CENTRO DE INVESTIGACIONES EN ÓPTICA A.C.

CARACTERIZACIÓN DE GUÍAS DE ONDA FABRICADAS MEDIANTE IMPLANTACIÓN IÓNICA EN CRISTALES DE $Nd:YVO_4$

Para la obtención del grado de

MAESTRÍA EN CIENCIAS (ÓPTICA)

Presenta

Lic. en Fís. María Eugenia Sánchez Morales

Asesorada por

Dra. Gloria Verónica Vázquez García

León Gto. **Septiembre 2003**

Dedicatoria

A MI MAMÁ

Este trabajo es para ti, por que con tu amor y cariño, me enseñaste que no hay sueños imposibles y que todo se puede lograr.

A mis Hermanos:

Rosi, Abi, Rebe, Gabi y Dani

no hay palabras suficientes para expresar cuánto es el amor y el cariño que les tengo, lo único que les puedo decir es GRACIAS, sin su apoyo este trabajo sería muy pesado.

A mis Sobrinas(os) ya que de ellos he aprendido a nunca dejar de reir y aunque ellos no lo saben siempre me dan fuerzas para seguir adelante. **Raquel, Ana, Minerva, Monserrat, Sofía,Raúl, Rodrigo, David, Miguel y Angel**, GRACIAS.

A mis Amigas(os) por su comprensión en la elaboración de este trabajo, gracias por darme siempre una sonrisa y escucharme en los momentos difíciles, muy especialmente a **Pau, Lis, Itzel y Fidel**, quienes me han apoyado incondicionalmente siendo un gran apoyo en mi vida en León.

Agradecimientos

Primero a **Dios**.

Al **Centro de Investigaciones en Óptica** por la formación que me dió durante mis estudios de maestría.

Le agradezco al **Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACyT)** por la beca crédito que me otorgó para mis estudios de maestría en el **Centro de Investigaciones en Óptica**.

Le agradezco al **Consejo de Ciencia y Tecnología del Estado de Guanajuato (CONCyTEG)** por su ayuda brindada para el desarrollo experimental realizado en la ciudad de Ensenada, Baja California en el laboratorio de Películas Delgadas del **CICESE**.

A la **Dra. Gloria Verónica Vázquez García** por su asesoría y paciencia en la realización tanto teórica como experimental de este trabajo tesis.

A la **Dra. Alejandrina Martínez Gamez** por sus observaciones hechas a este trabajo.

Al **Dr. Heriberto Márquez Becerra** por la ayuda brindada en mi estancia en **CICESE**, así también en sus consideraciones hechas a la tesis.

Al **Dr. Norberto Arzate Plata** por la ayuda en la compilación de este trabajo.

Al **Laboratorio de Fibras Ópticas del CIO** por su ayuda para la realización de las mediciones de espectroscopía reportadas en este trabajo.

Al **Laboratorio de Películas Delgadas de CICESE** por las mediciones realizados de los modos en los cristales, así como a calidez brindada durante mi estancia en dicho laboratorio.

Al **Intituto de Física de la UNAM** por la las implantaciones de protones y C^{2+} realizadas en el acelerador Pelletron 9SDH-2, en especial a F Jaimes quien estuvo a cargo de la supervisión.

A **Guillermina Muñiz** por que siempre esta dispuesta a escuchar y por todas las molestias que le generó.

A **Laura González** porque *que chula es Puebla.*

Índice general

Justifiación viii

Resumen ix

I Marco Teórico 1

1. Introducción 2
1.1. YVO_4 como cristal birrefringente 2
1.2. Características de $Nd : YVO_4$ 3
1.3. Guías de Onda. 6

2. Implantación 8
2.1. Procesos Fundamentales. 8
2.2. Distribución del Daño. 10
2.3. Formación de defecto electrónico. 10
2.4. Teoría Cuántica. 11
2.4.1. Interacción de Iones Positivos con la materia. 12
2.4.2. Potenciales Interatómicos. 13
2.4.3. Esparcimiento durante las colisiones. 17

3. Análisis de guías de Onda 22
3.1. Modelo Teórico de Guía de Onda 23
3.2. Ecuación de Onda 24
3.3. Aproximación con Ecuaciones de Maxwell. 26
3.3.1. Analogía con Mecánica Cuántica 29
3.4. Acoplamiento de la Guía de Onda 30
3.4.1. Acoplamiento de Canto 31
3.4.2. Acoplamiento de prisma 33
3.4.3. Determinación del perfil del índice 35
3.4.4. Aproximación de WKB 35
3.4.5. Método del cálculo de la Reflectividad. 36
3.4.6. Caracterización del Perfil de Onda 38

3.5. Efectos en la estructura cristalina de la fabricación de guías de onda con implantación iónica. 40

II Experimental 43

4. Implantación 44
4.1. Cálculo teórico con TRIM 44
4.2. Datos experimentales 45
4.3. Resultados 48
4.4. Conclusiones 54

5. Cálculo de Modos 57
5.1. Obtención de Modos **TE** y **TM** para cristales $Nd : YVO_4$ 57
5.2. Perfil de Modos **TE** y **TM** para cristales $Nd : YVO_4$ implantados con iones de C^{2+} 58
5.2.1. Muestra 1 59
5.2.2. Muestra 2 60
5.2.3. Conclusiones 63
5.3. Perfil de modos **TE** y **TM** para cristales $Nd : IVO_4$ implantados con Protones 64
5.3.1. Muestra 3 64
5.3.2. Muestra 4 65
5.3.3. Conclusiones 68
5.4. Conclusiones 68

6. Espectroscopía 70
6.1. Análisis del Espectro 70
6.2. Espectro de emisión del $Nd : YVO_4$ y $Nd : YAG$ 72
6.2.1. Conclusiones 72
6.3. Espectro de emisión para cristales implantados con C^{2+} 74
6.3.1. Muestra 1 74
6.3.2. Muestra 2 75
6.3.3. Conclusiones 76
6.4. Espectro de emisión para cristales implantados con Protones 77
6.4.1. Muestra 3 77
6.4.2. Muestra 4 78
6.4.3. Conclusiones 79
6.5. Cálculo de transmisión para $Nd : YVO_4$ 80
6.6. Conclusiones 82

7. Conclusiones 83

Índice de figuras

2.1. Esquema de la implantación. 9
2.2. Esquema de bombardeo iónico (*Sputtering*). 9
2.3. Energía de ionización para los elementos químicos. 11
2.4. Forma de los potenciales (a) interatómicos y (b) Coulombiano repulsivo (1/r) 15
2.5. Comparación de varios potenciales interatómicos propuestos para átomos de cobre 15
2.6. Esquema de colisión en coordenadas centro de masa 18

3.1. Perfil del índice de refracción de la guía de onda fabricada por diferentes métodos. 23
3.2. Estructura de la guía de onda 24
3.3. Diferentes modos de la guía de onda identificados, el orden del modo está dado por $m = 0, 1, 2...$, el modo $m = 0$ es el que tiene el ángulo más grande. 28
3.4. Representación de tres tipos de modos: (a) el modo formado cuando se viaja a través de los tres medios aire, guía y sustrato, conocido como "modos de aire"; (b) El modo que sólo viaja en la guía y sustrato "modos de sustratoz (c) "modo de guía"es el que viaja sólo en la región de la guía de onda. 29
3.5. Analogía entre guías de onda planas y un pozo de potencial. (a) Pozo caracterizado por sus niveles de energía, (b) guía de onda plana caracterizada por sus modos de índice de refracción 30
3.6. Arreglo experimental, a) Acoplamiento de canto en la entrada y salida. b) Acoplamiento de prisma en la entrada y de canto a la salida. LS-láser; O, O_1,O_2- objetivos de microscopio; L-lente; G- guía de Onda; E_1,E_2- Espejo; P-prisma; C-cámara. 31
3.7. Ilustración de las franjas obtenidas en el acoplamiento de canto. S-fuente; L-lente; G- guía de onda; F- franjas de interferencia; M-modo de la guía. 32
3.8. Arreglo experimental usado para observar el espectro de modos brillantes. 33

3.9. Arreglo para determinar los índices modales mediante el método de modos oscuros. LS-Láser; E- expansor; C-cruzeta; L-lente; H- porta muestras; S- pantalla. 34
3.10. Montaje experimental para la observación del patrón de intensidad de las líneas de "modos obscuros". 36
3.11. Componentes de una onda viajera en el modelo de un sistema de guía de onda sin límites. El perfil es representado por varios pasos. 37
3.12. Análisis del perfil del índice para una guía de onda de barrera óptica. 39
3.13. Un pozo de potencial cuadrado infinito (a) resulta en una línea recta (b) cuando los niveles de energía se trazan contra n^2, n da el orden del nivel de energía. 40

4.1. Distribución del daño para implantación de C^{2+} con una energía de 7 MeV a incidencia normal. 45
4.2. Profundidad del daño para implantación de C^{2+} con una energía de 7 MeV a incidencia normal. 46
4.3. Distribución del daño para implantación de protones con una energía de 1.05 MeV a un ángulo de 40°. 46
4.4. Profundidad del daño para implantación de protones con una energía de 1.05 MeV a un ángulo de 40°. 47
4.5. Distribución del daño para implantación de protones con una energía de 1.0 MeV a un ángulo de 60° 47
4.6. Profundidad del daño para implantación de protones con una energía de 1.0 MeV a un ángulo de 60°. 49
4.7. Fotografía del acelerador. 49
4.8. Sistema para controlar dirección, enfoque, energía, corriente y barrido del acelerador. 50
4.9. Montaje de la muestra para la implantación de iones. 50
4.10. Microfotografía de la muestra 1 a una dosis de 1.0 $\times 10^{15}$ iones/cm^2 de C^{2+}. 51
4.11. Microfotografía de la muestra 1 después del segundo implante a una dosis total de 4.0 $\times 10^{15}$iones/cm^2 de C^{2+}. 52
4.12. Microfotografía de la muestra 2 a una dosis de 2.0 $\times 10^{15}$iones/cm^2 de C^{2+}. 53
4.13. Microfotografía de la muestra 3 a una dosis de 1.5 $\times 10^{16}$iones/cm^2 de protones. 54
4.14. Microfotografía de la muestra 3 después del segundo implante a una dosis total de 3.0 $\times 10^{16}$iones/cm^2 de protones. 55
4.15. Microfotografía de la muestra 4 a una dosis de 1.76 $\times 10^{16}$iones/cm^2 de protones. 56

5.1. Forma de orientar el cristal $Nd : YVO_4$ para la obtención de modos de los índices ordinario y extraordinario. 58
5.2. Perfil de índice de refracción y modos para $Nd : YVO_4$ con una dosis de 4.0×10^{15} iones/cm^2. 60
5.3. Perfil de índice y modos **TE** y **TM** para el índice ordinario de $Nd : YVO_4$ a una dosis de 2.0×10^{15} iones/cm^2. 61
5.4. Perfil de índice y modos **TE** para el índice extraordinario de $Nd : YVO_4$ a una dosis de 2.0×10^{15} iones/cm^2. 62
5.5. Comparación de los perfiles de índice y modos **TE** del índice ordinario y del índice extraordinario de $Nd : YVO_4$ a una dosis de 2.0×10^{15} iones/cm^2. 63
5.6. Perfil de índice de refracción ordinario y modos para $Nd : YVO_4$ implantado con protones con una dosis de 4.0×10^{16} iones/cm^2 a un ángulo de 40° a 1.05 MeV. 65
5.7. Perfil del índice extraordinario y modos **TE** para $Nd : YVO_4$ implantado con protones con una dosis de 4.0×10^{16} iones/cm^2 a un ángulo de 40° a 1.05 MeV. 66
5.8. Perfil del índice de refracción ordinario y modos para $Nd : YVO_4$ implantado con protones con una dosis de 1.76×10^{16} iones/cm^2 a 60° con una energía de 1.0 MeV. 67
5.9. Perfil del índice extraordinario y de modos **TE** para $Nd : YVO_4$ implantado con protones con una dosis de 1.76×10^{16} iones/cm^2 a 60° con una energía de 1.0 MeV. 67

6.1. Espectro de absorción del $Nd : YVO_4$ 71
6.2. Esquema del montaje experimental para las mediciones del espectro de emisión. LS-láser; L- lente; O- objetivo; G- guía; R- rendija; A- analizador 71
6.3. Espectro de emisión del $Nd : YVO_4$ en el rango de $[1049, 1099]nm$. . 72
6.4. Espectro de emisión del $Nd : YAG$ en el rango de $[1040, 1150]nm$. . . 73
6.5. Espectro de emisión del $Nd : YVO_4$ en el rango de $[1318, 1368]nm$. . 73
6.6. Espectro de emisión del $Nd : YAG$ en el rango de $[1312, 1362]nm$. . . 74
6.7. Espectro de emisión del $Nd : YVO_4$ con una dosis de 4.0×10^{15} iones $/cm^2$ de C^{2+} a incidencia normal, en el rango de [1039,1089]nm. . . 75
6.8. Espectro de emisión del $Nd : YVO_4$ implantado con C^{2+} a una dosis de 2.0×10^{15} iones $/cm^2$, en el rango de [1039,1089]nm. 76
6.9. Espectro de emisión del $Nd : YVO_4$ implantado con protones a una dosis de 3.0×10^{16} iones $/cm^2$, en el rango de [1039,1089]nm. 77
6.10. Espectro de emisión del $Nd : YVO_4$ implantado con protones con una dosis de 3.0×10^{16} iones $/cm^2$, en el rango de [1313,1363]nm. . . 78
6.11. Espectro de emisión del $Nd : YVO_4$ implantado con protones con una dosis de 1.76×10^{16} iones $/cm^2$, en el rango de [1049,1099]nm. . . 79

6.12. Espectro de emisión del $Nd : YVO_4$ implantado con protones con una dosis de 1.76 $\times 10^{16}$ iones $/cm^2$, en el rango de [1318,1368]nm. . . 79
6.13. Espectro de emisión del $Nd : YAG$ implantado con protones con una dosis de 6.0 $\times 10^{16}$ iones $/cm^2$, en el rango de [1040,1100]nm. 80
6.14. Espectro de emisión del $Nd : YAG$ implantado con protones con una dosis de 6.0 $\times 10^{16}$ iones $/cm^2$, en el rango de [1300,1400]nm. 81

Índice de cuadros

1.1. Comparación de Cristales Birrefringentes 3
1.2. Características de $Nd : YAG$ y $Nd : YVO_4$ 4
1.3. Propiedades de Laseo de $Nd : YAG$ y $Nd : YVO_4$ 5
1.4. Comparación de Laseo $Nd : YAG$ y $Nd : YVO_4$ 6

2.1. Conceptos de Frenado 12
2.2. Ejemplos de Potenciales Interatómicos 16

4.1. Datos de Cristales Implantados $Nd : YVO_4$ 44
4.2. Tamaño de la guía 51

5.1. Modos Ordinarios para la muestra 1 59
5.2. Modos Ordinarios y Extraordinarios para la muestra 2 60
5.3. Modos Ordinarios y Extraordinarios para la muestra 3 64
5.4. Modos Ordinarios y Extraordinarios para la muestra 4 66

6.1. Pérdidas por trasmisión en $Nd : YVO_4$ 81

Justifiación

En el presente trabajo de investigación se propone el análisis teórico experimental de guías de onda en $Nd : YVO_4$ fabricadas mediante implantación de protones o carbono, así como su caracterización para obtener los modos de propagación **TE** y **TM** y estudios espectroscópicos.

Las guías de onda son uno de los fundamentos del campo de alta tecnología relacionado con los aspectos de óptica integrada tal como procesamiento de señales de comunicación óptica y óptica computacional; en particular, la propagación de la luz puede ser confinada en un espacio angosto logrando amplificación y oscilación láser. Recientemente la implantación de iones pesados se ha analizado con mayor interés pues usualmente requieren de menor dosis que los iones ligeros como es el caso de Helio e Hidrógeno.

De lo anterior se deriva el interés en la investigación de cristales $Nd : YVO_4$ implantados con protones o carbono para la utilización en diferentes áreas ya mencionadas.

La principal relevancia de este trabajo es que $Nd : YVO_4$ puede ser utilizado para emisión láser, siendo éste un cristal de reciente interés para este tipo de emisión debido a las características propias del cristal y las adquiridas por la implantación de iones para la formación de guías de onda planas. Enfatizando sobre lo desarrollado en este trabajo, se analizan las propiedades adquiridas en $Nd : YVO_4$ en la implantación de protones y C^{2+} respecto a los modos **TE** y **TM** y al espectro de emisión para asegurar que las propiedades espectroscópicas se mantengan después del proceso de implantación, este estudio es el inicio para la obtención de emisión láser en guías de onda.

Resumen

En el presente trabajo se hace el análisis de guías de onda fabricadas en $Nd : YVO_4$ mediante implantación de protones y carbono a diferentes dosis, comenzando desde la optimización de condiciones para su fabricación, después el análisis de los modos **TE** y **TM** para el índice ordinario y el extraordinario, así como el espectro de emisión para cada muestra fabricada.

El desarrollo del trabajo se ha dividido en dos partes, en la primera se da una introducción y los elementos necesarios para la comprensión del tema, por lo que se le ha denominado **Marco Teórico**, mientras que en la segunda parte se presenta la parte **Experimental** donde se dan los resultados obtenidos en el análisis de $Nd : YVO_4$ implantados con protones o carbono, así como una comparación del espectro de emisión de $Nd : YAG$ implantado con protones e investigado previamente en [12])

El marco teórico consta de tres capítulos mientras que la parte experimental cuenta con cuatro capítulos, a continuación se da una breve explicación de cada capítulo.

Capítulo 1

Aquí se dan las características principales con las que cuenta YVO_4; debido a que es un material birrefringente se compara con otros cristales birrefringentes tales como: TiO_2, $CaCO_3$ y $LiNbO_3$. Más adelante se compara $Nd : YVO_4$ con cristales dopados también con tierras raras, específicamente con $Nd : YAG$, dando un estado del arte sobre el estudio de guías de onda en cristales birrefringentes.

Capítulo 2

Se da toda la teoría de implantación de iones en cristales, dando los efectos causados en el material debido al implante de iones, tales como distribución del daño y formación del defecto electrónico. Así también se describe el programa que simula los efectos de implantación llamado TRIM (TRansport of Ions in Matter), el cual nos da la distribución del daño y profundidad al hacer la implantación. Por último se da el análisis cuántico sobre las interacciones de iones en la materia, dándonos así todo un análisis completo sobre el proceso de la implantación.

Capítulo 3

Se desarrolla todo el marco teórico sobre la guía de onda, analizando la propagación de luz confinada, una aproximación del análisis matemático a través de las ecuaciones de Maxwell así como una aproximación cuántica. También se analizan los diferentes tipos de acoplamiento de la luz en la guía de onda y la forma de caracterizar el perfil de la barrera óptica formada al hacer la implantación.

Capítulo 4

Este capítulo pertenece a la parte experimental. Aquí se dan los resultados de las simulaciones sobre la implantación, también los datos de las implantaciones realizadas y microfotografías tomadas a las muestras después de la implantación, las cuales nos dan una idea cualitativa y cuantitativa del daño causado por la implantación.

Capítulo 5

Se dan los resultados de los modos TE y TM para los índices ordinario y extraordinario de cada muestra así como los perfiles de índices correspondientes.

Capítulo 6

Se muestran los resultados espectroscópicos de las muestras, enfocándonos a la presencia de variaciones del espectro de emisión en la guía con respecto al volumen para cada implante. Así también se hace una comparación de los espectros de emisión de $Nd : YVO_4$ y $Nd : YAG$.

Capítulo 7

Se dan las conclusiones generales del trabajo.

Parte I

Marco Teórico

Capítulo 1

Introducción

El cristal de ortovanadato de Itrio dopado con Neodimio ($Nd : YVO_4$) está convirtiéndose en uno de los láseres de estado sólido más importantes. Este tiende a remplazar al Nd:YAG en algunas aplicaciones, debido a algunas ventajas del $Nd : YVO_4$ sobre el $Nd : YAG$ para láseres de estado sólido bombardeados por diodos.

En el presente capítulo se dará una breve descripción y comparación con otros cristales, principalmente con $Nd : YAG$.

1.1. YVO_4 como cristal birrefringente

YVO_4 es un sustituto sintético de cristales como la calcita y el rutilo en muchas aplicaciones como atenuadores y divisores de haz de fibra óptica, desplazadores de haz, polarizadores Glan y otro tipo de polarizadores. En el Cuadro 1.1 se muestra una comparación de cristales birrefringentes con YVO_4.

Del Cuadro 1.1 podemos concluir:

- Aunque el rutilo (TiO_2) tiene la propiedad de ser buen cristal birrefringente, es un material bastante duro (7 Mohs), esto lo hace difícil de ser manejado en el pulido óptico.

- La calcita ($CaCO_3$) tiene bajo movimiento mecánico, además de su inestabilidad de temperatura y la susceptibilidad a la humedad. Debido a que es un material natural, un buen método para producir calcita artificial todavía está en cuestión.

- Las propiedades mecánicas y físicas se comparan entre $LiNbO_3$ y YVO_4, pero su birrefringencia es tres veces más baja que la de YVO_4.

Cuadro 1.1: Comparación de Cristales Birrefringentes

Cristal	TiO_2	YVO_4	$CaCO_3$	$LiNbO_3$
Birrefringencia δn a $\lambda = 630nm$	-0.282	-0.222	0.1705	0.086
— n a $\lambda = 630nm$	n_o=2.583 n_e =2.865	n_o =1.9929 n_e =2.2154	n_o =1.6557 n_e =1.4852	n_o =2.286 n_e =2.203
Estructura y cte. de Red ($\dot{A}$)	Tetragonal a=4.593 c=2.958	Tetragonal a=7.12 c=6.29	Romboica a=4.989 c=17.062	Hexagonal a=0.53 c=6.29
Met. de crecimiento	Vernuil	Cz	Natural	Cz
Max. tamaño	$\phi 25 \times 50mm$	$\phi 38 \times 50mm$	$\phi 1.5^n \times 50mm$	$\phi 75 \times 50mm$
Densidad $[g/cm^3]$	4.267	4.22	2.715	4.64
Coef. Térmico óptico	a=-0.72 c=-0.42	a=-8.5 c=-3.0		a=0.53 c=5.6
Dureza (Mohs)	7	5	3	5
Coef. Térmico $[10^{-6}/K]$	a=7.14 b=9.19	a=4.46 b=11.37	a=24.39 b=5.68	a=16.7 c=2.0

Donde Cz=Czochralski

1.2. Características de $Nd : YVO_4$

Los cristales láser son usados para generar radiación láser, los comúnmente usados son $Nd : YAG$, $Nd : YVO_4$ y $Ti : Zafiro$ para láseres de IR cercano. Específicamente, $Nd : YVO_4$ generalmente es bombeado por láseres de diodo.

El cristal $Nd : YAG$ es de los más utilizados como material para láseres de estado sólido, por su estabilidad y su calidad. El $Nd : YAG$ tiene una consistencia óptica homogénea y exactitud en el proceso.

En el Cuadro 1.2 se presentan las principales características del $Nd : YVO_4$ y $Nd : YAG$ con la concentración de 1.1 % de átomos de Nd.

Del Cuadro 1.2 se concluye:

En primer lugar, $Nd : YVO_4$ tiene el coeficiente de absorción más grande a la longitud de onda de bombeo cuando se compara con $Nd : YAG$. La longitud de onda de bombeo máxima es 808 nm que es la longitud de onda normal para un diodo láser de alto poder actualmente disponible. $Nd : YVO_4$ tiene 5 veces el coeficiente de absorción de $Nd : YAG$ a esta longitud de onda. Esto permite usar cristales de $Nd : YVO_4$ más pequeños en los sistemas láser, y así tener un sistema láser más compacto. A un poder del rendimiento dado, esto significa que el diodo del láser puede operarse a una potencia más baja que el sistema láser $Nd : YAG$, extendiendo la vida del diodo láser.

Cuadro 1.2: Características de $Nd:YAG$ y $Nd:YVO_4$

Cristal	$Nd:YAG$	$Nd:YVO_4$
Fórmula Química	$Nd:Y_3Al_5O_{12}$	$Nd:YVO_4$
Estructura del Cristal	Cúbica	Zirconia Tetragonal
Constante de red	12.01 $\dot{A}$	a=b=7.12 $\dot{A}$; c=6.29 $\dot{A}$
Punto de fundición	1970 $°C$	1810 $\pm 25°C$
Densidad Dureza Mohs	8.5	5
Índice de Refracción	1.82	n_o =1.9929 n_e =2.2154
Coeficiente de expansión térmica $(0-250°C)$	7.8 $\times 10^{-6}/K[111]$	a=4.43 $\times 10^{-6}/K$ c=11.37$\times 10^{-6}/K$
Conductividad térmica $[W/m/k]$	10.5	$|$5,23 $\perp$5,10
Longitud de onda de Laseo	1064 y 1338 nm	914, 1064 y 1342 nm
Sección trasversal de emisión estimulada	2.8 $\times 10^{-19} cm^2$	2.5 $\times 10^{-19} cm^2$ a 1064 nm
Tiempo de Relajación	250 μs	90 μs
Longitud de Bombeo	$\sim 807nm$	$\sim 811nm$
Banda de absorción para λ de bombeo	+ 3 nm	$\pm$ 9 nm
Emisión Polarizada	No Polarizada	polarización π eje óptico $\|$

Cuadro 1.3: Propiedades de Laseo de $Nd:YAG$ y $Nd:YVO_4$

Cristal Láser	$Nd:YVO_4$(eje-a)	$Nd:YVO_4$(eje-c)	$Nd:YAG$
Dopamiento (atm %)	1.0 2.0	1.1	0.85
S ($\times 10^{-19} cm^2$)	25 25	7	6
a (cm-1)	31.2 72.5	9.2	7.1
τ (ms)	90 50	90	230
l_α (mm)	0.32 0.14		1.41
P_{th} (mW)	30 78	231	115
Eficiencia (%)	52 48.6	45.5	38.6

En segundo lugar, $Nd:YVO_4$ tiene un ancho de banda de absorción mayor a la longitud de onda de bombeo cuando se compara con $Nd:YAG$. El ancho de banda de absorción es 2.4 a 6.3 veces que el $Nd:YAG$. Esta valiosa propiedad significa que el bombardeo es más eficaz. Otra ventaja es la utilización de tolerancias menores para los diodos, lo cual se traduce en menos costo.

El pico de absorción permite usar los láseres de diodo con la longitud de onda de bombeo óptima centrada a 808 nm con un rango útil de 802 a 820 nm. En este caso la potencia del láser es menos sensible a variar con la longitud de onda de bombeo del diodo debido a temperatura u otros efectos. Para $Nd:YAG$ el rango de bombeo útil es $808 \pm 3nm$.

Los cristales de $Nd:YVO_4$ tienen una larga sección transversal de emisión tanto en 1064 como en 1342 nm. La estimulación de la sección trasversal en $Nd:YVO_4$ para el corte en eje a a 1064 nm es superior aproximadamente 4 veces que el cristal $Nd:YAG$. Aunque la vida media del Nd en YVO_4 es aproximadamente 2.7 veces más corta que la del Nd en YAG, debido a una alta eficiencia cuántica de bombeo, la pendiente de eficiencia del $Nd:YVO_4$ puede ser muy alta si la cavidad del láser es apropiadamente diseñada.

El Cuadro 1.3 enlista las mejores propiedades de $Nd:YVO_4$ en comparación con las de $Nd:YAG$.

