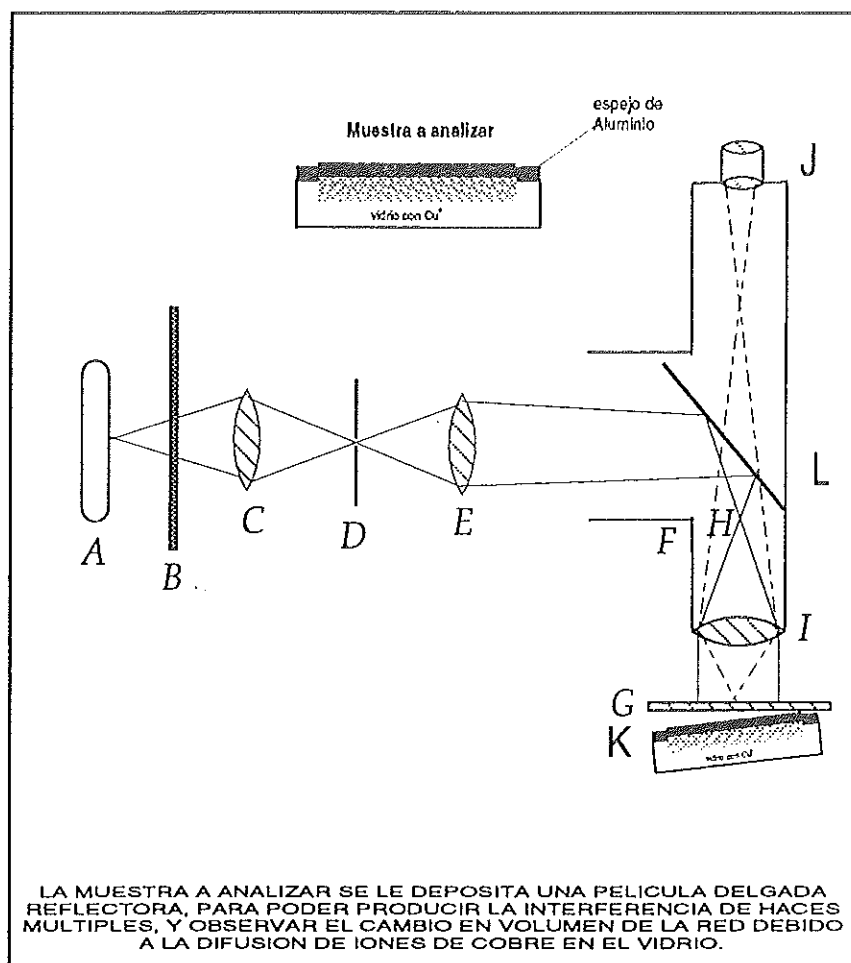


FIGURA 21

En esta figura se muestra la forma en que se midió el levantamiento de la red del vidrio.

Este interferómetro es utilizado frecuentemente para medir los espesores de películas delgadas. Para llevar a cabo la medición es necesario que la muestra a analizar posea alta reflectancia; a estas muestras se le depositan una película delgada de Aluminio, con esta película delgada aseguramos de no tapar el escalón formado en la interfase donde se realizó la difusión y el vidrio sin difusión.

Los resultados obtenidos al analizar diferentes tipos de muestras se presentan en las siguientes figuras.

CARACTERIZACIÓN DE GUÍAS DE ONDA PLANAS

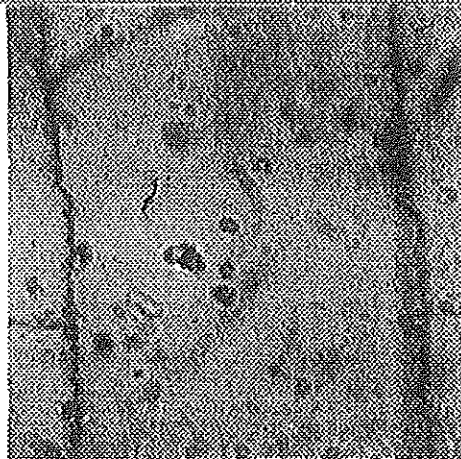


FIGURA 22

Franjas de interferencia de una de las orillas de una guía de onda que presentó un modo de propagación a 632.8 nm.

