



FABRICACIÓN DE GUÍAS DE ONDAS EN CRISTALES DE NIOBATO DE LITIO

Francisco J. G. Nesprías

**UNIVERSIDAD NACIONAL DE GENERAL SAN MARTÍN
COMISIÓN NACIONAL DE ENERGÍA ATÓMICA
INSTITUTO DE TECNOLOGÍA
“Prof. Jorge A. Sabato”**

Fabricación de Guías de Ondas en cristales de Niobato de Litio (*)

por Francisco Nesprías

Director del Trabajo

Ing. Maximiliano Fischer

Codirector: Dr. Mario E. Debray

(*)Tesis para optar al título de Magíster en Ciencia y Tecnología de Materiales

República Argentina

2006

Resumen

Los temas tratados en el presente trabajo están orientados a la fabricación y caracterización de guías ópticas planas en cristales de Niobato de Litio (LiNbO_3).

Se utilizaron dos métodos para fabricar ondas planas: difusión de protones e implantación iónica. Utilizando haces de iones de ^{16}O a 5, 10 y 13 MeV de energía provistos por el acelerador Tandar y dosis entre 0,7 y $1,4 \cdot 10^{14} \text{ }^{16}\text{O}/\text{cm}^2$ se obtuvieron guías de onda planas a temperatura ambiente en cristales de LiNbO_3 . La energía de irradiación en cada caso se estableció mediante el programa de cálculo Monte Carlo SRIM2003. Las profundidades de las guías son entre $2.7 \mu\text{m}$ y $3.5 \mu\text{m}$.

Se diseñó y construyó un dispositivo para la irradiación de muestras en alto vacío. El mismo permite posicionar y mover en forma controlada las muestras frente al haz y obtener una distribución aproximadamente homogénea ($\pm 10\%$) de los iones implantados, manteniendo fijo el haz.

La caracterización de muestras se realizó mediante el método de acoplamiento con prisma (también llamado "m dark line"). Utilizando luz de láser de 633 nm y un prisma de rutilo se comprobó la existencia de una sola línea oscura para el modo extraordinario (TE), es decir, guías de propagación monomodo para esta longitud de onda. En su implementación, se fabricó un dispositivo para obtener un buen contacto óptico; es decir, que permitiera el acople entre el cristal de Niobato de Litio y el prisma de rutilo.

Se aplicó un método cálculo numérico para obtener el perfil del índice de refracción en la guía de onda y se corroboraron los resultados con los experimentos.

This work deals with topics related to fabrication and characterization of planar optical waveguides (WG) built in Lithium Niobate (LiNbO_3) crystals.

Two techniques were employed to manufacture plane WG: Annealed Proton Exchange (APE) and Ion Implantation. Plane WG in lithium niobate were obtained at room temperature using ^{16}O ion beams of 5, 10 and 13 MeV, delivered by Tandar accelerator, having doses that range between 0,7 and $1,4 \cdot 10^{14} \text{ }^{16}\text{O}/\text{cm}^2$. Radiation energy was determined by Montecarlo simulations using SRIM2003 software. Waveguide depths fell between 2.7 and $3.5 \mu\text{m}$.

A motorized sample holder was designed and built for high-vacuum irradiation, in order to be able to electronically position and move samples up and down facing the fixed beam, achieving a nearly homogeneous ($\pm 10\%$) distribution of implanted ions.

Sample characterization was carried out by means of prism coupling method (also called "m dark line"), using a 633nm laser and a rutile prism. A unique dark line was found for the extraordinary mode (TE), i.e. monomode propagation waveguides for operation wavelength. A suitable set-up was fabricated for achieving good optical contact, in other words, a device that allowed optical coupling between lithium niobate and rutile prism.

A numerical method was used to get the refraction index profile inside the WG and to verify the experimental results.

Índice

Resumen.....	3
Índice.....	5
1. Introducción	7
1.1 Óptica Integrada.....	8
1.2 Aplicación de los circuitos ópticos integrados	9
1.3 Guías de ondas ópticas. Técnicas de fabricación.	11
1.4 Método de caracterización	12
2. Teoría de Guías de Ondas.....	14
2.1 Modos ligados de una guía de onda plana con polarización Transverso Eléctrico (TE)	17
2.2 Modos ligados por un índice de refracción tipo barrera.....	21
3. Niobato de Litio	24
3.1 Propiedades del Niobato de Litio.....	24
3.2 El efecto electro-óptico o efecto Pockels.....	26
3.3 Caracterización del Niobato de Litio por métodos ópticos.....	29
3.4 Aplicación del Niobato de Litio en la construcción de MIOCs.....	37
3.5 Simulación Numérica	40
4. Fabricación de Guías de Ondas en LiNbO_3	47
4.1 Difusión de protones	47
4.1.1 Dispositivo experimental.....	50
4.1.2 Resultados del proceso de difusión de protones	51
4.2 Implantación Iónica	52
4.2.1 Implantación con el acelerador TANDAR	55
4.2.2 Montaje de obleas para la implantación.....	57
4.2.3 Muestras	59
4.2.4 Datos experimentales	60
5. Caracterización de las guías de ondas.....	64
5.1 Descripción del método “m dark line”	64
5.1.1 Descripción general del arreglo experimental.....	66
5.1.2 Observación de los modos	68
5.1.3 Prisma.....	69
5.1.4 Cálculo del índice de refracción y el espesor.....	69
5.2 Dispositivo experimental.....	70
5.3 Resultados de la caracterización.....	73
6. Conclusiones	77
Apéndice.....	80
Apéndice A: Perfil del campo eléctrico para una guía de ondas modelado con tres índices de refracción	81
Apéndice B: Perfil del campo eléctrico para una guía de ondas fabricada por implantación iónica.....	85
Apéndice C: Índice de refracción en la dirección de propagación en función del ángulo de incidencia.....	88
Apéndice D: Modelo de laboratorio	89
Apéndice E: Tabla de datos de la implantación.....	90
Apéndice F: Cálculo de la carga a depositar en función del largo de la muestra ..	93
Índice de Figuras.....	98
Índice de Tablas	100
Citas bibliográficas	101
Trabajos publicados en Congresos y Seminarios	104
Palabras Claves	104

Agradecimientos..... 105

1. Introducción

Desde que se inventó el transistor en 1947, los circuitos integrados electrónicos han ido superando objetivos relacionados con el grado de integración, costo, tamaño, peso y requerimiento de potencia. Los circuitos ópticos integrados, a los que se refiere el presente trabajo de investigación, persiguen un objetivo tecnológico muy similar, agregando ciertas características atractivas conectadas con las propiedades de los materiales y sus métodos de depósito⁽¹⁾.

La Ciencia y Tecnología de Materiales tiene un nuevo desafío en el campo de los materiales ópticos, en el que se requieren nuevas técnicas de fabricación y caracterización de estructuras de extrema pureza, incluyendo el diseño de cristales, el depósito y crecimiento de estructuras amorfas y cristalinas, la conexión con medios de índices similares, y el estudio de las propiedades ópticas.

El elemento primordial para la conducción de la luz dentro de un circuito de óptica integrada (o IOC) es la guía de ondas, una formación comparable a un canal dentro de un sustrato o de un film con determinadas propiedades, que no permite que la luz se disperse por el material en direcciones no deseadas. La formación de una guía de ondas que confine la luz dentro de un canal de dimensiones similares a la longitud de onda ($1\mu\text{m}$) es indispensable para lograr dispositivos de alto grado de integración óptica.

Actualmente se fabrican guías de ondas ópticas en una gran variedad de materiales ⁽⁹⁻¹⁶⁻²¹⁾, entre los cuales el cristal de Niobato de Litio (LiNbO_3) es el elegido para aplicaciones como las que competen a esta tesis. Este material posee excelentes propiedades físicas para la fabricación de dispositivos ópticos: alto coeficiente electro-óptico, bajas pérdidas de propagación y alta temperatura de Curie.

El principio físico de la guía de onda en LiNbO_3 es el mismo que en la fibra óptica: la luz se encuentra confinada en un canal de mayor índice de refracción que en sus alrededores, lo cual permite que exista reflexión total interna del haz de luz dentro del medio de mayor índice (Figura 1).

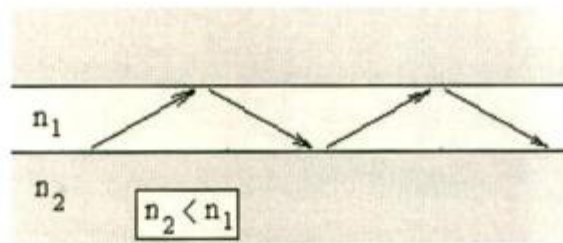


Figura 1: Haz de luz propagándose en una guía de ondas por el fenómeno de reflexión total interna.

1.1 Óptica Integrada

Las principales aplicaciones de la óptica integrada son las comunicaciones, sensado, y procesamiento de datos. Se han desarrollado experimentalmente una gran variedad de componentes, entre los cuales vale la pena mencionar ⁽³⁾:

Interconector

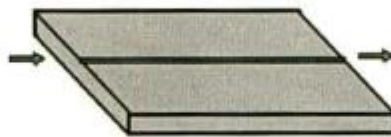


Figura 2: Interconector Recto

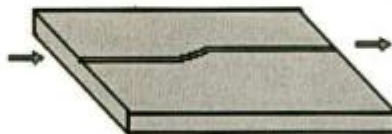


Figura 3: Interconector Curvado

Bifurcación en Y

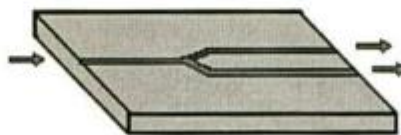


Figura 4: Bifurcación en Y

Modulador de fase EO (Electro-Óptico)

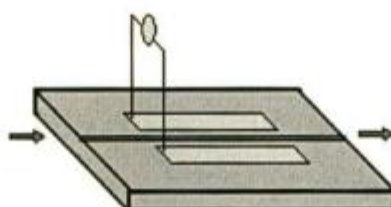


Figura 5: Modulador de fase EO

Interferómetro Mach-Zehnder

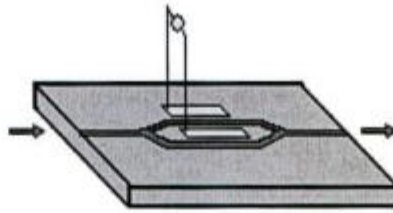


Figura 6: Interferómetro Mach-Zehnder

La óptica integrada permite incluir e interconectar varios de estos componentes simples en un único cristal óptico, logrando dispositivos con funciones especiales, como se verá más adelante.

1.2 Aplicación de los circuitos ópticos integrados

El trabajo de investigación que dio origen a esta Tesis tiene por objetivo iniciar el desarrollo, caracterización y construcción de un Circuito Óptico Integrado Multifunción₍₁₋₂₋₃₎ (MIOC) (Figura 7). A su vez, este MIOC forma parte de un Giróscopo Interferométrico de Fibra Óptica (IFOG)₍₅₋₆₋₇₎ (Figura 8).

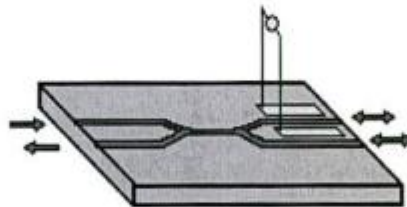


Figura 7: Circuito Óptico Integrado Multifunción (MIOC)

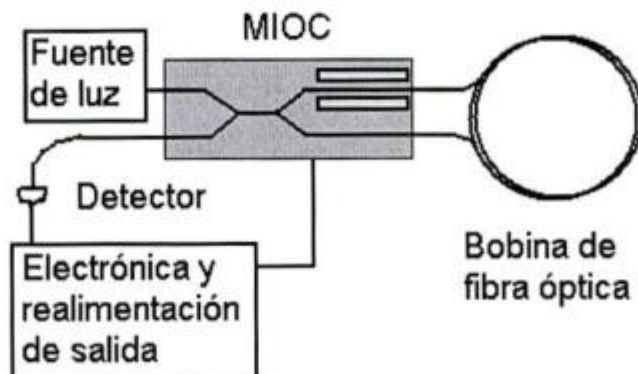


Figura 8: Giróscopo Interferométrico de Fibra Óptica (IFOG)

El MIOC que se desea desarrollar combina dos bifurcaciones en "Y" y un modulador de fase. De un lado del MIOC se inyecta la luz por uno de los caminos ópticos y por el otro se coloca un detector. Del otro lado del MIOC se unen los extremos a una bobina de fibra óptica. La luz inyectada encuentra la bifurcación Y, dividiéndose en dos haces que recorren la bobina en sentidos opuestos. Cuando se produce una rotación de la bobina alrededor de su propio eje, los dos rayos se desfasan debido a la diferencia de camino óptico que "ven" viajando en direcciones opuestas, dando lugar al fenómeno de interferencia conocido como efecto Sagnac. La diferencia de fase entre ellos es proporcional a la velocidad de rotación de la bobina. La salida del haz láser se registra en un detector (en lugar de un sistema de medición del desfasaje, como se explicará más adelante). Si la bobina de radio R rota a una velocidad angular Ω , la diferencia de tiempo entre los dos haces resulta:

$$\Delta t = \frac{4NA\Omega}{c^2} \quad (1.1)$$

donde "A" es el área y "N" el número de espiras de la bobina respectivamente.

Mediante electrodos adecuadamente diseñados, y aprovechando las cualidades electro-ópticas del cristal de LiNbO_3 , se puede aplicar a una de las ramas de salida del MIOC una diferencia de potencial que genere un desfasaje de igual magnitud y sentido contrario al originado por la rotación. De este modo puede utilizarse un detector y sólo medir intensidades máximas y mínimas en vez de determinar el corrimiento de fase. El desfasaje se logra variando el índice de refracción en el Niobato de Litio a través del campo eléctrico producido entre los electrodos. Que afecta la microestructura del cristal (efecto Pockels).

$$\Delta\Phi = -\frac{\pi \cdot n^3 \cdot r \cdot V \cdot L}{d \cdot \lambda} \quad (1.2)$$

Aquí, n es el índice de refracción, r el coeficiente de Pockels o electro-óptico, V el potencial aplicado a los electrodos, L la longitud de los electrodos, d la distancia entre ellos y λ la longitud de onda de la luz utilizada. El valor del potencial V necesario para compensar exactamente el desfasaje $\Delta\Phi$ debido a la rotación, permite determinar la velocidad angular Ω .

El Niobato de Litio es transparente en las longitudes de onda visibles y en la de trabajo del IFOG (1550nm). Posee direcciones preferenciales de propagación de la onda electromagnética, y comportamiento piezo-eléctrico y electro-óptico. La aplicación de un campo eléctrico en su red cristalina ocasiona un cambio en el índice

de refracción del orden de 10^{-4} , dependiente de la dirección de propagación de la luz y de las líneas e intensidad de campo.

1.3 Guías de ondas ópticas. Técnicas de fabricación.

Existen varias técnicas que permiten obtener guías de onda ópticas en LiNbO_3 tales como, intercambio de protones₍₁₋₂₄₎ e implantación iónica₍₁₀₋₁₁₎. Debido a su control exacto en la dosis iónica tanto lateral como en profundidad, introducción de impurezas específicas, daño (lo cual resulta muy sensible a la estructura de las guías de onda), control de la geometría y reproducibilidad, la implantación iónica está confirmándose en los últimos años, como una de las técnicas más versátiles en la fabricación de guías de onda en la mayoría de los materiales ópticos.

El daño producido por el uso de iones de algunos MeV de energía cerca de la superficie del material (donde el frenado electrónico es el proceso más importante) puede ser fuertemente reducido mediante un recocido conveniente. Cerca del final de la trayectoria de los iones las colisiones nucleares se convierten en el proceso dominante, originando una capa de daño considerable a una profundidad bien definida. El proceso de implantación seguido del recocido da lugar a un perfil de daño que tiene una densidad baja en los primeros micrones debajo de la superficie, pero que, al final de la trayectoria de los iones, mantiene una alta densidad de daño localizado.

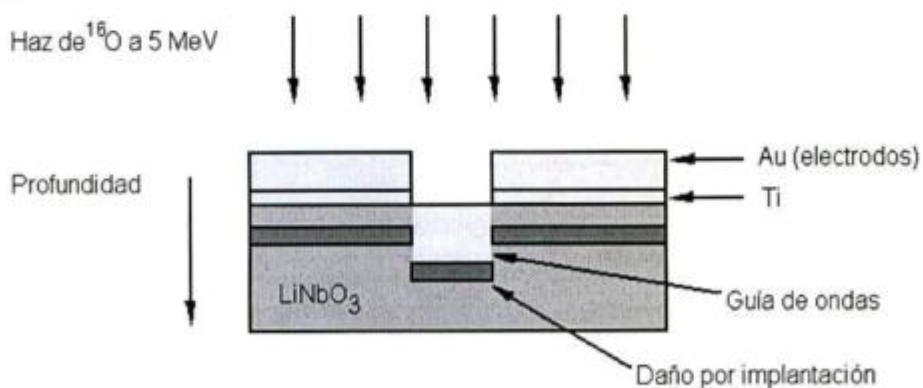


Figura 9: Modelo de formación de guía de onda por implantación iónica sobre LiNbO_3 . Los metales depositados sobre la superficie "frenan" los iones que los atraviesan, alcanzando menores profundidades que aquellos que sólo penetran el cristal.

Otro método que se presenta atractivo para la fabricación de una guía de ondas en LiNbO_3 es el intercambio de protones (Figura 10). Un aumento en el índice de refracción se hace presente cuando los protones difunden dentro del cristal de

LiNbO_3 . Las dimensiones de la guía de ondas quedan determinadas por la máscara que define su espesor y por el tiempo de tratamiento térmico, que permite la difusión de protones dentro del cristal y controla a su vez la profundidad de la guía.

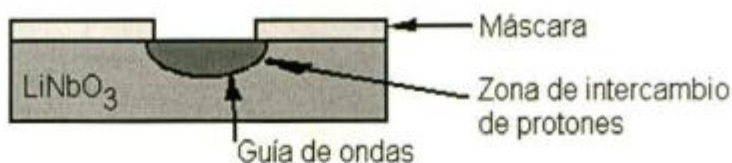


Figura 10: Modelo de formación de guía de onda por intercambio de protones sobre LiNbO_3

Las guías de ondas que se requieren para el MIOC son guías acanaladas, donde la luz es confinada en dos dimensiones. Pero para comenzar el estudio y fabricación de guías de ondas son apropiadas las guías planas, en las cuales, la luz es confinada en una sola dimensión.

En el presente trabajo se estudiaron y caracterizaron guías de ondas planas. También se realizaron varios modelos teóricos que permiten predecir las características de la propagación de la luz en su interior, y a su vez, permiten contrastar y complementar los resultados obtenidos experimentalmente.

1.4 Método de caracterización

El método óptico "m dark line" permite caracterizar guías de ondas planas⁽¹⁴⁻¹⁵⁻¹⁶⁾. Un prisma de rutilo, de mayor índice de refracción que el cristal de LiNbO_3 se dispone en contacto óptico con la guía de ondas. Un haz de luz monocromático incide sobre el prisma y, para ciertos ángulos de incidencia, el haz se trasmite dentro de la guía de ondas. Los ángulos de incidencia se vinculan con los modos transmitidos por la guía de ondas. En el trabajo se empleó este sencillo método.

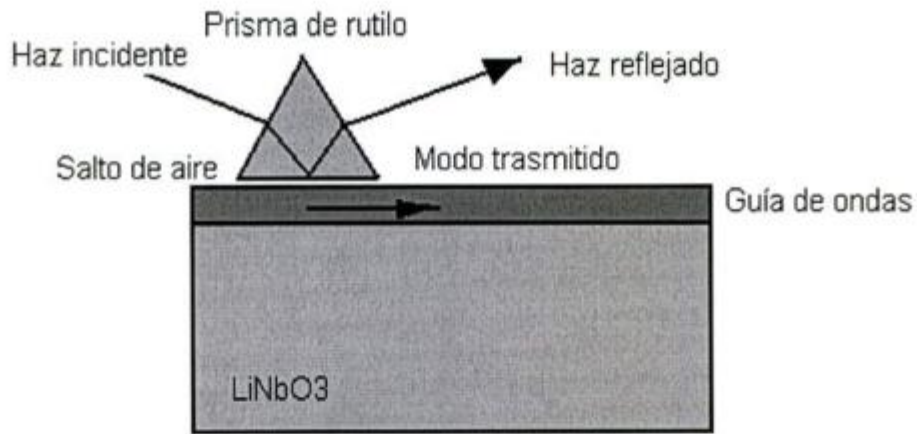


Figura 11: Acoplamiento de un haz en una guía de onda en LiNbO_3 con un prisma de rutilo

Previamente al desarrollo del método "m dark line", se emplearon diferentes métodos ópticos para caracterizar los materiales y encontrar las direcciones cristalinas con los índices de refracción asociados, teniendo en cuenta que el Niobato de Litio (LiNbO_3) y el prisma de rutilo (TiO_2) son cristales altamente birrefringentes.

2. Teoría de Guías de Ondas

La reflexión total interna es el principio físico que permite confinar la luz dentro de una guía de ondas dieléctrica. Un rayo de luz que incide desde una región de mayor índice hacia una de menor índice experimenta reflexión total si el ángulo de incidencia es mayor que un ángulo crítico.

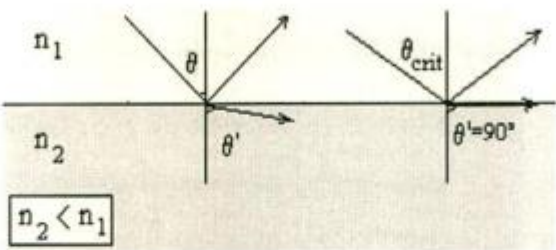


Figura 12: Ángulo crítico para la reflexión total interna

El ángulo del rayo incidente y el rayo transmitido están relacionados con los índices de refracción de ambos medios mediante la ley de Snell:

$$n_1 \sin \theta = n_2 \sin \theta' \tag{2.1}$$

cuando el ángulo del rayo transmitido θ' es de 90° , el ángulo del rayo incidente θ se define como θ_{critico} , todos los ángulos θ mayores a θ_{critico} , son totalmente reflejados.

$$n_1 \sin \theta_{\text{critico}} = n_2 \tag{2.2}$$

Una guía de ondas posee una región de mayor índice de refracción rodeada por una de menor índice y la luz se propaga a lo largo de la guía por múltiples reflexiones internas.

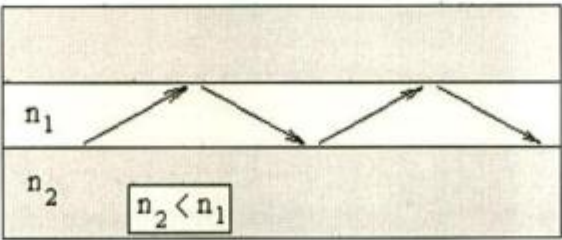


Figura 13: Rayo de luz propagándose por una guía de ondas

Las geometrías básicas de las guías de onda ópticas son ⁽³⁾:

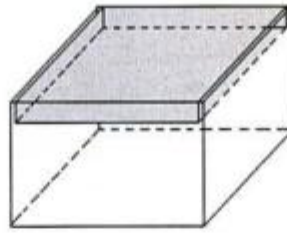


Figura 14: guía de onda plana

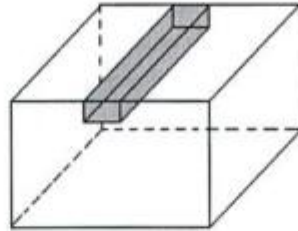


Figura 15: guía de onda canal

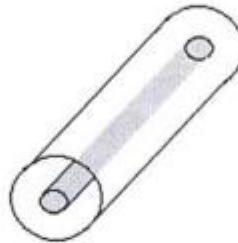


Figura 16: fibra óptica

En una guía de onda plana (Figura 14), la luz es confinada en una película delgada con índice de refracción mayor que los medios superior e inferior. Usualmente en la bibliografía estos medios se definen como n_c (cover), n_s (substrate), y el índice de la película como n_f (film).

Las guías de onda planas confinan la luz en una dimensión, mientras que las guías de onda tipo canal y las fibras ópticas confinan la luz en dos dimensiones.

El cambio de índice de refracción puede ser gradual o de tipo escalón (Figura 17).

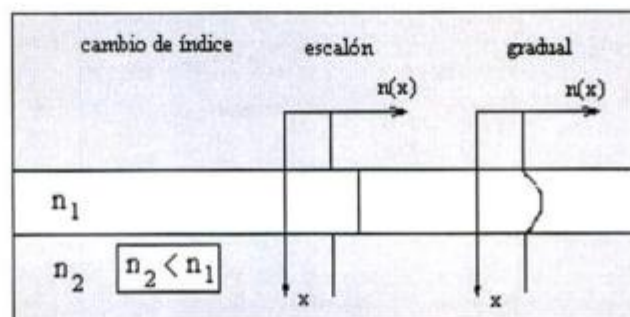


Figura 17: Perfil del índice de refracción con cambio escalón y gradual

Las guías de ondas fabricadas por procesos difusivos se relacionan con un perfil de índice de refracción tipo gradual y las guías de onda fabricadas por implantación iónica se relacionan con un perfil de índice tipo escalón. Los modelos básicos para estos dos procesos de fabricación se detallan en la Figura 18.

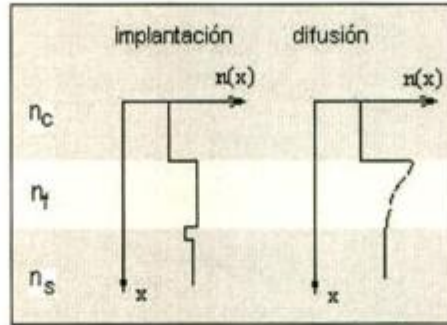


Figura 18: Modelos teóricos para el estudio de guías de ondas fabricadas por implantación iónica y por difusión

La guía de ondas plana con cambio de índice de refracción tipo escalón es la más simple de analizar ⁽¹⁾.

Las cuatro ecuaciones de Maxwell en ausencia de fuentes y en el sistema universal de unidades son:

$$\begin{aligned}\nabla \cdot \bar{D} &= 0 & \nabla \times \bar{E} &= -\frac{\partial \bar{B}}{\partial t} \\ \nabla \cdot \bar{B} &= 0 & \nabla \times \bar{H} &= \frac{\partial \bar{D}}{\partial t}\end{aligned}\tag{2.3}$$

Donde $\bar{E}$ es el vector de campo eléctrico, $\bar{D}$ el vector desplazamiento, $\bar{H}$ el vector campo magnético, y $\bar{B}$ la densidad de flujo magnético. En un medio isotrópico y lineal, $\bar{D}$ y $\bar{E}$ están relacionados con la permitividad ϵ :

$$\bar{D} = \epsilon \cdot \bar{E}\tag{2.4}$$

$\bar{B}$ y $\bar{H}$ están relacionados por la permeabilidad μ :

$$\bar{B} = \mu \cdot \bar{H}\tag{2.5}$$

La dependencia temporal de los vectores, se asume de la forma:

$$\bar{E} = \bar{E}_{o(x,y,z)} e^{-i\omega t}\tag{2.6}$$

Las ecuaciones de Maxwell toman la forma:

$$\begin{aligned}\nabla \cdot (\epsilon \cdot \bar{E}) &= 0 & \nabla \times \bar{E} &= -i\mu\omega\bar{H} \\ \nabla \cdot (\mu \cdot \bar{H}) &= 0 & \nabla \times \bar{H} &= i\epsilon\omega\bar{E}\end{aligned}\tag{2.7}$$

Si μ y ϵ son constantes, obtenemos las ecuaciones de onda para $\bar{E}$ y $\bar{H}$:

$$\begin{aligned}\nabla^2 \cdot \bar{E} + n^2 \cdot \left(\frac{\omega^2}{c^2}\right) \cdot \bar{E} &= 0 \\ \nabla^2 \cdot \bar{B} + n^2 \cdot \left(\frac{\omega^2}{c^2}\right) \cdot \bar{B} &= 0\end{aligned}\tag{2.8}$$

donde el índice de refracción n está dado por

$$\varepsilon = n^2 \cdot \varepsilon_0\tag{2.9}$$

y $\mu \cdot \varepsilon_0 = 1/c^2$ como es habitual.

2.1 Modos ligados de una guía de onda plana con polarización Trasverso Eléctrico (TE)

Una capa de índice de refracción n_f y espesor h está limitada por un sustrato de índice n_s y un medio que la cubre, de índice n_c (Figura 19). Los límites de la guía de ondas se ubican en $x = 0$ y $x = h$ y se buscan soluciones de la ecuación de ondas 2.8 que correspondan a ondas que se propagan en la dirección z .