El análisis de la comparación de los cristales $Nd:YVO_4$ y $Nd:YAG$ reporta los siguientes datos (Ver Cuadro 1.4):

1. Un umbral de $78mW$ y una eficiencia de 48.5 % a $1064nm$ se obtuvo usando

Cuadro 1.4: Comparación de Laseo $Nd:YAG$ y $Nd:YVO_4$

Cristal	Tamaño (mm^3)	Intensidad de Bombeo	Intensidad de salida a $1064nm$
$Nd:YVO_4$	$3\times3\times1$	$850mW$	$350\ mW$
$Nd:YVO_4$	$3\times3\times5$	$15W$	$6W$
$Nd:YAG$	$3\times3\times2$	$850mW$	$34mW$

un cristal de $Nd:YVO_4$ con un corte en el eje a de $3mm$ de largo con un rendimiento de acoplamiento de $R = 96\,\%$. Bajo las mismas condiciones, un cristal de $Nd:YAG$ de $5mm$ de largo tiene una eficiencia de $38.6\,\%$.

2. Recientemente, encima de $30W$ (TEM_{00}) de potencia se logró usando $Nd:YVO_4$ con corte en el eje a y un bombeo de $60W$. La eficiencia de la conversión óptica excede el $50\,\%$.

3. La oscilación de un solo modo longitudinal de un láser de microchip de $Nd:YVO_4$ se ha logrado con alta potencia y eficiencia .

4. Debido a su alta sección trasversal a $1340nm$, $Nd:YVO_4$ también es un cristal láser eficaz para el diodo láser-bombeo a esta longitud de onda. Usando un cristal de $1mm$ de largo de $Nd:YVO_4$ y bombeado con un láser de diodo de $850mW$ a $808nm$, se ha observado un rendimiento de $50mW$ a $1.34mm$, comparado con $34mW$ de un cristal $Nd:YAG$ de $2mm$ de largo.

1.3. Guías de Onda.

El efecto dominante en implantación de iones está en la disminución del índice de refracción que es normalmente debido al desorden producido en la red por los procesos de daño nuclear. Esto lleva a una disminución en la densidad física y en el índice de refracción del cristal. Existen varias técnicas convencionales para fabricar guías de onda, entre las cuales están el crecimiento epitaxial, difusión de metal e intercambio iónico, en donde el índice aumenta en la región de la guía.

En el cristal implantado se forma una barrera óptica donde la región entre esta barrera y la superficie se rodea por regiones de índice menor. La región guiada está principalmente sujeta a procesos de ionización que tienen un pequeño efecto en el orden de la red para diferentes cristales. Este tipo de daño de implantación de guía es de interés por su mecanismo de producción de guías que es aplicable a una amplia gama de materiales y porque conserva las propiedades del cristal (electro-ópticas, no-lineales, etc.).

Una aplicación potencial importante de la implantación de iones es formar láseres de guía de onda en los cristales. En la actualidad se han formado estructuras de guía

en materiales de laseo usando los efectos del haz de iones para aumentar el índice de refracción dentro de la guía o usando disminuciones del índice asociadas con la amorfización al final de la implantación para formar la región de la barrera óptica. El primer láser de guía de onda formado por implantación de iones fue en $Nd : YAG$ (Chandler et al 1989; Field et al 1991; Zhang et al 1991) [16].

En general, el argumento a favor de tales estructuras de guía es que pueden requerir de potencias bajas de bombeo. La implantación del ión puede influir en el rango de transiciones convenientes y en el ensanchamiento de las líneas de emisión, así también las intensidades relativas de las líneas se pueden alterar. Estos rasgos son una función de la anisotropía de la red del cristal y por consiguiente varían con la opción de ión, la dirección del haz de iones relativo a los ejes del cristal.

Estudio sobre implantación de guías de onda planas en $Nd : YVO_4$ formadas a través de implantación de protones o C^{2+} no se han reportado, siendo esto un trabajo de vanguardia que se presenta en este trabajo.

Capítulo 2

Implantación

Los avances significativos en la ciencia de materiales son usualmente precedidos por el desarrollo en aplicaciones de nuevas tecnologías. La estructura y propiedades de los sólidos pueden ser afectadas por la radiación, es de interés en la actualidad la modificación de las capas en las superficies mediante iones, electrones y haces láser. La implantación de iones permite un excelente control en el número y distribución de átomos que pueden ser implantados haciéndolo reproducible, lo cual es indudablemente el futuro para hacer los procesos en la parte de tecnología de los semiconductores. Las superficies tienen un papel principal en muchas tecnologías, variando de forma sofisticada así como en la fabricación de circuitos integrados; el dopamiento por implantación iónica es un claro ejemplo de esto, en recientes años en el uso de fabricación de circuitos integrados [15].

2.1. Procesos Fundamentales.

Los procesos concernientes a la implantación iónica son aspectos fundamentales para la tecnología.

Los cuatro procesos básicos son ilustrados en las Figuras (2.1) y (2.2). En la figura (2.1) se muestra el daño de la radiación con que los átomos de las redes son desplazados de sus sitios regulares. Un sólo ión pesado puede llevar al desplazamiento de cientos de redes de átomos dentro del volumen circundante a la trayectoria del ión. Aunque modelos simples basados solamente en el proceso de la colisión son usados para calcular el valor del número de expectación y distribución del desplazamiento de átomos en la estructura del daño resultado de bombardeo de iones, es usualmente determinado por algunos procesos complejos [15].

En la figura (2.2) se esquematiza el bombardeo iónico (*sputtering*) que es un proceso en el cual los átomos de la red escapan de la superficie durante la radiación de iones. Típicamente cada ión incidente puede arrancar uno o más átomos de la red. La irradiación prolongada puede erosionar la superficie y quitar iones ya implantados.

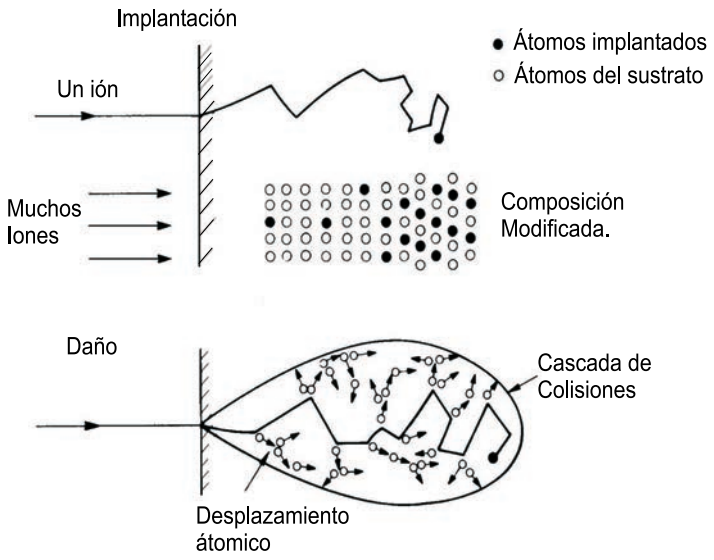

Figura 2.1: Esquema de la implantación.

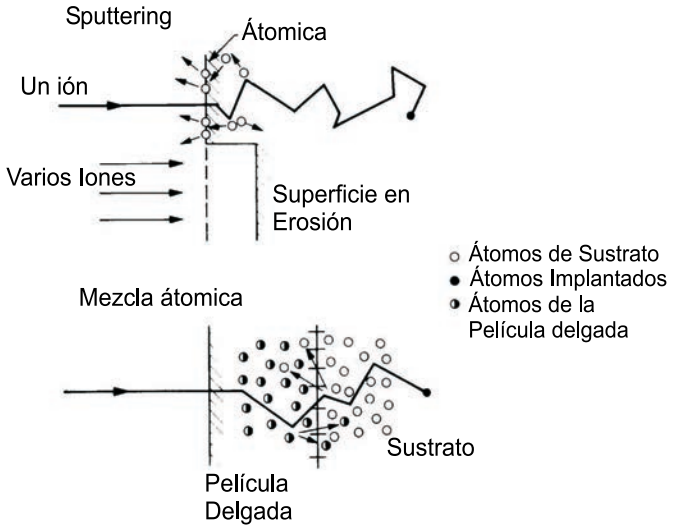

Figura 2.2: Esquema de bombardeo iónico (*Sputtering*).

De los fenómenos más complejos en las interacciones ión-sólido puede esperarse alteraciones del material inducido por los iones, dicha alteración es muy difícil atribuírsele a un sólo mecanismo.

Los elementos de producción de defectos importantes para una comprensión del implante son aquéllos que gobiernan la distribución de profundidad inicial del daño

y los que determinan la última distribución de los iones primarios. La introducción a estos sucesos inicia con la cascada de colisiones. Una representación esquemática de un ión energético entrando en un sólido cristalino y comenzando una cascada de la colisión se muestra en la Figura (2.1). El ión pierde su energía a lo largo de su trayectoria en el sólido como resultado de las colisiones elásticas con los núcleos atómicos e interacción de los electrones atómicos. Estos procesos combinados determinan el último perfil de implantación desde los iones incidentes y la producción del defecto.

2.2. Distribución del Daño.

La primera aproximación de la distribución del daño es similar que para la distribución del perfil de la implantación del ión. Sin embargo, el pico puede entrar más cerca de la superficie, ya que el daño (desplazamiento atómico) ocurre no solamente para el primer ión atómico sino también para las colisiones secundarias entre los átomos vecinos al átomo de la red (átomo blanco).

Las colisiones secundarias para el desplazamiento de los átomos de la red puede generar más daño, y en el caso de los iones pesados las colisiones en cascada pueden involucrar a muchos cientos de redes de átomos. El camino del ión dejará un desorden cuando subsecuentemente pueda por precipitación de impurezas, o grabado químico. Dichas impurezas son claramente visibles para algunos minerales, tal como la mica [13].

Para grandes dosis de iones los átomos del cristal pueden ser desplazados por más de una ocasión en esta situación es útil definir "desplazamiento por átomo", este concepto fue útilizado por primera vez para el daño en el reactor nuclear. Las componentes de la colisión de cascada pueden incluir variantes intrínsecas, junto con más argumentos complejos de los defectos en la simulación por computadora; esta separación de variantes intrínsecas es poca para la estabilidad y los porcentajes del daño se recuperan en la escala de tiempo de nanosegundos. En la trayectoria del ión se puede considerar que no hay desplazamientos de átomos, sino predominantemente en la vecindad de la trayectoria.

2.3. Formación de defecto electrónico.

Una diferencia en la implantación de iones en aislantes, metales o semiconductores resulta por la necesidad de considerar el papel que ocupa la energía de transferencia de la red por la excitación electrónica. En aislantes, la excitación electrónica puede ser usada eficientemente para la producción de defectos puntuales produciendo el bombardeo iónico *sputtering*. Operando únicamente los mecanismos electrónicos, un ejemplo clásico es que la iluminación de haluros alcalinos, puede ocurrir desplazamientos de halógenos o incluso expulsión de halógenos.

El desplazamiento atómico requiere de energía y momento, y para la parte electrónica la energía se deriva de la introducción de una excitación. Si la excitación es atrapada por un sitio específico de red y está el suficiente tiempo para la relajación de la misma, es posible que la excitación proporcione el momento necesario para la emigración del defecto. En el modelo detallado para haluros alcalinos los vacantes y átomos intersticiales son sustituidos por el remplazamiento de la cascada de colisiones de halógenos a lo largo de la dirección del cristal.

2.4. Teoría Cuántica.

La energía de ionización es la energía necesaria para que un electrón pase de su estado base a un estado no ligado al átomo, la cual depende del elemento así como de la capa del electrón que se ioniza. Las energías de ionización de las capas K, L y M para todos los elementos se muestran en la Figura (2.3). Crecen con el número atómico porque entre mas carga tiene el núcleo, más energía se requiere para separar al electrón. Los valores de las sub-capas son muy cercanos a los de las capas correspondientes [13].

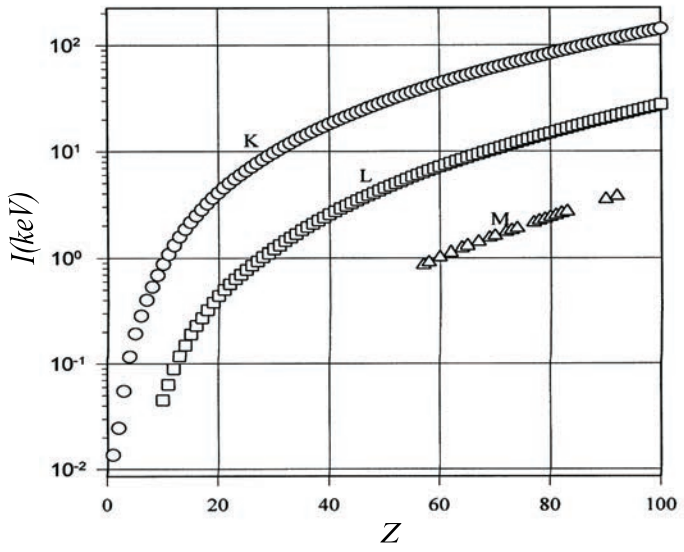

Figura 2.3: Energía de ionización para los elementos químicos.

En la mayoría de los elementos la ionización de capas internas (K, L, M) conduce a la emisión de los rayos X característicos de cada elemento. Cuando se produce la ionización queda un hueco en la capa correspondiente, el cual es ocupado por un electrón de otra capa de energía mayor. En la transición se pierde energía, la cual es emitida en forma de un fotón cuya energía es la diferencia entre las dos capas

Cuadro 2.1: Conceptos de Frenado

Concepto	Notación	Unidades
Poder de frenado	$-dE_1/dx$	[MeV/cm]
Poder de frenado másico	$\varepsilon^* = (1/\rho)(-dE_1/dx)$	$[MeVcm^2/g]$
Sección (atómica) de frenado	$S(E_1) = \varepsilon = (\frac{1}{n_2})(-\frac{dE_1}{dx})$	$[MeVcm^2]$
Sección electrónica de frenado	$(\frac{1}{n})(-\frac{dE_1}{dx})$	$[MeVcm^2]$

afectadas. Cuando esta diferencia es mayor que aproximadamente 1 keV, la longitud de onda emitida corresponde a los rayos X. Existe otra alternativa de desexcitación, que es el efecto Auger, en el que la energía disponible se trasmite a otro electrón de una capa de mayor energía, emitiéndose éste con energía cinética característica del elemento.

En un sólido hay un enorme número de átomos enlazados. Los electrones menos amarrados se asocian al sólido completo y no a átomos individuales. Por lo tanto, al aplicar el Principio de Exclusión de Pauli al sistema, los niveles de energía de los átomos individuales se desdoblan en un número tan grande de niveles que constituyen bandas de energía, es decir intervalos en que los electrones pueden tener esencialmente cualquier valor de energía permitida del electrón.

2.4.1. Interacción de Iones Positivos con la materia.

Se llamarán iones positivos a aquellos átomos que viajan a altas velocidades y que por alguna razón han perdido uno o más electrones; en consecuencia llevan una carga positiva. Tienen la estructura típica de un átomo (núcleo con sus electrones), sólo que los protones (hidrogeno ionizado), deuterones (deuterio ionizado) y las partículas α (igual al helio doblemente ionizado), u otros átomos totalmente ionizados pueden considerarse como puntos con cargas positivas y sin electrones. En la categoría de iones positivos caen también los productos de la fisión nuclear y de otras reacciones nucleares producidas artificialmente. Cada ión penetra en el material con una cierta velocidad y puede ir intercambiando electrones con el medio. Por ejemplo, un ión de helio de alta velocidad pasa por diferentes estados al irse frenando y recogiendo electrones en su trayectoria. El intercambio de electrones es más factible cuando la velocidad del ión es del orden de la velocidad de los electrones en el material. Se define el poder de frenado como la energía perdida por unidad de longitud recorrida; por lo tanto, tiene unidades de $[MeV/cm]$, u otras combinaciones de energía y longitud. Los principales conceptos se resumen en el Cuadro 2.1 [13].

El tiempo que tarda en frenarse un proyectil depende principalmente de la velocidad inicial. Un cálculo sencillo indica que un proyectil con la velocidad inicial de $0.1c$ tarda aproximadamente $10^{-17}s$ en cruzar un átomo. El tiempo total para frenarse es del orden de 10^{-13} a $10^{-14}s$.

El código TRIM (TRansport of Ions in Matter) consiste en una simulación que usa el método del Monte Carlo con pasos aleatorios de iones por el material. Permite una visualización de las trayectorias individuales de los iones y va registrando ciertas cantidades como los alcances proyectado y lateral, la ionización producida a lo largo de la trayectoria y el número de desplazamientos atómicos producidos. Al concluir la simulación se pueden tener las curvas de distribución de estas cantidades como función de la profundidad dentro del blanco.

Cuando un haz de iones positivos incide en un sólido cristalino, existe la posibilidad de que la dirección de los iones incidentes sea paralela a una dirección de bajos índices del cristal. Esto se puede incluso lograr a propósito si se orienta el cristal respecto del haz. Así las posiciones de los átomos no pueden ser consideradas como aleatorias y resulta muy probable que los iones encuentren espacios vacíos (canales) que se prolonguen por grandes distancias. La interacción con el material resulta mínima en estos casos, especialmente la nuclear, y los proyectiles alcanzan distancias mucho mayores que cuando el cristal no está alineado. El fenómeno se llama canalización (channeling) y ha resultado importante en el estudio de monocristales.

2.4.2. Potenciales Interatómicos.

Cuando los iones positivos chocan con materia tienen velocidades bajas, se supone que además de interactuar con los electrones individuales del material, interactúan con átomos completos. Por lo tanto, los blancos son átomos enteros colocados en la red cristalina del sólido, o colocados al azar si se trata de un sólido amorfo, un líquido o un gas. Cuando el material absorbedor es un gas, se asume que los átomos del blanco no interactúan entre sí, por su lejanía y por lo raro de las colisiones; sin embargo, en materia condensada no se debe olvidar que la configuración electrónica, especialmente de capas externas, puede ser afectada por la presencia de los vecinos.

A su vez el proyectil tiene fracción de ionización que depende de su velocidad. Para el caso que nos interesa de radiación ionizante, generalmente la velocidad del proyectil es tan grande que se desprecian los movimientos térmicos del material.

La colisión entre dos átomos involucra la interacción de núcleo-electrones del proyectil con núcleo-electrones del material. Dada la complejidad de una solución exacta, la descripción se simplifica si se supone un potencial central que simula íntegramente el proceso. Nótese que la misma existencia de un potencial es cuestionable, pues se exige que una función analítica sencilla simule un problema de muchos cuerpos. De entrada, no debe esperarse que haya un sólo potencial aplicable a todas las combinaciones posibles proyectil-material; sin embargo, muchas de las observaciones

experimentales sobre colisiones entre átomos han podido explicarse por este método. Se asume entonces un potencial central adiabático que describe el aumento de energía de un sistema al acercarse lentamente los dos átomos, sin cambiar éstos de estado.

El potencial que se seleccione, función de la distancia r entre núcleos, deberá tener las siguientes características:

- Cuando los dos átomos están muy alejados entre sí, el potencial debe anularse, pues en cada átomo neutro los electrones escudan la carga del núcleo respectivo. Ésta es una de las suposiciones básicas de la teoría cinética de los gases.

- Al reducir r, se comienzan a traslapar las distribuciones electrónicas de los dos átomos. Los electrones de uno de ellos son atraídos por el núcleo del otro y viceversa, constituyéndose en una fuerza neta de atracción. La atracción tiene su máximo valor a una distancia D, de unos cuantos ángstroms, correspondiente a la distancia interatómica de equilibrio en sólidos.

- Si se reduce r aún más, los respectivos núcleos comienzan a repelerse, pero con un potencial más débil que la simple repulsión Coulombiana, pues aún se encuentran entre ellos electrones que neutralizan la repulsión. Al disminuir r, predomina cada vez más la repulsión Coulombiana.

- Finalmente, para r sensiblemente menor que el radio de la primer órbita electrónica (capa K), la repulsión es puramente Coulombiana entre núcleos.

El potencial resultante tendrá el comportamiento mostrado en la Figura (2.4), en donde también se muestra el potencial Coulombiano. La profundidad del mínimo es típicamente de unos cuantos eV en sólidos. Las colisiones entre átomos que nos interesan suceden a energías mayores que unos $100eV$, así que la región $r < D$ es la importante.

Como antecedente para estimar el potencial interatómico, hay varios potenciales de un solo átomo, para una carga de prueba puntual e, que se han usado en diversos cálculos. Típicamente se emplea un potencial Coulombiano apantallado, es decir el potencial Ze^2/r multiplicado por una función de pantalla $\Phi(r)$ que simula la presencia de los electrones atómicos y que debe ser la unidad para $r = 0$:

$$V(r) = \frac{Ze^2}{r}\Phi(r) \tag{2.1}$$

Poniendo una expresión analítica para el potencial dado por $V(r)$ donde históricamente tenemos los potenciales de Coulomb, Bohr, Born -Mayer y actualmente con algunas modificaciones para mejorar la expresión agregando algunos factores. Si se quiere tener una mejor descripción de V(r) bajo una gama amplia de separación de iones tiene que ser hecha por procesos numéricos. La figura (2.5) compara

algunos de estos potenciales repulsivos que son usados y los ejemplos de la función analítica que describe al potencial está dada en el Cuadro 2.2. Es evidente que la concordancia de las curvas se extiende en un pequeño rango límite de separación. Estos no son potenciales definitivos, ni apropiados para todos los pares de iones y todas las energías, incluso una simple expresión obtenida empíricamente ajustando los parámetros es la definitiva, pues no puede tomar en cuenta todos los parámetros involucrados.

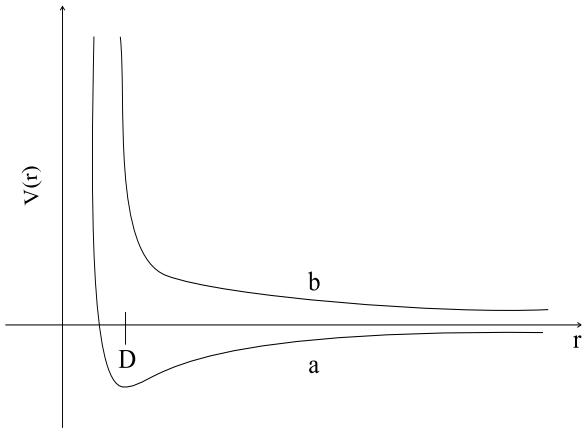

Figura 2.4: Forma de los potenciales (a) interatómicos y (b) Coulombiano repulsivo (1/r)

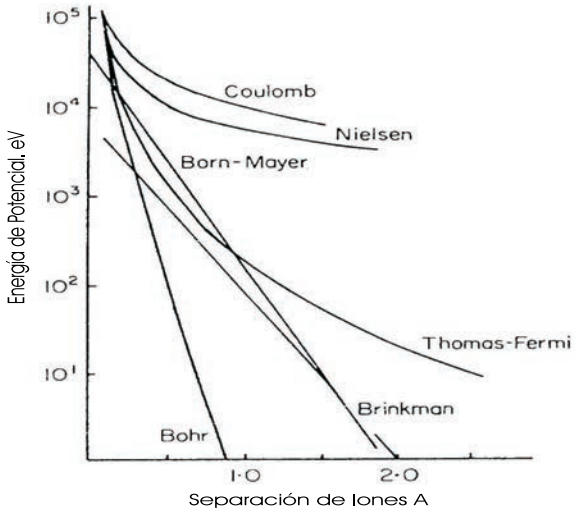

Figura 2.5: Comparación de varios potenciales interatómicos propuestos para átomos de cobre

Cuadro 2.2: Ejemplos de Potenciales Interatómicos

Nombre del potencial	Potencial	
Born- Mayer	$V(r) = Aexp(-\frac{r}{b})$	A, b constantes
Coulomb	$V(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r}$	
Neilson	$V(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2 a}{r^2} exp(-1)$	donde $a = \frac{a_0}{(Z_1 Z_2)^{\frac{1}{6}}}$ a_0 es la primera órbita de Bohr
Coulomb apantallado	$V(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} \exp(-\frac{r}{a})$	
Brinkman I	$V(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} exp(-\frac{r}{a})(\frac{1-r}{2a})$	$a \sim a_0 (Z_1 Z_2)^{-\frac{1}{6}}$
Brinkman II	$V(r) = \frac{A Z_1 Z_2 e^2 exp(-Br)}{1-exp(-Ar)}$	$A = \frac{0.95_{x10^{-6}}}{a_0}(Z_1 Z_2)^{\frac{7}{4}}$ $B = \frac{(Z_1 Z_2)^{\frac{1}{6}}}{1.5_{a_0}}$
Frisov y LSS	$V(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2 a}{r} \phi_{TF}(\frac{r}{a})$	$\phi_{TF}(\frac{r}{a})$ es la función de Thomas- Fermi

El método utilizado en el programa TRIM, fue calcular los potenciales de 522 pares de iones tomados al azar, considerando que el potencial de cada caso contiene: un potencial electroestático Coulombiana ente los núcleos V_{nn}; la interacción de cada núcleo con los electrones del otro átomo V_{en}, el potencial electroestático entre las dos distribuciones electrónicas V_{ee}; ambas calculadas usando distribuciones de carga de Hartree- Fock; un término que aumenta la energía cinética de los electrones V_k debido al Principio de exclusión de Pauli al traslaparse dos distribuciones y una corrección V_a debida a la disminución local de densidades electrónicas debida a la proximidad de otros electrones con los mismos números cuánticos:

$$V = V_{nn} + V_{en} + V_{ee} + V_k + V_a$$

Este tratamiento permite un ajuste con los valores experimentales del orden de 5 %

2.4.3. Esparcimiento durante las colisiones.

Colisión Nuclear

Consideramos a los iones de un tamaño finito descritos por la función potencial $V(r)$ sin limitar las colisiones donde la línea entre los dos centros de los iones es la dirección del movimiento. En cambio, fuera del eje la colisión puede ser descrita en términos de un parámetro de impacto p, cuando es la separación de las asíntotas de la hipérbola que describe la trayectoria del ión desde el centro de masa (Figura (2.6)). En cualquier instante la distancia entre el ión y el centro de masa (CM) es dado por:

$$r_1 = \frac{M_2 r}{M_1 + M_2} \quad ; \quad r_2 = \frac{M_1 r}{M_1 + M_2} \quad , \tag{2.2}$$

donde r es la distancia de separación.

La energía cinética inicial es $E = \frac{1}{2} M_1 u_1^2$ para el ión proyectil[1] y para el material al considerarse en reposo $u_2 = 0$. De esta forma la velocidad del proyectil después de la colisión con los parámetros de CM son:

$$v_2 = 2V_{CM} \sin\left(\frac{\Phi}{2}\right) = 2\frac{\mu u_1}{M_2 \sin(\frac{\Phi}{2})} \quad , \tag{2.3}$$

donde Φ es el ángulo en el sistema CM, μ es la masa reducida y V_{CM} es la velocidad del centro de masa respecto al sistema de laboratorio (inercial). La energía transferida al átomo del material es:

$$T = \frac{1}{2} M_2 v_2^2 = \frac{4M_1 M_2}{(M_2 + M_1)^2} E_1 \sin^2\left(\frac{\Phi}{2}\right) \quad . \tag{2.4}$$

[1]Por simplicidad solo lo llamaremos proyectil

De la ecuación (2.4) podemos ver que la máxima energía transferida (T_{max}) es cuando la colisión es de frente, es decir $\Phi = \pi$. Así reescribiéndola se obtiene:

$$T = T_{max} \sin^2\left(\frac{\Phi}{2}\right) \quad . \tag{2.5}$$

En la figura (2.6) se muestran las parámetros cinemáticos importantes, para la distancia b de máximo acercamiento esta dada por:

$$b = 2\frac{Z_1 Z_2 e^2}{\mu u_1^2} \quad ,$$

donde $Z_i e$ $(i = 1, 2)$ es la carga neta de los iones, b está relacionado con el parámetro de impacto p de la siguiente forma: $p = b\cos(\frac{\Phi}{2})$.