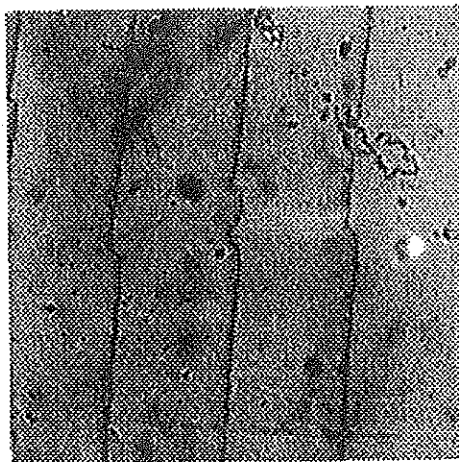


FIGURA 23

Franjas de interferencia de una de las orillas de una guía de onda que presentó tres modos de propagación a 632.8 nm.

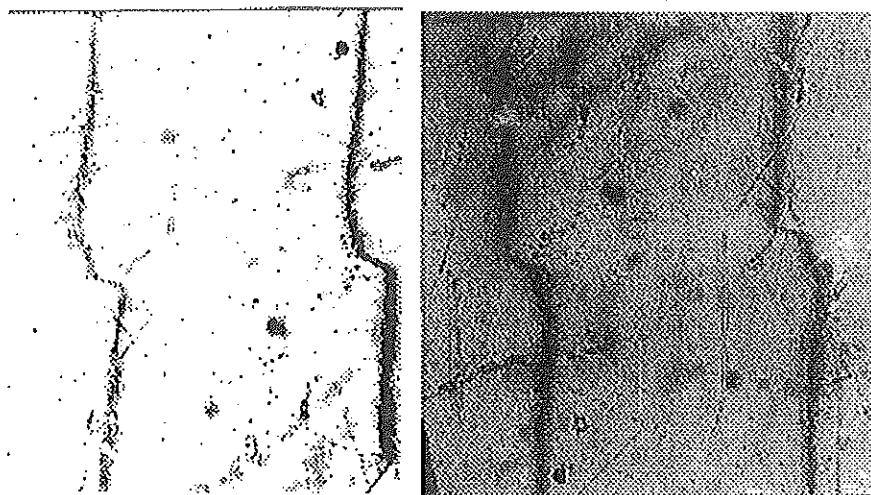


FIGURA 24

Franjas de interferencia de una de las orillas de una guía de onda que presentó cuatro modos de propagación a 632.8 nm.

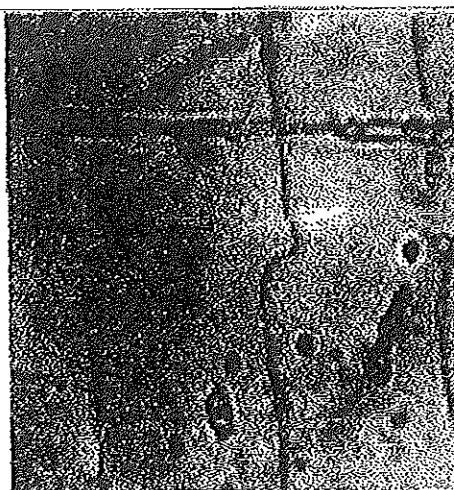


FIGURA 25

Franjas de interferencia de una de las orillas de una guía de onda que presentó cinco modos de propagación a 632.8 nm.

En este último capítulo se presentan las conclusiones del trabajo realizado, las cuales se presentan a continuación:

- 1.- Se determinaron las propiedades ópticas y estructurales de guías de onda ópticas planas de índice gradiente, fabricadas por medio de la técnica de difusión de iones de estado sólido asistido por un campo eléctrico externo. Para la fabricación de las guías de onda se utilizaron películas de Cobre metálico ultra puro como fuente de iones y unas películas de Oro que funcionan como electrodos. La configuración utilizada para la fabricación de las muestras fue Au/Cu/sustrato/Au y el proceso de difusión fue llevado a cabo en un horno eléctrico con rangos de temperatura de 250° a 400° C auxiliado por un campo eléctrico externo.
- 2.- Utilizando microscopía electrónica de barrido con microsonda de rayos X se determinó el perfil de la composición química de la guía de onda. Se encontró que el proceso de difusión de iones es binario en la que participan principalmente iones de Cobre provenientes de la fuente de iones y iones de Sodio perteneciente a la estructura vítrea del sustrato; el resto de los óxidos componentes del vidrio permanecen prácticamente sin cambio en la región de la difusión. Utilizando este análisis y con el modelo propuesto por Huggins se encontró que existe una relación

directa entre el perfil de Cobre con el perfil de índice de refracción obteniéndose un incremento máximo del índice de refracción de 0.075 en la superficie.

