

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

MICROMECHANIZADO DEL NIOBATO DE LITIO
MEDIANTE HACES DE IONES DE ALTA ENERGÍA CON
POTENCIALES APLICACIONES ÓPTICAS *

por Francisco Nesprías

Director: Dr. Mario E. Debray

(*) Tesis para optar al título de Doctor en Ciencia y Tecnología, mención Física

República Argentina

2011

A mi esposa.

A mis hijos.

Índice

Índice	3
Resumen	5
Abstract.....	7
1 Introducción General	9
1.1 La fibra óptica y los circuitos ópticos integrados	10
2 El Niobato de Litio	15
2.1 Estructura cristalina y propiedades.....	15
2.2 Materiales electro-ópticos y efecto Pockels	17
2.3 Propiedades ópticas del LiNbO_3	21
2.4 Aplicación del efecto Pockels en el LiNbO_3	29
2.4.1 Voltaje de Media onda (V_π).....	32
2.4.2 Interferómetro Mach Zehnder	34
2.4.3 Acopladores direccionales.....	34
2.5 Conclusión.....	35
3 Estudio de las guías de ondas ópticas	36
3.1 Introducción.....	36
3.2 Guías de ondas planas	37
3.3 Guías de ondas acanaladas	40
3.4 Simulaciones electromagnéticas.....	42
3.4.1 Simulaciones electromagnéticas en el dominio de frecuencias.....	43
3.4.2 Guías de ondas planas	44
3.4.3 Guías de ondas acanaladas	48
3.4.4 Simulaciones electromagnéticas en el dominio del Tiempo	50
3.4.5 Estudio de las pérdidas en guías de ondas curvas	53
3.4.6 Técnica de la transformación conforme	58
3.4.7 Ejemplos y resultados.....	59
3.5 Conclusiones.....	63
4 La línea del Microhaz de iones Pesados (MiP)	65
4.1 El acelerador Tandar.....	65
4.2 El Microhaz de iones pesados (MiP).....	67
4.2.1 Principio de funcionamiento.....	69
4.2.2 Configuración de las Lentes	70
4.2.3 Sistema de Barrido	71
4.2.4 Deflector a demanda.....	72
4.2.5 Cámara de irradiación.....	72
4.2.6 Alineación.....	72
4.2.7 Óptica Iónica.....	74
4.2.8 El detector de Rayos X.	78
4.2.9 Alineación de las lentes magnéticas y la bobina de barrido.	80
4.2.10 Ajuste del microhaz.....	82

4.3	El nanoposicionador	83
5	Tratamiento de las obleas de Niobato de Litio	90
5.1	Obleas de Niobato de Litio	90
5.2	Sierra para el corte del cristal de Niobato de Litio	91
5.3	Corte de las obleas de Niobato de Litio.....	92
5.4	Pulido de las superficies laterales del cristal	93
5.5	Deposito de Dióxido de Silicio, titanio y cobre	98
6	Sistema de Control	100
6.1	Control de las bobinas de barrido	102
6.1.1	El antiguo sistema de control	102
6.1.2	El nuevo sistema de control.....	106
6.2	Control de las placas deflectoras ultrarrápidas	108
6.3	Control simultáneo de las placas deflectoras y las bobina de barridos	109
6.3.1	Generación de archivos	109
6.3.2	Instrumento Virtual: “cargadatos”.....	110
6.3.3	Instrumento Virtual: “recta”	111
6.3.4	Instrumento Virtual: “círculo”.....	113
6.3.5	Instrumento Virtual: “punto”.....	114
6.3.6	Instrumento Virtual: “curva”.....	114
6.3.7	Instrumento Virtual: “paralelepípedo”	114
6.3.8	Instrumento Virtual: “deflector”.....	116
6.3.9	Instrumento Virtual: “Dibuja”.....	116
6.3.10	Ejemplo: Archivo directriz del Mach Zender.....	117
6.4	Control de la dosis.....	121
6.4.1	Normalización de la dosis y los pulsos.....	122
6.5	Control del nanoposicionador.....	123
6.5.1	Control simultáneo de los nanoposicionadores y las bobinas de barrido	123
7	Efecto de la irradiación iónica en el cristal de NL	126
7.1	Poder de frenado.....	126
7.2	Trazas de iones en el Niobato de Litio	130
7.3	Irradiación con haces de Oxígeno y fabricación de guías de ondas	132
7.4	Irradiación con haces de Cloro	140
7.4.1	Estudio del ataque del LiNbO3	142
8	Resultados.....	150
8.1	Micromaquinado con el sistema de control anterior	150
8.2	Micromaquinado con el nuevo sistema de control	154
8.3	Conclusión.....	160
	Referencias	163
	Apéndice.....	166
	Agradecimientos.....	169

Resumen

El presente trabajo de tesis comprende el estudio y fabricación de circuitos ópticos empleando el Micro-haz de iones Pesados (MiP) acoplado al acelerador Tandar del Centro Atómico Constituyentes.

Hasta el presente, las guías de onda tipo canal micro-maquinadas, en general, han sido fabricadas en silicio montado sobre estructuras aislantes, utilizando las técnicas de procesamiento similares a las empleadas en el diseño de circuitos integrados. Sin embargo, resulta difícil fabricar este tipo de estructuras en niobato de litio, que también es un material muy importante para la optoelectrónica debido a sus propiedades electro-ópticas. Uno de los retos principales es la dificultad de atacar químicamente al niobato de litio. En este trabajo de tesis, se muestra un nuevo método para la fabricación de guías de onda tipo canal en niobato de litio mediante la combinación de implantación iónica, micromaquinado directo de haces de iones con decenas de MeV de energía, y técnicas selectivas de ataque químico. El método no implica la unión de la oblea mediante pegamento o el corte del cristal mediante haces de iones (crystal ion slicing) y es un método completamente monolítico.

Se estudió por medio de simulaciones electromagnéticas las características de las guías de onda fabricadas por implantación iónica y por el nuevo método aquí presentado. Esta técnica computacional brinda la posibilidad de estudiar las guías de ondas en orden a un diseño óptimo.

Para la concreción del presente trabajo se hizo necesaria la implementación de sucesivas mejoras en la línea del MiP. Se destacan:

- 1) La instalación y puesta a punto de un nuevo sistema de control de la bobina de barrido,
- 2) La instalación de un sistema de nano-posicionamiento para el desplazamiento de la muestra en los tres ejes coordenados,
- 3) La programación y control simultáneos de estos dispositivos junto a un deflector electrostático ultrarrápido para la deflexión del haz y un contador de rayos X para el monitoreo de la dosis iónica recibida por la muestra.

Como paso previo, se estudió la velocidad de ataque químico del cristal de niobato de litio frente al impacto de iones de ^{35}Cl a 40 y 70 MeV de energía para controlar el tamaño, profundidad y características de borde del micromaquinado. Los resultados muestran un método eficaz para la fabricación de dispositivos monolíticos en niobato de litio, que permite nuevas aplicaciones, tales como guías de onda,

moduladores de fase, detectores infrarrojos y bio-sensores, así como la posibilidad de fabricar guías de onda y dispositivos ópticos auto-suspendidos.

Los resultados obtenidos de estos estudios utilizando el MiP con las mejoras mencionadas muestran la posibilidad de fabricar guías de ondas por un método novedoso, con características únicas, de pequeñas dimensiones y con una alta eficiencia, gracias a que las paredes laterales de la guía son micro-maquinadas.

Abstract

This thesis includes the study and manufacture of optical circuits using the Heavy-ion Micro Beam (MiP) coupled to the Tandem accelerator of the Constituyentes Atomic Center.

So far, the micro-machined channel-type waveguide, in general, have been fabricated in silicon structures mounted on insulators, using processing techniques similar to those used in the design of integrated circuits. However, it is very difficult to fabricate such structures in lithium niobate, which is also a very important material for optoelectronics because of their electro-optical properties. One of the main challenges is the difficulty of etching the lithium niobate. In this thesis, it is presented a new method for making channel-type waveguides in lithium niobate using a combination of ion implantation, direct micromachining by ion beams with tens of MeV, and selective etching techniques. The method does not involve the binding of the wafer using adhesive or the cutting of glass by ion beam (crystal ion slicing) and is completely monolithic.

Through electromagnetic simulations were studied the characteristics of the waveguides fabricated by ion implantation and the new method presented here. This computational technique offers the possibility to study waveguides in order to optimum design. To perform the present work of thesis was necessary to implement successive improvements in the MiP facility. The most important are:

- 1) The installation and tune-up of a new control system for the scan coils,
- 2) The installation of a nano-positioning system to moving the sample in the three coordinates axes,
- 3) The programming and simultaneous control of these devices with an ultra-fast electrostatic beam switch on demand and an X-ray counter for shape normalization of ion dose received by the sample.

As a preliminary step, was studied the etching rate of lithium niobate crystal after the impact of ^{35}Cl ions at 40 and 70 MeV of energy to control the size, depth and edge characteristics of micromachining.

The results of these studies using the MiP with these improvements show the possibility of producing waveguides by a novel method with unique features: small size

and high efficiency thanks to the high aspect ratio micro-machined sidewalls of the guides.

The results also show an effective method for the manufacture of monolithic devices in lithium niobate, which enables new applications such as waveguides, phase modulators, infrared detectors and bio-sensors, as well as the possibility of producing optical devices with auto-suspended waveguides.

1 Introducción General

El objetivo del trabajo es tecnológico, es decir, tiene por meta final la fabricación de un prototipo y se realizó en el campo de las diversas disciplinas que se mencionan a continuación:

El dispositivo final basa su funcionamiento en la óptica ondulatoria. Para su estudio y diseño se desarrollaron modelos y métodos numéricos que sirven para predecir el comportamiento óptico de guías de ondas fabricadas por diversas técnicas y estimar valores de interés, tal como las pérdidas en las guías de onda curvas.

En cuanto al método de fabricación, se empleó un acelerador de partículas en una línea experimental con instrumentos que basan su funcionamiento en el electromagnetismo. La electrodinámica está presente para explicar la trayectoria de los iones hasta su impacto en el blanco.

Por otro lado, un sistema de control permite operar todos los dispositivos e instrumentos del sistema experimental. La programación computacional de control, ocupa un lugar importante en el desarrollo de este trabajo. Ésta, se desarrolló en lenguaje gráfico LABVIEW.

El material elegido para el dispositivo, el cristal de Niobato de Litio (NL), se convierte de material blanco de la implantación en un circuito óptico involucrando procesos físicos y químicos. La física de materiales da cuenta de la interacción de los iones con el cristal. Los principales parámetros de interés de esta interacción se obtuvieron con el programa SRIM (The Stopping and Range of Ions in Matter).

Para obtener el micromaquinado final, se irradiaron muestras de NL con diferentes fluencias (iones/cm²) y luego fueron atacadas químicamente con ácido fluorhídrico (HF). Se estudiaron las concentraciones óptimas, los tiempos y las velocidades de ataque químicos en cada caso.

Las imágenes de las estructuras micromaquinadas se obtuvieron con diversos instrumentos: Microscopios Ópticos, Interferómetro Mireau, SEM (Scanning Electron Microscope), Microscopio de Fuerza Atómica, Perfilómetros Ópticos, etc.

La presente memoria de tesis se estructura en ocho capítulos cuyo contenido resumiremos brevemente a continuación.

En el Capítulo 2 se describen las propiedades ópticas del cristal de Niobato de Litio, en especial el efecto Pockels y como se lo puede utilizar en la construcción de dispositivos.

En el Capítulo 3 está dedicado a la teoría de guías de onda ópticas, centrada en las guías tipo canal y se describen las herramientas computacionales que permiten realizar simulaciones electromagnéticas para obtener parámetros relevantes de las guías de onda.

En el Capítulo 4 se lleva a cabo un recorrido sobre las principales características del MiP, se explica su funcionamiento, los dispositivos de la línea experimental y la óptica iónica asociada.

En el Capítulo 5 se desarrolla el tratamiento experimental del corte y pulido de las obleas del cristal de Niobato de Litio.

En el Capítulo 6 se desarrolla y explica el nuevo sistema de control de la bobina de barrido, su actuación conjunta con la placa electrostática de deflexión ultra-rápida a demanda, el sistema de normalización del haz mediante detección de rayos-X y el nano-posicionador.

En el Capítulo 7 se estudia el efecto de la irradiación iónica en el cristal de Niobato de Litio y el posterior ataque químico.

En el Capítulo 8 se muestran los resultados del micromaquinado.

A continuación se brindará una introducción a la fibra óptica y los circuitos ópticos integrados.

1.1 La fibra óptica y los circuitos ópticos integrados

La fibra óptica si bien tiene múltiples aplicaciones, es en el campo de las comunicaciones donde realizó una verdadera transformación. A sólo 30 años de la fabricación de guías con bajas pérdidas se han desplegado más de 300 millones de km. capaces de transmitir más información que los miles de millones de km. de cables de cobre instalados durante el último siglo.

Esta tendencia a emplear la fibra óptica como medio de transmisión de información por sus innumerables beneficios dio impulso también a la fabricación de circuitos ópticos integrados. Esto es debido a que la fibra óptica sólo permite la transmisión de la luz por largas distancias, en cambio el circuito óptico permite “manipular” la luz de manera adecuada.

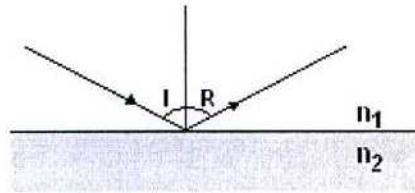
En 1969, S. E. Miller empleó por primera vez el término óptica integrada para referirse a la fabricación sobre un único sustrato de un cierto número de dispositivos ópticos con diferentes funcionalidades, unidos entre sí por guías de onda ópticas monomodo, que en su conjunto forman lo que se denominó un circuito óptico integrado.

Para un análisis más preciso de las guías de ondas monomodo se debe trabajar con la teoría electromagnética que considera a la luz como ondas. A medida que el medio de confinamiento se va haciendo cercano a la longitud de onda se encuentra que las ondas se transmiten con un número finito de modos. Cada modo de transmisión está asociado con un índice de refracción efectivo, o dicho de otra manera, cada modo viaja con una velocidad propia en la dirección de transmisión de la guía.

Cuando las condiciones de la guía son tales que permite la transmisión de sólo un modo, se denomina guía monomodo y como se ha mencionado, esta es la clase de guías que componen los circuitos ópticos.

La reflexión total interna es el principio fundamental por el cual la luz permanece confinada en la guía de ondas.

Cuando un rayo se dirige de un medio de mayor índice a otro de menor índice existe un ángulo para el cual la reflexión es total.



(1.1)
$$\Theta_c = \arcsen \frac{n_2}{n_1} \quad n_2 < n_1$$

A este ángulo se lo denomina ángulo crítico y todos los rayos con ángulo de incidencia mayor serán reflejados completamente conservando toda la intensidad del rayo incidente.

Si un medio tiene índice de refracción mayor que sus lados adyacentes, por medio de sucesivas reflexiones la luz puede permanecer confinada (Figura 1.1).

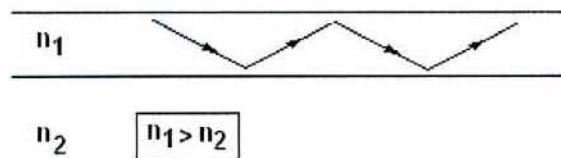


Figura 1.1: Reflexión total interna en una guía de ondas.

Las guías de ondas se pueden clasificar según la cantidad de dimensiones de confinamiento.

Si es restringida a una dimensión la guía se denomina "plana" (Figura 1.2-a).

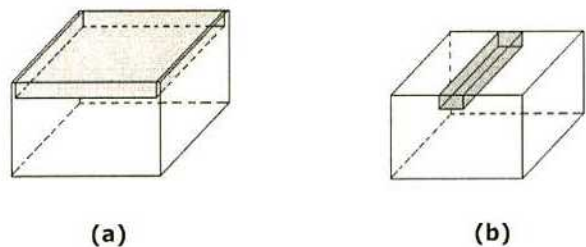


Figura 1.2: a: Guía de onda plana. b: Guía de onda acanalada.

Si la luz se restringe a dos dimensiones se denomina guía de onda "acanalada" (Figura 1.2-b). En el capítulo 2 se desarrolla el fundamento teórico de las guías de ondas.

Si bien las guías de ondas planas no se emplean en los circuitos ópticos, a menudo son útiles para caracterizar propiedades de una técnica de fabricación de las guías acanaladas.

En la sección "7.3 Irradiación con haces de Oxígeno y fabricación de guías de ondas" se explica como se han caracterizado guías planas fabricadas por la técnica de implantación iónica.

A continuación se mencionan algunos circuitos ópticos simples.

El conector recto (Figura 1.3), el conector curvo (Figura 1.4), la bifurcación en Y (Figura 1.5) que permite dividir la onda en dos caminos manteniendo la fase original en cada uno de ellos, el modulador de fase (Figura 1.6) que permite obtener un corrimiento en la fase de la onda aplicando una diferencia de potencial a electrodos a ambos lados de la guía.



Figura 1.3: Conector recto.

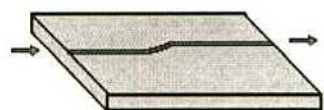


Figura 1.4: Conector curvo.

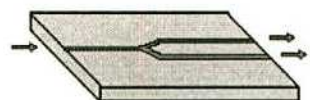


Figura 1.5: Bifurcación en Y.

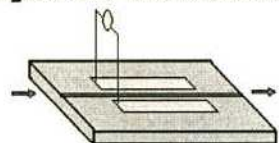


Figura 1.6: Modulador de fase.

Varios circuitos ópticos simples se integran en un solo bloque y es en la combinación de los mismos que se obtienen dispositivos con aplicaciones muy variadas. Como un ejemplo de la aplicación que se le puede dar a un Circuito Óptico Integrado (COI), se puede mencionar el giróscopo interferométrico de fibra óptica (Interferometric Fiber Optic Gyroscope, IFOG) (Figura 1.7).

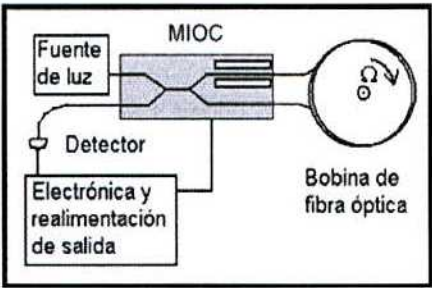


Figura 1.7: Esquema del Giróscopo Interferométrico de Fibra Óptica.

El IFOG está compuesto por una bobina de fibra óptica cuyos extremos están acoplados al COI.

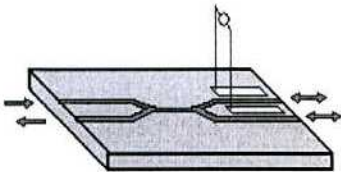


Figura 1.8: Circuito Óptico Integrado (COI).

La luz ingresa al COI por un canal óptico, se bifurca conservando la fase en cada rama e ingresa a la bobina por ambos extremos circulando en direcciones opuestas. Una rotación en la bobina provoca una diferencia de fase entre las ondas de luz viajando en sentido opuesto. Esta diferencia es proporcional a la rotación y es conocida como el efecto Sagnac (1.2).

(1.2)

$$\Delta\Phi=\left(\frac{\omega.A.N}{c^2}\right).\Omega$$

Cuando se unen los caminos ópticos la diferencia de fase entre las ondas genera interferencia y se refleja en una menor intensidad de luz a la salida del COI.

Por medio de un control electrónico esta diferencia de fase producida por la rotación se puede ajustar con el modulador de fase integrado al circuito óptico. Durante un breve

período de tiempo permanece aplicado un potencial eléctrico entre los dos electrodos. Como el material es electro-óptico, una diferencia de potencial establece un campo eléctrico que genera un cambio en el índice de refracción, y en consecuencia, cambia la fase de la onda y tiende a compensar el cambio de fase provocado por el efecto Sagnac.

Con este sistema es posible obtener un registro de la velocidad angular a partir del potencial eléctrico aplicado a los electrodos.

Un conjunto de tres dispositivos perpendiculares entre si, solidarios a los tres ejes cartesianos, permite obtener una medición vectorial de la velocidad angular. Giróscopos basados en este efecto han sido seleccionados para ser usados en los aviones Boeing 757 y 767 y Airbus y con un alto grado de integración para las misiones espaciales [1,2,3].

2 El Niobato de Litio

El cristal de Niobato de Litio fue elegido por sus excelentes propiedades electro-ópticas. En este capítulo se mencionarán las propiedades más relevantes del cristal, con mayor atención en el efecto Pockels que lo hace un material de especial interés en el campo de la óptica integrada. Se dará un ejemplo de aplicación de esta propiedad como modulador de fase y modulador de intensidad.

2.1 Estructura cristalina y propiedades.

El niobato de litio es un sólido cristalino a temperatura ambiente, perteneciente al sistema $\text{Li}_2\text{O-Nb}_2\text{O}_5$. En la Tabla 1 se detallan algunas de sus principales propiedades, que variarán en función de la composición precisa del cristal, determinada ésta por el proceso de crecimiento.

Propiedades	LiNbO_3
Temperatura de fusión ($^{\circ}\text{C}$)	1255
Conductividad térmica ($\text{W/m}\cdot\text{K}$) a 25°C	5.6
Calor específico ($\text{J/g}\cdot\text{K}$)	0.625
Densidad (g/cm^3)	4.644

Tabla 1: Propiedades del LiNbO_3 con la composición congruente.

Se trata de un material ferroeléctrico, por debajo de la temperatura de Curie que está en torno a 1050°C - 1200°C , dependiendo también de la composición. La ferroelectricidad consiste en la aparición de un momento dipolar intrínseco, denominado polarización espontánea, en ausencia de campo aplicado.

La estructura cristalina del material es ligeramente diferente en una y otra fase. Describiremos a continuación ambas estructuras, teniendo en cuenta que lo haremos para un cristal estequiométrico, es decir, que la proporción de los átomos presentes en el cristal se corresponde exactamente con la de la fórmula LiNbO_3 . En el caso de la composición congruente, se provoca una relajación de la estructura cristalina.

- En la fase paraeléctrica el cristal pertenece al grupo espacial romboédrico (trigonal) $R\bar{3}C$, y al grupo de simetría puntual $\bar{3}m(D_{3d})$, presentando centro de inversión. Los

átomos de la red se organizan siguiendo una estructura similar a la denominada tipo perovskita [4], constituida por octaedros, ligeramente deformados, formados por los átomos de oxígeno, que comparten caras adyacentes, y en cuyo interior se sitúan los átomos de niobio. A su vez, los átomos de litio se colocan en el centro de triángulos, formados también por los átomos de oxígeno comunes a dos octaedros vacíos. Podemos ver un esquema de la estructura en la Figura 2.1(a).

- La fase ferroeléctrica del cristal presenta menor simetría. La estructura sigue siendo trigonal, caracterizada por el grupo espacial $R3c$ y el grupo puntual $3m$ ($C3v$), pero no presenta centro de simetría, lo que le confiere al cristal propiedades completamente diferentes a las de la fase paraeléctrica. En este caso la estructura que presenta el cristal es similar a la de la fase paraeléctrica, manteniéndose los octaedros formados por los átomos de oxígeno, con la salvedad de que los átomos de niobio y de litio están desplazados a lo largo del eje c , tal y como se muestra en la Figura 2.1(b): el niobio deja de ocupar el centro del octaedro, mientras que el litio pasa a ocupar una posición dentro de otro octaedro, pero también desplazado de su centro. Al moverse ambos cationes en la misma dirección se crea una polarización eléctrica neta en el material, en la dirección del eje c , que se marcará con un signo positivo en el sentido de desplazamiento de los cationes. Esta polarización espontánea es la que le confiere al cristal el carácter de ferroeléctrico. Se puede invertir el sentido de la polarización aplicando un campo eléctrico a temperaturas próximas a la de Curie [5,6]. A su vez, la red de átomos de oxígenos sufre una deformación: los triángulos que contenían a los átomos de litio en la fase paraeléctrica se contraen.

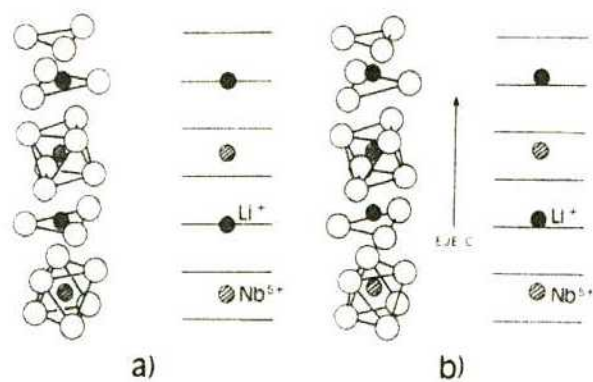


Figura 2.1: Estructura cristalina del LiNbO_3 en la fase paraeléctrica (a) y en la fase ferroeléctrica (b).

En la Figura 2.2 y en la Figura 2.3 se muestran las proyecciones de la estructura del LiNbO_3 en la fase ferroeléctrica vistas desde la dirección Z y X respectivamente. Existen en la literatura numerosos estudios de la estructura cristalina del LiNbO_3

realizados usando la técnica de RBS-c (espectroscopía de retrodispersión Rutherford en configuración canalizada) [7,8,9,10].

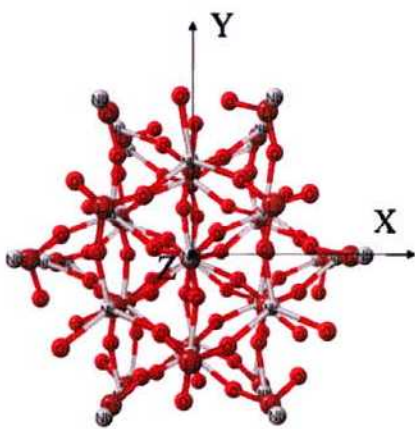


Figura 2.2: Estructura cristalina del LiNbO3 proyectada en la dirección del eje Z.

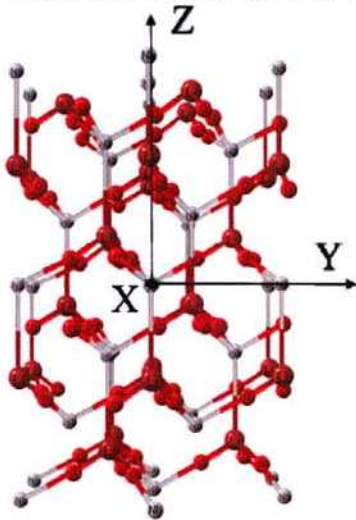


Figura 2.3: Estructura cristalina del LiNbO3 proyectada en la dirección del eje X.

2.2 Materiales electro-ópticos y efecto Pockels

El índice de refracción de un material electro-óptico depende del campo eléctrico aplicado según una función “ $n_{(E)}$ ”, que varía muy poco con el campo, por lo que puede desarrollarse en serie de Taylor alrededor de un valor de $E=0$:

(2.1)

$$n_{(E)} = n + a_1E + \frac{1}{2}a_2E^2 + \dots$$

Siendo los coeficientes que aparecen:

$$(2.2) \quad n = n_{(0)} \quad a_1 = \left(\frac{dn}{dE} \right)_{E=0} \quad a_2 = \left(\frac{d^2n}{dE^2} \right)_{E=0}$$

Introduciendo dos nuevos coeficientes r y s , llamados coeficientes electro-ópticos:

$$(2.3) \quad r = -\frac{2 \cdot a_1}{n^3} \quad s = -\frac{a_2}{n^3}$$

la ecuación toma la forma:

$$(2.4) \quad n_{(E)} = n - \frac{1}{2} \cdot r \cdot n^3 \cdot E - \frac{1}{2} \cdot s \cdot n^3 \cdot E^2 + \dots$$

Se prestará especial atención al segundo término, que da la expresión matemática del llamado efecto Pockels. El tercer término es la expresión matemática del efecto electro-óptico cuadrático o efecto Kerr.

Se observa como en realidad la variación del índice de refracción con el campo aplicado depende de ambos efectos aplicados conjuntamente, aunque debido a especificaciones constructivas o del propio material, sólo se considera un término en cada ocasión (el otro puede llegar a despreciarse o anularse).

En la industria, el que más importancia tiene para la fabricación de dispositivos electro-ópticos es el efecto Pockels, aunque históricamente fueron dispositivos basados en el tipo Kerr los primeros en ver la luz a finales del siglo XIX. No sería hasta mediados de los años 40, con el gran auge en el diseño cristalográfico (recordar que de esta época data la invención del transistor), cuando el efecto electro-óptico lineal se pusiera a la cabeza en cuanto a aplicaciones prácticas.

Este efecto recibe su nombre en honor al físico alemán Friedrich Carl Alwin Pockels (1865-1913), quién lo estudió en profundidad durante 1893 y descubrió que la birrefringencia inducida en ciertos materiales cristalinos era linealmente proporcional a la intensidad del campo eléctrico aplicado.

También llamado efecto electro-óptico lineal, resulta de despreciar el tercer término frente al segundo en la ecuación (2.1), por lo que queda:

$$(2.5) \quad n_{(E)} \approx n - \frac{1}{2} \cdot r \cdot n^3 \cdot E$$

que es una función lineal con el campo aplicado (Figura 2.4). Expresando ahora la variación del índice de refracción:

(2.6)
$$\Delta n_{(E)} \approx n_{(E)} - n \approx -\frac{1}{2} \cdot r \cdot n^3 \cdot E$$

El material que cumple estas especificaciones se conoce como un medio Pockels o una celda Pockels.

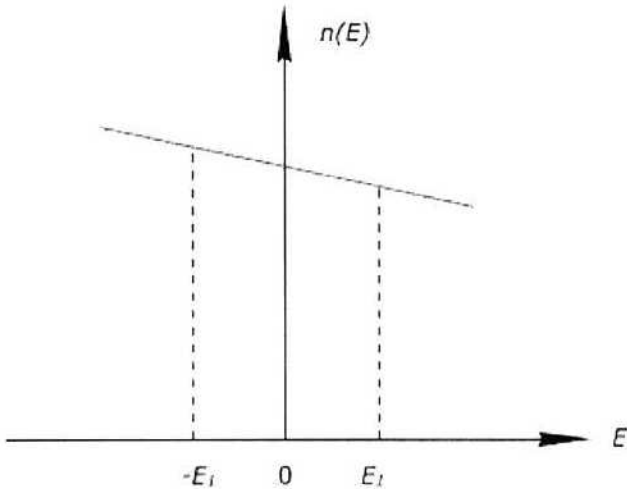


Figura 2.4: Variación lineal del índice de refracción con el campo eléctrico aplicado.

La ecuación (2.5) depende no solamente de los valores del campo y del índice de refracción, sino también del coeficiente r , denominado coeficiente Pockels o coeficiente electro-óptico lineal, dado en m/V. Este coeficiente no es único para un cristal: existen varios y son las componentes de una matriz que relaciona los incrementos del índice de refracción con el campo eléctrico aplicado, y dependen de las distintas disposiciones cristalinas de los materiales.

Por ejemplo, un material del grupo puntual $\overline{4}2m$ como puede ser el ADP ($NH_4H_2PO_4$) o el KDP (KD_2PO_4) , tendrá una matriz de coeficientes de 6×3 , aunque en realidad sólo dos de ellos, el r_{63} y r_{41} , son aplicables, siendo nulas el resto de las componentes de la matriz debido a razones geométricas del propio cristal (2.7).

(2.7)

$$\begin{pmatrix} \Delta.(1/n_{xx}) \\ \Delta.(1/n_{yy}) \\ \Delta.(1/n_{zz}) \\ \Delta.(1/n_{yz}) \\ \Delta.(1/n_{xz}) \\ \Delta.(1/n_{xy}) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} r_{11} & r_{12} & r_{13} \\ r_{21} & r_{22} & r_{23} \\ r_{31} & r_{32} & r_{33} \\ r_{41} & r_{42} & r_{43} \\ r_{51} & r_{52} & r_{53} \\ r_{61} & r_{62} & r_{63} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix}$$

A continuación se muestran unas tablas con los valores de los coeficientes electro-
 ópticos lineales para los cristales más característicos.

Cristal	Simetría	Constantes [10 ⁻¹² m/V]	Índices de refracción (632nm)
LiNbO ₃	3 m	r ₁₃ =8.6 r ₂₂ =3.4 r ₃₃ =30 r ₄₂ =28	n _o =2.29 n _e =2.20
LiTaO ₃	3 m	r ₁₃ =7 r ₂₂ =1 r ₃₃ =30.3 r ₄₂ =20	n _o =2.176 n _e =2.180
BaTiO ₃	4mm	r ₁₃ =19 r ₃₃ =28 r ₅₁ =820	n _o =2.41 n _e =2.36
ADP	$\bar{4}2\text{ m}$	r ₄₁ =28 r ₆₃ =8.5	n _o =1.52 n _e =1.48
KDP	$\bar{4}2\text{ m}$	r ₄₁ =8.6 r ₆₃ =10.6	n _o =1.51 n _e =1.47
GaAs	$\bar{4}2\text{ m}$	r ₄₁ =1.2	n _o =3.6
BS	O23	r ₄₁ =2.54	n _o =5

El efecto Pockels aparece solamente en cristales sin centro de simetría, debido a su propia definición lineal, lo que significa que la variación en el índice de refracción Δn es distinta en función de la dirección del campo existente. Esto se refleja claramente en la Figura 2.4, los valores de n a la izquierda del eje de ordenadas son distintos a los que se encuentran a la derecha, aún para un valor absoluto de campo " E_1 " idéntico.

Los materiales más ampliamente utilizados para la producción de células Pockels son:

- a) el LiNbO_3 y el LiTaO_3 del sistema trigonal
- b) el BaTiO_3 , KDP (KH_2PO_4) y el ADP ($\text{NH}_4\text{H}_2\text{PO}_4$) del sistema tetragonal
- c) el GaAs, InAs, CdTe, BSO ($\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$) del sistema cúbico.

En la práctica, el cambio lineal del índice de refracción obtenido a temperatura ambiente con campos eléctricos del orden de los 20 kV/cm es únicamente de 10^{-4} , valor muy pequeño aunque suficiente en aplicaciones reales para producir retardos del orden de la longitud de onda, consiguiéndose fenómenos de interferencia que son utilizados, por ejemplo, para modular la fase e intensidad de la luz.

A pesar de que no llegaron a obtenerse cristales adecuados hasta la década de los 40, hoy en día las celdas Pockels son las que tienen una mayor difusión comercial para el desarrollo de dispositivos electro-ópticos: no presentan los inconvenientes de sustancias como el benceno o el nitrobenzeno (líquido venenoso y explosivo) que conforman las celdas Kerr, y tienen carácter lineal, lo que las ha convertido en materiales óptimos para la fabricación de componentes tales como:

- lentes de focal variable (la distancia focal es una función de n)
- sistemas ópticos de barrido por desviación del haz emergente de un prisma
- moduladores de intensidad
- acopladores direccionales
- fijadores de modo en dispositivos láser, etc.

2.3 Propiedades ópticas del LiNbO_3

El Niobato de Litio es un material cristalino anisotrópico: esto significa que los índices de refracción dependen de la dirección de los ejes del cristal [11].

Es un material birrefringente con índices de refracción ordinario (n_o) y extraordinario (n_e)

Los índices de refracción del LiNbO_3 se encuentran asociados a los ejes de la siguiente manera:

"x" corresponde a $n_x=n_o$, "y" a $n_y=n_o$, "z" a $n_z=n_e$.

Donde n_o y n_e son el índice ordinario y extraordinario respectivamente, tal como lo muestra la Figura 2.5.

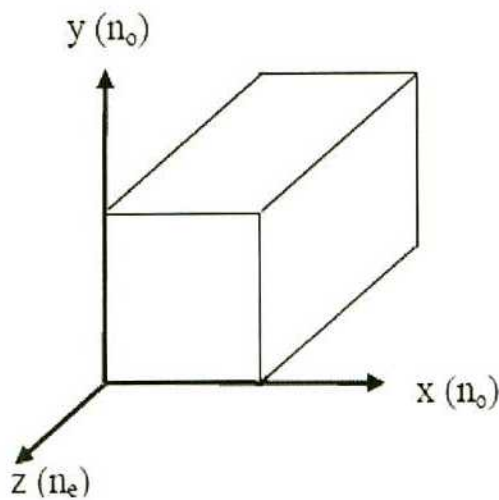


Figura 2.5: Ejes del cristal.

Una manera de clasificar al cristal Niobato de Litio es por sus características de corte y propagación, las cuales pueden ser corte "Z" y propagación "Y", corte "Z" propagación "X", corte "X" y propagación "Y" y corte "Y" y propagación "X".

Hemos mencionado que el niobato de litio es un cristal anisotrópico; lo cual significa que los índices de refracción dependen de la dirección de los ejes del cristal. Es un material birrefringente con índices de refracción ordinario (n_o) y extraordinario (n_e) El eje z de un cristal uniaxial se denomina eje óptico y al ángulo entre el eje óptico y la dirección de propagación se le denomina η . Así, en un medio anisotrópico uniaxial la luz se propaga mediante una onda ordinaria y otra extraordinaria. El índice de la onda ordinaria, n_o , es independiente de η . Los vectores del campo eléctrico, E_r y el vector de desplazamiento, D_r , son paralelos entre sí y perpendiculares al plano definido por el eje óptico y la dirección de propagación. Esta onda se comporta como una onda plana normal y por eso se denomina onda ordinaria. El índice de la onda extraordinaria depende de la dirección de propagación con el ángulo η [12].

El cristal tiene una buena transmisividad de la luz visible e infrarroja (0.4 hasta 4,5μm de longitud de onda) y posee un coeficiente electro-óptico que permite crear moduladores con una respuesta rápida.

Los índices de refracción ordinario y extraordinario dependen de la longitud de onda de la luz propagada en el cristal (λ). Las ecuaciones de Sellmeier describen la variación del índice de refracción en función de la longitud de onda a temperatura ambiente (24,5°C) y composición congruente:

$$(2.8) \quad n_e^2 = A_e + \frac{B_e}{D_e + \lambda^2} + C_e \lambda^2$$

$$(2.9) \quad n_o^2 = A_o + \frac{B_o}{D_o + \lambda^2} + C_o \lambda^2$$

Donde los valores de las constantes del material son:

$A_o = 4.9048$	$B_o = -0.11768$	$C_o = -0.027169$	$D_o = 0.04750,$
$A_e = 4.582$	$B_e = -0.099169$	$C_e = -0.02195$	$D_e = 0.044432.$

Y “λ” es la longitud de onda óptica medida en micrones.

Considerando un láser de longitud de onda de 0,632μm, los valores de los índices toman los siguientes valores: $n_o=2,28656$ $n_e=2,20286$.

Para láser de 0,808μm $n_o= 2,25421$ $n_e= 2,17501$

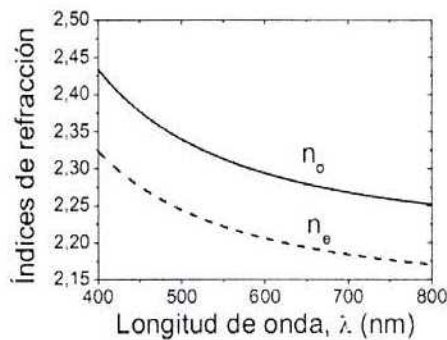


Figura 2.6: Índices ordinario y extraordinario para longitudes de onda transmitida entre 400 y 800nm.

El que el $n_e < n_o$, cataloga al LiNbO_3 como un cristal uniaxial negativo.

Analizando la orientación de un campo aplicado E en el cristal de LiNbO_3 , se puede determinar la velocidad con que las ondas se propagan en este material. La propagación de una onda luminosa dentro del material de LiNbO_3 , se puede expresar con la siguiente ecuación en forma matricial como:

$$(2.10) \begin{bmatrix} \omega^2 \mu_0 \epsilon_x - k_y^2 - k_z^2 & k_x k_y & k_x k_z \\ k_y k_x & \omega^2 \mu_0 \epsilon_y - k_x^2 - k_z^2 & k_y k_z \\ k_z k_x & k_z k_y & \omega^2 \mu_0 \epsilon_z - k_x^2 - k_y^2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{ox} \\ E_{oy} \\ E_{oz} \end{bmatrix} = 0$$

Donde: ω es la frecuencia angular; ϵ_x , ϵ_y , ϵ_z son permitividades dieléctrica del substrato; μ_0 es la permitividad en el vacío. También k_x , k_y , k_z son componentes del vector de onda a lo largo de los ejes principales del cristal y E es una componente del campo eléctrico E_r . Una solución para E_{ox} , E_{oy} y E_{oz} existe cuando el determinante de la matriz es cero:

$$(2.11) \begin{bmatrix} \omega^2 \mu_0 \epsilon_x - k_y^2 - k_z^2 & k_x k_y & k_x k_z \\ k_y k_x & \omega^2 \mu_0 \epsilon_y - k_x^2 - k_z^2 & k_y k_z \\ k_z k_x & k_z k_y & \omega^2 \mu_0 \epsilon_z - k_x^2 - k_y^2 \end{bmatrix} = 0$$

La ecuación representa una superficie tridimensional llamada espacio de vector de onda o espacio "k". Con la finalidad de analizar la ecuación (2.11) se eligen los planos "x-y", "y-z" y "z-x". De esta forma, haciendo $k_z = 0$ para el plano x-y, la ecuación se reduce a:

$$(2.12) \begin{bmatrix} \omega^2 \mu_0 \epsilon_x - k_y^2 & k_x k_y & 0 \\ k_y k_x & \omega^2 \mu_0 \epsilon_y - k_x^2 & 0 \\ 0 & 0 & \omega^2 \mu_0 \epsilon_z - k_x^2 - k_y^2 \end{bmatrix} = 0$$

Sabiendo que el producto de " $\mu_0 \epsilon$ " da la velocidad de fase de la onda, esto es:

$$(2.13) \quad v \equiv \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon}} ; \text{ se obtiene } \quad \frac{c}{n} \equiv \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon}} \quad \text{ ó } \quad \left(\frac{n}{c} \right)^2 \equiv \mu_0 \epsilon$$

Resolviendo la ecuación y sustituyendo se obtiene:

$$(2.14) \quad \left[\left(\frac{n_e \omega}{c} \right)^2 - k_y^2 - k_x^2 \right] \left\{ \left[\left(\frac{n_o \omega}{c} \right)^2 - k_y^2 \right] \left[\left(\frac{n_o \omega}{c} \right)^2 - k_x^2 \right] - k_x^2 k_y^2 \right\} = 0$$

Uno u otro factor de la ecuación (2.14) o ambos deben ser iguales a cero. Si el segundo factor es igual a cero, entonces la ecuación resultante es:

$$(2.15) \quad k_y^2 + k_x^2 \equiv \left(\frac{n_0 \omega}{c} \right)^2$$

La ecuación representa un círculo:

$$(2.16) \quad \frac{k_y^2}{\left(\frac{n_0 \omega}{c} \right)^2} + \frac{k_x^2}{\left(\frac{n_0 \omega}{c} \right)^2} \equiv 1$$

Lo que indica que el niobato de Litio tiene dos índices de refracción iguales en el plano "x" e "y", n_x y n_y respectivamente.

Para los planos y-z con $k_x = 0$, y x-z con $k_y = 0$, se realiza el mismo procedimiento que se hizo para el plano x-y, obteniéndose lo siguiente:

Plano y-z

$$(2.17) \quad k_y^2 + k_z^2 \equiv \left(\frac{n_0 \omega}{c} \right)^2 \quad \text{círculo}$$

$$(2.18) \quad \frac{k_y^2}{\left(\frac{n_e \omega}{c} \right)^2} + \frac{k_z^2}{\left(\frac{n_0 \omega}{c} \right)^2} \equiv 1 \quad \text{elipse}$$

Plano x-z

$$(2.19) \quad k_z^2 + k_x^2 \equiv \left(\frac{n_0 \omega}{c} \right)^2 \quad \text{círculo}$$

$$(2.20) \quad \frac{k_z^2}{\left(\frac{n_0 \omega}{c} \right)^2} + \frac{k_x^2}{\left(\frac{n_e \omega}{c} \right)^2} \equiv 1 \quad \text{elipse}$$

De las ecuaciones anteriores se obtiene la gráfica de la Figura 2.7, que muestra la superficie en el espacio k, la cual describe para el Niobato dos capas (interior y exterior). La esfera corresponde a la propagación electromagnética en cuanto al índice

de refracción ordinario n_o . La elipsoide corresponde a la propagación en el índice de refracción extraordinario n_e .

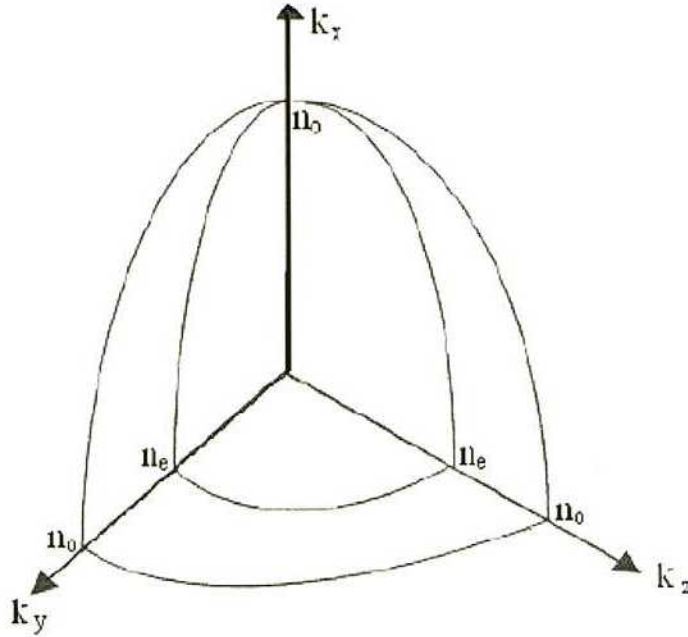


Figura 2.7: Elipsoide de índices de refracción.