La relación entre T y p dependen del potencial de interacción $V(r)$. La parte nuclear de la sección de frenado es:

$$S_n(E_0) = \int_0^\infty T(E_0, p) 2\pi p dp \quad , \tag{2.6}$$

$$= 2\pi \frac{4M_1 M_2}{M_1 + M_2} \int_0^{p_{max}} \left(\sin\frac{\Phi}{2}\right)^2 p dp \quad ; \tag{2.7}$$

donde E_0 es la energía inicial del ión y Φ es el ángulo de deflección.

Sección de Frenado Nuclear.

El frenado nuclear es importante cuando la velocidad del proyectil es pequeña. Así la fracción de ionización es baja y la interacción se puede describir como una

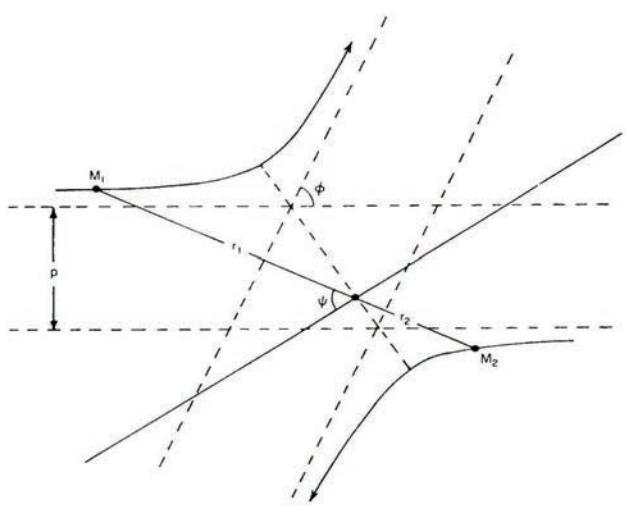

Figura 2.6: Esquema de colisión en coordenadas centro de masa

secuencia de colisiones entre pares de átomos usando algún potencial del Cuadro 2.2.

Las trayectorias de los proyectiles son ahora en forma de zig-zag, pues en cada colisión el ángulo de dispersión Φ puede ser grande debido a que las masas son comparables. El desplazamiento tanto longitudinal como transversal es grande para estos casos.

La energía transferida al material está dada por (2.5). Si T excede la energía de desplazamiento E_d del material absorbente, el átomo de la red puede ser desplazado de su posición en la red cristalina, dando lugar a la creación de defectos estructurales en el material.

La sección de frenado nuclear está dada por:

$$S_n(E_0) = \frac{1}{n_1}\Big(-\frac{dE_0}{dx}\Big)_n \quad . \tag{2.8}$$

Los valores del parámetro de impacto se asemejan a la ecuación (2.6), así que para resolver la integral para el caso de potenciales de Coulomb Apantallado[2], se utiliza el radio reducido ($x = \frac{r}{a}$), tomando para a la longitud de apantallado de Lindhard a_L o la universal a_U, las cuales se relacionan con el radio de Bohr a_0 de la siguiente forma:

$$a_L = \frac{0.885a_0}{(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{1/2}} \quad ,$$
$$a_U = \frac{0.885a_0}{(Z_1^{0.23} + Z_2^{0.23})} \quad .$$

Se define $b = \frac{p}{a}$ y la energía reducida queda como:

$$\varepsilon = \frac{E_{CM}}{\frac{Z_1 Z_2 e^2}{a}} \quad , \tag{2.9}$$

Reescribiendo la ecuación (2.6) con el esquema de energía reducida obtenemos:

$$\begin{aligned} S_n(E_0) &= \int_0^\infty T(\varepsilon, b) 2\pi a^2 d(b^2) = \\ &= \int_0^\infty T(\varepsilon, b) d\sigma \quad , \end{aligned} \tag{2.10}$$

donde $d\sigma$ es la diferencial de la sección transversal.

La sección de frenado reducida se define como:

$$S_n(E_0) = \frac{8.462 \times 10^{-15} Z_1 Z_2 M_1 S_n(\varepsilon)}{(M_1 + M_2)(Z_1^{0.23} + Z_2^{0.23})} \qquad [eVcm^2/\text{átomo}] \tag{2.11}$$

[2]Ver Cuadro 1

Al calcular la integral (2.10) con la definición de $S_n(\varepsilon)$, Ziegler, Biersack y Littmark obtuvieron el comportamiento de $S_n(\varepsilon)$ con ε, ajustando con las siguientes funciones analíticas:

$$S_n(\varepsilon) = \frac{\ln(1+1.1383\varepsilon)}{2(\varepsilon + 0.01321\varepsilon^{0.21226} + 0.19593\varepsilon^{0.5})} \quad para \quad \varepsilon \leq 30 \tag{2.12}$$

$$S_n(\varepsilon) = \frac{\ln(\varepsilon)}{2\varepsilon} \quad para \quad \varepsilon > 30 \quad . \tag{2.13}$$

La ecuación (2.12) corresponde a los proyectiles de baja energía y átomos pesados del material, mientras que (2.13) corresponde a proyectiles de alta energía y átomos ligeros.

Frenado de Electrones.

El frenado electrónico que se da en la interacción del proyectil con los electrones del material, produciendo la ionización y excitación atómica. Este frenado se caracteriza porque las trayectorias de los proyectiles son esencialmente rectas, debido a que los electrones de masa pequeña no alcanzan a desviar al proyectil sensiblemente. Además, por la diferencia de masa entre el ión y el electrón, la transferencia de energía en cada colisión es pequeña de modo que se requiere un gran número de colisiones para producir el frenado y éste se asemeja a una función continua.

En el caso de velocidades pequeñas (en el régimen de $E \leq 1MeV$ para He^+) el frenado de electrones se puede explicar con el trabajo hecho por Lindhard y Scharff (1961), donde el tratamiento que hacen del electrón es de un gas de electrones de densidad y distribución calculadas por el potencial TF y dada, el poder de frenado electrónico es proporcional a la velocidad del ión, siendo expresada como:

$$S_e(\varepsilon) = K_L \varepsilon^{1/2} \quad , \tag{2.14}$$

donde S_e es el poder de frenado electrónico correspondiente a la ecuación de sección de frenado nuclear (2.11).

Sin embargo los datos experimentales indican que el exponente de (2.14) puede ser diferente a 1/2. El poder del frenado electrónico puede decrecer en el régimen de altas velocidades, cuando la velocidad del ión excede la velocidad de la órbita. Esto es tratado por la Teoría de Bethe-Bloch, en la que se utilizan una expresión conveniente que relaciona el poder de frenado con la velocidad.

$$S_e(\varepsilon) = \frac{4\pi e^4 Z_1^2 Z_2}{m_e v^2} L(v) \quad , \tag{2.15}$$

en donde el número de frenado de Bethe es esencialmente expresado como:

$$L(v) = \ln\left(\frac{2m_e v^2}{I}\right) - \ln\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right) - \frac{v^2}{c^2} - \frac{c}{Z_2} - \frac{\delta}{2} \quad , \tag{2.16}$$

donde I es el potencial de excitación promedio designado, c/Z_2 la corrección de la superficie y δ es una corrección de la densidad ultra-relativista que puede ser despreciado. La energía promedio de ionización se define como:

$$\ln I = \sum f_n \ln E_n \tag{2.17}$$

el índice n se refiere a todas las transiciones posibles para excitar al electrón en cada una de las energías E_n y f_n es la intensidad de oscilación del dipolo. El cálculo de I es usualmente basado en un modelo estadístico de los átomos de la red.

Capítulo 3

Análisis de guías de Onda

Un guía de onda se caracteriza por ser una región donde los índices de refracción que la rodean son más bajos. El confinamiento de la luz, así como la distribución espacial de energía óptica dentro de la capa guiada depende del perfil del índice de refracción. Hay varias técnicas convencionales para fabricar la guía de onda, entre las cuales están el crecimiento epitaxial, difusión de metal e intercambio iónico, las cuales aumentan el índice de refracción de la capa de la superficie en unas micras (ver Figura 3.1); la capa de índice alto se rodea por índices menores como es la del aire y la del sustrato[1] para formar así una guía de onda óptica. La implantación de iones pesados modifica las propiedades ópticas de una superficie en aislantes tal es el caso de cristales. Cuando se utilizan iones ligeros en cristales, el índice de refracción de la superficie en lugar de subir éste disminuye construyendo así una barrera óptica al final del daño debido a la deposición de iones en la red. Así la capa de la superficie se rodea por el aire, cuyo índice es más bajo y por el otro lado se rodea de una barrera óptica de índice reducido como se muestra en la Figura (3.1c).

Durante la implantación iónica pueden producirse defectos puntuales en la superficie, debido a la ionización y la excitación provocada por los iones cuando viajan en el material. Estos defectos "simples"pueden cambiar las propiedades del material induciendo también pérdidas de absorción y esparcimiento.

La implantación iónica tiene algunas ventajas respecto a otros métodos, esto debido a que es una técnica utilizada para la formación de guías de onda en la mayoría de los materiales ópticos. Su elaboración es reproducible y controlable respecto a otras técnicas, se realiza a temperatura ambiente o baja, se puede escoger todos los elementos ferromagnéticos para utilizarlos como iones en la implantación debido a que tienen una fase estable.

[1] Al resto del material que no fue dañado se le conoce como sustrato.

3.1. Modelo Teórico de Guía de Onda

Para analizar el material utilizaremos un bloque (*slab*) que es la forma más simple para el estudio de la guía de onda óptica, ésta se forma por la combinación de tres diferentes índices de refracción, usualmente los índices son los del aire n_0, guía de onda n_1 y sustrato n_2, en forma de sandwich (Figura (3.2)) Para confinar el campo electromagnético es necesario que el medio central tenga un índice de refracción mayor que los otros dos medios ($n_1 > n_0, n_2$). Dentro de la estructura de la guía de onda, por el efecto de interferencia, el confinamiento de la luz sólo puede ocurrir para ciertos ángulos, llamados *Modos Angulares* ($\theta_m, m = 0, 1, 2, ...$), el menor de ellos es paralelo al eje de la guía de onda, el mayor hace un zig- zag no excediendo el ángulo crítico (de corte). La velocidad en un modo en particular a lo largo de la guía puede darse por el índice del modo efectivo n_m cuando depende del modo ángular $n_m = n_1 \sin\theta_m$. El número y el espaciamiento de estos modos dependen del ancho y del índice de refracción del perfil.

De acuerdo con la teoría de interferencia para que un modo angular sea permitido, la longitud de camino óptico total debe ser múltiplo de λ. Esto induce el cambio de fase de reflexión de las dos interfases ($2\varphi_{10}$ y $2\varphi_{12}$) dadas por las ecuaciones de Fresnel, llegando así a la ecuación sincrónica:

$$2k_z d + 2\varphi_{10} + 2\varphi_{12} = 2m\pi \quad , \tag{3.1}$$

donde $k_z = k(n_1^2 - n_m^2)^{1/2}$ es el vector de onda, d es el ancho de la guía y m es el orden del modo ($m = 0, 1, 2, ...$). Este es resuelto principalmente dando los valores permitidos de n_m para un perfil dado de la sección de la guía (n_0, n_1, n_2, d) y el vector de onda (k).

Otra forma de hacer el análisis es por Mecánica Cuántica con un tratamiento

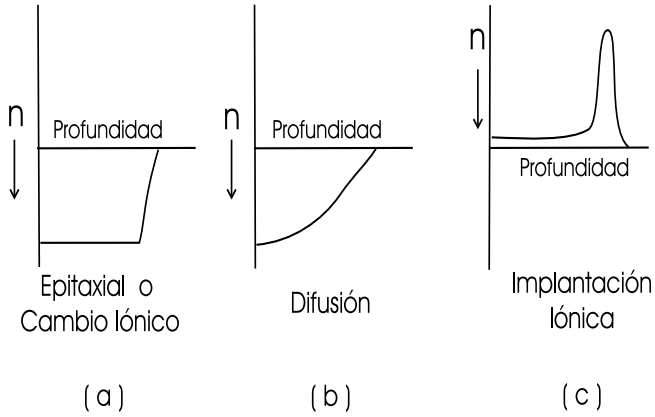

Figura 3.1: Perfil del índice de refracción de la guía de onda fabricada por diferentes métodos.

análogo a un pozo de potencial, utilizando el hecho de que la onda de luz en una guía de onda tiene propiedades similares a las de un electrón atrapado en un pozo de potencial. Este modelo es útil porque puede ser desarrollado usando aproximaciones de mecánica cuántica tales como la teoría de perturbaciones y el método WKB (Wentzel-Kramers-Brillouin), en una solución para guías de onda donde el índice es graduado el cual es el caso para una aproximación más real.

3.2. Ecuación de Onda

Se analizará la onda en una sección de guía de onda como se muestra en la figura (3.2), cuando se propaga en medios dieléctricos homogéneos y con pocas pérdidas. Tomando el factor permitividad y permeabilidad del dieléctrico en la guía de onda óptica, como $\varepsilon = \varepsilon_0 n^2$ donde n es el índice de refracción y $\mu = \mu_0$ las ecuaciones de Maxwell quedan:

$$\nabla \times \tilde{\mathbf{E}} = -\mu_0 \frac{\partial \tilde{\mathbf{H}}}{\partial t} \quad , \tag{3.2}$$

$$\nabla \times \tilde{\mathbf{H}} = \varepsilon_0 n^2 \frac{\partial \tilde{\mathbf{E}}}{\partial t} \quad . \tag{3.3}$$

Nos interesa la propagación de ondas planas de tal forma que los campos son descritos como:

$$\tilde{\mathbf{E}} = \mathbf{E}(x, y) e^{i(\omega t - \beta z)} \quad , \tag{3.4}$$

$$\tilde{\mathbf{H}} = \mathbf{H}(x, y) e^{i(\omega t - \beta z)} \quad . \tag{3.5}$$

Sustituyendo (3.4) y (3.5) en las ecuaciones (3.2) y (3.3) obtenemos las siguientes ecuaciones de las componentes del campo electromagnético.

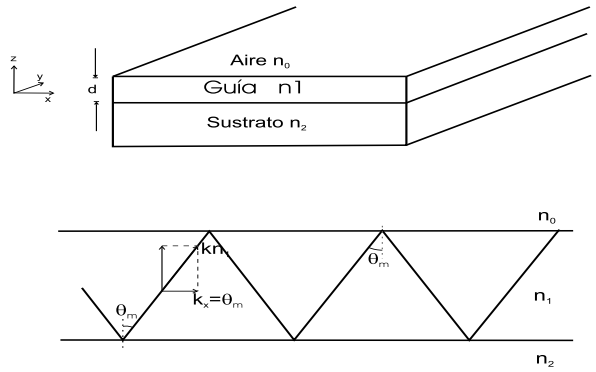

Figura 3.2: Estructura de la guía de onda

$$\begin{aligned}
\frac{\partial E_z}{\partial y} + i\beta E_y &= -i\omega\mu_0 H_x \quad , \\
-i\beta E_x - \frac{\partial E_z}{\partial x} &= -i\omega\mu_0 H_y \quad , \\
\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} &= -i\omega\mu_0 H_z \quad .
\end{aligned} \tag{3.6}$$

$$\begin{aligned}
\frac{\partial H_z}{\partial y} + i\beta H_y &= i\omega\varepsilon_0 n^2 E_x \quad , \\
-i\beta H_x - \frac{\partial H_z}{\partial x} &= i\omega\varepsilon_0 n^2 E_y \quad , \\
\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} &= i\omega\varepsilon_0 n^2 E_z \quad .
\end{aligned} \tag{3.7}$$

Observando la Figura (3.2) los campos **E** y **H** no tienen dependencia en y; así:

$$\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial y} = 0 \quad , \quad \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial y} = 0 \quad .$$

Utilizando las relaciones anteriores en (3.6) y (3.7), obtenemos:

$$i\beta E_y = -i\mu_0\omega H_x \quad , \tag{3.8}$$

$$i\beta E_x - \frac{\partial E_z}{\partial x} = -i\mu_0\omega H_y \quad , \tag{3.9}$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} = -i\omega\mu_0 H_z \quad , \tag{3.10}$$

$$E_x = E_z = H_y = 0 \quad . \tag{3.11}$$

y

$$i\beta H_y = -i\omega\varepsilon_0 n^2 E_x \quad , \tag{3.12}$$

$$i\beta H_x - \frac{\partial H_z}{\partial x} = i\omega\varepsilon_0 n^2 E_y \quad , \tag{3.13}$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial x} = i\omega\varepsilon_0 n^2 E_z \quad , \tag{3.14}$$

$$E_y = H_z = H_x = 0 \quad . \tag{3.15}$$

Derivando parcialmente (3.10) con respecto a x y sustituyendo en (3.13) se obtiene:

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} = \mu_0\omega(\omega\varepsilon_0 n^2 E_y - \beta H_x) \quad . \tag{3.16}$$

Sustituyendo de (3.8) H_x se encuentra la ecuación de onda:

$$\frac{d^2E_y}{dx^2} + (\kappa^2 n^2 - \beta^2)E_y = 0 \quad , \tag{3.17}$$

donde $\kappa = \mu_0\varepsilon_0\omega^2$.

Las componentes E_y y H_z deben ser continuas en las fronteras de la ecuación (3.11) la componente a lo largo del eje z del campo eléctrico es cero. Desde ahí se encuentra que el plano del campo eléctrico es perpendicular al eje z, esta distribución del campo es llamada MODO TRANSVERSAL ELÉCTRICO **TE**.

De forma similar encontramos que:

$$\frac{d}{dx}\left(\frac{1}{n^2}\frac{dH_y}{dx}\right) + \left(\kappa^2 - \frac{\beta^2}{n^2}\right)H_y = 0 \quad . \tag{3.18}$$

Como se muestra en (3.15) la componente del campo magnético a lo largo del eje z es cero. Así se encuentra que el plano del campo magnético es perpendicular al eje z, a esta distribución del campo se conoce como MODO TRANSVERSAL MAGNÉTICO **TM**.

3.3. Aproximación con Ecuaciones de Maxwell.

En forma experimental las características de la guía de onda pueden describirse con el índice de refracción dado por:

$$n^2(x,y) = \epsilon(x,y) \qquad , \tag{3.19}$$

Esta ecuación determina la distribución espacial del campo eléctrico en el plano YZ, con una oscilación dentro de la guía y un decremento exponencial fuera de la misma, ya que la distribución depende del modo seleccionado, tenemos:

$$\begin{aligned} \overline{E}(x,y,z) &= \overline{E}(y,z)exp^{i\beta z} \qquad , \\ \overline{H}(x,y,z) &= \overline{E}(y,z)exp^{i\beta z} \qquad , \end{aligned} \tag{3.20}$$

donde β depende del perfil del índice de refracción de la guía de onda.

En el caso de guías de ondas planas, considerando que la luz está confinada en la dirección z tenemos que el índice de refracción y los campos modales son función de z. De esta forma existen dos posibles modos, dependiendo de la polarización, el Modo Transversal Eléctrico **TE**, el cual ocurre cuando las envolventes del campo son: E_y, H_x y H_z, donde $E_x = 0$ y el otro cuando las envolventes son: H_y, E_x y E_z, donde $H_z = 0$ llamado Modo Transversal Magnético **TM**. Aplicando la ecuación de onda para **TE** se obtiene la ecuación (3.17)y para **TM** la ecuación (3.18).

Para modos en la guía se necesita que la luz esté confinada en la parte central. Esto implica que para satisfacer la ecuación (3.17) la solución es oscilatoria en esta

región y evanescente en las regiones fuera de la guía. La solución de la componente del campo eléctrico (E_y) en las diferentes regiones son descritas por:

$$\begin{aligned} E_{y0} &= Ae^{-\delta z} && \text{(Aire)} && , \\ E_{y1} &= A\cos(\epsilon z) + B\sin(\epsilon z) && \text{(Guía)} && , \\ E_{y2} &= (A\cos\epsilon d - B\sin\epsilon d)e^{\gamma(z+d)} && \text{(Sustrato)} && ; \end{aligned} \tag{3.21}$$

donde:

$$\begin{aligned} \delta &= \sqrt{\beta^2 - k^2 n_0^2} && , \\ \epsilon &= \sqrt{k^2 n_1^2 - \beta^2} && , \\ \gamma &= \sqrt{\beta^2 - k^2 n_2^2} && . \end{aligned} \tag{3.22}$$

Podemos notar que la condición a la frontera para **TE** $E_{y0} = E_{y1}$ para $z = 0$ y $E_{y1} = E_{y2}$ para $z = -d$ las cuales deben ser tomadas en cuenta en la solución de la ecuación de onda.

Modos TE

Para la ecuación (3.17) se ve que la dirección de propagación del campo eléctrico es el eje z, la energía de viaje está confinada en la guía de onda, pero se tiene una decadencia exponencial como una onda evanescente en ambos lados de la región. Las constantes A y B en la ecuación (3.21) se pueden determinar con las otras condiciones a la frontera de las dos interfases (es decir, para el campo tangencial magnético H_z o en el caso de **TE** la derivación de E_y) llegando a:

$$\begin{aligned} \delta A + \epsilon B &= 0 && , \\ (\epsilon\sin\epsilon d - \gamma\cos\epsilon d)A + (\epsilon\cos\epsilon d + \gamma\sin\epsilon d)B &= 0 && . \end{aligned} \tag{3.23}$$

Eliminando las constantes A y B con (3.21) y (3.23) tenemos:

$$\tan\epsilon d = \frac{\epsilon(\gamma + \delta)}{(\epsilon^2 - \gamma\delta)} \quad . \tag{3.24}$$

(3.24) es la ecuación de eigen valores (modos), dados los eigen valores permitidos (β_m) o el índice de modos (ángulo θ_m) para la propagación **TE** de la luz en la guía de onda. Utilizando la definición de ϵ, γ y δ de la ecuación (3.22) podemos escribir la ecuación de eigen valores como:

$$k_z d = m\pi + \tan^{-1}\left[\frac{n_m^2 - n_0^2}{n_1^2 - n_m^2}\right]^{\frac{1}{2}} + \tan^{-1}\left[\frac{n_m^2 - n_2^2}{n_1^2 - n_m^2}\right]^{\frac{1}{2}} \quad , \tag{3.25}$$

donde k_z es la componente en el eje z del vector de propagación y $n_m = \beta/k = \sin\theta$ es el índice modal. La ecuación (3.25) se puede resolver por métodos numéricos. La solución es multivaluada, cada valor del índice de refracción "efectivo" n_m representa un modo de la guía de onda. El número posible de modos depende del ancho y del índice de refracción de la guía de onda, así también de la longitud de onda de la luz. Diferentes modos en la guía de onda son identificados por el orden del modo $m = 0, 1, 2, ...$ La distribución de $m = 0, 1, 2, \ldots$, tiene modos $0, 1, 2, 3, \ldots$, máximos respectivamente, un ancho de guía transversal se muestra en la Figura (3.3)

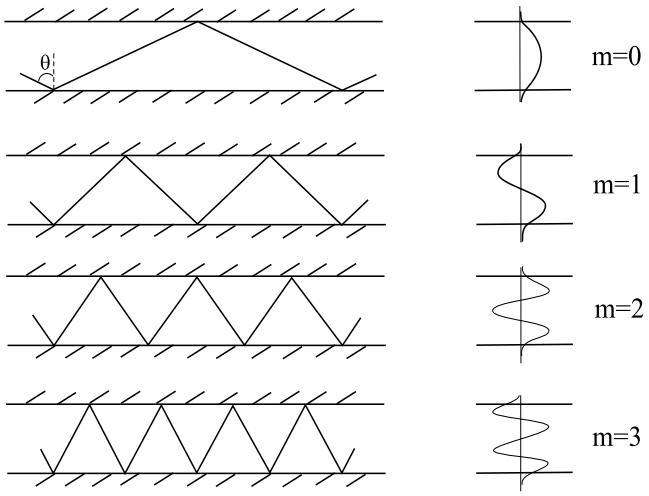

Figura 3.3: Diferentes modos de la guía de onda identificados, el orden del modo está dado por $m = 0, 1, 2...$, el modo $m = 0$ es el que tiene el ángulo más grande.

Modos TM

El cálculo de los modos **TM** es similar al cálculo de los modos **TE**, pero ahora se aplican las condiciones a la frontera para el campo magnético. En este caso la ecuación de eigen valores de modos puede ser escrita como:

$$k_z d = m\pi + \tan^{-1}\left[\frac{n_1^2}{n_0^2}\right]\left[\frac{n_m^2 - n_0^2}{n_1^2 - n_m^2}\right]^{\frac{1}{2}} + \tan^{-1}\left[\frac{n_1^2}{n_2^2}\right]\left[\frac{n_m^2 - n_2^2}{n_1^2 - n_m^2}\right]^{\frac{1}{2}} \quad . \tag{3.26}$$

Es importante la solución para estas ecuaciones pues constituyen un juego de eigen valores discretos que satisfacen la condición de $kn_2 < \beta < kn_1$. La solución

completa tiene una solución continua en los rangos $kn_0 < \beta < kn_2$ y $0 < \beta < kn_0$. Esta solución continua indica otros tipos de modo existentes en el sistema de la guía de onda, llamados "modos de sustrato" y "modos de aire" respectivamente (ver Figura (3.4)). Los "modos de sustrato"sólo viajan en las regiones de la guía y sustrato; mientras que los "modos de aire"viajan en los tres medios aire, guía y sustrato.

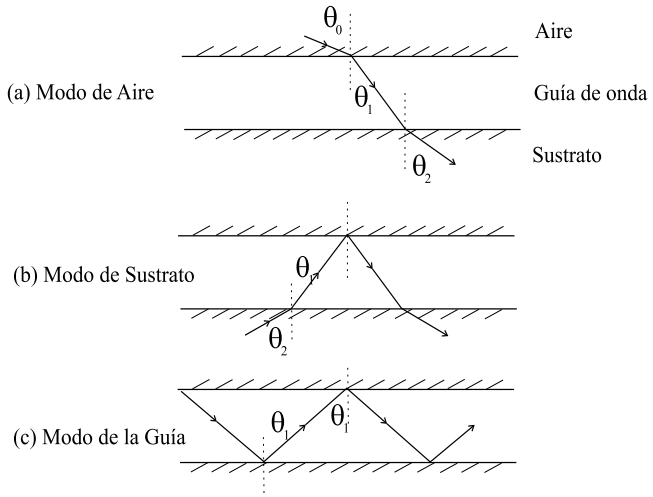

Figura 3.4: Representación de tres tipos de modos: (a) el modo formado cuando se viaja a través de los tres medios aire, guía y sustrato, conocido como "modos de aire"; (b) El modo que sólo viaja en la guía y sustrato "modos de sustratoz (c) "modo de guía"es el que viaja sólo en la región de la guía de onda.