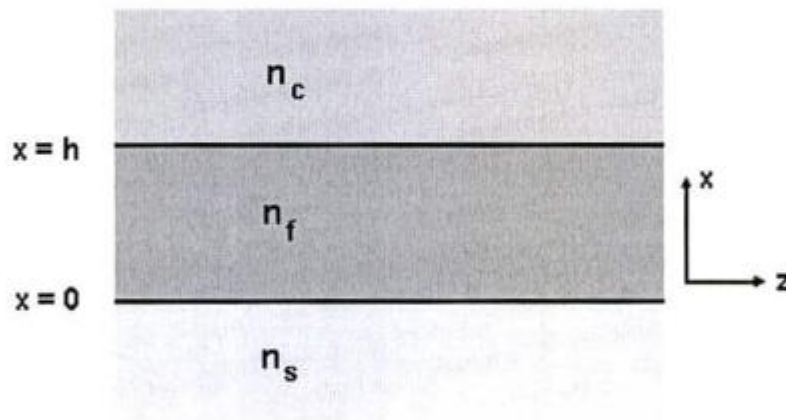


Figura 19: Vista lateral de una guía de onda plana

Se requiere que la amplitud de la onda tenga un decaimiento exponencial con la distancia desde la interfase en las regiones superior e inferior y que la propagación sea en la dirección z , a saber:

$$\bar{E} = \hat{y} E_c e^{-\gamma_c (x-h)} \cdot e^{i(\beta z - \omega t)} \quad x \geq h\tag{2.10}$$

$$\bar{E} = \hat{y} [A \cdot e^{i k_f \cdot x} + B \cdot e^{-i k_f \cdot x}] \cdot e^{i(\beta z - \omega t)} \quad 0 \leq x \leq h\tag{2.11}$$

$$\bar{E} = \hat{y} E_s e^{\gamma_s \cdot x} \cdot e^{i(\beta z - \omega t)} \quad x \leq 0\tag{2.12}$$

Cada campo tiene la forma $\bar{E} = E_y \hat{y}$, y consiste de una única componente a lo largo de la dirección "y". Las constantes k_f y β pueden ser vistas como las componentes "x" y "z" del vector de propagación $\mathbf{k}$. Introduciendo las ecuaciones (2.10)-(2.12) en la ecuación de ondas pidiendo que γ sea real se obtienen las siguientes expresiones:

$$\gamma_c = \sqrt{\beta^2 - n_c^2 k_0^2} \quad (2.13)$$

$$\gamma_s = \sqrt{\beta^2 - n_s^2 k_0^2} \quad (2.14)$$

$$k_f = \sqrt{n_f^2 k_0^2 - \beta^2} \quad (2.15)$$

donde $k_0 = \omega/c$. Debido a que γ_c y γ_s deben ser positivos para que el campo se anule en el infinito, β debe ser igual o más grande que $n_c k_0$ o $n_s k_0$. Se define el índice de refracción efectivo N como:

$$\beta = N \cdot k_0 \quad (2.16)$$

y se asume que $n_s \geq n_c$, así $N \geq n_s$. Además, ya que β puede ser vista como una componente de $k = n_f k_0$, se encuentra que

$$n_s \leq N \leq n_f$$

Las condiciones de contorno sobre las componentes tangenciales de $\bar{E}$ y $\bar{H}$ en $x = h$ y $x = 0$ conducen a las siguientes cuatro ecuaciones:

$$E_c = A \cdot e^{ik_f \cdot h} + B \cdot e^{-ik_f \cdot h} \quad (2.17)$$

$$\gamma_c E_c = -ik_f [A \cdot e^{ik_f \cdot h} - B \cdot e^{-ik_f \cdot h}] \quad (2.18)$$

$$E_s = A + B \quad (2.18)$$

$$\gamma_s E_s = ik_f [A - B] \quad (2.19)$$

Las ecuaciones (2.17)-(2.18) tienen solución no trivial si

$$2k_f h - 2 \tan^{-1} \frac{\gamma_s}{k_f} - 2 \tan^{-1} \frac{\gamma_c}{k_f} = m(2\pi) \quad (2.20)$$

donde "m" es un entero. La ecuación 2.20 es conocida como la "relación de dispersión" de la guía de ondas. Esta determina los valores permitidos de β cuando se definen los valores de n_f , n_c , n_s , h y la frecuencia óptica ω . La presencia de un entero "m" en la relación de dispersión, indica que los valores permitidos de β forman

un conjunto discreto y no un continuo. En términos de rayos ópticos, esto significa que sólo ciertos ángulos de propagación son permitidos para el rayo en sus reflexiones internas. El segundo y tercer término del miembro izquierdo de la ecuación 2.20 representan el corrimiento de fase asociado con la reflexión interna total de las interfaces n_f/n_s y n_f/n_c .

Se define un conjunto de variables normalizadas V , b y a para generar curvas universales útiles para el tratamiento de los modos TE:

$$V = 2\pi \cdot \frac{h}{\lambda_0} \sqrt{n_f^2 - n_s^2} \quad \text{Frecuencia normalizada} \quad (2.21)$$

$$b = \frac{N^2 - n_s^2}{n_f^2 - n_s^2} \quad \text{Índice normalizado} \quad (2.22)$$

$$a = \frac{n_s^2 - n_c^2}{n_f^2 - n_s^2} \quad \text{parámetro asimétrico} \quad (2.23)$$

Se puede demostrar que el número de modos que transmite la guía de ondas es₍₁₎:

$$M = 1 + \frac{1}{\pi} \left(\frac{2\pi \cdot h}{\lambda_0} \sqrt{n_f^2 - n_s^2} - \tan^{-1} \sqrt{a} \right) \quad (2.24)$$

Cada valor de M define una única distribución de campo eléctrico. El número M se relaciona con el número de ceros que toma el campo eléctrico entre 0 y h .

La función de campo eléctrico se simuló en el programa MATHCAD. La simulación permite obtener el número de modos que puede transmitir la guía de ondas, el índice efectivo y la distribución del campo eléctrico para cada modo (Apéndice A). Los parámetros que se deben ingresar son n_s , n_f , n_c , h (Figura 19) y λ (longitud de onda en el vacío de la señal electromagnética).

Por ejemplo, para:

$$n_s = 1 \quad n_f = 1,4 \quad n_c = 1 \quad h = 2700\text{nm} \quad \lambda = 632,8\text{nm}$$

Se obtienen 9 modos:

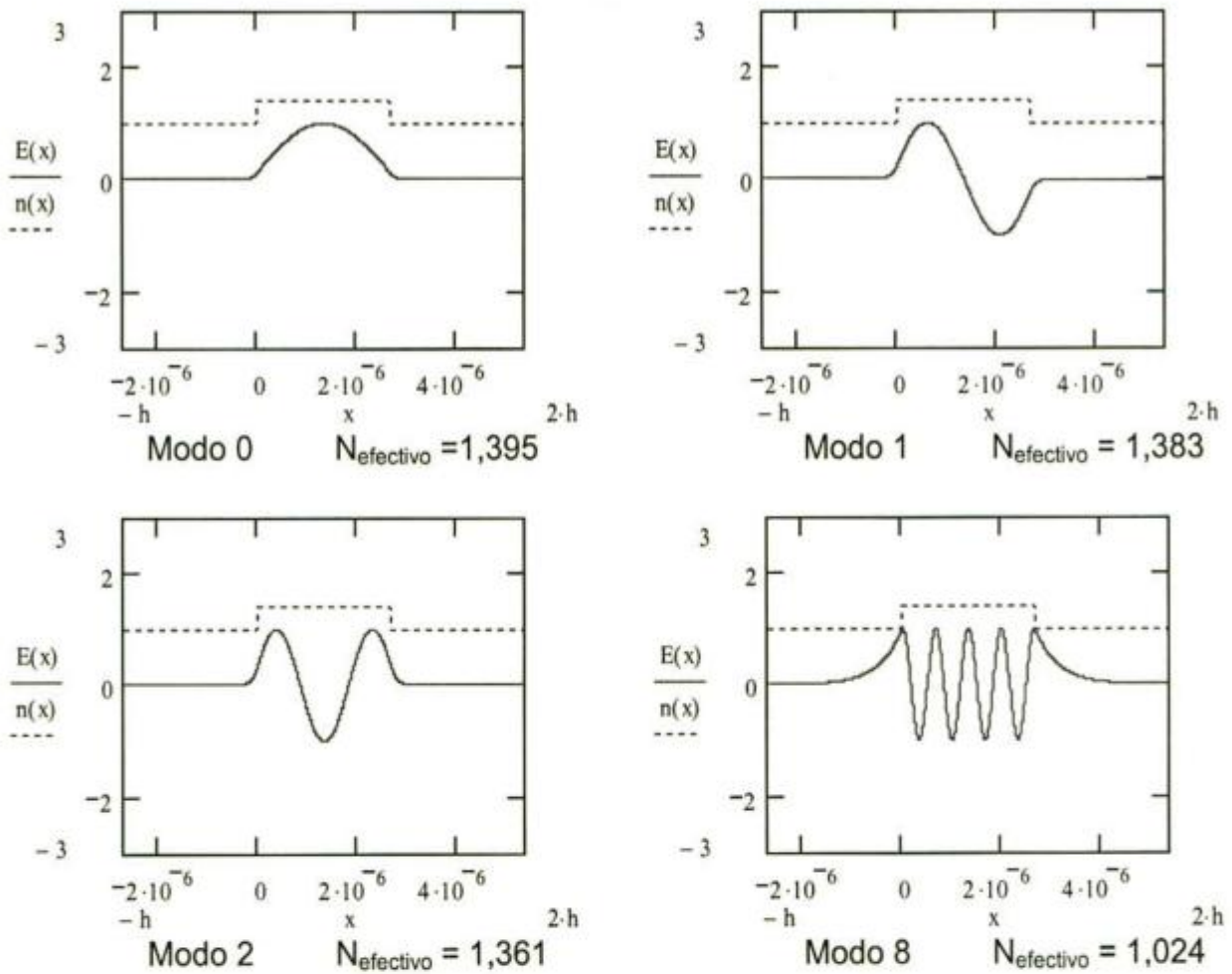


Figura 20: Perfil de campo eléctrico para modos TE con $m=0, m=1, m=2, m=8$. Los parámetros para este ejemplo son $n_s = 1; n_f = 1,4; n_c = 1; h = 2700\text{nm}; l = 632,8\text{nm}$

En línea punteada se indica el perfil del índice de refracción, mientras que en línea continua se indica el perfil del campo eléctrico. Se puede observar que el número de modo está relacionado con el número de ceros que toma el campo eléctrico entre 0 y h . El índice efectivo disminuye a medida que aumenta el modo. En este caso se eligió n_s y n_f iguales. En el siguiente ejemplo se los elige distintos.

Si como parámetros se elige:

$$n_s = 2,1 \quad n_f = 2,2 \quad n_c = 1 \quad h = 2700\text{nm} \quad \lambda = 632,8\text{nm}$$

Se obtienen 6 modos.

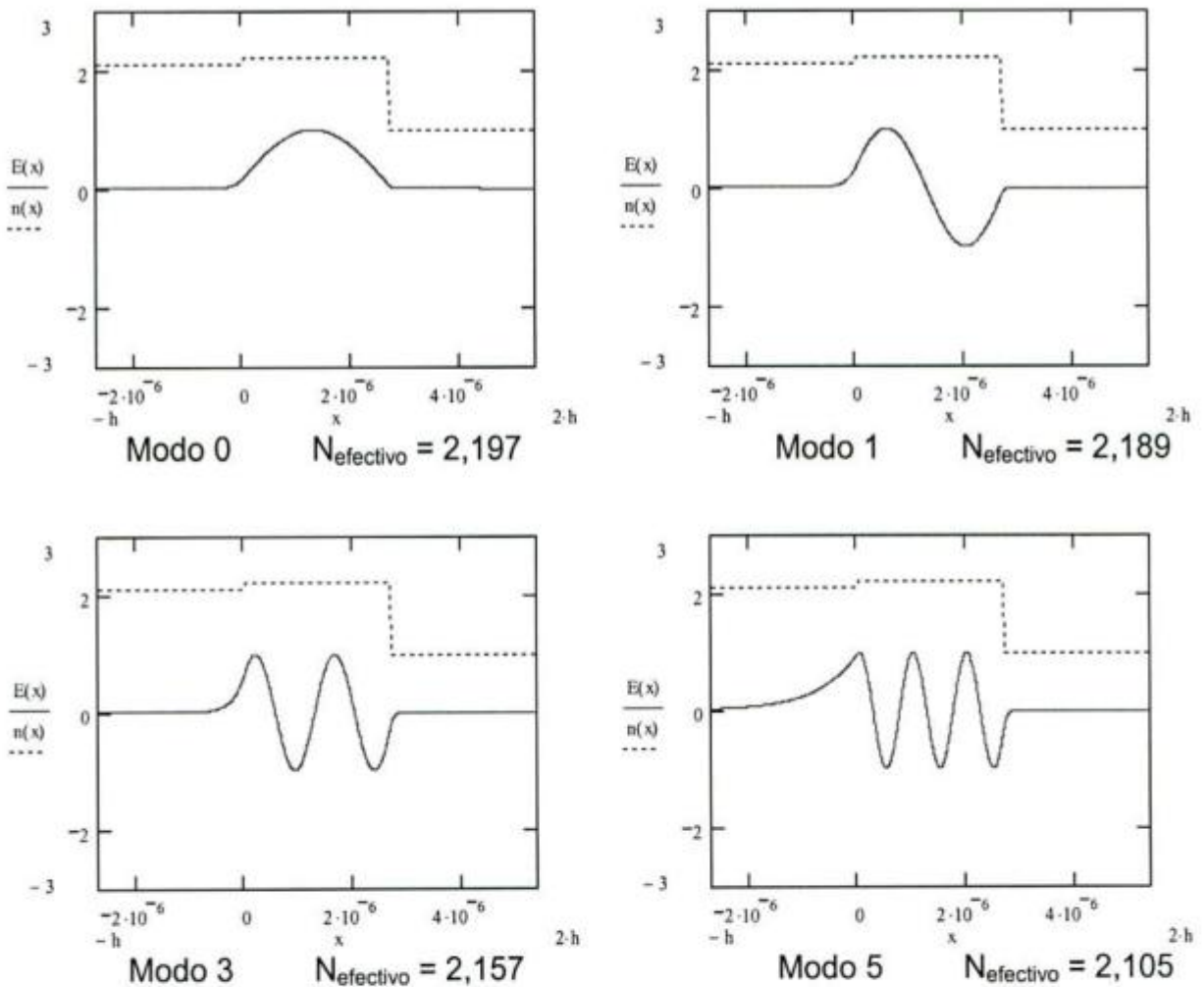


Figura 21: Perfil de campo eléctrico para modos TE con $m=0, m=1, m=2, m=5$. Los parámetros para este ejemplo son $n_s = 2,1$; $n_f = 2,2$; $n_c = 1$; $h = 2700\text{nm}$; $l = 632,8\text{nm}$.

2.2 Modos ligados por un índice de refracción tipo barrera

Las guías de ondas fabricadas por implantación iónica se pueden modelar para un perfil de índice de refracción como el que se muestra en la Figura 17. A diferencia de lo visto hasta el momento, existe una estrecha barrera de menor índice de refracción, producida por el daño de la implantación, que permite confinar la luz entre ella y la superficie del cristal. Este modelo tiene en cuenta la luz que atraviesa la barrera y no es confinada en la guía de ondas.

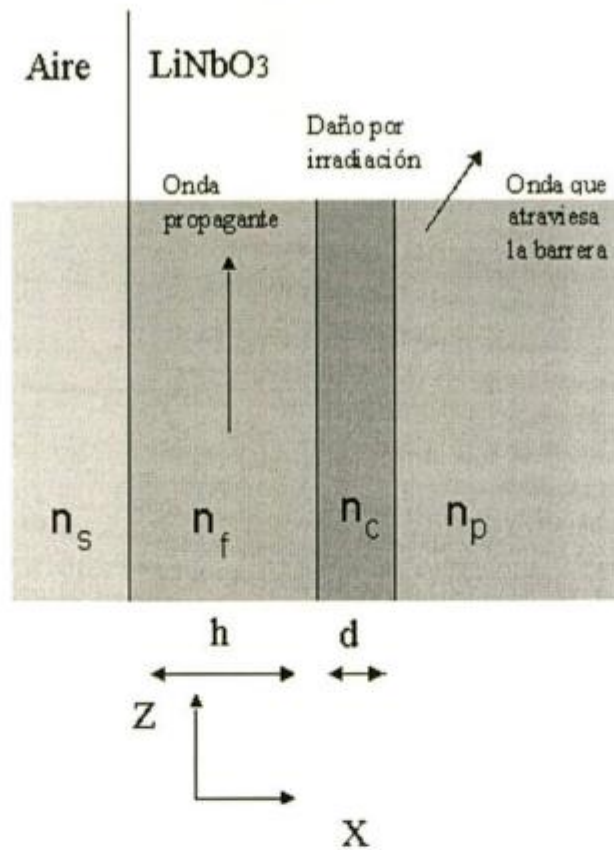


Figura 22: Vista lateral del modelo de una guía de onda plana fabricada por implantación iónica

Los datos que necesita el nuevo programa (Apéndice B) son los índices de refracción n_s , n_f , n_c , n_p , h , d (Figura 22) y λ la longitud de onda. Este programa calcula el índice de refracción efectivo para cada número de modo.

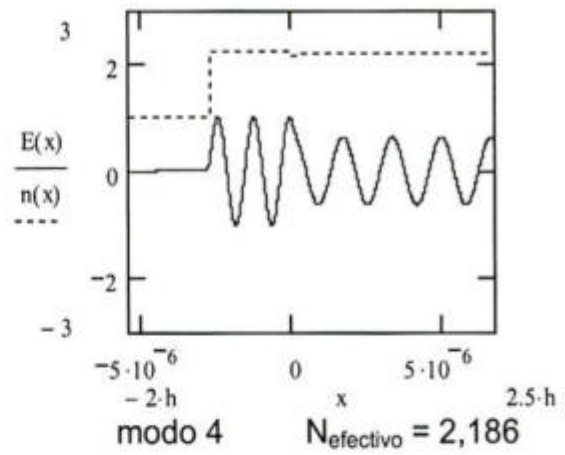
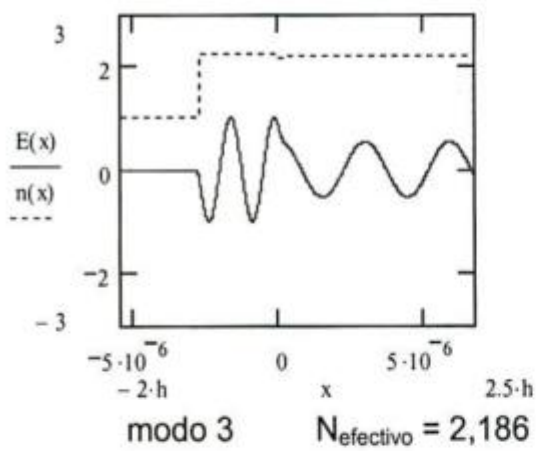
Por ejemplo, para:

$$n_s = 1 \quad n_f = 2,23 \quad n_c = 2,16 \quad n_p = 2,20 \quad h = 2700\text{nm} \quad d = 250\text{nm} \quad \lambda = 632,8\text{nm}$$

Se tiene:

Modo 0	$N_{\text{efectivo}} = 2,227$
Modo 1	$N_{\text{efectivo}} = 2,22$
Modo 2	$N_{\text{efectivo}} = 2,207$

Para el modo 3, $N_{\text{efectivo}} = 2,186$; la amplitud de la onda que atraviesa la barrera es considerable y este modo no se lo considera como modo ligado.



Como se verá más adelante, en la sección 5.2 "Dispositivo Experimental", se emplea este modelo para estimar los índices de refracción que caracterizan la guía de ondas fabricada por implantación iónica.

3. Niobato de Litio

El Niobato de Litio es un cristal trigonal y su simetría pertenece al grupo puntual 3m; en consecuencia, es un cristal uniaxial, con el eje de simetría definido como el eje z, también llamado eje c, o eje óptico. Es un cristal birrefringente y si la luz se propaga a lo largo del eje z con polarización en el plano x-y, se la llama "onda ordinaria".

3.1 Propiedades del Niobato de Litio

Debido a su anisotropía, la relación entre la polarización y el campo eléctrico aplicado debe ser escrita como:

$$\overline{P} = \epsilon_0 \{X\} \overline{E} \quad (3.1)$$

donde $\{X\}$ es un tensor de segundo rango. El material tiene distintas respuestas en diferentes direcciones relacionadas con los ejes del cristal. El vector $\overline{D}$ se puede escribir como:

$$\overline{D} = \epsilon_0 \{1 + X\} \overline{E} = \{\epsilon\} \overline{E} \quad (3.2)$$

con $\epsilon_{xx} = \epsilon_0 \{1 + X\}$ y similarmente para los otros componentes del tensor $\{\epsilon\}$.

Por ser un cristal uniaxial $\epsilon_x = \epsilon_y \neq \epsilon_z$.

Si el campo eléctrico está polarizado en la dirección "x" experimentará la constante dieléctrica ϵ_x y la onda viajará con una velocidad c/n_x , con $n_x = \sqrt{\epsilon_{rx}}$ y $\epsilon_{rx} = \epsilon_x / \epsilon_0$.

Similarmente, una onda que viaja en la dirección "y" y la dirección "z", "verá" constantes dieléctricas ϵ_y y ϵ_z , con velocidades c/n_y y c/n_z respectivamente.

Si la luz se propaga en la dirección "y" con ángulo de polarización entre los ejes "x" y "z", la onda se descompone en dichos ejes y cada onda viaja con distinta velocidad de fase, una con velocidad c/n_x y la otra con velocidad c/n_z . Haciendo uso de esta propiedad se puede cambiar el tipo de polarización de la onda, por ejemplo de lineal a circular.

Si la dirección de propagación de entrada de la onda no está en ningún eje principal, se debe usar el tensor dieléctrico. Por el principio de conservación de la energía el tensor debe ser simétrico $\epsilon_{ij} = \epsilon_{ji}$. Entonces es posible divisar mediante una interpretación geométrica aspectos de la propagación de la onda.

Una medida de la densidad de energía electrostática U_E es $1/2 \cdot \vec{E} \cdot \vec{D}$.
Formando el producto escalar se muestra que:

$$\vec{E} \cdot \vec{D} = 2U_E = \frac{D_x^2}{\epsilon_{xx}} + \frac{D_y^2}{\epsilon_{yy}} + \frac{D_z^2}{\epsilon_{zz}} + 2\frac{D_x D_y}{\epsilon_{xy}} + 2\frac{D_y D_z}{\epsilon_{yz}} + 2\frac{D_x D_z}{\epsilon_{xz}} \quad (3.3)$$

Tomando $x = \frac{D_x^2}{\epsilon_{xx}}$, $y = \frac{D_y^2}{\epsilon_{yy}}$, $z = \frac{D_z^2}{\epsilon_{zz}}$ se obtiene:

$$1 = \frac{x^2}{\epsilon_{rxx}} + \frac{y^2}{\epsilon_{ryy}} + \frac{z^2}{\epsilon_{rzz}} + \frac{2 \cdot x \cdot y}{\epsilon_{xy}} + \frac{2 \cdot y \cdot z}{\epsilon_{yz}} + \frac{2 \cdot x \cdot z}{\epsilon_{xz}} \quad (3.4)$$

En el caso que los elementos del tensor fuera de la diagonal fueran cero, la ecuación se reduce a:

$$1 = \frac{x^2}{\epsilon_{rxx}} + \frac{y^2}{\epsilon_{ryy}} + \frac{z^2}{\epsilon_{rzz}} \quad (3.5)$$

El cual representa la ecuación de un elipsoide cuyos ejes son iguales a $\sqrt{\epsilon_{rx}}$, $\sqrt{\epsilon_{ry}}$ y $\sqrt{\epsilon_{rz}}$, o sea iguales a n_x , n_y y n_z . Para el caso de un cristal uniaxial ($n_x = n_y$) la figura se transforma en un elipsoide de revolución, cuyo eje de simetría es llamado el eje óptico. Este elipsoide puede ser caracterizado con dos valores del índice de refracción n_o (el índice ordinario) que corresponde a los ejes "x" e "y" y el eje n_e (el índice extra-ordinario) que corresponde al eje n_z .

Para el cristal de LiNbO_3 estos valores están tabulados a temperatura ambiente en función de la longitud de onda en el material en volumen:

$$n_o = 2,195 + 0,037/\lambda^2 \quad n_e = 2,122 + 0,031/\lambda^2 \quad (3.6)$$

Si la dependencia de la polarización con el campo eléctrico no es lineal, puede ser escrita en forma genérica como:

$$P_i = \epsilon_0 \left\{ \sum_j X_{ij} E_j + \sum_j \sum_k X_{ijk} E_j E_k + \dots \right\} \quad (3.7)$$

Normalmente, a medida que los términos son de orden más alto su contribución es más pequeña; así los elementos X_{ij} son los factores dominantes que determinan la constante dieléctrica. Los términos de alto orden dan lugar a nuevos efectos. Uno de ellos es la generación de segundos armónicos. El de mayor interés para el presente trabajo es conocido como "el efecto Pockels" o efecto lineal electro-óptico. Si consideramos el tensor de susceptibilidad de tercer rango, éste hace una contribución P_x' a la contribución de la polarización P_x y toma la forma:

$$P_x' = \epsilon_0 \sum_j \sum_k X_{xjk} E_j E_k \quad (3.8)$$

si las componentes de campo provienen de distintas fuentes, por ejemplo con $\bar{E}_x = E_x e^{i\omega t}$ y $\bar{E}_y = E_s e^{i\Omega t}$. Una contribución puede provenir de un campo óptico y la otra se deriva de una fuente externa con frecuencia mucho mas baja. Una contribución puede provenir de un campo óptico y la otra se deriva de una fuente externa con frecuencia mucho más baja. La contribución a la polarización será:

$$P_x' = \epsilon_0 X_{xxy} E_x e^{i\omega t} E_s e^{i\Omega t} \quad (3.9)$$

En la derivación a primer orden se tenía $\bar{P} = \epsilon_0 \{X\} \bar{E}$ con el tensor dieléctrico dado por $\{\epsilon\} = \epsilon_0 \{1 + X\}$. Se puede considerar que X_{xx} ha sido reemplazado por $X_{xx} + X_{xxy} E_s e^{i\Omega t}$. Así la constante dieléctrica ahora es una función del campo E_s de baja frecuencia. Gracias a este efecto se puede variar la velocidad de propagación de la onda a través de la aplicación de un campo externo. Cambios típicos en el índice de refracción son menores a 10^{-4} , en consecuencia para lograr cambios de fase en π se requieren distancias de $5 \cdot 10^3$ longitudes de onda.

3.2 El efecto electro-óptico o efecto Pockels

No todos los materiales muestran efecto electro-óptico. Hay que considerar si el grupo puntual tiene una simetría que deja la estructura invariante después del cambio de coordenadas de todos los elementos de r a $-r$. Si consideramos el cambio de índice por aplicar el campo "E" tendremos $\Delta n = k \cdot E$ donde k es una medida de la fuerza del efecto electro-óptico, y si aplicamos $-E$ tendremos $\Delta n = k \cdot (-E)$. Sin embargo, si el material tiene inversión de simetría el cambio de índice sería igual en ambos casos. Por lo tanto k debe ser cero. Los materiales que pueden tener efecto electro-óptico son los que no tienen inversión de simetría. Estos son llamados sin centro simétrico. De los 32 grupos puntuales dentro de los 7 sistemas cristalinos, 21 son de este tipo. Ningún material amorfo muestra efecto electro-óptico por tener inversión de simetría. El LiNbO_3 no tiene centro de simetría y por lo tanto muestra el efecto electro-óptico.

El tensor que describiría el efecto electro-óptico tendría 27 elementos, X_{ijk} , pero se puede demostrar que éste debe ser simétrico al intercambiar dos subíndices⁽²⁾, $X_{ijk} = X_{jik}$ con lo que se reducen a 18. Sin embargo los términos X_{ijk} no se utilizan para caracterizar el efecto.

Retornando a la ecuación del elipsoide

$$1 = B_{xx}x^2 + B_{yy}y^2 + B_{zz}z^2 + 2B_{xy}x.y + 2B_{yz}y.z + 2B_{xz}x.z \quad (3.10)$$

con $B_{xx} = 1/\epsilon_{xx}$ y así sucesivamente. Los cambios en estos coeficientes debido al campo externo pueden ser escritos como $\Delta B_{xx} = \sum_k r_{ijk} \cdot E_k$, donde los coeficientes r_{ijk} son llamados los coeficientes electro-ópticos o coeficientes Pockels. Estos nuevos términos están relacionados con X_{ijk} , y ya que $r_{ijk} = r_{jik}$ se contraen los dos primeros subíndices a 1, siguiendo la siguiente regla:

$xx \rightarrow 1, yy \rightarrow 2, zz \rightarrow 3, yz \rightarrow 4, xz \rightarrow 5, xy \rightarrow 6$

$$\begin{pmatrix} \Delta B_1 \\ \Delta B_2 \\ \Delta B_3 \\ \Delta B_4 \\ \Delta B_5 \\ \Delta B_6 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} r_{11} & r_{12} & r_{13} \\ r_{21} & r_{22} & r_{23} \\ r_{31} & r_{32} & r_{33} \\ r_{41} & r_{42} & r_{43} \\ r_{51} & r_{52} & r_{53} \\ r_{61} & r_{62} & r_{63} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_1 \\ E_2 \\ E_3 \end{pmatrix} \quad (3.11)$$

Por la simetría del grupo que corresponde el LiNbO_3 , ciertos elementos son cero,

$$\begin{pmatrix} 0 & -r_{22} & r_{13} \\ 0 & r_{22} & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ 0 & r_{51} & 0 \\ r_{51} & 0 & 0 \\ -r_{22} & 0 & 0 \end{pmatrix}; \text{ con } \begin{matrix} r_{33} = 30,8 \cdot 10^{-12} \text{ m/V} & r_{51} = 28 \cdot 10^{-12} \text{ m/V} \\ r_{13} = 8,6 \cdot 10^{-12} \text{ m/V} & r_{22} = 3,4 \cdot 10^{-12} \text{ m/V} \end{matrix} \quad (3.12)$$

El coeficiente r_{33} , por su alto valor comparativo, es el que frecuentemente se utiliza en la fabricación de dispositivos ópticos integrados, es decir, se intenta alinear la dirección de propagación dentro del cristal en la dirección del r_{33} .

Para usar los coeficientes electro-ópticos, se puede emplear la ecuación del elipsoide 3.10. Si elegimos un sistema coordenado que coincida con los ejes principales del cristal, la ecuación del elipsoide toma la forma:

$$1 = B_x x^2 + B_y y^2 + B_z z^2 \quad (3.13)$$

Dependiendo del campo aplicado pueden añadirse distintos términos a la ecuación 3.13. Si, por ejemplo, se aplica un campo en la dirección x , los

coeficientes relevantes serán el r_{51} y el r_{22} según la matriz 3.12. Realizando las multiplicaciones correspondientes, la ecuación del elipsoide toma la forma:

$$1 = B_x x^2 + B_y y^2 + B_z z^2 + 2r_{51} E_x xz - 2r_{22} E_x xy \quad (3.14)$$

Si en cambio el campo eléctrico se aplica en la dirección z , se obtiene:

$$1 = (B_{xx} + r_{13} E_z) x^2 + (B_{yy} + r_{13} E_z) y^2 + (B_{zz} + r_{33} E_z) z^2 \quad (3.15)$$

El elipsoide permanece alineado al sistema coordenado, pero la longitud de los ejes principales se ha modificado levemente.

Recordando que $B_{xx} = 1/\epsilon_{xx} = 1/n_x^2$, como primera aproximación se puede escribir:

$$\Delta B_{xx} = \frac{-2\Delta n_x}{n_x^3} \quad (3.16)$$

De la ecuación 3.15 también se tiene

$$\Delta B_{xx} = r_{13} E_z \quad (3.17)$$

Juntando ambas expresiones se puede escribir:

$$\Delta n_x = -n_x^3 \cdot r_{13} E_z / 2 \quad (3.18)$$

Se ve claramente que al aplicar un campo eléctrico se produce un cambio de índice proporcional a su intensidad.