La interacción electro óptica en el Niobato de Litio puede ser descrita mediante la elipse de índices de refracción, mostrada en la Figura 2.7. El cambio en el índice de refracción debido al efecto electro óptico lineal es representado por cambios en los componentes de la matriz óptica. El efecto electro-óptico es descrito en términos de un tensor de tercer rango, llamado coeficiente electro-óptico (r_{ij}), el cual representa la dependencia lineal de los coeficientes de refracción, cuando se aplica un campo eléctrico al cristal. Donde $i=1,2,3$, $j=1,2,3$, y $k=1,2,3$, representan las diferentes direcciones "x", "y", "z" del cristal del LiNbO_3 .

El LiNbO_3 es un cristal orientado en los ejes "x", "y" y "z", cuya matriz de coeficientes electro-ópticos es de la forma:

$$(2.21) \quad \begin{pmatrix} 0 & -r_{22} & r_{13} \\ 0 & r_{22} & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{13} \\ 0 & r_{51} & 0 \\ r_{51} & 0 & 0 \\ -r_{22} & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

La elipse de índices de refracción en general tiene la forma:

$$(2.22) \quad \frac{x^2}{n_x^2} + \frac{y^2}{n_y^2} + \frac{z^2}{n_z^2} \equiv 1$$

Donde "x","y","z" son las direcciones asociadas a los ejes del cristal y sus correspondientes índices de refracción n_x, n_y, n_z .

Para el LiNbO_3 , que es un cristal uniaxial $n_o = n_x = n_y$ y $n_e = n_z$. La ecuación de índice elipsoidal se reduce entonces a:

$$(2.23) \quad \frac{x^2}{n_o^2} + \frac{y^2}{n_o^2} + \frac{z^2}{n_e^2} \equiv 1$$

Donde n_o y n_e , son los índices ordinario y extraordinario del material, respectivamente. La aplicación de un campo eléctrico en el LiNbO_3 resulta en un cambio en el tamaño y la orientación del índice elipsoidal, lo cual se observa en la Figura 2.8.

La variación de los índices ordinario es función del campo eléctrico "E" aplicado y también la variación de los índices ordinario $n_e' - n_e = \Delta n_e$ es función del campo eléctrico "E" aplicado.

En general, la elipse de índices de refracción, en presencia de un campo eléctrico con componentes E_x, E_y, E_z , está dada por:

$$(2.24) \quad \begin{aligned} & x^2 \left(\frac{1}{n_o^2} - r_{22} E_y + r_{22} E_y \right) + 2yz(r_{51} E_y) + \\ & y^2 \left(\frac{1}{n_o^2} - r_{22} E_y + r_{13} E_z \right) + 2zx(r_{51} E_x) + \\ & z^2 \left(\frac{1}{n_e^2} - r_{33} E_z + r_{33} E_z \right) + 2xy(r_{22} E_x) = 1 \end{aligned}$$

Donde E_x, E_y, E_z , es la componente del campo eléctrico dirigido en su correspondiente eje "x", "y" y "z".

El campo eléctrico puede estar orientado en una sola dirección y en particular, cuando está únicamente en la dirección "z" (E_z), el elipsoide de índices de refracción representada en la ecuación (2.21) queda de la siguiente forma:

$$(2.25) \quad x^2 \left(\frac{1}{n_o^2} + r_{13} E_z \right) + y^2 \left(\frac{1}{n_o^2} + r_{13} E_z \right) + z^2 \left(\frac{1}{n_e^2} + r_{33} E_z \right) = 1$$

Esta ecuación representa un nuevo elipsoide, pero esta vez el resultado es diferente. El elipsoide permanece orientado con los ejes del sistema, aunque sus ejes principales han modificado levemente su longitud.

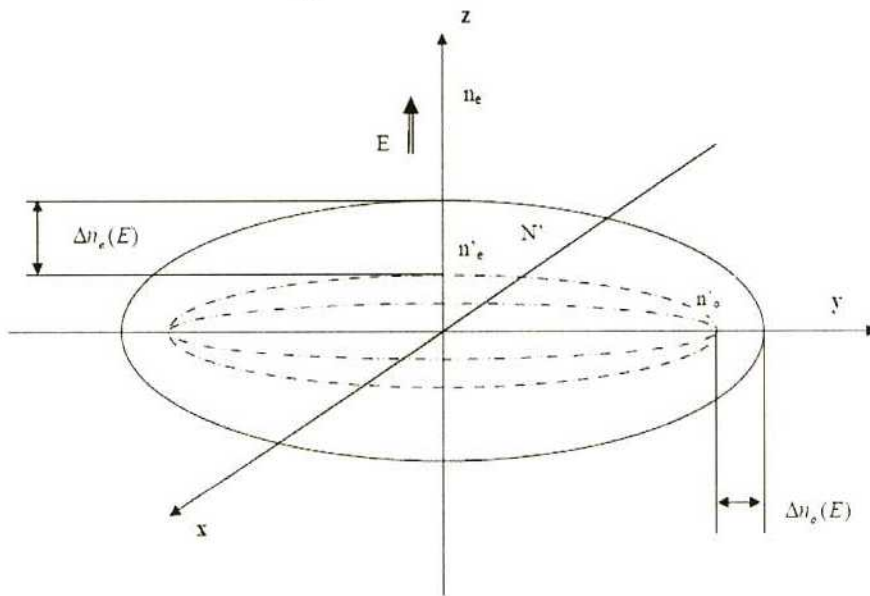


Figura 2.8: Variación de la elipse de índices de refracción en el Niobato de Litio cuando se aplica un campo eléctrico.

En general, el producto de " r_{ij} " por " E " es un número mucho menor que la unidad, por lo que el otro término dentro de los paréntesis es mucho menor que n_o y n_e [13]. De este modo, cuando el campo eléctrico está únicamente en la dirección z (E_z) y representado en la ecuación (2.25) puede ser aproximado quedando como sigue:

$$(2.26) \quad \frac{x^2}{\left(n_o - \frac{n_o^3}{2} r_{13} E_z \right)^2} + \frac{y^2}{\left(n_o - \frac{n_o^3}{2} r_{13} E_z \right)^2} + \frac{z^2}{\left(n_e - \frac{n_e^3}{2} r_{33} E_z \right)^2} \equiv 1$$

La ecuación (2.26) es la expresión de la indicatriz del elipsoide de índices de refracción. La indicatriz puede variar en función del campo eléctrico E_z . Las constantes

electro ópticas del LiNbO_3 son $r_{33}=30.8 \times 10^{-12} \text{ m/V}$ y $r_{13}=8.6 \times 10^{-12} \text{ m/V}$ para $\lambda = 1,3 \mu\text{m}$. Los índices de refracción correspondientes son:

$$\begin{aligned} n_x^2 &= n_o^2 - \frac{1}{2} n_o^3 (r_{13} E_z) \\ n_y^2 &= n_o^2 - \frac{1}{2} n_o^3 (r_{13} E_z) \\ n_z^2 &= n_e^2 - \frac{1}{2} n_e^3 (r_{33} E_z) \end{aligned} \quad (2.27)$$

y la variación inducida por el campo eléctrico es de la forma:

$$\begin{aligned} \Delta n_o(E_z) &= -\frac{1}{2} r_{13} n_o^3 E_z \\ \Delta n_e(E_z) &= -\frac{1}{2} r_{33} n_e^3 E_z \end{aligned} \quad (2.28)$$

De acuerdo a las ecuaciones (2.27) y (2.28) cuando se aplica un campo eléctrico en dirección z , los índices ordinario y extraordinario se modifican proporcionalmente con los coeficientes electro-ópticos asociados a dicha dirección.

2.4 Aplicación del efecto Pockels en el LiNbO_3 .

Como se ha mencionado, con el nombre de óptica integrada, se designa al proceso de integración de componentes pasivos y activos en un mismo cristal. Esta consiste de una o más guías de onda ópticas, fabricadas típicamente en el material electro-óptico de LiNbO_3 .

Esta modificación del cambio de los índices de refracción, se ve como una modulación de la luz, la cual se logra mediante la aplicación de un campo eléctrico externo utilizando electrodos metálicos coplanares situados a lo largo de la guía de onda óptica. La estructura de un modulador electro-óptico en dos tipos de corte transversal se muestra en las siguientes figuras.

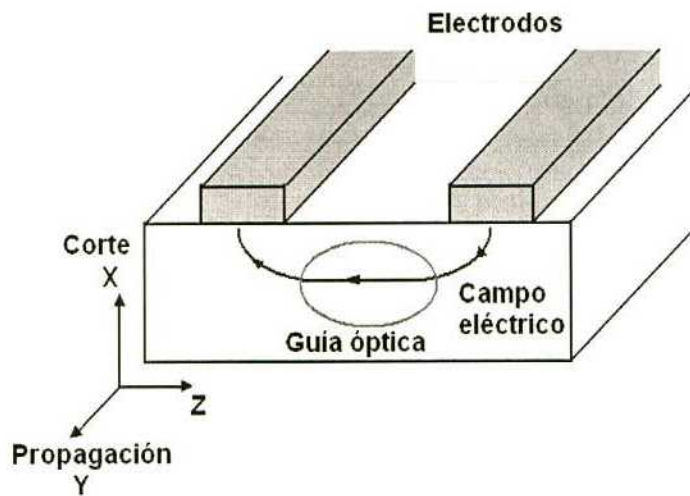


Figura 2.9: Estructura de un modulador electro-óptico con la ubicación de electrodos en la superficie para corte X del cristal de Niobato de Litio.

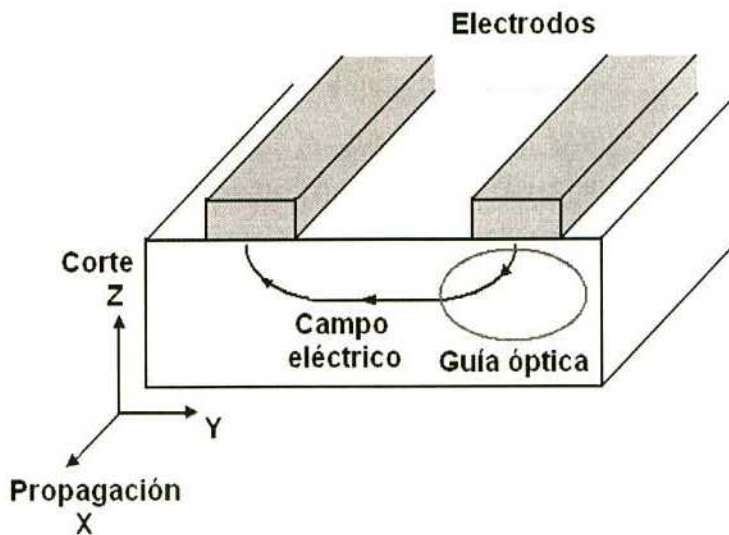


Figura 2.10: Estructura de un modulador electro-óptico con la ubicación de electrodos en la superficie para corte Z del cristal de Niobato de Litio.

La Figura 2.9, muestra una estructura con sustrato en corte "x", la posición de la guía de onda óptica se ubica en el centro de la separación de los electrodos. Aquí el campo eléctrico es paralelo a la superficie del sustrato. La Figura 2.10 corresponde a una estructura con sustrato en corte "z", donde la guía de onda óptica se localiza bajo el borde interno de uno de los electrodos. Estas diferentes configuraciones según el corte y la propagación del cristal permiten aprovechar el coeficiente electro-óptico r_{33} , el más alto en este material, favoreciendo la sensibilidad electro-óptica.

En un material anisotrópico como el niobato de litio, las variaciones de los índices de refracción dependen de la interacción entre el campo eléctrico aplicado y los campos ópticos propagados en la guía de onda óptica. En el niobato de litio los índices de

refracción cambian según los ejes "x", "y", "z" del cristal de manera proporcional a los coeficientes electro-ópticos asociados a tales direcciones.

La variación de los índices de refracción, provoca que cuando la luz que se propaga en este material, acumula un cambio de fase $\Delta\phi$, que puede expresarse de la siguiente forma:

$$(2.29) \quad \Delta\phi = \frac{2.\pi.\Delta n.L}{\lambda}$$

Donde de forma general se tiene que Δn es la variación del coeficiente de refracción debida al campo externo aplicado, y su fórmula es:

$$(2.30) \quad \Delta n = -\frac{1}{2}r.n^3E$$

"L" es la longitud del material donde se propaga (longitud del cristal de LiNbO_3) y " λ " es la longitud de la onda que se propaga.

Sustituyendo la ecuación (2.30) en (2.29) queda:

$$(2.31) \quad \Delta\phi = \frac{2.\pi.\left(-\frac{1}{2}r.n^3E\right).L}{\lambda}$$

La modulación de la fase se logra por lo tanto aplicando un voltaje $V(t)$. Quedando la modulación definida como:

$$(2.32) \quad \Delta\phi = \frac{\pi.n^3r.\Gamma}{\lambda S}.l.V(t)$$

Donde n es el índice de refracción, r es el coeficiente electro-óptico del LiNbO_3 en la dirección "z" o "x", 'S' es la separación entre los electrodos, "l" es la longitud de los electrodos, Γ es el coeficiente de solapamiento entre el campo eléctrico y el campo óptico, $V(t)$ es el voltaje aplicado, el cual representa una señal de información (audio, video, datos, etc.).

La ecuación (2.32) representa que el cambio de fase está en función del voltaje aplicado al modulador. La Figura 2.11 muestra al modulador desde una vista superior, de un corte en 'x' y propagación 'y'.

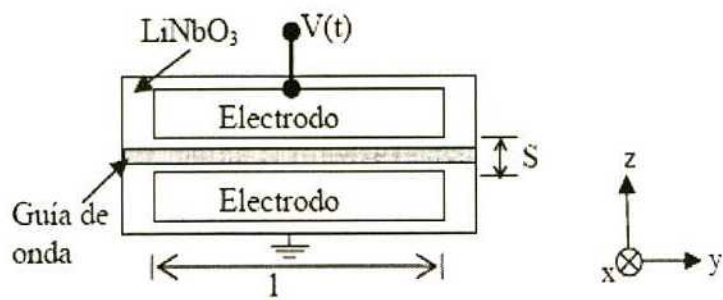


Figura 2.11: Parámetro en un modulador de fase electro-óptico.

Al utilizar óptica integrada se pueden obtener con bajos voltajes en los electrodos una modulación de fase considerable, ya que se logra con pocos volts un cambio de fase de 180°.

2.4.1 Voltaje de Media onda (V_π).

De la ecuación (2.32) se define el rango de operación de los moduladores electro-ópticos, denominado el voltaje de media onda, el cual es el voltaje requerido para inducir un cambio de fase de n radianes, por lo cual hace Δφ = n en la ecuación (2.32) y despejando el Valor de V(t) con el cambio de fase de n se obtiene la ecuación de V_n.

(2.33)

$$\Delta\varphi = \pi = \frac{\pi.n^3.r.\Gamma}{\lambda.S}l.V_{\pi}$$

despejando el valor de V_n se tiene:

(2.34)

$$V_{\pi} = \frac{\lambda S}{l.n^3.r.\Gamma}$$

V_n es un valor importante para saber el rango de operación de los moduladores electro-ópticos. Para un corte "x", propagación "y" con la configuración de electrodos mostrada en la Figura 2.11 y el campo óptico polarizado en el eje "z" el valor V_n se expere como:

(2.35)
$$V_{\pi} = \frac{\lambda S}{n_e^3 r_{33} \Gamma l}$$

Donde r_{33} es un coeficiente electro-óptico ($r_{33}=30.8 \times 10^{-12}$ m/V), Γ es el coeficiente superposición y es un valor constante que indica la relación de acoplamiento que existe entre el campo de la onda y el campo aplicado externamente. Γ varía de 0 a 1, de 0,6 a 0,7 es un valor aceptable, siendo 1 el valor de máxima eficiencia.

Las nuevas guías de ondas presentadas en el actual trabajo de tesis doctoral y fabricadas mediante micromaquinado, permiten obtener coeficientes de acoplamiento iguales a 1, ya que el electrodo se deposita en el surco micromaquinado y el acoplamiento entre el campo eléctrico y la onda es del 100% como muestra la Figura 2.13.

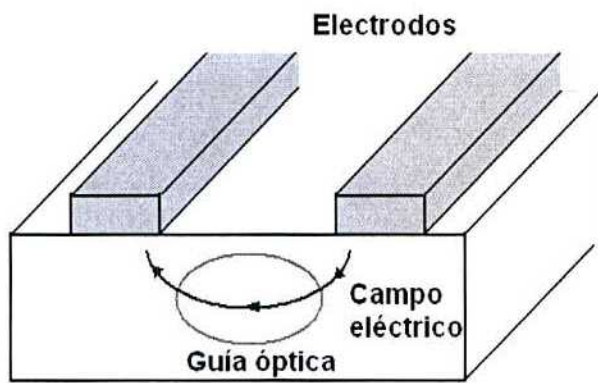


Figura 2.12: Electrodos depositados sobre la superficie del cristal.

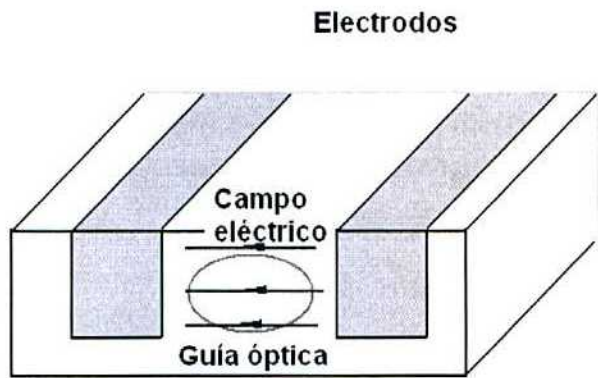


Figura 2.13: Electrodos depositados en los surcos micromaquinados permitiendo el máximo solapamiento entre la onda óptica y el campo eléctrico.

La variación de fase al aplicar una señal $V(t)$ a los electrodos del modulador es lineal con respecto al potencial aplicado obteniéndose el valor V_n cuando la variación de la fase es n . El modulador es más sensible cuanto menor es el valor V_n .

2.4.2 Interferómetro Mach Zehnder

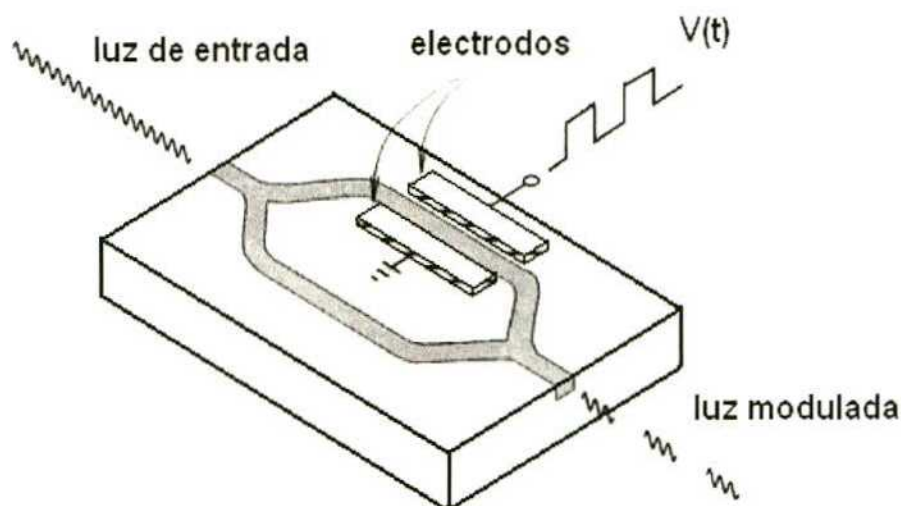


Figura 2.14: Esquema del interferómetro Mach Zehnder.

Un dispositivo usado para modular señales ópticas es el denominado interferómetro Mach-Zehnder [14]. Consiste en dividir la señal en dos haces iguales, como se muestra en la Figura 2.14, que luego vuelven a ser unidos en una única guía monomodo, en la que interferirán los dos haces previamente separados.

A uno de los brazos se le aplica un campo eléctrico, desfasando dicho haz frente al otro, con lo que se controla el resultado de la interferencia: se puede obtener la misma señal de partida, o anular la señal, cuando el desfase introducido entre los dos haces sea n . Además de como modulador, el dispositivo descrito, también puede funcionar como conversor analógico-digital de alta velocidad, controlador de la fase óptica, medidor de parámetros físicos tales como la temperatura, presión, campo magnético, y otros que puedan afectar a la fase óptica, así como sensor [15]. Además, todas estas aplicaciones se beneficiarán del corto tiempo de respuesta del efecto electro-óptico ($\sim 10^{-14}$ s).

2.4.3 Acopladores direccionales.

Este tipo de dispositivos consiste en dos guías de onda en las que viaja luz con las fases acopladas, y que interactúan a lo largo de una distancia llamada de acoplamiento, de manera que se produzca una transferencia completa de energía desde una guía a la otra. Sin embargo, si se introduce un pequeño desajuste de fases, a través del efecto electroóptico, la transferencia de energía se puede cambiar de forma controlada. Existen muchos ejemplos fabricados en LiNbO_3 [16].

Otro tipo de acoplador, que funciona como un filtro en longitud de onda, es el acoplador direccional sintonizable. Es similar al apenas descrito con la salvedad de que las dos guías de onda son asimétricas, pero diseñadas de tal manera que tengan índices efectivos iguales para la longitud de onda que se desea filtrar. Así se consigue una transferencia completa de energía por ajuste de fase a esta longitud de onda y no a otras, lográndose el demultiplexado. El dispositivo es también sintonizable a través de la aplicación de un voltaje adecuado, que modifica la curva de dispersión modal y desvía el ajuste de fase a otra longitud de onda diferente.

2.5 Conclusión.

El niobato de litio es un cristal que presenta un efecto electro-óptico llamado efecto Pockels en el cual sus índices de refracción se ven modificados al aplicarle un campo eléctrico en una relación lineal con este. Según las direcciones de corte y propagación del cristal se configuran los electrodos y la guía de ondas para aprovechar el coeficiente electro-óptico más alto. Si se establece un campo eléctrico al aplicar un potencial en electrodos adyacentes a la guía de ondas varían los índices de refracción y se altera la fase de la onda. El voltaje necesario para generar un campo eléctrico tal que el desfaseamiento de la onda al final de la guía sea de π radianes (180°) se le denomina voltaje de media onda (V_n). El modulador es más sensible cuanto menor es el valor V_n . Con esta característica es posible fabricar interferómetros Mach Zehnder.

3 Estudio de las guías de ondas ópticas

3.1 Introducción

Las guías de ondas ópticas, como se ha mencionado en el Capítulo 1, son las estructuras que permiten la propagación de la luz de manera confinada en una sección transversal de dimensiones características del orden de la longitud de onda de la luz.

En una primera aproximación se consideró la luz como rayos y se mencionó la reflexión total interna como el principio físico que permite la propagación sin pérdidas de la luz dentro de las guías de ondas.

Las guías monomodo, es decir, las que permiten transmitir sólo un modo con una única velocidad de propagación, son los componentes esenciales de los circuitos ópticos y optoelectrónicos, así como de los dispositivos ópticos integrados y esto se consigue cuando las dimensiones características de la guía son del orden de la longitud de onda de la luz.

Para un estudio más riguroso de las guías de ondas se debe considerar la teoría electromagnética partiendo de las ecuaciones de Maxwell.

Primero se estudiarán las guías de onda planas, que servirán como introducción teórica para las guías de onda acanaladas y por el interés que tienen en si mismo la fabricación y caracterización de estas guías de onda.

Posteriormente se estudiarán las guías acanaladas y su estudio por métodos computacionales.

Al comienzo de esta tesis doctoral, con la idea original de desarrollar guías de ondas mediante la técnica de implantación iónica realicé un viaje de estudio de 6 meses al Istituto per la Microelectronica e Microsistemi (IMM), Consiglio Nazionale delle Ricerche de Bologna, Italia con una beca de estudio, otorgada por The Abdus Salam "International Center of Theoretical Physics" (ICTP), Training and Research in Italian laboratories (TRIL). En este período desarrollé las herramientas computacionales para el estudio de las guías acanaladas fabricadas por implantación iónica sección "3.4 Simulaciones electromagnéticas". A partir de dichos estudios surgió la idea de emplear todo el potencial del acelerador Tandem junto al Microhaz de iones Pesados (MiP) para realizar estructuras micromaquinadas. Luego de mi retorno a la Argentina, comenzó el desarrollo de la nueva técnica para la fabricación de guías de ondas mediante micromaquinado.

3.2 Guías de ondas planas

Se define una guía de onda plana cuando la luz es confinada en una dimensión. La luz queda restringida a propagarse en un plano (Figura 1.2-a).

En una primera aproximación se considera el modelo de rayos con tres regiones de distinto índice. El índice de refracción inferior constituye el índice del sustrato, el del medio, el de la guía y el superior, el de un recubrimiento apropiado. (Figura 3.1)

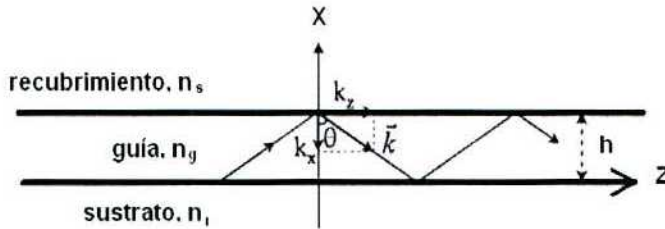


Figura 3.1: Esquema del perfil de una guía de onda óptica de índice de refracción constante, y de la propagación de la luz a través de ella en la dirección Z+, según el modelo de rayos.

La propagación sigue el recorrido descrito debido a las reflexiones totales internas en las intercaras entre el sustrato y el recubrimiento y entre la guía y el sustrato. Por lo tanto la luz es confinada en la dirección X y se propaga en la dirección Z, siendo homogénea la onda en la dirección Y, perpendicular al eje XZ. Para que se verifiquen las reflexiones totales es necesario que el ángulo θ sea mayor que los ángulos θ_r y θ_s , obtenidos de la relación (3.1).

$$(3.1) \quad \text{sen} \theta_{r,s} = \frac{n_{r,s}}{n_g} \quad \text{con } n_{r,s} < n_g$$

Como normalmente el recubrimiento es simplemente el aire suele cumplirse que $n_s > n_r = 1$ y de ahí $\theta_s > \theta_r$. Cuando θ no cumple el requisito para la reflexión total interna tendremos modos de radiación al sustrato si $\theta_s < \theta < \theta_r$, o modos de radiación si $\theta < \theta_s < \theta_r$.

El vector propagación de los rayos ópticos en la guía:

$$(3.2) \quad \vec{\beta} = \vec{\beta}_0 \cdot n_f \quad ; \text{donde } |\vec{\beta}_0| = \frac{2\pi}{\lambda} \text{ y } \lambda \text{ es la longitud de onda de la luz}$$

puede ser descompuesto en los sus componentes normal y longitudinal, β_z y β_x

$$(3.3) \quad \beta_x = \beta_0 \cdot n_f \cdot \cos \theta \quad \beta_z = \beta_0 \cdot n_f \cdot \sin \theta$$

El índice efectivo de un modo de propagación a lo largo de la dirección Z es, por lo tanto,

$$(3.4) \quad \beta_{ef} = \beta_0 \cdot n_f \cdot \sin \theta = \beta_0 \cdot N$$

con $N = n_f \cdot \sin \theta$. El rango del índice efectivo, N, que permite transmitir la guía está dado por $\max(n_s, n_c) < N_{ef} < n_f$.

Hemos mencionado que cuando las dimensiones de la guía son similares a la longitud de onda sólo un número finito de modos es capaz de transmitirse a lo largo de la guía. En esta aproximación por medio de rayos esto equivale decir que sólo algunos ángulos θ serán permitidos, y como se observa de la ecuación, cada modo se propagará con un cierto índice efectivo.

Para hallar los ángulos permitidos se debe considerar la restricción de confinamiento de la luz. En la Figura 3.1 la distancia h representa el espesor del medio por donde se permite propagar la onda. La condición física intuitiva es que en la dirección de confinamiento la onda acumule un cambio de fase de 2π en un recorrido de ida y vuelta. De otra manera las ondas experimentarán interferencia destructiva. Esto se traduce en la condición denominada de resonancia transversal:

$$(3.5) \quad k \cdot n_g \cdot h \cdot \cos \theta + \phi_{s(\Theta_m)} + \phi_{r(\Theta_m)} = m \cdot \pi$$

Donde $m=0,1,2,\dots$ es el orden del modo y ϕ_s y ϕ_r son los cambios de fase que sufre la onda al ser reflejada en las intercaras guía-sustrato y guía-recubrimiento respectivamente y que se obtienen de (3.6) y (3.7), según la luz tenga polarización transversal eléctrica (TE, con el campo eléctrico ortogonal al plano XY) o transversal magnética (TM, con el campo magnético ortogonal al plano XZ) respectivamente.

$$(3.6) \quad \text{tg} \phi_{r,s}^{TE} = -\frac{\sqrt{n_g^2 \cdot \sin^2 \theta - n_{r,s}^2}}{n_g \cdot \cos \theta} = -\frac{\sqrt{N^2 - n_{r,s}^2}}{n_g^2 - N^2} < 0$$

$$(3.7) \quad \text{tg} \phi_{r,s}^{TM} = -\frac{n_g^2}{n_{r,s}^2} \text{tg} \phi_{r,s}^{TE} < 0$$

El caso que acabamos de describir de guías de onda ópticas con un perfil tipo escalón es, en realidad, un caso particular de guías. La mayoría presenta un perfil con un gradiente en el índice de refracción.

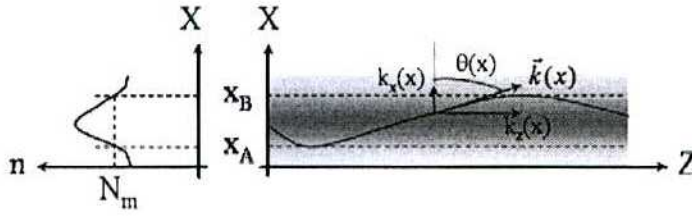


Figura 3.2: Perfil del índice de refracción de una guía plana con un perfil tipo gradiente.

El modelo de rayos será útil también en este caso siempre y cuando las variaciones de $n(x)$ sean pequeñas en distancias Δx del orden de una λ . Si esto se cumple, las ondas se pueden considerar como localmente planas.

Suponemos entonces un perfil del tipo representado en la Figura 3.2, y que la onda se comporta localmente como plana en cada posición (x, z) , con índice de refracción $n(x)$, y con un vector de onda $k(x)$ dependiente de dicha posición y determinado por el ángulo $\theta(x)$ con respecto al eje X .

Aunque en este caso la ausencia de intercaras bien definidas hace que no se dé la reflexión total que describíamos en el caso anterior, al curvarse la luz hacia las zonas de índice de refracción mayor, ésta sigue estando confinada en la dirección X . Se denominan puntos de retorno (x_A, x_B) a los valores de la profundidad a la que la luz cambia de sentido en la dirección X , es decir, los valores de x que hacen nula la componente x del vector de onda k .

Del confinamiento en la dirección X sabemos que existirá una condición modal análoga a (3.5) que limitará a un conjunto discreto los modos que pueden ser acoplados y propagados de manera constructiva dentro de la guía de onda óptica. Para hallarla hay que calcular el cambio de fase que se produce en un recorrido de ida y vuelta entre los dos puntos de retorno. Teniendo en cuenta que entre x y $x+dx$ el cambio de fase es $d\phi = k \cdot n(x) \cdot \cos\theta(x)$, integrando entre los puntos de retorno se obtiene:

$$(3.8) \quad 2[\phi]_{x_A}^{x_B} = 2.k \int_{x_A}^{x_B} n(x) \cos(x) dx = 2.k \int_{x_A}^{x_B} \sqrt{n(x)^2 - N^2} dx$$

Así mismo, se puede calcular también que los cambios de fase que sufre la onda en los puntos de retorno, tanto en el caso de polarización TE como TM valen $-\pi/2$. Teniendo en cuenta estos cambios de fase y el calculado en (3.8) la condición de guiado o interferencia constructiva se obtiene igualando la suma de todos ellos a 2π , resultando:

$$(3.9) \quad 2.k \int_{x_A}^{x_B} \sqrt{n_{(x)} - N^2} dx = (m + 1/2) \cdot \frac{\lambda}{2}$$

donde $m = 0, 1, 2, \dots$ señala de nuevo el orden del modo correspondiente. Igual que en el caso anterior, la ecuación (3.9) puede resolverse por métodos numéricos, obteniéndose los índices efectivos N_m correspondientes a cada modo guiado.

3.3 Guías de ondas acanaladas

A diferencia de las guías de ondas planas, donde se restringe la luz en una sola dimensión, las guías de ondas acanaladas restringen la luz en dos dimensiones. Este confinamiento puede ser logrado mediante distintas geometrías según las técnicas de fabricación empleadas.

Para modelar el perfil del índice de refracción se debe tener en cuenta la técnica de fabricación que se utilizó. Por ejemplo, en guías fabricadas por difusión es conveniente utilizar una función gaussiana para el perfil del índice de refracción. Si bien no se conoce en detalle dicho perfil, es un buen modelo teórico, ya que se estima que el índice de refracción cambia de manera proporcional a la cantidad de impurezas introducidas y esta función es apropiada para describir la distribución de impurezas luego de la difusión.

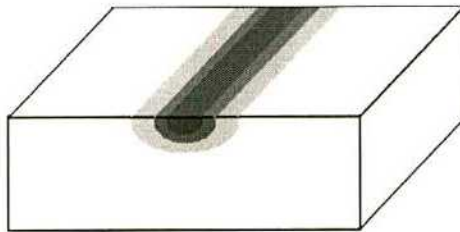


Figura 3.3: Índice de refracción tipo gradiente de una guía de onda acanalada fabricada por difusión.

Otra estructura frecuente en la fabricación de guía de ondas es la tipo RIB (Figura 3.4) que se modela fácilmente debido a su salto de índice escalón entre los distintos medios dieléctricos.

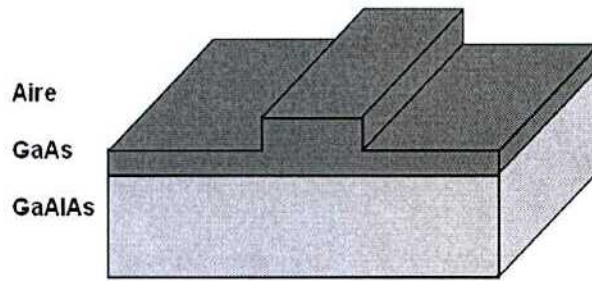


Figura 3.4: Guía de onda acanalada tipo RIB.

Originalmente se estudiaron las guías de onda fabricadas por implantación iónica, ya que éste era el método tradicional que se pensaba utilizar para elaborar las guías de ondas.

En las guías implantadas, la luz queda confinada mediante una disminución del índice de refracción producido por el haz en el lecho de la guía y en sus contornos (Figura 3.5).

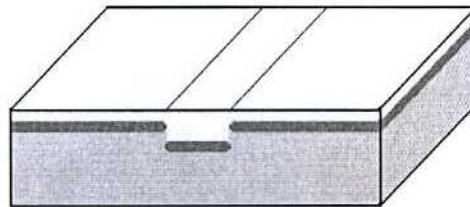


Figura 3.5: Guía de onda acanalada fabricada por implantación iónica.

En la sección 7.3 *Irradiación con haces de Oxígeno y fabricación de guías de ondas*, se describe en detalle este método (Figura 7.8).

Las guías de onda micromaquinadas que finalmente fueron desarrolladas durante este trabajo tienen un perfil de índice como se muestra en la Figura 3.6. Las paredes laterales están micromaquinadas, en consecuencia, tienen el índice del aire. La región central, entre las paredes laterales, presenta un alza del índice debido a una implantación iónica posterior.

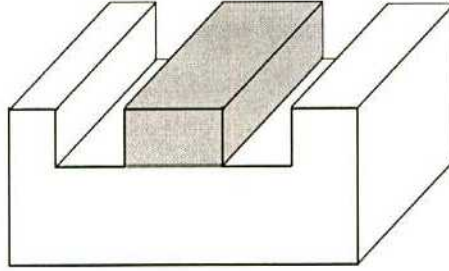


Figura 3.6: Guías de ondas acanaladas micromaquinadas.

Para el estudio de estas guías de ondas, donde el índice de refracción es variable en dos dimensiones es necesario recurrir a métodos numéricos que se describen en la siguiente sección.

3.4 Simulaciones electromagnéticas

En esta sección se estudiarán las características ópticas de las guías de ondas mediante las simulaciones electromagnéticas computacionales.

Se explicarán los métodos empleados y se los aplicará a la caracterización de propagación y análisis de las guías de ondas fabricadas.

El estudio analítico de las guías en la sección anterior contiene serias limitaciones en el tratamiento de guías bidimensionales. No es posible obtener información relevante de las guías de ondas más que para una reducida clase de estructuras dieléctricas simples. Para ampliar el campo de estudio se trabaja con las simulaciones electromagnéticas computacionales.

Históricamente, el estudio computacional fue elaborándose a medida que la velocidad de cómputo aumentaba con el ingreso de procesadores más veloces. Tan sólo hace unos años el método de diferencias finitas resultaba poco práctico por el tiempo de cálculo requerido, mientras que hoy en día se presenta como uno de los más potentes y precisos.

Los dos grandes enfoques computacionales al estudio de las estructuras dieléctricas están dados en el dominio del tiempo (donde los campos y variables físicas evolucionan con el tiempo) y en el dominio de frecuencias (donde se analizan las variables respecto de la frecuencia). Cada campo será apropiado para obtener un tipo de información y los dos enfoques serán complementarios entre sí para el estudio de las guías de ondas.

Por ejemplo, para encontrar el número de modos de una guía de ondas en una estructura dieléctrica dada y los índices de refracción efectivos será conveniente emplear un método que trabaje en el dominio de frecuencias. En cambio, para todo lo que se refiera a propagación de campos en la estructura dieléctrica será preferible emplear un método en el dominio de tiempo.

En lo restante de este capítulo se analizarán los dos enfoques mencionados. Se dará una aplicación al estudio de las guías planas y acanaladas para hallar el índice efectivo, la distribución de los campos eléctricos y magnéticos.

Por último, estos enfoques se aplicarán al estudio de las pérdidas en las guías de ondas curvas fabricadas mediante implantación iónica.

3.4.1 Simulaciones electromagnéticas en el dominio de frecuencias

En el dominio de frecuencias se utilizará el paquete de software MIT Photonic Bands (MPB) [17]. Su principal aplicación se encuentra en el estudio de los cristales fotónicos:

Los cristales fotónicos están compuestos de nanoestructuras dieléctricas o metal-dieléctricas periódicas que afectan a la propagación de las ondas electromagnéticas (EM) del mismo modo que el potencial periódico en un semiconductor afecta el movimiento de los electrones, definiendo bandas de energía permitidas y prohibidas. Básicamente, los cristales fotónicos contienen regiones internas con constantes dieléctricas altas y bajas que se repiten de forma regular.

Las ondas de luz que tienen permitido propagarse se conocen como modos, los grupos de modos forman las bandas. Las bandas de longitudes de ondas no permitidas se llaman bandas prohibidas. Esto da lugar a diferentes fenómenos ópticos como la inhibición de emisión espontánea, espejos de alta-reflexión omni-direccionales y guías de onda con pérdidas bajas, entre otros. Debido a que el fenómeno físico está basado en la difracción, la periodicidad de la estructura del cristal fotónico ha de estar en el mismo orden de longitud de la mitad de la longitud de onda de las ondas electromagnéticas, es decir, las regiones de constantes dieléctricas altas y bajas que se repiten han de tener las siguientes dimensiones; desde aproximadamente 200 nm (azul) hasta 350 nm (rojo) para cristales fotónicos operando en la parte visible del espectro.

El algoritmo del programa MPB calcula el valor de la frecuencia "w" en función del vector de onda "k". Sin embargo, invirtiendo el algoritmo, es posible encontrar la solución inversa al problema y hallar el vector de onda en función de la frecuencia.

Para nuestro trabajo servirá esta última aplicación.

Se describe la estructura dieléctrica que representa el perfil del índice de refracción de la guía de ondas mediante una función matemática y se da la frecuencia de la onda. Se debe tener en cuenta que el programa considera esta estructura periódica. El extremo superior de la celda se halla en contacto con el inferior y el extremo derecho con el izquierdo. Si uno coloca un bloque dieléctrico que supera uno de los márgenes de la celda este continúa en el extremo opuesto. El programa calcula los k permitidos dada una dirección de propagación. A su vez, para cada modo permitido, permite obtener la intensidad del campo eléctrico distribuida en la estructura dieléctrica.

3.4.2 Guías de ondas planas

El número de modos y el índice de refracción efectivo en guías de ondas planas pueden ser obtenidos a partir del software MPB.

Para describir como se emplea el programa con algunas de sus características se muestra como ejemplo una simple guía plana tipo escalón, caracterizada por una región central de mayor índice de refracción (Figura 3.1).

En un archivo de texto se escriben los comandos que interpreta el programa, el nombre del archivo debe terminar con extensión ".ctl" abreviatura de "control".

La región central se describe mediante el índice n_g que en este caso toma el valor 1,7 y los índices de las regiones inferior y superior (n_f y n_s) valen 1.

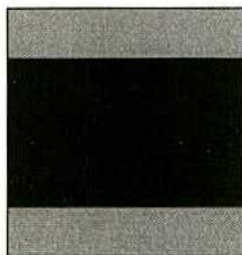


Figura 3.7: Estructura dieléctrica introducida al programa para simular una guía plana.

En primer lugar se describe el tamaño de la celda computacional mediante números sin unidades. En este caso, la celda es de 5 x 5.

El programa no trabaja con unidades espaciales, la relación dimensional se establece directamente entre la celda y la longitud de onda.

El paso siguiente es establecer el índice de refracción dentro de la celda computacional.

La manera más fácil y directa de realizarlo es introducir figuras pre-establecidas a las cuales se les asigna el índice, la dimensión y la ubicación de las mismas.

Para este ejemplo se ingresó un bloque rectangular de índice $n = 1,7$ ubicado en el centro de la celda de 3 unidades de espesor en el eje vertical e infinito en horizontal.

También se debe precisar la resolución, este parámetro indica el número de divisiones por unidad. Si en un lado hay 5 unidades y la resolución es 10, entonces la celda queda descrita por $5 \times 10 = 50$ puntos por lado. El valor aconsejable para este parámetro es que una longitud de onda en el medio dieléctrico contenga al menos 8 puntos.

Otro parámetro de interés que se le debe indicar es el grado de precisión requerido. El algoritmo calcula la diferencia del valor del índice efectivo en cada ciclo. A mayor precisión, más tiempo de cálculo.

Cuando finaliza el algoritmo el programa informa de las soluciones con los índices efectivos obtenidos, los campos eléctricos y el tipo de polarización (TM o TE) asociados a cada modo.

Se muestra del ejemplo presentado la distribución de la potencia para los 3 primeros modos con polarización TE y los índices de refracción efectivos asociados (Figura 3.8, Figura 3.9, Figura 3.10).

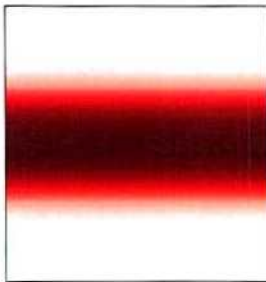


Figura 3.8: Modo 1. TE. $n_{eff} = 1,697$.

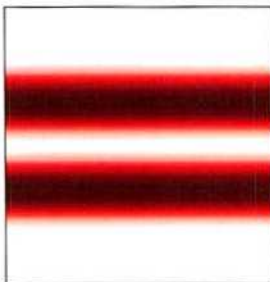


Figura 3.9: Modo 2. TE. $n_{eff} = 1,688$.

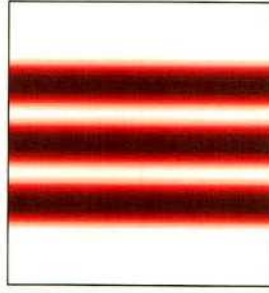


Figura 3.10: Modo 3. TE. $n_{\text{eff}} = 1,673$.

La zona más oscura representa mayor intensidad de potencia. Se observa que número de modos es igual al número de franjas oscuras y que el índice efectivo disminuye a medida que aumenta el modo.

Otro ejemplo que ilustra la aplicación de este programa es una guía plana con tres regiones diferentes.

El índice de refracción varía en una sola dirección (Figura 3.11).