3.3.1. Analogía con Mecánica Cuántica

Una alternativa del modelo para la guía de onda es considerar a la luz como una onda haciendo una analogía con la de un electrón atrapado en un pozo de potencial. Esta analogía permite una aplicación directa de técnicas de aproximación de mecánica cuántica, como el método WKB (Wentzel-Kramers-Brillouin) y de perturbación, para el cálculo de índices de modos (Hocker, 1975; White,1976; Lama and Chandler,1988). Esta técnica es especialmente usada para guías de onda con índices graduados donde la solución directa no es posible. La ecuación de Schrödinger para un electrón con energía E atrapado en un pozo de potencial (Figura (3.5)) es :

$$\frac{\partial^2 \varphi_j}{\partial z^2} + \frac{2m}{\hbar^2}(E - V_j)\varphi_j = 0 \qquad j = 0, 1, 2... \quad , \tag{3.27}$$

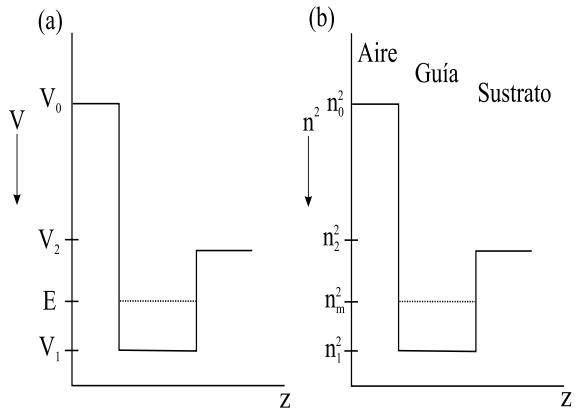

Figura 3.5: Analogía entre guías de onda planas y un pozo de potencial. (a) Pozo caracterizado por sus niveles de energía, (b) guía de onda plana caracterizada por sus modos de índice de refracción

donde $V_1 > V_2 > V_0$. En el caso de una guía de onda, la ecuación para un índice de refracción uniforme en una sección de guía es:

$$\frac{\partial^2 \varphi_j}{\partial z^2} + k(-n_m^2 + -n_j^2)\varphi_j = 0 \qquad j = 0, 1, 2... \quad . \tag{3.28}$$

Si asociamos de la siguiente manera:

$$\frac{2mE}{\hbar^2} \rightarrow -k^2 n_m^2 \qquad , \tag{3.29}$$

$$\frac{2mV_j}{\hbar^2} \rightarrow -k^2 n_j^2 \qquad , \tag{3.30}$$

la ecuación puede ser identificada. Así este modelo compara a un electrón en un pozo de potencial con los modos de guía de onda en una guía. Entonces podemos representar una guía de onda uniforme por un pozo de potencial como se muestra en la Figura (3.5). Del diagrama se observa que los niveles de energía permitidos E_m de un electrón corresponden a los valores de modos de la guía de onda permitidos n_m^2.

3.4. Acoplamiento de la Guía de Onda

En la caracterización de guías de ondas ópticas es muy importante la eficiencia de acoplamiento de la luz en varios modos de propagación para aplicaciones y para obtener el perfil del índice de refracción. Hay tres métodos de acoplamiento en general: acoplamiento de fibra, acoplamiento de canto y acoplamiento de prisma.

El acoplamiento de fibra se usa en aplicaciones donde la luz tiene que ser acoplada dentro y fuera de la guía de onda, mientras que el acoplamiento de canto y el acoplamiento de prisma se usan para las mediciones experimentales.

3.4.1. Acoplamiento de Canto

El experimento de acoplamiento de canto se ha diseñado para observar los perfiles del campo de los modos guiados como una indicación del confinamiento modal. El experimento requiere un pulido a la entrada y salida del cristal. El acoplamiento de la luz a la guía puede lograrse a través del canto para un solo modo confinado en la guía de onda usando un objetivo de microscopio de 40×, o acoplamiento de prisma que es útil para seleccionar un solo modo en una guía multimodal, para ambos casos se usa un objetivo de microscopio a la salida de 40× o 20×. Puede verse el modelo del campo de los modos en una pantalla o una cámara de TV .

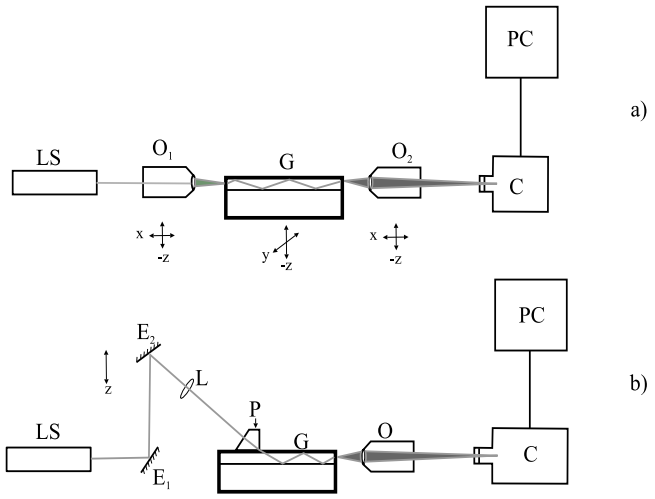

Figura 3.6: Arreglo experimental, a) Acoplamiento de canto en la entrada y salida. b) Acoplamiento de prisma en la entrada y de canto a la salida. LS-láser; O, O_1,O_2-objetivos de microscopio; L-lente; G- guía de Onda; E_1,E_2- Espejo; P-prisma; C-cámara.

El arreglo experimental del acoplamiento de canto de entrada y de salida se muestra en la figura (3.6 (a)). Inicialmente se tiene una pantalla para ver la imagen, la cual se sustituirá por el espectrómetro. Los objetivos de microscopio tienen movimiento en la dirección x y z para enfocar en los cantos de la muestra. La muestra está montada horizontalmente en un mesa ajustable con movimientos en y y z que ayudan a ver diferentes partes de la guía. En la figura (3.7) se observan un juego de franjas horizontales como aparece en la pantalla, en la primera se observan las franjas de interferencia causada por dos fuentes de luz, una del láser al primer

objetivo de microscopio y la otra causada por reflexión de la superficie de la muestra (interferencia de superficie), el segundo juego de franjas es causado por la interferencia del haz que sale del primer objetivo de microscopio y la reflexión causada por el sustrato, mientras que en la última se encuentra la franja obtenida al enfocar correctamente la guía, es decir, el haz láser que sale del objetivo de microscopio y entra totalmente a la guía de onda, esta línea es más intensa que las obtenidas en el patrón de interferencia al enfocar superficie o sustrato. Una vez obtenida la línea de la guía de onda la pantalla se reemplaza por una cámara de TV sin una lente, la luz choca directamente con el sensor. Pueden desplegarse los patrones del campo magnificados del modo en una pantalla de video. Una computadora analiza la distribución de intensidad del campo y obtiene el perfil de índice de refracción que mejor se ajusta, también con este montaje se puede analizar el espectro de emisión de la guía.

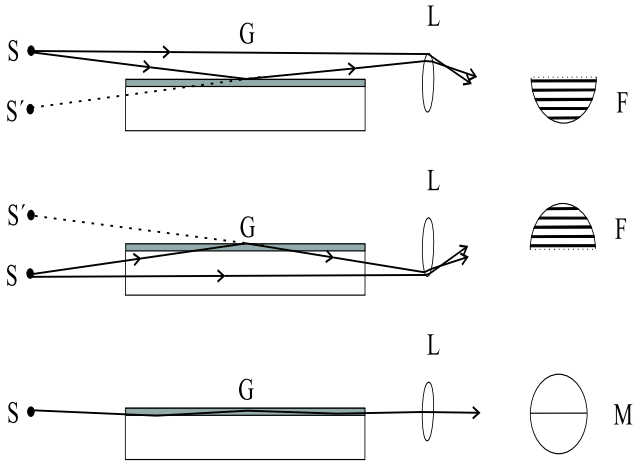

Figura 3.7: Ilustración de las franjas obtenidas en el acoplamiento de canto. S-fuente; L-lente; G- guía de onda; F- franjas de interferencia; M-modo de la guía.

El montaje experimental de acoplamiento con prisma a la entrada se muestra en la figura (3.6(b)). Se ponen dos espejos entre el láser y la muestra en lugar del primer objetivo de microscopio. El láser emite hacia el espejo puesto a 45° respecto a la horizontal reflejando el haz hacia el espejo que se encuentra en la parte superior con movimiento en altura y ángulo. Una lente se pone entre el espejo y el prisma a la distancia focal de la lente con lo que se asegura que el haz siempre incida a través de la lente sobre la misma posición del prisma donde se encuentra el punto de contacto. El resto del arreglo es como se explicó en la primera parte (acoplamiento de canto).

3.4.2. Acoplamiento de prisma

El uso del prisma para la obtención de modos en guías de ondas planas se estudió por primera vez por Tien et al (1969; 1970) y Harris et al (1970). Esta técnica se ha usado para analizar los perfiles de índice de refracción. Un prisma cuyo índice de refracción es superior al de la guía de onda se presiona contra la muestra, dejando un espacio de aire pequeño entre la base del prisma y la superficie superior de la guía de onda. El hueco de aire es del orden de 0.1 micras que es aproximadamente un cuarto de la longitud de onda de luz visible. Una haz láser entra en el prisma y es totalmente reflejado en su base. Los campos evanescentes producidos por la reflexión total en el hueco de aire se acoplan del prisma hacia la guía de onda. Es una forma de tunel óptico como sucede en el acoplamiento al tunelar los electrones a través de una barrera.

El espectro de modos que es producido por esta técnica consiste en las posiciones angulares de los modos de la guía. Estas posiciones angulares pueden usarse para calcular las velocidades de onda de todos los modos guiados y por lo tanto del índice de refracción y espesor de la guía. Para guías de onda con índices de refracción graduados este arreglo experimental es muy usado, así como también en la medición de pérdidas.

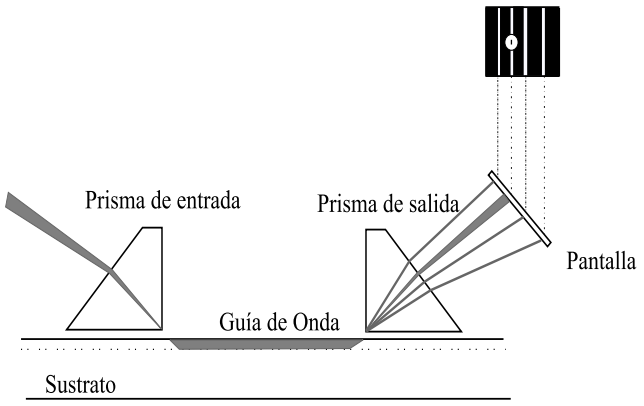

Figura 3.8: Arreglo experimental usado para observar el espectro de modos brillantes.

La figura (3.8) nos muestra el arreglo experimental usado para observar el espectro de líneas de modos brillantes. Se utilizan dos prismas acopladores separados una distancia d para acoplar el haz láser en la entrada y salida de la guía. Una pantalla se coloca del lado derecho para mostrar la luz que sale del prisma de salida. Parte de la luz es esparcida al propagarse entre los prismas. Este esparcimiento produce una serie de manchas brillantes con un decremento gradual en la intensidad, donde la más brillante representa el modo acoplado y una serie de líneas brillantes paralelas;

así todas estas líneas constituyen el espectro de modos brillantes.

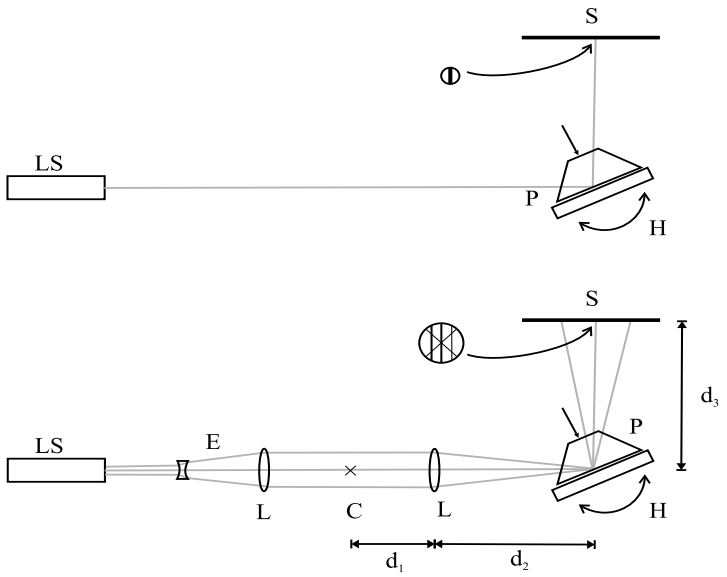

Figura 3.9: Arreglo para determinar los índices modales mediante el método de modos oscuros. LS-Láser; E- expansor; C-cruzeta; L-lente; H- porta muestras; S-pantalla.

Un arreglo alternativo para observar el espectro de modos se llama de "modos oscuros". En este método sólo se necesita un prisma (ver figura (3.9)) (el Tien et al., 1969,1972). Una haz de láser se extiende y entonces se enfoca por una lente convergiendo. Esta luz atraviesa el prisma y la guía. Lo observado en la pantalla es un círculo de fondo luminoso grande cruzado por varias líneas oscuras. El tamaño del círculo es inversamente proporcional a la distancia focal de la lente. Debido al uso de un expansor de haz, la luz láser es un cono de luz que abarca varios ángulos del modo. La condición de sincronía está por consiguiente satisfecha para varios modos al mismo tiempo y así la luz viaja dentro de la guía de onda en cada uno de estos modos. El acoplamiento en la salida es el resultado de la falta de luz reflejada en la base del prisma, por consiguiente el espectro de modos oscuros se observa en la pantalla. Se puede notar que las líneas oscuras se ensanchan gradualmente para un número de modo superior. Estas líneas extras no guiadas pueden ser el resultado de interferencia óptica entre las reflexiones múltiples que ocurren en las interfases de la guía de onda. La medición de estas líneas oscuras extras ha sido útil para el análisis del perfil de las guías de onda (Chandier & Lama, 1988).

3.4.3. Determinación del perfil del índice

En la secciones anteriores se trataron los métodos para calcular los modos de un perfil dado de guía de onda. En el análisis experimental de guías de onda, el cálculo inverso es necesario para deducir el perfil de índice dados algunos modos experimentales. En general, el espectro de modos tiene un espaciado complejo, el método normalmente consiste en proponer la forma del perfil de índice descrita por varios parámetros y calculando la curva modal en forma teórica de este perfil propuesto. La forma del perfil es ajustado usando una rutina de optimización de parámetros (mínimos cuadrados) hasta que los modos teóricos coincidan con los experimentales. Una aproximación no rigurosa es el método WKB que se explicará en esta sección. En este análisis se asume que cualquier modo particular sólo puede ser afectado por el perfil debajo de él y no por un perfil superior.

3.4.4. Aproximación de WKB

Uno de los métodos para resolver la ecuación de onda es el método llamado WKB (Gordon, 1966), debido a sus autores Wentzel, Kramers y Brillouin que desarrollaron un método para resolver la ecuación de Schrödinger independiente del tiempo. Aquí, las ondas de luz son consideradas como si fueran análogas a electrones atrapados en un pozo de potencial. Este método puede adaptarse para calcular los índices modales de guías de ondas planas que en general tienen una distribución de índice no uniforme. En este caso el índice de refracción varía a lo largo del eje z, y de acuerdo con la aproximación WKB, la ecuación de eigen valores de modos (la Ecuación (3.1)) puede rescribirse como la integral de fase como sigue:

$$\int_0^{z_t} k_z(z)dz + \phi_{10} + \phi_{12} = m\pi \qquad m = 0, 1, 2... \quad , \tag{3.31}$$

donde, el vector de onda (Figura (3.5)) puede escribirse como:

$$k_z^2(z) = k^2 n_1^2(z) - k_x^2 \quad , \tag{3.32}$$

donde $k_z^2 = \beta = kn_1(z)\sin\theta_m(z)$ los límites de la integral son los puntos clásicos (en que la onda estacionaria se vuelve una onda evanescente) de la función de la onda en el pozo de potencial. El punto z_t satisface la condición $n_m = n_1(z_t)$. Para aplicar la ecuación (3.31) el mayor problema de la integral es determinar el cambio de fase en la guía de onda. Comparando el índice de la guía de onda más densa ($n_1(x) \sim 2$) con el del aire ($n_0 \sim 1$), la proporción del índice es aproximadamente 2:1, así la aproximación $2\phi_{10} \sim \pi$ se toma para propósitos prácticos. Otra aproximación lineal puede hacerse para cuando ϕ_{12} es:

$$tan\phi_{12} = lim[\frac{n_m^2 - n_2^2}{n_1^2 - n_m^2}]^{\frac{1}{2}} \to 1 \quad (\text{como} \quad n_1 \to n_m \quad y \quad n_2 \to n_m) \qquad , \tag{3.33}$$

como ϕ_{12} es el cambio de fase que ocurre en el punto de reflexión, entonces $\phi_{12} = \pi/4$.

Conociendo ϕ_{10} , ϕ_{12} y la forma de la distribución del índice en la dirección z, puede solucionarse la ecuación.

3.4.5. Método del cálculo de la Reflectividad.

El método del cálculo de la reflectividad (RCM) fue desarrollado por Chandler y Lama (1986), utilizando el fenómeno de "modos oscuros", el cual es el efecto de interferencia producido por la reflexión de la luz en un punto en la interfase de acoplamiento del prisma (Figura (3.10)). Si la resonancia ocurre a cierto ángulo de acoplamiento, la luz será más absorbida, esparcida y tunelada que en la no resonancia y menos luz se reflejará en la pantalla produciendo una línea oscura. De esta manera, los ángulos de resonancia pueden determinarse apartir de mínimos de reflectividad calculado en función del ángulo incidente.

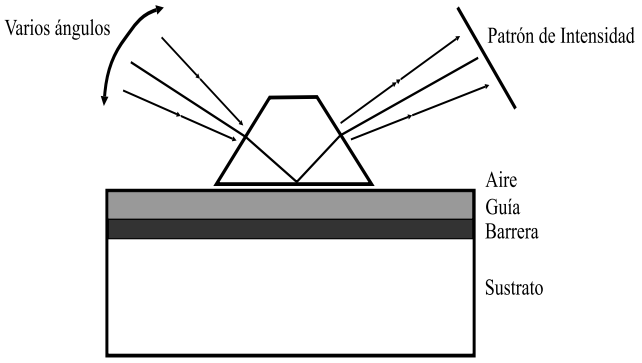

Figura 3.10: Montaje experimental para la observación del patrón de intensidad de las líneas de "modos obscuros".

La Figura (3.11) muestra el modelo del perfil de índice de refracción de una típica guía de onda de barrera. La componente transversal de la luz (k_z) es considerado incidente en el sistema en la dirección de z positiva desde el prisma (en el hueco de aire) hacia la guía, entonces penetra parcialmente a través de la barrera en el sustrato. Debido a las reflexiones parciales en todos los límites hay también una onda viajando en dirección z negativa, para representar a las dos ondas matemáticamente se expresan como $\exp i(\pm k_z z - \omega t)$ donde k_z es el componente en dirección z del vector de onda en el medio. La componente espacial de la función de onda puede escribirse entonces como:

$$E(x) = A\exp(ik_z z) + B\exp(-ik_z z) \qquad , \tag{3.34}$$

donde A y B son las amplitudes complejas de las dos ondas viajeras opuestas en cualquier región, k_z es real si representa las oscilaciones de onda o imaginaria si

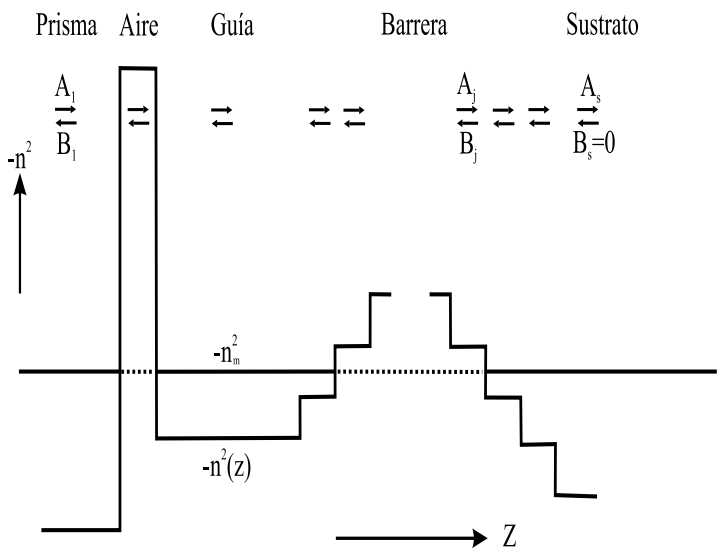

Figura 3.11: Componentes de una onda viajera en el modelo de un sistema de guía de onda sin límites. El perfil es representado por varios pasos.

representa la onda evanescente. Con lo anterior podemos dividir (3.34) en su parte real y su parte imaginaria:

$$E(z) = A' \cos(k_z z) + B' \sin(k_z z) \qquad \text{(real)} \quad , \tag{3.35}$$

$$E(z) = A \exp(-k'_z z) + B' \exp(k'_z z) \qquad \text{(imaginaria)} \quad , \tag{3.36}$$

donde $k_z = rk[n^2(z) - n_m^2]^{\frac{1}{2}}$ y $k'_z = k[n_m^2 - n^2(z)]^{\frac{1}{2}}$.

Con esta notación se simplifica y se hace más rápida la simulación por computadora. De la Figura (3.11) el sistema de guía de onda se divide en muchas fronteras, entonces en el caso de la polarización **TE** tanto $E(x)$ como su derivada tienen que ser continuos en cada límite. Así, tomando el origen de z de cada región a su primer límite por simplicidad, la condición a la interfase entre la región j y $j+1$ es:

$$\begin{aligned} A_j exp(-k_j T_j) + B_j \exp(k_j T_j) &= A_{j+1} \quad , \\ k_j[A_j exp(k_j T_j) - B_j \exp(k_j T_j)] &= k_{j+1} B_{j+1} \quad , \end{aligned} \tag{3.37}$$

donde T_j es el ancho de la capa, así también por simplificación $k_{zj} = k_j$. Representando el sistema de ecuaciones (3.37) en forma matricial:

$$\begin{bmatrix} A_j \\ B_j \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} C + \frac{k_{j+1}}{k_j} S & C - \frac{k_{j+1}}{k_j} S \\ S - \frac{k_{j+1}}{k_j} C & S + \frac{k_{j+1}}{k_j} C \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_{j+1} \\ B_{j+1} \end{bmatrix} \quad ,$$

donde $E = exp(k_j T_j)$.

Las amplitudes incidentes y reflejadas en el prisma (A_1 y B_1 en la Figura (3.11)) pueden relacionarse con las dos amplitudes en el sustrato más allá de la barrera óptica (A_s y B_s), por el producto de $s-1$ de las matrices mencionadas 2×2 las matrices (M_j), cada una representa una interfase dentro de las regiones s de la guía y barrera. Así:

$$\begin{bmatrix} A_1 \\ B_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} P_{11} & P_{12} \\ P_{21} & P_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_s \\ B_s \end{bmatrix} \quad .$$

Por la Figura (3.11) puede verse que la luz no puede viajar del sustrato a la guía de onda, es decir; $B_s = 0$. La reflexión desde la interfase del prisma está dada por:

$$R = \left|\frac{B_1}{A_1}\right|^2 = \left|\frac{P_{21}}{P_{11}}\right|^2 \quad .$$

3.4.6. Caracterización del Perfil de Onda

El método para el cálculo de la reflectividad puede ser usado para la determinación de la forma del perfil de índice. Esto puede involucrar los siguientes pasos, primero cambiar la función analítica por la del perfil de índice caracterizada por varios parámetros, después se calculan los índices modales de este perfil propuesto usando el método de reflectividad, se comparan los valores de los índices modales experimentales con los obtenidos mediante los modos oscuros, finalmente cambiando los parámetros varían la forma del perfil del índice hasta que concuerde con los datos obtenidos experimentalmente o su error sea el menor posible. De esta forma se puede asumir que el perfil del índice obtenido es el óptimo.

Perfil analítico para una guía de onda de barrera óptica

La figura (3.12) muestra un análisis del perfil de índice por una barrera de guía de onda. El perfil es construido por una Gausiana sesgada, con la parte superior plana. Su forma es caracterizada por nueve parámetros, definidos como se muestran en la figura (3.12). Los parámetros son:

- P_1 altura máxima de la barrera;
- P_2 valor del índce de refracción en la superficie;
- P_3 valor del índice de refracción máximo de la barrera;
- P_4 desviación estándar de la barrera en la subida;
- P_5 ancho de la barrera en el máximo de la misma;
- P_6 desviación estándar de la barrera en la bajada;

- P_7 parámetro determinado por la Gausiana o la exponencial natural de la forma de la barrera;
- P_8 profundidad de la base donde ocurre la inclinación;
- P_9 altura de la inclinación.

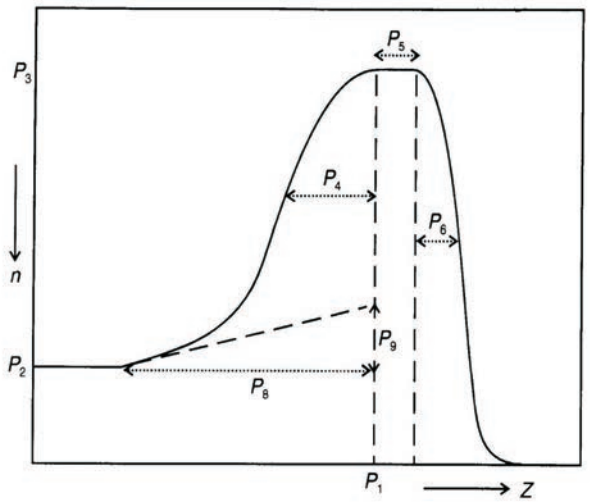

Figura 3.12: Análisis del perfil del índice para una guía de onda de barrera óptica.

El análisis del perfil es más complicado del perfil, caracterizado por muchos parámetros. En un inicio el número de parámetros es solamente limitado por el número de datos experimentales.

La curva del índice modal

De acuerdo a la teoría básica de mécanica cuántica, un pozo de potencial cuadrado infinito corresponde a una línea recta cuando los niveles de energía se trazan contra n^2 (Figura (3.13))- n siendo el orden del nivel de energía.

Una guía de onda de índice alto Δn es equivalente a un pozo de potencial infinito. En este caso, el cambio de fase de las dos interfases (aire-guía, guía-sustrato) se convierte en π, la ecuación de eigen valores es:

$$2k_z d = m2\pi + \pi + \pi = 2(m+1)\pi \quad . \tag{3.38}$$

Sustituyendo $k_z = kn_1 \cos\theta$, donde $k = 2\pi/\lambda$ en la ecuación (3.38) y usando $n_m = n_1 \sin\theta_m$ obtenemos:

$$n_m^2 = n_1^2 - (m+1)^2 \left(\frac{\lambda}{2d}\right)^2 \quad . \tag{3.39}$$

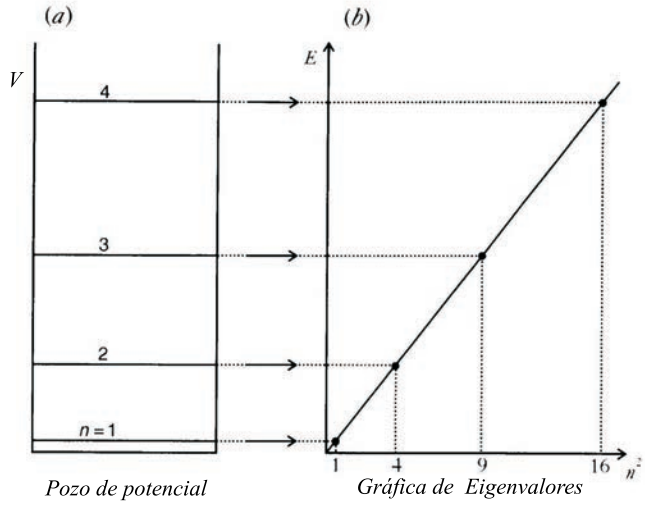

Figura 3.13: Un pozo de potencial cuadrado infinito (a) resulta en una línea recta (b) cuando los niveles de energía se trazan contra n^2, n da el orden del nivel de energía.