En forma similar se pueden encontrar los cambios de índices para n_y y n_z :

$$\Delta n_y = -n_y^3 \cdot r_{13} E_z / 2 \quad \Delta n_z = -n_z^3 \cdot r_{33} E_z / 2 \quad (3.18)$$

3.3 Caracterización del Niobato de Litio por métodos ópticos

Como se explicó en la sección anterior, el cristal de Niobato de Litio es un cristal uniaxial. La velocidad de propagación de la onda electromagnética en el cristal depende de la dirección de propagación de la onda y de su polarización.

Para encontrar las direcciones cristalinas se deben combinar algunas técnicas ópticas conocidas, presentes en la literatura ⁽²⁷⁻²⁸⁾.

Si la oblea de cristal es "corte x", el eje "z", o eje óptico, se encuentra contenido en el plano del corte.

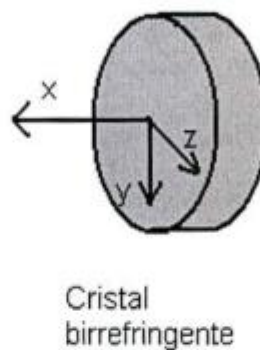


Figura 23: Oblea de cristal birrefringente. El eje óptico coincide con el eje z

Si una onda linealmente polarizada incide normal al plano de la oblea y forma un ángulo con el eje óptico, la polarización se descompone en este eje y otro perpendicular al mismo contenido en el plano.

El arreglo experimental que permite conseguir esto se grafica como sigue:

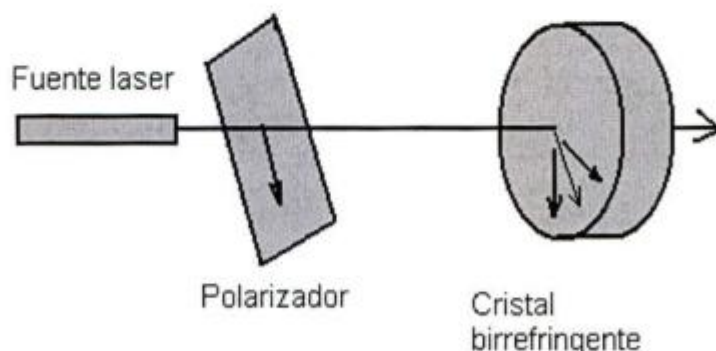


Figura 24: Onda linealmente polarizada formando un ángulo con el eje óptico

Para el campo eléctrico de la onda incidente se puede escribir:

$$E = E_0 \cdot \text{sen}(wt - kx) \quad (3.19)$$

Las componentes del campo eléctrico en la onda incidente según los ejes "z" e "y":

$$E_y = E_{0y} \cdot \sin(\omega t - kx) \quad E_z = E_{0z} \cdot \sin(\omega t - kx), \quad (3.20)$$

donde

$$E_{0y} = E_0 \cdot \cos \alpha \quad E_{0z} = E_0 \cdot \sin \alpha \quad (3.21)$$

con el ángulo "α" definido por el ángulo entre el eje "y" y la dirección de polarización del haz.

Cuando la onda polarizada linealmente se propaga a través del cristal, se separa en dos ondas con sus campos eléctricos según los ejes "y" y "z", respectivamente. Estas componentes corresponden a las ondas ordinaria y extraordinaria. Como la velocidad de propagación de cada onda es $v_y = c/n_y$ y $v_z = c/n_z$, los correspondientes vectores de propagación son:

$$k_y = \frac{\omega}{v_y} = \frac{\omega \cdot n_y}{c} = kn_y, \quad k_z = kn_z, \quad (3.22)$$

donde $k = \omega/c$. Por lo tanto, después de que las ondas han atravesado el espesor "d", los campos eléctricos respectivos están representados por las expresiones:

$$E_y = E_{0y} \cdot \sin(\omega t - k_y d) \quad E_z = E_{0z} \cdot \sin(\omega t - k_z d), \quad (3.23)$$

resultando un desfase entre las dos ondas de

$$\delta = (k_y - k_z)d = k(n_y - n_z)d, \quad \delta = 2\pi \cdot (n_y - n_z)d/\lambda \quad (3.24)$$

Después de atravesar la oblea anisotrópica las dos ondas se combinan en una sola. La onda transmitida estará, en general, polarizada elípticamente. Los ejes de la elipse serán perpendiculares a los ejes "z" e "y" si δ es un múltiplo de $\frac{\pi}{2}$, ó sea, si

$$(n_y - n_z)d = (\text{entero impar}) \cdot \lambda/4$$

Asimismo, la onda transmitida estará polarizada linealmente si δ es un múltiplo de π , ó sea si:

$$(n_y - n_z)d = \text{entero} \cdot \lambda/2$$

Cuando se observa en una pantalla un cristal uniaxial entre polarizadores cruzados y con luz monocromática de forma que la dirección de vibración del polarizador coincide con una de las direcciones de vibración del cristal, el campo observado es negro, y se dice que el cristal está en "posición de extinción".

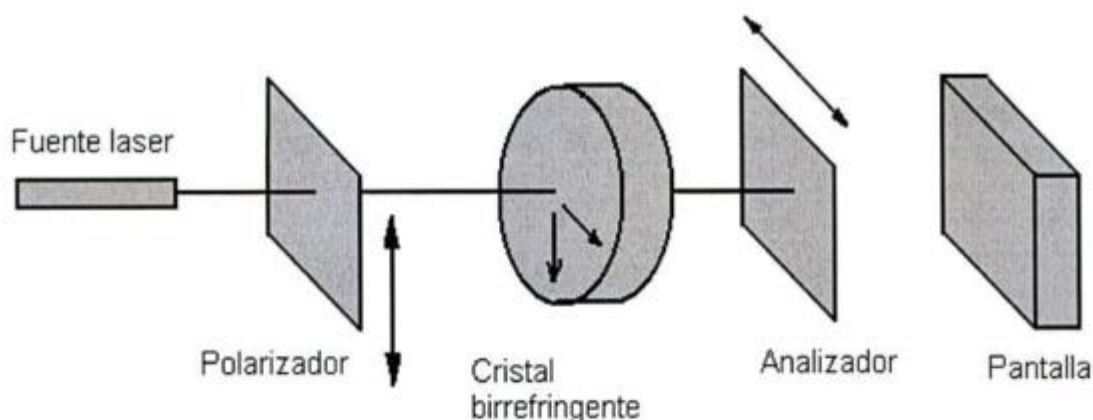


Figura 25: Oblea de cristal birrefringente en posición de extinción. La pantalla se observa oscura

Al girar el cristal, se va iluminando en forma progresiva, hasta que, luego de un giro de 45° , la iluminación es máxima.

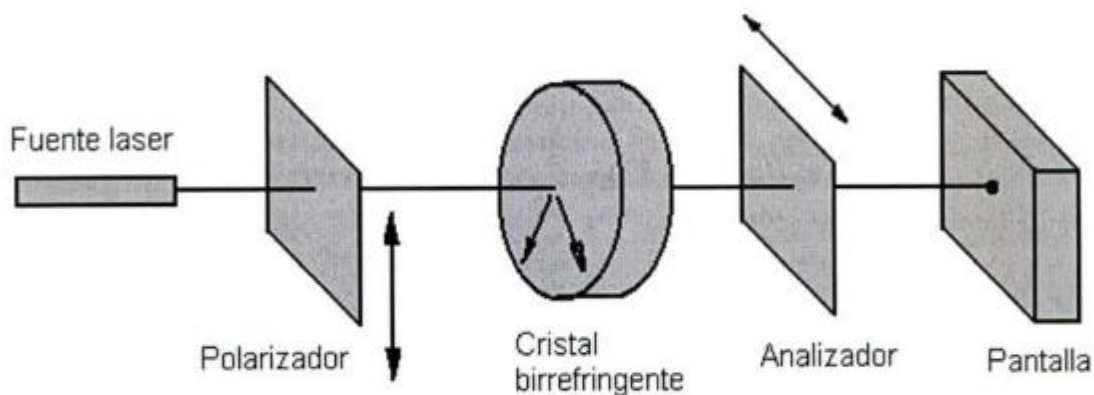


Figura 26: Oblea de cristal birrefringente cuyos ejes no coinciden con la dirección de los polarizadores. El haz incide sobre la pantalla.

Si se continúa girando otros 45° , la luz vuelve a extinguirse. Cuando se ha girado el cristal 360° se ha iluminado y oscurecido un total de cuatro veces.

Mediante la experiencia óptica que se describe hasta aquí fue posible encontrar las dos direcciones de los ejes cristalinicos, aunque sin poder distinguir cual corresponde al eje ordinario y cual corresponde al eje extraordinario. Para encontrar esta correspondencia se utilizó otro método, explicado a continuación, con la ayuda de un prisma de rutilo.

El rutilo es un cristal de óxido de titanio (TiO_2) y es altamente birrefringente. El prisma de rutilo se emplea para acoplar haces a películas delgadas con índices mayores a 1.8.

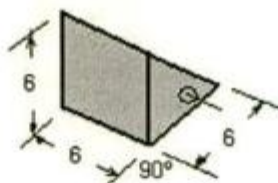


Figura 27: Prisma de rutilo. Se indica el eje “z” o eje óptico.

El prisma de rutilo empleado en el presente trabajo es de 6mm de lado, y ángulos 45°-45°-90°, como muestra la Figura 27.

Longitud de onda	Rutilo	
	n_o	n_e
488 nm	2.732	3.042
633 nm	2.584	2.865
830 nm	2.513	2.779
1064 nm	2.479	2.733
1550 nm	2.453	2.694

Tabla 1: Índice de refracción del rutilo para distintas longitudes de onda en el eje ordinario y extraordinario

Para la longitud de onda del láser empleado, esto es 633nm, los índices de refracción ordinario y extraordinario en el rutilo son $n_o = 2.584$ y $n_e = 2.865$. Por otra parte, el índice de refracción del cristal de Niobato de Litio también depende de la longitud de onda:

Longitud de onda	Niobato de Litio	
	n_o	n_e
436 nm	2.393	2.293
546 nm	2.317	2.228
633 nm	2.286	2.202
1152 nm	2.227	2.151
3391 nm	2.145	2.082

Tabla 2: Índice de refracción del Niobato de Litio para distintas longitudes de onda en el eje ordinario y extraordinario

En el caso del Niobato de Litio, para la longitud de onda empleada, 633nm, los índices de refracción ordinario y extraordinario son $n_o = 2.286$ y $n_e = 2.202$.

Para identificar la correspondencia de los ejes ordinarios y extraordinarios con las direcciones cristalinas encontradas anteriormente se empleó la condición del ángulo crítico mencionada en el capítulo 1: cuando un rayo incide desde una región de mayor índice sobre otra de índice menor, el ángulo crítico es el menor ángulo al cual se origina la reflexión total interna.

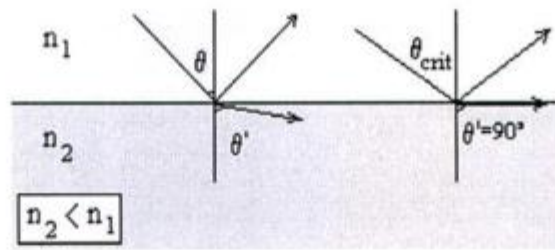


Figura 28: Ángulo crítico para la reflexión interna total

Este se calcula como

$$n_1 \sin \theta_{\text{critico}} = n_2 \quad (3.25)$$

suponiendo que entre el prisma de rutilo y el cristal de Niobato de Litio existe contacto óptico, es decir que la distancia entre ellos es menor a la $\lambda/2$. Entonces la luz podría saltar la barrera de aire y continuar a través del Niobato de Litio si el ángulo de incidencia fuese menor al ángulo crítico, dado por:

$$n_{\text{Rutilo}} \sin \theta_{\text{critico}} = n_{\text{LiNbO}_3} \quad (3.26)$$

Esta condición se puede trasladar al ángulo medido en la experiencia, el ángulo α (Figura 29), que es el ángulo con el que incide el haz de láser sobre una de las caras del prisma. El ángulo α_{critico} se halla a partir de del ángulo θ_{critico} .

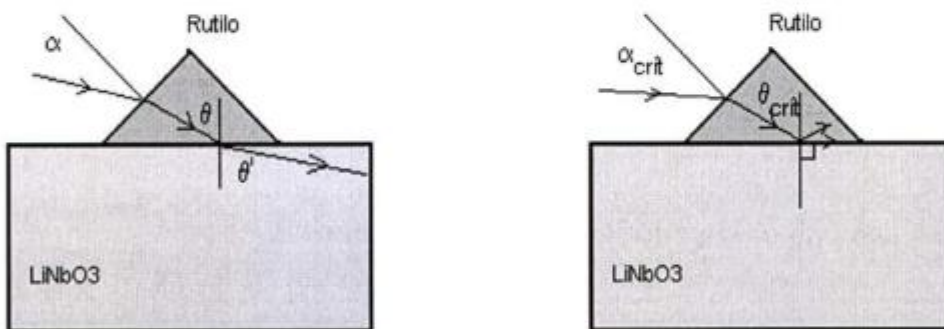


Figura 29: Ángulo de incidencia β del haz sobre una de las caras del prisma

También se debe tener en cuenta que tanto el rutilo como el Niobato de Litio son cristales birrefringentes. En el rutilo los índices de refracción están vinculados con la estructura del prisma y son conocidos.

En la experiencia descrita, los ejes en el cristal de Niobato de Litio se desean conocer, ya que aunque las direcciones están determinadas, no se puede hasta el momento identificar los ejes ordinario y extraordinario. Existen cuatro maneras de

combinar los índices ordinario y extraordinario del prisma de rutilo y el cristal de Niobato de Litio. A continuación se muestra una de ellas.

El haz de láser pasa por un polarizador e incide sobre una de las caras del prisma como muestra la Figura 30. En este caso la polarización es trasverso eléctrico (TE).

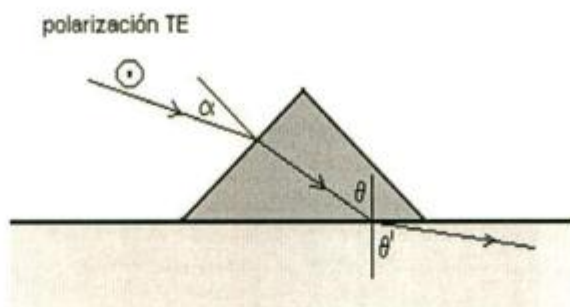


Figura 30: Esquema de polarización trasverso eléctrico. El haz de láser al pasar a través del prisma experimenta el índice extraordinario

El eje normal a las directrices del prisma (caras paralelas del prisma) es el eje ordinario como muestra la Figura 27.

En el esquema mostrado de la Figura 30 el haz incide con polarización TE. En este caso, la polarización coincide con el eje ordinario y en consecuencia, el haz experimenta el índice extraordinario del prisma (n_e : 2.202, Tabla 2). (Recordar que el eje ordinario de un cristal se define como la dirección de propagación del haz que no se observa birrefringencia. La polarización siempre es perpendicular al eje ordinario y la velocidad de propagación es c/n_0)

Se dispuso el prisma para que el haz incidente coincida con uno de los ejes cristalinos en el Niobato de Litio. Las direcciones de los ejes cristalinos fueron hallados por medio de los dos polarizadores observando cuando se extingue el haz de luz. Las posibilidades son dos, el haz puede experimentar el índice ordinario o el extraordinario. Si es el ordinario, el índice es 2.286 y si es el extraordinario el índice que corresponde es 2.202 (Tabla 3).

Para cada uno de estos 2 índices se corresponde un ángulo crítico $\theta_{\text{crítico}}$ (Figura 29) y este a su vez se corresponde con el ángulo de incidencia sobre una de las caras del prisma $\alpha_{\text{crítico}}$ (Figura 30). Este último ángulo es posible medir.

En la Tabla 2 se muestran las dos posibilidades, si el haz experimenta el índice ordinario el ángulo que se medirá será $23,43^\circ$. En cambio si experimenta el índice extraordinario será $15,20^\circ$. La diferencia entre ambos es de 8° .

Prisma de Rutilo n_e	Cristal de LiNbO_3		Ángulos del haz	
	n_o	n_e	Aire / prisma (α)	Prisma / LiNbO_3 (θ)
2.865	2.286	-	23,46°	52,9°
2.865	-	2.202	15,20	50,2°

Tabla 3: Ángulos de acoplamiento para el modo TE para los índices ordinario y extraordinario en el Niobato de Litio

Si la polarización es transverso magnético (Figura 31), el haz “experimenta” el índice ordinario al atravesar el prisma. A su vez, en el Niobato de Litio puede “experimentar” el índice ordinario o el extraordinario. En la Tabla 4 se indican los ángulos que se deberían medir para ambas posibilidades. En este caso la diferencia entre ellos es mayor a los 10°.

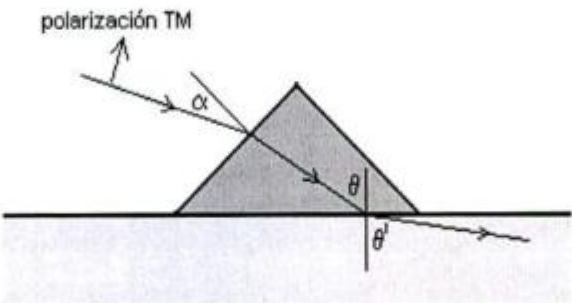


Figura 31: Esquema de polarización trasverso magnético. El haz de láser al pasar a través del prisma experimenta el índice extraordinario

Prisma de Rutilo n_o	Cristal de LiNbO_3		Ángulos del haz	
	n_o	n_e	Aire / prisma (α)	Prisma / LiNbO_3 (θ)
2.584	2.286	-	49,98°	62,2°
2.584	-	2.202	37,04°	58,4°

Tabla 4: Ángulos de acoplamiento para el modo TM para los índices ordinario y extraordinario en el Niobato de Litio

Como se puede observar, los ángulos son muy diferentes unos a otros, debido a la alta birrefringencia del Niobato de Litio y del prisma de rutilo, lo cual permite una forma de identificar las orientaciones cristalinas con facilidad. Los ejes en el Niobato de Litio son identificados unívocamente.

Los pasos son los siguientes:

Se tiene en cuenta la polarización del haz incidente TE o TM. Esta se vincula con el índice en el prisma de rutilo.

Se mide experimentalmente el ángulo crítico α_{critico} y se lo identifica al índice del Niobato de Litio correspondiente, ordinario o extraordinario según la Tabla 3 para

la polarización TE y según la Tabla 4 para la polarización TM. Este se debe corresponder con uno de los dos ángulos de la tabla.

Con este ángulo ya es posible identificar unívocamente los dos ejes. Pero para corroborar el resultado se cambia de polarización y se mide nuevamente el ángulo $\alpha_{\text{crítico}}$. Teniendo en cuenta que la polarización cambia en el prisma y en el Niobato, se verifica si coincide con el ángulo de la tabla 3 o 4 según corresponda.

A continuación, para corroborar los resultados nuevamente, se gira 90° el cristal de Niobato sobre el prisma de rutilo y se repite el proceso anterior y se verifica la coherencia de todos los resultados.

Los cuatro ángulos fueron identificados sin dificultad teniendo en cuenta que con una precisión de medio grado se tenía que identificar ángulos con diferencias de decenas de grados.

En todos los casos, el eje ordinario (eje z) se corresponde con la dirección perpendicular a la del desplazamiento de la muestra con respecto al haz de iones. Uno de los ejes extraordinarios (eje y) se orienta a lo largo de dicho desplazamiento. Por ejemplo en la muestra de la Figura 32, se observa una línea mas clara producida por el daño iónico cuya dirección coincide con el eje y.

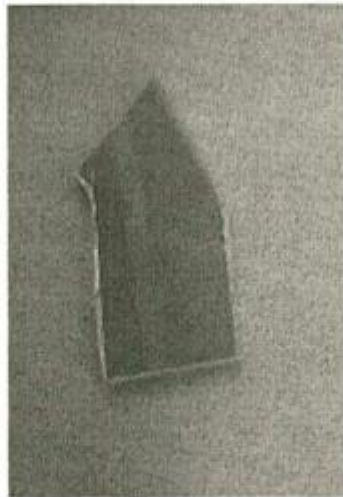


Figura 32: Guía de ondas en Niobato de Litio

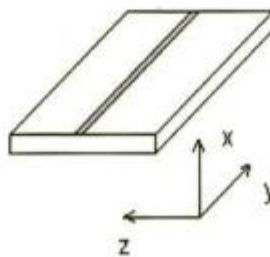


Figura 33: Orientación de los ejes cristalinicos en el cristal

3.4 Aplicación del Niobato de Litio en la construcción de MIOCs

El efecto electro-óptico puede aprovecharse para construir moduladores de fase₍₂₎ de estado sólido. Por ejemplo, sobre un cristal de LiNbO_3 se depositan electrodos sobre las superficies superior e inferior (Figura 34).

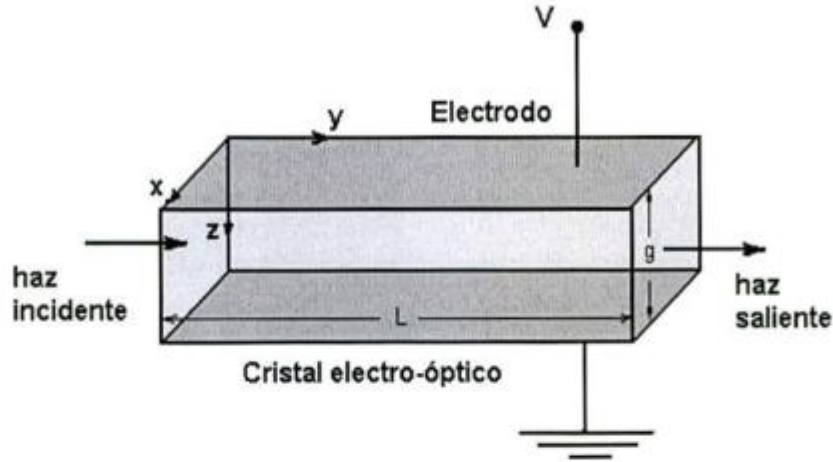


Figura 34: Modulador de fase transversal

Aplicando una diferencia de potencial a los electrodos dispuestos a los lados de la guía de ondas, el campo eléctrico apunta en la dirección "z". La separación de los electrodos es "g". El campo aplicado se calcula como $E_z = V/g$. La longitud del cristal en la dirección de propagación de la onda es "L". La onda óptica puede estar polarizada en la direcciones "x" o "z". El corrimiento de fase depende de la dirección de polarización.

$$\begin{aligned}\Phi_x &= k_0 \Delta n_x d = \frac{-\pi n_x^3 r_{13} V L}{\lambda_0 \cdot g} \\ \Phi_z &= k_0 \Delta n_z d = \frac{-\pi n_z^3 r_{33} V L}{\lambda_0 \cdot g}\end{aligned}\quad (3.27)$$

ya que en el LiNbO_3 $r_{33} > r_{13}$, el efecto electro-óptico más grande será experimentado con la onda polarizada en el eje "z". El voltaje necesario para obtener un corrimiento en fase de π radianes es:

$$V_\pi = \lambda_0 \cdot g / (n_z^3 r_{33} L) \quad (3.28)$$

Los dispositivos ópticos integrados tienen la posibilidad de reducir el cociente g/L . En consecuencia, requieren menos voltaje para el mismo corrimiento de fase. En este caso los electrodos deben ser depositados sobre la misma superficie del cristal (Figura 36).

Ilustración 0.1

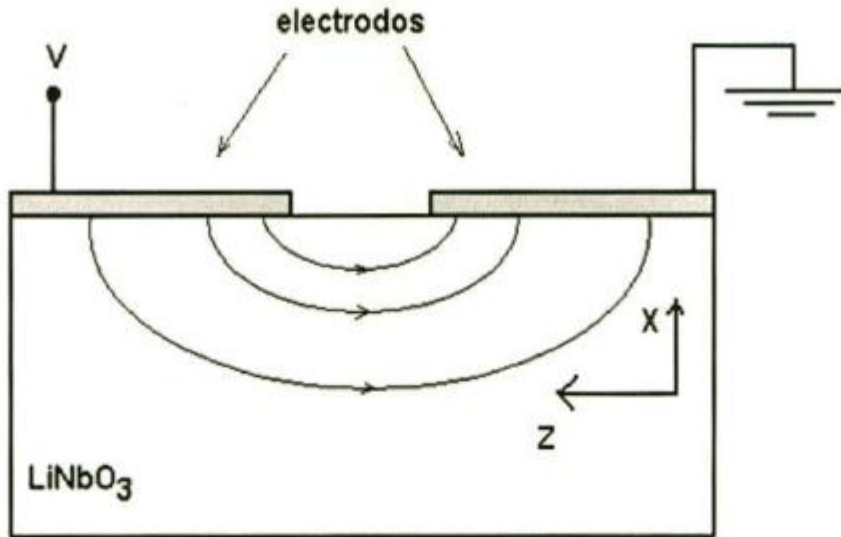


Figura 35: Modulador de fase óptico integrado

Existen dos configuraciones posibles para este dispositivo. Si el corte del cristal es "z" la configuración conveniente, que dispone las líneas de campo en la dirección deseada, es el electrodo sobre la guía de ondas (Figura 36), con una capa aislante para evitar polarización indeseada. Si el corte del cristal es "x" la configuración conveniente es la de la Figura 37.

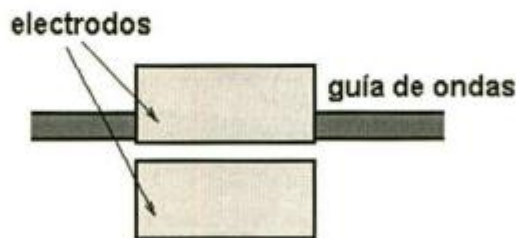


Figura 36: Modulador de fase EO. Electrodo sobre guía de ondas

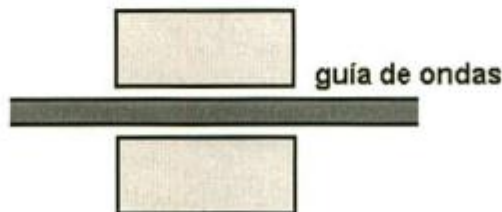


Figura 37: Modulador de fase EO. Electrodo entre guías de ondas

La distribución de campos $E_s(x,y)$ producidos por los electrodos es un problema electrostático y requiere la solución de la ecuación de Laplace. El problema fue resuelto para la configuración b, corte x del LiNbO₃. La distribución de

campo es fuertemente no uniforme, como se observa en la Figura 35, y la intensidad de campo óptico es significativa cerca de la guía de ondas.

El problema se resuelve usando un método perturbativo. Se supone que la guía lleva un solo modo y está orientada en la dirección z. El índice de refracción depende de la posición x e y: $n_{(x,y)}$. En consecuencia, el campo eléctrico debe satisfacer la ecuación:

$$\nabla^2 E_{(x,y)} + [n_{(x,y)}^2 k_0^2 - \beta^2] E_{(x,y)} = 0 \quad (3.29)$$

En este análisis se supone que el efecto del campo estático $E_s'_{(x,y)}$ induce una variación en el índice de refracción del tipo $\Delta n_{(x,y)}$ en la región que va de $z=0$ a $z=L$. El nuevo índice de refracción se define $n' = n + \Delta n$. Se asume que el efecto sobre el modo será cambiar su constante de propagación a $\beta' = \beta + \Delta\beta$. Si $\Delta\beta$ y Δn son pequeños se puede escribir:

$$n'^2 = (n + \Delta n)^2 \approx n^2 + 2n\Delta n \quad \text{y} \quad \beta'^2 \approx \beta^2 + 2\beta\Delta\beta \quad (3.30)$$

La ecuación de onda para el modo perturbado queda:

$$\nabla^2 E_{(x,y)} + \{[n_{(x,y)}^2 + 2n_{(x,y)}\Delta n_{(x,y)}]k_0^2 - [\beta^2 + 2\beta\Delta\beta]\} E_{(x,y)} = 0 \quad (3.31)$$

Considerando la ecuación de ondas no perturbada (3.29) se pueden cancelar algunos términos. Eliminándolos se obtiene:

$$\{2n_{(x,y)}\Delta n_{(x,y)}k_0^2 - 2\beta\Delta\beta\} E_{(x,y)} = 0 \quad (3.32)$$

Multiplicando la ecuación 3.32 por $E^*_{(x,y)}$ e integrando en todo el espacio se tiene:

$$k_0^2 \langle n\Delta n E, E \rangle - \beta\Delta\beta \langle E, E \rangle = 0 \quad (3.33)$$

El cambio en la constante de propagación está dado por:

$$\Delta\beta = (k_0^2/\beta) \langle n\Delta n E, E \rangle / \langle E, E \rangle \quad (3.34)$$

El denominador $\langle E, E \rangle$ representa un factor de normalización y puede ser ignorado; $\langle E, E \rangle = 1$. El cambio en la constante de propagación se encuentra como la superposición entre el cambio de índice inducido eléctricamente $\Delta n_{(x,y)}$ y el campo eléctrico del modo que se propaga $E_{(x,y)}$. El cambio de índice se encuentra como:

$$\Delta n_{\text{efectivo}} = (k_0/\beta) \langle n\Delta n E, E \rangle \approx \Delta n, |E|^2 \rangle \quad (3.35)$$

El cambio de índice Δn será proporcional a una componente del campo eléctrico debido al efecto electro-óptico.

$$\Delta n_{(x,y)} = -n^3 r E_s'_{(x,y)} / 2 \quad (3.36)$$

Aquí "n" y "r", son el índice de refracción y el coeficiente electro-óptico relevantes. $\Delta n_{\text{efectivo}}$ viene dado por:

$$\Delta n_{\text{efectivo}} = -n^3 r \langle E_s', |E|^2 \rangle \quad (3.37)$$

El campo E_s' será proporcional al voltaje aplicado "V" e inversamente proporcional a la distancia entre electrodos "g". Una forma alternativa de escribir la ecuación (3.37) es:

$$\Delta n_{\text{efectivo}} \approx -n^3 r V \Gamma / 2g \quad (3.38)$$

donde se introdujo el factor de superposición Γ , definido como

$$\Gamma = g/V \langle E_s', |E|^2 \rangle \quad (3.39)$$

Este factor de superposición es calculado mediante integración numérica, el rango de valores que puede tomar está entre 0 y 1. Para dispositivos bien diseñados, Γ es 0,6 - 0,7. El corrimiento de fase debido al cambio de índice es:

$$\Phi = 2\pi \Delta n_{\text{efectivo}} L / \lambda_0 = -\pi n^3 r V L / g \lambda_0 \quad (3.40)$$

En un dispositivo con una distancia entre electrodos fija, el corrimiento de fase es proporcional al voltaje aplicado y a la longitud de sus electrodos. Es común caracterizar al modulador de fase transversal por el producto voltaje-longitud para un corrimiento de fase $|\Phi| = \pi$.

$$(VL)_\pi = g \lambda_0 / n^3 r \Gamma \quad (3.41)$$

3.5 Simulación Numérica

La simulación numérica se realizó con el programa Mathcad. El modulador de fase a estudiar consiste en un canal como guía de ondas en LiNbO_3 fabricado por implantación iónica con electrodos metálicos sobre el cristal a ambos lados de la guía.