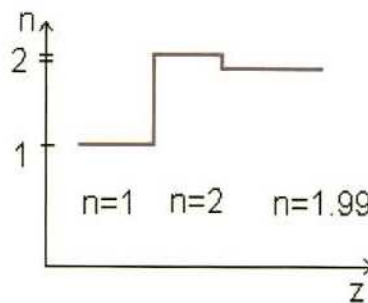


Figura 3.11: Perfil del índice de refracción de una guía plana tipo escalón.

Este cambio de índice tipo escalón podría modelar a primer orden una guía plana fabricada por implantación iónica donde el paso de los iones por el medio virgen eleva levemente el índice de refracción.

En los primeros comandos se describe el tamaño de la celda computacional y se ingresa el índice de refracción en las 3 regiones mediante bloques rectangulares.

El tamaño de la celda es de 16×16 .

Se ingresó un bloque de 4 unidades de espesor en el centro de la celda con índice 2 y otro bloque para la región inferior de índice 1,99.

La región en la parte superior de la celda, representa el aire y tiene $n = 1$.

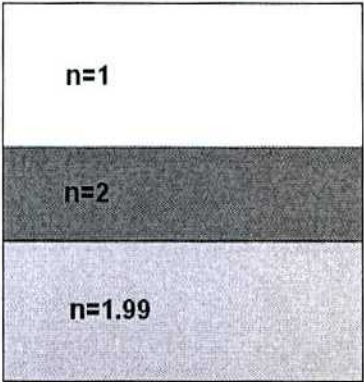


Figura 3.12: Nuevos valores ingresados del índice de refracción en la celda computacional para simular la guía de onda plana.

A diferencia del ejemplo anterior la región central posee un índice levemente superior a la región que representa el sustrato.

Los modos guiados de los no guiados se distinguen mediante una observación de la distribución del campo eléctrico o por el índice efectivo asociado al modo. Si este es menor que el del sustrato, significa que no es guiado dentro de la región de interés. Se descartan aquellos modos con índice efectivo inferior al sustrato y así se puede establecer el número de modos permitidos.

En el caso de guías de ondas planas con perfil tipo gradiente, dicho perfil se modela por medio de una función.

El programa lee un lenguaje llamado "skeme", en el que para realizar una operación matemática, primero se indica la operación y luego los valores numéricos. Por ejemplo $(a \% b)$ se escribe $(\% a \ b)$.

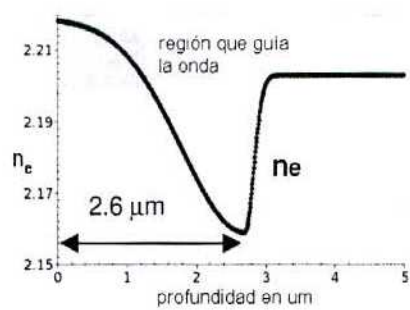


Figura 3.13: Perfil del índice de refracción tipo gradiente.

Una vez que se introdujo el índice de refracción el procedimiento continúa de manera similar al anterior. Se obtienen los índices de refracción efectivos asociados a las distribuciones de intensidad y campo eléctrico. Se descartan aquellos modos que no corresponden a modos guiados por la región de interés y así se obtiene el número de modos.

En el caso de cristales isotrópicos, los valores que se obtengan del índice efectivo para los modos TE y TM serán muy similares para el mismo orden de modo.

Sin embargo, cuando es anisotrópico como el cristal de niobato de litio, el cambio de polarización, cambia el perfil del índice de refracción significativamente ($n_o - n_e = 0.085 \pm 0.001$).

3.4.3 Guías de ondas acanaladas

Las guías de ondas fabricadas en este trabajo y que se desean modelar tienen las paredes micromaquinadas. La guía encuentra en sus contornos superior y a ambos lados laterales el índice del aire, es decir, $n = 1$. Luego del micromaquinado en una implantación posterior, el índice de refracción extraordinario aumenta con el paso de los iones en una región cercana a la superficie y disminuye al aproximarse al final del recorrido de los mismos por el tipo de daño que produce, al principio, daño electrónico, al final daño nuclear.

En la Figura 3.14 se muestra un corte transversal de la guía modelada que permite visualizar el índice de refracción relacionado con la tonalidad de la imagen. Con blanco se representó el índice de refracción del aire. Para la región más clara que representa el sustrato virgen se tomó $n = 2,1491$. Para la parte más oscura donde debe ser guiada la luz se estimó un índice de 2,16 que incorpora el aumento promedio del paso de los iones por el cristal. La dimensiones de la guía simulada fueron de 6×6 micrones, de similares dimensiones a las estructuras micromaquinadas en este trabajo (Figura 5.13).

Se calculó los modos para una longitud de onda de 1550nm.

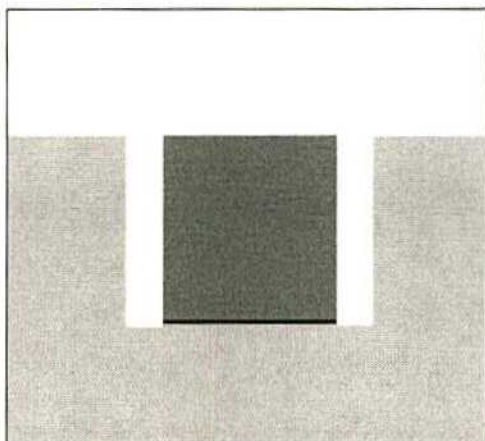


Figura 3.14: Índice de refracción para una guía micromaquinada.

En la Figura 3.15 se muestra la distribución de la intensidad luminosa para la solución del primer modo Transverso Eléctrico. El índice de refracción efectivo calculado fue $n_{\text{eff}} = 2,1553$.

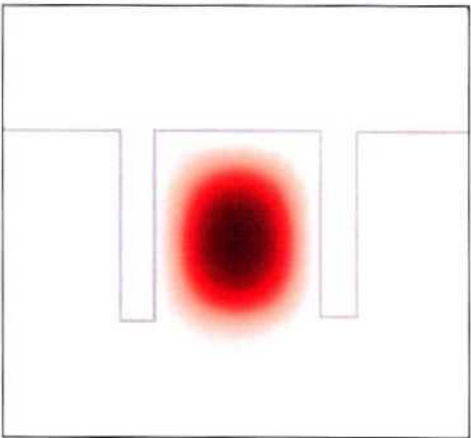


Figura 3.15: Distribución de la potencia óptica para el primer modo TE. $n_{\text{eff}} = 2,1553$.

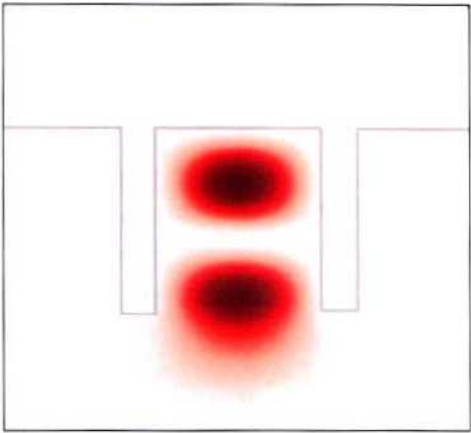


Figura 3.16: Distribución de la potencia óptica para el segundo modo TE. $n_{\text{eff}} = 2,1481$.

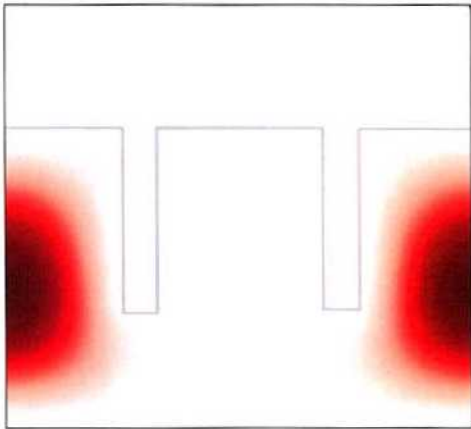


Figura 3.17: Distribución de la potencia óptica para el tercer modo TE. $n_{\text{eff}} = 2,1463$.

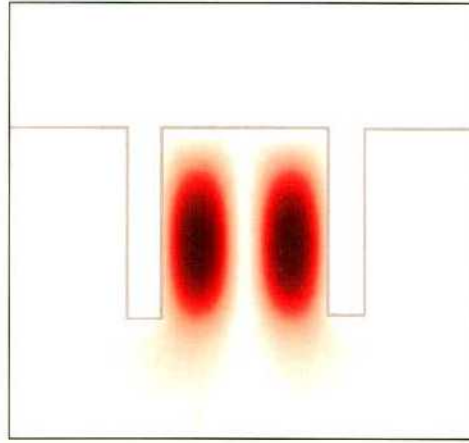


Figura 3.18: Distribución de la potencia óptica para el cuarto modo TE. $n_{\text{eff}} = 2,1448$.

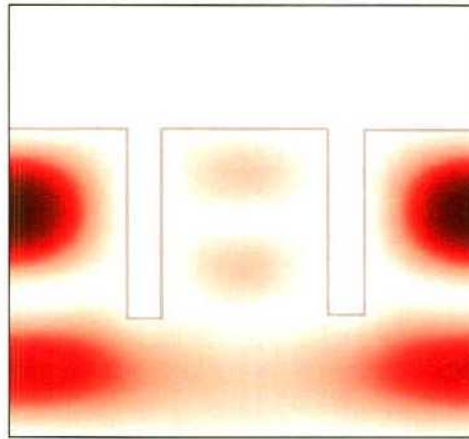


Figura 3.19: Distribución de la potencia óptica para el quinto modo TE. $n_{\text{eff}} = 2,1427$.

Del segundo modo hasta el quinto modo se observa que sus respectivos índices de refracción efectivos son inferiores al índice del sustrato (2,1491). Estos modos que se obtienen del algoritmo se aplican a la celda computacional finita, no a la guía. Del análisis de los resultados se deduce que para una guía con un sustrato de dimensiones mucho mayor a las dimensiones de la guía estos nunca serían modos confinados. Para nuestro caso simplemente se los descarta y por permitir un solo modo aceptable se infiere que esta es una guía monomodo.

La lista de comandos para ejecutar esta simulación se adjunta en el Apéndice.

3.4.4 Simulaciones electromagnéticas en el dominio del Tiempo

La simulación electromagnética en el dominio del Tiempo simplemente toma las ecuaciones de Maxwell y las hace evolucionar con el paso del tiempo dentro de una región computacional finita.

Para estudiar la evolución de los campos electromagnéticos se utilizó el software MEEP de distribución libre bajo licencia GNU GPL.

El software MEEP (MIT Electromagnetic Equation Propagation) [18] está basado en el método de diferencias finitas en el dominio del Tiempo (FDTD) desarrollado en el MIT (Massachusetts Institute of Technology) para modelar sistemas electromagnéticos.

Este programa se utilizó para calcular una amplia variedad de cantidades electromagnéticas útiles: propagación de las ondas en guías de ondas rectas y curvas, pérdidas de potencia en guías de ondas curvas, pérdidas en bifurcación de guías, etc.

El paquete Meep simula las ecuaciones de Maxwell que describen las interacciones de los campos eléctricos $\vec{E}$ y magnéticos $\vec{H}$ entre sí, con la materia y las fuentes. En particular, las ecuaciones para la evolución de los campos son:

$$\begin{aligned}\frac{d\vec{B}}{dt} &= -\nabla \times \vec{E} - \vec{J}_B & \vec{B} &= \mu \cdot \vec{H} \\ \frac{d\vec{D}}{dt} &= -\nabla \times \vec{H} - \vec{J} & \vec{D} &= \epsilon \cdot \vec{E}\end{aligned}$$

Donde $\vec{D}$ es el vector desplazamiento eléctrico, ϵ es la constante dieléctrica, $\vec{J}$ es la densidad de corriente, $\vec{J}_B$ es la densidad de corriente magnética. (La definición de "corriente magnética" es conveniente en algunas situaciones.) $\vec{B}$ es la densidad de flujo magnético (a menudo llamado el campo magnético). En Meep la permeabilidad magnética μ es siempre 1 de modo que no necesitamos distinguir entre $\vec{B}$ y $\vec{H}$. Las ecuaciones con divergencia toman la forma implícita:

$$\nabla \cdot \vec{B} = - \int \nabla \cdot \vec{J}_{B(r)} dt' \quad \nabla \cdot \vec{D} = - \int \nabla \cdot \vec{J}_{(r)} dt' \equiv \rho$$

El programa Meep sólo maneja situaciones sin carga neta ($\int \rho \cdot dV = 0$), aunque la densidad de carga en cualquier punto puede ser distinto de cero.

Generalmente ϵ depende no solamente de la posición, sino también de la frecuencia debida a la dispersión de material y por el propio campo $\vec{E}$ si es no lineal. Estos efectos son tenidos en cuenta por el programa.

Al igual que el programa MPB, el programa MEEP no posee unidades. La relación queda determinada entre la longitud de onda en el vacío de la onda y la longitud del material dieléctrico. Por ejemplo, si la unidad representa un micrón para el problema en cuestión, se debe tener la precaución de especificar la longitud de onda con esa

dimensión 1,55 representará $1,55\mu\text{m}$ y 20 unidades para la dimensión del dieléctrico representarán $20\mu\text{m}$.

Para la condición de contorno se empleará el material PML (perfectly matched layers) que simula absorber la onda incidente y reducir al mínimo la reflexión.

Si bien el programa permite la resolución de problemas tridimensionales, el tiempo requerido para hacer evolucionar los campos electromagnéticos aumenta de manera considerable, haciendo este camino poco práctico. Una manera más eficiente sin apreciable pérdida de precisión es considerar la evolución de los campos en dos dimensiones y para los problemas de guías de ondas acanaladas con estructuras dieléctricas tridimensionales aplicar el método del índice efectivo, que se explicará mas adelante, y que permite reducir en una dimensión el tratamiento del problema, reduciendo fuertemente el tiempo computacional.

A continuación se muestra el potencial de este programa que permite investigar una gran cantidad de problemas vinculados a la fabricación y diseño de guías de ondas.

La Figura 3.20 simula una estructura dieléctrica de una guía de ondas recta y una guía curva que a una distancia muy cercana una respecto a la otra permite el acoplamiento óptico debido al efecto de la onda evanescente.

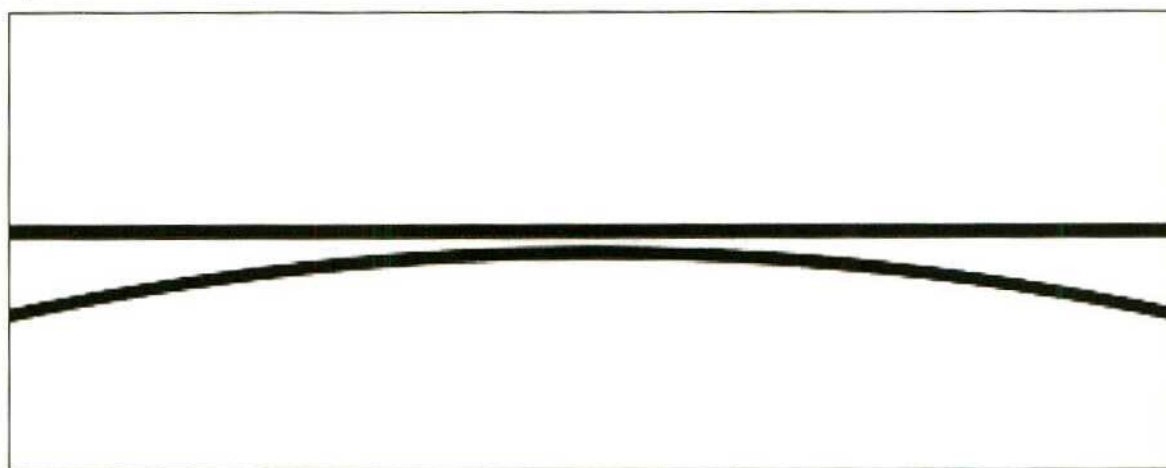


Figura 3.20: Estructura dieléctrica de una guía recta y una guía curva.

La evolución de los campos permite verificar si existe acoplamiento óptico (Figura 3.21).

Esta estructura podría representar una sección de un anillo resonante con la guía curvada inferior y a corta distancia de una guía recta que permite el acoplamiento. Variando los parámetros de la distancia entre las guías, los índices de refracción y haciendo evolucionar los campos se pueden encontrar las condiciones requeridas.

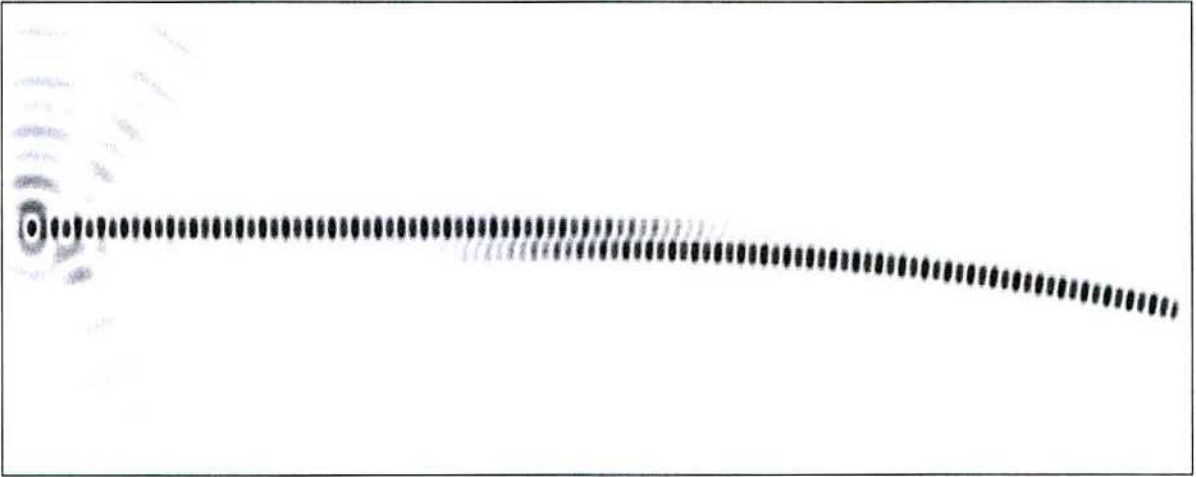


Figura 3.21: Campo eléctrico en el acoplamiento óptico entre dos guías de ondas muy cercanas.

Las bifurcación en Y es una estructura empleada frecuentemente en el diseño de circuitos ópticos (Figura 3.22). El estudio de la evolución de los campos en una guía que se bifurca puede ser de interés.

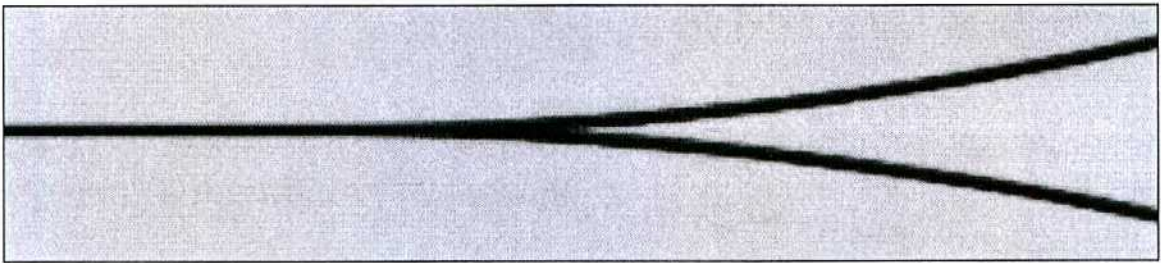


Figura 3.22: Estructura dieléctrica de una bifurcación en Y

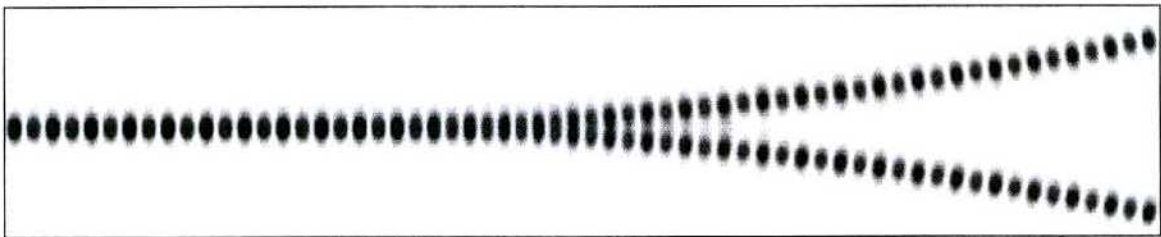


Figura 3.23: Evolución del campo eléctrico en una estructura dieléctrica de bifurcación en Y.

3.4.5 Estudio de las pérdidas en guías de ondas curvas

En esta sección se estudia las guías de ondas curvas fabricadas por implantación iónica.

Este método, era originalmente el que se pensaba emplear en la fabricación de las guías acanaladas y debido a que no existían modelos numéricos aplicados al estudio de guías de ondas en NL fabricadas por esta técnica, se incursionó en el estudio de las

guías de ondas curvas, que son componentes esenciales de la óptica integrada para unir dispositivos ópticos.

El análisis teórico de las pérdidas en guías de ondas curvas es de gran importancia para diseñar circuitos ópticos. Si el radio de curvatura es muy pronunciado existirá una pérdida por radiación que podrá ser considerable. Cuantificar estos datos exigió la aplicación de varias técnicas numéricas.

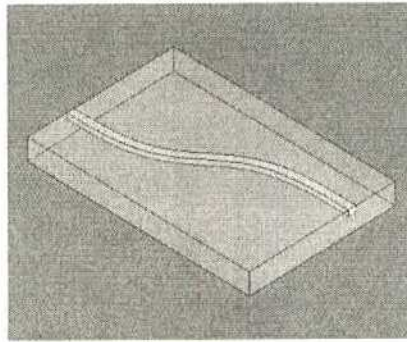


Figura 3.24: Guía de onda curva.

En la literatura se encuentra un método usado frecuentemente para reducir fuertemente la región computacional. Es el método del índice efectivo (Effective Index Method - EIM)*

Una guía de ondas bidimensional, confina la luz en dos dimensiones y el perfil del índice de refracción se puede describir en un plano (Figura 3.32). El método consiste en transformar el perfil de dos dimensiones en un perfil de una dimensión. De esta manera una guía de ondas con estructura tridimensional (dos dimensiones de confinamiento de la luz y otra en la que se propaga) se reduce a un tratamiento bidimensional (una dimensión de confinamiento de la luz y otra en la que se propaga). Como en el caso del estudio de las guías de ondas planas, la luz es confinada en una dirección, se propaga en la otra, y hace como si fuera homogénea en la tercera dirección.

Como se vio en el capítulo anterior, el niobato de litio es un cristal anisotrópico, existen dos direcciones, "X" e "Y", cuyos índices son iguales y una dirección cuyo índice es diferente, "Z". Los índices "X" e "Y" se denominan ordinarios y el índice "Z" extraordinario.

El método de fabricación por implantación iónica modifica los índices ordinarios y el extraordinario de tal manera que permite el confinamiento de la luz en la región central por donde viaja la luz.

Cuando la implantación atraviesa el cristal, hacia el final de la región, donde se depositan los iones, provoca daño nuclear y el índice de refracción disminuye. Sin

embargo, antes de alcanzar la máxima penetración en el cristal, provoca daño electrónico, el cual hace aumentar el índice extraordinario y disminuir el ordinario (Figura 3.25).

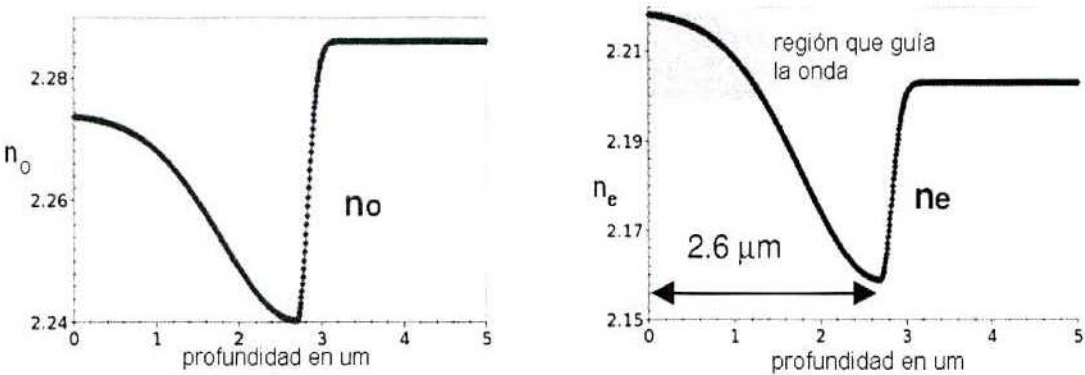


Figura 3.25: Perfiles de los índices ordinario y extraordinario de guía fabricada por implantación iónica. Alta energía: 3,9MeV. Bajas dosis: $4 \cdot 10^{14}$ iones/cm². Ion: C⁺.

Los perfiles de índices de refracción fueron reconstruidos a partir de resultados experimentales para guías de ondas planas fabricadas por implantación iónica con parámetros específicos de irradiación. Alta energía: 3,9MeV. Bajas dosis: $4 \cdot 10^{14}$ iones/cm². Ion: C⁺

De los perfiles de los índices de refracción se deduce que las guías de onda fabricadas por implantación iónica permiten transmitir luz polarizada en la dirección del índice extraordinario, es decir, el eje "Z" sin pérdidas. Esta polarización se denomina Ez. En cambio, si la luz está polarizada en otra dirección, eje "X" o eje "Y" perpendicular a la dirección de propagación, se observa que el índice de refracción cercano a la superficie es menor que en el material virgen debido a una disminución en el índice ordinario y si bien, el índice disminuye aún más hacia el final del recorrido de los iones, mediante el efecto túnel existirán pérdidas en la intensidad de la luz.

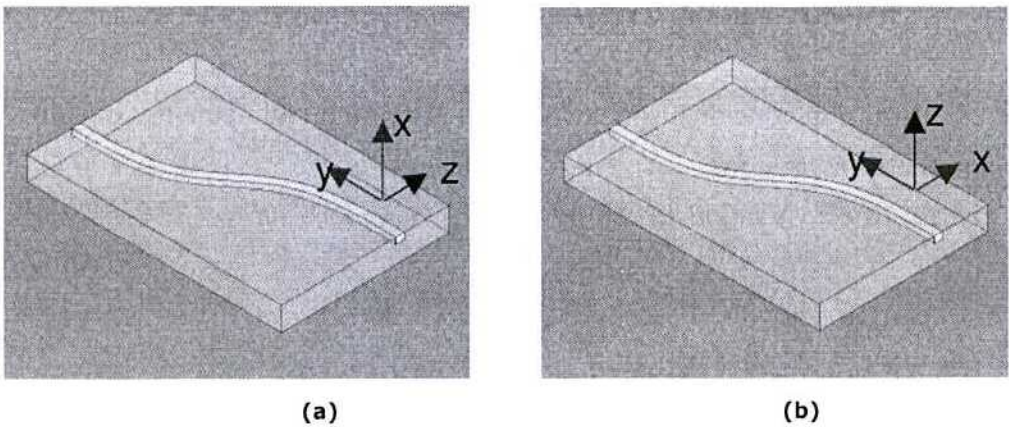


Figura 3.26: Posibles configuraciones de guías de ondas curvas en cristales de Niobato de Litio x-cut y z-cut.

Otro detalle a tener en cuenta en la geometría de las guías curvas, como se observa en la Figura 3.26, es que una onda que ingresa a la guía con polarización E_z , experimentará cambios de polarización si el cristal es corte "X" y se deberá considerar la anisotropía, pero no así en el corte "Z" donde el modo de polarización permanecerá invariable. Por este motivo, se comenzó con el estudio de guías de ondas curvas en cristales de Niobato de Litio con corte "Z" dada la mayor facilidad en el tratamiento numérico.

A continuación se aplica el método del índice efectivo a un perfil de guía de ondas fabricada por implantación iónica con polarización en el eje Z. La estructura dieléctrica en dos dimensiones se describe por una función matemática apropiada. Se distinguen tres regiones, dos laterales similares y una región central. Esta diferencia se logra debido a que en los laterales de la guía se deposita una capa metálica que frena los iones antes de alcanzar el cristal. La función matemática que describe el daño en la zona central se desplaza en las zonas laterales debido a que los iones se depositan más cerca de la superficie por tener menor energía. En la Figura 3.27, se observa el perfil de la guía fabricada por este método, a la izquierda se señala la cara sobre la que se toma el perfil, sobre la derecha se describe el índice con tonalidades de grises, el color más oscuro representa un índice mayor. Se puede observar una región central más oscura, es decir, de mayor índice, por donde permite el guiado de la luz.



Figura 3.27: Perfil guía de onda acanalada por el método de fabricación iónica.

Esta estructura bidimensional por el método del índice efectivo se convierte en unidimensional. Las regiones laterales se asocian a un índice, índice lateral (n_l), y la región central se asocia al índice central (n_c).

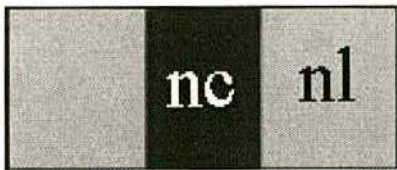


Figura 3.28: Perfil de guía de ondas acanalado reducido a una dimensión.

Para hallar estos dos índices n_c y n_l , se procede de la siguiente manera. Se toma el perfil perpendicular de la guía en la zona central y en la zona lateral. En la Figura 3.29

sobre la derecha se muestran los perfiles del índice de refracción de cortes verticales a la guía de ondas en la región central y en la región lateral, los cuales se indican a la izquierda de la misma figura.

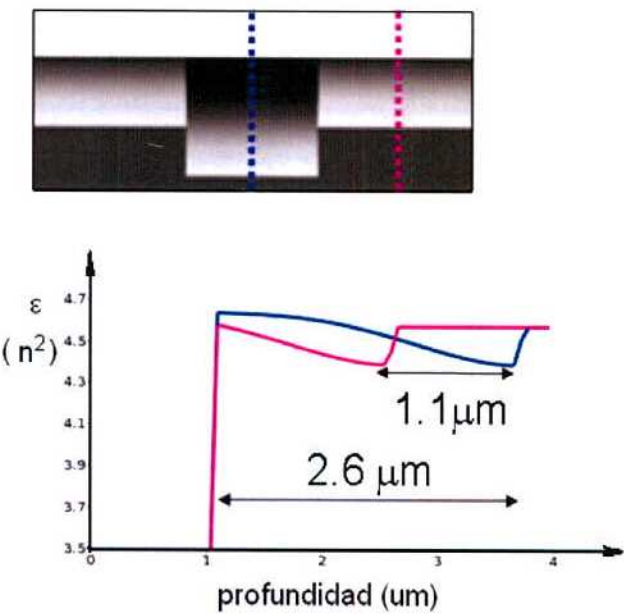


Figura 3.29: Perfil del índice de refracción en la región central (línea azul) y en la región lateral (línea lila).

Con el perfil del índice de refracción lateral se considera una guía plana y se utiliza el programa MPB para obtener el índice de refracción efectivo de propagación para esa guía (Figura 3.30). Sobre la izquierda de la figura se encuentra el perfil del índice y sobre la derecha el campo eléctrico distribuido sobre la estructura dieléctrica asociado al índice efectivo.

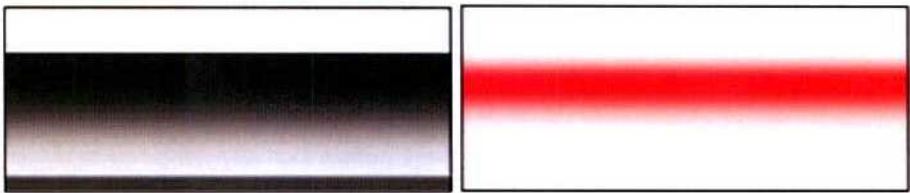


Figura 3.30: Perfil del la guía perpendicular en la zona central transformada en guía plana.

Luego se procede de la misma manera para la región central (Figura 3.31)

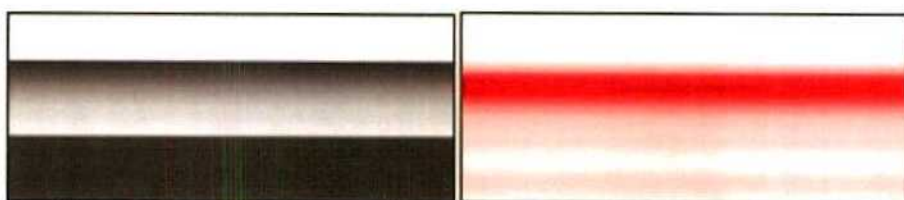


Figura 3.31: Perfil de la guía en la zona lateral trasformada en guía plana.

Con estos dos índices efectivos se obtiene un perfil unidimensional de la estructura original (Figura 3.28). La estructura dieléctrica tridimensional (Figura 3.32-a) se ha reducido a una estructura bidimensional (Figura 3.32-b).

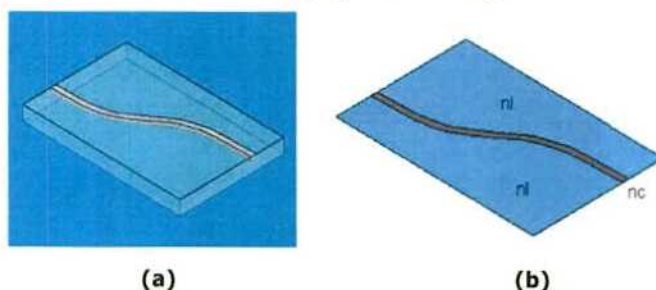


Figura 3.32: Estructura bidimensional reducida por el método del índice efectivo.

Ahora se deben hacer evolucionar los campos eléctricos. Para esto se emplea el programa MEEP. La región computacional viene a ser la cara superior obtenida a partir del método del índice efectivo (Figura 3.32-b).

3.4.6 Técnica de la transformación conforme

La región computacional en dos dimensiones es proporcional a cada uno de los lados. La técnica de la transformación conforme trata de disminuir uno de los lados de la región computacional de dos dimensiones. Mediante esta técnica la guía de ondas curva se convierte en una guía recta con el índice de refracción transformado. Se observa en la Figura 3.33 un esquema de la Transformación Conforme aplicada a la guía de ondas curva. La línea punteada representa el límite entre la guía de ondas recta y la curva, luego de la misma se aplica dicha transformación. Se observa que una vez realizada es posible reducir la dimensión "Y", mientras que la otra dimensión permanece similar.

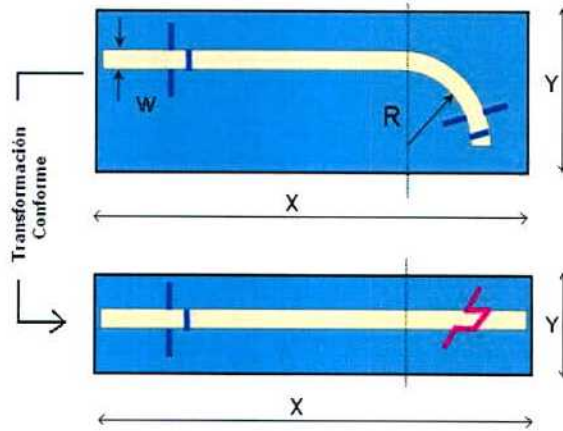


Figura 3.33: Técnica de la transformación conforme. Se pasa de una guía curva a una guía recta con perfil del índice de refracción transformado.

El perfil del índice de refracción se observa en línea azul antes de realizar la transformación y en línea lila posterior a realizarla (Figura 3.34).

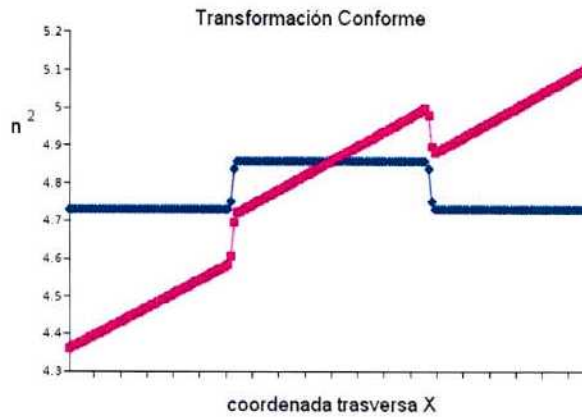


Figura 3.34: Perfil del índice de refracción en línea azul, antes de realizar la transformación, en línea lila, luego de la transformación.

3.4.7 Ejemplos y resultados

Con el objetivo de establecer las pérdidas en guías de ondas curvas fabricadas por implantación iónica se emplearon todos los métodos y técnicas descritas anteriormente.

Las características de la guía examinada corresponden a los parámetros de fabricación que empleaban en el laboratorio del Istituto per la Microelectronica e Microsistemi (IMM), del CNR de Bologna, Italia:

Implantación iónica con Carbono.

Energía iónica de 3,9MeV

Fluencia: 4×10^{14} iones/cm²

Ancho de la guía: 3 μ m

Espesor de la máscara de oro: 1,1 μ m

Longitud de onda: 1550nm

Se asumió para el perfil del índice de refracción extraordinario una reconstrucción teórica con el aporte de técnicas experimentales de una guía de ondas plana (Figura 3.35). En línea azul se indica el perfil del índice de refracción en la región central. En línea lila se indica el índice en la zona lateral. En esta zona los iones penetran a menor distancia de la superficie por atravesar previamente una capa metálica que disminuye su energía antes de alcanzar la superficie del cristal. El perfil del índice en la zona lateral se obtuvo realizando un corrimiento del perfil en la zona central una distancia similar a la diferencia de penetración de los iones en las dos zonas.

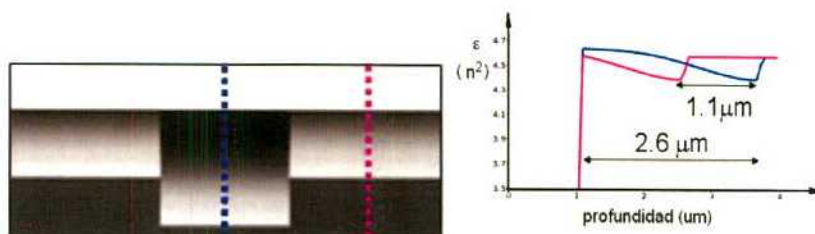


Figura 3.35: a-Vista frontal de la guía de ondas con distintas tonalidades de color para el índice de refracción. c-Perfil del $\epsilon (n^2)$ para la zona central con el corrimiento.

A partir de los perfiles del índice de refracción para la zona central y la zona lateral se obtuvieron los índices de refracción efectivos para ambas zonas mediante la aplicación del método del índice efectivo Figura 3.36.



Figura 3.36: Índice de refracción en la zona central ($n_c=2,11699$) y en la zona lateral ($n_l=2,102$).

El índice de refracción efectivo del modo principal se encontró aplicando el algoritmo MPB la estructura dieléctrica de la Figura 3.35.

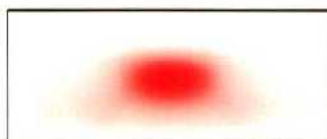


Figura 3.37: Distribución del campo eléctrico para el modo fundamental de la estructura de la Figura 3.35-a obtenido mediante el paquete MPB.

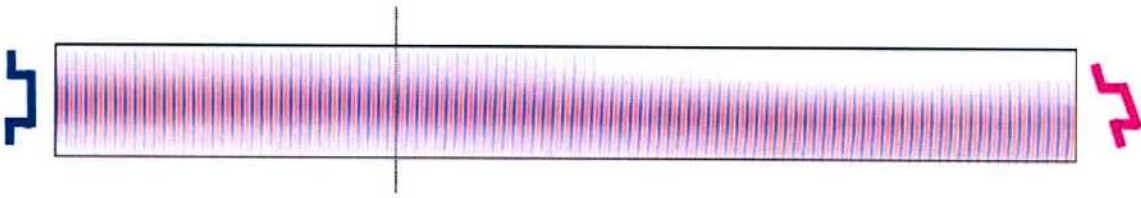


Figura 3.38: Evolución del campo electromagnético obtenido con el paquete MEEP. La línea vertical representa el cambio de guía recta a guía curva con la aplicación de la transformación conforme.

Las pérdidas en las guías curvas se clasifican en dos tipos. La primera se relaciona con las pérdidas al ingreso de la guía de ondas curva. Esto se debe a que se realiza un cambio brusco en el modo guiado. Luego del acomodamiento a la guía curva las pérdidas son intrínsecas a la misma y la radiación es permanente. Estos dos fenómenos se explican de la siguiente manera. La distribución del campo eléctrico en el modo fundamental en la guía recta (línea azul), permanece centrado, en cambio en la guía curva el modo que se propaga se inclina hacia la región de mayor índice. La diferente distribución en ambas zonas determina la pérdida al ingreso de la misma (transition loss), a menor solapamiento entre ambas distribuciones mayores pérdidas al ingreso. Una vez que se propaga en la guía curva, la transformación conforme eleva el índice fuera de la guía y dado el perfil del índice transformado se produce el efecto túnel donde las ondas electromagnéticas pasan a través de la barrera de menor índice de refracción hacia la región exterior de la guía de ondas.



Figura 3.39. Pérdidas para un radio de 100 μm para una guía de ondas curva. El escalón inicial es debido a las pérdidas por el ingreso a la guía curva. La pendiente posterior es debido a las pérdidas intrínsecas a la curva.

Para obtener las pérdidas a partir del ingreso en la guía de ondas curva, se realizó la propagación de las ondas con el programa MEEP (Figura 3.38). El programa calcula la potencia de la onda en la dirección de propagación para una superficie perpendicular a la misma con períodos equidistantes. La pérdida de potencia se volcó en un gráfico logarítmico (Figura 3.39).

Este mismo procedimiento se utilizó para distintos radios: 100 μm , 200 μm , 400 μm , 800 μm , 1000 μm .

Las pérdidas al ingreso de la curva (transition loss) tienen un valor neto independiente de la longitud de la curva. Se representa entre las cotas de la Figura 3.39. En la Figura 3.40 se observa como disminuye para radios mayores.

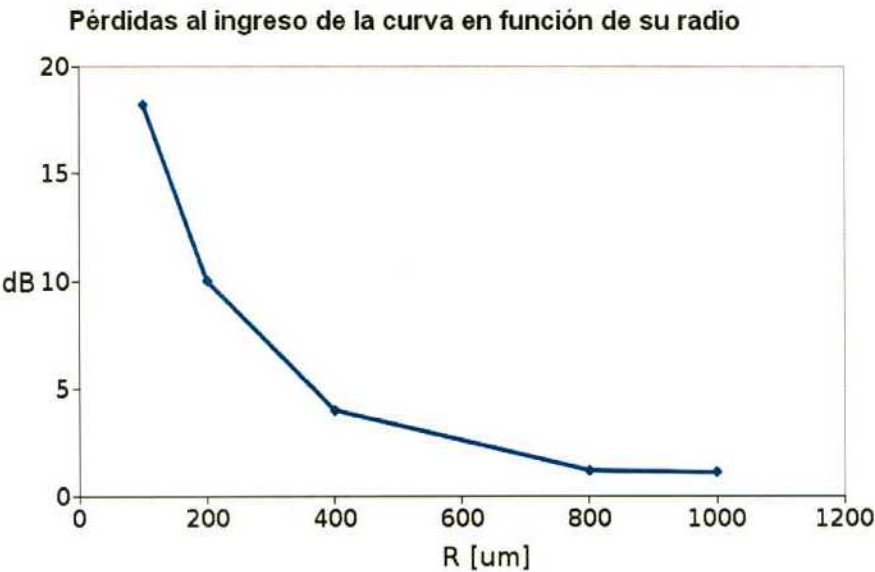


Figura 3.40: Pérdidas al ingreso de la guía curva.

Estas pérdidas pueden reducirse si se diseña el ingreso de la guía curva con un leve corrimiento sobre la guía recta de manera de aumentar el solapamiento entre los modos de la guía recta y la guía curva.

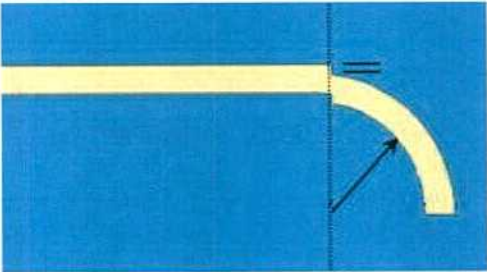


Figura 3.41: Diseño óptimo para reducir las guías de pérdidas al ingreso de la guía curva.

Las pérdidas puras dependen de la distancia de la guía de ondas curva, en el gráfico de la Figura 3.39 se muestra como pendiente y por esta razón se miden en $\text{db}/100\mu\text{m}$.

Pérdidas puras por curvatura en función del radio de la curva

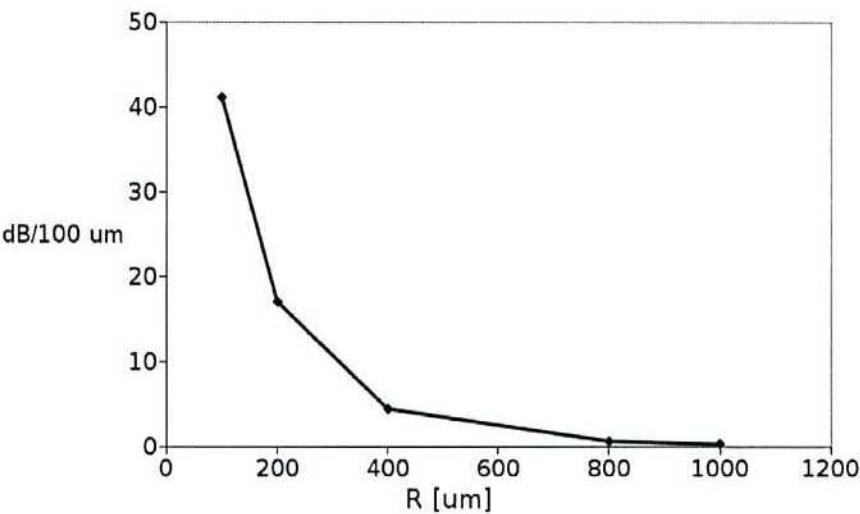


Figura 3.42: Pérdidas puras por curvatura en función del radio de la curva.