La ecuación (3.39) indica que una guía de onda de índice (δn) muy alto es similar a un potencial cuadrado infinito. Una línea con proporción directa (Figura (3.13)) representa la relación entre los niveles de energía y el cuadrado de los niveles de energía (cuadrado del modo) de los números cuánticos (número de modo+1). En el caso de las guías de onda es referido como curva de los modos. La ecuación (3.39) nos da una aproximación a la relación entre la forma del perfil del índice de la guía de onda y la curva de modos.

3.5. Efectos en la estructura cristalina de la fabricación de guías de onda con implantación iónica.

El principal efecto de la implantación iónica en el índice de refracción es usualmente debido al desorden parcial producido por los procesos de daño nuclear, provocando una disminución en la densidad física y reduciendo el índice de refracción. Esta disminución en el índice de refracción del sustrato es en el sentido opuesto a técnicas químicas convencionales. Así para la energía del haz de iones (ejemplo 1 MeV He^+), el pico del daño nuclear al final de la implantación produce una "barrera óptica"de índice reducido. La región entre esta barrera y la superficie está rodeada por con-

siguiente por regiones de bajo índice y puede comportarse como una guía de onda. La región del guiado está sujeta principalmente a procesos de ionización que afectan muy poco a la red para la mayoría de los aislantes y algunos centros de color producidos pueden ser disminuidos fácilmente. Los perfiles de índice de la guía de onda varían de acuerdo al sustrato, tipo de iones, condiciones de implantación y fijación utilizados en su formación, pero todos los casos tienen ciertas propiedades generales. Las principales características son que la guía de onda tiene esencialmente la estructura pura del sustrato, conservando sus propiedades cristalinas (electro-ópticas, no lineales, etc.), al contrario de métodos convencionales.

La altura de la barrera óptica puede controlarse por la dosis del ión y el espesor de la guía es controlado por la energía del mismo, para los iones monoenergéticos la anchura de barrera varía con el material del sustrato, dependiendo de la estabilidad de los defectos estructurales. Pueden usarse más implantaciones sobre el mismo cristal de energía múltiple para ensanchar la barrera óptica y mejorar el confinamiento en la guía.

La versatilidad de este método de confinamiento por las barreras facilita varios procesos que no existen para otros métodos convencionales. Para el caso de guías separadas de la superficie puede hacerse la barrera muy cercana a ésta al hacer los implantes con baja energía y también se pueden fabricar estructuras de multicapas.

Aunque la forma del perfil general, como se puede esperar a partir del perfil de frenado nuclear, es el de una barrera óptica con un Δn negativo y una región de guiado con prácticamente el mismo índice, pero el resultado real es más complejo. En primer lugar, el perfil obtenido de la red puede no corresponder directamente al perfil ocasionado por la deposición de la energía nuclear. Esto es porque los defectos puntuales en la región de daño nuclear pueden eliminarse durante el proceso de la implantación, o por el contrario, los defectos pueden incrementarse debido a la influencia de la energía de frenado electrónico. Además de esto, los efectos en el umbral de baja dosis y los efectos de saturación por dosis elevada dan la forma típica de la dependencia de dosis con el crecimiento de la barrera. Otro factor es que el índice de refracción no sólo es dependiente de la expansión del volumen debido al defecto, se relaciona con parámetros que incluyen el cambio no sólo en el volumen (ΔV), sino también con la polarización ($\Delta\alpha$) y factores estructurales (F). La adaptación de Wei de la ecuación de Lorentz-Lorentz da:

$$\frac{\Delta n}{n} = \frac{(n^2-1)(n^2+2)}{6n^2}\left[-\frac{\Delta V}{V} + \frac{\Delta\alpha}{\alpha} + F\right] \tag{3.40}$$

El término negativo de ΔV domina como está descrito anteriormente, dando un valor negativo de Δn para la barrera óptica que puede extenderse a la superficie debido a los defectos puntuales aislados. Sin embargo, es importante comprender que la red también se reestructura produciendo cambios en los enlaces químicos y efectos subsecuentes de polarización. Estas y otras contribuciones como el estrés en los materiales piezo-ópticos, llevan a la posibilidad de cambios pequeños en el

índice, incluso en la región de la guía. Además, puede ocurrir difusión atómica y de defectos. En el caso poco común en que Δn es positivo en la región de la guía, debe comprenderse que con el perfil producido se hace posible que los modos más bajos se puedan confinar sin la necesidad de la barrera óptica. Ésta ocurre en el caso de dosis bajas, produciendo guías de bajas pérdidas en algunos materiales.

Los efectos de la implantación de iones en el índice de refracción los podemos resumir en:

1. El cambio de estructura que posiblemente puede dar lugar a efectos en el índice de refracción son predominantemente causados por el daño de las colisiones nucleares ($+\Delta V \rightarrow -\Delta n$). Esto genera defectos puntuales a lo largo de la trayectoria del ión creando una amorfización al final de la implantación.

2. En algunos materiales, la ionización o el daño electrónico puede producir defectos puntuales. El daño por la ionización puede dar un efecto opuesto (incrementar n)por el reforzamiento de la eliminación de pares de defectos puntuales. La ionización provoca principalmente los centros de color, pero pueden eliminarse con un tratamiento térmico a relativamente bajas temperaturas (eg. aprox. $200 \circ C$).

3. A dosis elevadas, los efectos de estrés pueden dominar en el cambio del índice. En algunos materiales los efectos de estrés son suficientes para inhibir la amorfización total.

Parte II

Experimental

Capítulo 4

Implantación

En el presente capítulo se explicará la optimización de dosis de iones y energía para la fabricación de guías de onda, así también la forma para realizar dichos implantes y el análisis del daño causado por el implante a través de microfotografía de los cristales después de ser implantados.

4.1. Cálculo teórico con TRIM

En el Cuadro 4.1 se dan los datos de implantación de cada muestra de $Nd : YVO_4$ de acuerdo con los datos de distribución y profundidad del daño de los datos calculados por el TRIM. Para estimar la dosis a implantar se hizo un cálculo de la densidad de iones en la muestra, teniendo como referencia inicial las previas implantaciones con protones y carbono (H^+ y C^{2+}) [5], [9] y [17].

Cuadro 4.1: Datos de Cristales Implantados $Nd : YVO_4$

Muestra	Dosis [iones/cm^2]	Dosis Total [iones/cm^2]	Ángulo de Incidencia	Iones Energía	Tamaño de muestra[mm]
1	1.0×10^{15}	1.0×10^{15}	$0°$	C^{2+} a 7 MeV	
	3.0×10^{15}	4.0×10^{15}	$0°$	C^{2+} a 7 MeV	$7 \times 5 \times 1$
2	2.0×10^{15}	2.0×10^{15}	$0°$	C^{2+} a 7 MeV	$15 \times 10 \times 1$
3	1.5×10^{16}	1.5×10^{16}	$40°$	H^+ a 1.05 MeV	
	1.5×10^{16}	3.0×10^{16}	$40°$	H^+ a 1.0 MeV	$7 \times 5 \times 1$
4	1.76×10^{16}	1.76×10^{16}	$60°$	H^+ a 1.0 MeV	$15 \times 10 \times 1$

NOTA: En adelante al hablar de dosis se referirá a la dosis total implantada en cada muestra.

Las figuras (4.1) y (4.2) nos proporcionan la simulación de distribución del daño y profundidad respectivamente para la implantación de C^{2+} con una energía de 7 MeV

a incidencia normal, mientras que las figuras (4.3) y (4.4) muestran la distribución del daño y profundidad con una implantación de protones a 1.0 MeV de energía a incidencia de 40°; por último las figuras (4.5) y (4.6) indican la simulación para la implantación de protones a 60° con una energía de 1.0 MeV

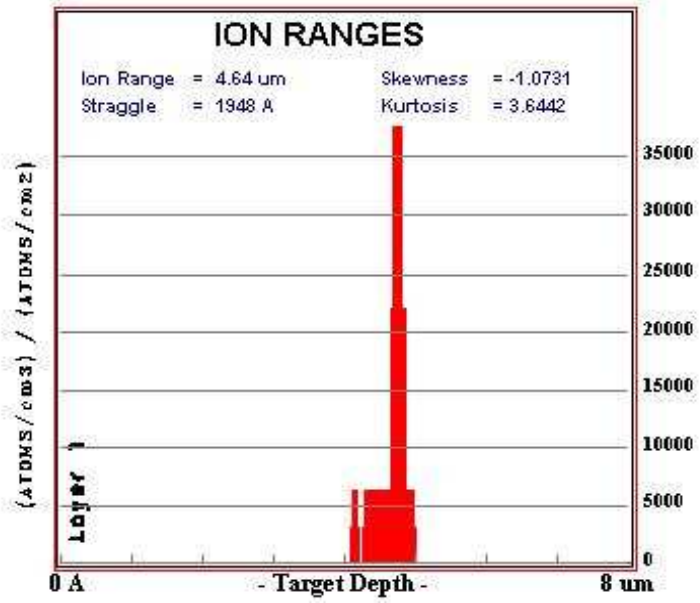

Figura 4.1: Distribución del daño para implantación de C^{2+} con una energía de 7 MeV a incidencia normal.

4.2. Datos experimentales

La implantación se realizó en el acelerador Pelletron 9SDH-2 con que cuenta el Instituto de Física de la UNAM, usando protones (H^+) y carbono C^{2+} con energía de 1 a 7 MeV; el acelerador Pelletron 9SDH-2 es un acelerador electrostático, la base de su funcionamiento es la aplicación de un alto voltaje constante, para crear un campo eléctrico intenso capaz de acelerar partículas con carga eléctrica a alta energía, proporcional al voltaje aplicado. A continuación se da una breve explicación de su funcionamiento:

Una fuente de iones que consiste en un recipiente de cuarzo previamente al vacío, se le introduce un gas a baja presión. Este gas se ioniza por medio de la aplicación de un campo de radiofrecuencias, o por el bombardeo electrónico de un filamento caliente. Los iones son enfocados por la aplicación de campos magnéticos, para ser expulsados a través de un orificio en uno de los extremos del recipiente, para el caso de implantación de protones del TiH_2 se extrae el H_2 por el fenómeno de sputtering al colisionar cesio con TiH_2. Al entrar al acelerador la partícula es eléctricamente

negativa, aquí se encuentra con un gas de N el cual le arranca su electrón al H, dejándolo ionizado positivamente, obteniendo así protones. Una vez extraídos los iones de la fuente se dirigen hacia el tubo acelerador, en cuyos extremos se aplica el

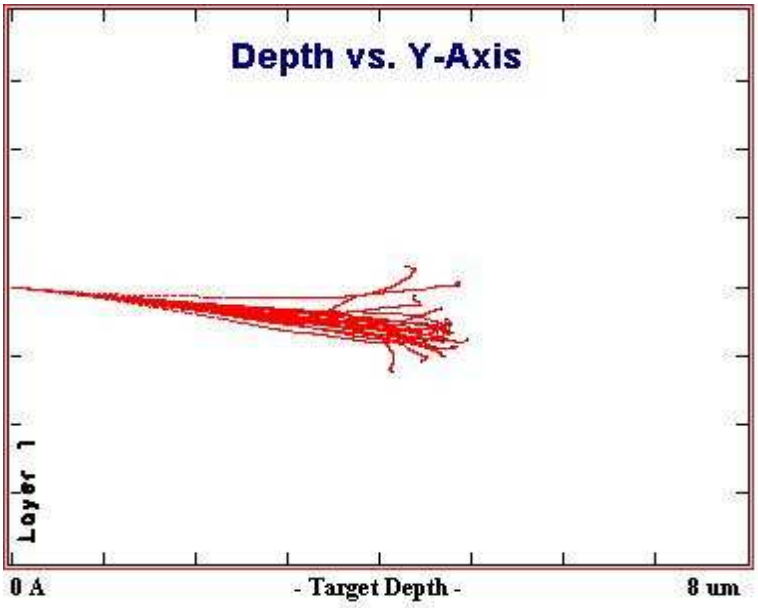

Figura 4.2: Profundidad del daño para implantación de C^{2+} con una energía de 7 MeV a incidencia normal.

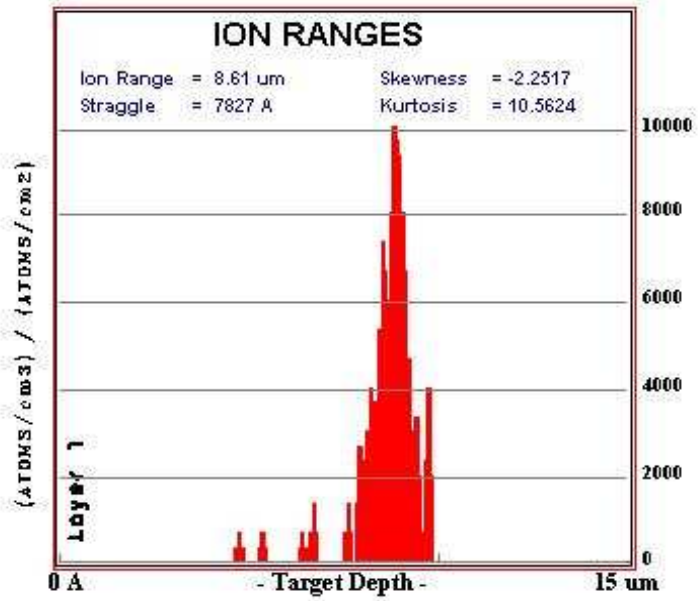

Figura 4.3: Distribución del daño para implantación de protones con una energía de 1.05 MeV a un ángulo de 40°.

alto voltaje del generador, los tubos aceleradores consisten en docenas de electrodos cilíndricos aislados entre sí por anillos de cerámica. Entre los pares de electrodos

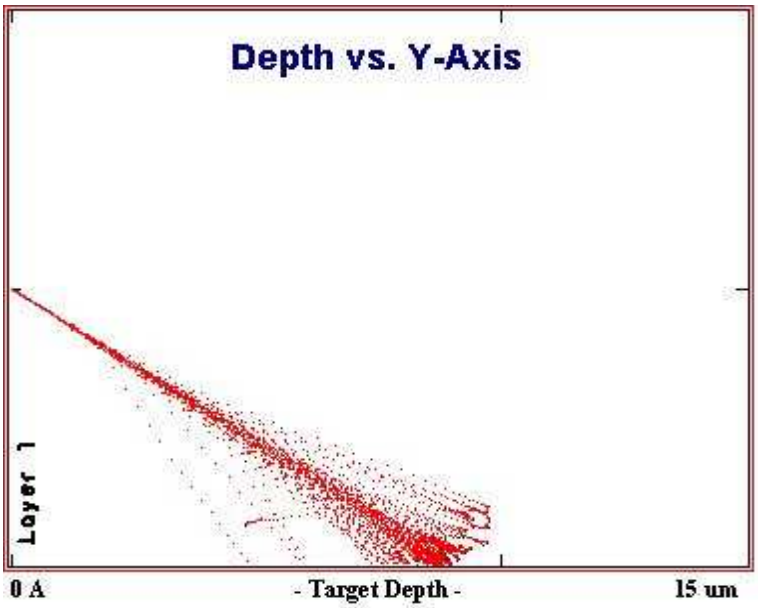

Figura 4.4: Profundidad del daño para implantación de protones con una energía de 1.05 MeV a un ángulo de 40°.

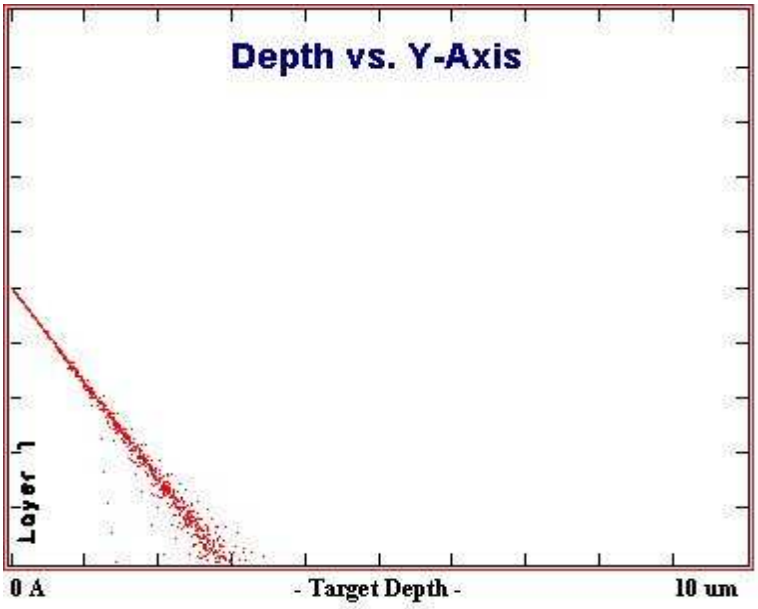

Figura 4.5: Distribución del daño para implantación de protones con una energía de 1.0 MeV a un ángulo de 60°

existen resistencias para ir disminuyendo gradualmente el voltaje aplicado, desde el de la terminal hasta tierra. El haz de iones es acelerado y enfocado de tal forma que el haz producido es prácticamente horizontal a la salida, a la mitad de la trayectoria el campo es positivo de tal forma que se acelera a la partícula al doble de la velocidad inicial al entrar al acelerador. El tubo acelerador y todo el sistema de transporte del haz hasta el blanco se encuentran al vacío a presiones por debajo de 10^{-3} Pa, con el objeto de que los iones puedan viajar libremente grandes distancias sin chocar con moléculas de gas residual. Para producir el alto vacío se usan bombas turbomoleculares o criogénicas, para iniciar un primer vacío se utilizan bombas mecánicas. Para controlar los parámetros del haz (dirección, enfoque, energía, corriente y barrido) se emplean campos magnéticos por medio de cuadrúpolos magnéticos. El cuadrupolo de la salida hace un barrido horizontal y vertical del tamaño que se requiera según la muestra a implantar (ver Figuras 4.7 y 4.8).

Durante todo el trayecto el equipo es controlado a través de una computadora, la cual nos da un conteo de iones para hacer la estimación de dosis por medio de una Cámara de Faraday. Antes de colocar la muestra se quema un papel para comprobar el área de barrido de la implantación[1].

Debido a que por la implantación la temperatura de la muestra sube y como el cristal es un dieléctrico, para evitar fracturas se pone una capa de pintura de oro alrededor para que disipe el calor ocasionado por la implantación (ver Figura (4.9)).

Como el acelerador de partículas es controlado por computadora, es necesario suministrar como datos: ángulo de implantación, energía y dosis, por lo que se utiliza el programa TRIM para hacer un estimado del daño en el cristal.

4.3. Resultados

En la implantación debemos tener en cuenta que la incidencia no puede ser a un ángulo 0°, pues puede ocurrir el fenómeno llamado *channeling*, este fenómeno provoca que el ión a implantar puede encontrar el camino sobre el cristal y no quedarse implantado, al no encontar ningun átomo de la red cristalina para frenarse, es por lo que la implantación se debe hacer a un ángulo pequeño ($\sim 8°$).

Para medir la profundidad del daño, es decir, el ancho de la guía, se tomaron microfotografías; en el Cuadro (4.2) se muestra la comparación de los datos calculados por el TRIM con los obtenidos en la microfotografía.

Como se puede observar existe variación entre los datos calculados por TRIM y los obtenidos por la microfotografía, debido a la dosis que fue implantada en cada muestra. Para las primeras implantaciones de las muestras 1 y 3 al realizar el análisis de modos sólo se encontró un modo o ninguno respectivamente, es por lo que para los demás cristales se aumentó la dosis, variando la distribución de daño. En la figura (4.10) observamos la guía formada en la muestra 1 con una dosis de 1.0

[1] Área donde estarán los iones colisionando.

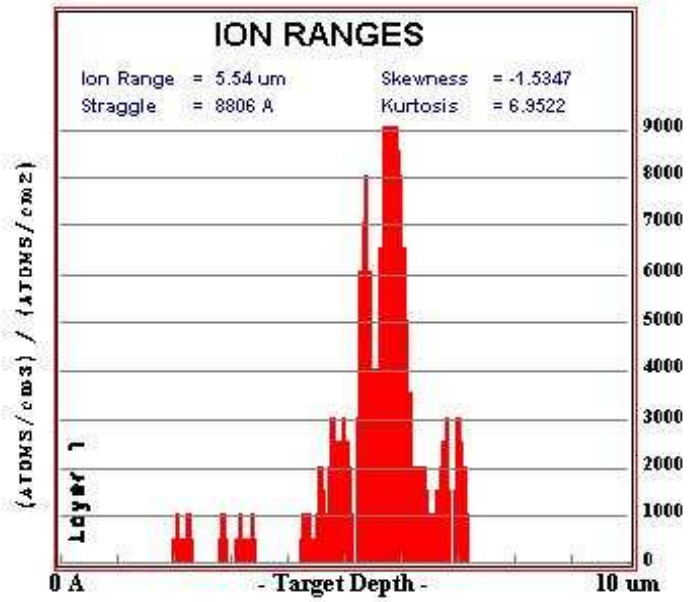

Figura 4.6: Profundidad del daño para implantación de protones con una energía de 1.0 MeV a un ángulo de 60°.

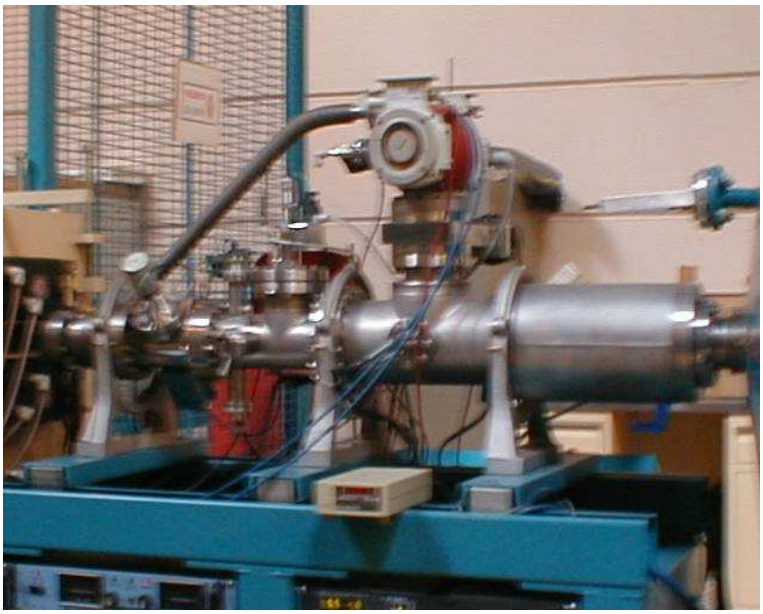

Figura 4.7: Fotografía del acelerador.

Figura 4.8: Sistema para controlar dirección, enfoque, energía, corriente y barrido del acelerador.

Figura 4.9: Montaje de la muestra para la implantación de iones.

Cuadro 4.2: Tamaño de la guía

Muestra	Dosis iones/cm^2	Profundidad por TRIM [μm]	Profundidad por microfotografía [μm]
1	1.0 $\times 10^{15}$	4.64	1.8
	4.0 $\times 10^{15}$	4.64	3.61
2	2.0 $\times 10^{15}$	4.64	2.5
3	1.5 $\times 10^{16}$	8.61	No se observa
	3.0 $\times 10^{16}$	8.61	7.9
4	1.76 $\times 10^{16}$	5.54	5.20

$\times 10^{15}$ iones/cm^2 de C^{2+} donde se calcula un tamaño de la guía de 1.8 μm; podemos apreciar el aumento del daño al comparar la microfotografía de la misma muestra pero con una dosis total de 4.0 $\times 10^{15}$ iones/cm^2 y la microfotografía de la muestra 2 con una dosis de 2.0 $\times 10^{15}$ iones/cm^2, ambas implantadas con C^{2+} (figuras (4.11) y (4.12) respectivamente); donde el tamaño estimado del daño es de 3.61 μm para la muestra 1 y de 2.5 μm para la muestra 2.

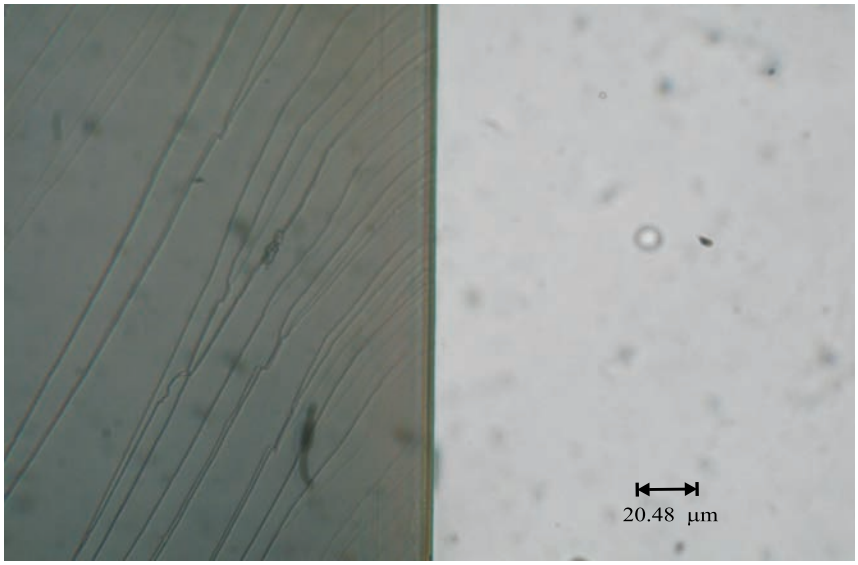

Figura 4.10: Microfotografía de la muestra 1 a una dosis de 1.0 $\times 10^{15}$ iones/cm^2 de C^{2+}.

En la figura (4.13) observamos la microfotografía de la muestra 3 implantada con protones a una dosis de 1.5 $\times 10^{16}$iones/cm^2, donde el daño es mínimo por lo que no se puede calcular; después del segundo implante con una dosis final de 3.0 $\times 10^{16}$iones/cm^2 el daño calculado es de 7.9 μm observado en la figura (4.14).

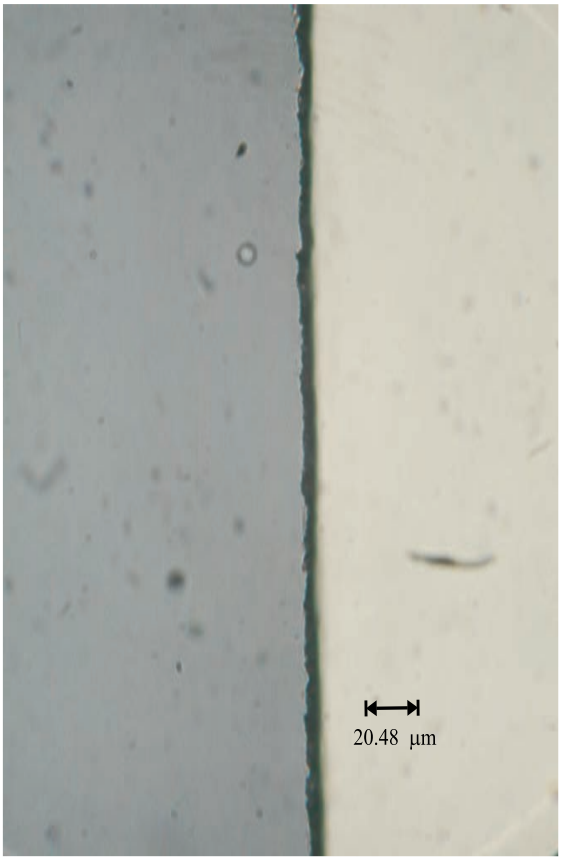

Figura 4.11: Microfotografía de la muestra 1 después del segundo implante a una dosis total de 4.0 $\times 10^{15}$iones/cm^2 de C^{2+}.