Este análisis permite calcular la longitud del modulador de fase para obtener un corrimiento en π de la onda.

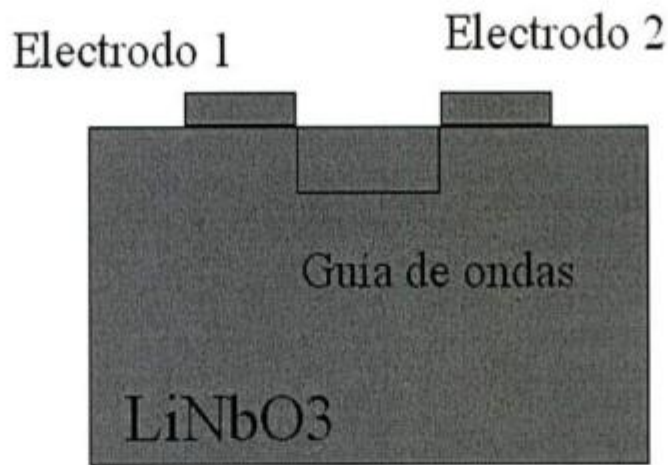


Figura 38



Figura 39

En un primer paso de simulación se elaboró un programa que utiliza el método de elementos finitos para calcular numéricamente el potencial electrostático generado por los electrodos en su entorno, y por lo tanto, dentro de la guía de ondas. A partir de éste se determina el campo eléctrico en la orientación "z" del cristal.

Como segundo paso se calculó la intensidad de la onda óptica.

Los dos campos se superponen y se integran en todo el plano para hallar el factor de superposición λ , que establece la eficiencia del modulador y permite calcular el cambio efectivo del índice de refracción por el efecto electro-óptico ΔN_{eo} . Con ΔN_{eo} se determina la longitud del modulador para un corrimiento de fase de π .
Cálculo del potencial por el método de diferencias finitas

Definir

+

el número de iteraciones $m \equiv 20000$

el parámetro de convergencia $w \equiv 0.9$

el gap entre electrodos en metros $g \equiv 2 \cdot 10^{-6}$

Las proporciones de los electrodos y del contorno se establecen por medio de :

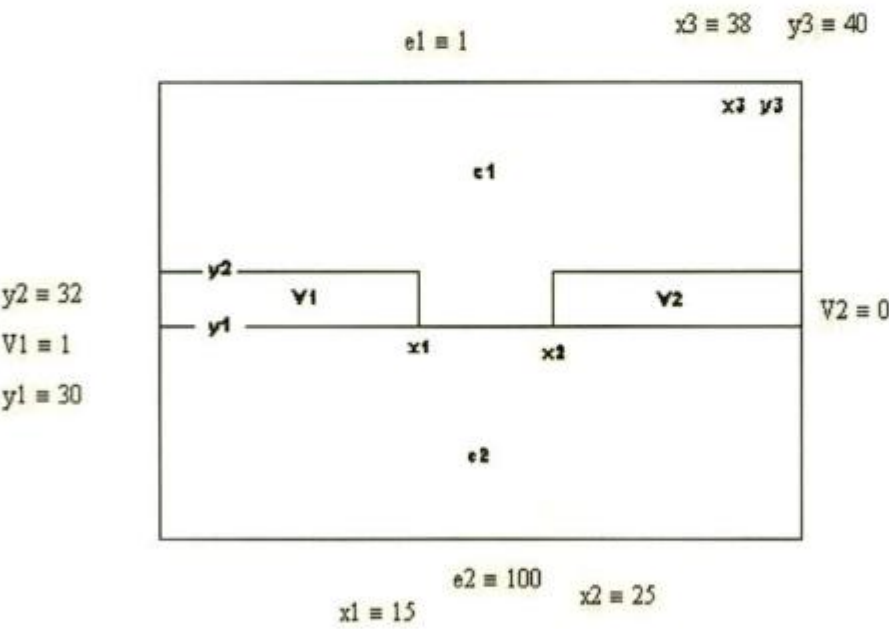
$$x_1, x_2, x_3, y_1, y_2, y_3,$$

Los potenciales de los electrodos se establecen con:

$$V_1 \text{ y } V_2$$

Las constantes dieléctricas por medio de:

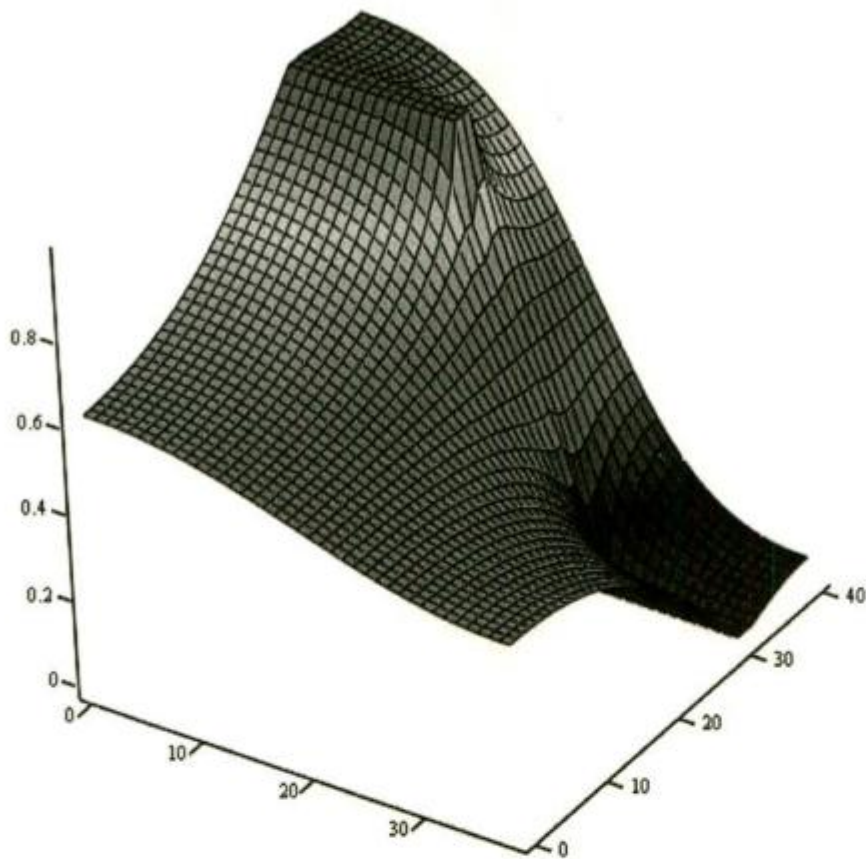
$$\epsilon_1 \text{ y } \epsilon_2$$



```

v := for j ∈ 0..x3
    | vj,0 ← 0
    | vj,y3 ← 0
    for j ∈ 0..y3
        | v0,j ← 0
        | vx3,j ← 0
    v
    for s ∈ 0..m
        | for j ∈ 1..y3 - 1
            | for i ∈ 1..x3 - 1
                |  $z_{1,j} \leftarrow w \cdot \left( \frac{v_{i+1,j} + v_{i-1,j} + v_{i,j+1} + v_{i,j-1}}{4} \right) + (1 - w) \cdot v_{i,j}$ 
            for j ∈ y1..y2
                | for i ∈ 0..x1
                    | z1,j ← V1
            for j ∈ y1..y2
                | for i ∈ x2..x3
                    | z1,i ← V2
                    | z1,j ← V2
            for j ∈ 0..x3
                | zj,0 ← vj,1
                | zj,y3 ← vj,y3-1
            for j ∈ 0..y3
                | z0,j ← v1,j
                | zx3,j ← vx3-1,j
            for j ∈ x1 + 1..x2 - 1
                |  $z_{j,y1} \leftarrow \frac{e1 \cdot v_{j,y1+1} + e2 \cdot v_{j,y1-1}}{e1 + e2}$ 
            for j ∈ 0..y3
                | for i ∈ 0..x3
                    | vi,j ← z1,j
    v

```



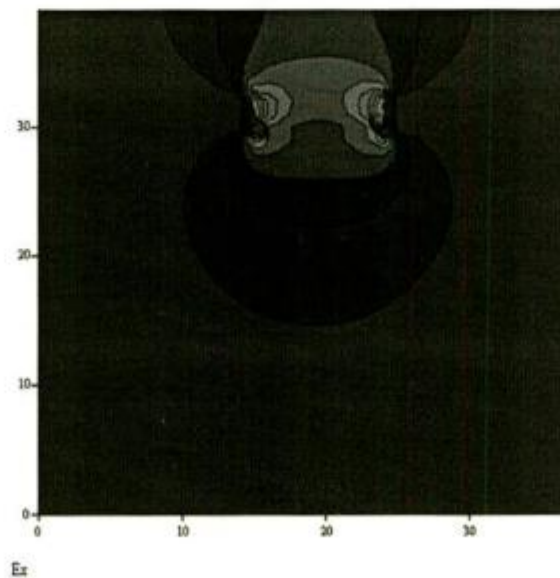
v

Cálculo del campo eléctrico a partir del potencial

+

$$p := 1..x3 - 1 \quad q := 1..y3 - 1$$

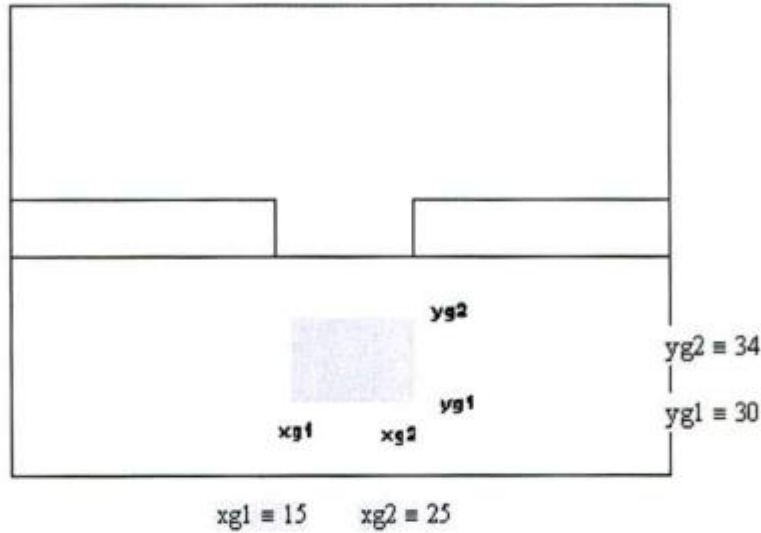
$$Ex_{p,q} := (v_{p,q} - v_{p+1,q}) \quad Ey_{p,q} := v_{p,q+1} - v_{p,q}$$



Cálculo de la intensidad de la onda óptica (E^2)

Se supone una guía de ondas rectangular con contornos definidos por:

$$xg1, xg2, yg1, yg2$$



```

z := for j ∈ 0..50
    | zj,0 ← 0
    | zj,y3 ← 0
    for j ∈ 0..50
        | z0,j ← 0
        | zx3,j ← 0
    z
    for j ∈ yg1..yg2
        for i ∈ xg1..xg2
            zi,j ← sin(π · (i - xg1) / (xg2 - xg1)) · sin(π · (j - yg1) / (yg2 - yg1))
        A ← 0
        for j ∈ yg1..yg2
            for i ∈ xg1..xg2
                A ← (zi,j)2 + A
        B ← 1 / √A
        for j ∈ 0..y3
            for i ∈ 0..x3
                wi,j ← B · zi,j
    w
    
```

Cálculo de la factor de superposición Γ

$$\Gamma := \begin{array}{|l} x \leftarrow 0 \\ \text{for } j \in yg1 \dots yg2 \\ \quad \text{for } i \in xg1 \dots xg2 \\ \quad \quad x \leftarrow Ex_{i,j} \cdot I_{i,j} + x \\ x \leftarrow x \cdot \frac{x2 - x1}{V1 - V2} \\ x \end{array}$$

$$\Gamma = 0.794$$

Cálculo de la longitud de la guía de ondas para un corrimiento en π

Definir:

la longitud de onda $\lambda \approx 1550 \cdot 10^{-9}$

el coeficiente electro-óptico $r_{33} \approx 31 \cdot 10^{-12}$

la relación entre $n(\lambda)$ $n := 2.122 + \frac{0.031}{\lambda^2 \cdot 10^{12}}$

La longitud del modulador "L" está en metros

$$L := \frac{(g \cdot \lambda)}{n^3 \cdot r_{33} \cdot \Gamma \cdot (V1 - V2)} \quad L = 0.013$$

4. Fabricación de Guías de Ondas en LiNbO_3

Desde que se conocieron las excelentes propiedades electro-ópticas del cristal de LiNbO_3 , se ha intentado fabricar guías de ondas utilizándolo como sustrato para aprovechar de manera eficiente dichas propiedades. Los métodos que se emplearon en el presente trabajo son los que figuran en la literatura como los más atractivos: el método APE (Annealed Proton Exchange) y el método de implantación iónica de alta energía.

4.1 Difusión de protones

El método APE (Annealed Proton Exchange), figura en la literatura como el más usado para la producción a gran escala ⁽¹⁻²⁴⁾. Posee la ventaja de emplear en su elaboración de la guía de ondas equipos e insumos económicos. Además permite una rápida formación de la guía a temperaturas relativamente bajas, de alrededor de 200°C. Entre las desventajas del método se pueden mencionar la aparición de efectos indeseados, como el ataque de la superficie del cristal, y el control poco preciso de la geometría de la guía.

Este método consiste en sumergir una porción del cristal de LiNbO_3 en un medio que provee protones. También se puede emplear un catalizador para acelerar este proceso. La porción del cristal de LiNbO_3 se sumerge durante un tiempo determinado a una dada temperatura.

El proceso consiste en el intercambio de protones entre el medio y los iones de Litio en la red del material óptico, dando lugar a un fenómeno de difusión que aumenta el índice de refracción en la región expuesta al intercambio de protones. La posición, geometría y dimensiones de la guía de ondas resultante puede ser controlada mediante las condiciones a las que el APE es realizado y el enmascarado de la región apropiada del material óptico por técnicas de fotolitografía.

El método se puede describir esquemáticamente en los pasos indicados en la Figura 40.



Figura 40: Pasos para la formación de una guía de ondas en el del método APE

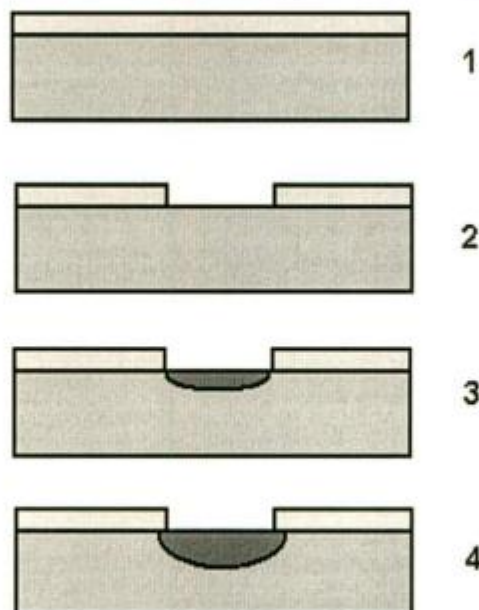


Figura 41: Esquema de la formación de aperturas en el cristal de LiNbO_3 en el método APE

En el primer paso (Figura 41, paso 1) se deposita la película sobre el cristal de LiNbO_3 . Esta capa enmascarante puede ser un óxido, cerámico, metal o material estable en las condiciones con que se realiza el paso de intercambio de protones y no debe reaccionar con el medio que provee protones. El Dióxido de Silicio es la película más utilizada en este método y se puede depositar por sputtering o evaporación térmica.

En el segundo paso (Figura 41, paso 2) se realiza una apertura para permitir que el medio que provee protones esté en contacto con el cristal de LiNbO_3 durante el intercambio de iones. La geometría de la apertura se selecciona de acuerdo a las dimensiones y forma de la guía de ondas deseada. Esta se puede formar por las técnicas conocidas de fotolitografía, lift-off, etc.

Para evitar el ataque del cristal es preferible emplear un ácido débil, como ácido benzoico o ácido nonanoico. También se puede emplear glicerina como medio proveedor de protones.

El catalizador en el intercambio de protones es preferiblemente un ion de metal divalente o trivalente, tal como Be^{2+} , o Mg^{2+} . El catalizador se puede añadir al medio como una sal iónica, tal como cloruro de berilio, o cloruro de magnesio.

El proceso de intercambio de protones se realiza manteniendo la temperatura constante y uniforme dentro del recipiente. Para este fin el recipiente que contiene la solución y el cristal se pueden colocar dentro de otro recipiente sellado para evitar la convección de calor.

Durante el proceso "proton exchange", los protones difunden dentro del cristal, mientras que los iones de Litio difunden hacia fuera de la red cristalina. De esta manera, una fracción de iones de Litio de la red del sustrato, (la que está más próxima a la superficie (Figura 41 ,paso 3)), es reemplazada por protones mediante una combinación de movimientos térmicamente activados y fuerzas electrónicas. Los iones del catalizador no penetran en la superficie. La concentración de protones es alta cerca de la superficie expuesta del cristal y disminuye a medida que se aleja de dicha superficie. A su vez, el índice de refracción en el cristal aumenta con la concentración de protones. El perfil del índice de refracción es tipo gradual (Figura 42). En consecuencia se obtiene un aumento en el índice de refracción en una región del sustrato cercana a la superficie expuesta.

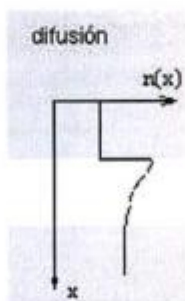


Figura 42: Perfil del índice de refracción en guías de ondas fabricadas por difusión

Esta región de mayor índice de refracción hace posible la formación de una guía de ondas.

Para obtener las propiedades finales en algunos casos es conveniente realizar un recocido, con lo cual se logra una mayor profundidad de la guía por mayor difusión de los protones dentro del cristal (Figura 41 , paso 4) y se reduce la concentración de protones para preservar el efecto electro-óptico. El último paso es

remover la máscara con algún solvente adecuado. Este paso se puede realizar antes de hacer el recocido.

4.1.1 Dispositivo experimental

Teniendo en cuenta la literatura consultada⁽²⁵⁾. Se empleó glicerina como medio proveedor de protones y cloruro de magnesio como catalizador. Parte de la superficie del cristal se la recubrió con plata.

La sal de Magnesio estaba hidratada, por lo que fue necesario calentarla a 80°C en un horno hasta que se evaporó el líquido.

Se emplearon 11,10gr de glicerina y 0,207gr de cloruro de litio. La glicerina y el cloruro de litio se colocaron en un recipiente de pirex con una tapa. Se utilizó un cristal de LiNbO_3 corte x, al cual se le evaporó por sputtering una película delgada de 10nm de plata a mitad de la superficie del cristal para estudiar como se comportaba como máscara este material. El cristal enmascarado se sumergió en la solución de glicerina con la sal de litio en un recipiente de pirex(Figura 43). Todo esto se introdujo en un recipiente metálico (Figura 44), el cual fue introducido en un horno y calentado a 180°C.



Figura 43: Glicerina en frasco de pirex



Figura 44: Recipiente de acero inoxidable

La información de este ensayo se puede resumir como sigue:

Medio proveedor de protones: **Glicerina**

Catalizador: **Cloruro de magnesio**

Máscara: 10nm de Plata

Temperatura: **180°C**

Tiempo: **23hs**

Cloruro de Magnesio (Cl_2Mg): Masa molecular (g/mol): **95,211**

Glicerina ($\text{C}_3\text{H}_8\text{O}_3$): Masa molecular(g/mol): **92,09** Densidad (g/cm^3): 1.261

4.1.2 Resultados del proceso de difusión de protones

Luego del proceso, se observó una coloración más oscura en el material (Figura 45). También se observaron daños en la superficie del cristal.

Al implementar el método desarrollado en el capítulo 5 (5.2 Dispositivo experimental) no se pudo verificar la existencia de guía de ondas planas.

Para desarrollar este método eficazmente se debería contar con un número importante de muestras, que al momento de la realización de este trabajo no se poseía. Las variables modificables son muy amplias: solución del medio que provee protones y catalizador, temperatura y tiempo de recocido.



Figura 45: Cristal de LiNbO_3 luego del proceso de PE

Si bien esta técnica es simple y barata, el esfuerzo de este trabajo se concentró en el método por implantación iónica, debido a las exigencias geométricas de la guía de ondas objeto de esta investigación.

4.2 Implantación Iónica

El método por implantación iónica se basa en la modificación del índice de refracción producido a una profundidad bien definida, por la implantación de iones de alta energía (MeV) (Ver sección 1.3 Guías de ondas ópticas. Técnicas de fabricación.). Cuando se implantan iones como ^{12}C u ^{16}O a algunos MeV de energía, son necesarias dosis superiores a 10^{14} iones/ cm^2 para obtener el efecto "guía de onda". De esta manera es posible obtener una región de mayor índice de refracción (con daño iónico) definida entre la región donde los iones se detienen y la superficie del cristal.

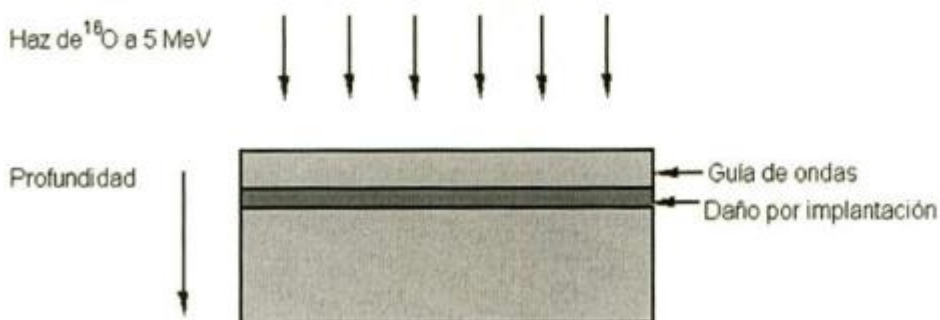


Figura 46: Esquema de guía de ondas plana fabricada por implantación iónica

La profundidad a la cual se detienen los iones queda definida por la energía con que los iones llegan a la superficie del cristal. Si la profundidad y el cambio de índice de refracción son apropiados es posible obtener una guía de ondas plana (Figura 46).

Una guía de ondas tipo canal, es aquella que además del fondo, posee paredes laterales. Normalmente en una guía de ondas de estas características las dimensiones laterales y la profundidad son del mismo orden de magnitud. Una película delgada de metal sobre la superficie del cristal, permite disminuir la energía de las partículas antes de que alcancen la superficie del cristal, en consecuencia, la profundidad a la cual se depositan los iones resulta menor. Realizando aperturas a la película delgada por técnicas de fotolitografía se pueden implantar tres zonas perfectamente definidas. En la Figura 47 se muestra un esquema de implantación para obtener una guía de ondas tipo canal.

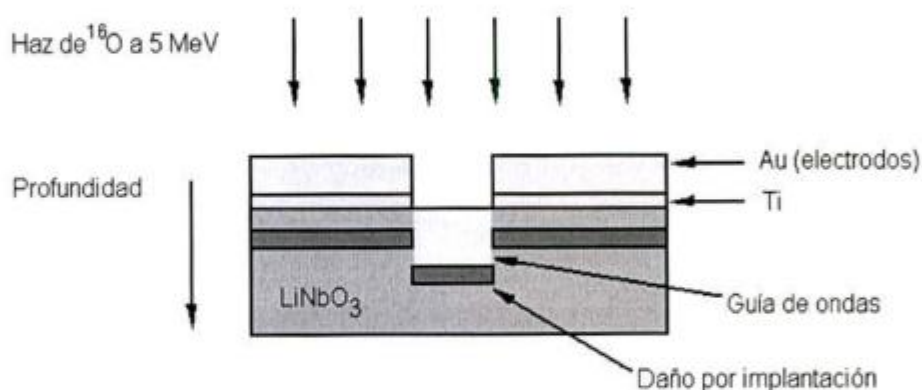


Figura 47: Esquema de guía de ondas tipo canal fabricada por implantación iónica

El ancho de la guía de ondas queda determinado por la geometría de la película metálica, mientras que la profundidad queda determinada por la energía que alcanzan los iones en la superficie del cristal libre de metal (Figura 47).

Las primeras guías de onda fabricadas por este método fueron hechas implantando iones livianos como H^+ y He a energías relativamente bajas, debido principalmente a que la mayoría de los laboratorios tienen implantadores o pequeños aceleradores de baja energía.

Trabajos de investigación recientes han demostrado que la implantación de iones más pesados a energías más altas es un método muy efectivo para producir guías de onda en dispositivos ópticos monolíticamente integrados que permite obtener un perfil de daño similar al H^+ y He pero con dosis y tiempos de implantación órdenes de magnitud más bajos.

El laboratorio Tandem de la CNEA dispone de un acelerador electrostático que permite acelerar diferentes tipos de iones en un rango amplio de energías, desde algunos pocos hasta centenas de MeV.

En el presente trabajo, el perfil de daño (Figura 47) fue inducido mediante la implantación de iones de ^{16}O a una energía promedio de 5 MeV. En la zona central el haz penetra aproximadamente $2,6\mu\text{m}$, mientras que donde se encuentran los depósitos metálicos la penetración del haz es menor (aprox. $0,7\mu\text{m}$). De esta forma se observan dos perfiles de daño a dos profundidades bien diferenciadas (Figura 48).

Dado que la modificación del índice de refracción es proporcional al daño por radiación producido, la vista transversal nos muestra tres regiones donde el índice de refracción se modifica sustancialmente. La región central más profunda y las zonas laterales más cercanas a la superficie. La vista transversal nos muestra también que la variación del índice de refracción define una especie de *canal óptico* con su fondo y paredes laterales. La luz viaja a través de este canal confinada en la zona central donde la variación del índice de refracción es pequeña.

Se estudió el efecto de distintas dosis de iones de oxígeno sobre LiNbO_3 con o sin metalizado, con y sin recocido, a varias energías distintas.

La simulación del efecto de la implantación se realizó con el programa SRIM 2003. Permite calcular, entre otras cosas, la profundidad promedio a la cual se detienen los iones, dato fundamental para la geometría de la guía. Se observan dos picos importantes. El que se encuentra a una menor profundidad se vincula con los iones que tuvieron que atravesar la película metálica. Estos iones disminuyen su energía antes de alcanzar la superficie del cristal y se detienen a una menor profundidad comparados con aquellos que no encuentran la película metálica.

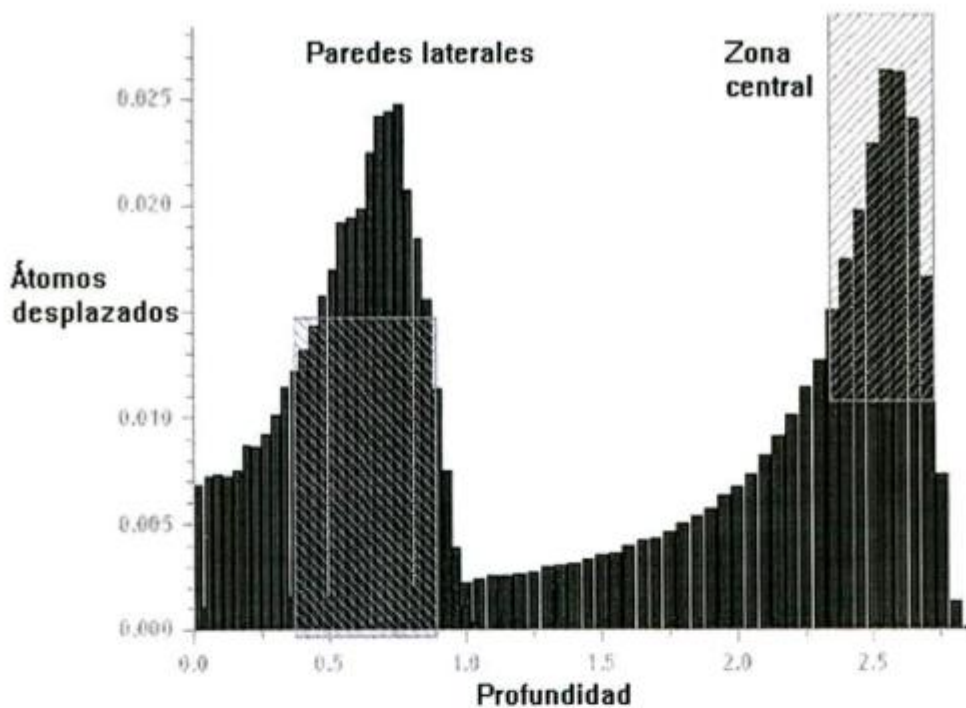


Figura 48: Simulación del perfil de daño iónico

4.2.1 Implantación con el acelerador TANDAR

Utilizando el acelerador Tandar se realizaron mediante implantación iónica guías de onda planas a temperatura ambiente. En la Figura 49 se muestra el esquema del dispositivo utilizado durante la implantación. El haz permanece fijo en un punto del espacio y la muestra se desplaza continuamente en forma vertical (subiendo y bajando alternadamente) hasta implantar punto a punto la dosis requerida. La densidad de corriente de implantación fue variada entre 5 nA/cm² y 120 nA/cm². Las dosis implantadas fueron de 1×10^{14} a 3×10^{14} iones/cm².

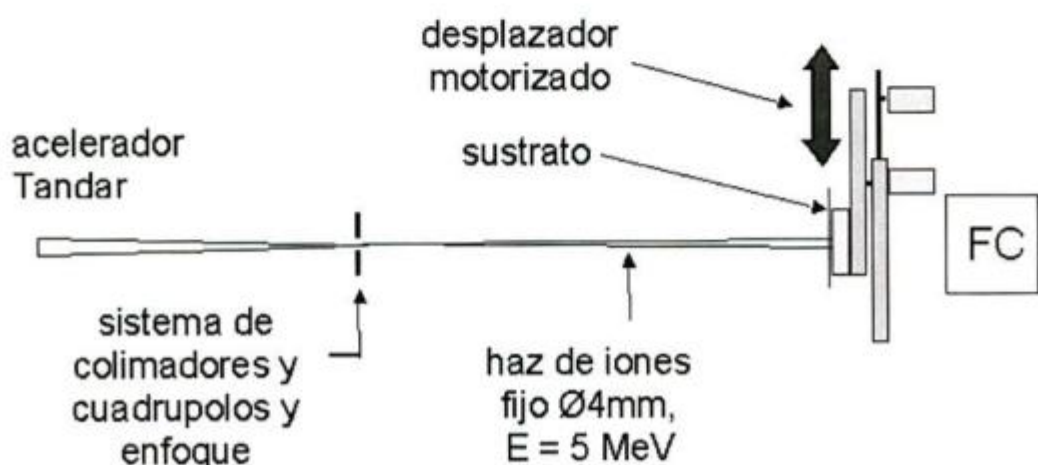


Figura 49: Dispositivo de irradiación

El desplazador mecánico motorizado se puede ver con detalle en la Figura 50. Presenta una forma de estrella y en sus ramas se ubican las muestras a ser irradiadas y la pantalla de enfoque del haz de iones.