En la Tabla 2 se indican las pérdidas puras en la guía de ondas curva para los diferentes radios.

R (um)	Pérdidas puras (dB/ 100 um)
100	41,2
200	17,1
400	4,5
800	0,7
1000	0,36

Tabla 2: Pérdidas puras en una guía de ondas curva en función del radio de curvatura.

Se observa que para la estructura dieléctrica estudiada las guías de ondas curvas con radios mayores a 1mm las pérdidas son muy bajas. Tanto las pérdidas al ingreso como las pérdidas puras.

3.5 Conclusiones

El estudio de las guías de ondas es fundamental para el diseño y elaboración de las mismas. El estudio teórico permite abordar el tratamiento de guías de ondas planas con un perfil del índice de refracción tipo escalón. Para las guías de ondas planas con un perfil tipo gradiente y para todas las guías de ondas acanaladas el tratamiento se

debe enfocar mediante simulaciones electromagnéticas. Para estas guías se emplearon dos programas, MPB y MEEP.

El MPB opera en el dominio de frecuencias y permite calcular el número de modos, índice efectivo, campo eléctrico y distribución de la potencia vinculado a cada modo, etc., para distintos tipos de estructuras dieléctricas. Con este programa y simulando las características de una guía micromaquinada con el microhaz se estimaron las dimensiones de la misma para que fuera monomodo. El resultado obtenido por esta simulación fue que una guía de $6\mu\text{m} \times 6\mu\text{m}$ es monomodo para una longitud de onda de 1550nm .

El programa MEEP de diferencias finitas hace evolucionar los campos y permite abordar los problemas en la propagación de las guías.

Con estos dos programas se estudiaron las guías de ondas fabricadas por implantación iónica, las que, originalmente, se pensaba construir. De acuerdo a estas simulaciones, en las pérdidas en las guías analizadas resultan apreciables cuando el radio de curvatura es inferior a 1mm , en cambio, las pérdidas en guías fabricadas por micromaquinado son totalmente despreciables, debido a que el índice de refracción tiene un brusco cambio entre el NL y el aire presente en sus lados laterales.

4 La línea del Microhaz de iones Pesados (MiP)

El Micro-haz de Iones Pesados (MIP) del laboratorio Tandar constituye un instrumento de características únicas en el país pues puede proveer haces de iones pesados de dimensiones sub/micrométricas y acelerados hasta decenas de MeV de energía.

La aceleración de iones a estas energías, es necesario para el micromaquinado del cristal de Niobato de Litio.

En este capítulo se brindará una breve descripción del funcionamiento del acelerador de partículas Tandar y se explicará el funcionamiento del MiP.

4.1 El acelerador Tandar

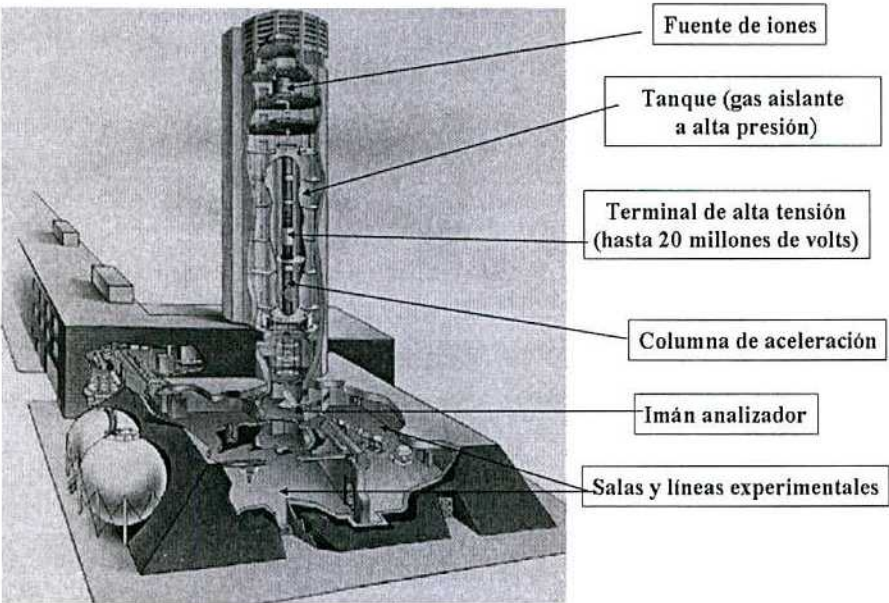


Figura 4.1: Corte del acelerador Tandar.

Se trata de un acelerador lineal electrostático tipo tándem, diseñado e instalado por NEC, modelo 20UD [19]. Es un acelerador electrostático de tipo Van de Graff. Una cadena formada por pequeños conductores metálicos aislados (pellets) alimentan el terminal con cargas que crean el potencial necesario. Los iones son acelerados dentro de un tubo a alto vacío.

El acelerador está equipado con una fuente de pulverización catódica negativa (*Source of Negative Ions by Cesium Sputtering -- SNICS*) que produce un haz de iones negativo. La fuente modelo SNICS Multi Cátodo, produce prácticamente todos los iones de la tabla periódica, a partir de átomos procedentes de blancos sólidos.

Al salir de la fuente, el haz de iones es focalizado por un conjunto de lentes tipo Einzel y pasa a través de un imán de 90° que actúa como seleccionador de masas de entre todas las especies que conforman el haz en este punto. Posteriormente, los iones son acelerados a una diferencia de potencial que, en el caso del Tandar puede alcanzar (en las condiciones actuales) hasta 12 MV. La manera de obtener un voltaje tan elevado es segmentando el tubo en partes, mediante electrodos de forma anular y aislantes cerámicos alternados. Esta disposición permite obtener un gradiente de campo eléctrico constante permitiendo que el potencial suba progresivamente en los electrodos. El campo eléctrico resultante es uniforme en cada electrodo, produciéndose la aceleración en los intervalos entre ellos. Aproximadamente a la mitad del tubo de aceleración, se encuentra el terminal donde se alcanza el valor máximo de voltaje. El terminal de alto voltaje se carga mediante una o más cadenas formadas por barras alternadas de metal y de plástico. Las barras de metal son conocidas como "*pellets*", de ahí el nombre de Pelletrón. Ésta es una región equipotencial en la que se inyecta gas N₂, a una presión en la que sea óptimo el intercambio electrónico de los iones con los átomos de nitrógeno (*despojador de cargas* ó *stripper*). De esta manera los iones que llegaron negativos pasan a ser positivos y vuelven a ser acelerados nuevamente hacia el otro extremo del tubo acelerador. Los aceleradores tipo *tandem* tienen los dos extremos a potencial de tierra con el Terminal de alto voltaje en el medio.

La energía a la que serán acelerados los iones dependerá por tanto del estado de carga seleccionado a la salida del *stripper*, q , y vendrá dado por:

$$E(\text{MeV}) = (q + 1) \cdot V(\text{MV})$$

donde V es el potencial aplicado en el tubo de aceleración. La probabilidad de obtener cada estado de carga para cada ion, dependerá del tipo de ion, de su energía y de la presión del gas en el *stripper*. Las distribuciones de estados de carga en equilibrio se pueden calcular usando fórmulas fenomenológicas, y se verifica que se favorecen estados de carga mayores cuanto mayor es la energía con la que el ion llega al *stripper*.

En líneas generales, los estados de carga más favorecidos se encuentran entre +4 y +7. Por ejemplo, en el caso de iones Cl (ion bastante prolífico) se obtienen corrientes que superan los 100nA para iones Cl⁶⁺ a 70 MeV.

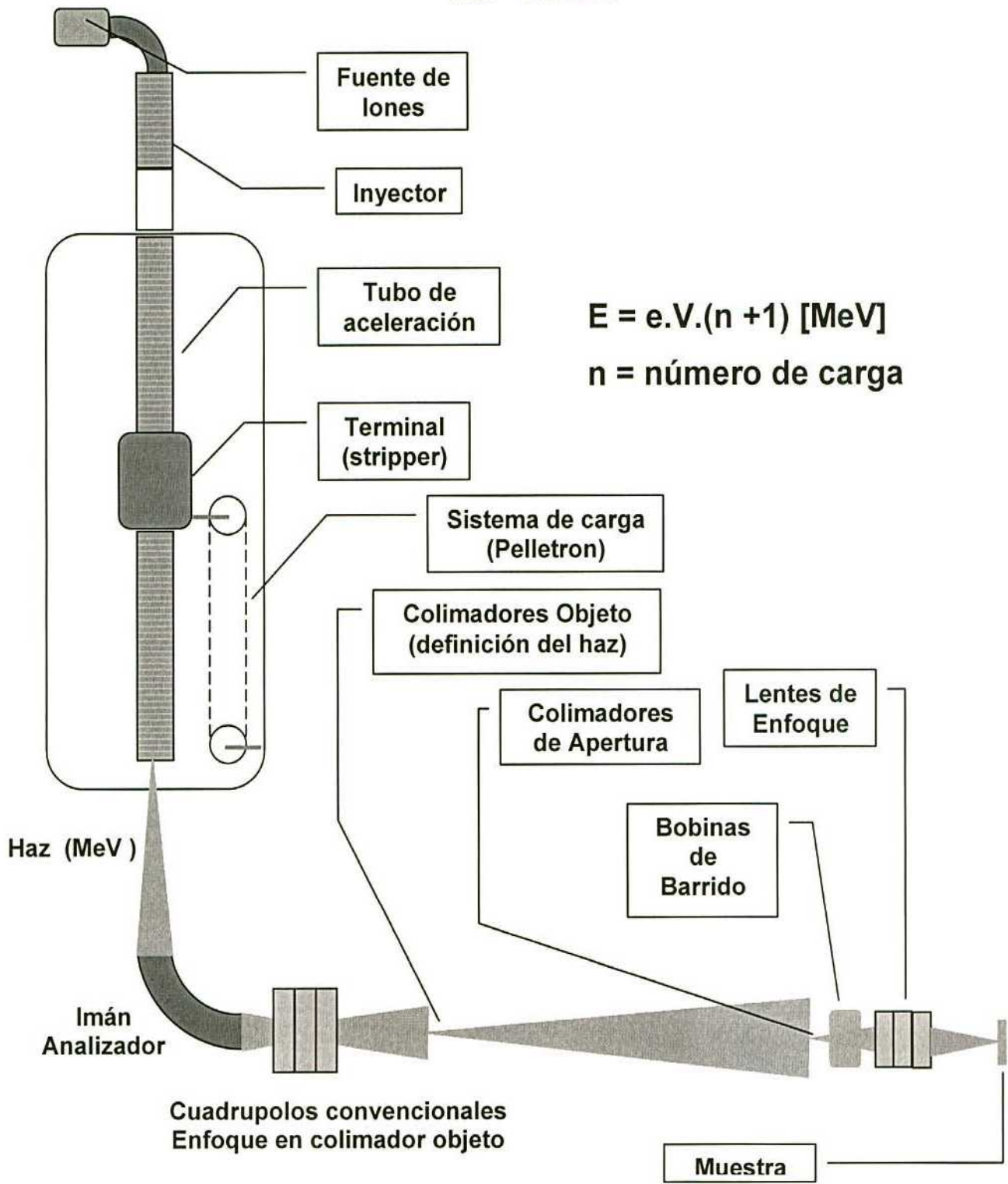
4.2 El Microhaz de iones pesados (MiP)

En la última década se observa a nivel mundial un incremento exponencial en el número de aplicaciones de haces de iones a una gran variedad de problemas medio-ambientales, bio-médicos y tecnológicos. La tendencia observada en el país a un aumento en el empleo de haces de iones a una gran variedad de problemas, corresponde a una más amplia a nivel mundial en la cual los usos y aplicaciones de los aceleradores de partículas han adquirido una dimensión y relevancia muy significativas abarcando, además de la actividad natural en física nuclear básica, temas de medicina, radio-biología, medio ambiente, ciencia y tecnología de materiales, física de la materia condensada, micro y nano-tecnología, generación de energía, geología, arte, arqueología, etc. Un indicador de la rápida evolución que han alcanzado estas aplicaciones queda reflejado en la gran cantidad de conferencias internacionales que se vienen desarrollando periódicamente en los últimos diez años, muchas de ellas bianuales. Estos avances ha llevado a implementar [20, 21] en una de las líneas experimentales del acelerador Tandem lo que podría llamarse un microscopio nuclear, es decir, un dispositivo capaz de producir un haz de iones pesados (un haz cuya sección transversal tiene dimensiones sub-micrométricas) de hasta decenas de MeV de energía. Esto se logra con una óptica iónica y colimación extremadamente precisas [22]. Una bobina de barrido permite desplazar el haz con alta precisión y detenerse en zonas bien definidas, dando lugar a regiones irradiadas bien delimitadas.

El sistema Tandem – MIP de la CNEA, constituye una instalación de características únicas en nuestro país (y una de las pocas en el mundo) [23-25]. Es capaz de acelerar una amplia variedad de iones a distintas energías hasta un potencial máximo de 15 MV y generar haces fuertemente focalizados con resoluciones espaciales sub-micrométricas.

Es capaz de acelerar una amplia variedad de iones a distintas energías hasta un potencial máximo de 14 MV y generar haces fuertemente focalizados con resoluciones espaciales sub-micrométricas.

Diagrama esquemático del Microscopio nuclear
MiP-Tandar



La información obtenida en estas condiciones es cuali y cuantitativamente muy superior a la que puede obtenerse con haces con secciones transversales de dimensiones macroscópicas (mm^2).

El sistema completo comprende el acelerador Tandem, el sistema de transporte y focalización del haz y la cámara de irradiación. El término MIP está referido generalmente a la línea del micro-haz propiamente dicha y a la cámara de irradiación de muestras. No obstante el MiP no puede separarse del Tandem, dado que la calidad de haz que se obtiene depende fuertemente de las características del acelerador.

La habilidad que poseen los iones con MeV's de energía para penetrar a través de la superficie de los materiales prácticamente sin dispersión, junto con la capacidad para focalizar los haces de iones hasta tamaños de aproximadamente 20nm es lo que da al micro-haz su capacidad analítica y su poder como herramienta para fabricar micro/nano estructuras.

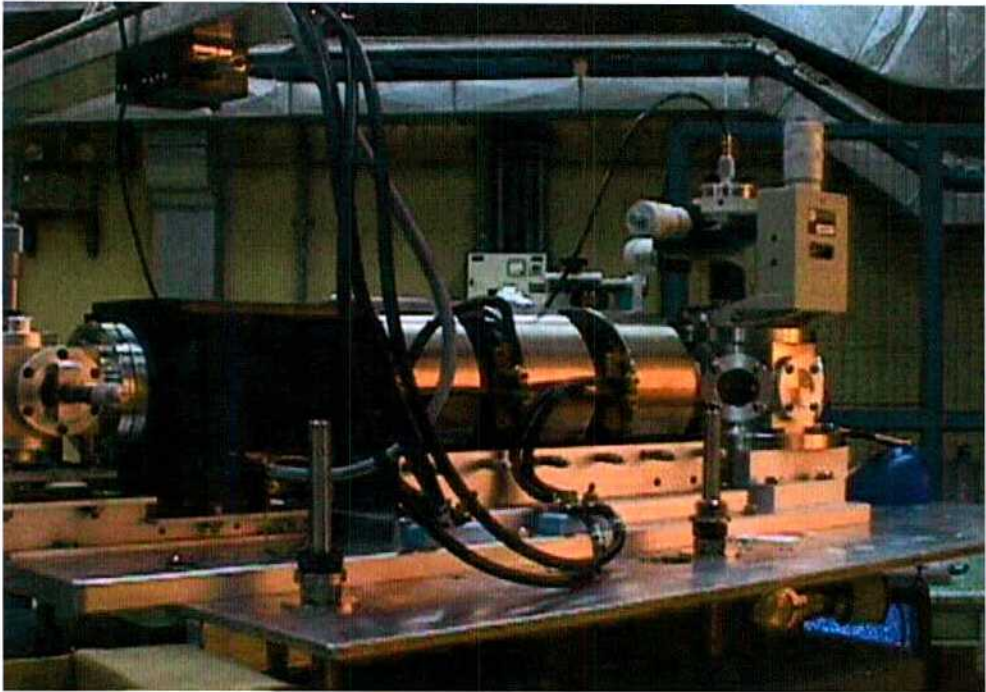


Figura 4.2: Microhaz de iones Pesados.

4.2.1 Principio de funcionamiento

Como hemos mencionado, un haz de dimensiones tan pequeñas como sea posible permite el estudio y modificación de diferentes sistemas físicos con gran resolución espacial. El problema radica en que, es relativamente complejo focalizar un haz de

iones con MeV de energía. Para focalizar estos iones con masas y energías elevadas se utilizan lentes magnéticas cuadrupolares. Estas lentes poseen, como su nombre lo indica, cuatro polos en orden alternado norte/sur. Esta configuración de polos focaliza el haz en una dirección y deslocaliza en la otra y esto implica que es necesario usar al menos dos lentes cuadrupolares montadas alineadas y con polaridad opuesta para focalizar el haz dentro de un cuadrado. No obstante hay algunos factores de error que limitan la focalización del sistema. Estos errores que dependen de la calidad de construcción se denominan *aberraciones parásitas* (desalineación de los cuadrupolos, desplazamiento, rotación, tilt, etc.), baja calidad del metal o ripple en la fuente de alimentación. Las vibraciones, campos magnéticos externos y dispersión del haz por pobres condiciones de vacío, también pueden contribuir a las aberraciones parásitas. Por supuesto, este tipo de errores pueden ser reducidos a los niveles mínimos en base a inversión, habilidad y tiempo. Los otros tipos de errores son llamados *aberraciones intrínsecas*, los cuales se originan principalmente en fluctuaciones de la energía del haz (aberraciones cromáticas) y la colimación imperfecta del haz, es decir, los iones que entran al campo magnético con diferentes ángulos experimentan diferentes fuerzas (aberraciones esféricas). La magnitud de las aberraciones cromáticas depende fuertemente de la calidad del acelerador. Las aberraciones esféricas se limitan colimando el haz con los colimadores de apertura ó anti-scattering (ver figura 4.3), pero a expensas de la pérdida de intensidad del haz. No obstante, las aberraciones intrínsecas nunca pueden ser suprimidas completamente, limitando así el tamaño final del haz, independientemente de cuan perfecto sea el sistema de lentes cuadrupolares disponible.

4.2.2 Configuración de las Lentes

En la Figura 4.3 se describe la trayectoria que realizan los iones desde que pasan a través de colimador objeto hasta que son focalizados sobre la muestra.

La configuración de imanes de MiP está formada por un triplete magnético tipo Oxford.

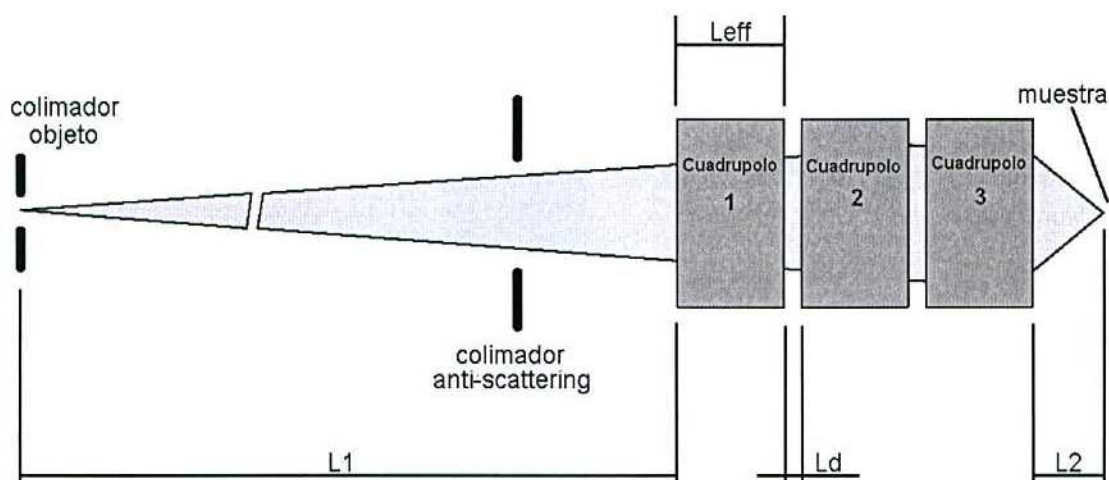


Figura 4.3: Esquema del sistema de focalización del triplete MiP.

Las lentes están montadas sobre una tabla controladas por micrómetros manuales de precisión para facilitar la alineación: $5\mu\text{m}$ en dirección vertical y horizontal y $50\mu\text{rad}$ para alineamiento rotacional. El triplete posee grandes parámetros de demagnificación en ambos planos vertical (25) y horizontal (80). Este triplete de lentes es capaz de enfocar iones pesados de alta energía hasta alrededor de $160\text{ MeV}\cdot\text{amu}/q^2$.

El haz es colimado inicialmente por los colimadores objeto. Luego de viajar libre aproximadamente 6m , el haz es colimado nuevamente por los colimadores de apertura (aquí se limita la dispersión de momentos del haz y el haz dispersado en los colimadores objeto). Luego pasa a través de la bobina de barrido y finalmente es focalizado por el triplete magnético en la cámara de irradiación. La longitud total del MiP desde los colimadores objeto hasta la cámara de irradiación donde se encuentra la muestra, es de aproximadamente $7,5\text{m}$.

4.2.3 Sistema de Barrido

Otro elemento importante del MiP es el sistema de barrido. El haz focalizado debe ser móvil en dos direcciones para poder irradiar diferentes áreas de la muestra, es decir, mapeo de una muestra mediante la técnica PIXE o la creación de microestructuras mediante escritura directa. El barrido del haz puede ser realizado mediante campos eléctricos ó magnéticos. La ventaja del manejo eléctrico es que el campo eléctrico es rápido y tiene buena estabilidad.

El gran inconveniente es la fuerza relativamente débil que un campo eléctrico ejerce sobre un ión de alta energía, lo cual se traduce en una reducción de la superficie de barrido. Otra opción es mover la muestra con un motor paso a paso. El movimiento mecánico de la muestra es, sin embargo, muy lento e inflexible si lo comparamos con

el movimiento del haz mediante un campo magnético o eléctrico. En el MiP se utiliza un sistema magnético, lo que permite una mayor área de barrido. El inconveniente de la exploración magnética es el tiempo de reacción relativamente largo de los imanes, lo que resulta en una velocidad de barrido limitada. Por otra parte, el barrido mediante campos magnéticos requiere una fuente de alimentación de elevada estabilidad.

Las bobinas de deflexión tienen núcleos de ferrita y están montadas a 90° en forma compacta dentro de una caja. Permiten el barrido de los iones hasta distancias de 2mm sobre la muestra, dependiendo de la energía, masa y carga del ion.

4.2.4 Deflector a demanda

Con el fin de crear estructuras separadas en la muestra por medio de escritura directa, el haz debe ser apagado durante el salto entre estas. Si esto no se hace, el haz en movimiento dejará rastros entre las estructuras. Para ello disponemos de un deflector electrostático ultrarrápido que desvía el haz impidiendo que llegue a la muestra durante el tiempo que le toma a la bobina de barrido colocar el haz en el píxel a partir del cual comenzará nuevamente la exploración de la muestra. [26]

El supresor instalado en la línea del MiP tiene un tiempo de deflexión de aproximadamente 200ns.

4.2.5 Cámara de irradiación

La cámara experimental (Figura 4.25) es standard de diseño Oxford provista de un manipulador xyz manual para el movimiento de la muestra. Durante el presente trabajo de tesis, con la finalidad de fabricar las guías de onda se instaló un posicionador nanométrico XYZ controlado por computadora, preparado para operar en la cámara de vacío, con rango de desplazamiento de hasta 30mm en cada eje y 50nm de movimiento incremental con lazo de control cerrado (sección 4.3 El nanoposicionador). La cámara está equipada también con una copa de Faraday para la medición de la corriente del haz y un detector de rayos-X para normalización de la dosis.

4.2.6 Alineación

La alineación de todos los componentes del MiP (alineación de los cuadrupolos a la trayectoria del haz, el uno al otro y los colimadores) es un procedimiento laborioso y que consume mucho tiempo. Tiene que ser hecho después de la instalación y, a veces, también después de la reparación de los equipos. La posición de los imanes, que están

montados en una tabla xy, es ajustable en todas direcciones por medio de tornillos micrométricos. Si el haz se desplaza de la trayectoria recta del mismo cuando se hace circular corriente por los cuadrupolos magnéticos, estos tienen que ser ajustados hasta que sea posible enfocar sin desplazamiento del haz. Los tubos y los colimadores son ajustables en el plano xy mediante tornillos de posicionamiento. Este procedimiento es particularmente difícil cuando la calidad del haz provista por el acelerador es pobre.

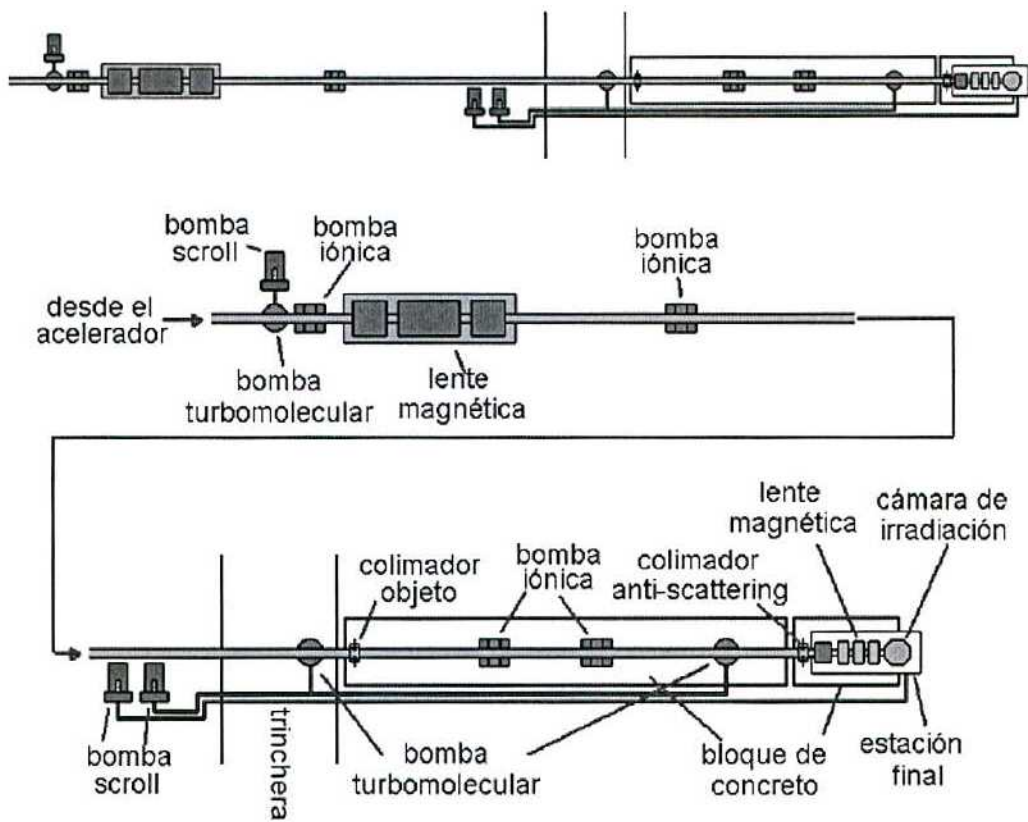


Figura 4.4: Distribución de los principales componentes de la línea del MiP. [27. Tesis P. Stoliar, 2004]

4.2.7 Óptica Iónica

Para explicar la trayectoria de los iones se debe recurrir a la óptica iónica. Las matrices de transferencia son un método para organizar la información acerca del movimiento de las partículas que componen el haz a lo largo del eje principal.

Suponiendo que la velocidad en el eje Z es constante cada ión queda representado en la posición Z mediante un vector de 4 dimensiones (x, x', y, y') , donde x' e y' son los ángulos de la trayectoria respecto al eje Z y son equivalentes a las velocidades transversales.

En principio, todos los elementos ópticos utilizados en el microhaz pueden ser representados mediante un sistema de matrices de 2 x 2 dimensiones:

$$(4.1) \quad \begin{cases} \begin{pmatrix} x_f \\ x'_f \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_x & b_x \\ c_x & d_x \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} x_i \\ x'_i \end{pmatrix} \\ \begin{pmatrix} y_f \\ y'_f \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_y & b_y \\ c_y & d_y \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} y_i \\ y'_i \end{pmatrix} \end{cases}$$

donde los elementos con subíndice i representan las variables de ingreso y f las de egreso. Estas matrices quedan determinadas por la relación entre los vectores que representan las trayectorias de las partículas a la entrada y a la salida del elemento.

Para describir el recorrido de los iones es necesario encontrar las matrices de transferencia de una región libre de campos, de una lente delgada y de un cuadrupolo magnético.

Las matrices de transferencia de una región libre de campos se expresan de la siguiente manera:

$$(4.2) \quad \begin{cases} \begin{pmatrix} x_f \\ x'_f \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & l \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} x_i \\ x'_i \end{pmatrix} \\ \begin{pmatrix} y_f \\ y'_f \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & l \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} y_i \\ y'_i \end{pmatrix} \end{cases}$$

donde l es la longitud de la región libre de campos.

Una lente delgada se describe de la siguiente forma matricial:

(4.3)
$$\begin{pmatrix} x_f \\ x'_f \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} x_i \\ x'_i \end{pmatrix}$$

donde f es la distancia focal de la lente.

En la Figura 4.5 se observa uno de los tres cuadrupolos magnéticos del microhaz

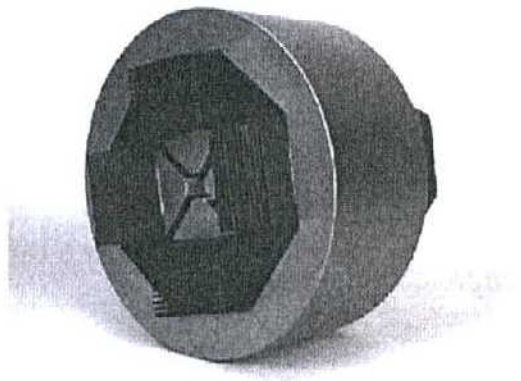


Figura 4.5: Uno de los 3 cuadrupolos de precisión utilizados en el microhaz.

El mismo posee una distribución de piezas polares de la siguiente manera

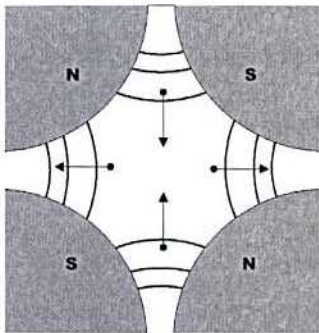


Figura 4.6: Distribución de las piezas polares en un cuadrupolo magnético con detalle de las líneas de campo y las fuerzas resultantes que experimentaría un ión en las distintas posiciones.

Este elemento óptico simula una lente degada con focalizaciúon convergente a lo largo de un eje y focalización divergente en el otro perpendicular a este.

Esta configuración de las piezas polares se describe mediante un desarrollo en serie de Taylor del potencial donde prevalece el término cuadrupolar del desarrollo multipolar.

Resolviendo la ecuación que describe la órbita de un ión dentro de una lente cuadrupolar quedan 2 matrices, una convergente y otra divergente:

$$(4.4) \quad A_C = \begin{pmatrix} \cos(k \cdot l_{ef}) & \frac{1}{k} \cdot \sin(k \cdot l_{ef}) \\ -k \cdot \sin(k \cdot l_{ef}) & \cos(k \cdot l_{ef}) \end{pmatrix}$$

$$(4.5) \quad A_D = \begin{pmatrix} \cosh(k \cdot l_{ef}) & \frac{1}{k} \cdot \sinh(k \cdot l_{ef}) \\ k \cdot \sinh(k \cdot l_{ef}) & \cosh(k \cdot l_{ef}) \end{pmatrix}$$

donde l_{ef} representa la longitud efectiva de la lente, y k queda definido por la cantidad de espiras del bobinado de cada polo n , la corriente que circula por ellos i , el radio de la circunferencia inscrita dentro de los polos r , y de la energía E , la carga q y la masa m del ión.

En los extremos de los polos de un cuadrupolo se presentan efectos de borde, y de hecho, el campo magnético se extiende más allá de la coordenada z en que terminan físicamente las piezas polares. La longitud efectiva es una aproximación de primer orden para considerar esto.

Para formar una imagen se emplean tres cuadrupolos colocando primero uno que sea convergente en el plano horizontal (eje vertical) y que enfoque las componentes en Y , luego uno que sea divergente en el plano horizontal (eje vertical) para desenfocar las componentes en Y , y finalmente uno convergente en el plano horizontal (Figura 4.7).

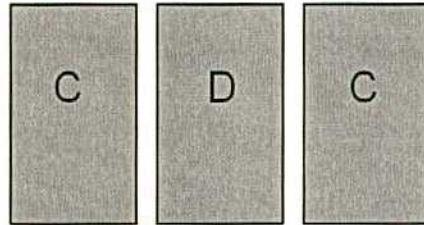


Figura 4.7: Configuración de lentes magnéticas en el plano horizontal (eje vertical).

La misma configuración de los cuadrupolos diverge en el plano vertical (eje horizontal) con el primer cuadrupolo, converge con el segundo cuadrupolo en el plano vertical (eje horizontal) y el tercero vuelve a divergir en el mismo plano (Figura 4.8).

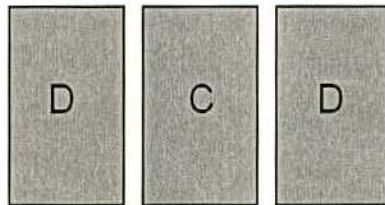


Figura 4.8: Configuración de lentes magnéticas en el plano vertical (eje horizontal).

Expresando esto con las matrices de transferencia queda:

$$(4.6) \quad \begin{pmatrix} x_m \\ x'_m \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & l_2 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \times M_D \times \begin{pmatrix} 1 & l_d \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \times M_C \times \begin{pmatrix} 1 & l_d \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \times M_D \times \begin{pmatrix} 1 & l_1 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} x_i \\ x'_i \end{pmatrix} =$$

$$= \begin{pmatrix} 1 & l_2 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \times M_{DCD} \times \begin{pmatrix} 1 & l_1 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} x_i \\ x'_i \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_x & b_x \\ c_x & d_x \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} x_i \\ x'_i \end{pmatrix}$$

$$(4.7) \quad \begin{pmatrix} y_m \\ y'_m \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & l_2 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \times M_C \times \begin{pmatrix} 1 & l_d \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \times M_D \times \begin{pmatrix} 1 & l_d \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \times M_C \times \begin{pmatrix} 1 & l_1 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} y_i \\ y'_i \end{pmatrix} =$$

$$= \begin{pmatrix} 1 & l_2 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \times M_{CDC} \times \begin{pmatrix} 1 & l_1 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} y_i \\ y'_i \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_y & b_y \\ c_y & d_y \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} y_i \\ y'_i \end{pmatrix}$$

donde l_1 es la distancia de la apertura objeto a la lente, l_2 , la distancia de la lente a la muestra y l_d la distancia entre cuadrupolos.

Las matrices M_C y M_D son las que representan la trayectoria de los iones dentro de los cuadrupolos en el plano convergente y divergente respectivamente.

Las matrices M_{CDC} y M_{DCD} son una forma conveniente de expresar la transferencia de un triplete de cuadrupolos; CDC significa convergente-divergente-convergente, y DCD, divergente-convergente-divergente.

En el punto focal, la posición no varía con el ángulo, por lo que los términos b_x y b_y de la matriz de transferencia de todo el sistema son cero:

$$(4.8) \quad \begin{pmatrix} x_m \\ x'_m \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_x & 0 \\ c_x & d_x \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} x_i \\ x'_i \end{pmatrix}$$

En ese caso, a_x y a_y son las magnificaciones del sistema en cada eje, y d_x y d_y , sus inversas, constituyen las respectivas demagnificaciones:

$$(4.9) \quad d_x = \frac{1}{a_x}$$

En el MiP, las demagnificaciones son: $d_x = 22$ y $d_y = 80$. Dado que el Tandar es un acelerador vertical, la mayor demagnificación corresponde al eje Y, ya que en esta dirección resulta un mayor movimiento del haz, originado por el sistema del control de la estabilidad.

Para estimar las corrientes de enfoque se reemplazan en las ecuaciones (4.6) y (4.7) las matrices de transferencia de un cuadrupolo en el plano convergente (4.4) y la matriz M_D por la ecuación en el plano divergente.

Finalmente se obtienen las ecuaciones de cada término en función de parámetros geométricos, parámetros dependientes del haz de iones, y con las corrientes que circulan por los cuadrupolos. En la configuración utilizada en el microhaz, circula la misma corriente por los primeros dos cuadrupolos, y una corriente distinta por el tercero. Exigiendo la condición de enfoque en ambos planos, es decir que b_x y b_y sean cero, se obtiene un sistema de dos ecuaciones con dos incógnitas, de la que se puede despejar i_1 e i_2 para esta condición. De esta manera se obtiene una estimación de las dos corrientes de enfoque. Las corrientes que circulan por los cuadrupolos son generalmente de varias decenas de amperes.

4.2.8 El detector de Rayos X.

El microhaz de procedencia Oxford Microbeams Ltd. fue diseñado para aplicaciones analíticas, en particular para el uso de la técnica PIXE (Particle-Induced X-ray Emission).

Esta es una técnica analítica para análisis multi-elemental. En ella se hacen incidir sobre la muestra a analizar iones acelerados con energía suficiente como para producir la ionización de las capas electrónicas más internas de los átomos que la componen, los que al desexcitarse emiten un espectro de rayos X característicos de cada elemento presente en la muestra.

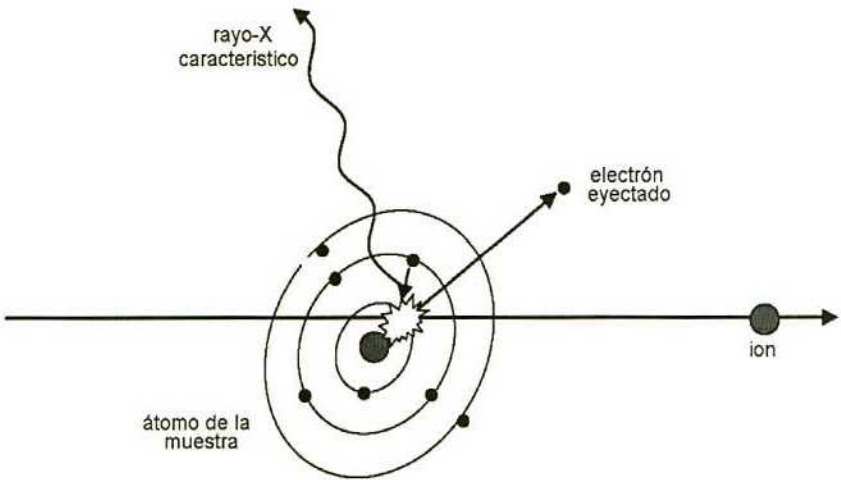


Figura 4.9: Principio de la técnica PIXE; el ión produce vacancias en las capas electrónicas más profundas. Luego, un electrón menos ligado llena la vacancia, emitiéndose un rayo X característico que puede ser analizado para determinar de qué elemento provino.

Analizando este espectro es posible determinar los elementos presentes en la muestra, y calcular la concentración de cada uno de estos. En el caso de ser trazas, se alcanzan límites de detección que en general son del orden de partes por millón (ppm).

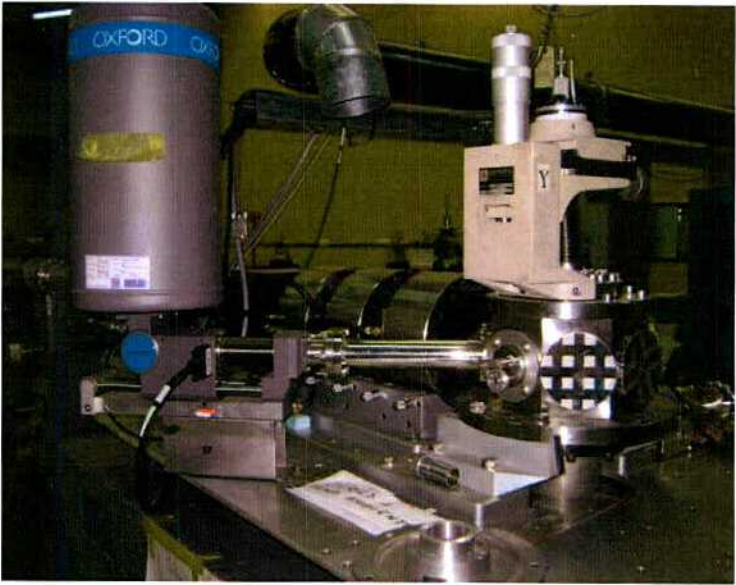


Figura 4.10: Detector de RX montado en la cámara de irradiación.

Se ubica un detector de rayos X (Figura 4.10) en dirección a la muestra. Si se irradian muestras delgadas el haz de iones pierde muy poca energía al atravesar la misma. De igual forma y los rayos X producidos no sufren atenuación al salir de la muestra. La cantidad de rayos X de un determinado elemento que adquiere el detector es:

(4.10)
$$A(Z) = k'(Z) \cdot q \cdot \rho_Z \cdot \Delta X$$

Donde q es la carga que atravesó la muestra (proporcional al número de iones que la atravesó), la densidad del elemento Z multiplicada por el espesor es la densidad superficial del elemento ($\rho_Z \cdot \Delta X$), y $k'(Z)$ depende de la sección eficaz de producción de los rayos X buscados, la eficiencia intrínseca del detector, el ángulo sólido del detector, la energía inicial del ión, y otras constantes dimensionales, por lo que es una constante para cada elemento, para una geometría fija del setup (arreglo experimental), y para una energía determinada de los iones. Esta constante puede determinarse experimentalmente haciendo PIXE de un patrón de referencia del cual se conoce la densidad superficial, en las mismas condiciones experimentales que la muestra.

La cantidad de iones que atraviesan la muestra se obtiene utilizando una copa de Faraday, la cual, al ser conectada a un integrador de carga, en realidad mide la carga que atravesó la

muestra. Pero para una determinada condición de irradiación, el estado de carga de los iones es constante.

Para las aplicaciones actuales de micromaquinado el detector de Rayos X resulta útil para obtener una buena focalización del haz que se comentará en la sección "4.2.10 Ajuste del microhaz". Otra aplicación importante es el monitoreo de la dosis. En la sección "6.4 Control de la dosis" se comentará esta aplicación.

4.2.9 Alineación de las lentes magnéticas y la bobina de barrido.

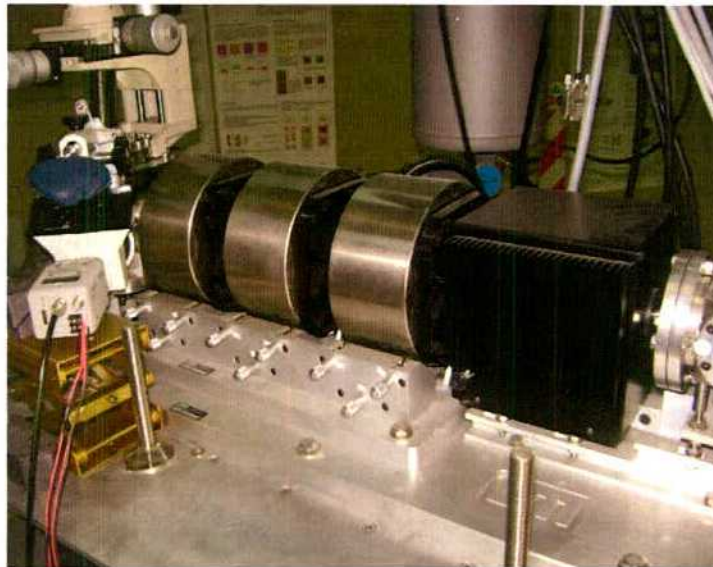


Figura 4.11: Triplete de lentes cuadrupolares y bobina de barrido.

La alineación de las lentes magnéticas se realiza utilizando el haz de iones, y una pantalla fosforescente colocada en la cámara de irradiación para controlar el haz.

Típicamente, para esta operación, se comienza trabajando con los colimadores objeto abiertos a $500 \times 500 \mu\text{m}^2$, y las aperturas anti-scattering en $1.5 \times 1.5 \text{ mm}^2$.