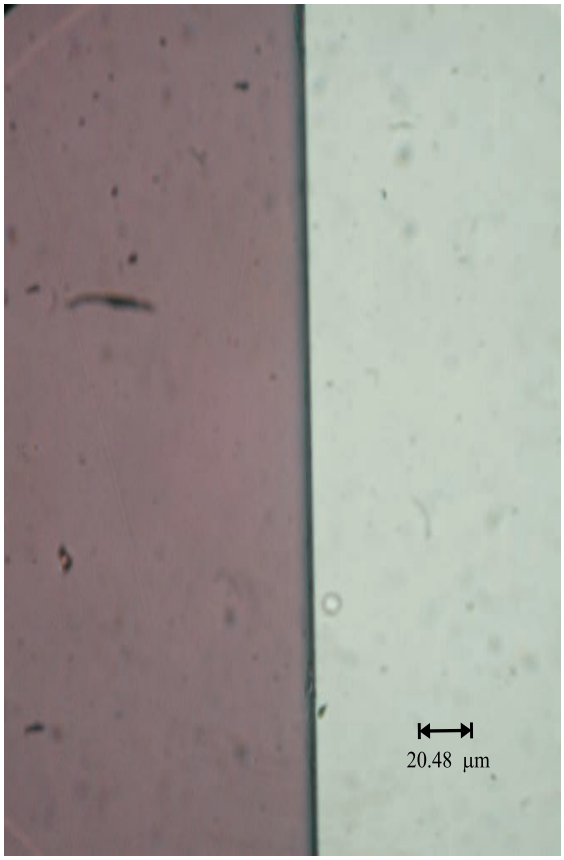

Figura 4.12: Microfotografía de la muestra 2 a una dosis de 2.0 $\times 10^{15}$iones/cm^2 de C^{2+}.

La microfotografía de la muestra 4 (figura (4.15)) nos muestra un daño causado aproximado de 5.2 μm para un implante de protones a un ángulo de incidencia de 60° con una dosis de 1.76 $\times 10^{16}$iones/cm^2.

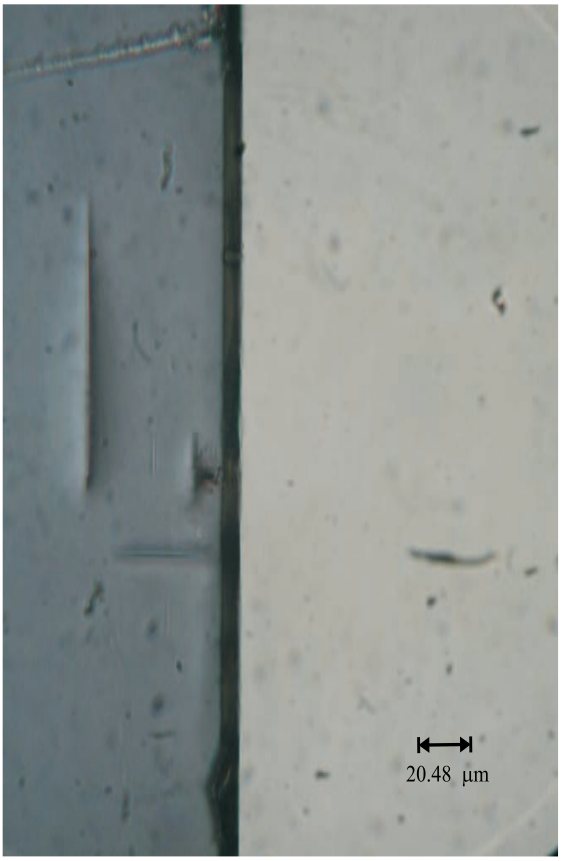

Figura 4.13: Microfotografía de la muestra 3 a una dosis de 1.5 $\times 10^{16}$iones/cm^2 de protones.

4.4. Conclusiones

Al realizar implantaciones en el acelerador Pelletron 9SDH-2 se tienen como parámetros controlables, el ión a implantar, dosis, energía y ángulo de incidencia del haz de iones; teniendo así el control de la altura y la profundidad de la distribución de daño de la guía de onda plana.

De acuerdo con los resultados podemos concluir que para la formación de la guía, tiene gran importancia la dosis, energía y ángulo de implantación. También debe considerarse el ión a implantar, pues la barrera óptica varía al implantar iones ligeros o pesados.

EL TRIM es un programa que nos ayuda para una primera aproximación de la densidad y distribución del implante dándonos una idea de la profundidad de la barrera óptica.

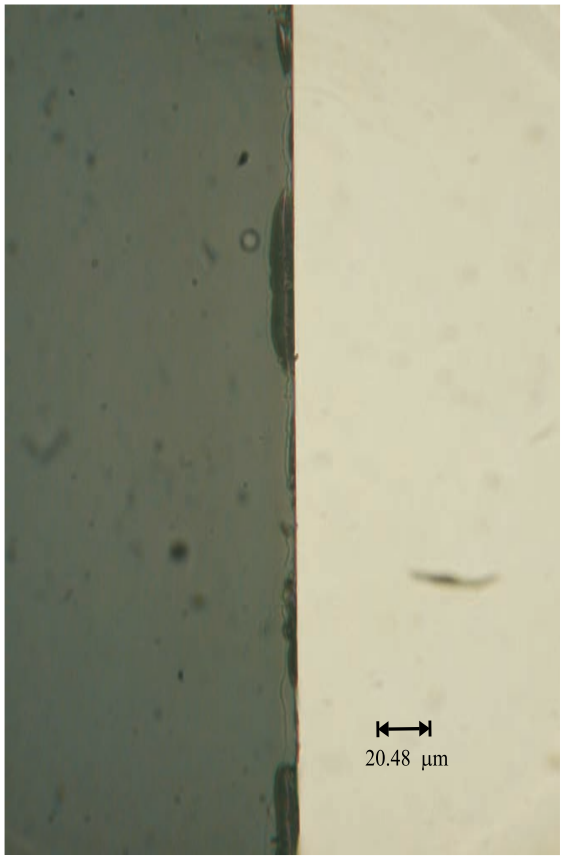

Figura 4.14: Microfotografía de la muestra 3 después del segundo implante a una dosis total de 3.0 $\times 10^{16}$iones/cm^2 de protones.

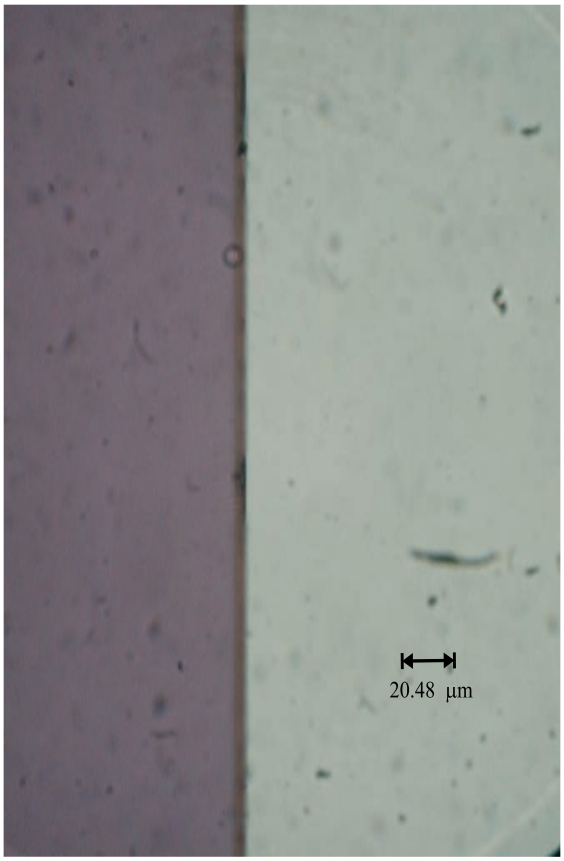

Figura 4.15: Microfotografía de la muestra 4 a una dosis de 1.76 $\times 10^{16}$iones/cm^2 de protones.

Capítulo 5

Cálculo de Modos

En el presente capítulo se analizarán los modos de propagación **TE** y **TM**, debido a que $Nd : YVO_4$ es un cristal birrefringente se analizará tanto el índice ordinario como el índice extraordinario.

Una vez obtenidos los modos de los índices de refracción por el método de aproximación de multicapas basado en el método de reflectividad, se calculará el perfil del índice de cada cristal.

5.1. Obtención de Modos TE y TM para cristales $Nd : YVO_4$

El método de acoplamiento de prisma es usado para observar los modos oscuros de la guía. El índice de refracción efectivo de todos los modos oscuros son medidos usando el acoplador de prisma *Metricon Modelo 2010*. El acoplador consta de 3 componentes principales las cuales son: parte óptica, una PC y la interfase para controlar y comunicar a las otras dos componentes.

La componente óptica cuenta con un láser de He-Ne con una longitud de onda a 633 nm con polarización **TE** y **TM**, el haz incide en la base del prisma acoplándose así a la región de la guía de onda, un fotodetector es usado para detectar el haz reflejado por el prisma. Tanto el prisma como la muestra y el fotodetector, están montados en una mesa rotatoria así que el ángulo incidente del haz láser puede ser cambiado en forma continua. La intensidad de la luz captada por el fotodetector es graficada en la PC como función del ángulo incidente, donde cada caída en forma de pico en el perfil de la intensidad puede corresponder a un modo. El sistema de medición es controlado por la PC a través de la interfase. El ancho de la guía puede ser obtenido por las mediciones de los modos oscuros.

El tipo de muestra que se está utilizando es un material birrefringente, por lo que se pueden tomar modos **TE** y **TM** tanto para el índice ordinario como para el extraordinario. La manera de obtener dichos modos para cada índice es a través

de la orientación del cristal. La figura (5.1(a)) nos muestra la forma en que se debe orientar el cristal para obtener el índice ordinario, donde el eje óptico del cristal (c) está de forma perpendicular al modo **TE** de propagación de la luz; la figura (5.1(b)) nos muestra la forma de orientar el cristal para obtener los modos del índice extraordinario, donde el eje c es paralelo al modo **TE** de propagación de la luz.

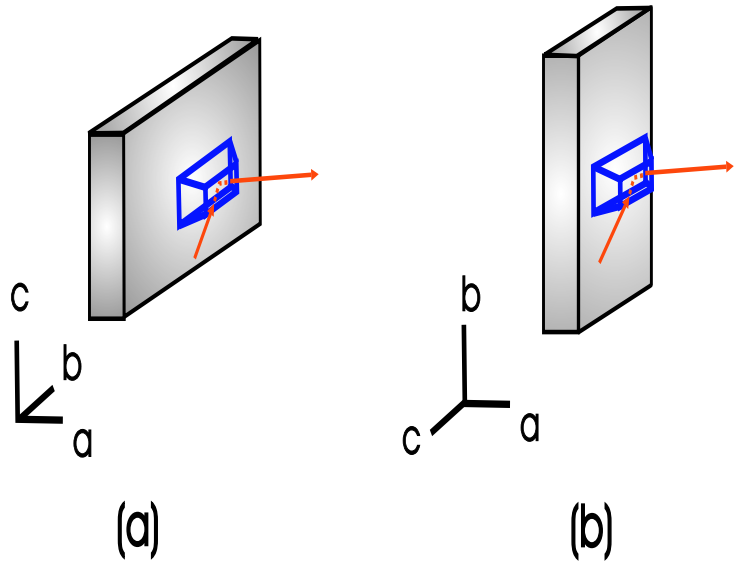

Figura 5.1: Forma de orientar el cristal $Nd : YVO_4$ para la obtención de modos de los índices ordinario y extraordinario.

5.2. Perfil de Modos TE y TM para cristales $Nd : YVO_4$ implantados con iones de C^{2+}

Para el cristal 1 de $Nd : YVO_4$ implantado inicialmente con una dosis de 1.0 $\times 10^{15}$ iones/cm^2 de C^{2+} a $7MeV$ únicamente se encontraron los modos **TE= 1.9921** y **TM=1.9925**, por lo que no se puede reconstruir con un sólo modo el perfil de onda de forma certera debido a que sólo se tiene una variable para modificar el perfil[1].

[1]La cantidad de variables para modificar el perfil es directamente proporcional al número de modos.

5.2.1. Muestra 1

Una vez realizada la segunda implantación en la muestra 1, con una dosis total de 4.0×10^{15} iones/cm^2 de C^{2+}. Se encontraron 7 modos **TE** y 3 modos **TM** ambos ordinarios mostrando sus valores en el Cuadro (5.1), aquí se observa que los cuatro primeros modos **TM** no están definidos totalmente, para conjeturar el perfil para modos **TM** se realizó una extrapolación utilizando los tres valores de los modos obtenidos. Dicha extrapolación se justifica de acuerdo al comportamiento característico de la curva modal y a resultados previos de modos **TE** y **TM** en este material. La falta de los primeros modos **TM** es debido al tamaño y la calidad del pulido de la muestra, por lo que no se obtuvo un buen acoplamiento en el Metricon, por la misma razón no se pudo tener un acoplamiento óptimo para tener mediciones del índice extraordinario.

Cuadro 5.1: Modos Ordinarios para la muestra 1

♯ de modo (m)	**TE**	**TM**	**TM** Extrapolados
0	2.1421	—	2.1340
1	2.1231	—	2.1130
2	2.0970	—	2.0869
3	2.0684	—	2.0600
4	2.0419	2.0300	
5	2.0050	1.9960	
6	1.9523	1.9440	

En la figura (5.2) se muestra el perfil de índice en línea punteada para modos **TE**, mientras que el perfil para modos **TM** es la línea continua tomando en cuenta los modos deducidos por la extrapolación, ambas para el índice ordinario, el índice del cristal para el modo ordinario en el sustrato es de 1.9935 para esta muestra. Se observa un aumento de índices para ambas polarizaciones, en **TE** existen 6 modos de 7 encontrados con índice mayor que el del sustrato, por lo cual para estos modos no existen pérdidas por tunelaje; el cambio de índices es de aproximadamente 7.5 % mayor en la superficie respecto al sustrato; mientras que para el perfil posible de los modos **TM** la variación entre el índice de la superficie y el sustrato es del 7.3 % . Para ambos perfiles la altura de la barrera es aproximadamente de 0.053 ($\sim$ 0.3 %) menor al índice del sustrato y su profundidad es $\sim$4.8 μm.

La forma de presentar los datos del perfil de índice de refracción, donde el índice se incrementa hacia abajo se hace para resaltar la presencia de la barrera óptica generada. La presentación de los modos no representa a la profundidad donde se encuentran en la guía, están graficadas con respecto a la segunda abcisa.

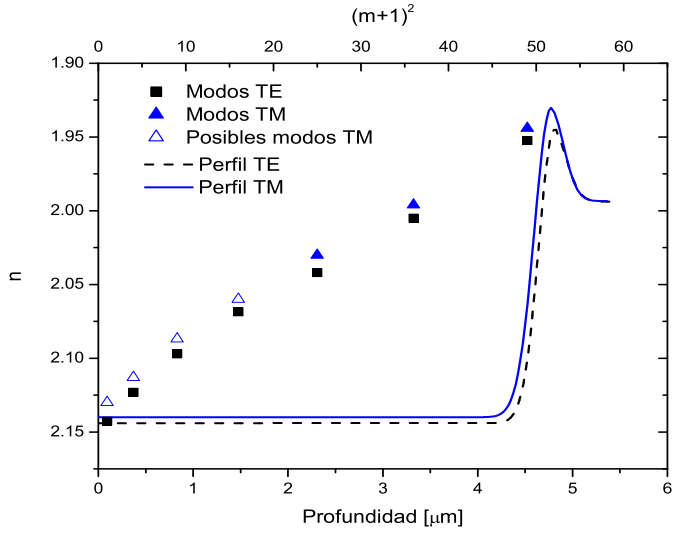

Figura 5.2: Perfil de índice de refracción y modos para $Nd : YVO_4$ con una dosis de $4.0{\times}10^{15}$ iones/cm^2.

5.2.2. Muestra 2

Para la muestra 2 con una dosis de $2.0{\times}10^{15}$ iones/cm^2 de C^{2+} a $7MeV$, los índices de los modos ordinario y extraordinario se dan en el Cuadro (5.2). Respecto a los modos ordinarios se observa que el valor de los modos **TE** y **TM** son similares como se reportan en [5], mientras que para el índice extraordinario debido a la orientación del cristal sólo encontramos los modos **TE**.

Cuadro 5.2: Modos Ordinarios y Extraordinarios para la muestra 2

Índice	Ordinario		Extraordinario
♯ Modo (m)	**TE**	**TM**	**TE**
0	2.0950	2.0940	2.0947
1	2.0904	2.0903	2.0897
2	2.0825	2.0827	2.0810
3	2.0719	2.0718	2.0695
4	2.0582	2.0580	2.0543
5	2.0412	2.0410	2.0357
6	2.0220	2.0212	2.0132
7	2.0003	1.9998	1.9871

La figura (5.3) nos muestra la reconstrucción del perfil de modos para los modos

TE y **TM** del índice ordinario, como son similares los valores de ambos modos el perfil es el mismo (representado en línea continua). Analizando el perfil obtenido encontramos que el índice del sustrato medido experimentalmente para esta muestra es de 1.9937 para el índice ordinario y 1.9935 para el **TM**[2]; la variación del índice en la superficie fue de un 5 % aproximadamente, mientras que la altura de la barrera sólo aumentó con respecto al índice del sustrato un 0.05 %. La profundidad de la barrera está alrededor de 4.7 μm.

La Figura (5.4) representa el perfil de modos **TE** de propagación para el índice extraordinario, aquí podemos observar que en lugar de aumentar el índice de la superficie como ocurrió para el índice ordinario, disminuye alrededor de un 6 %, teniendo una altura en la barrera del 11.6 % respecto del sustrato. En la reconstrucción del perfil encontramos que la profundidad de la barrera se encuentra alrededor de 4.7 μm. El último modo no se encuentra confinado, pues está muy cerca del pico de la barrera, el resto de los modos confinados sufren de pérdidas por el tunelaje.

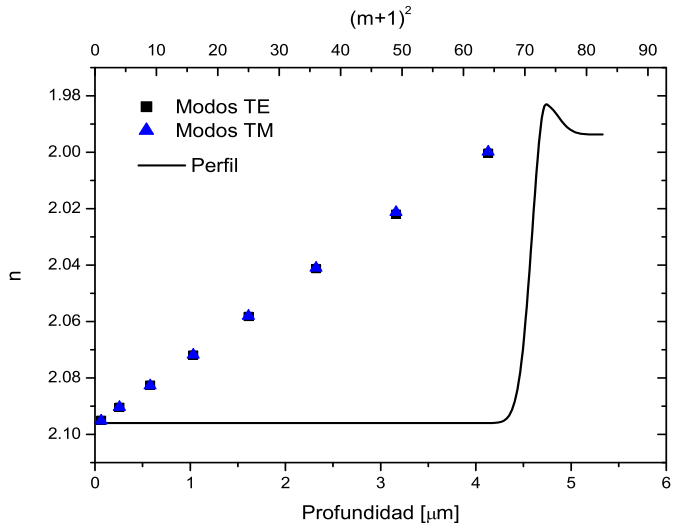

Figura 5.3: Perfil de índice y modos **TE** y **TM** para el índice ordinario de $Nd : YVO_4$ a una dosis de 2.0×10^{15} iones/cm^2.

En la figura (5.5) se comparan los perfiles de índice y modos **TE** del índice ordinario y extraordinario, la línea punteada es del índice ordinario y la línea continua es la del índice extraordinario; aquí se observa que la profundidad de la barrera del perfil es la misma, teniendo una altura similar alrededor de 1.98, también con un índice de la superficie equivalente ($\sim$ 2.09), cambiando únicamente el índice al final

[2]La variación entre el índice modos **TE** y **TM** es mínima, apenas 2 diezmilésimos, lo cual para fines prácticos podemos considerarlo como el mismo

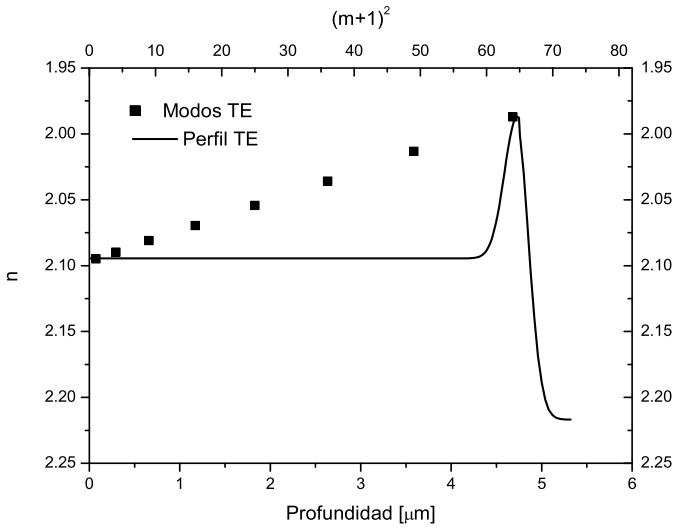

Figura 5.4: Perfil de índice y modos **TE** para el índice extraordinario de $Nd : YVO_4$ a una dosis de 2.0×10^{15} iones/cm^2.

de la barrera[3]. Respecto al valor de los modos existe una variación para los primeros cuatro modos de alrededor de 0.01 %, para los siguientes pares de modos la variación se va incrementando hasta llegar en el último par de modos de 0.6 %. De esta gráfica podemos concluir que el perfil del índice en la región de la guía es el mismo, esto debido a que los modos ordinarios y extraordinarios son muy similares, comportamientos similares se presentan en implantación de Si [5], en el cuarzo ocurre la variación en los índices convirtiéndolo en sílice donde los dos índices cristalinos convergen [16]. En el caso de $LiNbO_3$ no se presenta amorfización aún para dosis grandes en la implantación de He^+ [14], pues no se llega a que el índice ordinario sea exactamente igual al índice extraordinario, pero sí existe un acercamiento en los índices.

Como se sabe, al implantar átomos pesados como es el caso de C^{2+}, en el cristal se forman impurezas entre ellas los de centro de color, estas impurezas pueden afectar en las mediciones espectroscópicas (por pérdidas de absorción). Se realizó un recocido en el horno (*Thermolyne 47900*) a $250°C$ por 45 minutos, de esta forma se redujeron las impurezas de color, este tratamiento no debe afectar el perfil de índice de la guía de onda y esto se demuestra al volver a tomar los datos de índices modales **TE** y **TM** donde existió una disminución alrededor del 0.03 %, por lo que el perfil del índice no cambió. Resultados similares se presentan en [5] donde se analiza el $Nd : YVO_4$ dopado con Si^+ haciendo el estudio de cambio de perfil de índice con

[3]Esto es de esperarse pues uno es el índice ordinario y el otro es el extraordinario.

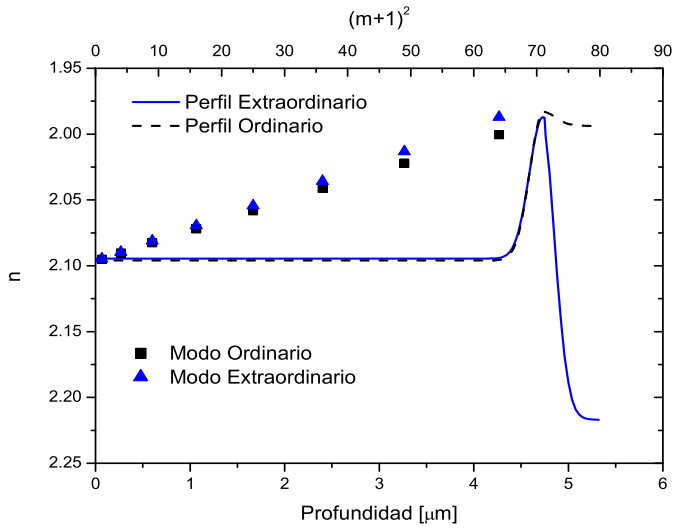

Figura 5.5: Comparación de los perfiles de índice y modos **TE** del índice ordinario y del índice extraordinario de $Nd : YVO_4$ a una dosis de $2.0{\times}10^{15}$ iones/cm^2.

diferentes tratamientos térmicos, así también en [9] se hace el estudio de $Nd : YVO_4$ dopado con Si^+ con recocido.

5.2.3. Conclusiones

Para la implantación de iones pesados de C^{2+} en $Nd : YVO_4$ el índice de refracción aumenta para el caso de índice ordinario lo cual también es reportado en [8] y [9]; mientras que el índice extraordinario disminuye en la guía respecto al cristal. El valor del índice aumenta para los modos ordinarios entre más sea la dosis, esto se observa al comparar las Cuadros (5.1) y (5.2). Así también del Cuadro (5.2) tenemos el mismo número de modos **TE** para el índice ordinario y extraordinario, donde podemos observar que el índice más bajo (ordinario) aumenta mientras que el índice mayor (extraordinario) disminuye. El acercamiento en los índices se debe a una posible amorfización perdiendo así la cristalinidad del sustrato en la guía.

De la figura (5.5) se observa que los modos **TE** para el índice ordinario y extraordinario son similares variando en promedio un 0.35 %.

Debido al tamaño de la muestra 1 y que después del segundo implante sufrió daño en la superficie, no se obtuvo un acoplamiento óptimo por lo que para la dosis de $4.0{\times}10^{15}$ iones/cm^2 se obtuvieron menos modos para la dosis de 2.0×10^{15} iones/cm^2 pero el rango de valores que abarca la muestra 1 después del segundo implante es mayor que para la muestra 2, por lo que nos hace suponer que el número de modos aumenta existiendo modos intermedios no obtenidos en este trabajo, tal cual se

muestra en las referencias [4], [7] y [8].

5.3. Perfil de modos TE y TM para cristales $Nd : IVO_4$ implantados con Protones

5.3.1. Muestra 3

Para el primer implante de protones no se encontró ningún modo, por lo que se realizó un segundo implante acumulando una dosis total de 3.0×10^{16}, en esta ocasión se encontraron 3 modos **TE** y **TM** para el índice ordinario y para el índice extraordinario se encontraron 5 modos **TE**, los valores se presentan en el Cuadro (5.3).

Cuadro 5.3: Modos Ordinarios y Extraordinarios para la muestra 3

Índices	Ordinario		Extraordinario
♯ de modo (m)	**TE**	**TM**	**TE**
0	1.9942	1.9947	2.2160
1	1.9931	1.9934	2.2142
2	1.9914	1.9921	2.2118
3			2.2091
4			2.2059

El índice de refracción para el sustrato para el índice ordinario es de 1.994; viendo los valores obtenidos de los modos **TE** y **TM** de el Cuadro 5.3 el cambio del valor de los índices de refracción es mínimo para el modo **TE** y **TM**; de hecho la variación de **TE** es alrededor del 0.09 %, mientras que para las muestras C^{2+} el Δn ocurrido es mayor. Para analizar con mayor facilidad el Cuadro 5.3 observemos la figura (5.6), la cual da la reconstrucción del perfil y los modos para el índices ordinarios, la profundidad obtenida para este caso es de $\sim 8.2\mu m$ aquí el ancho de la barrera aumenta en comparación con la barrera formada por la implantación de iones de carbono, debido al ángulo con el que se implantó y a la doble implantación corroborando lo obtenido en la simulación del TRIM y la microfotografía.