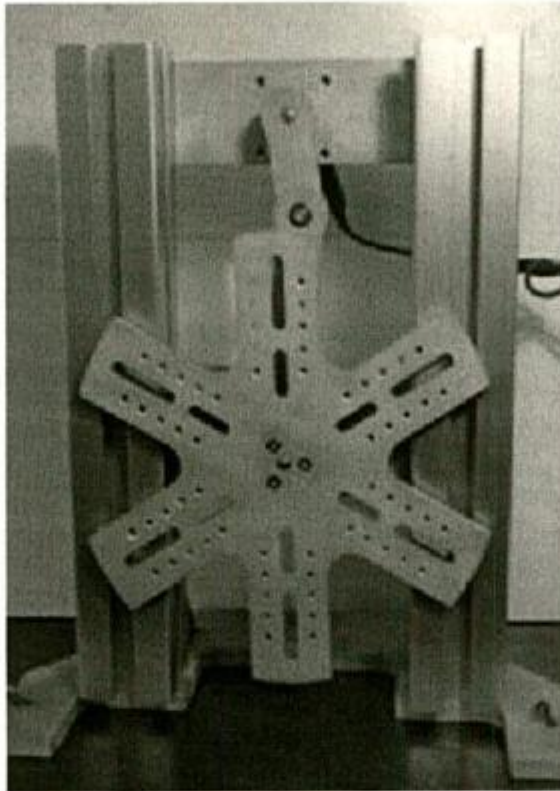


Figura 50: Desplazador mecánico motorizado

El desplazador mecánico se ubicó dentro de la cámara de vacío (Figura 51).

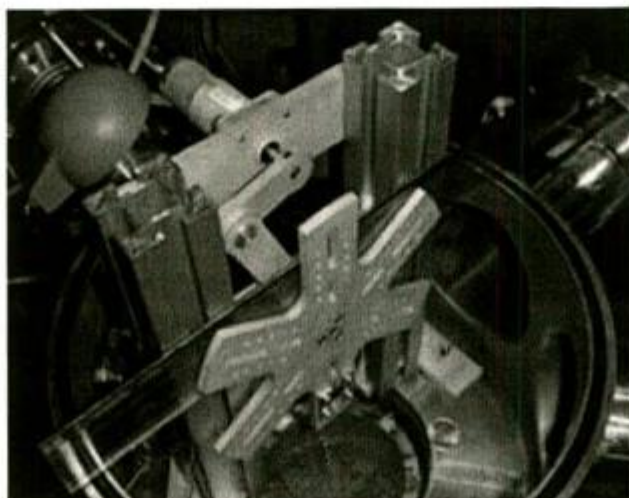


Figura 51: Desplazador mecánico ubicado en la cámara de irradiación

Como se mencionó anteriormente el haz permanece fijo en el punto de enfoque, mientras la muestra fija a la estrella realiza un movimiento ascendente y descendente.

El desplazamiento vertical de la muestra con respecto al haz es un movimiento sinusoidal debido al sistema mecánico empleado. Como se observa en la Figura 51, un motor con velocidad de giro constante hace rotar un brazo mecánico (biela-manivela). El cual hace subir y bajar a la estrella con desplazamiento sinusoidal.

Para lograr una dosis aproximadamente homogénea, se debe ubicar la muestra en una zona donde la velocidad de la misma con respecto al haz sea prácticamente constante. El número de iones implantado depende de la posición sobre la estrella. En los puntos de inversión de movimiento la dosis es máxima, mientras que en la zona central la dosis es homogénea (Figura 52). Este cálculo se especifica en el Apéndice F: Cálculo de la carga a depositar en función del largo de la muestra.

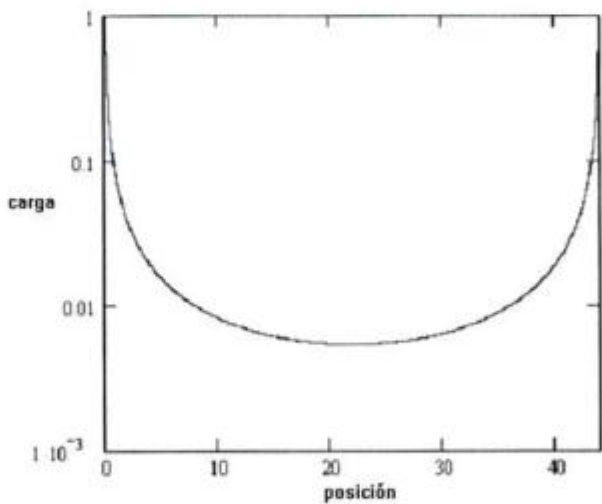


Figura 52: Carga en función de la posición

A medida que las muestras son más largas la homogeneidad de la implantación disminuye. Teniendo en cuenta la longitud del recorrido y el largo de la muestra se puede estimar la homogeneidad de la implantación. Esta se mantuvo superior al 90% en las muestras más largas.

4.2.2 Montaje de obleas para la implantación

Los sustratos de LiNbO_3 se fijan a la "estrella" de aluminio mediante soportes y tornillos de manera que la línea longitudinal en la máscara metálica depositada sobre el Niobato de Litio coincida con el eje de cada uno de los seis brazos de la estrella. En la Figura 53 se indica esquemáticamente la posición de la muestra del cristal de LiNbO_3 en una rama de la estrella.

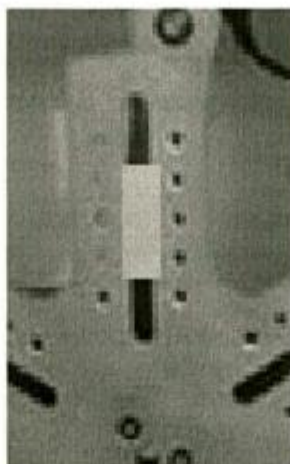


Figura 53: Muestra sobre una rama del dispositivo que permite el desplazamiento

La posición vertical debe elegirse de modo que la disipación por conducción sea máxima a través del aluminio, pero cuidando de que los bordes superior e inferior de los sustratos queden sobre las canaletas abiertas del portamuestras. Así, el haz incide sobre el cristal mientras el conjunto se mueve verticalmente y, al llegar al borde superior (inferior), pasa limpio a través de la canaleta y llega a la copa de Faraday. El diámetro del haz de iones es menor que la canaleta. De esta forma es posible medir la corriente del haz dos veces por ciclo y por lo tanto conocer con buena precisión la dosis que se está implantando.

Por otro lado, con el objeto de eliminar efectos de "channeling", la estrella fue rotada con respecto a la dirección del haz, aproximadamente 7° alrededor del eje Y (eje vertical).

El sistema de desplazamiento y rotación permite cambiar y posicionar las muestras desde la sala de control sin necesidad abrir la cámara ni ingresar a la sala de irradiación. Es importante que el sistema de posicionamiento esté bien alineado para asegurar que el haz incide correctamente a lo largo del eje de la muestra durante todo el movimiento. La velocidad del motor puede ser variada convenientemente.

Para asegurar la alineación del conjunto primero se posicionó la estrella de manera perpendicular a la dirección del haz de iones. En una rama de la estrella se fijó un espejo, del mismo modo que se fija una muestra, y se ubicó un teodolito en el

extremo de la línea de irradiación. Observando a través del teodolito se fijó el dispositivo motorizado que sostiene a la estrella portamuestras de modo que quedara en una correcta alineación visual. Se reguló además su altura para que al hacer su recorrido completo arriba-abajo el haz pasara por la ranura en todo momento. De esta manera se evita toda incidencia en cualquier elemento que no sea la muestra de niobato de litio. El haz de iones entonces impactaría o bien en la muestra o atravesaría la estrella y sería registrado por la Faraday cup. Una vez hecho esto, se instaló en el lente del teodolito un haz láser de baja potencia y longitud de onda visible. Se verificó que el láser (con la misma dirección del haz de iones), incidía desde atrás sobre la cara posterior del espejo y era reflejado en esta dirección, en sentido contrario. Ajustando las fijaciones dentro de la cámara de vacío, se afirmó el conjunto cuando el láser incidió exactamente sobre el lente de salida. Teniendo en cuenta que la distancia recorrida es de aproximadamente ocho metros, se consideró que el error en la perpendicularidad era inapreciable.

Una vez que se tuvo la muestra (en realidad, el espejo) montada en un plano perpendicular al haz de iones, se rotó la estrella 7 grados horizontalmente de la siguiente manera: utilizando el mismo espejo, y otro láser que ingresaba a la cámara por una de sus ventanas e incidía sobre su cara anterior con cierto ángulo, se marcó su posición en una pantalla a unos metros de la cámara. Se rotó el conjunto del portamuestras verificando por métodos trigonométricos que el haz reflejado que salía por otra abertura de la cámara giró 14 grados. Así se logró una correcta alineación en el portamuestras, de modo que, al reemplazar el espejo por sustratos de LiNbO_3 , o bien al rotar la estrella para posicionar en el centro de la cámara otra muestra instalada en otra de sus ramas, siempre se mantuvieran los 7° entre el haz de iones y cualquiera de las muestras.

4.2.3 Muestras

Se irradiaron 14 muestras de LiNbO_3 de distinto origen. En algunos casos el corte de las mismas resultó defectuoso debido a la fragilidad propia del LiNbO_3 .

Se confeccionó una hoja con las características principales de cada muestra. En el Apéndice D: Modelo de laboratorio, se muestra un ejemplo.

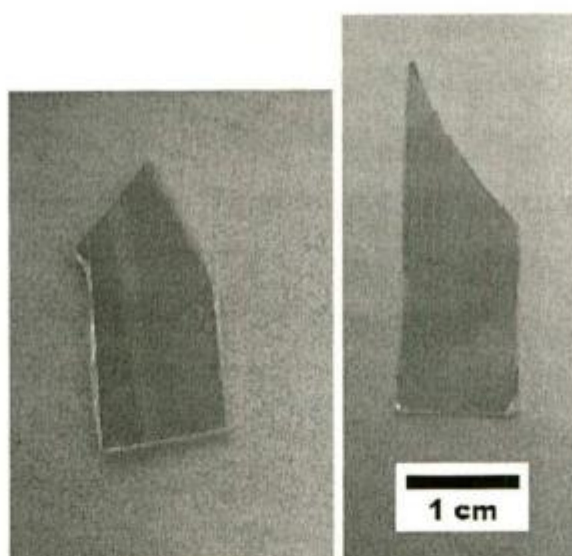


Figura 54: Muestras Feb01 y Feb02

4.2.4 Datos experimentales

Dado que la corriente provista por el acelerador no es constante, fue medida mediante una copa de Faraday (Faraday Cup) colocada detrás de la estrella. Dado que las muestras utilizadas eran gruesas (el haz no puede atravesarlas), la medición de corriente sólo podía hacerse en los extremos del movimiento ascendente-descendente de la estrella. Cuando el haz incidía sobre la muestra ninguna carga se registraba en la copa de Faraday, mientras que cuando esta estaba por arriba o por debajo del haz, se contabilizaba carga en el contador.

Este ciclo se repitió constantemente a lo largo de la implantación.

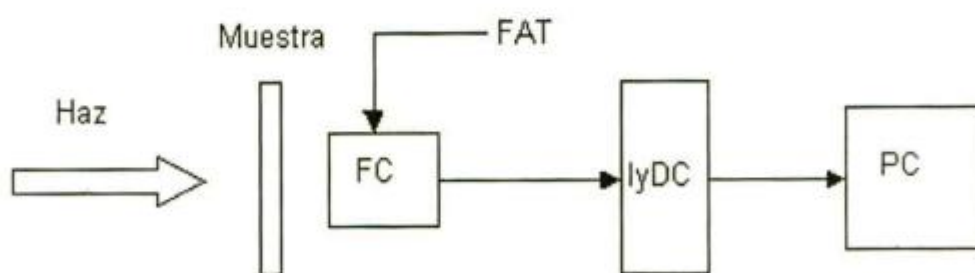


Figura 55: Esquema del sistema de medición. FC: Copa de Faraday. FAT: Fuente de alta tensión. I y DC: Integrador y Digitalizador de Carga.

La Figura 55 muestra un esquema del sistema de medición de corriente y dosis implantada. La corriente proveniente de la copa de Faraday fue integrada y digitalizada mediante un Digital Current Integrator (DCI) Ortec 439. Este instrumento

proporciona una salida digital de +5V que puede ser enviada a un contador digital o a la computadora.

La Figura 56 y la Figura 57 muestran registros de los pulsos provenientes del DCI y almacenados mediante el programa PC-Nucleus. El programa permite registrar los eventos en modo "escalímetro". Este modo de operación permite acumular los pulsos provenientes del DCI durante un tiempo determinado. Transcurrido este tiempo, muestra el número de pulsos en la pantalla. De esta forma se establece en la pantalla una sucesión de puntos, cada uno de ellos correspondiente a la carga acumulada durante el intervalo prefijado (10^{-9} C/pulso).

Se pueden observar cuatro regiones por cada ciclo completo de movimiento. Dos intervalos de tiempos en que se registra conteo de pulsos (corriente en la FC) y dos sin conteo (cuando el haz de iones es detenido en la muestra).

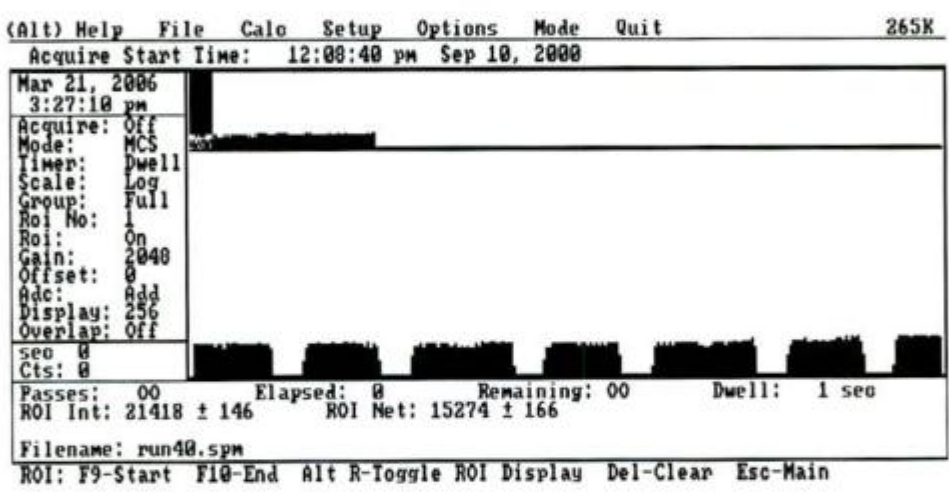


Figura 56: Registro de cuentas almacenados en el programa PC-Nucleus.

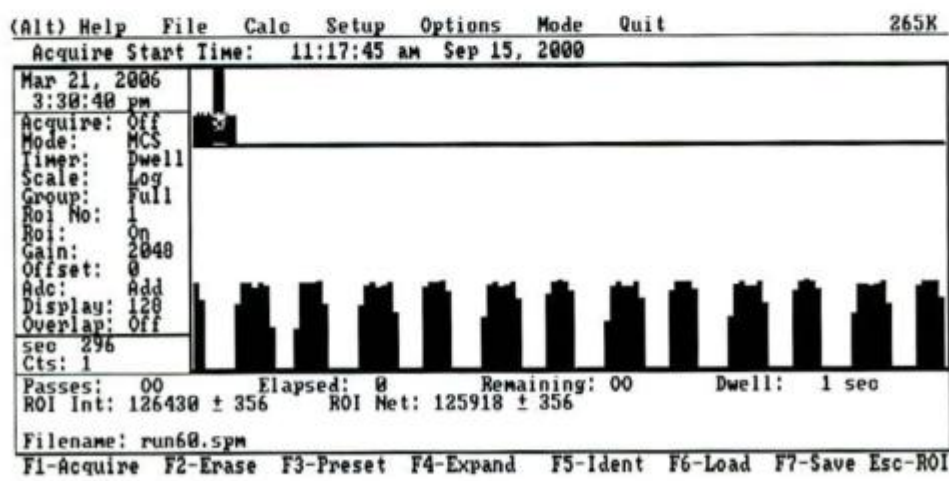


Figura 57: Registro de cuentas almacenados en el programa PC-Nucleus

Como el ciclo se repite periódicamente a lo largo de una medición, se consideró (salvo por fluctuaciones esporádicas muy rápidas) que durante el tiempo de "silencio" del haz la corriente era igual a que se registraba cuando el haz alcanzaba la FC.

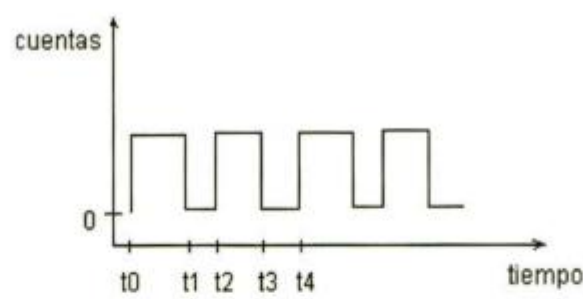


Figura 58: Esquema del registro de cuentas.

En la Figura 58 se representan estos cuatro períodos de tiempo que se repiten a lo largo de la implantación.

El porcentaje de tiempo que la muestra es irradiada es: $(t_4-t_3+t_2-t_1)/(t_4-t_0)$

El porcentaje de tiempo que la muestra no es irradiada es: $(t_3-t_2+t_1-t_0)/(t_4-t_0)$

El número de cuentas que registra la FC se corresponde con el porcentaje de tiempo que la muestra no es irradiada. El tiempo de irradiación se deduce directamente del registro gráfico, integrando el área con conteo a lo largo de la irradiación de cada muestra.

Teniendo en cuenta la especie iónica acelerada, la carga seleccionada y la carga del electrón es posible hallar la dosis depositada. La carga que llega a la Faraday cup se relaciona con el largo de la muestra que es implantada. Cuanto más larga es la muestra, más porcentaje de tiempo incide el haz sobre ella y menos sobre la Faraday cup.

En el Apéndice F: Cálculo de la carga a depositar en función del largo de la muestra, se detalla el cálculo que relaciona el largo de la muestra con la carga acumulada en el contador. De esta manera es posible estimar la carga que se debe registrar para obtener la dosis deseada. En el Apéndice E: Tabla de datos de la implantación, se encuentran tabulados los registros de cargas de todas las experiencias.

Las implantaciones se realizaron con haces de iones de $^{16}\text{O}^{2+}$ y $^{16}\text{O}^{3+}$, y energías entre 5 y 13MeV. En la Tabla 5 se listan los parámetros de los procesos a los que se sometió cada una de las muestras.

Muestra	Recubrimiento	Energía (MeV)	Dosis (10^{14} O/cm ²)	Corriente (10^{-8} A)	Tratamiento Térmico
feb-01	Ninguno	5	1,2	1,7	235° durante 1/2 hora
feb-02	Ninguno	5	1,2	0,15	Ninguno
feb-03	1,3um de plata	5	1,3	6	235° durante 1/2 hora
feb-04	1,3um de plata	10	0,07	0,51	Ninguno
feb-05	1,3um de plata	10	0,7	2,6	Ninguno
feb-06	Ninguno	5	1,4	3,5	Ninguno
feb-07	0,3um de oro	5	3,1	2,8	235° durante 1/2 hora
feb-08	0,3um de oro	5	1,3	3,2	235° durante 1/2 hora
feb-09	1,26um de plata	13 y 5	0,8 y 1,4	0,15 y 1,5	235° durante 1/2 hora
feb-10	1,26um de plata	5	2,4	7,2	235° durante 1/2 hora
feb-11	1,26um de plata	13	0,88	1,1	Ninguno
feb-12	30nm de oro	13	2,3	0,18	Ninguno
feb-13	30nm de oro	5	1,6	3,5	Ninguno
feb-14	30nm de oro	13 y 5	1 y 1,6	0,15 y 1,7	Ninguno

Tabla 5: Tabla de datos de la implantación, recubrimiento de las muestras y tratamientos térmicos posteriores a la implantación

Con el análisis óptico mencionado en la sección “3.3 Caracterización del Niobato de Litio por métodos ópticos”, se detectó que 6 de las 14 muestras que fueron implantadas no correspondían con las características que debía poseer el cristal de Niobato de Litio. Esto es, no presentaban birrefringencia. Estas muestras fueron adquiridas a un proveedor de Estados Unidos, cuyos costos eran relativamente bajos, y recién en la etapa de caracterización se notó que no cumplían con las condiciones requeridas. Cabe aclarar que en el presente trabajo no se emplearon obleas de Niobato de Litio enteras, sino que fueron cortadas para aumentar la cantidad de muestras, y que el corte se realizó gratuitamente en una empresa norteamericana que recibió las obleas directamente desde el proveedor al que se adquirieron, debido a la falta de equipamiento de corte de cristal.

La Tabla 5 entonces se redujo a 8 muestras.

Muestra	Recubrimiento	Energía (MeV)	Dosis (10^{14} O/cm ²)	Corriente (10^{-8} A)	Tratamiento Térmico
feb-01	Ninguno	5	1,2	1,7	235° durante 1/2 hora
feb-02	Ninguno	5	1,2	0,15	Ninguno
feb-05	1,3um de plata	10	0,7	2,6	Ninguno
feb-06	Ninguno	5	1,4	3,5	Ninguno
feb-07	0,3um de oro	5	3,1	2,8	235° durante 1/2 hora
feb-09	1,26um de plata	13 y 5	0,8 y 1,4	0,15 y 1,5	235° durante 1/2 hora
feb-11	1,26um de plata	13	0,88	1,1	Ninguno
feb-14	30nm de oro	13 y 5	1 y 1,6	0,15 y 1,7	Ninguno

Tabla 6: Tabla reducida a muestras de Niobato de Litio.

5. Caracterización de las guías de ondas

5.1 Descripción del método "m dark line"

En varios experimentos de óptica integrada se usan como guías de ondas películas dieléctricas finas. Los parámetros principales que describen físicamente el comportamiento de dichas películas son el índice de refracción "n" y el espesor de la película "W". Para la determinación de estos parámetros existen varios métodos. Un método práctico, seguro y efectivo es el que se vale de un prisma para lograr la canalización de parte de la luz dentro de la guía de ondas, lo cual se conoce como acoplamiento óptico. Dicho acoplamiento está vinculado a los índices de refracción del material del prisma, a los índices de refracción de la guía de onda y sus alrededores, y al ángulo de incidencia " θ " del haz sobre una cara del prisma (Figura 59).

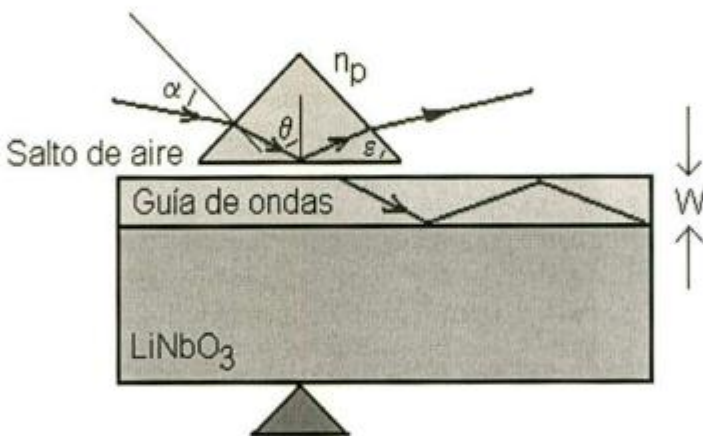


Figura 59: Esquema del acoplamiento de un haz dentro de una guía de ondas. Nótese que el sustrato de cristal presenta un apoyo puntual detrás de la ubicación del prisma, que ejerce una fuerza en la cara opuesta del niobato de litio para establecer el acoplamiento.

Este ángulo determina la velocidad de fase en la dirección "y" (Figura 60), $v_i = (c/n_p) \sin \theta$ de la onda incidente en el prisma de índice n_p y en la separación entre el prisma y el sustrato, o "salto" cuyo n es el del aire.

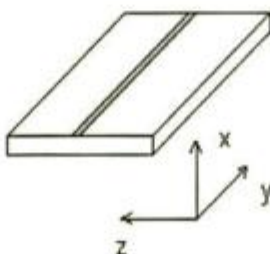


Figura 60: Orientación de los ejes del cristal

Existe acoplamiento sólo cuando se elige un ángulo " θ ", tal que " v_i " es igual a la velocidad de fase " v_m " de uno de los modos de propagación característicos de la guía de ondas ($m=1,2,3\dots$). Así, determinando los ángulos θ_m de acoplamiento, se puede encontrar las constantes de propagación de la guía de ondas, relativas a la constante " $k = \omega/c$ " del espacio libre

$$\tilde{N}_m = c/v_m = n_p \sin \theta_m \quad (7.1)$$

Por otra parte, se pueden calcular teóricamente los valores " N_m " para las constantes de propagación relativas de la ecuación de dispersión de una guía de ondas plana:

$$N_m = N(m, n, W, k, n_0, n_2, \rho) \quad (7.2)$$

En la ecuación 7.2 los índices n_{aire} y n_{LiNbO_3} son los índices de refracción de los dos medios adyacentes a la película, " W " es el espesor del medio principal por donde viaja la onda (Figura 59), y con " ρ " se indica la polarización del haz ($\rho = 0$ para polarización TE, $\rho = 1$ para TM). Todos estos parámetros pueden medirse por separado. Ajustar los parámetros " n " y " W " hasta que concuerde con los valores teóricos " N_m " es un problema numérico.

En comparación con otros métodos, el "m dark line" tiene las siguientes características:

- 1- Requiere sólo la medición de ángulos, lo cual se puede hacer con alta precisión.
- 2- Si el film es suficientemente grueso para permitir la observación de más de dos modos de la misma polarización, el método permite corroborar las mediciones, ya que con sólo dos mediciones es posible obtener los valores de " n " y " W ".
- 3- Si sólo se puede observar un modo, el método permite determinar uno de los parámetros " n " y " W ", si el otro es conocido de una medición independiente.
- 4- La fuente de luz es monocromática, y determina el índice de refracción " n ".
- 5- El método requiere un elemento mecánico que ejerza una leve presión entre la base del prisma y la película.
- 6- Encontrar los ángulos de acoplamiento requiere cierta habilidad y experiencia. Existen dificultades para determinar los modos si el material tiene pérdidas considerables. Una absorción de 80db/cm^2 es tolerable, aunque reducirá considerablemente la precisión de la medición.

7- La evaluación de la medición requiere análisis numérico.

5.1.1 Descripción general del arreglo experimental

El arreglo experimental que se construyó y utilizó para la medición de los ángulos de acoplamiento se muestra esquemáticamente en la Figura 61.

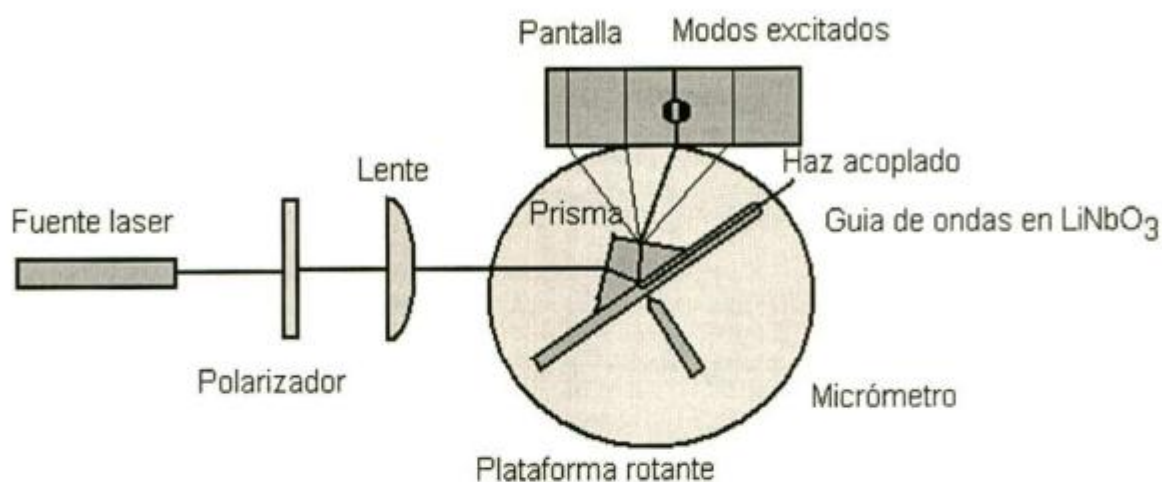


Figura 61: Arreglo experimental para la observación de los ángulos de acoplamiento con pantalla fija a la plataforma rotante

El sistema es muy sencillo, y consiste básicamente en una plataforma rotante en la que se monta el sustrato con la guía de ondas de modo que ésta se disponga en la dirección de uno de sus radios, y que la superficie del sustrato contenga al eje de rotación. En su cara anterior se ubica el prisma, cuidando de minimizar el salto de aire entre él y el sustrato, y sobre su cara posterior, detrás del punto en el que ocurrirá el acoplamiento óptico, se instala un dispositivo que ejerce la presión puntual para imponer la deformación necesaria. Una fuente láser polarizada se enfoca sobre una de las caras cuadradas del prisma y se colecta el haz (que sale por la otra cara cuadrada del prisma) en una pantalla solidaria a la plataforma rotante. Parte del haz es transmitido a través de la guía de ondas en los ángulos en los que hay acoplamiento.

Como se explica en la literatura⁽¹⁶⁾, cuando se utiliza un prisma con ángulos 90°-45°-45°, se debe presionar el sustrato por medio de una punta contra la base del prisma hasta establecer el contacto óptico entre las dos superficies. El niobato de litio y el prisma permanecen fijos a una plataforma rotante. El haz de láser debe estar polarizado y una lente debe enfocar el haz en el prisma en el punto preciso en el que se realiza el contacto óptico entre el prisma y la guía de ondas.