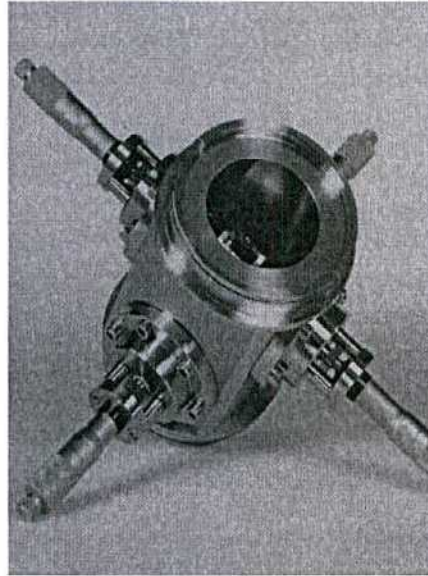


Figura 4.12: Juego de colimadores provisto por Oxford Instruments, que permiten una apertura de hasta $5 \times 5 \text{ mm}^2$ con una precisión de $1 \text{ }\mu\text{m}$. Son utilizados tanto como para definir la apertura objeto, como para limitar la divergencia del haz.

La corriente del haz inyectada en la línea se limita a 100nA por razones de seguridad radiológica. Como pantalla fosforescente se utiliza un cobre-objeto estándar utilizado en los microscopios ópticos ó una lámina de alúmina dopada con Zn.

Inicialmente se alinean los cuadrupolos independientemente, y luego el conjunto completo. Las bobinas de barrido deben permanecer apagadas. A cada cuadrupolo se lo alimenta individualmente, dejando el resto sin corriente, y se enfoca el haz hasta lograr una línea vertical u horizontal, dependiendo del sentido de circulación de la corriente. Entonces, utilizando los micrómetros para la regulación de traslación de la lente se la mueve hasta que la línea queda centrada en la pantalla.

Una vez logrado esto, se invierte la polaridad de la fuente de alimentación y se ajusta el eje ortogonal. Este procedimiento se realiza iterativamente con cada uno de los cuadrupolos hasta lograr una correcta alineación. A continuación, se conectan todos los cuadrupolos en la configuración definitiva, (Figura 4.13) y se enfoca el haz sobre la pantalla.

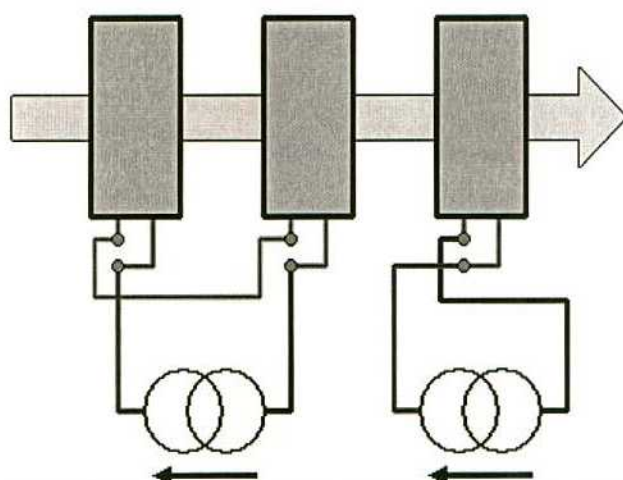


Figura 4.13: Conexión de las fuentes de corriente a los cuadrupolos. La flecha grande indica el sentido de circulación de los iones dentro de la lente.

4.2.10 Ajuste del microhaz

En las aplicaciones de micromaquinado, más que en ninguna otra, es muy importante para obtener una estructura que replique exactamente las dimensiones del dibujo que describe el sistema de barrido, la correcta calibración del mismo. La calibración de la ganancia individual de cada una de las bobinas de barrido (horizontal y vertical), se realiza reemplazando la pantalla fosforescente por una grilla de Cu, de las utilizadas en microscopía electrónica. En general una grilla de 400 mesh (400 mesh son 400 líneas por pulgada, es decir, una línea cada $64\ \mu\text{m}$) es suficiente. Colocando las aperturas en la configuración requerida para un foco de $1 \times 1\ \mu\text{m}^2$ se barre la grilla y utilizando el detector de rayos-X y el sistema de adquisición, se obtiene el mapa de distribución del cobre. Usando esta imagen como referencia, se ajustan las ganancias individuales para obtener una imagen con la relación de aspecto correcta.

Iterativamente se pueden ajustar los tornillos micrométricos de la platina de los cuadrupolos, y verificar con el mapa de la reja de cobre, hasta obtener un resultado aceptable.

La reja de cobre de 400 mesh cuenta con detalles que ayudan al ajuste del haz. Entre estos detalles se encuentran distribuidas letras del abecedario. En la Figura 4.14 se muestra la imagen de una "N" para dos líneas diferentes del espectro del cobre. Se puede observar, que la línea L muestra mayores detalles de la imagen y aparece con un efecto de sombra. Esto es debido al efecto de absorción que la misma reja de cobre hace sobre los rayos X. El detector de RX se encuentra a 45° del haz incidente y los RX que se encuentran con una

capa de cobre no logran atravesarla y no llegan al detector. En cambio la línea K del cobre, más energética, logra atravesar el cobre y esto produce una imagen sin efecto de sombra. Los haces correspondientes a esta figura poseen dimensiones sub-micrométricas y esto se logra cuando hay buena estabilidad en el acelerador de partículas y suficiente corriente.

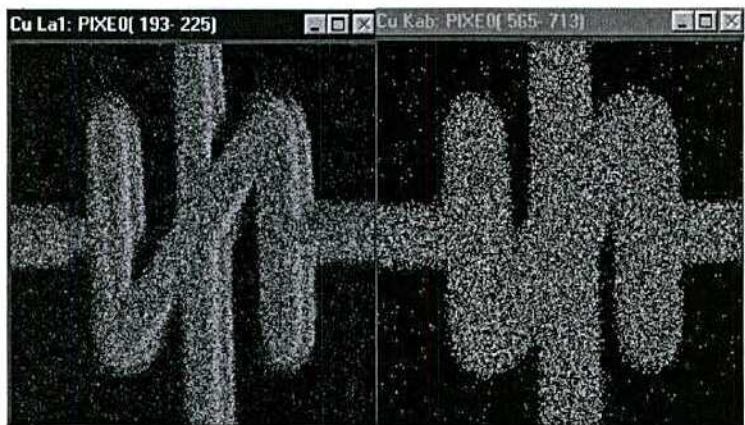


Figura 4.14: Imagen de un detalle de la reja de cobre de 400mesh. La primer imagen corresponde a la línea L, menos energética, sufre absorción y muestra un sombreado. La segunda imagen, formada con la línea K que es más energética, no presenta el aspecto tridimensional.

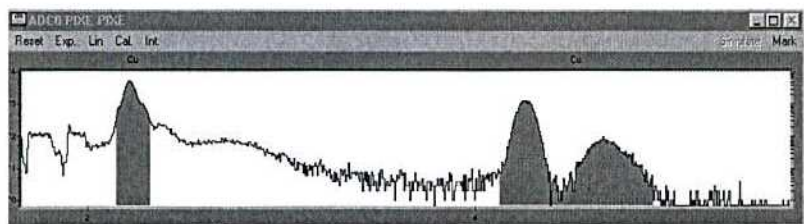


Figura 4.15: Espectro de energías de los Rayos X emitidos por la reja.

4.3 El nanoposicionador

Para mejorar y automatizar el desplazamiento de la muestra en los tres ejes coordenados dentro de la cámara de irradiación, se adquirió de la empresa Mechonics, un sistema de posicionamiento mecánico compuesto por 3 nanoposicionadores y un controlador.



Figura 4.16: Nanoposicionador Mechonics con sensor de desplazamiento lineal.

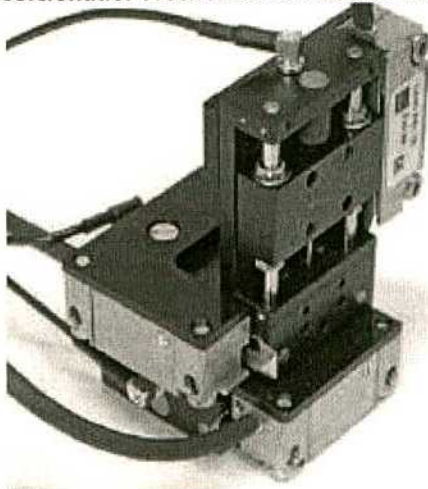


Figura 4.17: Sistema de tres nanoposicionadores para el desplazamiento en los 3 ejes coordenados.

Este sistema que opera en lazo cerrado con un controlador tiene una resolución de 50nm. Puede operar en un rango de 10^{-6} mbar y alcanzar una velocidad de 1mm/s.

El controlador con señales de pulso de alta frecuencia desplaza la plataforma del nanoposicionador mediante el efecto piezoeléctrico. El conexionado se realiza mediante 3 pines MMCX para los 3 respectivos nanoposicionadores

Los 6 cables envueltos con un mismo recubrimiento están unidos a un pasante de vacío, que es necesario para ingresar los cables al interior de la cámara de vacío (Figura 4.18-a).

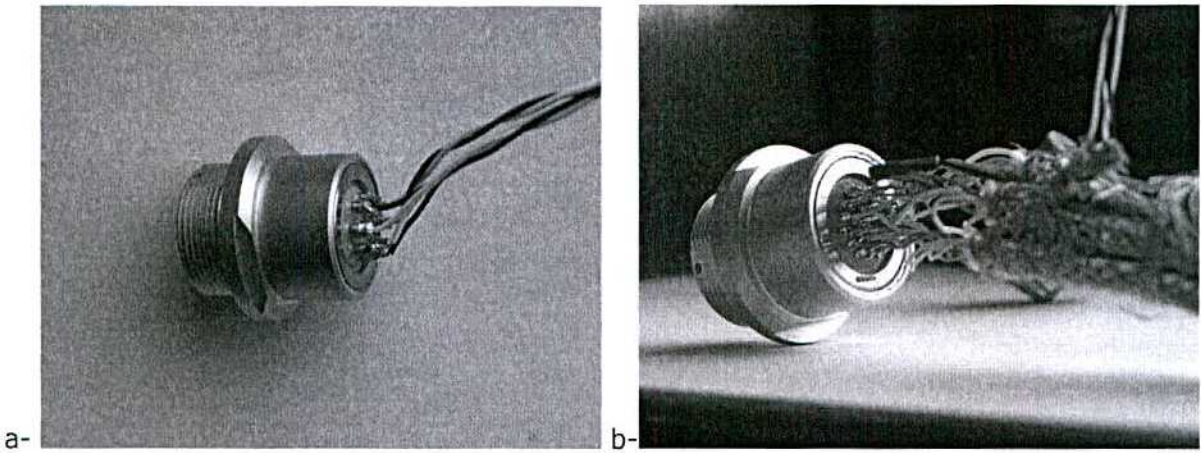


Figura 4.18: a- Feedthrough que permite conectar 6 cables a los 3 nanoposicionadores dentro de la cámara de vacío. b- Feedthrough que permite conectar 27 cables de los tres sensores de medición lineal en la cámara de vacío al controlador exterior.

Cada nano-posicionador cuenta con un sensor de desplazamiento lineal (encoder lineal) que permite la realimentación (feedback) con el controlador. De esta manera opera como lazo cerrado y logra alcanzar los 50nm de precisión.

Este retorno se realiza a través de 9 cables para cada posicionador. Los 27 cables pasan al exterior a través de otro pasante de vacío (Figura 4.18-b).

Finalmente fuera de la cámara de vacío los 27 cables se conectan al controlador mediante 3 conectores de 9 pines (9 pin Sub-D-plug).

Libre de obstáculos cada nanoposicionador permite un desplazamiento máximo de 30mm. Este recorrido, se redujo cuando fue instalado en la cámara de irradiación, debido a las limitaciones físicas de la misma.

Para la instalación, se realizó un esquema de los nano-posicionadores y la cámara de irradiación en Autocad (Figura 4.19) para estimar los desplazamientos máximos en los 3 ejes dentro de la cámara.

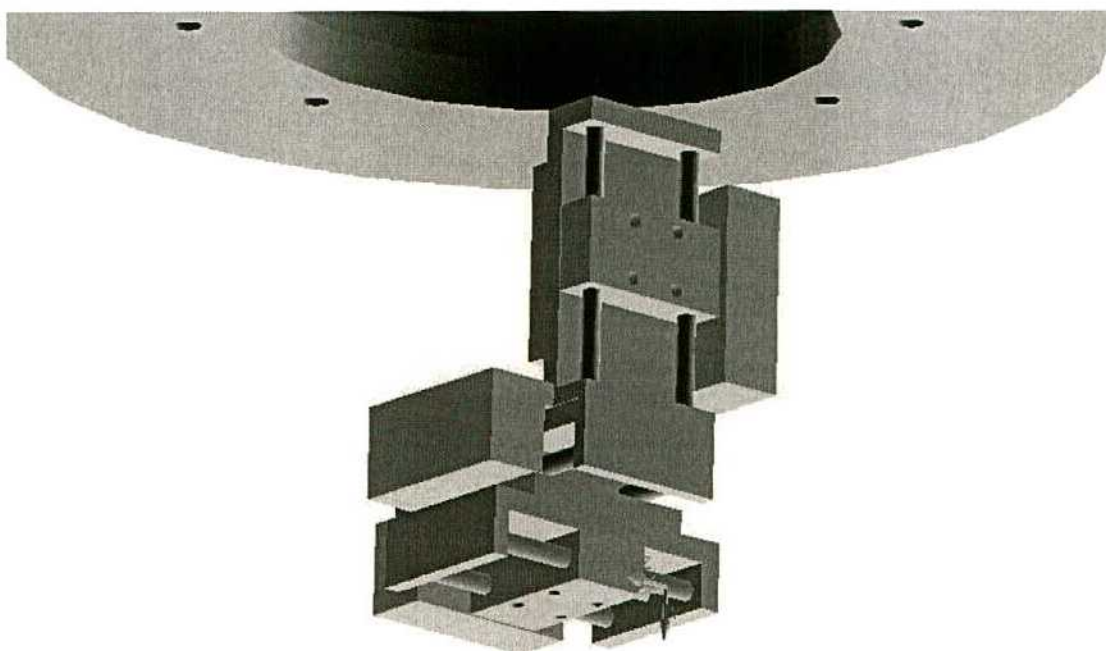


Figura 4.19: Esquema del sistema de nanoposicionadores en la cámara de irradiación.

Con el objeto de reducir la cantidad de volumen ocupado en la cámara de radiación y permitir la facilidad de movimientos se introdujo el sistema de posición en el caño inferior que conduce a la bomba de vacío

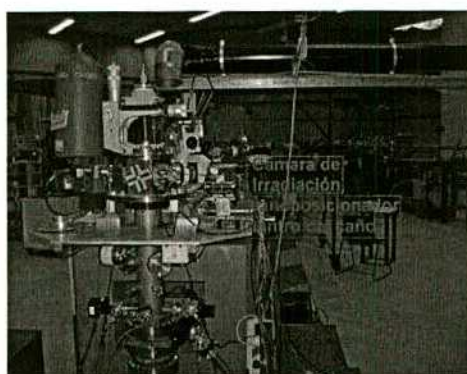


Figura 4.20: Ubicación del nanoposicionador.

Se diseñó y construyó un soporte en acero inoxidable para sustentar el sistema de posición en el interior del caño y otorgarle la estabilidad requerida. Para sujetar el soporte de acero a la base de la cámara de irradiación se diseñó y construyó un aro de aluminio con suficientes orificios para sujetar eventuales dispositivos.

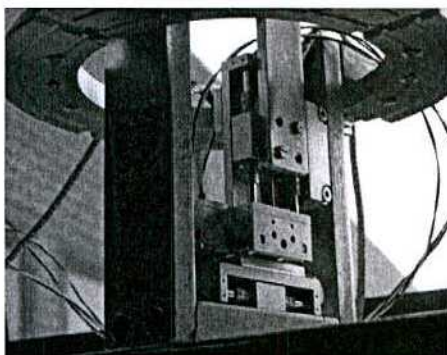


Figura 4.21: Sistema de nanoposicionadores en la base y con el aro para la cámara de vacío.

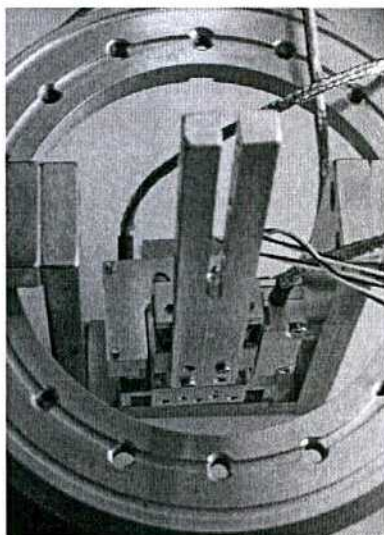
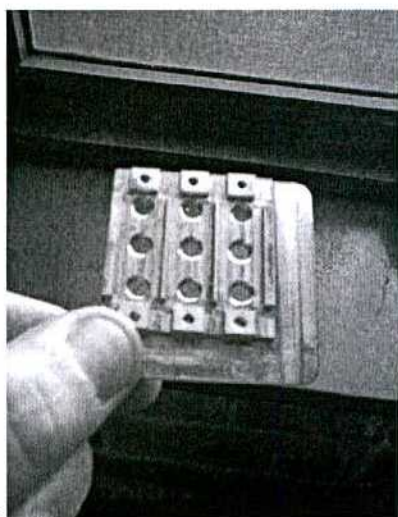
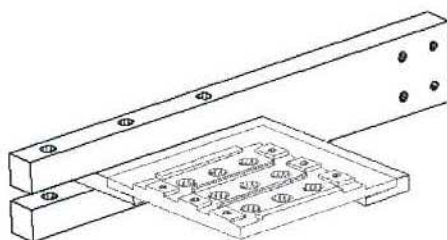


Figura 4.22: Vista superior del sistema de nanoposicionadores.

Las muestras se montan sobre una plataforma de aluminio (Figura 4.23-a)



a-



b-

Figura 4.23: a- Plataforma de aluminio sobre la que se montan las muestras. b- Mástil y plataforma de aluminio para sujetar las muestras al sistema de nanoposicionadores.

Esta plataforma se sujeta a una estructura de aluminio tipo mástil que se fija a la superficie móvil del nanoposicionador vertical (Figura 4.23-b).



Figura 4.24: Nanoposicionador con mástil y adaptador para la plataforma que sujeta las muestras.

Para colocar los pasantes de vacío necesarios para los conectores, se construyeron tapas con el tamaño de bocas sin utilidad del caño de vacío en la parte inferior de la cámara de irradiación con orificios adaptados a los feedthrough mencionados.

Se construyó en acrílico la tapa superior de la cámara. La transparencia de la tapa permite visualizar los movimientos de los nanoposicionadores y con buena iluminación exterior las muestras pueden ser visualizadas con el microscopio adosado a la cámara (Figura 4.25).



Figura 4.25: Vista superior de la cámara de irradiación a través de la tapa superior de acrílico.

Luego de ubicar el sistema de nanoposicionadores en la cámara y realizar el conexionado de los cables, se efectuó por medio de la computadora desplazamientos de los 3 nano-

posicionadores para verificar y los límites del funcionamiento de cada eje dentro de la cámara.

5 Tratamiento de las obleas de Niobato de Litio

5.1 Obleas de Niobato de Litio

Las obleas de Niobato de Litio fueron adquiridas en la compañía Cristal Technology, Inc. por garantizar la calidad requerida en la fabricación de las guías de ondas.

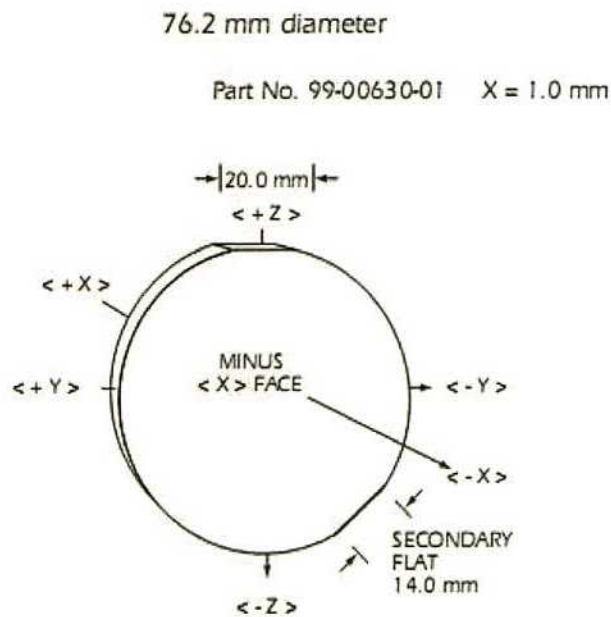


Figura 5.1: Oblea de Niobato de litio. Corte x-cut.

Propiedades:

Composición Congruente con 0.02 mol% Li_2O ; la uniformidad típica de la composición es mejor que ± 0.005 mol% Li_2O

Temperatura de Curie $1142.3 \pm 0.7^\circ\text{C}$.

Nominal Birefringence $n_o - n_e = 0.085 \pm 0.001$

Uniformidad típica de la birrefringencia ± 0.00007

Terminación de la superficie: 10/5 scratch/dig según la norma MIL-O-13830A. 10 micrones de T.T.V. (Total Thickness Variation).

5.2 Sierra para el corte del cristal de Niobato de Litio

Las obleas de Niobato de Litio fueron cortadas con una sierra de disco de diamante de MTI Corporation (EC400 Precision CNC Dicing / Cutting Saw).



Figura 5.2: Sierra MTI Corporation con el controlador CNC.

La sierra con el controlador permite dirigir 3 motores paso a paso para realizar el corte automático de la oblea (Figura 5.2). Dos motores desplazan la oblea en los ejes horizontales, ejes X e Y, mientras que el tercer motor desplaza la sierra en sentido vertical.

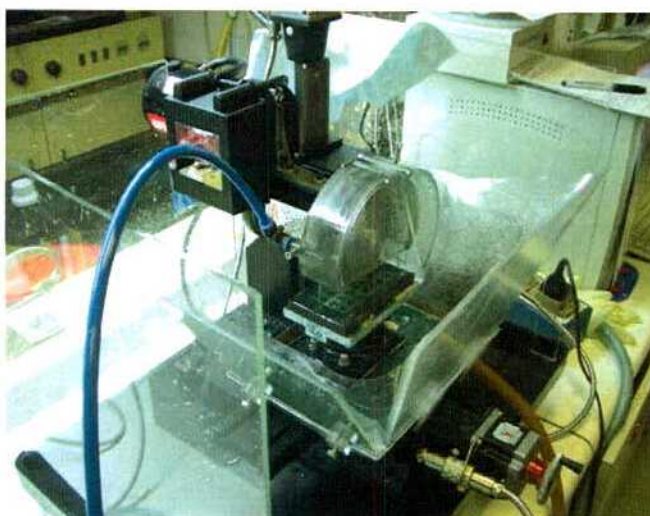


Figura 5.3: Sierra con oblea de Niobato de litio.

La sierra posee dos velocidades de corte que se establecen por medio de un sistema de correa y poleas. Un líquido refrigerante en continua circulación evita el calentamiento del disco de diamante. Se debe tener especial cuidado que el circuito no se interrumpa en ningún momento y que alcance a mojar adecuadamente el disco. Otra precaución es que con el uso disminuye el nivel de reserva y se debe reponer cada cierto tiempo de uso.

La oblea de cristal se fija con cera sobre una plancha de grafito. La cera se derrite con una pistola de aire caliente y permite distribuir una película líquida de la misma en la superficie de la plancha. Luego se ubica la oblea de manera que haga contacto con la cera en toda la superficie. Posteriormente se aleja la pistola gradualmente y se espera a que la oblea se

enfríe y adhiera a la plancha de grafito. La plancha de grafito se encuentra, a su vez, adherida a una estructura metálica de aluminio que permite ser ajustada a un soporte de la sierra.

5.3 Corte de las obleas de Niobato de Litio

Para facilitar la manipulación de las muestras se realizaron diferentes cortes- Se obtuvieron muestras de 10mm por 11mm. Esta diferencia de lados, 10mm y 11mm, permite establecer con una observación simple la dirección z del eje del cristal. La marca en la superficie permite identificar la cara a utilizar. Si esta no estuviese presente, con el manipuleo se perdería la identificación de la superficie de mayor calidad y no se tendrían medios sencillos para distinguirla.

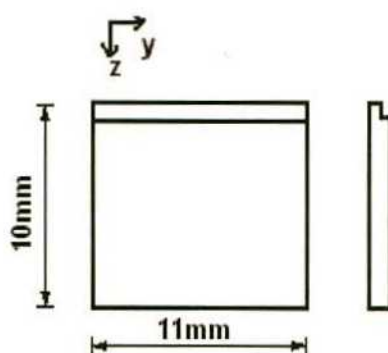


Figura 5.4. Corte de la oblea de Niobato de Litio en muestras apropiadas para su manipulación.

Las direcciones de los ejes del cristal se encuentran a partir de las marcas de alineación de la oblea (Figura 5.1). Una vez que el cristal permanece fijo al bloque de grafito por la cera se sujeta toda la estructura al soporte de la sierra. La sierra permite girar la superficie. Se debe alinear el disco de la sierra con las marcas de alineación de la oblea.

La sierra se programa para que realice todos los cortes paralelos necesarios para obtener varias muestras de una sola oblea. Luego se realiza un giro de 90 grados y se realizan los otros cortes paralelos con sus marcas. Una vez que se han realizado los cortes con la sierra de disco de diamante se extrae el bloque de aluminio y grafito con los cristales de niobato de litio cortado. Se calienta el cristal con la pistola de aire caliente y se remueven las muestras. Luego se las sumerge en acetona dentro de un baño con ultrasonido y finalmente en alcohol isopropílico.

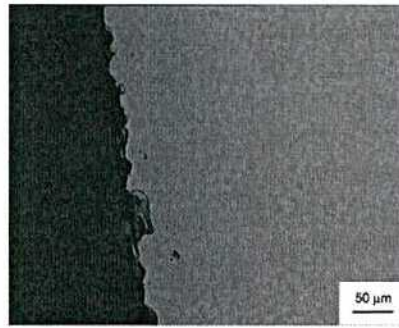


Figura 5.5: Borde del Niobato de Litio luego del corte con la sierra. Presenta irregularidades de hasta 40 micrones.

La vista del borde del cristal luego del corte, revela daños de hasta 50 micrones, que corresponde a material desprendido del borde. El pulido posterior se hace indispensable para lograr cualquier conexión óptica.

5.4 Pulido de las superficies laterales del cristal

Con el objeto de hacer posible el conexionado óptico de la guía de ondas, debe realizarse un cuidadoso pulido de las caras laterales del cristal en las que se encuentran la entrada y la salida de la luz que viaja por la guía de ondas. El pulido del cristal es uno de los procesos en que se debe tomar gran precaución. El mayor inconveniente reside en sujetar la muestra del cristal de manera apropiada y proteger al mismo tiempo la superficie lateral.

Luego de probar con varios métodos de pulido se estableció la manera más apropiada. En una máquina rotativa de pulido tradicional, se desarrolló un sistema que permite sujetar la muestra y realizar el pulido en forma automática evitando la necesidad de sujetar la muestra en forma manual (Figura 5.6).



Figura 5.6: Pulidora con sistema de sujeción de la muestra.

Se sujeta la muestra a pulir a un bloque de cobre (Figura 5.7). El lado de la superficie del cristal donde se ha micromaquinado la guía de ondas se la coloca frente a otro cristal de niobato de litio de sacrificio, para evitar desprendimientos de fragmentos de gran tamaño en el pulido (Figura 5.8). El bloque de cobre le otorga estabilidad al sistema e imprime una presión constante entre el cristal y el paño o lija, necesaria para realizar el pulido de manera automática. El cristal se sujeta al bloque de cobre por medio de una tapa de acrílico.

En los extremos del bloque de cobre se adhieren pedacitos de cristal de niobato de litio para que en todos los extremos haya contacto del mismo material con el paño y, en consecuencia, todos los extremos posean la misma velocidad de desgaste.

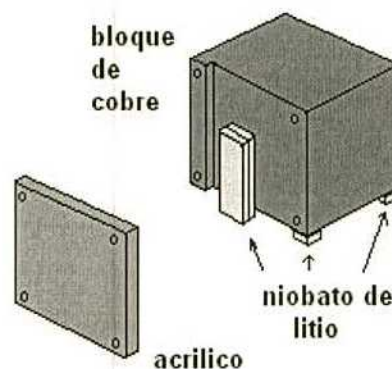


Figura 5.7: Bloque de cobre que sujeta el cristal de Niobato de Litio en el pulido.



Figura 5.8: Disposición del cristal de Niobato de Litio para el pulido.

A medida que se realiza el pulido del cristal es posible observar el avance del mismo a través del acrílico y el cristal de sacrificio (Figura 5.9).

Para el pulido se comienza con una lija al agua de 600. El tiempo es relativo a la cantidad de material que se deseaba desbastar. Una inspección ocular se debe realizar periódicamente para observar el estado de avance del pulido.

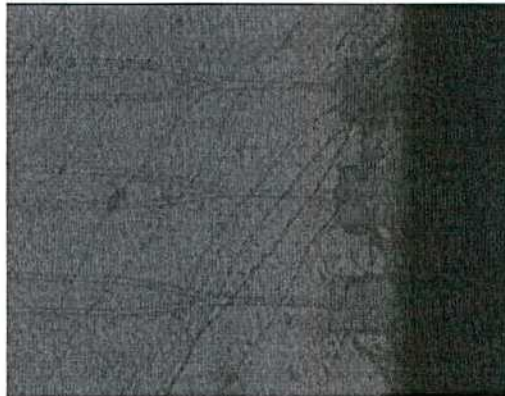


Figura 5.9: Vista frontal de los MZ a través del acrílico en el proceso de pulido.

Cuando se observa que el extremo pulido se encuentra cercano a la guía de ondas, se cambia de la máquina rotativa con la lija de grano 600, a una con paño y polvo de alúmina de $1\mu\text{m}$. La velocidad de pulido en el paño disminuye notablemente en relación a la lija. Se deja trabajando el sistema con este paño durante varias horas.

Cerca del extremo de la guía de ondas, la inspección se realiza sobre la cara lateral, es decir, donde se debe inyectar la luz a la guía de ondas. En la Figura 5.10 se observan los dos cristales unidos y como se acerca la guía de ondas.

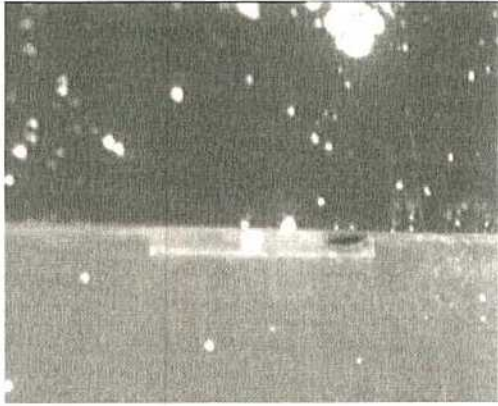


Figura 5.10: Vista la cara lateral de la muestra. El extremo de la guía de ondas está próximo.

Cuando se alcanza el extremo de la guía de ondas se observan ciertas marcas que se deben a que, por el tipo de sujeción del sistema la pieza, se pule siempre en la misma dirección (Figura 5.11). Estas marcas se eliminan sujetando a mano la pieza de cobre realizando el pulido en círculos durante unos minutos.

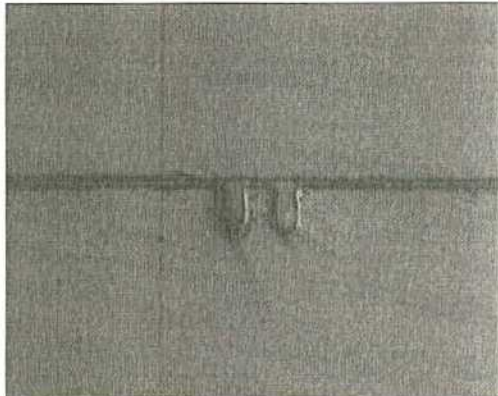


Figura 5.11: El extremo de la guía de ondas y los laterales micromaquinados se observan con claridad.

Se prosigue de esta manera hasta observar en el microscopio que se han eliminado todas las líneas anteriores (Figura 5.12) y se procede a realizar un lavado exhaustivo con agua purificada que elimina todas las partículas de $1\mu\text{m}$ del polvo de alumina.

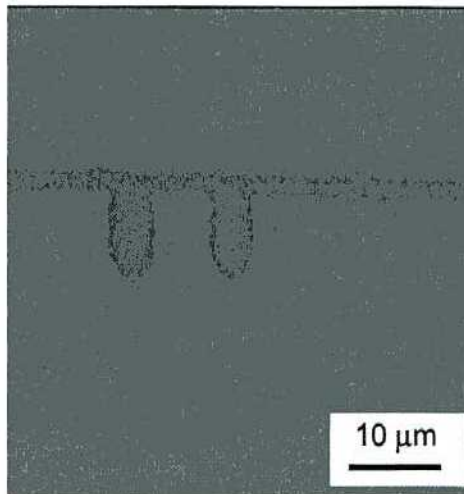


Figura 5.12: Pulido manual con polvo de alúmina en forma de círculos.

Se cambia de disco de pulido y se prepara un paño con pasta de diamante de $0,25\mu\text{m}$. Primero se emplea la máquina rotativa sujetando a mano el bloque de cobre. Luego se procede a realizar el pulido en forma totalmente manual sin el empleo de la máquina. La observación en el microscopio debe mostrar los contornos de la guía perfectamente definidos sin ningún defecto y se deben eliminar todas las rayas dejadas por el polvo de alumina del pulido anterior (Figura 5.13).

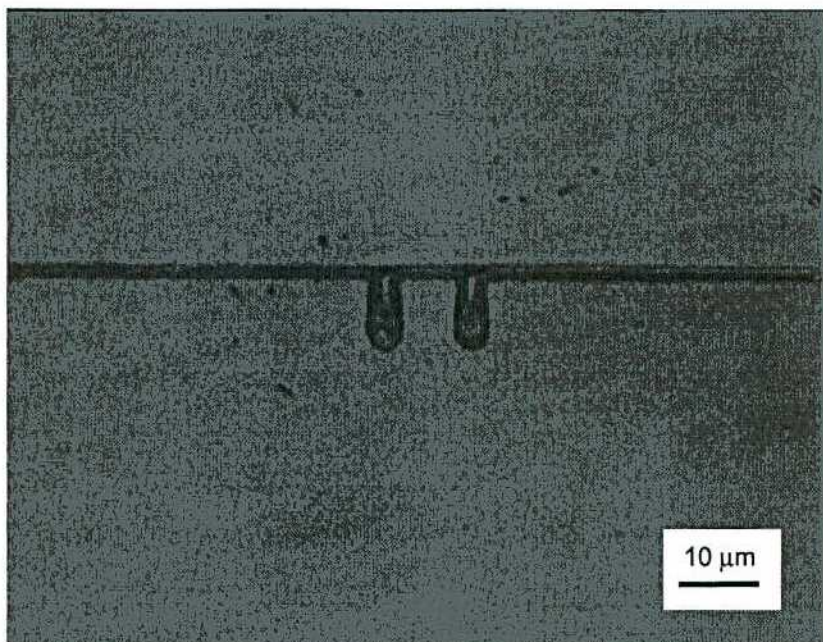


Figura 5.13: Pulido final con pasta de diamante de $0,25\mu\text{m}$.

5.5 Deposito de Dióxido de Silicio, titanio y cobre

Se realizaron pruebas para recubrir el cristal con 200nm de dióxido de silicio. Esta película delgada es necesaria para evitar efectos de polarización indeseados en la luz guiada. Se empleó un reactor RPECVD de descarga continua (globe discharge) en las instalaciones de la Universidad Tecnológica Nacional (UTN).

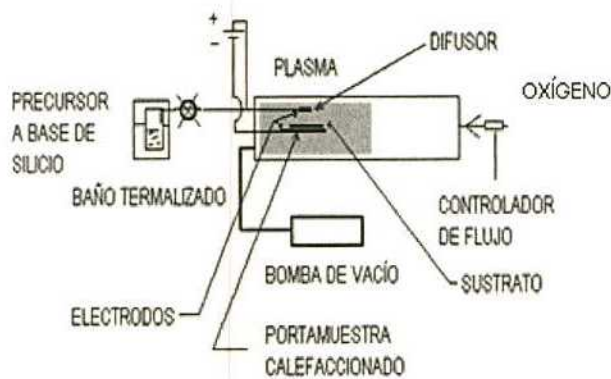


Figura 5.14: Esquema del reactor de descarga continua.

El espesor fue medido usando un perfilómetro mecánico (Mitutoyo Mod. SurfTest SV-400) y la dureza por medio de un microdurómetro (Akashi Mod. MVK-H2).

Los parámetros empleados fueron:

Presión de trabajo: 0,8ATM

Potencial entre electrodos 900v

Compuesto utilizado hexametildisilazano HMDS

Tiempo de deposición 5 min.

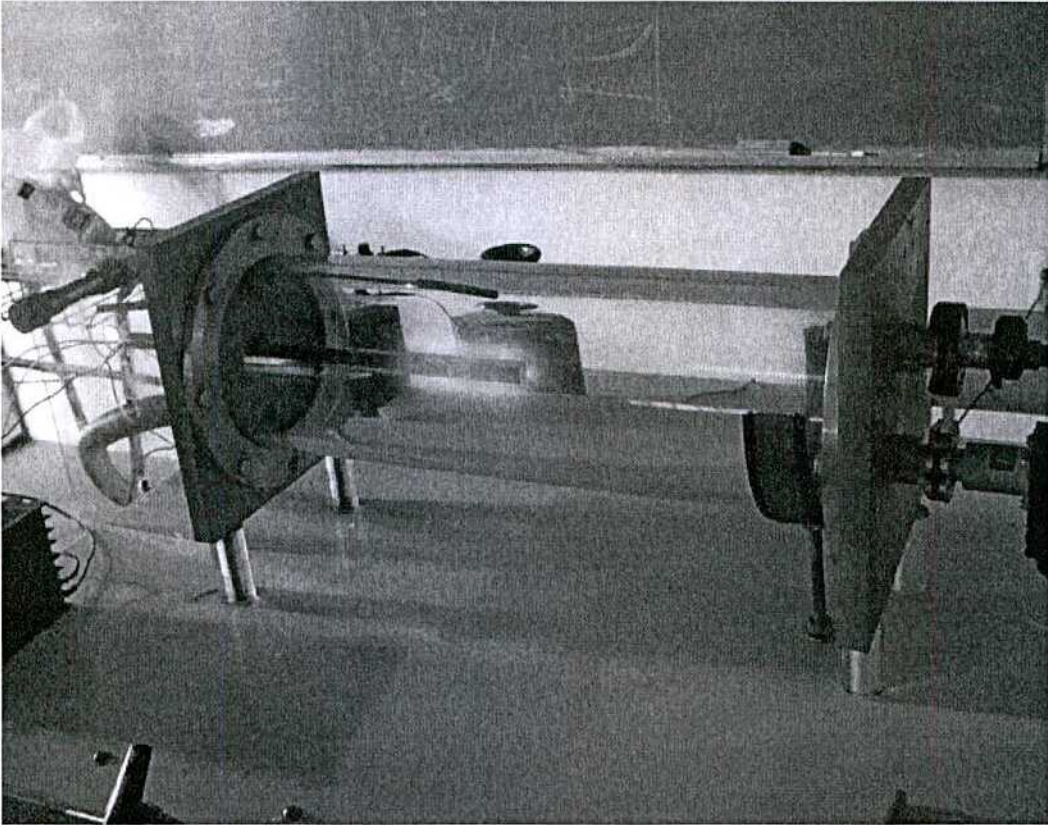


Figura 5.15: Dispositivo experimental para la deposición del dióxido de silicio.

Con esta técnica se recubrieron con 200nm de dióxido de silicio las muestras que fueron micromaquinadas.

Luego se recubrieron con una película de Titanio de 50nm por pulverización catódica (sputtering), para facilitar la adherencia y posteriormente con 4,5 micrones de cobre por evaporación para realizar (por implantación iónica) el lecho de las guías de ondas micromaquinadas con una irradiación iónica de Oxígeno o Carbono. (7.3 Irradiación con haces de Oxígeno y fabricación de guías de ondas).

6 Sistema de Control

En este capítulo se describirá el nuevo sistema de control de barrido implementado en la línea experimental del MiP.

El sistema de control por computadora involucra una serie de instrumentos y equipos que actúan de manera simultánea y coordinada:

- Placas deflectoras electrostáticas, que permiten desviar el haz.
- Detector de rayos X, que permite controlar la dosis.
- Bobina de barrido, que desplaza el haz sobre la muestra y realiza la figura programada.
- Nanoposicionador, que desplaza la muestra en los tres ejes coordenados.

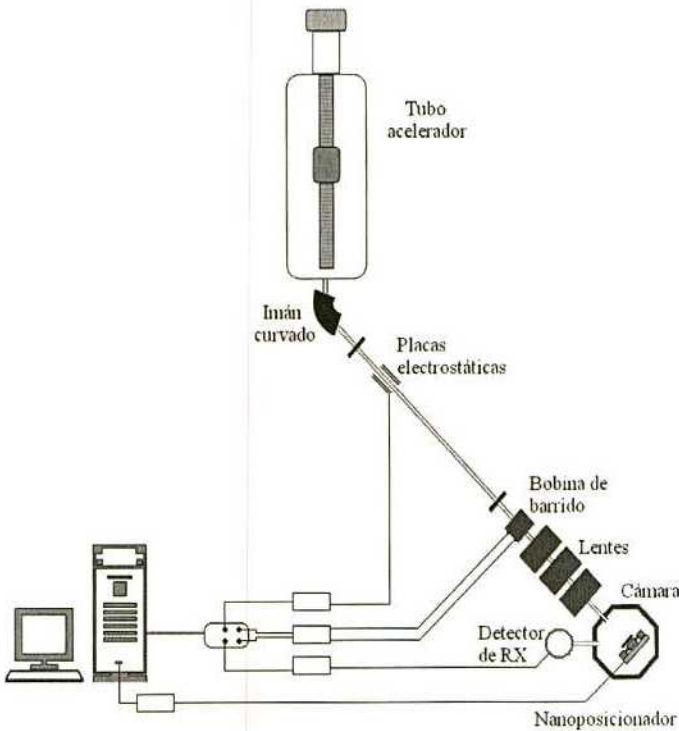


Figura 6.1: Esquema de la ubicación de los dispositivos de la línea experimental del microhaz que son controlados simultáneamente.

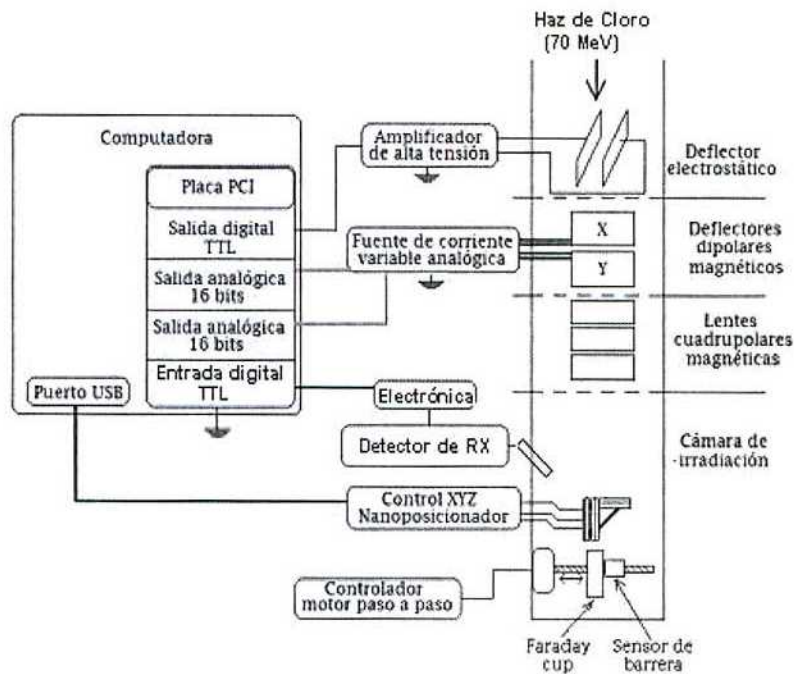


Figura 6.2: Esquema de los instrumentos de actuación y control del microhaz.

Para el desarrollo del programa del sistema de control, se utilizó plataforma LabVIEW. LabVIEW es una herramienta gráfica de programación para pruebas, control y diseño. El lenguaje que utiliza se llama lenguaje G (lenguaje Gráfico). Los programas desarrollados con LabVIEW se llaman "Instrumentos Virtuales", o "VIs". Su principal característica es la facilidad de uso, válido para programadores profesionales como para personas con pocos conocimientos en programación. Todos pueden hacer programas relativamente complejos en poco tiempo, imposibles de hacer con lenguajes tradicionales.