3.- Utilizando la técnica de acoplamiento láser-guía de onda mediante un prisma de alto índice de refracción se determinaron los modos de propagación transversal eléctrico (TE) y transversal magnético (TM) de las guías de onda ópticas planas. Posteriormente utilizando un algoritmo de interpolación numérica para los modos de propagación ó índices de refracción efectivos de los modos guiados se determinó el perfil de índice de refracción ó índice gradiente de las guías de onda ópticas.

4.- Se realizó un análisis óptico sobre la distribución espacial de los modos de propagación, encontrándose un alto grado de uniformidad de los valores de índice efectivo de la guía, de donde podemos concluir que el proceso de difusión es homogéneo.

5.- Utilizando la técnica de interferencia de haces múltiples se determinó la dilatación de la red vítrea causada por el proceso de difusión de iones. Se aplicó esta técnica para poder determinar un posible efecto de intercambio iónico multivalente (la posible participación de iones de otros metales pertenecientes a la red vítrea) que pudieran dar origen a guías de onda con esfuerzos mecánicos elevados. El orden de levantamiento de la red vítrea fué de 11nm para un modo, 30 nm para 3 modos, 43nm para 4 modos y 58nm para 5 modos, estos resultados son aproximadamente 25% de los valores reportados por otros autores en un intercambio iónico Plata-Sodio.

6.- Como se puede apreciar estas guías de ópticas planas presentan una baja dilatación de la red vítrea esto se traduce a bajos esfuerzos mecánicos y como consecuencia directa a una baja birrefringencia $|n_{TE} - n_{TM}|$. Estudios preliminares de birrefringencia para estas guías de onda nos indican que es del orden de 10^{-4} , el cuál es uno de los valores mas bajos reportados a la fecha en este campo de investigación y desarrollo. Lo que hace a estas guías de onda potencialmente utilizables para el desarrollo de circuitos de óptica integrada con aplicaciones en comunicaciones ópticas.

REFERENCIAS

- [1] Zachariasen, W. H. Die Struktur der Glaser. *Glastechn. Ber.* 11, 4, 120-123 (1933).
- [2] Levedec, A. A. On polymorphism and annealing of glass. *Trans. Opt. Inst. Petrograd* 2, 10, (1921).
- [3] Randall, Y. T.; Rooksby, H. P.; Copper, B. S. X-ray diffraction and the structure of vitreous solids. I. *Zeits. f. Kristall.* 75, 196-21, (1930).
- [4] Warren, B. E.; Bischof, J. The structure of silica glass by X-ray diffraction studies. *J. Amer. Ceram. Soc.* 21, 2, 49-54, (1938).
- [5] Huggins, M. L. The structure of glass. *J. Am. Ceramic Soc.* 38, 172-175, (1955) 5
- [6] Goldschmidt, V. M. Crystal Structure and Chemical Constitution. *Trans. Faraday Soc.* 25, 253-283, (1929).
- [7] Zachariasen, W. H. The atomic arrangement in glass. *J. Amer. Chem. Soc.* 54, 10, 3841-3851, (1932).
- [8] Oberlies, F.; Dietzel, A. Über die Struktur des Quarzglases. *Glastechn. Ber.* 30, 2, 37-42, (1957).
- [9] M. L. Huggins, *J. Opt. Soc. Am.* 30, 420, 495, 514 (1940); 32, 635 (1940).
- [10] K. H. Sun, *J. Am. Ceram. Soc.* 30, 277 (1947)
- [11] Optical properties of thin film. O. Heaven Dover Publ. 1965'
- [12] H. Marquez, D. Salazar and A. Villalobos, Experimental study of Cu^+ - Na^+ exchanged glass waveguides. *Applied Optics*; 34, 25, 5817-5822, (1995).
- [13] S. D. Fantone, *Applied Optics*, 22, 440 (1983).
- [14] T. Tamir, *Topics in Applied Physics V. 7, "Integrated Optics"*, Springer-Verlag (1979)..
- [15] White, J. M., y P. F. Heidrich, Optical Waveguide Refractive Index Profile from Measurement of Mode Indices: A simple analysis, *Appl. Opt.*, 25, 11, 1840-1843, (1986).
- [16] Chiang, K. S., Construction of refractive-index Profiles of Planar Dielectric Waveguides from the Distribution of Effective Indices, *J. Lightwave Tech.*, LT-3, 2, 385-391, 1985.
- [17] Plumet, E. La formation de systèmes pseudo-vitreux et pseudo-cristallins. *Silic. Industr.* 32, 5-13; 57-65; 103-111, (1967).