En la reconstrucción de perfil para modos **TE** encontramos que el valor del índice de la superficie varía en un 0.01 % y la altura de la barrera en un 0.17 % aproximadamente ambas respecto al índice del sustrato; mientras que para el perfil de los modos **TM** una variación del índice de la superficie 0.02 % y un 0.14 % en la altura de la barrera también respecto al índice del sustrato. La variación entre las alturas de las reconstrucciones de los modos **TE** y **TM** es alrededor de un 0.0006 entre ellas, siendo la mayor la del perfil **TE** correspondiendo así al valor de

los modos obtenidos. Indudablemente los perfiles son muy parecidos para ambos modos, la variación en la figura 5.6 es notoria debido a la escala.

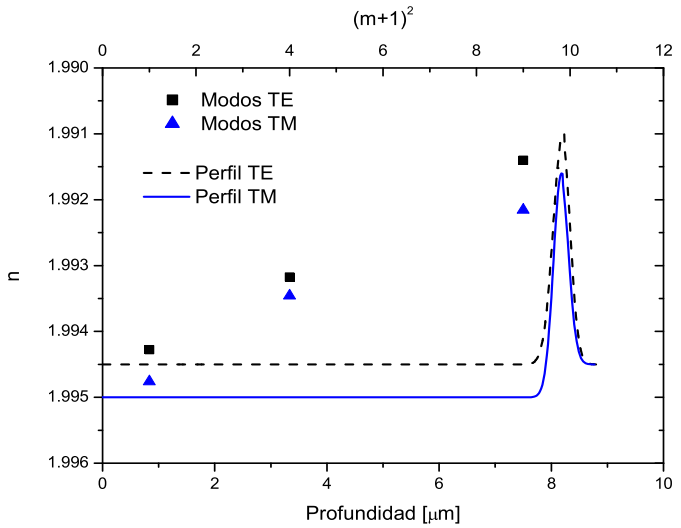

Figura 5.6: Perfil de índice de refracción ordinario y modos para $Nd : YVO_4$ implantado con protones con una dosis de 4.0 $\times 10^{16}$ iones/cm^2 a un ángulo de 40° a 1.05 MeV.

En la figura (5.7) se muestra la reconstrucción del perfil del modo **TE** para el índice extraordinario, el índice en la superficie aumentó respecto al índice del sustrato en un 0.045 % aproximadamente, la altura de la barrera es del 0.38 % también respecto al sustrato, el valor del índice extraordinario del sustrato es de 2.2154. La profundidad del perfil es de $\sim$8.2 μm. Podemos observar que el último modo no se encuentra confinado por la barrera, mientras que para el primer modo es posible que no existan pérdidas por tunelaje al ser ligeramente mayor su índice que el del sustrato.

5.3.2. Muestra 4

En el caso de la muestra 4 sólo se obtienen 2 modos **TE** y **TM** tanto para el índice ordinario como para el extraordinario (ver Cuadro (5.4)). Recordemos que para esta muestra se incrementó el ángulo, por lo cual aumenta la sección del daño y debido a la disminución de la dosis real con respecto a la muestra 3, es obvio que se obtuviera un menor número de modos.

En las figuras (5.8)y (5.9) se presentan los perfiles reconstruidos de los índices ordinario y extraordinario.

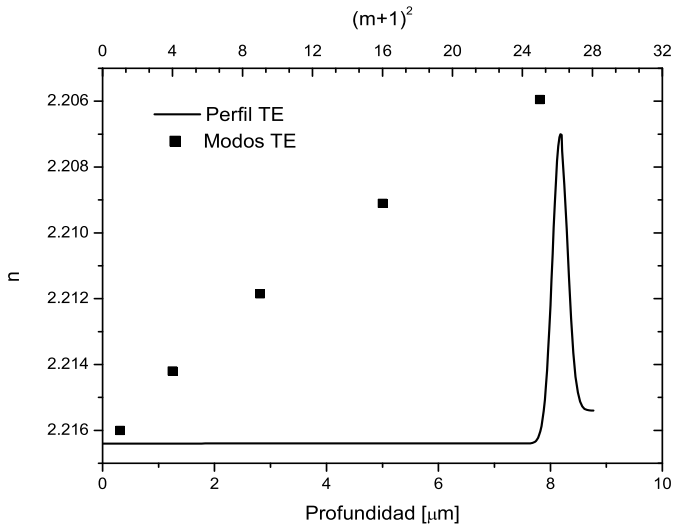

Figura 5.7: Perfil del índice extraordinario y modos **TE** para $Nd : YVO_4$ implantado con protones con una dosis de 4.0×10^{16} iones/cm^2 a un ángulo de 40° a 1.05 MeV.

La reconstrucción del perfil para el índice ordinario se observa en la figura (5.8), donde debido a que el índice medido para **TE** y **TM** del sustrato es 1.9938 y 1.9936 respectivamente, para fines prácticos tomamos el promedio para la reconstrucción del perfil (1.9937 para ambos). El índice de la superficie disminuye un 0.05 % respecto al del sustrato, la altura de la barrera es del 0.5 % respecto al sustrato y la profundidad de la barrera óptica es de $\sim$5.2 μm; debido al ángulo de implantación el ancho de la barrera aumentó respecto a los demás perfiles de las otras muestras. Respecto a los modos, el valor de los primeros modos tanto **TE** y **TM** son casi iguales y para los últimos apenas cambia en los centésimas, todos se encuentran confinados por la barrera con posibles pérdidas debido a tunelaje, aunque son reducidas debido a la presencia de una barrera ancha.

En el caso del índice extraordinario sólo se obtuvieron modos **TE**, así de la reconstrucción del perfil podemos decir que el índice de la superficie aumentó en un 0.12 % respecto al índice del sustrato, siendo este igual a 2.2124, la altura de la

Cuadro 5.4: Modos Ordinarios y Extraordinarios para la muestra 4

Índices	Ordinario		Extraordinario
♯ de modo (m)	**TE**	**TM**	**TE**
0	1.9920	1.9919	2.2143
1	1.9886	1.989	2.21185

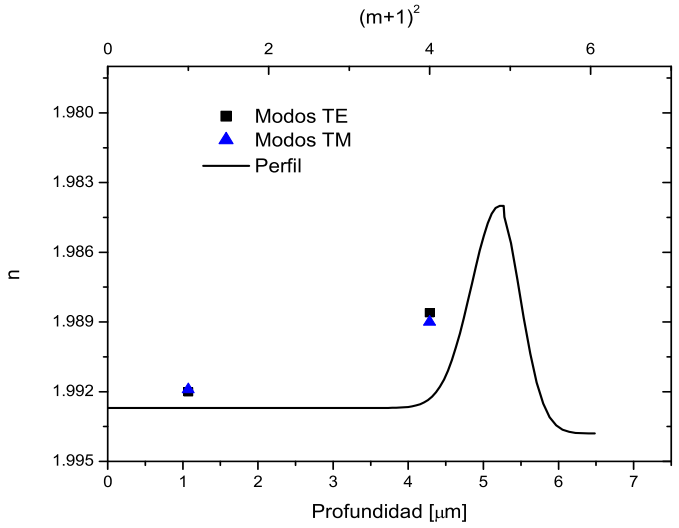

Figura 5.8: Perfil del índice de refracción ordinario y modos para $Nd : YVO_4$ implantado con protones con una dosis de $1.76{\times}10^{16}$ iones/cm^2 a 60° con una energía de 1.0 MeV.

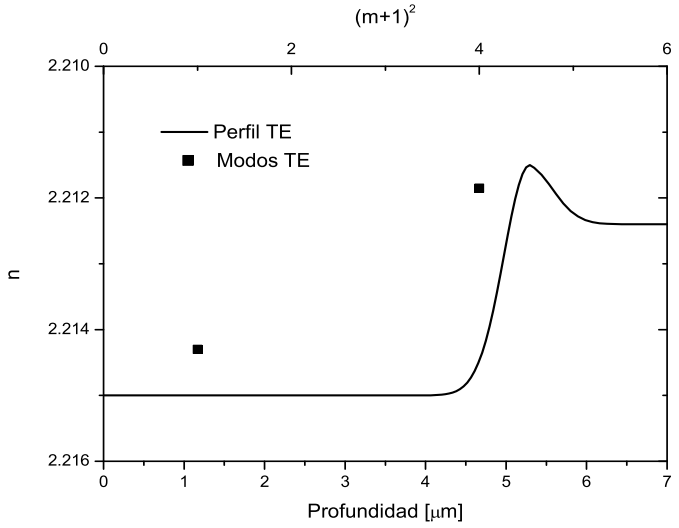

Figura 5.9: Perfil del índice extraordinario y de modos **TE** para $Nd : YVO_4$ implantado con protones con una dosis de $1.76{\times}10^{16}$ iones/cm^2 a 60° con una energía de 1.0 MeV.

barrera es de 0.04 %; la profundidad de la barrera es de $\sim$5.2 μm, aproximándose a la medida obtenida a través de la microfotografía. Es importante notar que el primer modo no está confinado por la barrera, por lo que puede carecer de pérdidas por tunelaje.

5.3.3. Conclusiones

Para la implantación de protones en $Nd : YVO_4$ en el caso de la muestra 3 con una dosis total a 3.0×10^{16} iones/cm^2 a 40° y una energía de 1.05 MeV encontramos que la variación en el índice de refracción es mínima para el índice ordinario como en el índice extraordinario. Para la muestra 4 con una dosis total a 1.76×10^{16} iones/cm^2 a 60° con una energía de 1.0 MeV, el índice de refracción para el índice ordinario disminuye ligeramente mientras que para el índice extraordinario aumenta, esto puede ser ocasionado por la poca cantidad de modos obtenidos debido a la baja dosis y al ángulo utilizado en la implantación.

Para todas las reconstrucciones de perfil las profundidades de la barrera concuerdan con las obtenidas experimentalmente en la microfotografía.

5.4. Conclusiones

De acuerdo con lo obtenido en este capítulo podemos concluir que:

Para la implantación de iones de C^{2+} en $Nd : YVO_4$ el índice de refracción aumenta para el caso del índice ordinario, esto también es reportado en [8] y [9], para protones la variación de n_o en la superficie es pequeña; mientras que para el índice extraordinario adquiere valores menores en la superficie respecto al sustrato (disminuye el valor del índice en la guía) en el caso de C^{2+} mientras que para protones aumenta ligeramente el índice de la superficie.

Para dosis menores de C^{2+} se obtiene un daño en la estructura del cristal mayor que para la implantación de protones, por lo que para implantaciones de C^{2+} se encuentra mayor número de modos que al implantar protones.

Entre mayor sea la dosis, el número de modos aumenta tanto para el índice ordinario como para el extraordinario, esto se observa al comparar las Cuadros (5.1) y (5.2) para implantación de C^{2+} y los Cuadros (5.3) y (5.4) para protones. Cabe mencionar que para la muestra 1 (Cuadro (5.1)) debido a su tamaño y a que después del segundo implante sufrió daño en la superficie no se logró un buen acoplamiento para la dosis de 4.0×10^{15} iones/cm^2, obteniendo menor número de modos que para la dosis de 2.0 $\times10^{15}$ iones/cm^2, pero el rango que abarcan los modos en la muestra 1 después del segundo implante es mayor que para la muestra 2 con esto podemos inferir que aquí también habrá aumento de número de modos. En el Cuadro (5.2) observamos que tenemos el mismo número de modos para **TE** para el índice ordinario y extraordinario para la muestra 2.

De acuerdo con la fórmula (3.40) debido a que la variación de n es positivo en la región de la guía, se debe entender que el perfil producido hace posible que los modos más bajos se pueden confinar sin la necesidad de la barrera óptica, existiendo la posibilidad de que no tengan pérdidas por tunelaje. Esta ocurre debido a que las dosis ocupadas son bajas, produciendo así guías de bajas pérdidas.

En todas las reconstrucciones de perfil las profundidades de la barrera se relacionan con las obtenidas experimentalmente en la microfotografía, la variación existente es debido a que la microfotografía nos da el daño del implante pero no la profundidad del perfil, es decir sólo nos da una idea de la profundidad que tiene el perfil.

Al aumentar el ángulo de implantación la altura del daño disminuye respecto a incidencia normal, creando una barrera más ancha a comparación del perfil creado con implantación a ángulos menores. De esta forma obtenemos menor número de modos, aún cuando la dosis de la implantación fue calculada para que se tuviera una densidad de iones similar a la muestra anterior.

Con los tratamientos térmicos aplicados no se ven afectados los modos, dejando el mismo perfil del índice de refracción, al analizar la variación después de tratamientos térmicos en las muestras 2 y 4.

En la reconstrucción de modos podemos observar que:

- La altura de la barrera depende de la posición de los modos.
- El índice de la superficie depende del primer modo obtenido.
- En el caso de aumento de índice de la superficie existen modos confinados, pero por ser su índice mayor al del sustrato es posible que no presenten pérdidas por tunelaje.

Capítulo 6

Espectroscopía

En este capítulo se muestra el espectro de absorción del $Nd : YVO_4$, como también se dan los resultados obtenidos en el análisis del espectro de emisión de este cristal para cada muestra. Se hace una comparación del espectro de emisión de $Nd : YVO_4$ con $Nd : YAG$ observando la variación del espectro de emisión del Nd dependiendo del huésped (*host*).

6.1. Análisis del Espectro

Para iniciar el análisis espectroscópico, es necesario corroborar las líneas de absorción del $Nd : YVO_4$; la figura (6.1) nos muestra el espectro de absorción de $Nd : YVO_4$. Para obtener dicha curva se necesita una lámpara espectral para tener el barrido en todo el espectro de luz. El espectro de absorción nos indica que el $Nd : YVO_4$ tiene dos picos principales, uno alrededor de $594nm$ y el otro en $808nm$ existiendo otros picos de absorción menos intensos en $751nm$ y $879nm$ entre otros. A pesar de que la intensidad y ancho de banda es mayor en $594nm$ que en $808nm$, para excitar la muestra se utilizó un diodo láser (*Spectral Diode Labs* modelo SDL-2432-H1)con una longitud de onda de $811 \pm 2nm$. Los espectros de emisión se analizarán en las secciones posteriores de este capítulo.

El análisis espectroscópico de emisión se realizó a través de un acoplamiento de canto (ver Figura (6.2)). El haz de dicho láser es enfocado hacia el cristal utilizando un objetivo de microscopio 40× ó 20× [1]; el cristal se colocó en una mesa con movimiento en los tres ejes para poder acoplar la luz a la guía y poder desplazarla por todo el canto del cristal para obtener el mejor acoplamiento a la guía. A la salida del cristal se colocó un objetivo de microscopio de 20× ó 10× [2] en un inicio se coloca una pantalla para observar las franjas y localizar la guía de onda, una vez localizada la franja de la guía de onda se cambia por el analizador de espectros *AQ-6312B*

[1] Dependiendo de la muestra fue el objetivo ocupado, debido al tamaño de la guía.

[2] Aquí depende del objetivo de microscopio utilizado a la entrada.

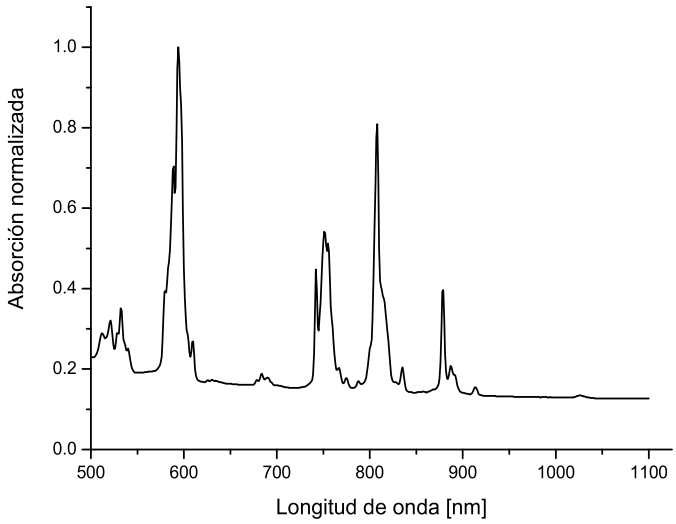

Figura 6.1: Espectro de absorción del $Nd : YVO_4$

marca ANDO dándonos los datos para ser analizados por computadora.

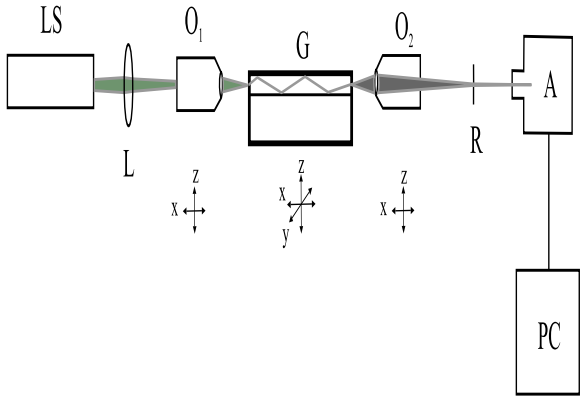

Figura 6.2: Esquema del montaje experimental para las mediciones del espectro de emisión. LS-láser; L- lente; O- objetivo; G- guía; R- rendija; A- analizador

6.2. Espectro de emisión del $Nd : YVO_4$ y $Nd : YAG$

Analicemos la variación de líneas de emisión del espectro del Nd cuando se encuentra en diferente huésped. La transición cuántica del Nd es ${}^4F_{3/2} -^4 I_{9/2}$. Las figuras (6.3) y (6.4) nos muestran el espectro de emisión del $Nd : YVO_4$ y $Nd : YAG$ respectivamente, en rangos similares, donde podemos observar que mientras que para el $Nd : YVO_4$ sólo existen 3 picos de emisión alrededor de: 1064, 1074 y 1089 nm; en $Nd : YAG$ se obtienen 6 picos de emisión alrededor de 1052, 1062,1064, 1074 y 1078nm. Siendo el principal para ambos espectros el que se encuentra alrededor de 1064nm, teniendo otro pico en común alrededor de 1074nm.

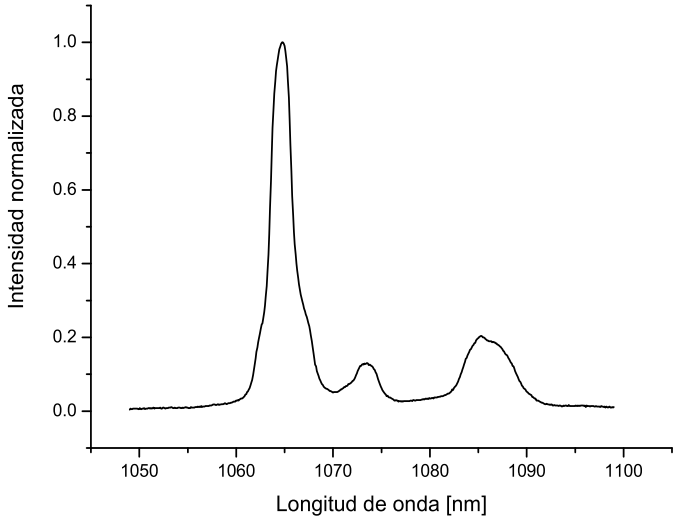

Figura 6.3: Espectro de emisión del $Nd : YVO_4$ en el rango de $[1049, 1099]nm$.

Las figuras (6.5) y (6.6) nos muestran el espectro de emisión del $Nd : YVO_4$ y $Nd : YAG$ respectivamente en rangos alrededor de 1338nm. Al igual que los espectros alrededor de 1064nm, el espectro de emisión del $Nd : YAG$ cuenta con más picos de emisión que el $Nd : YVO_4$. El $Nd : YAG$ tiene sus picos de emisión en 1320, 1335, 1338, 1342, 1354 y 1358nm donde los picos principales son los que se encuentran en 1320 y 1338 nm. Mientras que el $Nd : YVO_4$ sólo tiene un pico en 1342nm.

6.2.1. Conclusiones

El espectro de emisión varía dependiendo del huésped donde se encuentra los iones de tierras raras, en el caso analizado para el Nd específicamente. En este caso

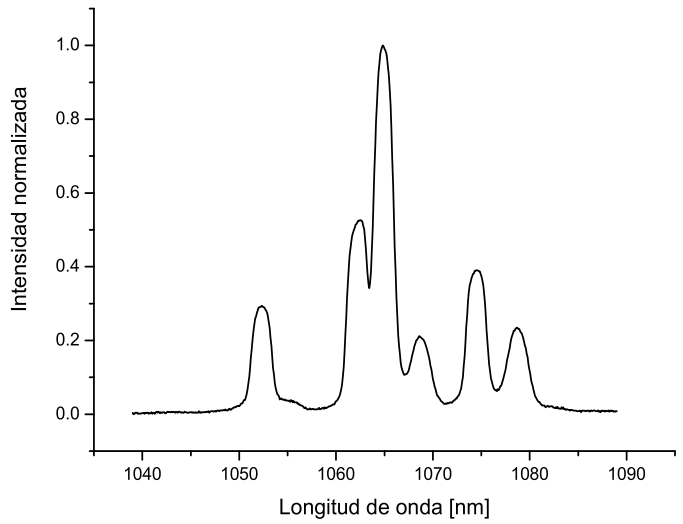

Figura 6.4: Espectro de emisión del $Nd : YAG$ en el rango de $[1040, 1150]nm$.

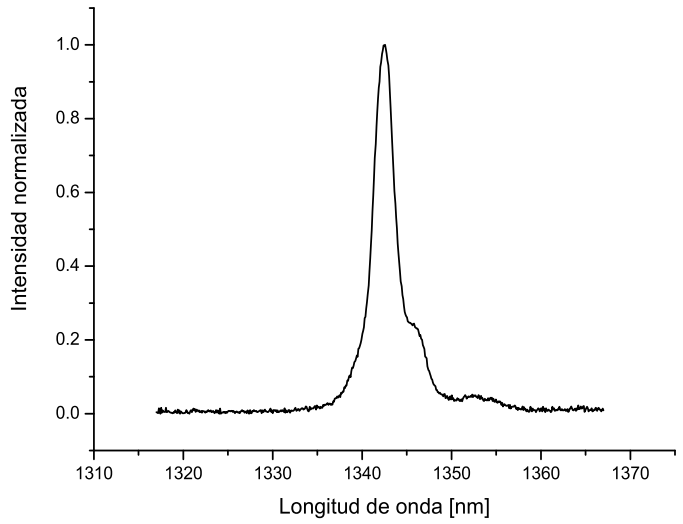

Figura 6.5: Espectro de emisión del $Nd : YVO_4$ en el rango de $[1318, 1368]nm$.

estamos comparando los espectros de emisión de $Nd : YVO_4$ y $Nd : YAG$, en donde para el primero se obtienen menos líneas de emisión en comparación con el segundo.

Hay que hacer notar que para los espectros presentados en esta sección se enfocó al sustrato pues sólo nos interesaba conocer la variación de los espectros de-

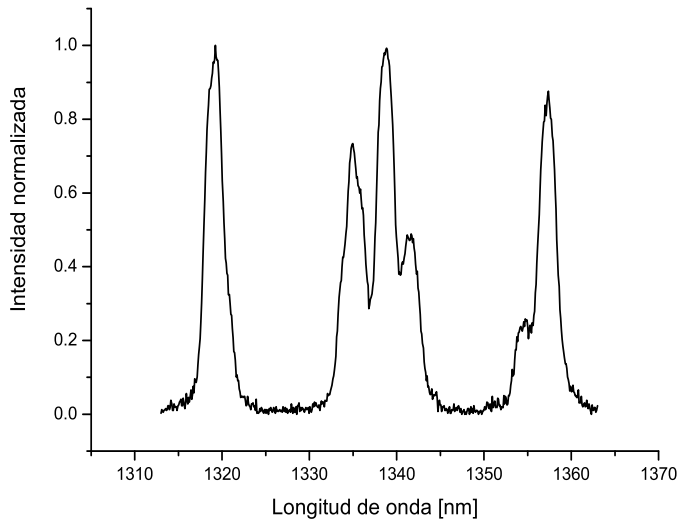

Figura 6.6: Espectro de emisión del $Nd : YAG$ en el rango de $[1312, 1362]nm$.

pendiendo del huésped.

6.3. Espectro de emisión para cristales implantados con C^{2+}

Como ya se ha mencionado para el análisis del espectro de emisión se utilizó un diodo láser que emite a una longitud de onda a $811 \pm 2nm$ a una intensidad de $500mW$ para excitar la muestra, para analizar el espectro de líneas de emisión se utilizó el analizador de espectros *marca ANDO*.

6.3.1. Muestra 1

El análisis del espectro de emisión para la muestra 1 a una dosis de 1.0×10^{15} iones $/cm^2$ debido al tamaño de la muestra y al mal pulido de los cantos, así como a la profundidad del daño generado de $\sim 1.8\ \mu m$, no se obtuvo una optimización en el acoplamiento, no encontrando la guía de onda, por lo que no se reporta el espectro de emisión para esta implantación.

La figura (6.7) nos muestra el espectro de emisión para la muestra 1 después del segundo implante, es decir, para una dosis de 4.0×10^{15} iones $/cm^2$, donde se puede observar que el espectro de emisión de la guía (línea continua) es menos intensa alrededor de 1064 nm con respecto al sustrato (línea punteada), pero esto no es más que un efecto al hacer un promedio para eliminar el ruido del espectro de la guía a

causa de la baja señal de emisión de ésta debida al inadecuado pulido de la muestra y el daño ocasionado en la segunda implantación, así como el tamaño del cristal. Para el pico que se encuentra alrededor de 1085 nm la intensidad de emisión de la guía es ligeramente mayor con respecto a la del sustrato y el ancho de banda es el mismo.

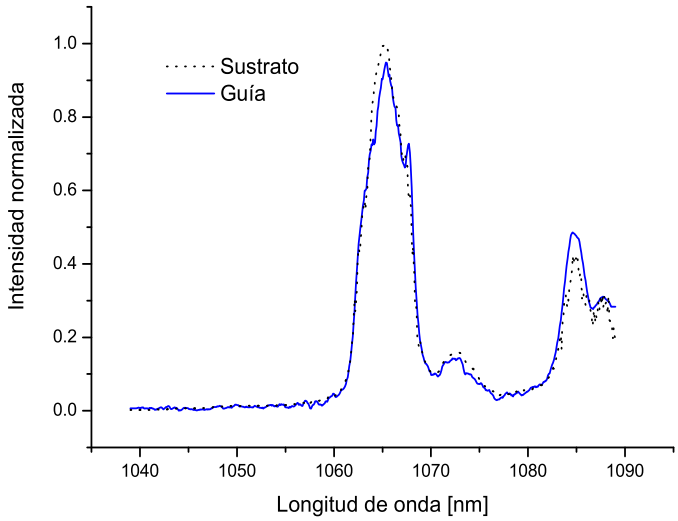

Figura 6.7: Espectro de emisión del $Nd : YVO_4$ con una dosis de 4.0 $\times 10^{15}$ iones $/cm^2$ de C^{2+} a incidencia normal, en el rango de [1039,1089]nm.