Como se ha dicho, es una herramienta gráfica de programación, esto significa que los programas no se escriben, sino que se dibujan, facilitando su comprensión. Al tener ya prediseñados una gran cantidad de bloques, se le facilita al usuario la creación del proyecto, con lo cual, en vez de estar una gran cantidad de tiempo en programar un dispositivo/bloque, se le permite invertir mucho menos tiempo y dedicarse un poco más a la interfaz gráfica y la interacción con el usuario final. Cada "VI" consta de dos partes diferenciadas:

- *Panel Frontal:* El *Panel Frontal* es la interfaz con el usuario. Se la utiliza para interactuar con el usuario cuando el programa se está ejecutando. Los usuarios pueden observar los datos del programa actualizados en tiempo real. En esta interfaz se definen los *controles* (usados como entradas que pueden ser botones, marcadores

etc.) e *indicadores* (usados como salidas que pueden ser gráficas, contadores numéricos, etc.).

- *Diagrama de Bloques*: es el programa propiamente dicho, donde se define su funcionalidad, aquí se colocan íconos que realizan una determinada función y se interconectan.

En el panel frontal, se encuentran todo tipo de controles o indicadores, donde cada uno de estos elementos tiene asignado en el diagrama de bloques una terminal, es decir, el usuario puede diseñar un proyecto en el panel frontal con controles e indicadores, donde estos elementos serán las entradas y salidas que interactuarán con el terminal del VI. Se puede observar en el diagrama de bloques, todos los valores de los controles e indicadores, como van fluyendo entre ellos cuando se esta ejecutando un programa VI.

Se describen a continuación los cuatro instrumentos y equipos más importantes que son controlados simultáneamente.

6.1 Control de las bobinas de barrido

Las bobinas de barrido mueven el haz antes de que este ingrese a las lentes magnéticas y, de esta manera permiten trazar, con el haz focalizado sobre la muestra, la trayectoria de una figura programada.



Figura 6.3: Control de la bobina de barrido.

6.1.1 El antiguo sistema de control

Las primeras experiencias de irradiación en la línea del MIP se realizaron con la placa de 8 bits y el programa OMDAQ provisto por Oxford Microbean Ltd., que maneja la adquisición y almacenaje de datos y controla el barrido del haz sobre las áreas definidas. El sistema de barrido del OMDAQ, originalmente designado para trabajo analítico, realiza un barrido secuencial del haz sobre las muestras utilizando las bobinas magnéticas con una resolución de 256x256 píxeles. Esta resolución de barrido relativamente pobre impone limitaciones

cuando es es aplicado a la escritura directa de alta resolución.

El haz que atraviesa los dos colimadores, ingresa al campo magnético de la bobina de barrido. La bobina de barrido posee cuatro bobinas, dos para el desplazamiento vertical y dos para el horizontal. Cada par de bobinas es alimentado con corrientes independientes. El manejo de estas corrientes (de varias decenas de amperes) permite establecer el desplazamiento del haz antes de ingresar a las lentes magnéticas y en consecuencia fija el desplazamiento final sobre la muestra en la zona de impacto (en general el centro de la cámara).

Una de las limitaciones de este sistema de control viene dado por los 8 bits que dispone la placa generadora del barrido. Con 8 bits es posible obtener 256 ($= 2^8$) números, que determinan 256 valores diferentes de corriente y en consecuencia, el mismo número de posiciones de focalización del haz sobre la muestra.

Un cálculo simple permite ejemplificar esta limitación.

Para un desplazamiento total del haz sobre la muestra en un segmento de 1mm longitud, se pueden establecer 256 posiciones diferentes. Esto equivale a que entre posiciones adyacentes el mínimo desplazamiento controlado será de $4\mu\text{m}$.

Dependiendo de la aplicación del microhaz, este valor puede resultar crítico. En relación a la fabricación de guías de ondas micromaquinadas, esta distancia es del orden del ancho de la guía. En general en los dispositivos ópticos integrados, se hacen necesarias las combinaciones de guías de ondas curvas y rectas. El micromaquinado de guías curvas requiere desplazamientos oblicuos de haz (con respecto a los ejes de barrido). En estos casos, esta distancia es demasiado grande para realizar contornos suaves en las paredes laterales de la guías de ondas, generándose un efecto "serrucho" como el que se observa en la Figura 6.4.

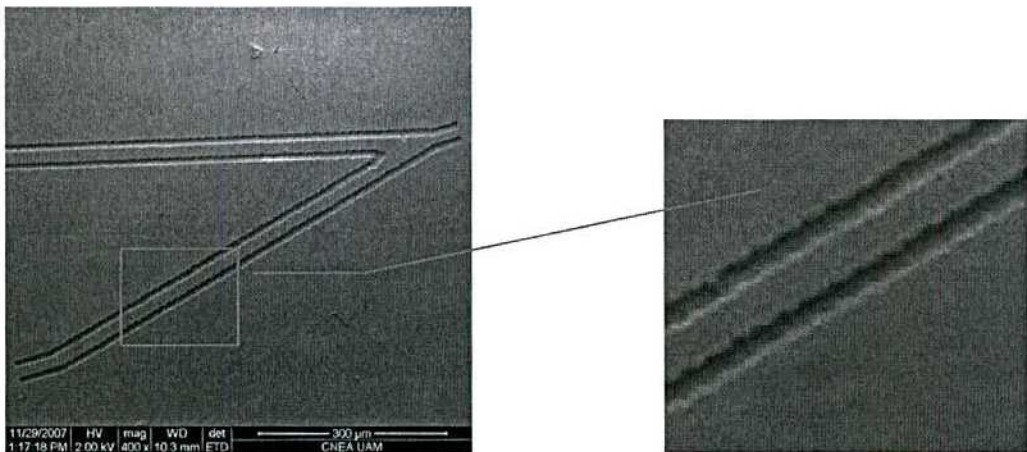


Figura 6.4: Micromaquinado en Niobato de Litio con el control de la bobina anterior. Se observan los saltos en el paso de 4 micrones en las guías rectas oblicuas al eje de la bobina.

En la Figura 6.5 se observa una discontinuidad intermitente en el barrido. En este caso las paredes laterales deberían ser continuas. El tamaño de haz es menor que el salto producido por la resolución del sistema de barrido y, en consecuencia, hay zonas donde el haz no modifica las propiedades del niobato de litio y por lo tanto no resultan afectadas por el ataque químico.

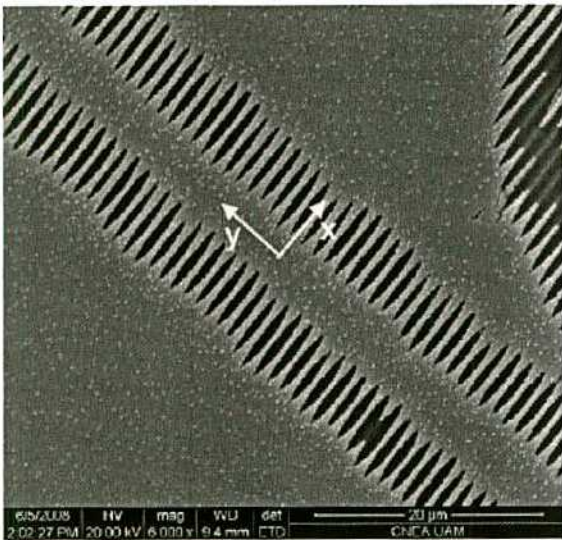


Figura 6.5: Micromaquinado donde se observa las discontinuidades en las líneas que debieran conformar los contornos de las guías.

En la Figura 6.6 se observa una superficie barrida con tamaño de haz menor a la distancia entre píxeles adyacentes. Entre estos píxeles adyacentes resulta también superficie no irradiada y, en consecuencia, no atacada por el HF. En el eje vertical el spot del haz es más fino que en el horizontal. Esta característica del spot originó la presencia de paredones verticales que permanecieron en pie, debido a que no fueron irradiados.

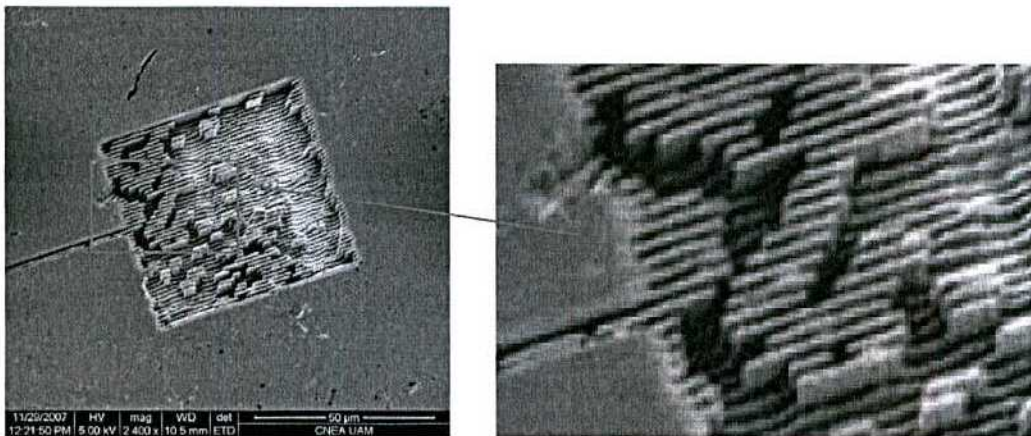


Figura 6.6: Micromaquinado de una superficie con spot del haz menor a la distancia adyacente entre píxeles.

Otra característica del antiguo control de barrido es la forma en que este es realizado. Un dibujo matricial en el programa "paint" de Microsoft de 256x256 píxeles establece los puntos que el haz debe recorrer. Realizada la figura con extensión bmp el programa "Matemática" convierte el archivo de "unos" y "ceros" en uno que es legible por el programa OMDAQ. Una vez que el programa cargó el archivo con los valores de las posiciones (x,y), se debe establecer el tiempo que se detiene en cada punto, este puede variar de 10us a varios milisegundos. Activado el sistema, mientras el barrido horizontal permanece fijo, se ejecuta el barrido vertical. Una vez que recorrió todos los puntos establecidos en esa columna pasa a la columna adyacente y recorre los puntos de esa columna. Este tipo de barrido se denomina tipo "raster" (Figura 6.7).

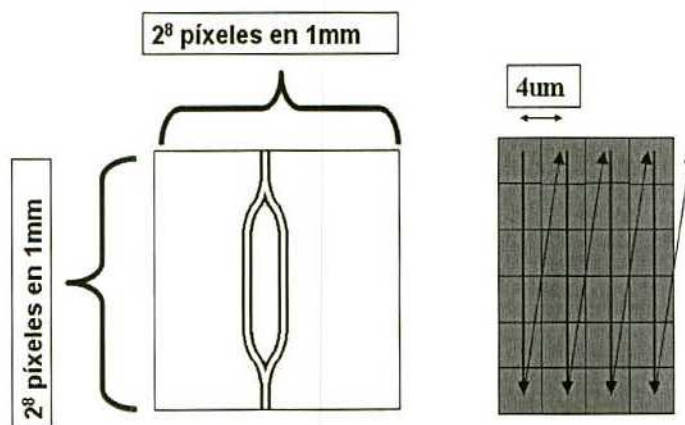


Figura 6.7: Barrido tipo raster con placa de 8 bits en el control anterior de la bobina de barrido.

6.1.2 El nuevo sistema de control

Para solucionar estos inconvenientes fue adquirida una placa de la empresa "Nacional Instruments", (NI PCI-6731 High-Speed Analog Output) de 16 bits, 1MS/s, provista de cuatro salidas analógicas, que permite controlar el desplazamiento del haz con una mayor precisión.

Aquí, para un desplazamiento de 1mm, la cantidad de puntos distintos que permite distribuir el haz sobre la muestra es igual a la cantidad de valores que dispone la placa en la salida de la bornera ($2^{16} = 65536$). Esto nos da un desplazamiento mínimo de 16nm.

Para evitar algunos de los problemas que presenta el barrido "raster", el nuevo sistema de barrido fue diseñado para realizar barrido vectorial. Como se mencionó, los programas de control de la nueva placa se hicieron en plataforma LabVIEW. De esta manera se optimizó el recorrido del haz y mejoró la calidad para las aplicaciones de micromaquinado.

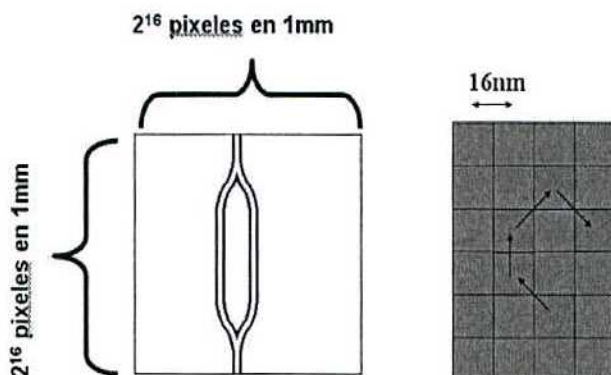


Figura 6.8: Nuevo sistema de barrido.

El barrido tipo "raster", recorre líneas rectas pasa por superficies que no se desean irradiar y deja su traza. El barrido vectorial, en cambio, sólo desplaza el haz entre posiciones contiguas entre si minimizando el recorrido realizado por el haz y sólo expone las superficies que se desean irradiar (Figura 6.9).

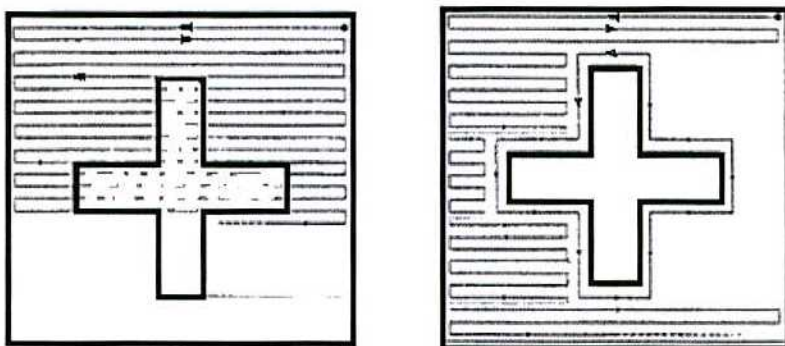


Figura 6.9: Comparación entre los tipos de barrido. El de la izquierda tipo raster, deja residuo del haz en el patrón. El de la derecha tipo vectorial, minimiza el recorrido y expone el haz sobre el patrón.

Dos de las salidas analógicas de la bornera conectada a la placa de control fueron destinadas para dar las coordenadas "X" e "Y". La tensión para cada salida se estableció entre 0 y 10 volts. Como cada salida permite el uso de 16 bits, se puede controlar la tensión con 2^{16} valores intermedios.

El amplificador de corriente recibe un valor de tensión entre 0 y 10V generado por la placa para cada uno de los ejes "X" e "Y", alimenta la bobina de barrido en las dos direcciones y esta desplaza el haz antes de ingresar al campo cuadrupolar de las lentes magnéticas.

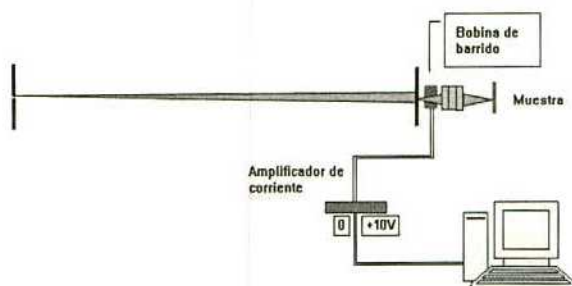


Figura 6.10: Control de la bobina de barrido.

El amplificador de corriente recibe un valor de tensión entre 0 y 10V para cada uno de los ejes "X" e "Y", alimenta la bobina de barrido en las dos direcciones y esta desplaza el haz antes de ingresar al campo cuadrupolar de las lentes magnéticas.

6.2 Control de las placas deflectoras ultrarrápidas

Las placas deflectoras desvían el paso del haz cuando se cargan eléctricamente y permiten su paso en caso contrario. Con este instrumento se puede controlar con excelente precisión el inicio y la finalización de la irradiación.

Otra aplicación importante de las placas deflectoras es evitar el salto de haz indeseado entre el final de una figura y el principio de otra. Al finalizar una figura se activan las placas y al comenzar la nueva se desactivan.

Para controlar el deflector se dispuso de una tercera salida de la bornera de la placa. Esta salida se activa con 5V para el caso que se desea desviar el haz. Un amplificador de tensión recibe la señal y eleva la tensión a +220V en una salida y a -220V en otra salida con una velocidad de respuesta de 200ns (Technisches Büro Fischer). Las placas deflectoras reciben simultáneamente estas tensiones y de esta manera se aplica una diferencia de potencial de 440V generando un campo electrostático que desvía completamente el haz de la línea antes de que ingrese al segundo colimador.

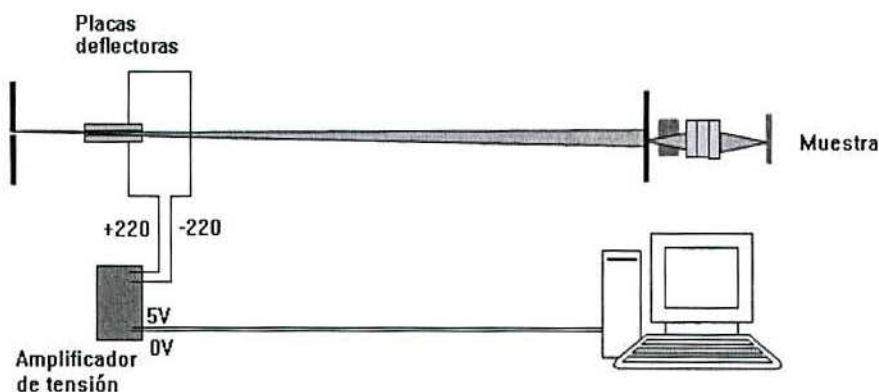


Figura 6.11: Control de las placas deflectoras.

Para cada posición "X" e "Y", se debe indicar si el deflector electrostático se activa o no.

Generalmente, el final de una figura no coincide con el principio de la siguiente. Cuando se pasa de una figura a la otra, debido a la inercia magnética la bobina no estabiliza el haz en su nueva posición. Para darle tiempo a que el campo magnético estabilice el haz en la posición de inicio de la nueva figura, se activan las placas cuando finaliza el barrido anterior y con las corrientes de la posición inicial de la siguiente figura permanece un tiempo durante el cual permanecen activas las placas deflectoras. Al finalizar este período se desactivan y pasa el haz coordinadamente con el inicio de la siguiente figura.

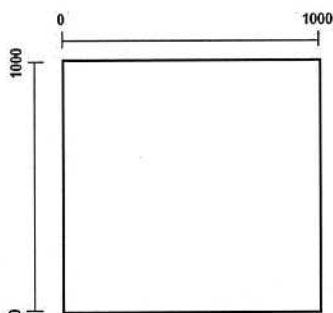
6.3 Control simultáneo de las placas deflectoras y las bobina de barridos

Como se mencionó, para el control simultáneo de las placas deflectoras y la bobina de barrido el programa recibe las posiciones "X" e "Y" y un valor que indica la activación o no de las placas. Esto se realiza mediante archivos de valores numéricos tabulados en columnas y líneas. A continuación se describirá la generación de estos archivos.

6.3.1 Generación de archivos

El programa del control de barrido toma archivos de datos que especifican los puntos X e Y, por donde el haz se focalizado recorrerá la muestra. Para la generación de

estos archivos se construyeron "Instrumentos Virtuales" en el lenguaje gráfico de LabVIEW.



Para especificar la posición de los puntos, se tomó por convención un cuadrado y se lo subdividió en mil partes. El punto (0;0) identifica el extremo inferior izquierdo del cuadrado y el (1000;1000) identifica el extremo superior derecho. Suponiendo que el desplazamiento del haz sobre la muestra fuera de 1 milímetro por lado (lo cual es una estimación dentro del orden de magnitud para irradiaciones con haces de Oxígeno, Cloro a varias decenas de MeV de Energía) cada unidad en esta escala representa un micrón de longitud en el desplazamiento del haz.

La placa del nuevo sistema está limitada a registrar hasta 10000 valores numéricos por salida analógica. Teniendo en cuenta este valor máximo, se generaron archivos que especifican la posición de 10000 puntos. La primera columna del archivo determina la coordenada "X" y la segunda columna la "Y".

Además de las coordenadas "X" e "Y" se añadió una tercera columna para indicar el encendido de las placas deflectoras. Esta sólo puede tomar los valores de "0" ó "5". "0" para indicar que las placas no reciban tensión, "5" para indicar que activen y se genere un campo eléctrico que desvíe al haz. Mediante los puntos indicados en los archivos, el haz va desplazándose y conformando la figura deseada.

6.3.2 Instrumento Virtual: "cargadatos"

El "Instrumento Virtual" básico será cargar cada punto en un archivo. El nombre de este programa se llamó "cargadatos" y el panel frontal consiste de cuatro controles: un nombre de archivo de salida y los valores de datos de las tres columnas que contiene el archivo.

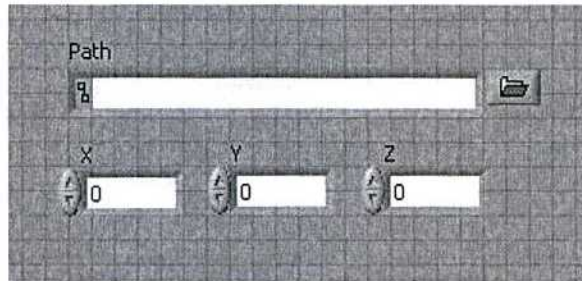


Figura 6.12: Panel frontal del VI cargadatos

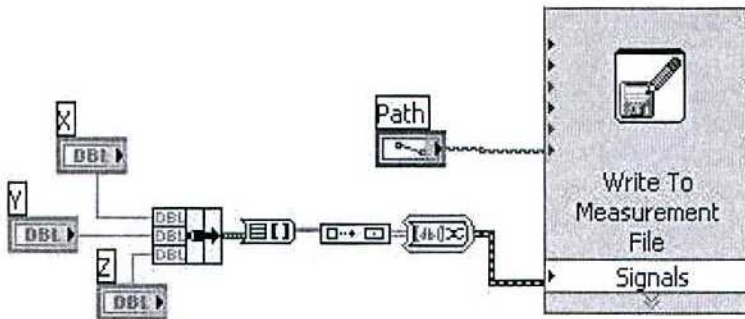


Figura 6.13: Diagrama de bloques del cargadatos.

Este simple programa en LabVIEW (VI) no carga los datos directamente por el usuario, sino que es un sub programa (subVI) de otros programas (VI). A continuación se describen otros VI que utilizan este programa como subVI.

6.3.3 Instrumento Virtual: “recta”

Para realizar una recta de puntos se necesita especificar las coordenadas de inicio de la recta y las coordenadas finales. También se necesita especificar el “paso” entre puntos sucesivos, esto es, la distancia entre dichos puntos.

La precisión con que se cargan los valores es de dos dígitos después de la coma, lo que corresponde a saltos de 10nm por lado según la convención antes definida, es decir, que una unidad corresponde a 1 micrón de desplazamiento sobre la muestra. Este valor se tomó teniendo en cuenta que 16nm es el paso mínimo del haz que la bobina es capaz de resolver sobre la muestra. Así, cargar los valores con mayor precisión resulta innecesario.

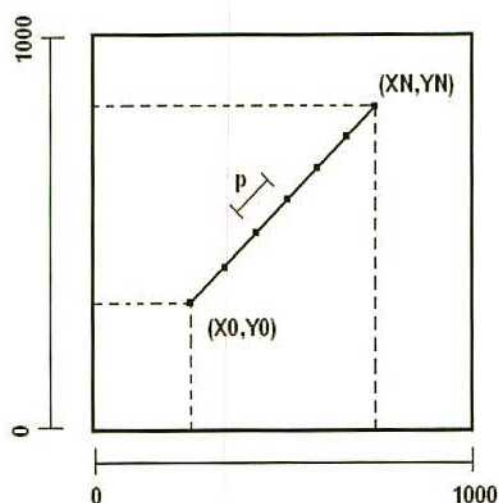


Figura 6.14: En este gráfico se muestran los puntos que el programa generara en el archivo a partir de las coordenadas inicial y final de la recta, junto con el valor del paso.

Los controles para este VI son los cuatro puntos que determinan la recta, además de la distancia o “paso” entre los puntos de la recta a lo largo de la línea que los une y el nombre del archivo donde se cargarán los datos. También incluye un botón que al accionarlo ejecuta el programa.

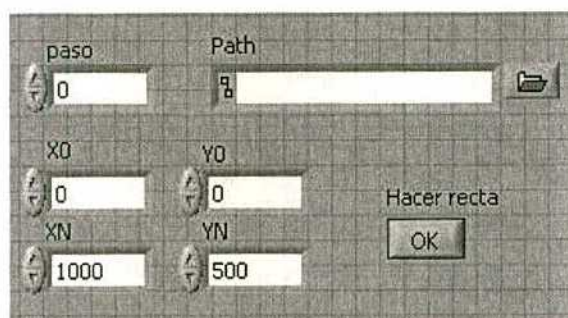


Figura 6.15: Panel de control del programa que genera un archivo con las coordenada de puntos de una recta.

Este “Instrumento Virtual” tiene como bloque al subVI anterior, el “cargadatos”. A medida que se van generando los valores de las coordenadas, este “subVI” se encarga de escribir en el archivo en forma de columna dichas coordenadas.

El programa redondea el paso para que la distancia total de la recta sea un múltiplo entero del segmento entre puntos sucesivos.

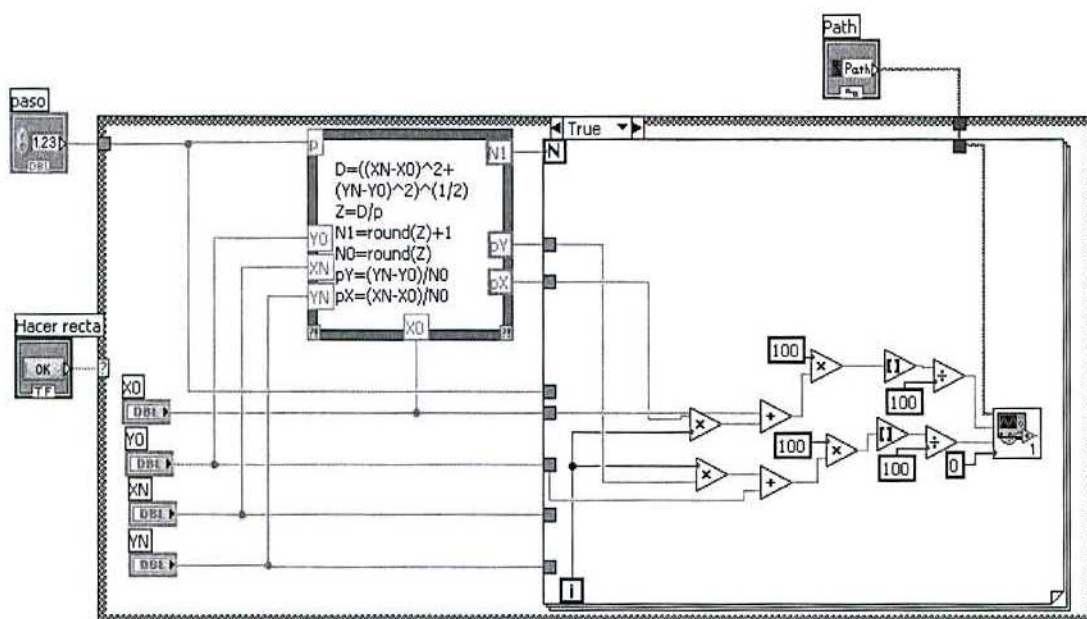


Figura 6.16: Diagrama de bloques del programa Recta. Incluye al subVI anterior.

6.3.4 Instrumento Virtual: "círculo"

Como controles se dan las coordenadas del centro del círculo, el radio y el paso. Por lo demás es igual a la "recta".

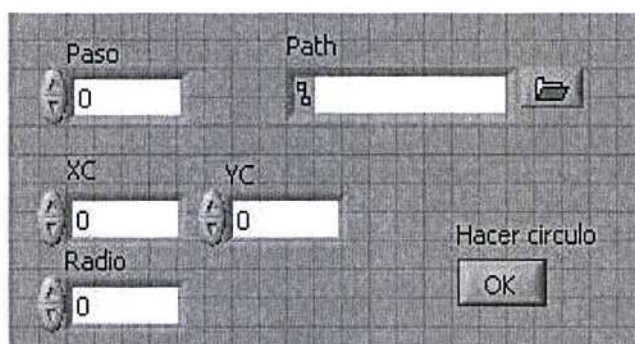


Figura 6.17: Panel de control del Instrumento Virtual: "círculo".

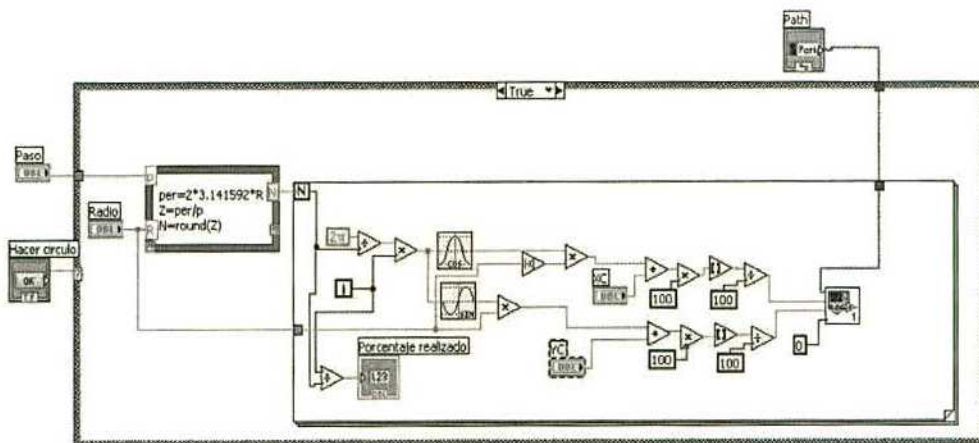


Figura 6.18: Diagrama de bloques del programa "círculo".

6.3.5 Instrumento Virtual: "punto"

Este programa escribe las coordenadas de un mismo punto cuantas veces se indique. Se le debe especificar la coordenada "X", la coordenada "Y" y el número de puntos.

6.3.6 Instrumento Virtual: "curva"

Este programa realiza tramos de una circunferencia, los parámetros que necesita son el paso, las coordenadas "X" e "Y" del centro de la curva, el radio, el ángulo inicial y el ángulo final. Al igual que el programa "recta" este programa redondea el paso para que los puntos a lo largo del tramo se distribuyan equidistantes.

6.3.7 Instrumento Virtual: "paralelepípedo"

Esta figura es importante para la construcción de contactos en las guías de ondas

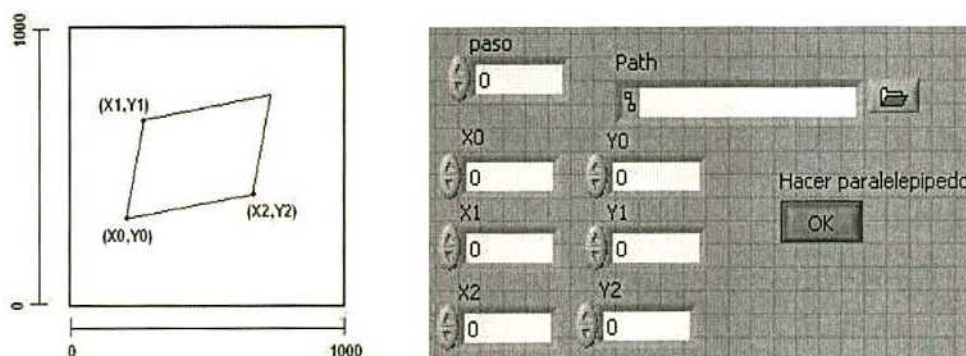


Figura 6.19: Panel de control del VI "paralelepípedo" con los puntos necesita especificar.

Para definir el paralelepípedo se dan las coordenadas de tres puntos. Estos tres puntos definen el paralelepípedo de manera unívoca. Como en las figuras anteriores,

se debe indicar el paso y dar el nombre del archivo de salida. Este Instrumento Virtual usa la "recta" como subVI. El programa delimita el contorno del paralelepípedo con cuatro rectas de puntos. Para evitar la superposición del punto inicial de una recta con el punto final de otra se construyó otro subVI sin el punto inicial, llamado "recta sin punto inicial". Luego continúa con los puntos de otro paralelepípedo menor inscripto dentro del primer paralelepípedo, y así sucesivamente hasta rellenar toda la figura.

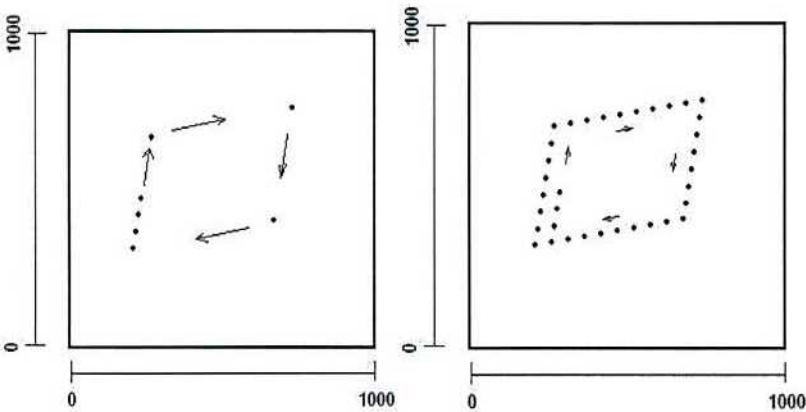


Figura 6.20: Orden en que carga las coordenadas el VI "paralelepípedo".

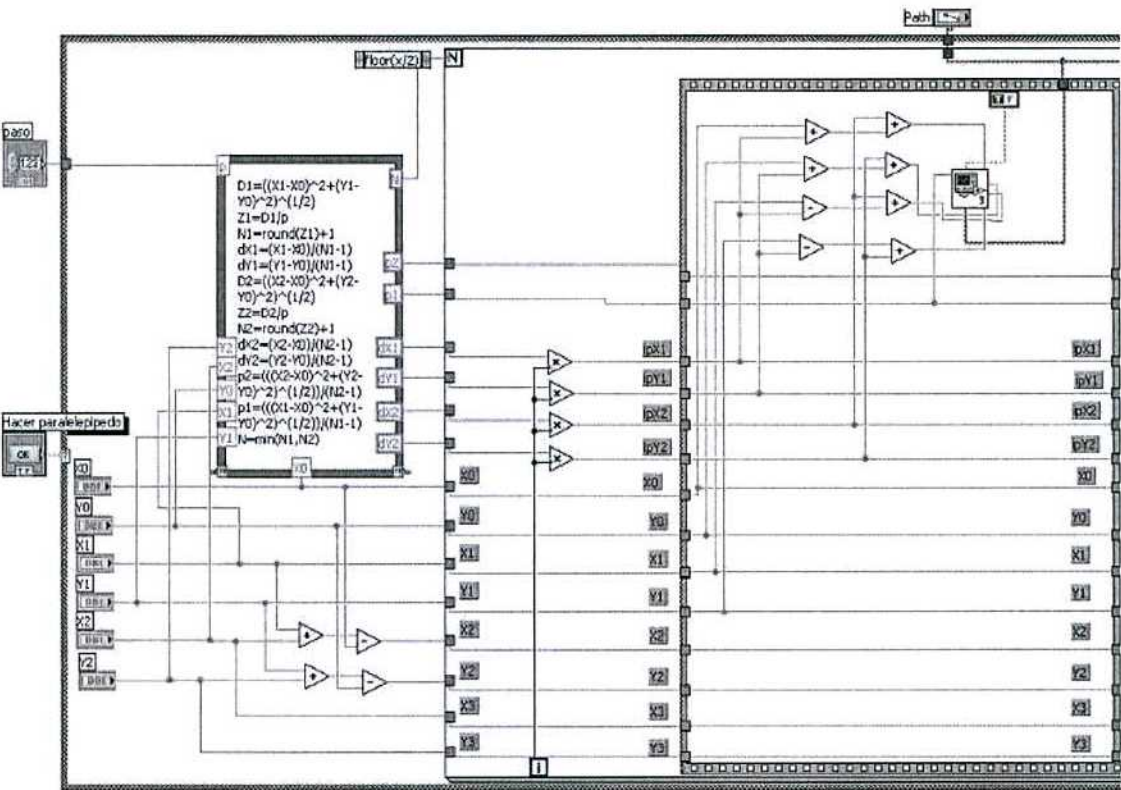


Figura 6.21: Diagrama de bloques del VI "paralelepípedo".

6.3.8 Instrumento Virtual: “deflector”

Para ir de un punto a otro activando el deflector se diseñó un programa que necesita las coordenadas iniciales y finales en que se activarán las placas deflectoras. Mientras este activo el deflector, las coordenadas “X” e “Y” permanecerán primero en el punto inicial un cierto número de períodos y luego otro número de períodos en el punto final, el tiempo necesario para que se estabilicen los campos de la bobina por su inercia magnética. Los parámetros que necesitan son las coordenadas iniciales y finales y el número total de períodos en que se activa el deflector. Un tercio de los períodos permanece en la primera coordenada, y dos tercios en la segunda coordenada especificada.

6.3.9 Instrumento Virtual: “Dibuja”

Luego de tener todos los programas que dibujan figuras, de los cuales se han comentado algunos, se programó un VI capaz de escribir las figuras en el orden que se desee, tomando como sub-programas todos los anteriores. Este VI toma un archivo llamado “archivo directriz”, el cual indica las figuras a realizar y contiene filas y columnas de números. En la primera columna se indica el tipo de figura que se desea realizar.

1: recta

2: recta sin punto inicial

3: paralelepípedo

4: punto

5: curva

6: círculo

10: deflector

Cuando aparece el número 7 en la primera columna el programa interpreta que no hay más figuras para realizar.

Los números de cada fila definen los parámetros que caracterizan la figura.

Para la recta son los valores: X_0 ; Y_0 ; X_1 ; Y_1

Para el círculo son los valores: X_C ; Y_C ; radio

Para el paralelepípedo son los valores: X_0 ; Y_0 ; X_1 ; Y_1 ; X_2 ; Y_2 .

Para la curva los valores: X_C ; Y_C ; L ; a_0 , a_f .

Para el deflector: X_0 ; Y_0 ; X_F ; Y_F .

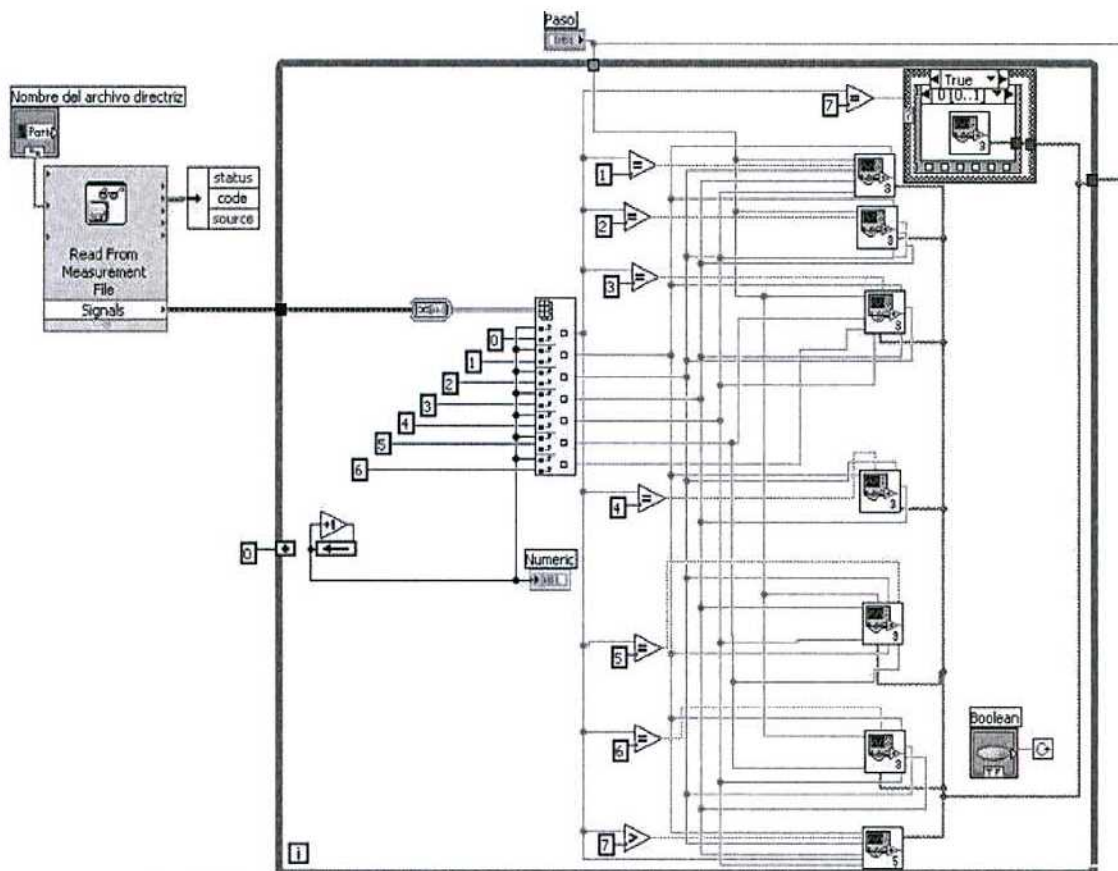


Figura 6.22: Diagrama de bloques del IV "Dibuja".

6.3.10 Ejemplo: Archivo directriz del Mach Zender

El interferómetro Mach Zender, como se comentó en la sección 2.4.2 consiste de un camino óptico que se bifurca y luego se vuelve a unir.

A pesar de la simplicidad de la figura, la cantidad de segmentos de rectas y curvas con los parámetros respectivos bien determinados requiere un programa de cálculo para generar el "archivo directriz". Para este fin se realizó una hoja de cálculos utilizando el programa Excel. A esta se le especifican los parámetros que caracterizan el Mach Zender: el ancho de la guía "A", largo total "B", distancia entre ramas paralelas "D", etc.

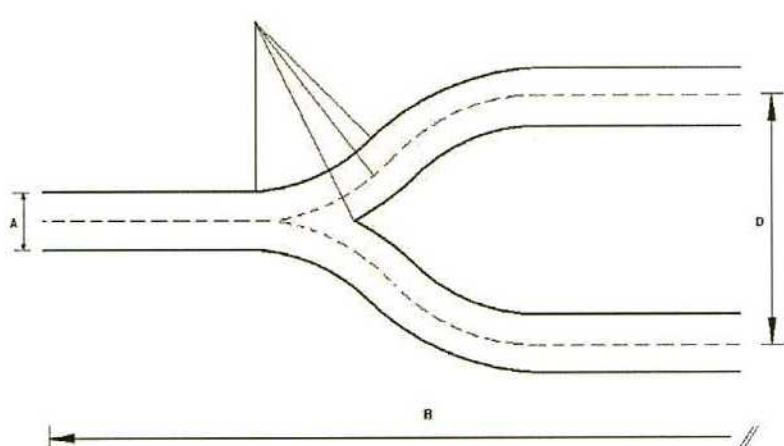


Figura 6.23: Diseño del Mach Zhender a partir de los parámetros que los caracterizan.

El programa calcula y ubica todos los valores que necesita el archivo directriz: radios, ángulos iniciales y finales de las curvas, puntos iniciales y finales de las rectas, etc. Para realizar el contorno de las guías del Mach Zender se dividió la tarea en tres partes:

Contorno inferior, contorno superior y parte central. Para cada figura se obtuvo un “archivo directriz”, que ingresado en el programa “Dibuja” generó el archivo de 10000 puntos (píxeles) que puede recibir la placa de NI.

A continuación, se muestra la tabla de valores para el archivo directriz del contorno inferior:

10	0	495	0	495	
1	0	495	130	495	
6	130	372,5	122,5	1,57079633	1,080839
6	250	597,5	132,5	4,22243165	4,71238898
2	250	465	750	465	
6	750	597,5	132,5	4,71238898	5,20234631
6	870	372,5	122,5	2,06075365	1,57079633
2	870	495	1000	495	
10	1000	495	1000	505	

Tabla 3: Ejemplo de los parámetros para el programa VI “Dibuja” que definen el contorno inferior del Mach Zender generados en una hoja de cálculo en el programa Exel.

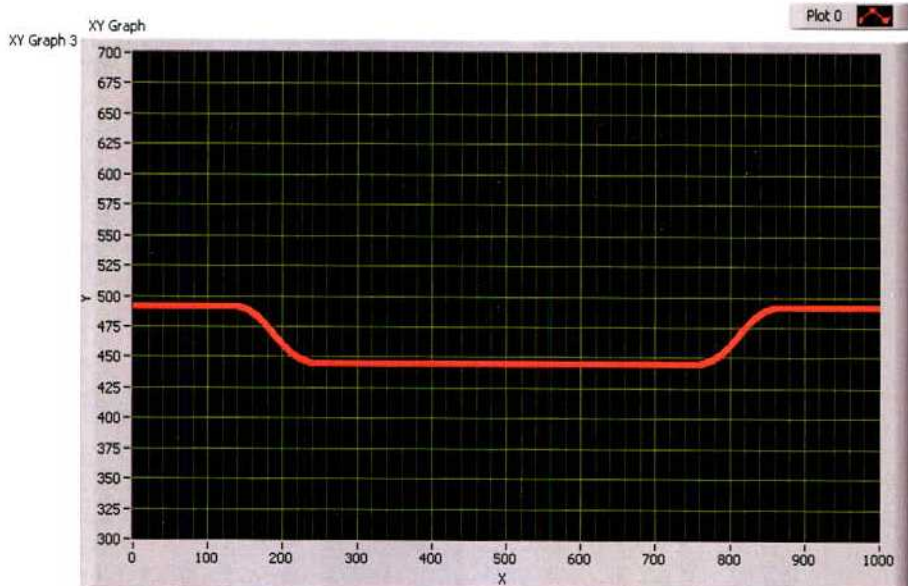


Figura 6.24: Visualización de los puntos generados por el VI "Dibuja". Representa el contorno inferior del Mach Zehnder.