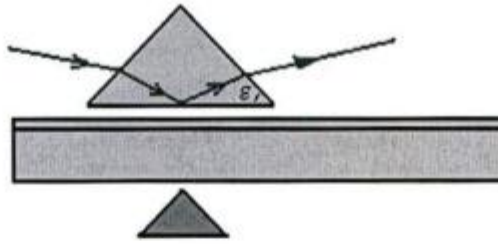


Figura 62: Prisma de ángulos 90°-45°-45° sobre guía de ondas

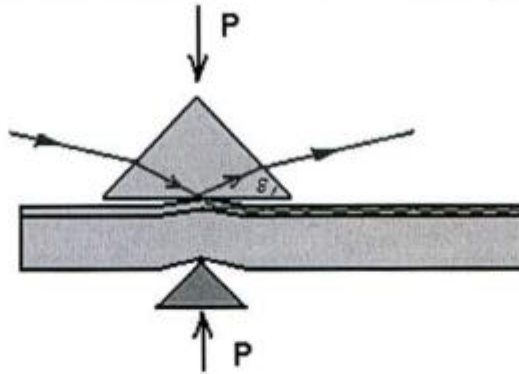


Figura 63: Contacto óptico necesario para realizar el acoplamiento del haz de láser dentro de la guía de ondas. La deformación del sustrato se esquematizó exageradamente para su visualización. Se trata de una deformación sutil, casi imperceptible.

En el caso de que el prisma tenga ángulos 90°-60°-30° el contacto óptico se debe realizar sobre el límite de una de las superficies (Figura 64).

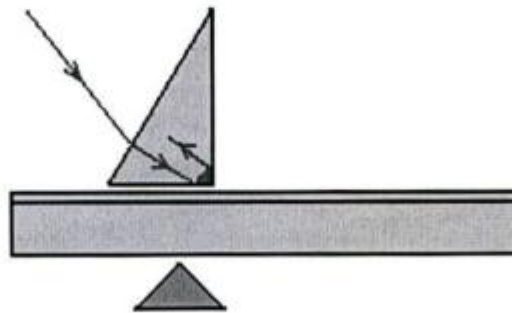


Figura 64: prisma con ángulos 90°-60°-30°

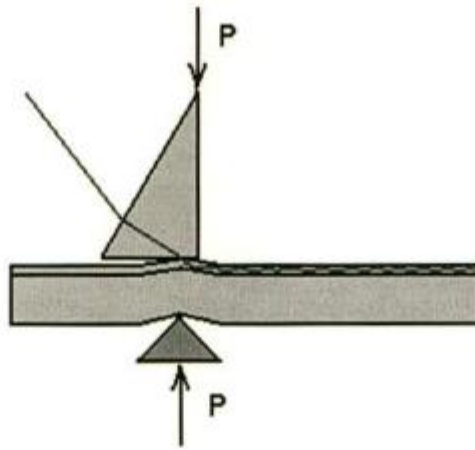


Figura 65: Contacto óptico

En cualquiera de los dos casos, el sistema óptico se ajusta para que el haz permanezca fijo sobre la base del prisma a medida que se lo rota sobre la plataforma rotante. A su vez, la plataforma rotante debe ser estable y presentar un modo de medición de ángulos, o bien se calcularán éstos trigonométricamente a partir de mediciones lineales.

El ángulo de incidencia " α " se mide a partir del ángulo de incidencia normal " $\Gamma_{\perp}$ ".

$$\alpha = \pm(\Gamma_m - \Gamma_{\perp})$$

donde el signo + o - depende de si la escala aumenta en forma horaria o antihoraria.

5.1.2 Observación de los modos

El acoplamiento del haz de láser dentro de la guía de ondas puede ser observado de varias maneras, dependiendo de las características de la guía de ondas y el tipo de prisma utilizado.

Las películas depositadas por evaporación u sputtering pueden ser medidas con un prisma simétrico. En este caso se observa el acoplamiento al aparecer una línea de haz en la película y simultáneamente la aparición de brillo o m-líneas oscuras sobre la pantalla.

El brillo de las m-líneas sobre la pantalla aparece sólo cuando el haz de láser se acopla en un modo de la película. La luz propagante en este modo es dispersada en otras direcciones (en el plano de la película) del mismo modo y de otros modos. Entonces una fracción de la luz dispersada a otros modos es acoplada nuevamente con el prisma y sale de la película produciendo el brillo de la m-líneas. En cada situación de acoplamiento el haz reflejado sobre la pantalla coincide con una de las

m-líneas. Ocasionalmente se pueden observar m-líneas oscuras. Aparecen sobre la pantalla en la débil luz de fondo dispersada sobre la rugosidad del prisma, sobre todo en la cara donde incide la luz. Esta luz dispersada tiene una distribución angular ancha y podría iluminar la pantalla en forma uniforme. La luz dispersada que se propaga en un ángulo θ_m de acoplamiento con respecto a la normal (Figura 59) puede ser acoplada en la película. La luz en estas direcciones se pierde en la pantalla causando las m-líneas oscuras. Las m-líneas oscuras aparecen sobre la pantalla en la misma posición que aparecen las m-líneas brillantes cuando se acopla un modo.

5.1.3 Prisma

Los parámetros del prisma de acoplamiento que utilizaremos en el análisis son su índice de refracción " n_p " y el ángulo " ε " (Figura 59). Ellos determinan el rango de constantes de propagación " N " que se puede medir. La constante de propagación de la luz $\tilde{N} = n_p \cdot \sin\theta$ dentro del prisma en la dirección de propagación en la guía de ondas está vinculada con el ángulo de incidencia de la cara de entrada del prisma mediante:

$$\tilde{N} = \sin\alpha \cos\varepsilon + (n_p^2 - \sin^2\alpha)^{1/2} \sin\varepsilon \quad (7.3)$$

Si se varía α de $-\pi/2$ a $+\pi/2$ se obtiene el rango de los valores posibles de " N ". (Véase Apéndice C).

5.1.4 Cálculo del índice de refracción y el espesor

Las mediciones de los ángulos correspondientes a los modos observados se ordenan según el número de modo $m = 0, 1, 2, \dots$ y el ángulo de acoplamiento α_m . Asumimos por simplicidad que todos los modos tienen la misma polarización. La constante de propagación correspondiente al modo se encuentra según la ecuación

$$\tilde{N}_m = \sin\alpha \cos\varepsilon + (n_p^2 - \sin^2\alpha)^{1/2} \sin\varepsilon \quad (7.4)$$

donde se ha reemplazado $\tilde{N}$ por $\tilde{N}_m$ de la ecuación 7.3.

Por otra parte, según lo visto en el capítulo 2, la relación de dispersión (ecuación 2.20) se puede escribir como:

$$\frac{k_0}{\sqrt{n^2 - N_m^2}} h = m \cdot \pi + \tan^{-1} \Phi_0(n, N_m) + \tan^{-1} \Phi_2(n, N_m) \quad (7.5)$$

Esta ecuación vincula el espesor de la película (h) con el índice de la película (n).

Suponiendo que se midieron dos ángulos correspondientes a los modos 0 y 1, según la ecuación 7.4 se obtienen N_0 y N_1 . Insertados en 7.5 se obtienen dos ecuaciones, con las cuales se pueden despejar n y h.

Si se encuentran más de dos modos se puede mejorar el cálculo de n y h y verificar la consistencia del método.

5.2 Dispositivo experimental

En nuestro caso particular, se propuso caracterizar una guía de ondas con ciertas características. En vez de una película delgada con índice de refracción distinto al del sustrato, se tiene un cristal con un perfil de variaciones en el índice muy ligero. El método "m dark line" fue pensado para caracterizar películas delgadas, en el que intervienen 3 índices de refracción diferentes, ya que la película y el sustrato son materiales distintos. Con estas características, por lo general se acoplan un número alto de modos (por ejemplo 40 modos). En la guía de onda fabricada por implantación iónica el modelo que la caracteriza contiene 4 índices distintos, 3 de los cuales son levemente diferentes (inferiores al 2%), los mismos forman una región de mayor índice de refracción en la que una barrera de menor índice permite confinar la luz. Hay un mismo sustrato con tres índices muy similares. En este caso el número de modos que se acopla es bajo (1 ó 2 modos). Ambos ejemplos de guía de ondas se encuentran modelizados en el capítulo 2. Teoría de Guías de Ondas.

La característica fundamental que se desea en la fabricación de la guía de onda es que sólo transmita un modo óptico. En este caso la guía se denomina "guía monomodo". Si sólo se transmite un modo, el método de caracterización "m dark line" no proveerá el máximo de información, como se explicó en el capítulo anterior. Para modelar correctamente la guía de ondas hacen falta datos complementarios a los que aporta el método "m dark line".

Se eligió, por facilidad de construcción del arreglo experimental, la pantalla sobre la que incide el haz de láser permanece fija a la mesa óptica y no a la plataforma rotante. En este caso la línea oscura que aparece en el fondo iluminado

por la luz difundida, se desplaza a medida que gira la plataforma rotante (Figura 66) a diferencia del modelo experimental original en el que la plataforma permanece solidaria a la plataforma rotante y las líneas oscuras permanecen fijas sobre la pantalla (Figura 61).

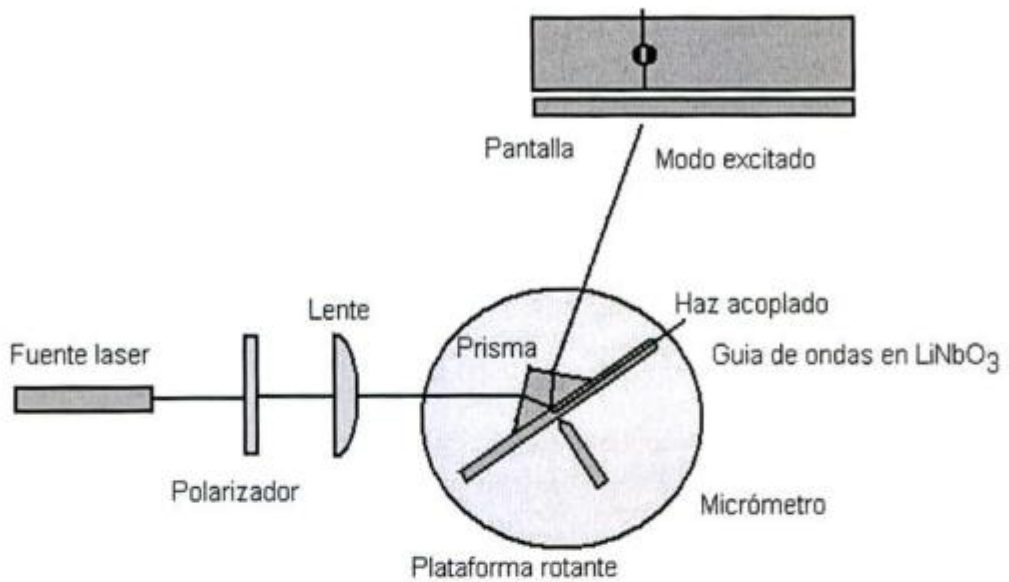


Figura 66: Esquema del dispositivo para la observación de los ángulos de acoplamiento con pantalla fija a la mesa óptica

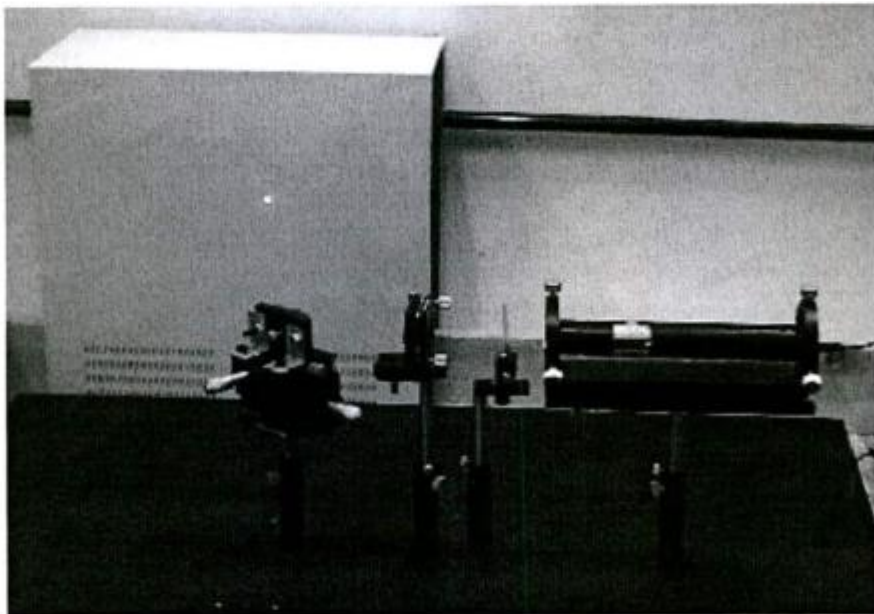


Figura 67: Arreglo experimental para la observación de los ángulos de acoplamiento

Como se indicó anteriormente, para que exista acoplamiento se debe ejercer presión entre el prisma y la guía de ondas en el punto donde incide el haz de láser. Para obtener buen contacto óptico se fabricó un dispositivo que permite el ajuste del

crystal de Niobato de Litio con el prisma de rutilo (Figura 68) y fue montado en la plataforma rotante (Figura 69)

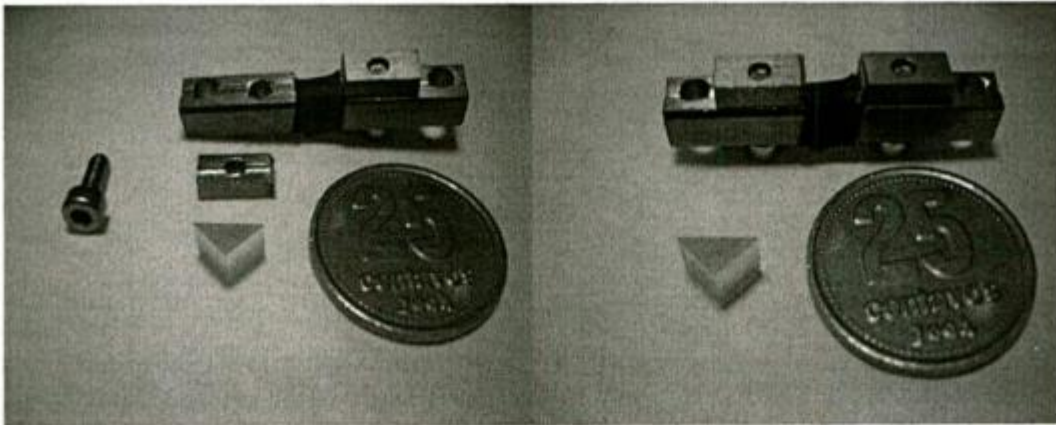


Figura 68: Piezas maquinadas para ajustar el cristal de Niobato de Litio con el prisma de rutilo

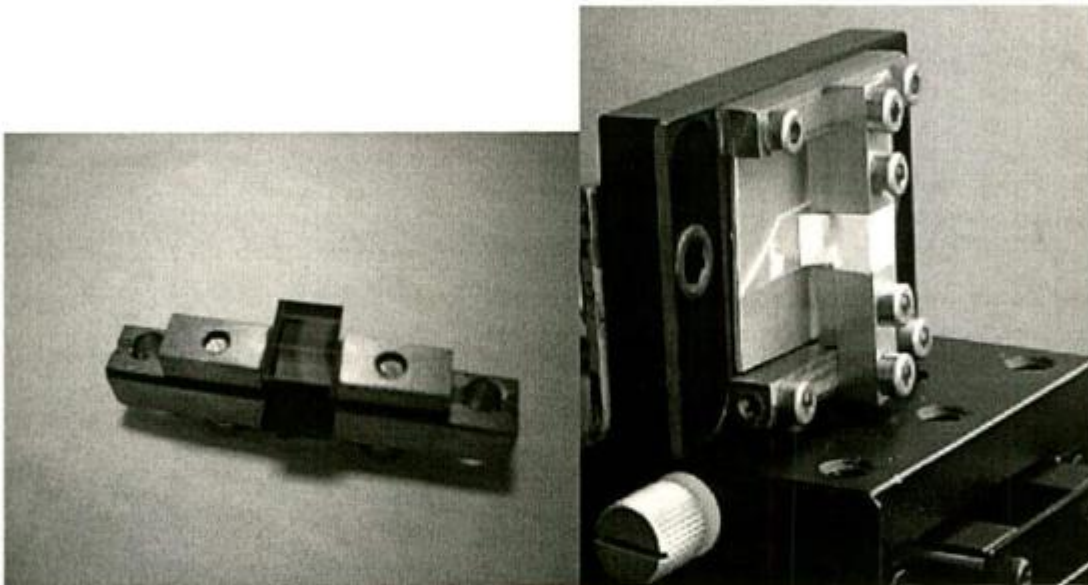


Figura 69: Dispositivo para ajustar el cristal de Niobato de Litio con el prisma de rutilo

El buen contacto óptico se obtiene cuando la distancia entre las superficies del prisma y el cristal es menor a $\lambda/2$. Cuando esto ocurre el haz atraviesa el salto de aire y continúa a través del cristal de Niobato de Litio.

El contacto óptico se logró en una superficie de alrededor de 1mm^2 . A simple vista se observa una circunferencia oscura que aparece cuando se realiza la presión suficiente. Si la presión que se ejerce es desmedida se puede producir la rotura del cristal de Niobato de Litio. Este es el punto más crítico del experimento.

Para ganar experiencia se comenzó a practicar con vidrios de portaobjetos.

La limpieza de las superficies es de fundamental importancia. Se sumergieron en un recipiente con alcohol isopropílico, y luego se colocó el recipiente en una pileta con ultrasonido. Si las superficies no están suficientemente limpias no se puede observar la circunferencia oscura, sólo se observan puntos oscuros que corresponden a las impurezas.

Si la presión es suficiente y el ángulo es el de acoplamiento se produce el contacto óptico y la transmisión de la luz a través de la guía de ondas (Figura 59).

5.3 Resultados de la caracterización

El acoplamiento se pudo observar en las siguientes muestras.

Muestra	Recubrimiento	Energía (MeV)	Dosis (10^{14} O/cm ²)	Corriente (10^{-8} A)	Tratamiento Térmico
feb-02	ninguno	5	1,2	0,15	Ninguno
feb-05	1,3µm de plata	10	0,7	2,6	Ninguno
feb-06	ninguno	5	1,4	3,5	Ninguno
feb-11	1,26µm de plata	13	0,88	1,1	Ninguno

Tabla 7: Muestras en la que se observó acoplamiento

En la Figura 70 se observa el acoplamiento del haz mediante el prisma de rutilo en la guía de ondas. La posibilidad de realizar esto automáticamente confirma la formación de la guía de ondas. En ambos casos el haz de láser incide sobre la izquierda y entra en la guía. A la derecha se observa la continuación del haz. A la izquierda también se puede observar la trayectoria de un rayo. Pero este se debe a reflexiones internas del haz en el prisma y no debe confundirse con el verdadero haz acoplado.

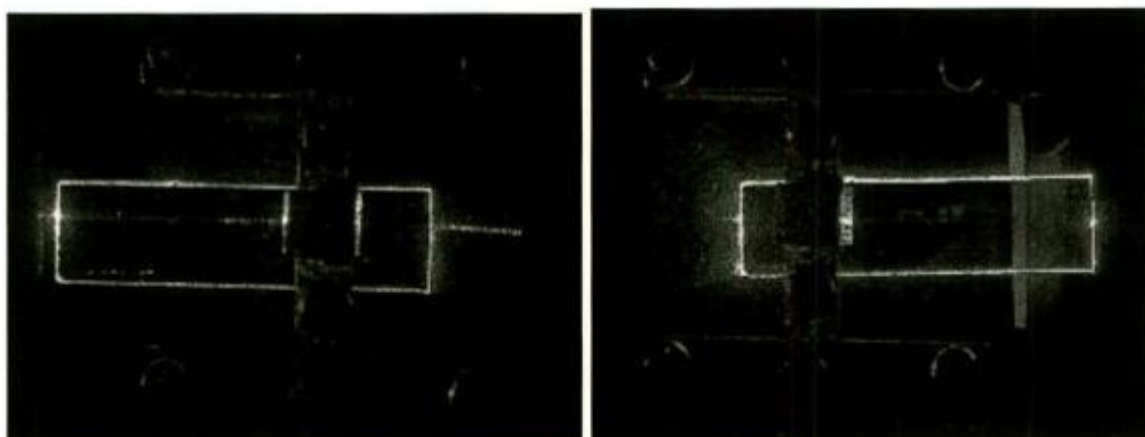


Figura 70: Muestra Feb05. Acoplamiento entre el prisma y la guía de ondas. El haz de láser viaja a través de la guía de ondas

Cuando ocurre el acoplamiento disminuye la intensidad de luz del haz incidente y se observa una línea oscura en la mitad del "spot" del láser en la pantalla. El ángulo de acoplamiento permite encontrar el índice de refracción efectivo para ese modo.

Las cuatro muestras en las que se pudo acoplar el haz, corresponden a guías monomodos. Esto se deduce experimentalmente, ya que se encuentra una sola línea oscura en la mitad del "spot" del láser.

Los resultados obtenidos concuerdan con trabajos experimentales hechos en otros laboratorios. Se puede citar expresamente el trabajo de Bentini ⁽¹¹⁾.

Con los datos de un sólo modo no es posible modelizar en forma precisa la guía de ondas. Como se indicó en el capítulo anterior, el perfil del índice de la barrera se estimó mediante el programa TRIM que permitió calcular el daño producido por la implantación iónica. Con este programa se estima con buena aproximación la profundidad a la cual se detienen los iones.

Como ejemplo se toma la muestra Feb05.

Para esta muestra la profundidad a la cual se detienen los iones se calcula en $2,7 \mu\text{m}$ con un ancho de barrera de 250nm .

A partir del ángulo de acoplamiento se calcula el índice de refracción en el prisma en la dirección de propagación (Apéndice C: Índice de refracción en la dirección de propagación en función del ángulo de incidencia).

El índice de refracción efectivo se calculó en $2,203$.

A partir de este índice efectivo se ajustaron los valores del modelo con cuatro índices de refracción, dos de los cuales son conocidos y otros dos desconocidos. (Apéndice B: Perfil del campo eléctrico para una guía de ondas fabricada por implantación iónica)

El perfil del índice de refracción se puede modelar como se muestra en la Figura 71.

Se puede observar una disminución del índice de refracción donde los iones se detienen y forman la barrera deseada para la formación de la guía de ondas y un aumento del índice en la zona que los iones intermedia entre la barrera y la superficie del cristal.

Este resultado que muestra un aumento del índice de refracción en la zona que es atravesada por los iones fue publicada en el trabajo de Bentini⁽¹¹⁾ y concuerda con el nuestro.

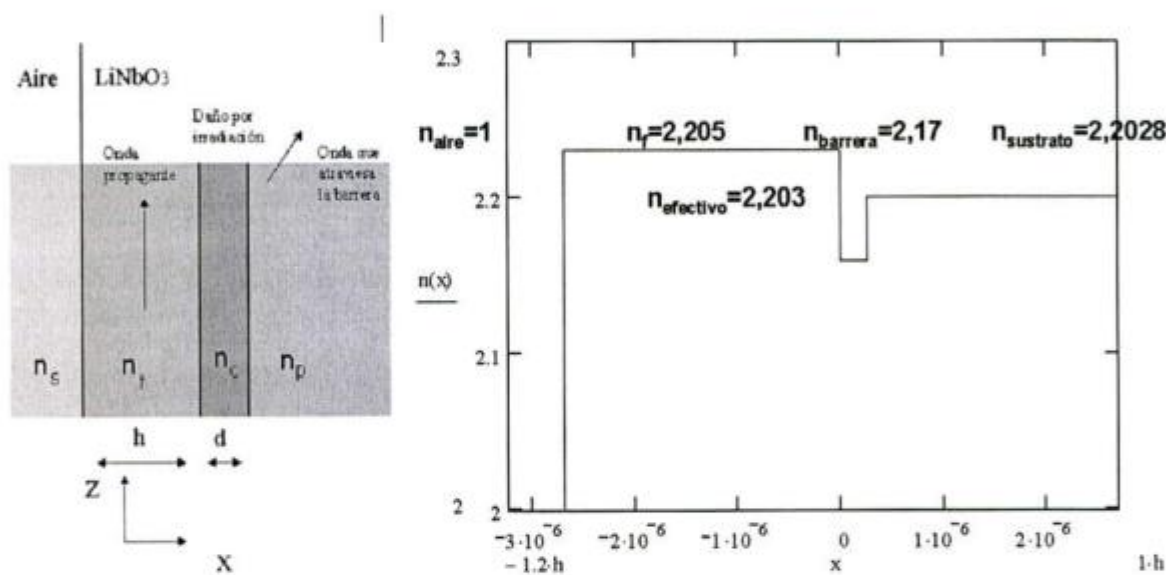


Figura 71: Muestra Feb05. Modelo del perfil del índice de refracción.

En la Tabla 7 se puede notar que las muestras donde se encontraron guías de ondas no poseen recocido. Queda para un trabajo posterior analizar el efecto de un recocido sobre dichas muestras. Sin embargo, es posible que la formación de la guía de ondas desaparezca. Este efecto fue mencionado en el trabajo de Bentini⁽¹¹⁾ cuando las dosis son inferiores a $2 \cdot 10^{14}$ iones/cm².

También cabe mencionar que la existencia o no de una capa metálica no fue determinante en la formación de la guía de ondas. Esta únicamente cumplió la función de frenar los iones antes de llegar a la superficie del cristal.

Otro aspecto importante para futuras experiencias es la corriente. Se observa en la que la muestra Feb06 fue implantada con alta corriente ($3,6 \cdot 10^{-8}$ A) en comparación con las demás. Este resultado abre la posibilidad de implantar con corrientes aún mas altas. La ventaja fundamental se encuentra en el tiempo de

implantación que se reduce de días (muestra Feb02) a menos de una hora (muestra Feb06).

Otro análisis que quedará para un trabajo posterior es el estudio de las pérdidas. La calidad de la guía de ondas está en estrecho vínculo con las pérdidas, de allí la importancia de caracterizar las mismas. Para este estudio existen varios métodos. Uno de ellos es posible con dos prismas de rutilo y un sistema de montaje especial para este fin. La luz entra en la guía de ondas en el acoplamiento con un prisma y sale a una determinada distancia en el acoplamiento con el otro. Variando esta distancia y midiendo la intensidad de la luz que sale por el segundo prisma se puede estimar las pérdidas.

Un método alternativo se vale de un prisma de rutilo y un canto pulido del cristal de Niobato de Litio, en el que finaliza la guía de ondas. Se mide la intensidad de luz que sale por el canto con un sistema digital, mientras se varía la distancia por la que se acopla luz con el prisma.

6. Conclusiones

El cristal de Niobato de Litio es un material estratégico para el desarrollo de nuevas tecnologías, con valiosos aportes a aplicaciones muy diversas, sobre todo como material de soporte y activo en circuitos ópticos integrados. La utilización del mismo en la fabricación de guías de ondas con excelentes propiedades para la construcción de instrumentos de precisión es una de las razones por las cuales se hace conveniente su utilización en instrumentos espaciales como los que competen al Grupo MEMS de CNEA. El desarrollo de estas nuevas tecnologías en el país exige una gran labor de aprendizaje y suma de experiencia en caracterización, mediciones, métodos de modificación de su estructura y de depósito de otros materiales sobre él. El aporte de este trabajo pretende ser el comienzo del estudio de dicho material y de sus propiedades para la fabricación de guías de ondas en nuestra institución.

1) Se implementaron prácticamente dos métodos para fabricar guías de ondas planas:

A) Difusión de protones

B) Implantación iónica

1) El alcance de este trabajo con respecto a la técnica (A) fue la realización de pruebas para fabricar guías de ondas planas utilizando glicerina (como proveedor de protones) y cloruro de magnesio (como catalizador) a 180 °C de temperatura. En las muestras realizadas no fue posible verificar la existencia de una guía de ondas plana.

2) En relación con la técnica (B), se construyó un dispositivo motorizado para irradiar las muestras en alto vacío. Con el objeto de lograr una zona de implantación de longitud grande, se lo diseñó para que permita fijar las muestras y moverlas continuamente (hacia arriba y abajo alternativamente) en forma lineal, y velocidad sinusoidal, hasta que se alcanza la dosis requerida. El sistema permite la medición en tiempo real de la carga acumulada en la muestra y, por lo tanto, realizar una medición precisa de la dosis iónica depositada.

En el futuro, se utilizará este sistema sólo para posicionar la muestra, descargarla durante la irradiación y enfocar el haz, puesto que se han logrado buenos resultados aplicando un movimiento ascendente-descendente al propio haz con recorridos de longitudes suficientes.

3) La utilización de implantación iónica de alta energía permitió obtener resultados satisfactorios. Se utilizaron haces de ^{16}O de 5, 10 y 13 MeV de energía y dosis de aproximadamente $10^{14} \text{ }^{16}\text{O}/\text{cm}^2$ para construir guías de onda planas de 2.7 y 3.5 μm de profundidad en cristales de niobato de litio.

El próximo paso es modificar el sistema de barrido de la muestra. Se dejará de utilizar el sistema mecánico para pasar a un barrido electrónico en donde la muestra permanece fija y el haz será movido linealmente (excitado mediante una señal "diente de sierra") mediante un deflector magnético dispuesto en la línea de irradiación. Esto permitirá obtener distribuciones uniformes independientemente de la longitud de la muestra.

4) Se irradiaron muestras a diferentes intensidades de corriente del haz (entre 5 y 200 nA/cm^2). Algunas muestras fueron recubiertas con depósitos de Ag y Au para evitar la carga superficial.

Tanto con bajas como con altas corrientes se observó la formación de guías de ondas. Este resultado abrió la posibilidad de fabricar guías de ondas con corrientes más altas aún, disminuyendo considerablemente el tiempo de implantación.

Queda estudiar, como trabajo futuro, la calidad de las guías midiendo las pérdidas de luz a lo largo de las mismas. Esto será posible con un segundo prisma de rutilo y un sistema apropiado para pulir los bordes de los cristales de LiNbO_3 . Este último es necesario para medir la intensidad de luz que emerge de la guía de ondas.

5) Mediante una rutina escrita ad-hoc se calcularon las cargas necesarias para obtener las dosis requeridas, así como la distribución de dosis a lo largo de la guía para el sistema de movimiento sinusoidal utilizado.

Con el mismo programa se calculó el perfil del índice de refracción para guías de ondas tipo escalón y el perfil del campo eléctrico de los modos de luz propagantes en la guía.