La variación del espectro en esta muestra es mínimo, cabe mencionar que debido al tamaño de la muestra y que después del segundo implante la muestra sufrió daños en los cantos, resultó difícil el acoplamiento de la guía por lo que la señal de emisión fue débil, tomando en cuenta también que para esta muestra no se contaba con polarizador para la luz con la que se excitó el cristal[3]. Debido a esto también para el espectro cuyo pico principal está alrededor de 1342nm la señal fue insuficiente para obtener el espectro.

6.3.2. Muestra 2

En la figura (6.8) podemos observar el espectro de emisión para la muestra 2 (para una dosis de 2.0 $\times 10^{15}$ iones $/cm^2$), tanto el de la guía (línea continua) como el del sustrato (línea punteada). Alrededor de 1064 nm el espectro del sustrato es más angosto que el de la guía, siendo aproximadamente 3 veces mayor el ancho de banda de la guía que la del sustrato, así también en el pico que se encuentra alrededor de 1085 nm la intensidad de emisión de la guía es mayor que la del sustrato.

[3]Tanto a la guía como al sustrato.

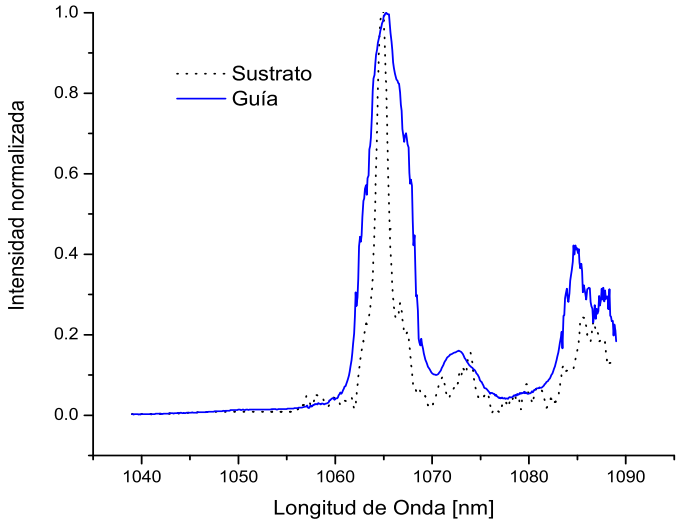

Figura 6.8: Espectro de emisión del $Nd : YVO_4$ implantado con C^{2+} a una dosis de 2.0 $\times 10^{15}$ iones $/cm^2$, en el rango de [1039,1089]nm.

Para tomar los espectros de emisión de esta muestra se tuvo que hacer un tratamiento térmico para poder tener un mejor acoplamiento para la adquisición de datos del espectro, pues la señal era insuficiente. El recocido duró 45 minutos a 250°C en el horno *Thermolyne 47900*.

6.3.3. Conclusiones

Para el análisis espectroscópico de la primera muestra también se tuvo problemas debido al tamaño de la muestra como ocurrió para la obtención de modos, además que sufrió daños considerables en los cantos y en la cara de la implantación durante la preparación para la segunda implantación de carbono. Pero aún así se nota la variación que existe entre el espectro de emisión de la guía y del sustrato.

Para ambas muestras se obtuvo sólo el espectro de emisión en 1064nm, pues para las otras líneas principales de emisión[4] la señal era insuficiente, esto lo atribuimos al daño causado por el proceso de implantación[5].

El espectro de emisión para ambas muestras se ensancha lo cual es más notorio para la muestra 2, pues el ancho de banda de la guía aumenta aproximadamente 3 veces más respecto al ancho de banda del sustrato, también considerando que para esta muestra ya contábamos con la luz polarizada para excitar la muestra. El

[4] A 914 y 1342 nm.

[5] Como ya se ha mencionado

ensanchamiento se debe a la pérdida de cristalinidad por las impurezas en la red ocasionadas por la implantación de iones de C^{2+}.

6.4. Espectro de emisión para cristales implantados con Protones

6.4.1. Muestra 3

Para la muestra 3 con un implante de protones a 1.5×10^{16} iones $/cm^2$ con un ángulo 40° no se obtiene una guía bien definida [6], por lo que no se pudo hacer el análisis espectroscópico para esta dosis, así también debido al tamaño y calidad de la muestra.

Una vez realizado el segundo implante de protones en la muestra 3 a una dosis total de 3.0 $\times10^{16}$ iones $/cm^2$, la figura (6.9) nos muestra el espectro de emisión de $Nd : YVO_4$. En dicha figura podemos observar que no hay ensanchamiento de la curva de emisión de la guía respecto al sustrato en el rango de $1040nm$ a $1090nm$, el ancho de banda de la guía en el pico principal es igual al ancho de banda del sustrato. Se encuentra un segundo pico bien definido alrededor de $1072nm$ tanto en la guía como en el sustrato. Hay un ligero aumento de la intensidad de la guía en el pico que se encuentra alrededor de $1087nm$ de la guía respecto al sustrato.

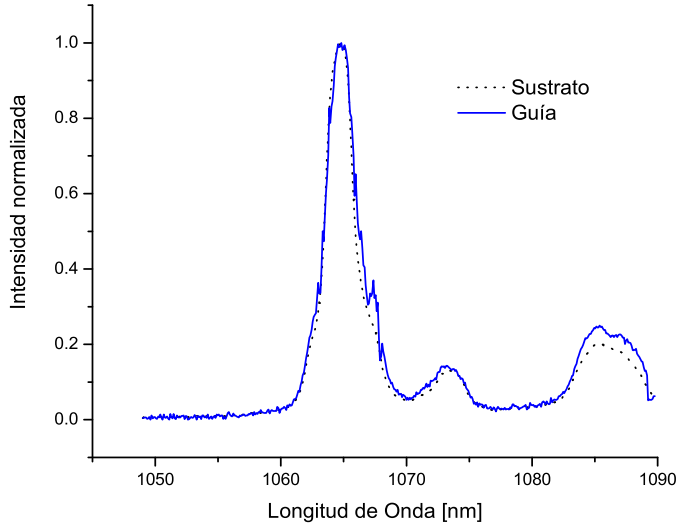

Figura 6.9: Espectro de emisión del $Nd : YVO_4$ implantado con protones a una dosis de 3.0 $\times10^{16}$ iones $/cm^2$, en el rango de [1039,1089]nm.

[6] Como se observa en la microfotografía

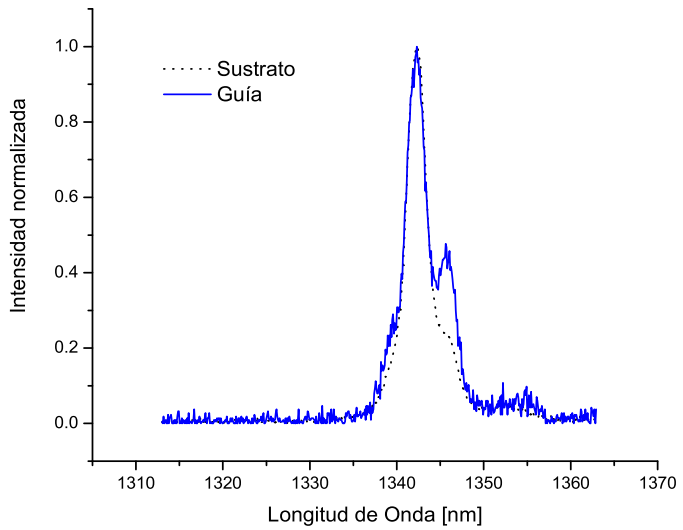

Figura 6.10: Espectro de emisión del $Nd : YVO_4$ implantado con protones con una dosis de 3.0 $\times 10^{16}$ iones $/cm^2$, en el rango de [1313,1363]nm.

La figura (6.10) nos presenta el espectro de emisión de la muestra 3 después del segundo implante en el rango de 1313nm a 1363nm para la línea principal en 1342nm, el ancho de banda es el mismo para el sustrato y la guía. Se observa un pico en alrededor de 1347nm en la guía el cual no está bien definido en el sustrato.

Para la obtención de estos espectros no se contaba con el polarizador a la entrada del cristal y la calidad de los cantos no era óptima para el acoplamiento.

6.4.2. Muestra 4

Para la muestra 4 implantada con protones con una dosis de 1.76 $\times 10^{16}$ a un ángulo de 60° se contó con el polarizador a la entrada del cristal para obtener los diferentes espectros. El espectro de emisión en el rango de [1049,1099]nm se observa en la figura (6.11), donde tenemos que el ancho de banda en el pico de 1064nm es similar; el cambio apenas es del 0.05 % mayor del ancho de banda del sustrato al de la guía, es más notoria la variación en la base del espectro. Para el pico alrededor de 1074nm el ancho de banda es el mismo pero para el pico alrededor de 1089nm la intensidad de la guía es un poco menor que la del sustrato.

La figura (6.12) nos muestra el espectro de emisión de la muestra 4 en el rango de [1318,1368]nm, aquí podemos observar que el espectro de la guía no sufre cambio alguno respecto al espectro del sustrato.

A esta muestra se le realizó un tratamiento térmico de 20 minutos a 250° en el horno *Thermolyne modelo 47900* .

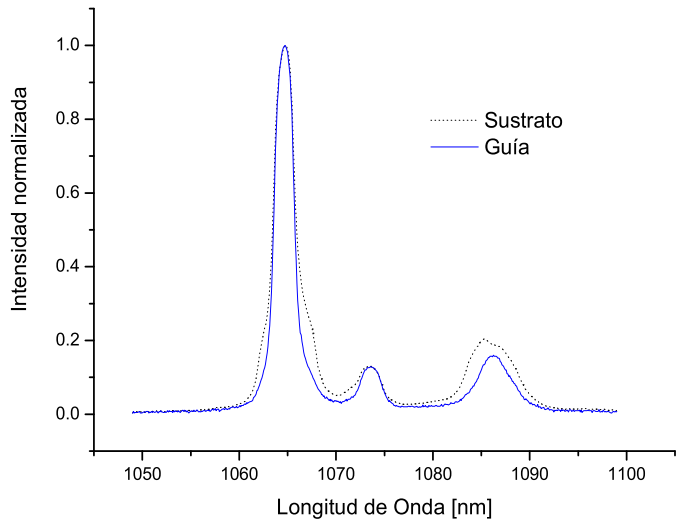

Figura 6.11: Espectro de emisión del $Nd : YVO_4$ implantado con protones con una dosis de 1.76 $\times 10^{16}$ iones $/cm^2$, en el rango de [1049,1099]nm.

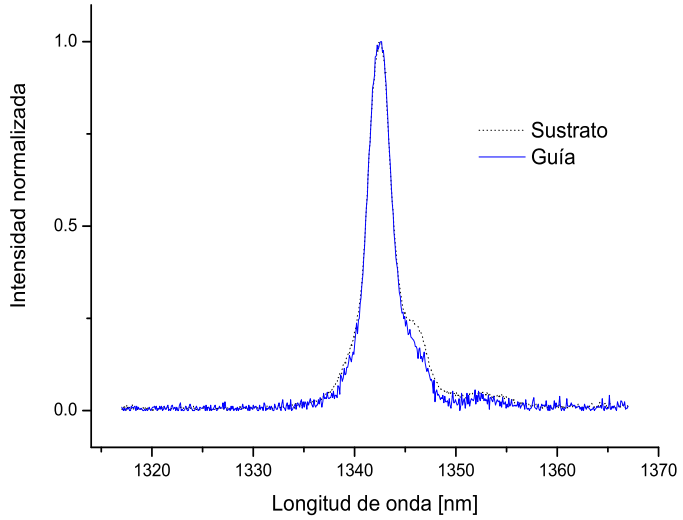

Figura 6.12: Espectro de emisión del $Nd : YVO_4$ implantado con protones con una dosis de 1.76 $\times 10^{16}$ iones $/cm^2$, en el rango de [1318,1368]nm.

6.4.3. Conclusiones

De acuerdo con los resultados obtenidos en esta sección, podemos mencionar que el ancho de banda de la guía no aumenta respecto al ancho de banda del sustrato

como se puede observar en los espectros de emisión en las figuras (6.9),(6.10),(6.11) y (6.12) no importando el rango del espectro analizado, dosis y ángulo de implantación.

El resultado de implantar protones en $Nd : YVO_4$ en el análisis espectroscópico es un cambio mínimo del espectro concordando con los resultados reportados en [12] donde implantan protones en $Nd : YAG$ analizando el efecto espectroscópico, en la figura (6.13) observamos el espectro de $Nd : YAG$ implantado con protones a diferentes energías (1.0, 1.05, 1.15 y 1.25 MeV) con una dosis total de 6.0 $\times 10^{16}$ iones $/cm^2$ en un rango de [1040,1100]nm y en la figura (6.14) el espectro del mismo cristal sólo que en el rango de [1300,1400]nm. En ambas figuras se observa que el ancho de banda de la guía es muy similar al del sustrato en cada uno de los picos de emisión del $Nd : YAG$.

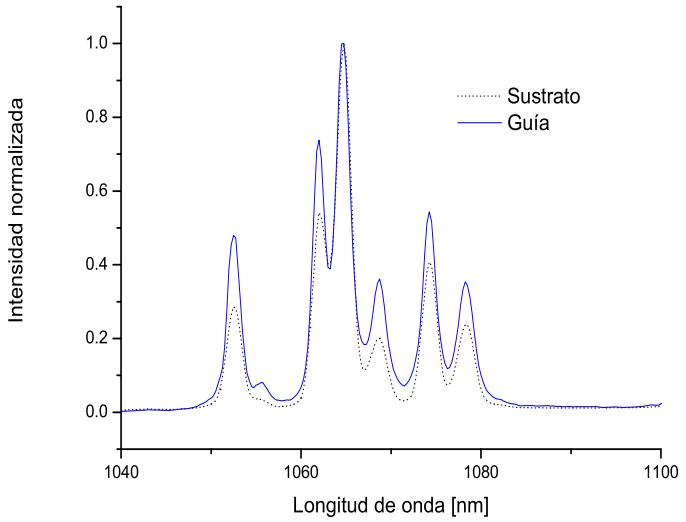

Figura 6.13: Espectro de emisión del $Nd : YAG$ implantado con protones con una dosis de 6.0 $\times 10^{16}$ iones $/cm^2$, en el rango de [1040,1100]nm.

6.5. Cálculo de transmisión para $Nd : YVO_4$

El análisis de las pérdidas por transmisión sólo se realizó para las muestras 2, 4 y la muestra 3 después del segundo implante. Para la muestra 1 debido al mal pulido de las caras y al daño ocurrido posterior al segundo implante no se pudo realizar el estudio de pérdidas, así también posterior al cálculo de modos después del segundo implante sufrió una fractura.

Para el cálculo de transmisión en la guía se utilizó un láser He-Ne a 1.6 mW de potencia. El Cuadro 6.1 nos muestra el valor de transmisión calculado para Nd :

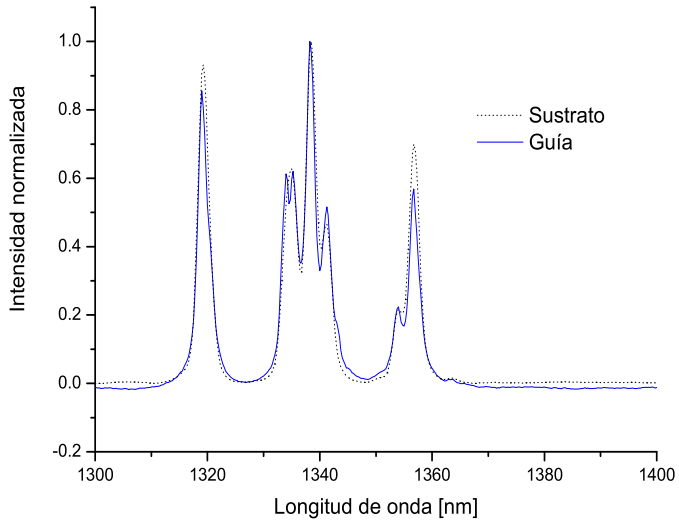

Figura 6.14: Espectro de emisión del $Nd : YAG$ implantado con protones con una dosis de 6.0 $\times 10^{16}$ iones $/cm^2$, en el rango de [1300,1400]nm.

YVO_4. La muestra 2 implantada con C^{2+} con una dosis de 2.0 $\times 10^{15}$ iones$/cm^2$ a una incidencia normal, la muestra 3 y 4 implantadas con protones a 4.0 $\times 10^{16}$ iones$/cm^2$ a un ángulo de 40° y a 1.76 $\times 10^{16}$ iones$/cm^2$ a un de ángulo 60° respectivamente con una energía de 1.05 y 1.0 MeV para la muestra 3 y 1.0 MeV para la muestra 4. Las mediciones de transmisión para las muestras 2 y 4 se realizaron después de su respectivo tratamiento térmico.

Cuadro 6.1: Pérdidas por trasmisión en $Nd : YVO_4$

	Muestra 2	Muestra 3	Muestra 4
Transmisión	0.26 %	0.14 %	0.37 %

Del Cuadro 6.1 observamos que existen menos pérdidas para la muestra 4 implantadas con protones que para la implantada con C^{2+}. De las muestras implantadas con protones la 4 tiene menos pérdidas que la muestra 3, esto puede ser ocasionado por la variación de dosis, pues la distribución del daño es mayor, al aumentar el ángulo y puede haber un confinamiento mejor, además que a la muestra 4 se le realizó el tratamiento térmico[7] el cual no se realizó para la muestra 3 debido a que se rompió y fue imposible acoplar luz por el canto, si se hubiera realizado el tratamiento térmico la transmisión hubiera aumentado. Para la muestra 2 la transmisión disminuye en

[7]La medición de transmisión se realizó después de dicho tratamiento

un 30 % respecto a la muestra 4, esto puede ser debido al ión implantado pues es más pesado que los protones causando mayor daño a la estructura cristalina.

6.6. Conclusiones

Las conclusiones de este capítulo se pueden enumerar de la siguiente forma:

- El espectro de emisión del neodimio varía de acuerdo al huésped, existiendo más picos de emisión para el $Nd : YAG$ que para el $Nd : YVO_4$.
- El espectro de emisión varía de acuerdo a los siguientes aspectos:
  - Entre mayor sea la dosis de iones implantados existe un ensanchamiento en el ancho de banda de la guía respecto al ancho de banda del sustrato para el caso de iones de C^{2+}.
  - El ancho de banda también aumenta al variar el ión a implantar; es decir, si el ión es ligero(protones) o es de mayor peso (C^{2+}), esto se observa al comparar las figuras (6.8) y (6.11), de donde se puede concluir que al aumentar la masa del ión a implantar el cambio en el espectro es mayor.
- El espectro de emisión de cristales implantados con protones es similar para el sustrato que para la guía, variando sólo para grandes dosis [19].
- El ensanchamiento del ancho de banda se le atribuye a la pérdida de cristalinidad del YVO_4, existiendo cierto grado de amorfización en el cristal.
- Existe mayor transmisión para muestras implantadas con protones que para la implantada con C^{2+}.
- Un tratamiento térmico disminuye los centros de color en la guía, aumentando así la señal de emisión.

Capítulo 7

Conclusiones

La implantación iónica en cristales genera la formación de guías de ondas planas, al realizar este tipo de implantaciones se tienen como parámetros controlables el ión a implantar, energía y ángulo de incidencia del haz de iones, teniendo así el control de la altura y profundidad de la distribución de daño de la guía de onda plana.

Respecto a los índices de refracción y modos encontrados para la implantación de iones de C^{2+} en $Nd:YVO_4$ con dosis de 1.0×10^{15}, 2.0×10^{15} y 3.0×10^{15} iones/cm^2; el índice de refracción en la guía aumenta para el caso del índice ordinario, también reportado en [8] y [9]; para el índice extraordinario adquiere valores menores respecto al sustrato (disminuye el valor del índice en la guía). En el caso de protones para las dosis de 1.5×10^{16}, 3.0×10^{16} y 1.76×10^{16} iones/cm^2 a 40° para las dos primeras dosis y a 60° para la tercera dosis la variación del índice en la guía es pequeña en el índice ordinario, ocurriendo un ligero aumento en el índice en dicha región para el caso del índice extraordinario.

La implantación de protones en $Nd:YVO_4$ provoca menor daño en la estructura del cristal respecto a la implantación de carbono con dosis menores, encontrando mayor número de modos en implantaciones de C^{2+} que al implantar protones. Sin embargo, se debe tomar en cuenta la existencia de una "dosis de saturación" donde ya no se encuentra mayor número de modos.

Para la reconstrucción del perfil de índice de las guías de ondas, se realizó una aproximación de multicapas basado en el método de reflectividad. En las reconstrucciones de los perfiles de cada muestra la profundidad de la barrera se relaciona con el daño en el cristal obtenido experimentalmente en la microfotografía.

Al aumentar el ángulo de implantación la altura del daño disminuye respecto a incidencia normal, creando una barrera más ancha y menos profunda a comparación del perfil creado con implantación a ángulos menores. Así, de esta forma se obtiene menor número de modos.

Para la transición que tiene el neodimio $^4F_{3/2}-^4I_{3/2}$ en el análisis espectroscópico, encontramos que el espectro de emisión varía de acuerdo al huésped, existiendo mayor número de picos de emisión para el $Nd:YAG$ que para el $Nd:YVO_4$, sin

embargo, el pico principal localizado en $\sim 1064nm$ se mantiene en ambos cristales.

En general, en el análisis espectroscópico observamos que para protones (iones ligeros) no existe variación en el espectro de emisión indicando que la estructura de la guía de onda preserva las características espectroscópicas del $Nd : YVO_4$, lo mismo se reporta para la creación de guías de onda por difusión en $Nd : YVO_4$ [18], variando el espectro sólo para grandes dosis [19]. En el caso de las guías de onda planas formadas por implantación de C^{2+} existe aumento en el ancho de banda del espectro de emisión conservando las posiciones de los picos de emisión.

El ensanchamiento del ancho de banda se atribuye a la pérdida de cristalinidad del YVO_4, existiendo cierto grado de amorfización en el cristal. Debido a la presencia de centros de color causados por el proceso de implantación, existe menor transmisión para muestras implantadas con C^{2+} que para una de ellas implantada con protones, donde para menor dosis de C^{2+} existe mayor daño que para las implantaciones de protones.

Con un tratamiento térmico se disminuyen los centros de color en la guía, aumentando así la señal de emisión, sin verse afectados los modos y dejando el mismo perfil de índice de refracción al analizar la variación después de tratamientos térmicos, tanto de espectroscopía como de modo.

TRABAJO A FUTURO

El trabajo realizado para esta tesis es sólo el inicio en la investigación de guías de onda en YVO_4, por lo que se pueden obtener más resultados innovadores. El principal enfoque a realizar será:

- Profundizar en el análisis birrefringente del $Nd : YVO_4$ tanto en modos como en espectroscopía.
- Analizar las pérdidas de propagación teniendo en cuenta que contamos con un material birrefringentee.
- Realizar nuevas implantaciones tanto en las muestras analizadas como en nuevos cristales, analizando su espectro de emisión y los modos de propagación, con el objetivo de obtener guías que presenten bajas pérdidas de propagación y que preserven las propiedades ópticas del cristal.
- Efectuar pruebas de laseo para las muestras implantadas con protones y C^{2+} para obtener las características principales de emisión láser como:
    - Eficiencia
    - Ancho de emisión
    - Tiempo de vida del Nd
    - Umbral de oscilación

sustrato.

- Fabricar y caracterizar guías de onda de canal (mismo análisis realizado para las guías de onda planas).

Bibliografía

[1] Adams M.J. *"An Introduction to Optical Waveguides "*; John Wiley Sons New York (1981)

[2] Amnon Yariv *"Optical Electronics "*; Saunders College Publishing (1991)

[3] C.L. Bonner, C.T.A. Brown, D.P. Shepherd; *"Neodymium and gadolinium diffusion in yttrium vanadate "*; Opt. Soc. Am. B Vol. 19 No. 1, pags 33-36 (2002).

[4] D. Fluck, D.H. Jundt y P. Günter; *"Modeling of refractive index profiles of He^+ ion-implanted $KNbO_3$ waveguides based on the irradiation parameters"*; J. Appl. Phys., Vol. 47, pags 6023-6031 (1993).

[5] Feng Chen, Xue- Lin Wang y Ming Wang; *"Ion- implanted $Nd:YVO_4$ planar waveguide: refractive-index characterization and propagation mode reduction"*; Optics Letters Vol. 27 No. 13 pags 1111-1113 (2002).

[6] Feng Chen, Xue- Lin Wang, Hui Hu, Ke-Ming Wang; *"MeV copper and nickel ion implanted vaweguides in $Nd:NaY(WO_4)$ crystal "*; Nucl. Instr. and Meth. in Phys. B; Vol. 187, pags 475-478 (2002).

[7] Feng Chen, Xue- Lin Wang, Ke-Ming Wang; *"Planar waveguides in BiB_3O_6 and $Nd:YVO_4$ crystals by ion implantation"*; Nucl. Instr. and Meth. in Phys. B; Vol. 191, pags 61-66 (2002).

[8] Feng Chen, Xue- Lin Wang, Ke-Ming Wang; *"Ion-implantation waveguides in Nd^{3+}-doped silicate glass and Er^{3+}/Yb^{3+} co-doped phosphate glass "*; Nucl. Instr. and Meth. in Phys. B; Vol. 193, pags 92-101 (2002).

[9] Feng Chen, Xue- Lin Wang, Ke-Ming Wang; *"Optical waveguides formed in $Nd:YVO_4$ by $MeVSi^+$ implantation"*; Applied Physics Vol. 80 No. 19, pags 3473-3475 (2002).

[10] Feng Chen, Xue- Lin Wang, Ke-Ming Wang; *"Property study of Si^+- ion implanted $Nd:YVO_4$ waveguides"*; Applied Physics B- Laser and Optics Vol. 75, pags 895-897 (2002).

[11] G.C. Bowkett, G. W. Baxter y D.J. Booth *"Single-mode* $1{,}34-\mu m\ Nd:YVO_4$ *microchip laser whit cw Ti:sapphire and diode-laser pumping"* Optics Letters Vol. 19, No. 13, pags 957-959 (1994).

[12] G.V. Vázquez, J. Rickards, H. Márquez, G. Lifante, E. Cantelar, M. Domenech *"Optical waveguides in* $Nd:YAG$ *by proton implantation "* Optics Communications; 141-146 (2003).

[13] Jorge Rickards Campbell *"La física de las radiaciones en materia "*; UNAM (2001)

[14] J. Rams, J. Olivares et. al. *"Mode gaps in the refractive index propeties of low-dose ion-implanted* $LiNbO_3$ *waveguide"*; Journal of Applied Physics Vol. 87, No. 7, pags 3199-3202 (2000).

[15] J.S. Williams, J.M. Poate *"Ion Implantation and Beam Processing"*; Academic Press (1984).

[16] P.D. Townsend, P.J. Chandler y L. Zhang; *"Optical Effects of Ion Implantation"*; Cambridge University Press (1994).

[17] P.D. Townsend *"Ion implanted waveguides and waveguide lasers"* Nuclear Instruments and Methods in Physics B; Vol. 65, pags 243-250 (1992).

[18] Simon J. Hettrick, James S. Wilkinson y David P. Shepherd; *"Neodymium and gadolinium diffusion in yttrium vanadate "*; Opt. Soc. Am. B Vol. 19 No. 1, pags 33-36 (2002).

[19] Simon J. Field, David C. Hanna et al; *"Ion Implanted* $Nd:YAG$ *waveguide Laser"*; IEEE Journal of Quantum Electronics Vol. 27, pags 428-433 (2002).

[20] Ziegler J. F.; *"Ion Implantation Science and Technology"*; Academic Press London (1988).