Con el mismo procedimiento se obtuvieron los archivos de las otras dos partes del Mach Zehnder.

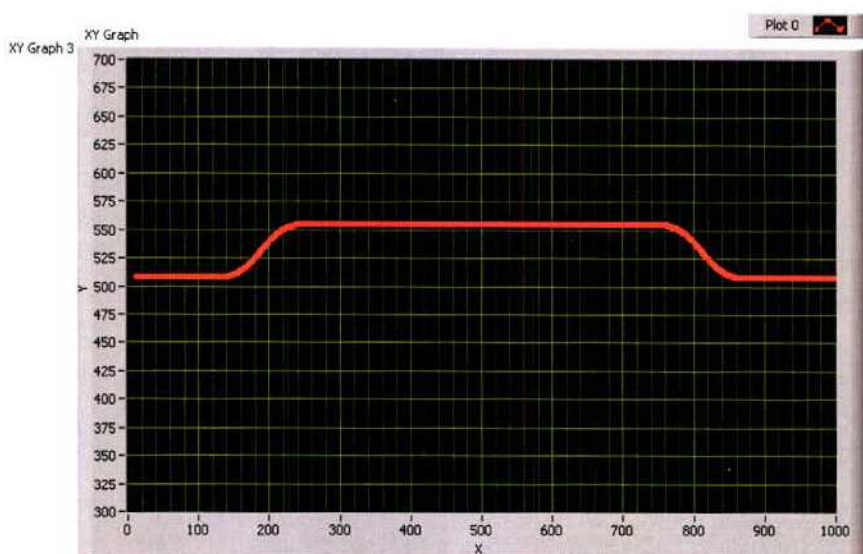


Figura 6.25: Representación del contorno superior del Mach Zehnder.

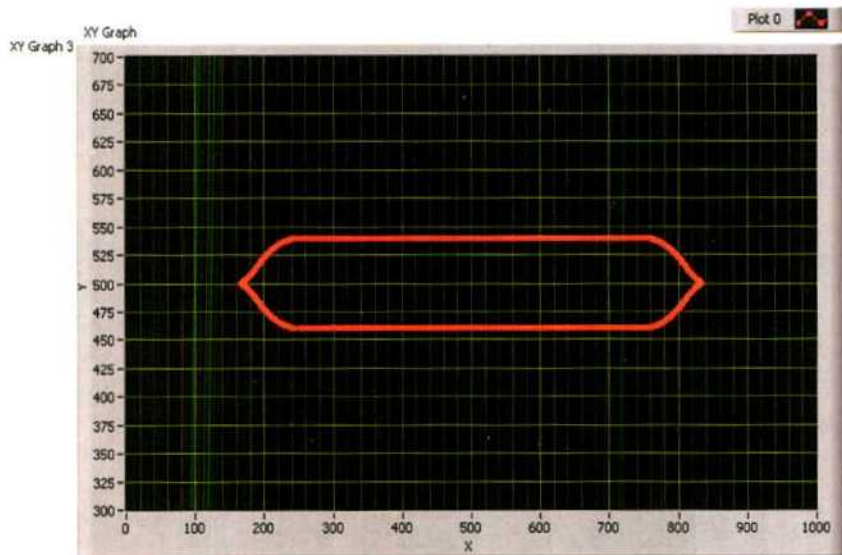


Figura 6.26: Representación de la parte central del Mach Zehnder.

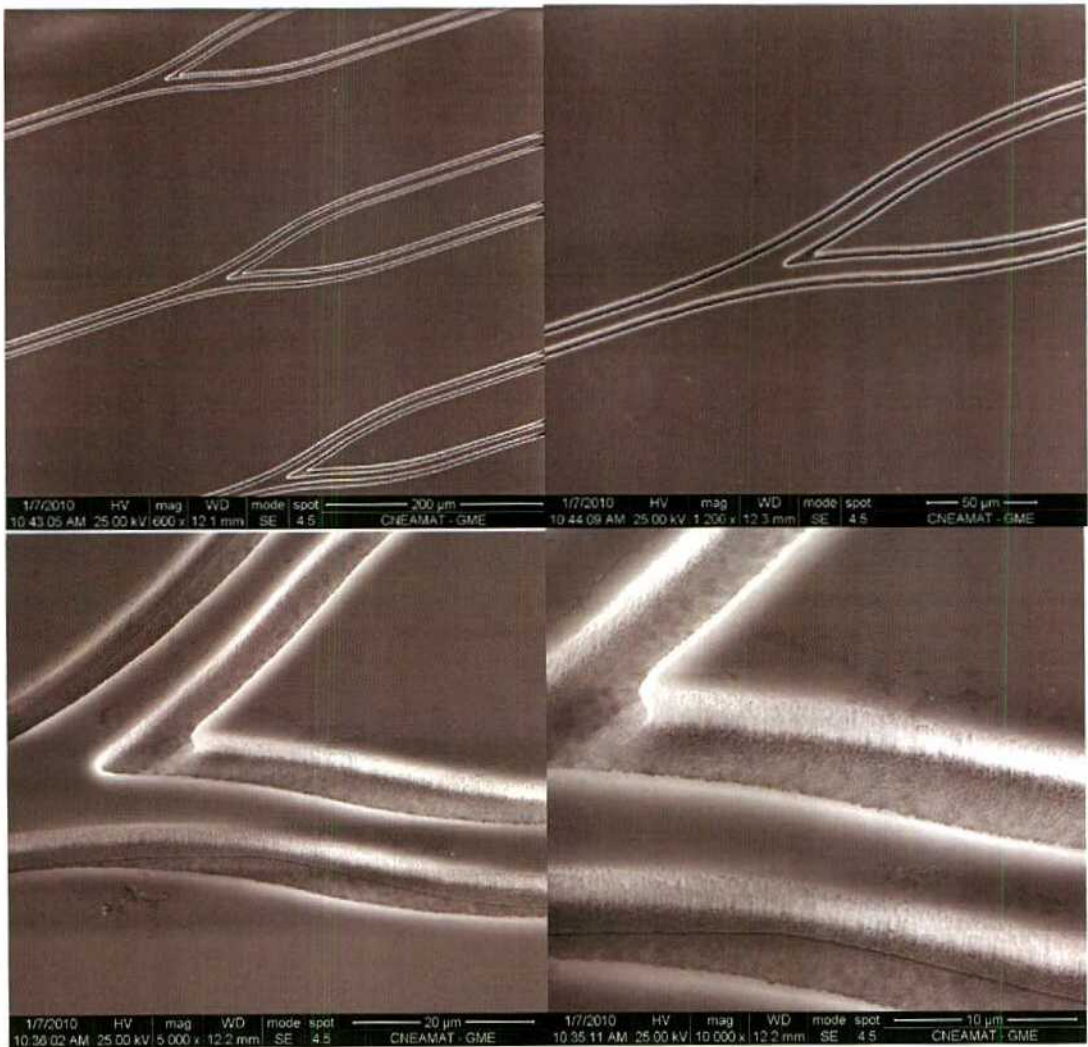


Figura 6.27: Las tres partes del Mach Zehnder transferidas al cristal de NL mediante el nuevo sistema de control.

6.4 Control de la dosis

Un parámetro crucial de la irradiación es la fluencia (número de iones / cm^2) recibido por la muestra. El método más preciso es medir la corriente del haz utilizando una copa de Faraday colocada detrás de la muestra. Este método no puede ser utilizado debido a que el haz es completamente frenado en la muestra. Se utilizó entonces un detector de rayos-X posicionado muy cerca de la muestra para medir los rayos-X L_α y K_α producidos en una delgada capa de Cu que recubre el frente de la muestra. El Cu epositado también previene la carga superficial del niobato de litio durante la irradiación.

La medición de la dosis fue automatizada e incorporada al nuevo sistema de barrido. Como se explicó en las secciones anteriores, el haz realiza figuras determinadas mediante el control de la bobina de barrido y las placas deflectoras. Este control indica el momento en que deben activarse la placas deflectoras para cortar el haz, instante en el cual la dosis recibida por la muestra alcanza el valor establecido y detiene la irradiación ó automáticamente pasa a la siguiente operación de barrido.

Un ejemplo del espectro de energía se puede observar en la Figura 4.15.

La película metálica de Cu emite un espectro característico en un determinado intervalo de energías. Mediante un analizador monocal se coloca una ventana energética para contar los pulsos correspondientes a la línea K_α y se genera una señal TTL (de 5V) por cada rayo-X K_α registrado en el detector.

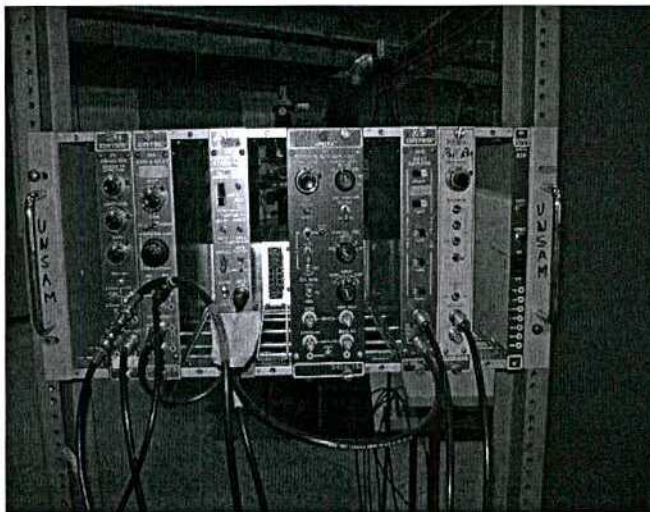


Figura 6.28: Instrumentos que procesan la señal proveniente del detector de RX y la normalizan a un pulso lógico de 5V que recibe la placa de NI.

Se configuró una de las entradas digitales de la placa de NI para que cuente los pulsos TTL provenientes de analizador monocal.

El programa de control general, que es un Instrumento Virtual en LabVIEW, monitorea el número de pulsos y lo compara con un valor establecido por cálculo. Cuando alcanza este valor, se activa una señal para que corte el haz con las placas deflectoras y continúe con la siguiente operación, que puede ser realizar otra figura con su respectiva dosis sin desplazar la muestra o desplazar la muestra con el nanoposicionador hasta la posición deseada. Luego de la última operación finaliza el experimento manteniendo activas las placas electrostáticas.

6.4.1 Normalización de la dosis y los pulsos

Antes de comenzar la irradiación sobre la muestra, se mide la relación de producción de Rayos-X y la corriente de iones del haz.

En el proceso de formación de la película de Cu por evaporación, se coloca al lado de la muestra a irradiar un vidrio portaobjeto. De esta manera se garantiza la formación de una película metálica sobre el portaobjeto de espesor similar a la que recubre la muestra. Esta película de Cu, por lo general es de aproximadamente un micrón en espesor. Se la desprende cuidadosamente del vidrio por flotación en agua y se la coloca sobre un soporte metálico de 1cm x 2cm con un orificio de tres milímetros.

Con este espesor, el haz atraviesa completamente la muestra y llega a la copa de Faraday. Se activa simultáneamente el contador que recibe los pulsos de la copa de Faraday, el contador de pulsos TTL de la nueva placa de NI y la adquisición del espectro de rayos-X.

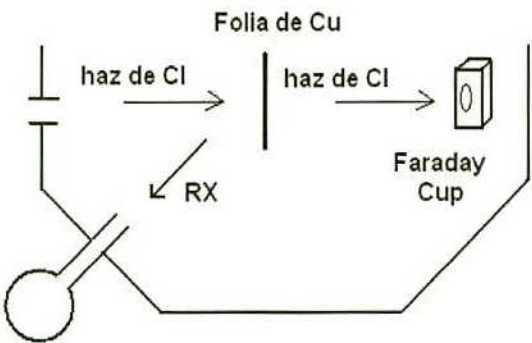


Figura 6.29: Normalización de la dosis a partir de los Rayos X.

Luego de unos minutos se obtiene suficiente estadística para relacionar la carga recibida en la copa de Faraday y los pulsos de rayos X contados en la nueva placa. Se corta el haz y se ingresan los valores a un programa realizado en Mathcad.

A este programa se le ingresan otros datos como la superficie a irradiar en cada figura y la fluencia correspondiente. Con estos datos calcula el número de pulsos que debe contar el programa de control general en LabVIEW para que cada figura reciba la dosis requerida.

6.5 Control del nanoposicionador

El software de control de la empresa Mechonics permitió realizar los primeros movimientos con los tres nanoposicionadores. El material de software enviado con el equipo incluye Instrumentos Virtuales en LabVIEW que permitieron su empleo en el programa de control general.

Cada nanoposicionador posee una referencia que ubica la plataforma móvil en el centro del recorrido. A partir de esta referencia absoluta se puede realizar cualquier desplazamiento relativo.

6.5.1 Control simultáneo de los nanoposicionadores y las bobinas de barrido

Los controles de referencia absoluta y desplazamiento relativo se ubicaron en el programa de control general.

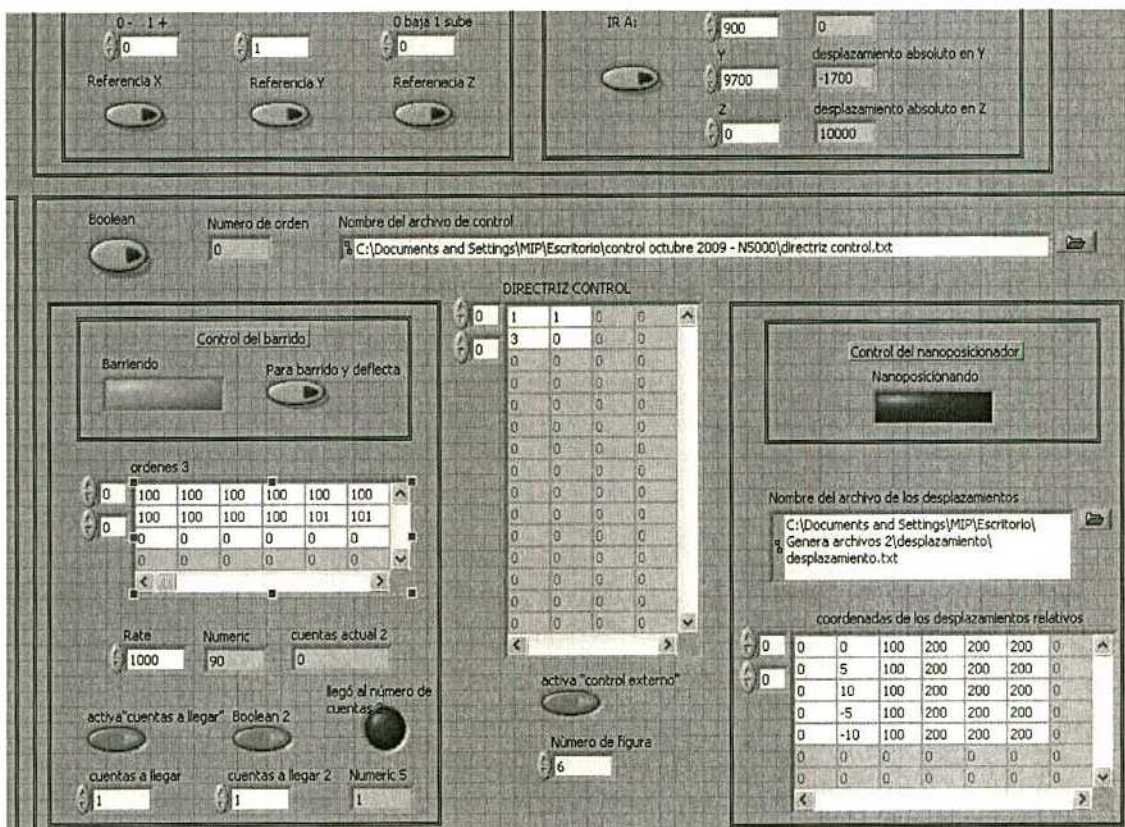


Figura 6.30: Panel de control del program de control general.

Para la programación de una experiencia, se cargan todos los desplazamientos relativos que realizarán los nanoposicionadores y todas las figuras que realizarán las bobinas de barrido con sus respectivos números de cuentas de Rayos X equivalentes a dosis de irradiación iónica. En un archivo llamado "Directriz Control" se detallan ordenadamente las operaciones. Estas se dividen en dos clases: desplazamientos mecánicos de la muestra mediante los nanoposicionadores o desplazamientos magnéticos del haz sobre la muestra mediante las bobinas de barrido. Entre operaciones se activan siempre las placas deflectoras ultrarrápidas. Cuando se encuentra la experiencia en marcha un indicador muestra el número de orden que se está realizando y al finalizar la experiencia se apaga el programa dejando las placas activas.

Los archivos de las figuras que serán realizadas por la bobina de barrido son cargados previamente y el programa permite realizar una pre-visualización de las áreas a irradiar, para de esta forma poder detectar errores de diseño en el archivo de comando, o errores de compilación en el archivo vectorial (Figura 6.31).

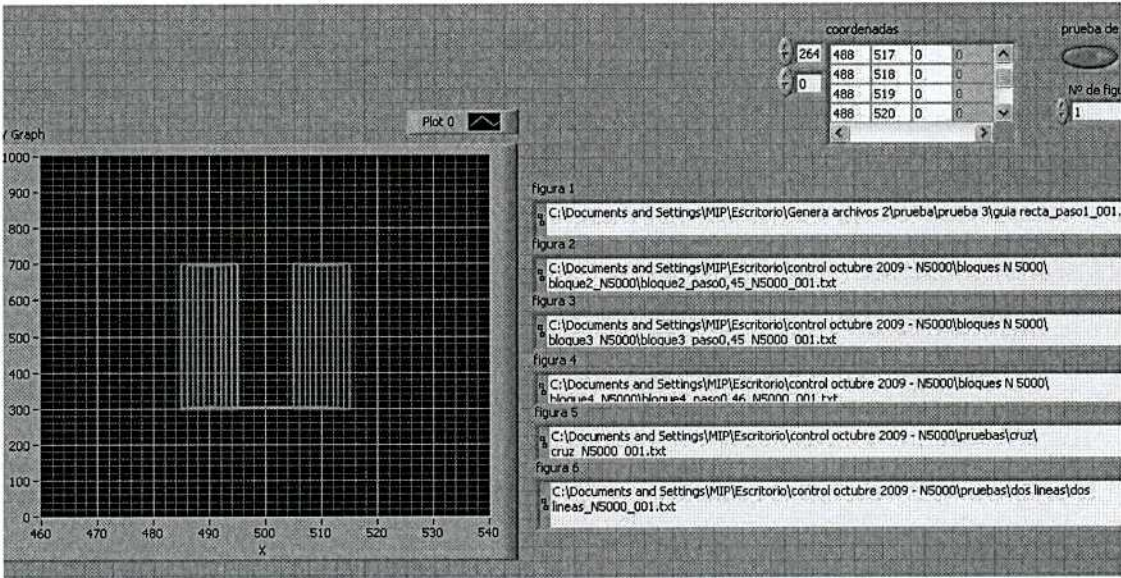


Figura 6.31: Visualización previa de la figura en el programa de control general.

7 Efecto de la irradiación iónica en el cristal de NL

La irradiación iónica con MeV de energía modifica las propiedades del cristal de Niobato de Litio. El tipo de daño que se produce en el cristal difiere considerablemente según las particularidades de la irradiación. En este capítulo se presentarán las características generales de la interacción ion-cristal, los parámetros fundamentales para la cuantificación del daño y los resultados del estudio del Niobato de Litio irradiado con haces de Oxígeno y Cloro y como se los puede utilizar en la fabricación de guías de ondas ópticas.

7.1 Poder de frenado

Las técnicas de micromaquinado estudiadas en esta tesis están basadas en la interacción de los iones de alta energía (decenas de MeV) con la materia. El carácter de la interacción depende de la masa, del número atómico y energía cinética del ión, así como de las propiedades del material del blanco. Durante la interacción, la energía es transferida del proyectil a los átomos del blanco por medio de dos mecanismos:

En el caso de proyectiles rápidos, con energías superiores a 1MeV por nucleón, prevalecen las colisiones inelásticas con electrones atómicos. Esto conduce a la excitación de electrones a niveles de energía más altos, y/o eyección de electrones produciendo la ionización de los átomos. El frenado del ion varía suavemente sin cambios bruscos en su dirección.

Cuando la energía del ion disminuye considerablemente (del orden de 1keV por nucleón) el proceso que domina la transferencia de energía ocurre a través de colisiones elásticas con los átomos del blanco. Cuando el proyectil colisiona contra un núcleo, provoca un cambio abrupto de su energía, así como en la dirección de su trayectoria, que a su vez conduce a un camino irregular de los iones en el material. Los átomos del blanco pueden obtener suficiente energía cinética para producir reacciones en cadena con más colisiones atómicas y electrónicas, causando defectos adicionales.

La pérdida de energía está caracterizada por la denominada *poder de frenado*, $S(E) = dE/dx$. El poder de frenado está dividido en *poder de frenado nuclear* $S_n(E)$ (interacciones elásticas con los átomos) y *poder de frenado electrónico* $S_e(E)$ (interacciones inelásticas con los electrones atómicos), es decir, $S(E) = S_n(E) + S_e(E)$.

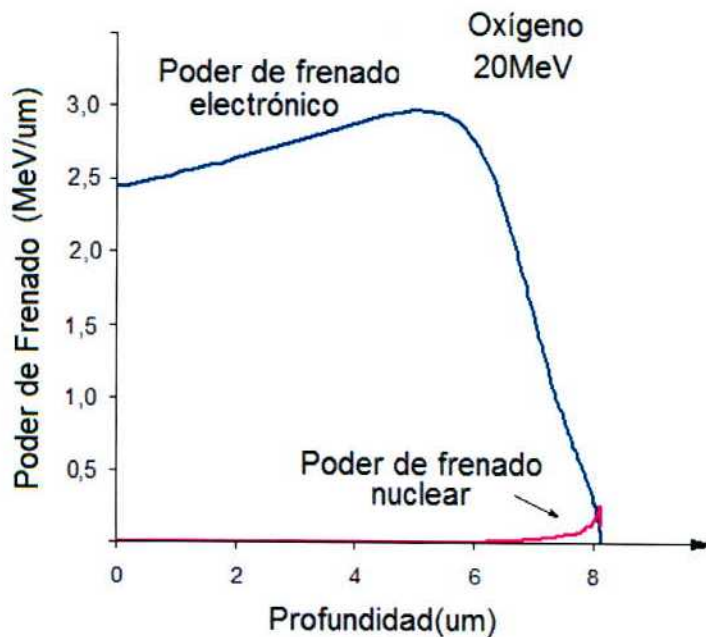


Figura 7.1: Poder de frenado electrónico y nuclear para iones de ^{16}O a 20 MeV de energía.

Debido a la interacción inelástica con la materia, los iones pesados con decenas de MeV de energía dejan un rastro de material modificado a lo largo de su trayectoria a través del medio: una *traza iónica latente*.

Hay dos modelos principales que describen los posibles mecanismos responsables de la creación de trazas iónicas: los modelos de *explosión Coulombiana* sobre la base de un desplazamiento electrostático de los iones de la trayectoria del proyectil [26] y los modelos inelásticos de *pico térmico* donde las trazas latentes son consideradas como productos originados en una rápida transferencia de calor y rápido enfriamiento [27, 28].

La explosión Coulombiana ocurre debido al elevado volumen de ionización a lo largo del camino del proyectil. Durante el pasaje, el ión transfiere su energía a los electrones por medio de colisiones inelásticas, causando su expulsión de los átomos. Esto ocurre apenas 10^{-17} s después del pasaje del ion en una pequeña región cilíndrica – el núcleo de la traza – con su eje a lo largo del recorrido del proyectil. Los electrones expulsados, a menudo denominados *rayos delta*, pueden generar a su vez excitaciones e ionizaciones posteriores llevando a la producción encadenada de electrones delta. Durante la explosión de rayos delta, el núcleo de iones gana energía cinética debido a la fuerza de repulsión Coulombiana, la cual puede forzar a estos a expandirse fuera del núcleo (explosión Culombiana) introduciendo defectos y

vacancias en el material. No obstante, esto depende de cuán rápido retornen los electrones delta al núcleo de la traza. Aquellos electrones delta que no tengan suficiente energía para resistir la fuerza atractiva producida por el núcleo positivo de la traza, retornarán al mismo, a menos que queden atrapados en el volumen del material. La región fuera del núcleo de la traza, donde los defectos son causados solamente por los rayos delta, es llamada *el halo*. Mientras el núcleo de la traza tiene solo unos pocos nm de diámetro, el halo puede alcanzar un diámetro que varía entre 100 y 1000 nm. El halo de la traza es de gran importancia para polímeros, haluros alcalinos y material biológico, donde los electrones pueden causar daños significativos tales como rotura y aumento de conexiones de las cadenas poliméricas [29].

En los modelos inelásticos de pico térmico se asumen en general dos subsistemas acoplados: el subsistema del gas de electrones y el de la red. La energía perdida por el proyectil es cedida primero al subsistema electrón y posteriormente por relajación al subsistema red a través del acoplamiento fonón–electrón, causando un gran aumento de la temperatura local; el pico térmico. Esto genera isothermas cilíndricas con sus ejes a lo largo de la trayectoria del proyectil. Dentro de la región cilíndrica donde las temperaturas están por encima de la temperatura de transición (evaporación, fusión o temperatura de pirólisis para polímeros) el material será transformado. Como el proceso es muy rápido, la columna de material modificado será enfriada, resultando en un “congelamiento” de los defectos. En la escala de tiempos, la explosión Coulombiana ocurre primero, a lo sumo a los 10^{-15} a 10^{-13} s. El pico térmico tiene lugar después del pico iónico en un tiempo de 10^{-14} to 10^{-12} s. Cuando se forma una traza iónica, hasta cierto punto, la explosión Coulombiana siempre ocurre. Sin embargo, dependiendo del material y del proyectil, el pico térmico puede fortalecer una parte o la totalidad de los desplazamientos procedentes de la explosión electrostática. La Figura 7.2 muestra el modelo de creación de trazas iónicas. Se incluyen ambos modelos.

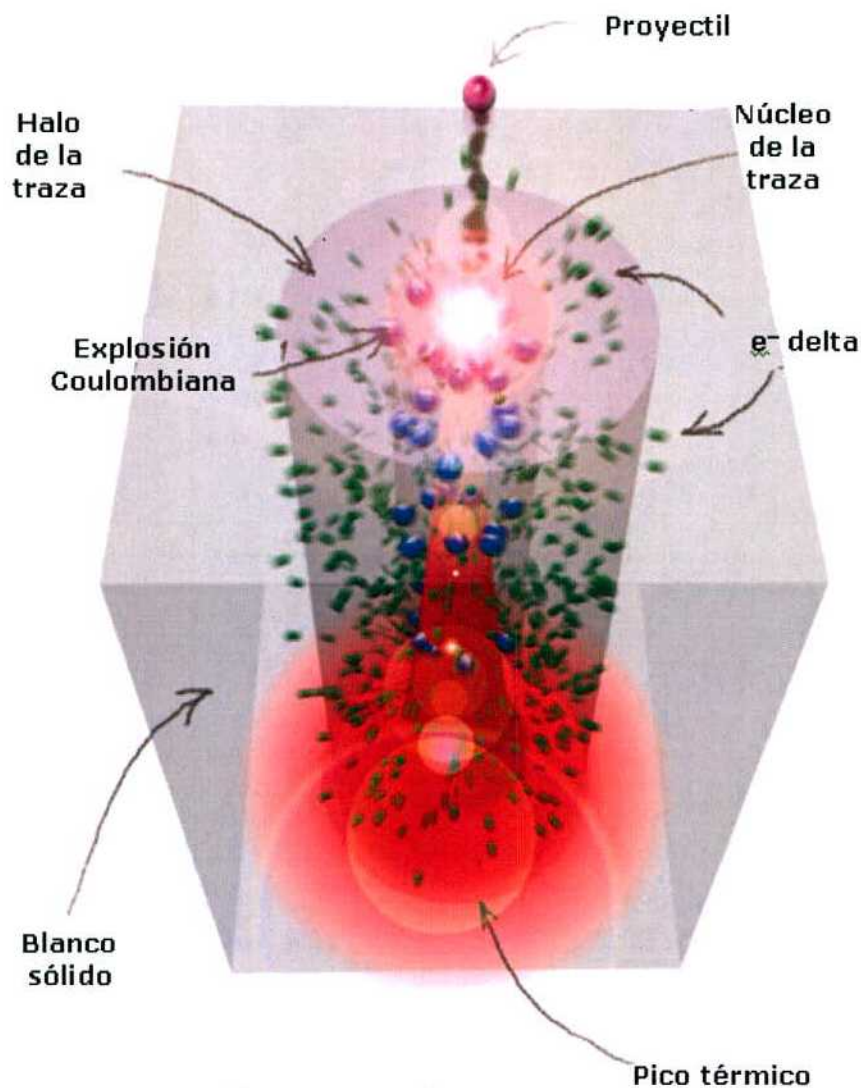


Figura 7.2: Modelo de formación de una traza iónica latente. Un ión pasa a través de un blanco sólido expulsando electrones (partículas verdes) e ionizando el núcleo de la traza (cilindro de menor diámetro). Los rayos delta pueden causar excitaciones y expulsiones produciendo un área más extensa de daño adicional, llamada el halo (cilindro exterior). Los electrones que se mueven dentro del material producen calentamiento y un pico térmico que también puede transformar el núcleo de la traza.

Para el estudio de las características del daño se utilizó el programa de simulación SRIM (The Stopping and Range of Ions in Matter). Con este programa se calculó el poder de frenado electrónico y nuclear en un cristal de Niobato de Litio para iones de oxígeno con 20 MeV de energía.

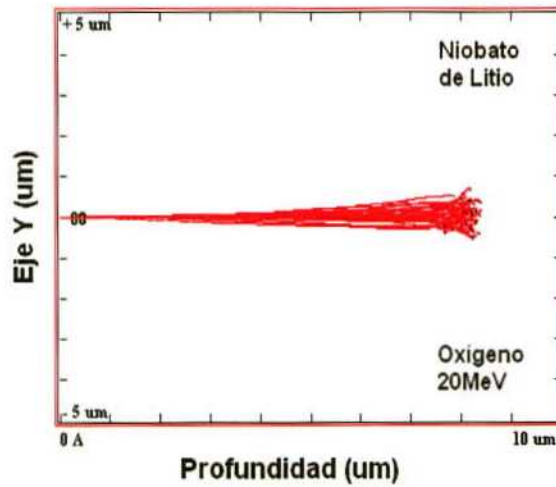


Figura 7.3: Trayectoria del ion en el eje Y y la profundidad calculado con el programa SRIM 2008.

7.2 Trazas de iones en el Niobato de Litio

Desde hace varias décadas, los iones con energías específicas de varios MeV/A, han sido extensivamente estudiados y utilizados en diversas aplicaciones. Se ha acumulado gran cantidad de datos experimentales y de modelos teóricos que tratan de explicar los resultados.

Dependiendo de la energía depositada por el proyectil en el blanco S_e , ocurren daños con diferente morfología y variaciones en la velocidad del ataque químico. Estas variaciones pueden ser explicadas con la ayuda del *modelo extendido de cadena de defectos*. De acuerdo a este modelo, podemos distinguir cuatro estados de morfología de daño a lo largo de la traza iónica (Figura 7.4). Cerca del umbral de daño de las excitaciones electrónicas, las trazas se asemejan a una cadena de defectos esféricos. Con el incremento de S_e los efectos esféricos percolan y forman defectos con forma cilíndrica interrumpida. Para estos dos procesos el ataque químico de las trazas no es posible. A mayor poder frenador el daño cilíndrico comienza a surgir produciendo trazas heterogéneas y finalmente, se crean trazas continuas. En ambos casos es posible el ataque químico. No obstante, a medida que el daño a lo largo de la traza no es continuo, la fluctuación en la densidad de defectos lleva a un ataque químico heterogéneo.

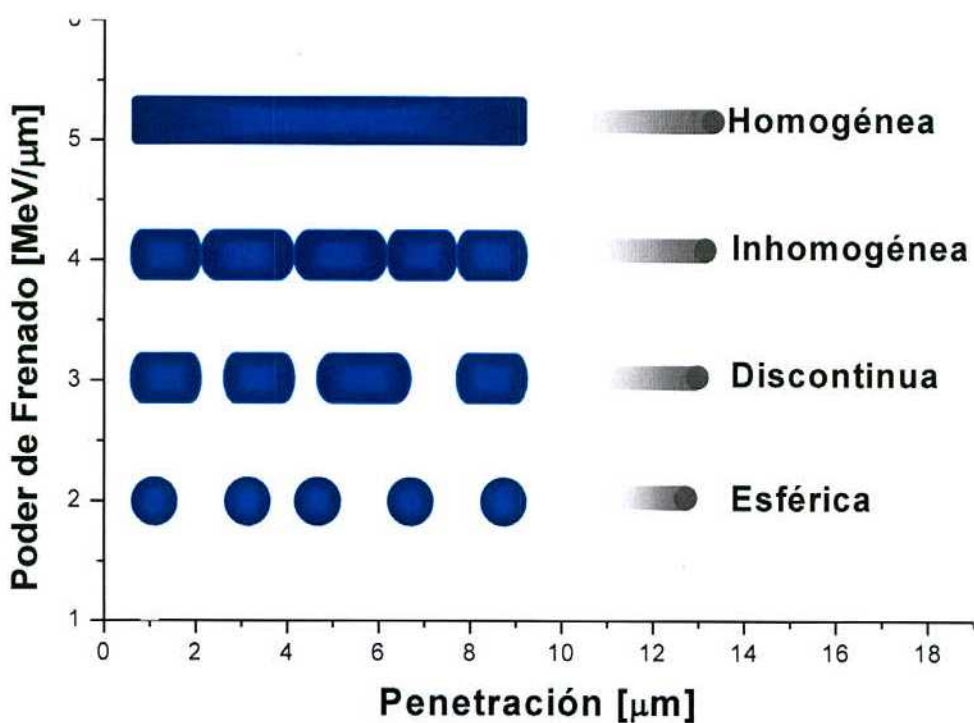


Figura 7.4: Cuatro etapas en la morfología de las trazas iónicas correspondiente a los diferentes poderes de frenado.

La tecnología de trazas iónicas, es un campo de estudio que está recibiendo gran atención en los últimos años. Los materiales en los que se pueden realizar trazas iónicas son variados, como por ejemplo los polímeros y los sólidos inorgánicos.

La formación y las características de la traza dependen de la velocidad del ion y la energía depositada S_e .

Con haces de protones de algunos MeV es posible realizar trazas iónicas en polímeros, pero no así en la mayoría de los sólidos inorgánicos, donde el S_u requerido es mayor. En el caso del Niobato de Litio el S_u estimativo se estableció en 5MeV/μm.

Mediante un ataque químico posterior a la realización de trazas iónicas es posible realizar un micromaquinado tridimensional, siempre que las trazas sean continuas y cubran todo el volumen que será atacado químicamente.

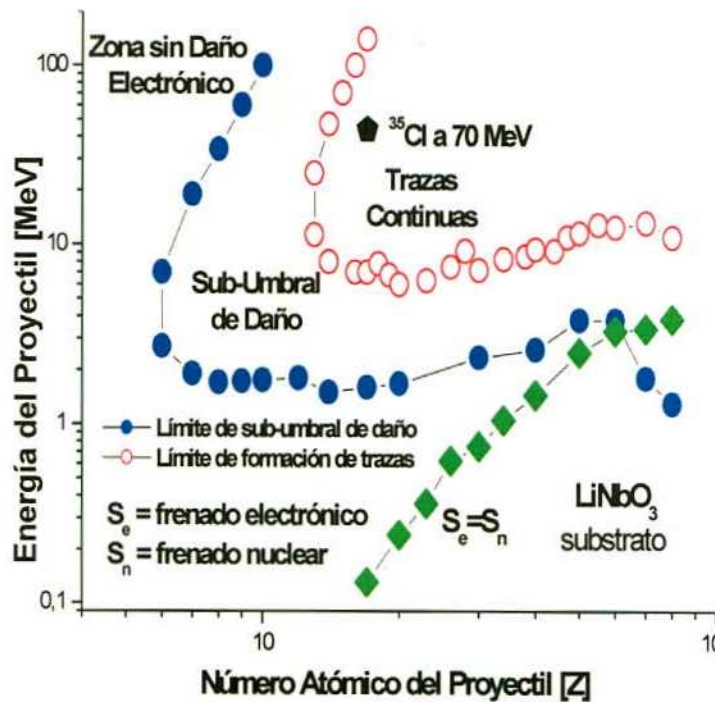


Figura 7.5: Iones de Cloro a 70 MeV de energía producen trazas continuas en el cristal de niobato de litio.

7.3 Irradiación con haces de Oxígeno y fabricación de guías de ondas

El objetivo original de este trabajo de tesis era la fabricación de guías de onda acanaladas en NL mediante implantación iónica de alta energía utilizando máscaras, tecnología parcialmente desarrollada durante mi trabajo de tesis de maestría [28].

La implantación iónica es un técnica bien establecida para la fabricación de guías de onda y dispositivos ópticos y ha sido aplicada a más de 50 materiales ópticos incluyendo cristales, vidrios no cristalinos, semiconductores y sustratos orgánicos [29-32].

En las guías de onda producidas mediante implantación con haces de iones con MeV de energía se genera una barrera óptica de bajo índice de refracción al final de las trazas debido al daño producido por la pérdida de energía. Esta barrera óptica confina la luz en en una *pared óptica* que actúa como una guía de onda entre esta y la superficie.

El daño producido cerca de la superficie del cristal, donde el frenado electrónico es el proceso dominante, se reduce fuertemente mediante un recocido conveniente. Cerca del final de la trayectoria de los iones las colisiones nucleares se convierten en

el proceso dominante, produciendo una capa de daño a una profundidad bien definida. Esta capa de daño se mantiene espues del proceso de recocido. En consecuencia, el proceso de implantación seguido del recocido da lugar a un perfil del índice de refracción que disminuye hacia el final del recorrido de los iones.

El proceso de implantación y recocido tiene la ventaja de preservar las propiedades ópticas del material original dentro de la guía de onda. En este hecho se basa fundamentalmente el método de implantación. La idea básica es procurar mantener la guía de onda sin cambiar sus propiedades ópticas y aislarlo del resto del material de la oblea introduciendo una barrera aisladora de bajo índice de refracción. Una modelización del perfil del índice de esta guía se da en la Figura 3.13.

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.

Actualmente, se ha 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.

Al comienzo del presente trabajo se fabricaron guías de ondas planas, utilizando máscaras e implantando haces de ^{16}O a 5MeV de energía y dosis de 10^{14} iones/cm². Para la caracterización se empleó el método m-dark line, un esquema del mismo se muestra en la Figura 7.6. Este método acopla la luz dentro de la guía mediante un prisma de mayor índice (prisma de rutilo). Cuando se produce el acoplamiento se genera una línea oscura en el haz reflejado y de esta manera permite registrar el número de modos y el índice efectivo de los mismos.

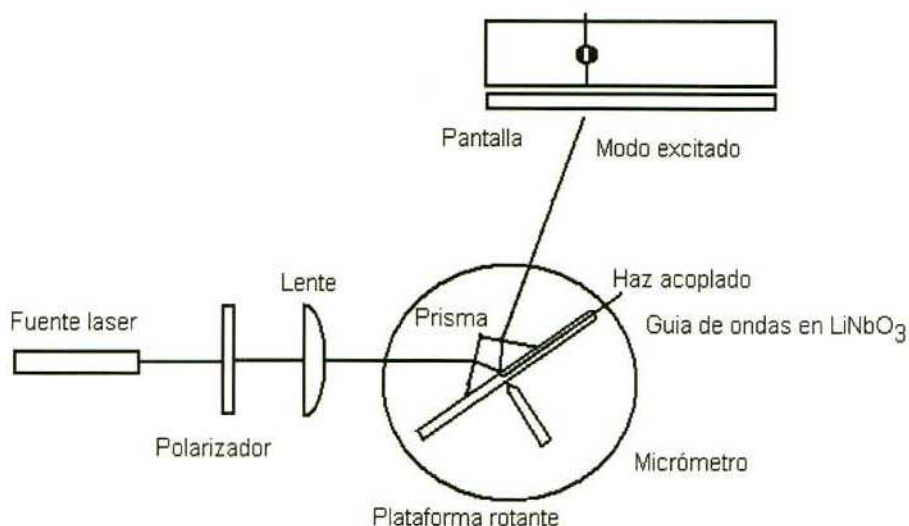


Figura 7.6: Esquema del método m-dark line para la caracterización de guías de ondas planas.

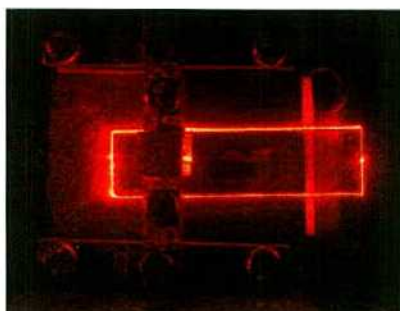


Figura 7.7: Acoplamiento de luz por medio de un prisma en una guía de ondas plana fabricada por implantación iónica en un cristal de Niobato de Litio.

Con este método se logró establecer que se había fabricado una guía plana monomodo con índice efectivo de 2,203. En la Figura 7.7 se muestra el momento en que el haz se acopla a la guía de ondas mediante el prisma de rutilo.

Con esta misma técnica se pueden fabricar guías de ondas acanaladas depositando una película metálica y realizando una apertura en la misma (máscara) mediante técnicas conocidas de fotolitografía (Figura 7.8). Con dosis y energías iónicas similares a las empleadas en la fabricación de guías de ondas planas es posible fabricar guías de ondas acanaladas. El perfil del daño lateral a la guía de ondas se modifica respecto a la zona central debido a que los iones fueron frenados por la película metálica, finalmente se obtiene una guía de ondas con un perfil apropiado para guiar la luz.

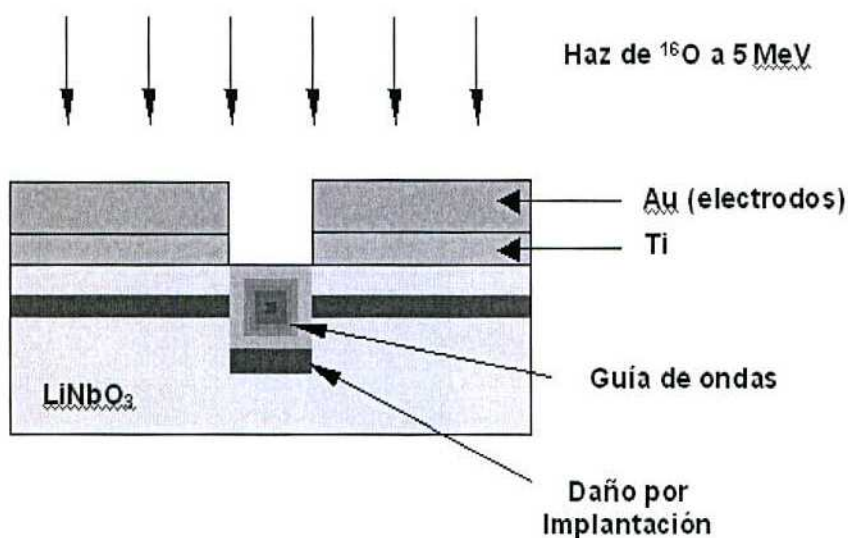


Figura 7.8: Guía de onda sobre LiNbO_3 fabricada por implantación iónica.

Si bien las guías de onda implantadas resultan de características muy superiores a las desarrolladas por otros métodos (en los últimos años se han realizado guías de ondas de calidad comparable mediante escritura láser de femtosegundos). En general el tipo de guías de ondas fabricadas por implantación iónica en estas condiciones, es realizado con implantadores pequeños. El acelerador Tandem fue diseñado para energías bastante más elevadas. Resulta difícil obtener altas corrientes y mantener condiciones de haz estable a energías de pocos MeV. Esta realidad, llevó a orientar el trabajo hacia el desarrollo de guías de onda utilizando el potencial disponible en la combinación MiP-Tandem, modificando sustancialmente el diseño y técnica de fabricación de las guías de ondas.