Se empleó el método de diferencias finitas que permite calcular el factor de acoplamiento entre un campo eléctrico y la señal de luz en la guía de ondas. Este programa será útil para diseñar en el futuro un modulador de fase electro-óptico.

6) Se diseñó y construyó un dispositivo para utilizar el método "m dark line" para determinar las características de las guías de onda planas implantadas. El método puede ser considerablemente mejorado mediante un goniómetro de precisión motorizado. La disminución en el error de los ángulos permitirá disminuir el error en la medición de los índices de refracción.

7) Utilizando luz de láser de 633nm y un prisma de rutilo se caracterizaron las muestras irradiadas. Se comprobó que las guías fabricadas son del tipo monomodo (TE) para la longitud de onda de trabajo y se midió el índice de refracción efectivo para cada una de ellas.

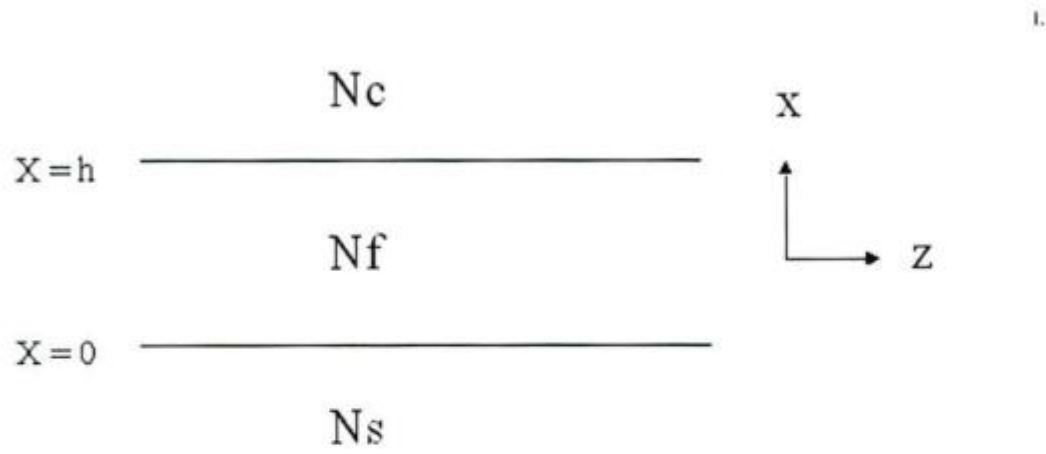
Otro de los objetivos futuros es la utilización del micro-haz de iones pesados para realizar guías de onda tipo canal implantadas por escritura directa, es decir, sin necesidad de un proceso fotolitográfico inicial que enmascare la incidencia del haz y sólo deje pasar iones en un espesor muy delgado. La escritura directa concentra el daño en dicha zona delgada, aprovechando la relación dosis/corriente mucho más elevada que provee el micro-haz.

Los resultados obtenidos permiten encarar con optimismo la construcción de guías de onda acanaladas de calidad óptima para ser utilizadas en el proyecto de construcción del modulador de fase electro-óptico de uso satelital.

Apéndice

Apéndice A: Perfil del campo eléctrico para una guía de ondas modelado con tres índices de refracción

Para comenzar el análisis numérico de guías de ondas analizamos el caso mas simple: guía de ondas unidimensional con índice de refracción constante en cada sección. Una capa de índice de refracción n_f y espesor h está limitada por medios de índices de refracción n_s y n_c .



Buscamos soluciones de la ecuación de ondas propagantes en la dirección z con polarización TE. En la región central el campo es sinusoidal en la dirección x . En las regiones que limitan la guía el campo decae exponencialmente con la distancia desde la interface.

Buscamos soluciones de la ecuación de ondas propagantes en la dirección z con polarización TE. En la región central el campo es sinusoidal en la dirección x . En las regiones que limitan la guía el campo decae exponencialmente con la distancia desde la interface.

$$\begin{aligned}
 E_y &= E_c \exp(-\gamma_c (x-h)) \cdot \exp(i(\beta z - \omega t)) & x \geq h \\
 E_y &= (A \exp(i k_f x) + B \exp(-i k_f x)) \cdot \exp(i(\beta z - \omega t)) & 0 \leq x \leq h \\
 E_y &= E_s \exp(\gamma_s x) \cdot \exp(i(\beta z - \omega t)) & x \leq 0
 \end{aligned}$$

Insertando estas expresiones en la ecuación de ondas da lugar a las siguientes expresiones:

$$k_f = \sqrt{N_f^2 (k_0)^2 - \beta^2} \qquad \gamma_c = \sqrt{\beta^2 - N_c^2 (k_0)^2} \qquad \gamma_s = \sqrt{\beta^2 - N_s^2 (k_0)^2}$$

con $k_0 = \omega/c$. Se define el índice de refracción efectivo "N" como:

$$\beta = N \cdot k_0$$

Aplicando las condiciones de contorno de E y H en $x = 0$ y $x = h$ se obtiene un conjunto de ecuaciones que tienen solución no trivial si:

$$k_f \cdot h - \operatorname{atan}\left(\frac{\gamma_c}{k_f}\right) - \operatorname{atan}\left(\frac{\gamma_s}{k_f}\right) = \pi \cdot \text{modo}$$

donde "modo" es un número entero. Esta ecuación es conocida como la relación de dispersión de la guía de ondas. Determina los valores permitidos de β cuando se dan las constantes N_f , N_c , N_s , h y la frecuencia óptica ω . La presencia de un entero "modo" significa que los valores permitidos de β forman un conjunto discreto y no un continuo. Visto desde un punto de vista de rayos ópticos significa que sólo ciertos ángulos de propagación son permitidos para el rayo en su zigzag.

$$\text{nm} := 10^{-9} \text{ m} \quad c := 3 \cdot 10^8 \frac{\text{m}}{\text{s}}$$

Parámetros a definir:

$$\lambda := 632.8 \text{ nm} \quad N_c := 1 \quad N_f := 1.4 \quad N_s := 1 \quad h := 2700 \text{ nm}$$

Con el valor de λ queda definida ω la frecuencia óptica

$$k_0 := \frac{(2\pi)}{\lambda} \quad k_0 = 9.929 \times 10^6 \frac{1}{\text{m}} \quad \omega := c \cdot \frac{(2\pi)}{\lambda} \quad \omega = 2.979 \times 10^{15} \text{ Hz}$$

Primero es necesario calcular el número de modos que pueden ser transmitidos por la guía de ondas, se introducen parámetros que facilitan el cálculo; la frecuencia normalizada y el parámetro asimétrico.

$$V := 2 \cdot \pi \cdot \left(\frac{h}{\lambda}\right) \cdot \sqrt{N_f^2 - N_s^2} \quad a := \frac{N_s^2 - N_c^2}{N_f^2 - N_s^2} \quad M := \operatorname{ceil}\left(\frac{V - \operatorname{atan}(a)}{\pi}\right)$$

"V" es la frecuencia normalizada $V = 26.267$

"a" es el parámetro asimétrico $a = 0$

"M" es el número de modos que puede transmitir la guía de ondas

$$M = 9$$

El segundo cálculo es hallar el índice de refracción efectivo "N" y la ecuación que caracteriza el campo eléctrico dentro de la guía de ondas para algún modo entre 0 y M-1, incluyendo a estos.

Elegir modo (entre 0 y M-1) : modo := 8

$$A := 0.9 \quad B := [A \cdot Nf + [(1 - A)Ns]]k_0 \quad B = 1.35 \times 10^7 \frac{1}{m}$$

$$\beta := B \quad kf := \sqrt{Nf^2 (k_0)^2 - B^2} \quad \gamma_c := \sqrt{B^2 - Nc^2 (k_0)^2} \quad \gamma_s := \sqrt{B^2 - Ns^2 (k_0)^2}$$

Given

$$kf = \sqrt{Nf^2 (k_0)^2 - \beta^2}$$

$$\gamma_c = \sqrt{\beta^2 - Nc^2 (k_0)^2}$$

$$\gamma_s = \sqrt{\beta^2 - Ns^2 (k_0)^2}$$

$$kf \cdot h - \operatorname{atan}\left(\frac{\gamma_c}{kf}\right) - \operatorname{atan}\left(\frac{\gamma_s}{kf}\right) = \pi \cdot \text{modo}$$

$$v := \operatorname{Minerr}(\gamma_c, \gamma_s, \beta, kf)$$

$$v = \begin{pmatrix} 2.197 \times 10^6 \\ 2.197 \times 10^6 \\ 1.017 \times 10^7 \\ 9.477 \times 10^6 \end{pmatrix} \frac{1}{m}$$

N es el índice de refraccion efectivo

$$N := \frac{v_2}{k_0} \quad N = 1.024$$

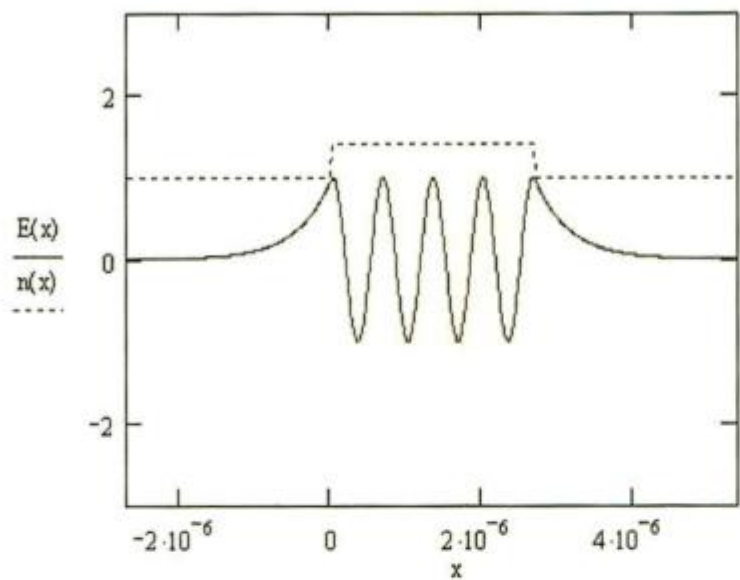
$$pA(x) := \Phi(x + h) - \Phi(x) \quad pB(x) := \Phi(x) - \Phi(x - h) \quad pC(x) := \Phi(x - h) - \Phi(x - 2 \cdot h)$$

$$n(x) := Ns \cdot pA(x) + Nf \cdot pB(x) + Nc \cdot pC(x)$$

$$Ef := 1 \quad Ec := Ef \sqrt{\frac{(Nf^2 - N^2)}{(Nf^2 - Nc^2)}} \quad Es := Ef \sqrt{\frac{(Nf^2 - N^2)}{(Nf^2 - Ns^2)}}$$

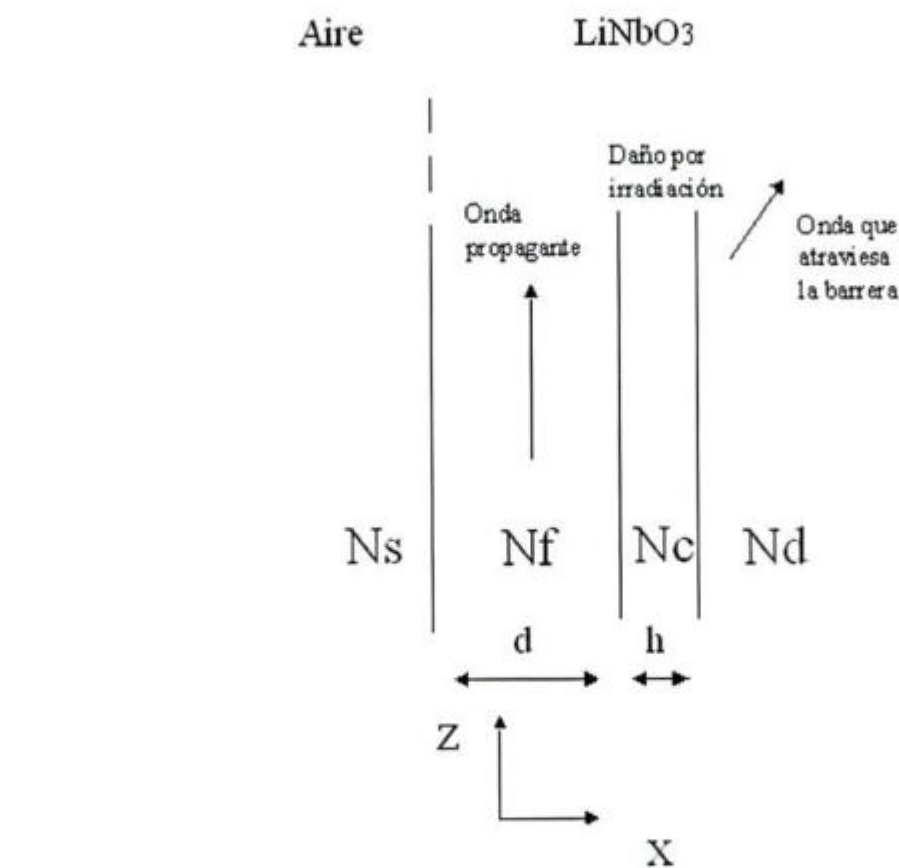
$$E(x) := Es \cdot e^{v_1 \cdot x} \cdot pA(x) + Ef \cdot \cos\left(v_3 \cdot x - \operatorname{atan}\left(\frac{v_1}{v_3}\right)\right) \cdot pB(x) + (-1)^{\text{modo}} Ec \cdot e^{-[v_0 \cdot (x-h)]} \cdot pC(x)$$

En el gráfico la línea azul representa el índice de refracción en función de la posición en x . En línea roja se grafica el campo eléctrico para el modo determinado anteriormente. Se puede visualizar el decaimiento exponencial mas pronunciado en el límite donde hay mayor cambio de índice.



Apéndice B: Perfil del campo eléctrico para una guía de ondas fabricada por implantación iónica

En el cálculo numérico anterior tres regiones estaban presentes, cada una con un índice de refracción constante. Se encontró que solo un cierto número de modos, cada uno vinculado a un N efectivo, se propagan en la guía de ondas. En este caso las regiones que limitan la guía de ondas se consideraban infinitas. Si consideramos una guía de ondas fabricada por implantación iónica, se puede considerar muy estrecha la región donde se detienen los iones. Un modelo mas aproximado para este caso es considerar 4 regiones, incluyendo la región donde se detienen los iones, cada una con un índice de refracción constante y asumir que la onda no queda perfectamente confinada dentro de la guía de ondas, sino que sufre una pequeña radiación a través de la barrera de iones.



$$nm := 10^{-9} m \qquad c := 3 \cdot 10^8 \frac{m}{s}$$

Parámetros a definir: $\lambda := 632.8nm$ $h := 2700nm$ $d := 250nm$

$$k := \frac{(2\pi)}{\lambda} \qquad N_s := 1 \qquad N_f := 2.23 \qquad N_c := 2.16 \qquad N_p := 2.20$$

El índice de

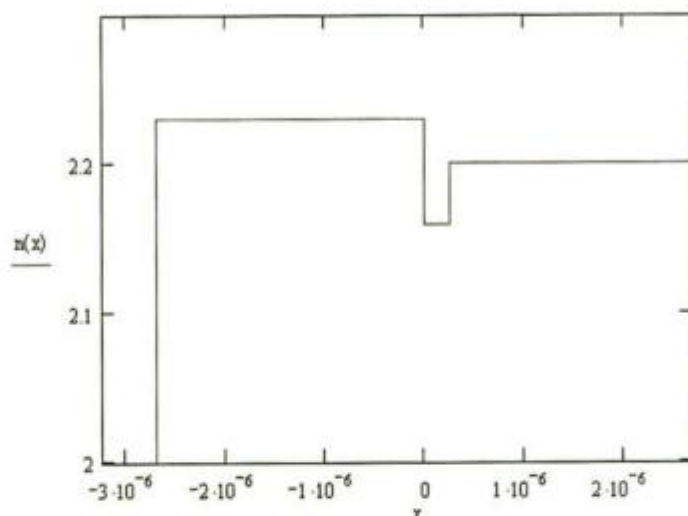
$$pA(x) := \Phi(x + 2 \cdot h) - \Phi(x + h)$$

$$pB(x) := \Phi(x + h) - \Phi(x)$$

$$pC(x) := \Phi(x) - \Phi(x - d)$$

$$pD(x) := \Phi(x - d) - \Phi(x - 2.5h)$$

$$n(x) := Ns \cdot pA(x) + Nf \cdot pB(x) + Nc \cdot pC(x) + Np \cdot pD(x)$$



$$r(\beta) := \sqrt{\beta^2 - Ns^2(k)^2} \quad q(\beta) := \sqrt{Nf^2(k)^2 - \beta^2} \quad p(\beta) := \sqrt{\beta^2 - Nc^2(k)^2} \quad Q(\beta) := \sqrt{Np^2(k)^2 - \beta^2}$$

$$w(\beta) := \tanh(p(\beta) \cdot d)$$

$$\text{modo} := 4 \quad v_{\max}(\beta) := -w(\beta) \cdot \frac{1 + \frac{p(\beta)^2}{Q(\beta)^2}}{w(\beta)^2 + \frac{p(\beta)^2}{Q(\beta)^2}}$$

$$F(\beta) := q(\beta) \cdot h - \operatorname{atan}\left(\frac{r(\beta)}{q(\beta)}\right) + \operatorname{atan}\left(\frac{p(\beta) \cdot v_{\max}(\beta)}{q(\beta)}\right) - \text{modo} \cdot \pi$$

$$L := 0.9 \quad \beta := [L \cdot Nf + [(1 - L)Nc]]k \quad B := \operatorname{root}(F(\beta), \beta) \quad B = 2.15 \times 10^7 \frac{1}{m}$$

$$\text{Nefectivo} := \frac{B}{k} \quad \text{Nefectivo} = 2.166$$

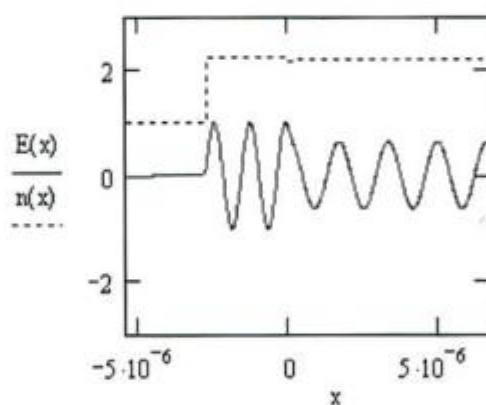
$$\text{Ir}(\beta) := \left| \frac{\left[1 + \frac{(Q(\beta) \cdot w(\beta))^2}{p(\beta)^2} \right] \left[1 + \frac{(p(\beta) \cdot w(\beta))^2}{q(\beta)^2} \right]}{1 - w(\beta)^2} \right| \quad \text{Ir}(B) = 2.154$$

$$p := p(B) \quad q := q(B) \quad Q := Q(B) \quad r := r(B)$$

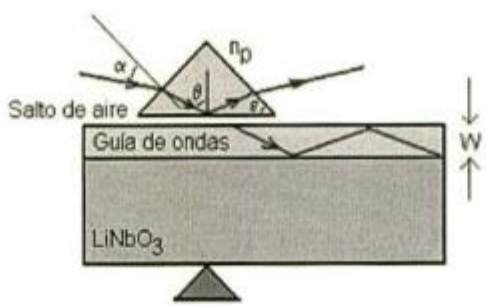
$$\phi_1 := \text{atanh}(\text{vmax}(B)) \quad \phi_0 := \text{atan}\left(\frac{p \cdot \text{vmax}(B)}{q}\right) \quad \phi_2 := \text{atan}\left(\frac{p \cdot \tanh(\phi_1 + p \cdot d)}{Q}\right)$$

$$A := 1 \quad B := \frac{A \cdot \cos(\phi_0)}{\cosh(\phi_1)} \quad C := \frac{B \cdot \cosh(p \cdot d + \phi_1)}{\cos(\phi_2)} \quad F := \frac{A \cdot \cos(-q \cdot h - \phi_0)}{e^{-r \cdot h}}$$

$$E(x) := F \cdot e^{r \cdot x} \cdot pA(x) + A \cdot \cos(q \cdot x - \phi_0) \cdot pB(x) + B \cdot \cosh(p \cdot x + \phi_1) \cdot pC(x) + C \cdot \cos[Q \cdot (x - d) - \phi_2] \cdot pD(x)$$



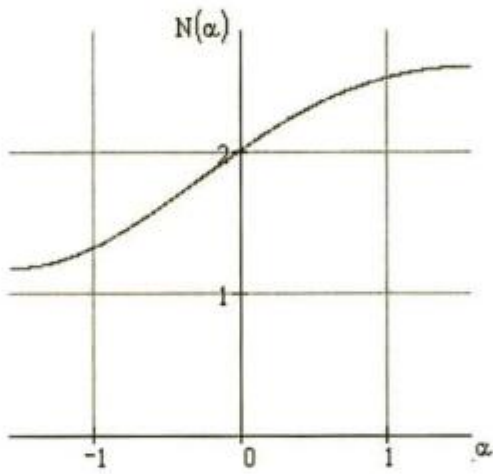
Apéndice C: Índice de refracción en la dirección de propagación en función del ángulo de incidencia



$$\text{nm} := 10^{-9} \text{ m} \qquad \varepsilon := \frac{\pi}{4}$$

Indice de refracción del prisma $n_p := 2.85$

$$N(\alpha) := \sin(\alpha) \cdot \cos(\varepsilon) + \sqrt{n_p^2 - \sin(\alpha)^2} \cdot \sin(\varepsilon)$$



Apéndice D: Modelo de laboratorio

GUIA DE ONDAS: Descripción de modelos de laboratorio

Cristal de Niobato de Litio de calidad óptica, de 500 micrones de espesor, y rugosidad en el orden de $\lambda/4$.

Muestra: Feb01

Dimensiones: 22mm x 11mm x 0.5mm

Recubrimiento: Ninguno

Datos de la irradiación:

Especie iónica: O^{2+}

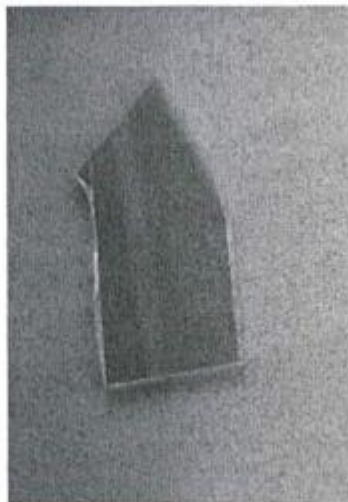
Energía: 5MeV

Dosis: $1,2 \cdot 10^{14} O/cm^2$

Corriente: $1,7 \cdot 10^{-8} A$

Tratamiento térmico: 235°C durante 30 minutos, calentamiento a 10°/min.

Imágenes:



Apéndice E: Tabla de datos de la implantación

Energía	Especie ionica	delta run	T	cuentas	t0	t1	t2	t3	t4	% t irradiado	% t no irradiado	Cuentas Corriente
5MeV	O+2	5	640	12172	108	124	174	188	224	0,26	0,7	4246 3E-09
5MeV	O+2	6	361	9865	108	124	174	188	224	0,26	0,7	3441,3 4E-09
5MeV	O+2	7	1024	24643	27	36	65	75	112	0,22	0,8	7094,2 3E-09
5MeV	O+2	8	2047	14794	17	27	54	65	102	0,25	0,8	4854,3 1E-09
5MeV	O+2	9	2047	12569	12	22	60	70	98	0,23	0,8	3808,8 8E-10
5MeV	O+2	10	2047	12569	12	22	60	70	98	0,23	0,8	3808,8 8E-10
5MeV	O+2	11	2047	28971	12	22	50	60	98	0,23	0,8	8779,1 2E-09
5MeV	O+2	12	2047	31316	12	22	50	60	98	0,23	0,8	9489,7 2E-09
5MeV	O+2	13	2047	2900	12	22	50	60	98	0,23	0,8	878,79 2E-10
5MeV	O+2	14	2047	31316	12	22	50	60	98	0,23	0,8	9489,7 2E-09
5MeV	O+2	15	2047	31316	12	22	50	60	98	0,23	0,8	9489,7 2E-09
5MeV	O+2	16	2047	31316	12	22	50	60	98	0,23	0,8	9489,7 2E-09
5MeV	O+2	17	2047	13801	10	22	49	60	96	0,27	0,7	5038,5 9E-10
5MeV	O+2	18	2047	13801	10	22	49	60	96	0,27	0,7	5038,5 9E-10
5MeV	O+2	19	2025	15272	23	34	60	71	107	0,26	0,7	5419,1 1E-09
5MeV	O+2	20	2003	16197	61	73	99	110	147	0,27	0,7	5913,2 1E-09
5MeV	O+2	21	2013	22596	20	31	58	69	106	0,26	0,7	7767,4 2E-09
5MeV	O+2	22	827	6061	659	671	697	709	745	0,28	0,7	2346,2 1E-09
5MeV	O+2	23	1987	22201	22	32	58	69	105	0,25	0,7	7519,7 1E-09
5MeV	O+2	24	1996	19179	25	36	62	73	109	0,26	0,7	6805,5 1E-09
5MeV	O+2	25	1996	19179	25	36	62	73	109	0,26	0,7	6805,5 1E-09
5MeV	O+2	26	2038	16039	18	29	55	66	103	0,26	0,7	5600,9 1E-09
5MeV	O+2	27	1647	10110	18	29	55	66	103	0,26	0,7	3530,5 8E-10
5MeV	O+2	28	2026	23234	25	35	62	73	109	0,25	0,8	7744,7 2E-09
5MeV	O+2	29	2001	17358	87	97	124	135	171	0,25	0,8	5786 1E-09
5MeV	O+2	30	262	1381	87	97	124	135	171	0,25	0,8	460,33 7E-10
5MeV	O+2	31	210	1233	27	38	63	75	110	0,28	0,7	472,65 8E-10
5MeV	O+2	32	1852	21114	63	73	99	109	145	0,24	0,8	6811 2E-09
5MeV	O+2	33	2023	21189	49	59	85	95	131	0,24	0,8	6835,2 1E-09
5MeV	O+2	34	2023	24295	63	73	99	109	145	0,24	0,8	7837,1 2E-09
5MeV	O+2	35	2023	24300	49	59	85	95	131	0,24	0,8	7838,7 2E-09
5MeV	O+2	36	2024	24331	11	21	56	65	93	0,23	0,8	7337,9 2E-09
5MeV	O+2	37	2002	20673	11	21	56	65	93	0,23	0,8	6234,7 1E-09
5MeV	O+2	38	1998	20424	75	85	111	122	157	0,26	0,7	7031,2 1E-09
5MeV	O+2	39	1973	21816	75	85	111	122	157	0,26	0,7	7510,4 1E-09
5MeV	O+2	40	2018	21418	75	85	111	122	157	0,26	0,7	7373,4 1E-09
5MeV	O+2	41	2011	25818	75	85	111	122	157	0,26	0,7	8888,2 2E-09
5MeV	O+2	42	2011	28095	75	85	111	122	157	0,26	0,7	9672 2E-09
5MeV	O+2	43	2034	24942	29	39	66	76	112	0,24	0,8	7918,1 2E-09
5MeV	O+2	44	1937	22245	29	39	66	76	112	0,24	0,8	7061,9 2E-09
5MeV	O+2	45	704	18516	13	32	51	70	91	0,49	0,5	17590 5E-09
5MeV	O+2	46	1148	76553	25	31	48	53	66	0,27	0,7	28069 9E-09
5MeV	O+2	47	2047	335339	10	16	29	36	51	0,32	0,7	155693 2E-08
5MeV	O+2	48	707	134096	10	16	29	36	51	0,32	0,7	62259 3E-08
5MeV	O+2	49	2019	798847	89	108	144	163	211	0,31	0,7	361383 6E-08
5MeV	O+2	50	2047	391484	42	56	91	106	134	0,32	0,7	180207 3E-08

5MeV	O+2	51	1523	224624	29	41	75	88	115	0,29	0,7	92059	2E-08
5MeV	O+2	52	1536	209769	7	12	24	29	41	0,29	0,7	87404	2E-08
5MeV	O+2	53	2047	786826	5	9	22	26	38	0,24	0,8	251784	5E-08
5MeV	O+2	54	611	320929	5	9	22	26	38	0,24	0,8	102697	7E-08
5MeV	O+2	55	1709	803523	12	15	53	56	82	0,09	0,9	75330	5E-08
5MeV	O+2	56	1970	330654	14	24	37	48	62	0,44	0,6	257175	3E-08
5MeV	O+2	57	1458	260340	6	21	39	54	70	0,47	0,5	229712	3E-08
10MeV	O+3	58a	320	10700	15	38	67	96	126	0,47	0,5	9430,5	6E-09
10MeV	O+3	58b	330	9805	779	790	803	814	824	0,49	0,5	9378,7	6E-09
10MeV	O+3	59	2000	439147	20	23	29	33	39	0,37	0,6	256169	3E-08
10MeV	O+3	60	473	126429	8	13	17	23	29	0,52	0,5	139072	6E-08
10MeV	O+3	61	6126	357500	4	22	64	84	129	0,3	0,7	156149	8E-09
10MeV	O+3	62	6126	357500	80	99	146	164	208	0,29	0,7	145357	8E-09
13MeV	O+3	63	6126	357500	80	99	146	164	208	0,29	0,7	145357	8E-09
13MeV	O+3	64	614	358209	80	99	146	164	208	0,29	0,7	145645	8E-08
13MeV	O+3	65	818	692122	4,8	5,6	10,8	12	19	0,11	0,9	85845	1E-07
13MeV	O+3	66	466	421900	1,1	1,9	7,2	8,2	16	0,12	0,9	59797	1E-07
13MeV	O+3	67	818	1E+06	1,6	3,5	8,7	11	16	0,28	0,7	500138	2E-07
13MeV	O+3	68	818	790610	2,4	4,6	9,4	11	16	0,31	0,7	347521	1E-07
13MeV	O+3	69	818	413000	43,8	46,9	50,2	54	56	0,51	0,5	426323	1E-07
13MeV	O+3	70	134	80000	43,8	46,9	50,2	54	56	0,51	0,5	82581	1E-07
13MeV	O+3	71	818	1E+06	0,3	1,1	7,7	8,3	13	0,11	0,9	133000	1E-07
13MeV	O+3	72	818	594000	18,9	22,3	25,6	28	31	0,5	0,5	603738	1E-07
5MeV	O+2	73	818	105700	221	222	226	227	233	0,13	0,9	15955	1E-08
5MeV	O+2	74	818	117000	47,6	48,4	54,6	55	60	0,12	0,9	16714	2E-08
5MeV	O+2	75	818	136289	5,6	6,2	10,2	11	17	0,13	0,9	20043	2E-08
5MeV	O+2	76	818	87000	2,4	3,1	7,3	8	14	0,12	0,9	11825	1E-08
5MeV	O+2	77	818	90000	3,7	4,3	8,5	9,3	14	0,14	0,9	14157	1E-08
5MeV	O+2	78	818	124000	7,1	7,7	11,8	13	19	0,11	0,9	15960	2E-08
5MeV	O+2	79	818	122000	18,1	18,7	23	24	30	0,12	0,9	16423	2E-08
5MeV	O+2	80	818	100000	10,3	11	15,2	16	22	0,12	0,9	13725	1E-08
5MeV	O+2	81	818	88000	10,3	11	15,2	16	22	0,12	0,9	12078	1E-08
5MeV	O+2	82	818	104000	10,3	11	15,2	16	22	0,12	0,9	14275	1E-08
5MeV	O+2	83	818	63000	16,3	19,6	22,6	26	28	0,53	0,5	71018	2E-08
5MeV	O+2	84	818	76000	16,3	19,6	22,6	26	28	0,53	0,5	85673	2E-08
5MeV	O+2	85	818	79464	16,3	19,6	22,6	26	28	0,53	0,5	104836	2E-08
5MeV	O+2	86	818	93000	16,3	19,6	22,6	26	28	0,53	0,5	90182	2E-08
5MeV	O+2	87	818	80000	8,4	10,2	13,2	16	18	0,44	0,6	64000	2E-08
5MeV	O+2	88	409	29000	8,4	10,2	13,2	16	18	0,44	0,6	23200	1E-08
5MeV	O+2	89	818	45000	8,4	10,2	13,2	16	18	0,44	0,6	36000	1E-08
5MeV	O+2	90	818	73429	2,4	5,1	7,7	11	14	0,52	0,5	78769	2E-08
5MeV	O+2	91	818	67074	5,8	8,5	11	14	17	0,52	0,5	72042	2E-08

5MeV	O+2	92	818	139685	58,8	61,5	64,2	67	70	0,51	0,5	147304	4E-08
5MeV	O+2	93	396	59805	5,6	8,3	11	14	17	0,51	0,5	63128	3E-08
5MeV	O+2	94	818	151482	36,5	39,1	41,8	45	48	0,51	0,5	156990	4E-08
5MeV	O+2	95	818	151021	1,8	4,9	7,7	10	13	0,51	0,5	156513	4E-08
5MeV	O+2	96	588	103494	4,7	7,7	10,5	13	16	0,5	0,5	101612	3E-08

Apéndice F: Cálculo de la carga a depositar en función del largo de la muestra

Unidades

$$e := 1.60217733 \cdot 10^{-19} \cdot \text{coul} \quad b := 10^{-24} \cdot \text{cm}^2$$

$$\text{fC} := 10^{-15} \cdot \text{C} \quad \text{pC} := 10^{-12} \cdot \text{C} \quad \text{nC} := 10^{-9} \cdot \text{C} \quad \mu\text{C} := 10^{-6} \cdot \text{C}$$

$$\text{fA} := 10^{-15} \cdot \text{A} \quad \text{pA} := 10^{-12} \cdot \text{A} \quad \text{nA} := 10^{-9} \cdot \text{A}$$

$$\text{Ang} := 10^{-10} \cdot \text{m} \quad \text{nm} := 10^{-9} \cdot \text{m} \quad \mu\text{m} := 10^{-6} \cdot \text{m}$$

$$\text{eV} := 1.609 \cdot 10^{-19} \cdot \text{J} \quad \text{keV} := 10^3 \cdot \text{eV} \quad \text{MeV} := 10^6 \cdot \text{eV}$$

$$\text{mg} = 1 \times 10^{-6} \cdot \text{kg} \quad \mu\text{g} := 10^{-6} \cdot \text{g}$$

$$\text{ms} := 10^{-3} \cdot \text{s} \quad \mu\text{s} := 10^{-6} \cdot \text{s} \quad \text{ns} := 10^{-9} \cdot \text{s} \quad \text{ps} := 10^{-12} \cdot \text{s} \quad \text{fs} := 10^{-15} \cdot \text{s}$$

$$\text{electron} := 1 \quad \text{electrones} := 1 \quad \text{ion} := 1 \quad \text{iones} := 1$$

$$\text{pixel} := 1 \quad \text{pixeles} := 1 \quad \text{pulso} := 1 \quad \text{pulsos} := 1 \quad \text{prot} := 1$$

$$\text{cuenta} := 1 \quad \text{cuentas} := 1 \quad \text{vac} := 1 \quad \text{O} := 1$$

$$\text{rpm} := \frac{1}{\text{min}}$$

Factor de la FCup:
$$\text{FC} := 10^{-10} \cdot \frac{\text{C}}{\text{pulso}}$$

Tiempo de irradiación:
$$\Delta t := 1000 \cdot \text{s}$$

Carga total dada por la FC:
$$\text{Nc} := 50000 \cdot \text{cuentas} \quad \text{Qcal} := \text{Nc} \cdot \text{FC}$$

Corriente medida en la FC:
$$\text{Ical} := \frac{\text{Qcal}}{\Delta t} \quad \frac{\text{Ical}}{\text{nA}} = 5$$

Corriente en 03:
$$\text{I03} := 1 \cdot \text{nA}$$

Area del pico de Cu asociada a la carga total:
$$\text{ACuCal} := 600 \cdot \text{cuentas}$$

Area del pico de Cu x seg.:
$$\frac{\text{ACuCal}}{\Delta t} = 0.6 \text{ s}^{-1}$$

Carga por cuenta en el pico de Cu:
$$\text{KCu} := \frac{\text{Qcal}}{\text{ACuCal}} \quad \text{KCu} \cdot \frac{(\text{cuentas})}{\text{nC}} = 8.3333$$

Carga del haz de ^{16}O después de pasar por la folia de Cu:

$$q_{16\text{O}} := 2$$

$$12 \text{ MeV}$$

Número de iones incidentes por s:

$$n_{\text{IonCalseg}} := \frac{I_{\text{cal}}}{e \cdot q_{16\text{O}}}$$

$$\frac{n_{\text{IonCalseg}}}{\left(\frac{\text{O}}{\text{s}}\right)} = 1.5604 \times 10^{10}$$

Número total de iones incidentes:

$$N_{\text{IonCal}} := \frac{Q_{\text{cal}}}{e \cdot q_{16\text{O}}}$$

$$N_{\text{IonCal}} = 1.5604 \times 10^{13}$$

Altura del recorrido:

$$LR := 57 \cdot \text{mm}$$

Altura de la muestra:

$$h := 10 \cdot \text{mm}, 11 \cdot \text{mm} \dots 41 \cdot \text{mm}$$

Ancho del haz en la muestra:

$$\Delta x := 3.3 \cdot \text{mm}$$

Área del haz:

$$A_{\text{haz}} := \Delta x^2$$

$$A_{\text{haz}} \cdot (\text{cm}^{-2}) = 0.1089$$

$$A_{\text{haz}} \cdot (\text{mm}^{-2}) = 10.89$$

Area a irradiar:

$$A_{\text{irr}}(h) := \Delta x \cdot h$$

Flujo de iones incidentes x cm^2 x seg:

$$j_{\text{ionesseg}} := \frac{n_{\text{IonCalseg}}}{A_{\text{haz}}}$$

$$j_{\text{ionesseg}} \cdot (\text{s} \cdot \text{cm}^2) = 1.4329 \times 10^{11}$$

Densidad de corr. utilizada por Bentini:

$$j_B := 5 \cdot \frac{\text{nA}}{\text{cm}^2}$$

Número de iones x s utilizados por Bentini:

$$N_{iB} := \frac{j_B}{e \cdot 2}$$

$$N_{iB} \cdot (\text{s} \cdot \text{cm}^2) = 1.5604 \times 10^{10}$$

Dosis necesaria:

$$D_0 := 1.5 \cdot 10^{14} \cdot \left(\frac{\text{O}}{\text{cm}^2}\right)$$

Cantidad total de iones de ^{16}O a implantar:

$$N_{\text{tot}}(h) := D_0 \cdot \Delta x \cdot h$$

Carga total requerida:

$$Q_{\text{tot}}(h) := N_{\text{tot}}(h) \cdot e \cdot q_{16\text{O}}$$

Tiempo total de irradiación necesario a la corriente de calibración:

$$\Delta T(h) := \frac{Q_{tot}(h)}{I_{cal}}$$

Área requerida en el pico de Cu: $A_{Cutot}(h) := \frac{Q_{tot}(h)}{K_{Cu}}$ $A_{Cutot} = \text{function}$

Frecuencia de giro del motor: $FGm := 0.6818 \cdot \text{rpm}$ $FGm = 0.0114 \text{ s}^{-1}$

Período del motor: $Tm := \frac{1}{FGm}$ $Tm = 88.0023 \text{ s}$

Velocidad angular del motor: $\omega m := 2 \cdot \pi \cdot FGm$ $\omega m = 0.0714 \text{ s}^{-1}$

Distancia recorrida en una vuelta: $d1v := 2 \cdot LR$ $d1v \cdot (\text{cm}^{-1}) = 11.4$

Velocidad lineal del motor: $vm := \frac{d1v}{Tm}$ $vm \cdot \left(\frac{\text{s}}{\text{mm}} \right) = 1.2954$

Área barrida por seg.: $Abxs := vm \cdot \Delta x$ $Abxs \cdot \left(\frac{\text{s}}{\text{cm}^2} \right) = 0.0427$ $Abxs \cdot \left(\frac{\text{s}}{\text{mm}^2} \right) = 4.2$

Tiempo necesario para barrer el área total por revolución (ida y vuelta):

$$\Delta t1(h) := \frac{2 \cdot A_{im}(h)}{Abxs}$$

Número de iones implantados en el área barrida en 1 seg.: $N1xs := n_{Ion} Calseg$

$$N1xs = 1.5604 \times 10^{10} \text{ s}^{-1}$$

Dosis depositada por barrido (ida y vuelta): $N1(h) := \Delta t1(h) \cdot N1xs$

$$D1(h) := \frac{N1(h)}{A_{im}(h)} +$$

Tiempo total necesario para depositar la dosis total sin contar las pérdidas arriba y abajo:

$$TDo(h) := \frac{Do}{D1(h)} \cdot \Delta t1(h)$$

Tiempo total necesario para depositar la dosis total contando las pérdidas arriba y abajo:

$$TDol(h) := \frac{Do}{D1(h)} \cdot Tm$$

$$\text{Número de pasadas ida y vuelta: } N_{pas(h)} := \frac{D_o}{D_I(h)}$$

$$N_{pasol(h)} := \frac{TDol(h)}{T_m}$$

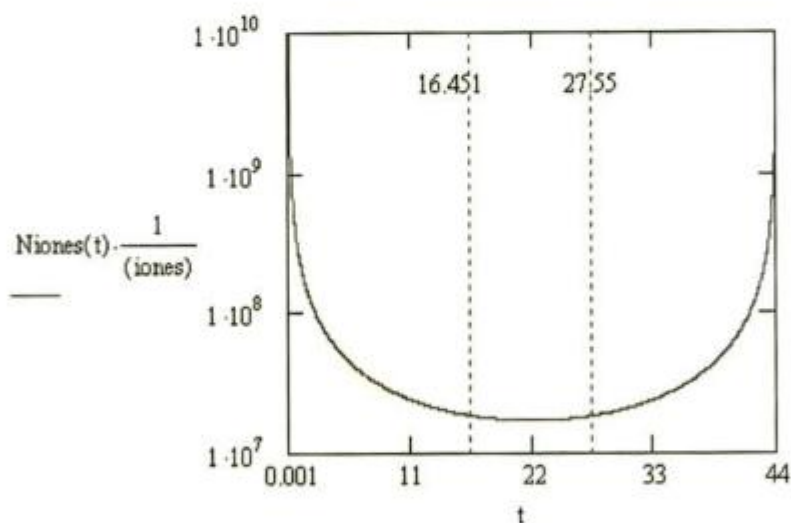
$$t1 := 16.451 \cdot s \quad VR(t1) \cdot \frac{s}{mm} = -1.8772 \quad XR(t1) \cdot \frac{1}{mm} = 10.9994 \quad XR(22 \cdot s) \cdot \frac{1}{mm} = 1.1938 \times 10^{-3}$$

$$t2 := 27.55 \cdot s \quad VR(t2) \cdot \frac{s}{mm} = -1.8772 \quad XR(t2) \cdot \frac{1}{mm} = -10.999 \quad XR(22 \cdot s) \cdot \frac{1}{mm} = 1.1938 \times 10^{-3}$$

$$\Delta t12 := t2 - t1 \quad \Delta t12 = 11.099 \cdot s \quad 2 \cdot \Delta t12 = 22.198 \cdot s \quad dX := 0.0022 \cdot mm$$

$$Niones(t) := n_{IonCalseg} \cdot \frac{dX}{|VR(t)|} \quad n_{IonCalseg} = 1.5604 \times 10^{10} \cdot s^{-1}$$

$$Niones(22 \cdot s) \cdot \frac{1}{(iones)} = 1.687 \times 10^7 \quad Niones(27.55 \cdot s) \cdot \frac{1}{(iones)} = 1.8287 \times 10^7$$



$$Niones(0.001 \cdot s) \cdot \frac{1}{(iones)} = 2.3628 \times 10^{11} \quad Niones(44.002 \cdot s) \cdot \frac{1}{(iones)} = 2.8584 \times 10^{11}$$

$$\frac{38}{0.0038} = 1 \times 10^4$$

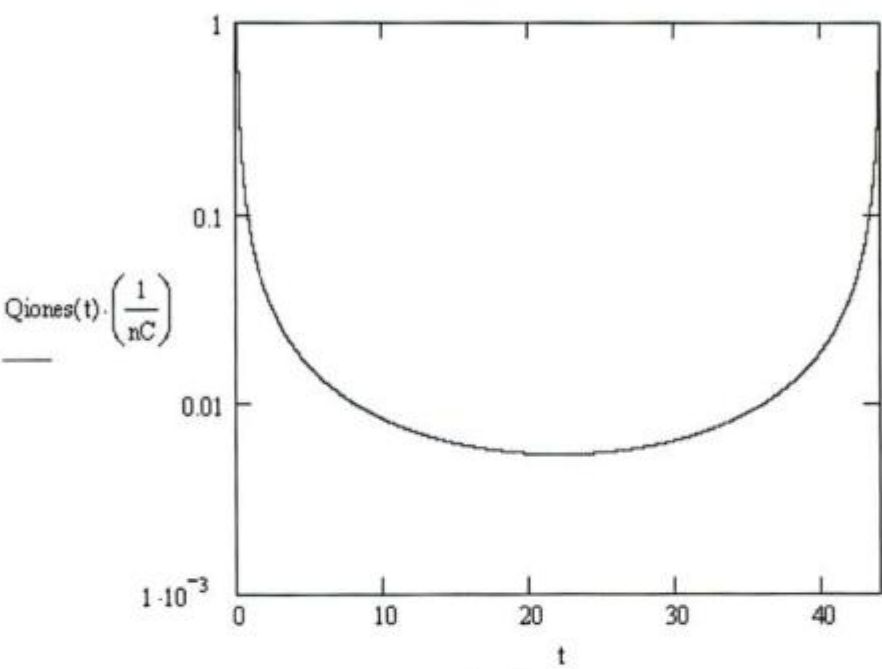
$$XR(7.5 \cdot s) \cdot \frac{1}{mm} = 24.5106 \quad XR(10.984 \cdot s) \cdot \frac{1}{mm} = 20.176 \quad dt(t) := \frac{dX}{VR(t) \cdot (-1)}$$

$$dt(7.5 \cdot s) = 2.1189 \times 10^{-3} s$$

$$dt(4.016 \cdot s) = 3.8228 \times 10^{-3} s$$

$$dt(10.984 \cdot s) = 1.5308 \times 10^{-3} s$$

$$Q_{iones}(t) := N_{iones}(t) \cdot (e \cdot q_{16O}) \cdot 1$$



$$Q_{tot}(h) \cdot \left(\frac{1}{nC}\right) =$$

1.5862·10 ⁴	
1.7448·10 ⁴	
1.9034·10 ⁴	
2.062·10 ⁴	
2.2206·10 ⁴	
2.3792·10 ⁴	
2.5378·10 ⁴	
2.6965·10 ⁴	
2.8551·10 ⁴	
3.0137·10 ⁴	
3.1723·10 ⁴	
3.3309·10 ⁴	
3.4895·10 ⁴	
3.6482·10 ⁴	
3.8068·10 ⁴	
3.9654·10 ⁴	
4.124·10 ⁴	
4.2826·10 ⁴	
4.4412·10 ⁴	
4.5999·10 ⁴	
4.7585·10 ⁴	
4.9171·10 ⁴	
5.0757·10 ⁴	
5.2343·10 ⁴	

Índice de Figuras

Figura 1: Haz de luz propagándose en una guía de ondas por el fenómeno de reflexión total interna.	8
Figura 2: Interconector Recto.....	8
Figura 3: Interconector Curvado	8
Figura 4: Bifurcación en Y.....	8
Figura 5: Modulador de fase EO.....	8
Figura 6: Interferómetro Mach-Zehnder	9
Figura 7: Circuito Óptico Integrado Multifunción (MIOC)	9
Figura 8: Giróscopo Interferométrico de Fibra Óptica (IFOG).....	9
Figura 9: Modelo de formación de guía de onda por implantación iónica sobre LiNbO_3 . Los metales depositados sobre la superficie "frenan" los iones que los atraviesan, alcanzando menores profundidades que aquellos que sólo penetran el cristal.....	11
Figura 10: Modelo de formación de guía de onda por intercambio de protones sobre LiNbO_3	12
Figura 11: Acoplamiento de un haz en una guía de onda en LiNbO_3 con un prisma de rutilo	13
Figura 12: Ángulo crítico para la reflexión total interna	14
Figura 13: Rayo de luz propagándose por una guía de ondas	14
Figura 14: guía de onda plana	15
Figura 15: guía de onda canal	15
Figura 16: fibra óptica	15
Figura 17: Perfil del índice de refracción con cambio escalón y gradual	15
Figura 18: Modelos teóricos para el estudio de guías de ondas fabricadas por implantación iónica y por difusión	16
Figura 19: Vista lateral de una guía de onda plana.....	17
Figura 20: Perfil de campo eléctrico para modos TE con $m=0, m=1, m=2, m=8$. Los parámetros para este ejemplo son $n_s = 1; n_f = 1,4; n_c = 1; h = 2700\text{nm}; l = 632,8\text{nm}$	20
Figura 21: Perfil de campo eléctrico para modos TE con $m=0, m=1, m=2, m=5$. Los parámetros para este ejemplo son $n_s = 2,1; n_f = 2,2; n_c = 1; h = 2700\text{nm}; l = 632,8\text{nm}$	21
Figura 22: Vista lateral del modelo de una guía de onda plana fabricada por implantación iónica	22
Figura 23: Oblea de cristal birrefringente. El eje óptico coincide con el eje z	29
Figura 24: Onda linealmente polarizada formando un ángulo con el eje óptico.....	29
Figura 25: Oblea de cristal birrefringente en posición de extinción. La pantalla se observa oscura	31
Figura 26: Oblea de cristal birrefringente cuyos ejes no coinciden con la dirección de los polarizadores. El haz incide sobre la pantalla.	31
Figura 27: Prisma de rutilo. Se indica el eje "z" o eje óptico.	32
Figura 28: Ángulo crítico para la reflexión interna total	33
Figura 29: Ángulo de incidencia β del haz sobre una de las caras del prisma.....	33
Figura 30: Esquema de polarización trasverso eléctrico. El haz de láser al pasar a través del prisma experimenta el índice extraordinario.....	34
Figura 31: Esquema de polarización trasverso magnético. El haz de láser al pasar a través del prisma experimenta el índice extraordinario.....	35
Figura 32: Guía de ondas en Niobato de Litio	36
Figura 33: Orientación de los ejes cristalinas en el cristal	36
Figura 34: Modulador de fase transversal.....	37

Figura 35: Modulador de fase óptico integrado.....	38
Figura 36: Modulador de fase EO. Electrodo sobre guía de ondas	38
Figura 37: Modulador de fase EO. Electrodos entre guías de ondas.....	38
Figura 38.....	41
Figura 39.....	41
Figura 40: Pasos para la formación de una guía de ondas en el del método APE ...	48
Figura 41: Esquema de la formación de aperturas en el cristal de LiNbO_3 en el método APE.....	48
Figura 42: Perfil del índice de refracción en guías de ondas fabricadas por difusión	49
Figura 43: Glicerina en frasco de pirex	50
Figura 44: Recipiente de acero inoxidable.....	51
Figura 45: Cristal de LiNbO_3 luego del proceso de PE	52
Figura 46: Esquema de guía de ondas plana fabricada por implantación iónica	52
Figura 47: Esquema de guía de ondas tipo canal fabricada por implantación iónica	53
Figura 48: Simulación del perfil de daño iónico	55
Figura 49: Dispositivo de irradiación.....	55
Figura 50: Desplazador mecánico motorizado.....	56
Figura 51: Desplazador mecánico ubicado en la cámara de irradiación.....	56
Figura 52: Carga en función de la posición.....	57
Figura 53: Muestra sobre una rama del dispositivo que permite el desplazamiento.	58
Figura 54: Muestras Feb01 y Feb02	60
Figura 55: Esquema del sistema de medición. FC: Copa de Faraday. FAT: Fuente de alta tensión. I y DC: Integrador y Digitalizador de Carga.	60
Figura 56: Registro de cuentas almacenados en el programa PC-Nucleus.....	61
Figura 57: Registro de cuentas almacenados en el programa PC-Nucleus.....	61
Figura 58: Esquema del registro de cuentas.	62
Figura 59: Esquema del acoplamiento de un haz dentro de una guía de ondas. Nótese que el sustrato de cristal presenta un apoyo puntual detrás de la ubicación del prisma, que ejerce una fuerza en la cara opuesta del niobato de litio para establecer el acoplamiento.....	64
Figura 60: Orientación de los ejes del cristal	64
Figura 61: Arreglo experimental para la observación de los ángulos de acoplamiento con pantalla fija a la plataforma rotante	66
Figura 62: Prisma de ángulos 90° - 45° - 45° sobre guía de ondas	67
Figura 63: Contacto óptico necesario para realizar el acoplamiento del haz de láser dentro de la guía de ondas. La deformación del sustrato se esquematizó exageradamente para su visualización. Se trata de una deformación sutil, casi imperceptible.	67
Figura 64: prisma con ángulos 90° - 60° - 30°	67
Figura 65: Contacto óptico.....	68
Figura 66: Esquema del dispositivo para la observación de los ángulos de acoplamiento con pantalla fija a la mesa óptica.....	71
Figura 67: Arreglo experimental para la observación de los ángulos de acoplamiento	71
Figura 68: Piezas maquinadas para ajustar el cristal de Niobato de Litio con el prisma de rutilo	72
Figura 69: Dispositivo para ajustar el cristal de Niobato de Litio con el prisma de rutilo	72
Figura 70: Muestra Feb05. Acoplamiento entre el prisma y la guía de ondas. El haz de láser viaja a través de la guía de ondas	74
Figura 71: Muestra Feb05. Modelo del perfil del índice de refracción.....	75

Índice de Tablas

Tabla 1: Índice de refracción del rutilo para distintas longitudes de onda en el eje ordinario y extraordinario 32

Tabla 2: Índice de refracción del Niobato de Litio para distintas longitudes de onda en el eje ordinario y extraordinario..... 32

Tabla 3: Ángulos de acoplamiento para el modo TE para los índices ordinario y extraordinario en el Niobato de Litio 35

Tabla 4: Ángulos de acoplamiento para el modo TM para los índices ordinario y extraordinario en el Niobato de Litio 35

Tabla 5: Tabla de datos de la implantación, recubrimiento de las muestras y tratamientos térmicos posteriores a la implantación 63

Tabla 6: Tabla reducida a muestras de Niobato de Litio..... 63

Tabla 7: Muestras en la que se observó acoplamiento 73

Citas bibliográficas

- 1: Hutcheson LD. Integrated Optical Circuits and Components, Design and Applications. 1º Edición. New York: Marcel Inc.; 1987
- 2: Syms RRA, Cozens JR. Optical Guided Waves and Devices. London, UK: McGraw; Hill, 1992
- 3: Hunsperger RG. Integrated Optics - Theory and Technology. Springer Verlag, 5th ed. 1990.
- 4: Schroeder RJ. The present and future of fiber optic sensors for the oilfield service industry: where is there a role?. IEEE 5 - Vol.1 (2002)39
- 5: Ármense MN, Ciminelli C, De Leonardis F, Diana R, Passaro V, Peluso F. Gyroscope technologies for space applications. Internal Report, ESA-ESTEC IOLG PROJECT, Contract DEE-MI, May 2003.
- 6: Sanders SJ, Strandjord LK, Mead D. Fiber optic gyro technology trends - a Honeywell perspective. IEEE 5 - Vol.1 (2002)8
- 7: Usui R, Ohno A. Recent progress of fiber optic gyroscopes and applications at JAE, IEEE 5 - Vol.1 (2002)11
- 8: Townsend PD. Ion implantation and integrated optics- REVIEW ARTICLE, School of Mathematical and Physical Sciences. University of Sussex, J. Phys. E: Scientific Instruments 1977 Volume 10 (1977)
- 9: D. Kip, Invited paper. Photorefractive waveguides in oxide crystals: fabrication, properties and applications. Lasers and Optics, Appl. Phys. B67, (1998)131
- 10: Bentini GG, Bianconi M, Correra L, Chiarini M, Mazzoldi P, Sada C, et al. Damage effects produced in the near-surface region of x-cut LiNbO₃ by low dose, high energy implantation of nitrogen, oxygen, and fluorine ions, J. Appl. Phys. Vol 96, Nr. 1 (2004)242
- 11: Bentini GG, Bianconi M, Chiarini M, Correra L, Sada C, Mazzoldi et al. Effect of low dose high energy O₃⁺ implantation on refractive index and linear electro-optic properties in X-cut LiNbO₃ : Planar optical waveguide formation and characterization, J. Appl. Phys. Vol 92, Nr. 11 (2002)6477
- 12: Xue-Lin Wang, Ke-Ming Wang , Feng Chen, Gang Fu, Shi-Ling Li, Hong Liu, et al. Optical properties of stoichiometric LiNbO₃ waveguides formed by lowdose oxygen ion implantation, , Appl. Phys. Lett. 86, 041103 (2005)

13: Shi-Ling Li, Ke-Ming Wang, Feng Chen, Xue-Lin Wang, Gang Fu, Ding-Yu Shen, Hong-Ji Ma and Rui Nie. Monomode optical waveguide excited at 1540 nm in LiNbO₃ formed by MeV carbon ion implantation at low doses. OPTICS EXPRESS 747. Vol. 12, No. 5 /2004

14: Dogheche E, Belgacem B, Remiens D, Ruterana P, Omnes F. Prism coupling as a non destructive tool for optical characterization of (Al,Ga) nitride compounds. Proceedings Materials Research Society, Vol. 595, p.W11.49.1-6 (2000)

15: Seligson Joel. Prism coupler in guided-wave optics: design considerations. Applied optics. Vol.26, N°13, 2609-2611. 1 July 1987.

16: Ulrich R, Torge R; Measurement of Thin Film Parameters whit a Prism Coupler. Applied Optics; Vol.12, N°12, 2901-2908 ; December 1973.

17: Dongfeng Xue, Kenji Kimatura, Jiyang Wang. Atomic packing and octaedral linking model of lithium niobate single crystals. Optical Materials 23, 399-402. 2003

18: Zhang L, Chandler PJ, Townsend PD. Optical analysis of damage profiles in ion implanted LiNbO₃. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B59/60. 1147-1152. North- Holland. 1991.

19: Lavers CR, Itoh K, WuSC, Murabayashi M, Mauchline I, Stewart G, Stout T. Planar optical waveguides for sensing applications. Sensors and Actuators B69, 85-89. 2000.

20: Chandler PJ, Lama FL, A new approach to the determination of planar waveguide profiles by means of a non-stationary mode index calculation, Optica Acta, vol. 33, N°2, England, 1986.

21: Glavas E, Zhang L, Chandler PJ, Townsend PD, Termal stability of ion implanted LiTaO₃ and LiNbO₃ optical waveguides. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B32, 45-50. North-Holland, Amsterdam. 1988.

22: Zhang L, Chandler PJ, Townsend PD. Optical analysis of damage profiles in ion implanted LiNbO₃. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B59/60, 1147-1152. North-Holland, Amsterdam. 1991.

23: Becker RA, Kincaid BE. Rugged, Low-Cost Pigtailling Approach for LiNbO₃ Integrated Optic Devices. Journal of Lightwave Technology, vol.12, N°1, 44-48. January 1994.

24: Nekvindova P, Cervena J, Capek P, Mackova A, Perina V, Schrofel J etal. Features of APE waveguides in different Er:LiNbO₃ and (Er+Yb):LiNbO₃ cuts: electrooptical coefficient r_{33} . Optical Materials 24, 527-535, 2003.

25: Philips. Methods for forming waveguides in optical materials. United States Patent. Patent N° 6,641,743. 2003.

26: Sharon A, Stephen L. Development of an automated fiber optic winding machine for gyroscope production. *Robotics and Computer Integrated Manufacturing* 17, 223-231. 2001.

27: Alonso M, Finn E. Física. Volumen 2: Campos y Ondas. Addison-Wesley Iberoamericana. Wilmington, Delaware, E.U.A. 1987.

28: Junichiro Ichikawa, Kaoru Higuma, Hirotoshi Nagata, Toshinari Kitanobo. Quality inspection of LiNbO₃ wafers for optical modulator use by optical methods. Technical Report. 18-26. 2000.

Trabajos publicados en Congresos y Seminarios

Presentación de Poster: "Fabricación de guías de ondas mediante implantación iónica de alta energía", Asociación Física Argentina (AFA). Encuentro Anual, La Plata, 26-29 de Septiembre de 2005.

Palabras Claves

Guía de ondas - Implantación Iónica – Niobato de Litio

Agradecimientos

A mis directores Maximiliano Fischer y Mario Debray, por el trato cordial, su permanente disposición a contestar mis preguntas y por brindarme la ayuda necesaria con la que pude avanzar en este trabajo.

¡Con estos directores da gusto trabajar!

A todo el Grupo MEMS, con el que compartí trabajo, charlas y buenos momentos.

A Marcelo Acuña, por su colaboración en el mecanizado de las piezas.

A Alberto Lamagna y Alfredo Boselli, por su entusiasmo y esperanza en un futuro mejor.