La mayor parte del micromaquinado por escritura directa llevado a cabo en el resto del mundo fue hecho con haces de protones (1-3 MeV) y partículas alfa (1-5 MeV), muy probablemente debido a la disponibilidad de pequeños aceleradores. Los haces de protones con algunos MeV de energía se encuentran por encima del S_e necesario para producir trazas iónicas en todos los polímeros, pero no pueden depositar suficiente energía para comenzar la formación de trazas continuas en la mayoría de los aisladores y sólidos orgánicos. La formación de trazas continuas en un material no conductor es una condición necesaria para el micromaquinado 3D. Por otro lado, no solo es necesario una fluencia que permita una completa amorfización de la superficie irradiada, sino también es necesario que esta amorfización continúe en profundidad (volumen) para hacer estructuras 3D. Esto podría en principio ser realizado por superposición de múltiples trayectorias de protones, pero la fluencia

necesaria para alcanzar el nivel S_e de amorfización sería muy elevado ($\sim 10^{18} \text{ cm}^{-2}$) haciendo su uso impráctico.

Si bien los iones pesados de alta energía han sido utilizados para estudiar modificaciones y formación de trazas en muchos materiales como SiO_2 amorfo y cristalino, TiO_2 cristalino, vidrio, mica, etc., solo se hicieron unas pocas aplicaciones en el micromaquinado de elevada relación de aspecto. En todos los casos los patrones litográficos fueron definidos mediante máscaras. Esta técnica, conocida como "Micromachining by Ion Track Etching" (MITE) [33-35] está basada en la proyección litográfica de una máscara sobre un material, utilizando un haz paralelo de iones pesados de alta energía seguido de ataque químico húmedo. Recientemente, la técnica MITE fue aplicada al micromaquinado de obleas de niobato de litio corte z utilizando iones de ^{16}O y ^{28}Si a una energía de 1,5MeV y ataque húmedo [36].

Como se explicó en detalle en el capítulo 2, el niobato de litio es el material con propiedades electro-ópticas más utilizado en dispositivos ópticos como moduladores ópticos de fase y amplitud [37-38]. Dentro de los dispositivos ópticos integrados, el papel que desempeña del niobato de litio es clave, pues su propiedad electro-óptica es el mecanismo que permite controlar el pasaje de la luz a través de las guías de ondas. El efecto electro-óptico es un cambio en el índice de refracción causado por la aplicación de un campo eléctrico externo. Por esta razón, dos de las más importantes características relacionadas con la operación de dispositivos de niobato de litio son la forma y longitud de los electrodos que controlan el pasaje de luz a través de la guía. En este trabajo se ha utilizado el micromaquinado por escritura directa de monocristales de niobato de litio utilizando un microhaz de iones pesados de alta energía para realizar guías de onda tipo canal con electrodos de control extensos con geometría similar a un capacitor de placas paralelas.

El micromaquinado por escritura directa del niobato de litio fue realizado por primera vez en nuestro laboratorio.

La tecnología de trazas iónicas, es un campo de estudio que está recibiendo gran atención en los últimos años. Los materiales en los que se pueden realizar trazas iónicas son variados, como por ejemplo los polímeros y los sólidos inorgánicos.

La formación y las características de la traza dependen de la velocidad del ion y la energía depositada S_e .

Con haces de protones de algunos MeV es posible realizar trazas iónicas en polímeros, pero no así en la mayoría de los sólidos inorgánicos, donde el S_u

requerido es mayor. En el caso del Niobato de Litio el S_u estimativo se estableció en $5\text{MeV}/\mu\text{m}$.

Mediante un ataque químico posterior a la realización de trazas iónicas es posible realizar un micromaquinado tridimensional, siempre que las trazas sean continuas y cubran todo el volumen que será atacado químicamente.

Entre las ventajas de este método de fabricación se encuentra en que no es necesario realizar máscaras, ni procesos de fotolitografía, donde la acumulación de pasos aumenta las posibilidades de cometer errores. En cuanto a las guías de ondas fabricadas con paredes laterales micromaquinadas disminuyen las pérdidas por curvatura y aumenta la eficiencia por poseer los electrodos depositados en las paredes laterales con el máximo coeficiente de solapamiento.

Se comenzó por estudiar las cristales de Niobato de Litio x-cut irradiado con Oxígeno a 5MeV de energía cuando eran sumergidas en HF con dosis de 10^{14} iones/ cm^2 .

Según el el programa SRIM, para estas condiciones en la superficie el poder de frenado electrónico se encuentra cercano a los $3\text{MeV}/\mu\text{m}$ (Figura 7.10), este valor está por debajo de la formación de trazas continuas, condición para un buen micromaquinado (Figura 7.9).

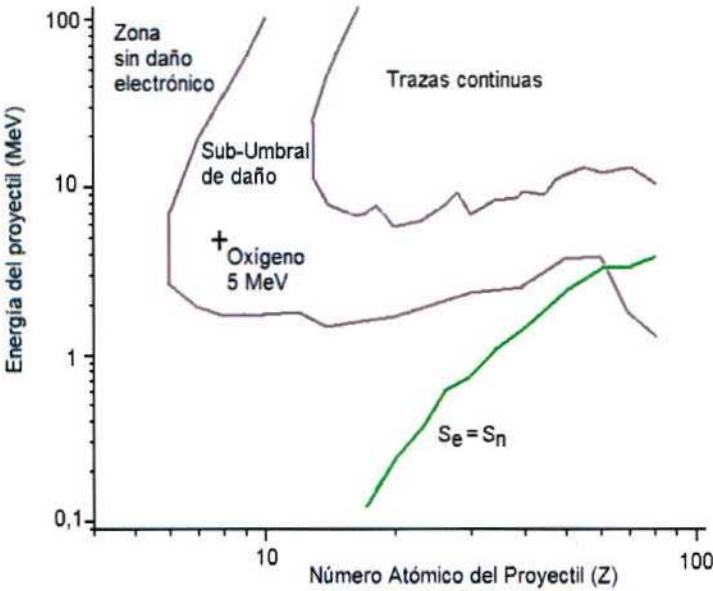


Figura 7.9: Límite de la formación de trazas continuas y del sub-umbral de daño en función de la energía y el número atómico del proyectil.

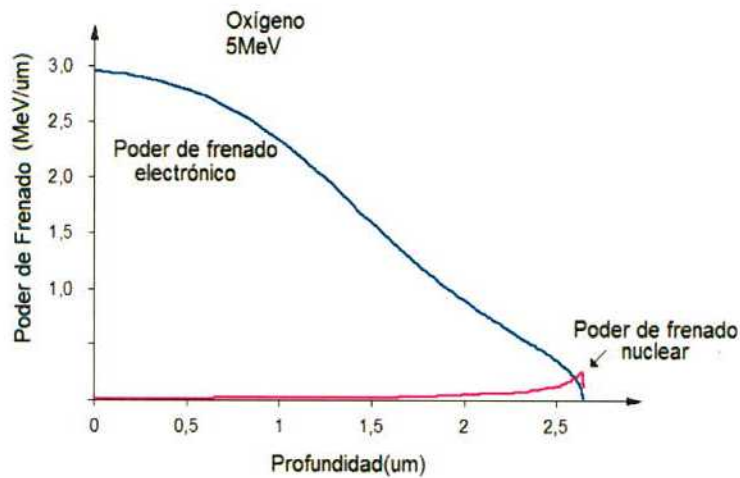


Figura 7.10: Poder de frenado electrónico y nuclear para un proyectil de Oxígeno a 5 MeV en función de la profundidad calculado con el SRIM.

Según el gráfico de la Figura 7.10 para un proyectil de Oxígeno a 5MeV de Energía disminuye el poder de frenado electrónico disminuye continuamente con la profundidad. Las muestras irradiadas con O a 5MeV y dosis de 10^{14} iones/cm² fueron sumergidas en HF (50%) por varias horas.

Las imágenes en microscopio electrónico revelan que la profundidad de ataque alcanza un máximo de 1µm. La dosis varía suavemente de la zona irradiada hasta la zona sin irradiación. A medida que la dosis aumenta las grietas se agrandan hasta formar un continuo.

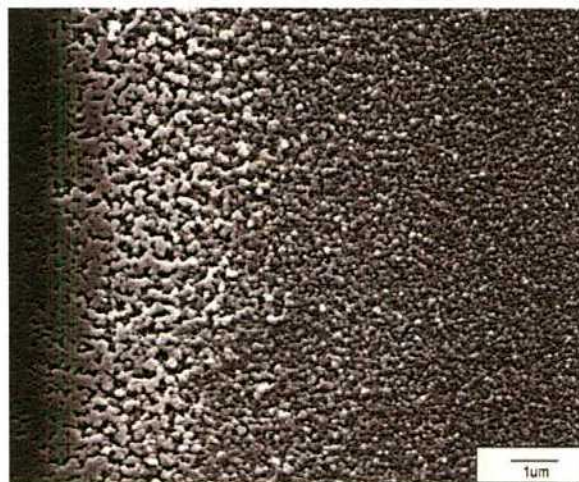


Figura 7.11: Irradiación iónica con haces de Oxígeno a 5 MeV y ataque posterior en ácido fluorhídrico.

Se continuó con el estudio de irradiación de haces de Oxígeno sobre Niobato de Litio a mayores energías.

Los resultados al microscopio electrónico muestran que no se logra atacar homogéneamente aún cuando las dosis son elevadas $2,5 \times 10^{15}$ iones/cm²

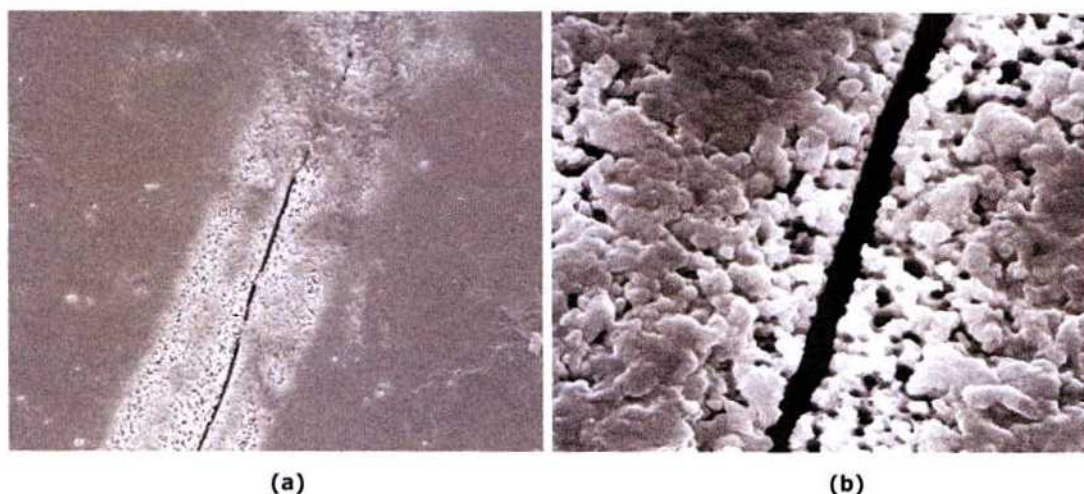


Figura 7.12: (a) Imagen con microscopio electrónico de barrido para dosis de oxígeno a 50MeV de energía y $2,5 \times 10^{15}$ iones/cm². (b) Detalle de una rajadura producto del ensanchamiento en el material producido por la irradiación iónica.

Estos resultados son esperables si se observan las curvas de poder de frenado electrónico (Figura 7.13, Figura 7.14) donde el poder de frenado electrónico no supera los 3MeV/μm para ninguna energía del proyectil y el gráfico de la formación de daño electrónico (Figura 7.9), en ningún momento se establece la condición de trazas continuas y al contrario, para altas energías el daño electrónico disminuye.

En la Figura 7.12 se observa una grieta por donde el ataque progresa hacia regiones más profundas donde el daño electrónico es mayor (Figura 7.14)

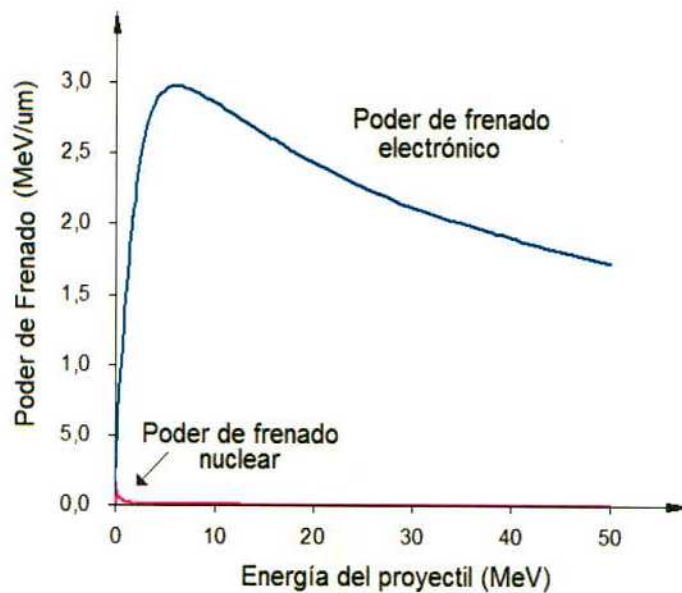


Figura 7.13: Poder de frenado electrónico y nuclear para un proyectil de Oxígeno a 50 MeV en función de la energía calculado con el programa SRIM.

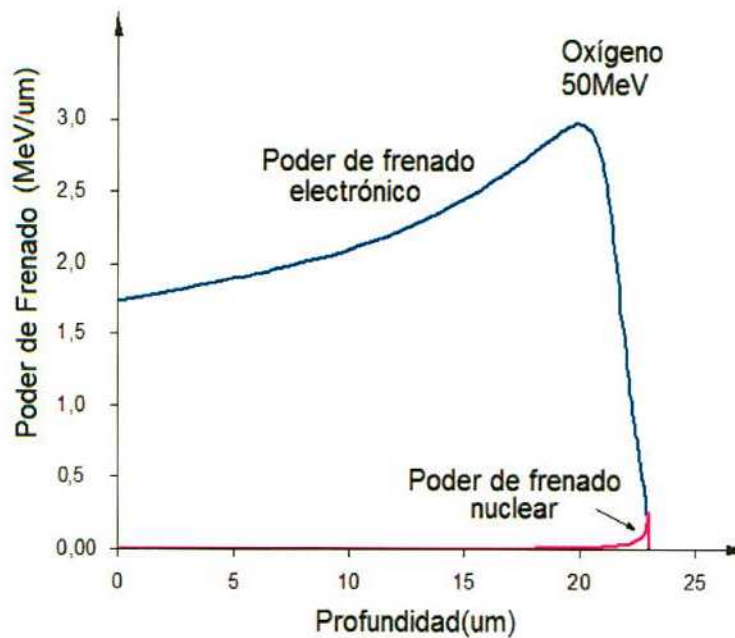


Figura 7.14: Poder de frenado electrónico y nuclear para un proyectil de Oxígeno a 50 MeV en función de la profundidad calculado con el programa SRIM.

7.4 Irradiación con haces de Cloro

De la imposibilidad de ubicarse en la región de trazas continuas con iones de Oxígeno para realizar micromaquinados de buena calidad se optó por cambiar de proyectil.

Según la experiencia de los operadores del acelerador Tandar los haces de Cloro salían con abundante corriente.

Para iones de Cloro a 70 MeV de energía que impactan en el cristal están en capacidad de realizar trazas continuas a lo largo de un trayecto con un amplio intervalo de energía (Figura 7.15).

Calculando con el SRIM se observa que el pico de energía se encuentra a los 30 MeV (Figura 7.16) a 7 micrones de profundidad de la superficie (Figura 7.17) y hasta disminuir a los 5MeV/μm que se da antes de los 10μm de porfundidad la formación ion traks está garantizada.

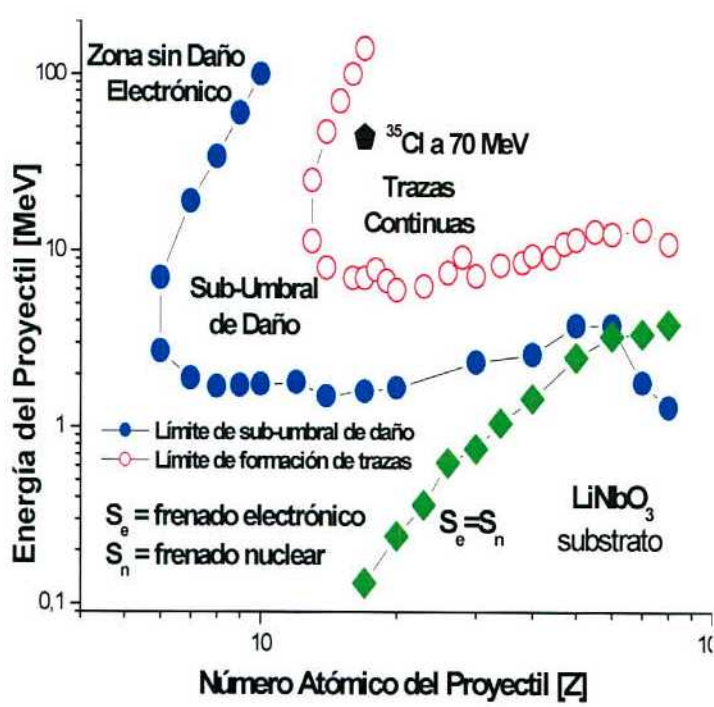


Figura 7.15: Un proyectil de ^{35}Cl a 70MeV de energía produce trazas continuas.

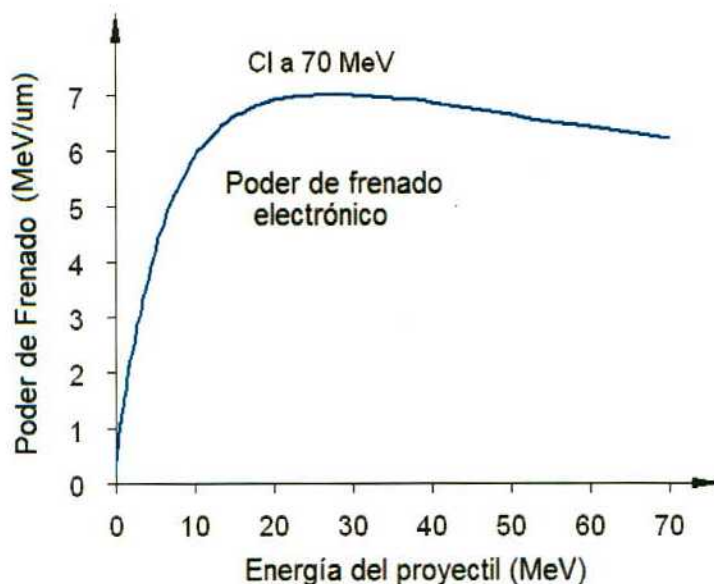


Figura 7.16: Poder de frenado electrónico en función de la energía de un proyectil de Cloro.

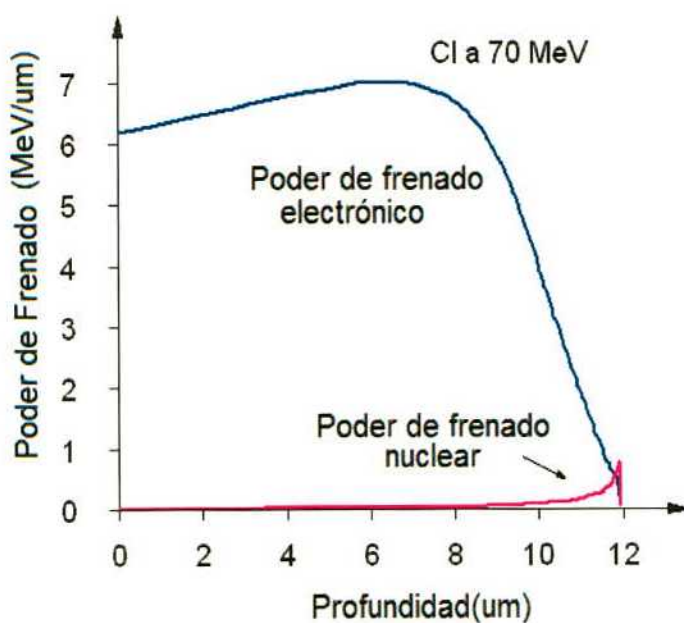


Figura 7.17: Poder de freando electrónico y nuclear para un proyectil de Cloro a 70MeV de energía en función de la profundidad.

7.4.1 Estudio del ataque del LiNbO3

Se empleó una muestra de cristal de Niobato de Litio corte-x de aproximadamente 5mm x 10mm y 1mm de espesor mediante la sierra circular de diamante, limpiada con solventes y agitación ultrasónica y lavada con agua des-ionizada. Luego de

este proceso las muestras fueron cubiertas con una capa de Cu ($\sim 2,4\mu\text{m}$) evaporado.

El micromaquinado del NL fue hecho utilizando haces de ^{35}Cl a 70MeV de energía de bombardeo, en vacío, a temperatura ambiente y con la superficie de las muestras normales a la dirección del haz. Los iones de ^{35}Cl pierden energía cuando pasan a través del depósito de Cu y se frenan a unos $8\mu\text{m}$ por debajo de la superficie del sustrato de NL. Luego de atravesar el depósito de Cu la energía de haz disminuye a 44,1MeV. A esta energía la el poder frenador electrónico S_e es de aproximadamente 6,8MeV/ μm (calculado con el código SRIM2006), el cual se encuentra bien por encima del nivel mínimo $S_e \cong 5\text{MeV}/\mu\text{m}$ necesario para producir trazas continuas en el NL.

Bajo estas condiciones, con fluencias mayores que 10^{13} iones/ cm^2 es esperable una completa amorfización de la región irradiada [39].

Para estudiar el efecto de la fluencia sobre el ataque químico, se irradiaron superficies cuadradas de $160 \times 160 \mu\text{m}^2$ sobre un amplio rango de fluencias: 5×10^{11} , 10^{12} , 5×10^{12} , 10^{13} and 2.5×10^{13} iones/ cm^2 .

Después de la irradiación, se lavaron nuevamente las muestras con agua des-ionizada, luego de eliminar el cobre que la recubría utilizando ácido nítrico. Las muestras fueron atacadas químicamente sumergiéndolas en una solución de ácido fluorhídrico (HF) al 50% a temperatura ambiente durante diferentes tiempos. Al finalizar cada inmersión, rápidamente se enjuagaba la muestra con agua des-ionizada, para detener el ataque químico y luego observar la superficie.

Los resultados muestran que para los primeros segundos de ataque la superficie irradiada disminuye en el contorno y se eleva en el interior (swelling) por sobre la superficie virgen para las tres fluencias más altas. Las imágenes obtenidas con el microscopio Mireau (profilómetro óptico) permitieron medir la altura elevada sobre la superficie virgen a los 20 segundos de ataque: 101nm, 205nm y 315nm para las fluencias 5×10^{12} , 10^{13} y $2,5 \times 10^{13}$ iones/ cm^2 respectivamente.

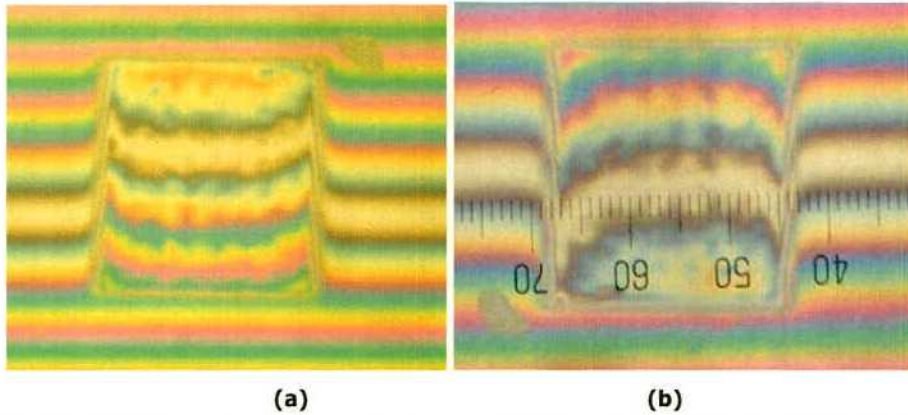


Figura 7.18: (a) Imágen tomada con el microscopio Mireau. Superficie irradiada de $160\mu\text{m} \times 160\mu\text{m}$. 20 segundos de ataque en HF. Las franjas de interferencia permiten medir la altura de la superficie. El contorno se ataca y permite expandir el resto del volumen irradiado. (b) Con las mismas características que la imagen (a) para 30 segundos de ataque. La expansión se detiene y prospera el ataque químico.

Estos valores se confirmaron también mediante mediciones con un Microscopio de Fuerza Atómica (MFA) (Figura 7.19). Los valores obtenidos se volcaron en una de hoja de cálculo para observar el perfil de la profundidad.

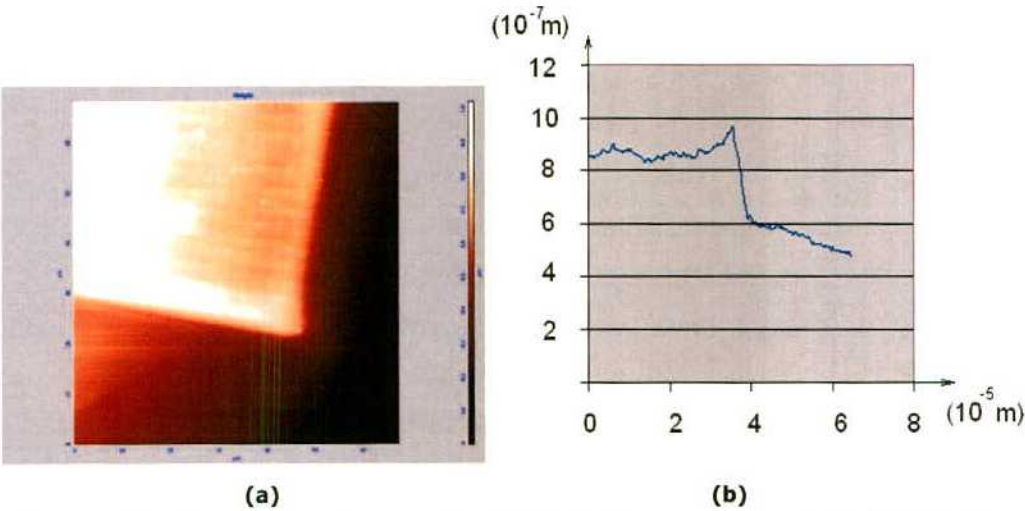


Figura 7.19: a-Imagen tomada con microscopio de Fuerza Atómica. b- Perfil del salto en profundidad medido con el MFA.

La explicación de este fenómeno (swelling) reside en el ensanchamiento que provocan los iones en su paso por material, debido al desorden que generan en la estructura cristalina. El ataque inicial se presenta en el contorno de la zona irradiada y no irradiada, donde la tensión es mayor. A medida que el ataque progresa a mayor velocidad en el contorno, la región central se expande al no permanecer sujeta al material virgen con velocidad de expansión superior a la velocidad de ataque. Las tre

muestras con las fluencias más bajas no mostraron diferencia entre las zonas irradiadas y no-irradiadas.

Aproximadamente a partir de los 30 segundos de inmersión en HF, la expansión se detiene y progresa únicamente el ataque químico. La velocidad de ataque es prácticamente constante hasta los 300 segundos, donde comienza a detenerse. Para la dosis más alta la profundidad se detiene progresivamente a los 5,5 μm .

A partir de la primera hora de ataque la cuarta dosis, 10^{12} iones/ cm^2 , presentó una profundidad de varios micrones. La quinta dosis, 5×10^{11} , no se ataca en volumen, sólo presenta surcos aislados.

La Figura 7.20 muestra la profundidad relativa entre las regiones cuadradas irradiadas y la superficie virgen de la oblea en función del tiempo. Las muestras de NL original presentan elevada resistencia a la solución de HF y no se observaron cambios apreciables en el material no irradiado después del ataque químico.

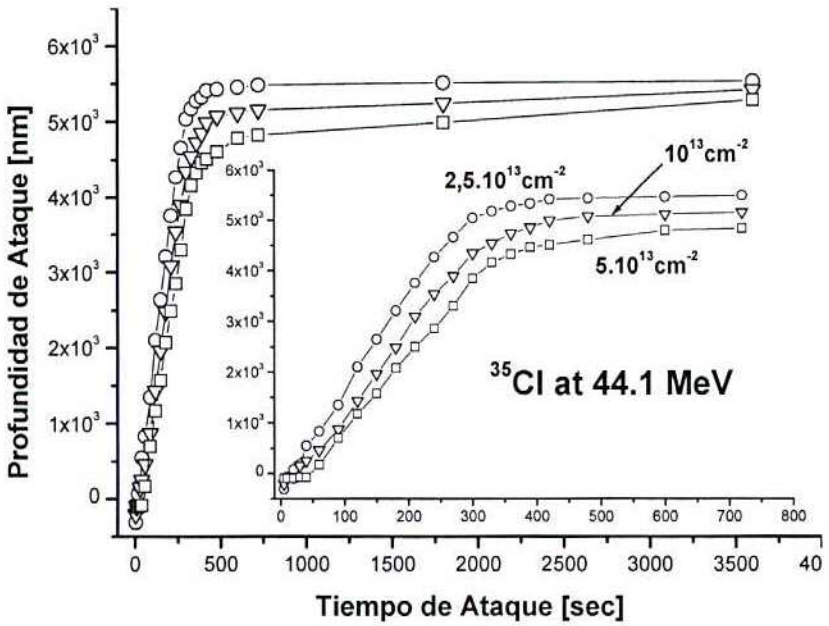


Figura 7.20: Profundidad del ataque químico en función del tiempo para niobato de litio irradiado con sumergido en HF irradiado con ^{35}Cl a 44.1 MeV de energía efectiva (después de atravesar 2.4 μm de recubrimiento de Cu) para tres fluencias diferentes: $2,5 \times 10^{13}$ iones/ cm^2 , 10^{13} iones/ cm^2 , 5×10^{12} iones/ cm^2 .

Para tiempos cortos (entre 50 y 300 s) la profundidad del ataque se incrementa linealmente. Las formas de las curvas son similares y ellas difieren solo al comienzo del ataque químico. Las curvas parecen tener un retraso que decrece con el aumento de la fluencia. De hecho, para la fluencia de 10^{12} iones/ cm^2 (que no es mostrada en la Figura 7.20) el ataque comienza aproximadamente 1 hora después que el material

es colocado en la solución de HF. Aproximadamente a los 500s las curvas muestran un marcado cambio de pendiente. Para la fluencia de $2,5 \times 10^{13}$ iones/cm², el ataque químico satura a 5,5µm de profundidad. Para las otras fluencias, que no alcanzaron la saturación, la profundidad cambia muy lentamente, alcanzando luego de una hora de ataque químico prácticamente la misma profundidad que la fluencia mayor. La Figura 7.21 muestra la velocidad de ataque y el poder frenador electrónico y nuclear S_e y S_n (calculados con el código SRIM2006).

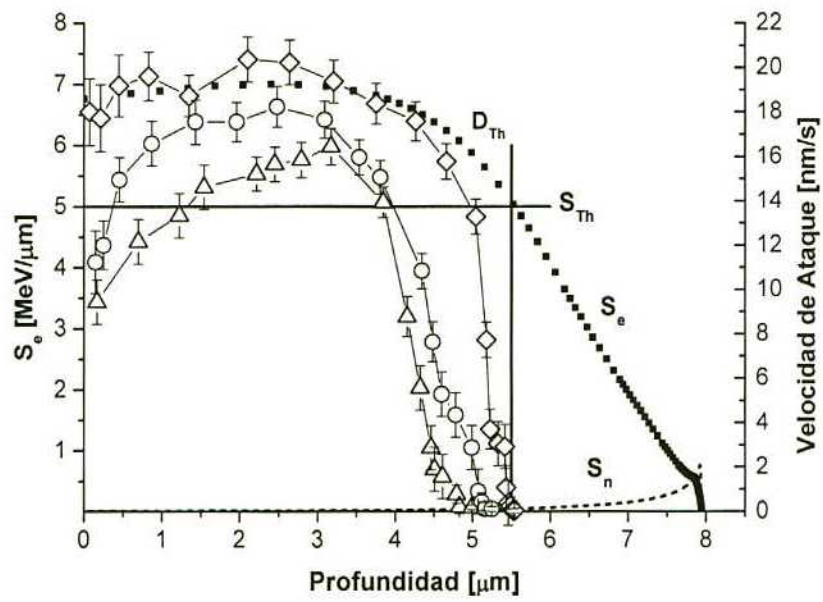


Figura 7.21: Velocidad de ataque químico (escala de la derecha y curvas con símbolos) junto con la pérdida de energía por interacción electrónica y nuclear como función de la profundidad de penetración en muestras de novato de litio implantado con 5×10^{12} , 10^{13} and 2.5×10^{13} iones $^{35}\text{Cl}/\text{cm}^2$ ions a 44.1 MeV (energía después de atarvesar 2.4 µm de recubrimiento de Cu). Tiempo de ataque químico máximo aproximadamente una hora. [40. Nesprías F et al. / Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B 267 (2009) 69–73 71.]

Para la máxima fluencia y en la región amortizada, la velocidad de ataque parece seguir la curva del S_e . Para fluencias menores, esta relación es menos evidente. No obstante que, la la profundidad del ataque químico es virtualmente la misma, la velocidad de ataque comienza más lentamente y decrece más rápido que a la fluencia máxima. En contraste con el trabajo de Bianconi et al. [41] y una hora de ataque químico, no se observa ataque químico en la zona comprendida entre 5 y 2MeV/µm (región de sub-daño electrónico) y la velocidad de ataque cae a cero por debajo del nivel de $S_e=5\text{MeV}/\mu\text{m}$ para el NL, independientemente de que la fluencia de $2,5 \times 10^{13}$ iones/µm utilizada excede la fluencia crítica de amorfización en la zona de sub-daño electrónico. Además, a pesar de que se usó la misma concentración en

la solución de HF (50%) a temperatura ambiente, la velocidad de ataque en este trabajo es aproximadamente cinco veces menor. Este resultado implica que la profundidad de la estructura queda definida por el nivel S_e (al menos en casos como el presente, donde la profundidad de ataque químico debido al daño electrónico se detiene lejos de la profundidad a la cual el daño nuclear comienza a ser efectivo). Después de una semana con la muestra sumergida en HF (50%), se empleó un perfilómetro 3D (Veeco Instruments) para estudiar las estructuras. Previamente se metalizó la muestra con unas decenas de nanómetros de oro para evitar errores en la medición.

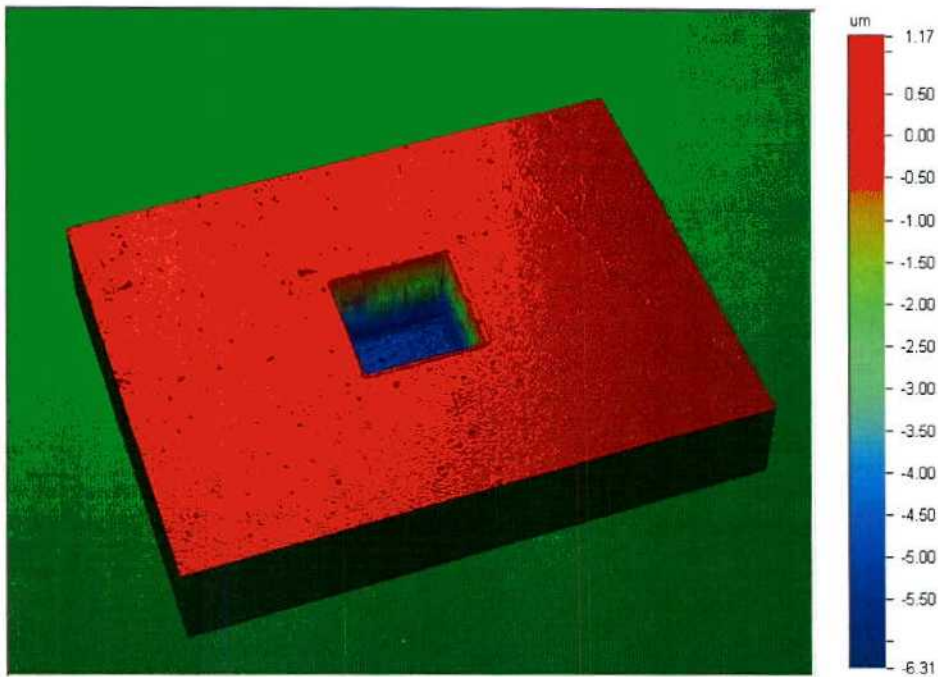


Figura 7.22: Imagen tridimensional del micromaquinado para la primera fluencia $2,5 \times 10^{13}$ iones/cm² después de un ataque en HF de varios días.

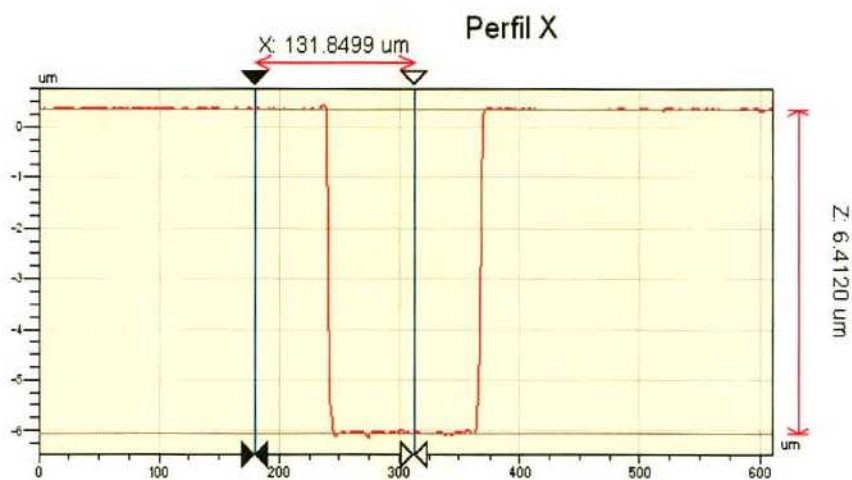


Figura 7.23: Perfil de altura para la fluencia de $2,5 \times 10^{13}$ iones / cm^2 correspondiente a la imagen de la Figura 7.22.

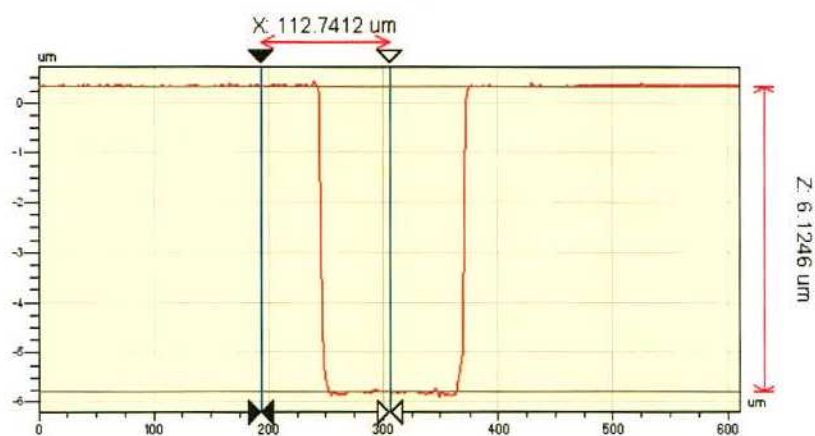


Figura 7.24: Perfil para la fluencia de 10^{13} iones ^{35}Cl (44,1MeV)/ cm^2 y una semana de ataque químico en HF (50%).

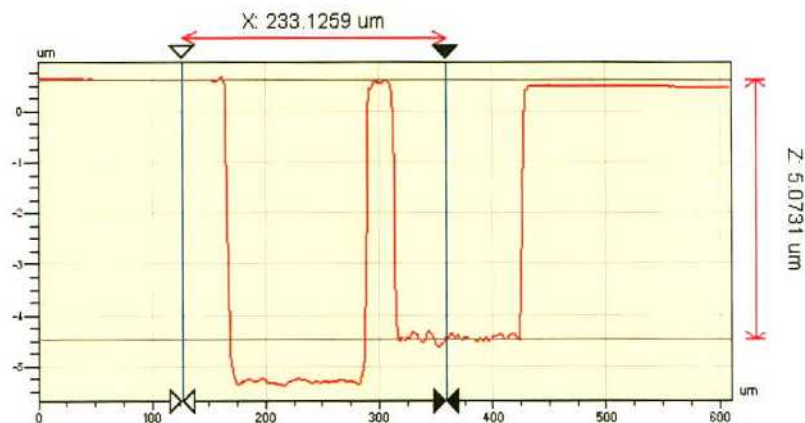


Figura 7.25: Perfiles del ataque para las fluencias de 5×10^{12} y 10^{12} iones ^{35}Cl (44,1MeV) / cm^2 respectivamente y una semana de ataque químico en HF (50%).

Las profundidades de saturación finales (luego de una semana de inmersión en HF al 50%) fueron; 6,4 μ m; 6,1 μ m; 5,9 μ m y 5 μ m para las fluencias de $2,5 \times 10^{13}$ iones/cm², 10^{13} iones/cm², 5×10^{12} iones/cm² y 10^{12} iones/cm² respectivamente. Para la fluencia más baja medida 5×10^{11} iones/cm², no se observó micromaquinado en volumen.

Después de una semana, para las fluencias $2,5 \times 10^{13}$ iones/cm², 10^{13} iones/cm², 5×10^{12} iones/cm² se observó un progreso del ataque químico en la región del sub-umbral de daño electrónico, mientras que ya para la fluencia de 10^{12} iones/cm² se detiene antes. Este resultado está ahora de acuerdo con el trabajo de Bianconi [41], pero claramente con velocidades de ataque mucho más bajas.

También, se observa mayor rugosidad en la superficie del fondo micromaquinado a medida que disminuye la fluencia.

Esta fuerte dependencia de la fluencia con el ataque exige una irradiación homogénea a lo largo de la figura si se requiere un buen micromaquinado.

Se observa que para fluencias entre 10^{12} y $2,5 \cdot 10^{13}$ iones/cm² se puede micromaquinar controladamanete dependiendo del tiempo de ataque. Para fluencias menores a 10^{12} el ataque no progresa.

8 Resultados

Con los resultados del estudio del ataque del Niobato de Litio en HF para irradiaciones iónicas de Cloro a altas energías se realizaron sucesivas experiencias con el objetivo de mejorar el micromaquinado. Las primeras experiencias se realizaron con el antiguo sistema de control de 8bits, teniendo en cuenta las limitaciones del sistema de barrido y sin el sistema de deflexión ultrarápido a demanda. En trabajos posteriores se utilizó el nuevo sistema de control de 16bits donde se puede observar una sustancial mejora en la calidad de las microestructuras obtenidas y su potencial aplicación en la fabricación de guías de ondas.

8.1 Micromaquinado con el sistema de control anterior

La técnica PIXE aplicada a la reja de cobre permite obtener una buena información sobre el tamaño del haz. Luego de esta primera caracterización del haz, el propio micromaquinado en Niobato de Litio, resulta de una valiosa información acerca de las características del haz. A diferencia del micromaquinado en PMMA, el revelado del ataque en el Niobato de Litio permite observar características submicrométricas. A continuación se muestran los diseños de algunas figuras y los resultados del micromaquinado.

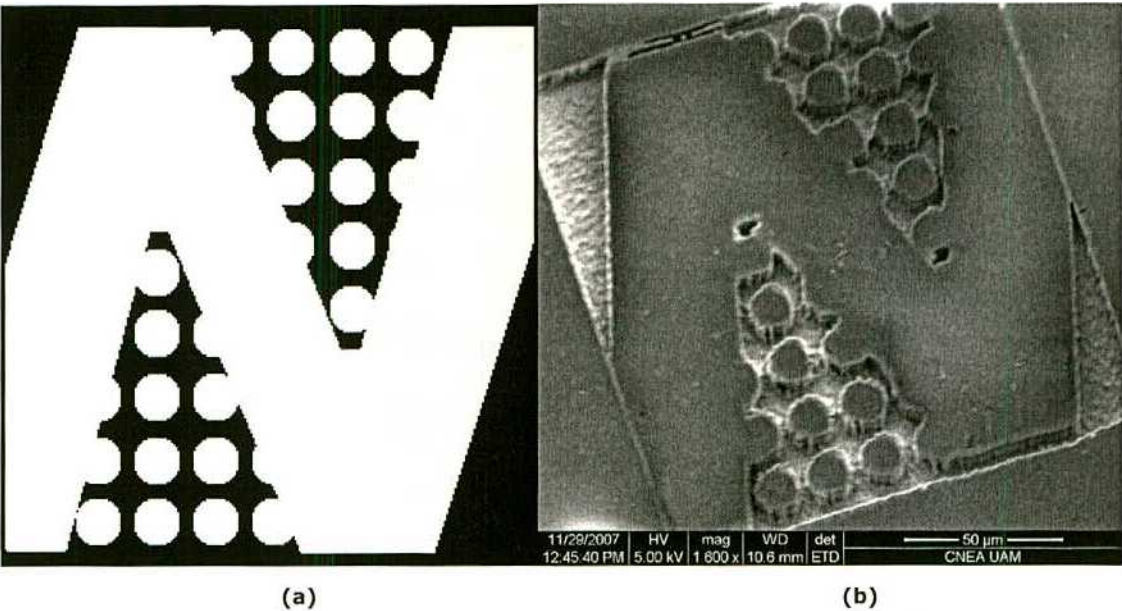


Figura 8.1: (a) Diseño de logo del Instituto de Nanociencia y Nanotecnología mediante el programa Paint. Notar la falta de definición en los círculos y en los segmentos diagonales debido al uso de una matriz de 256x256 pixeles.

(b) Imagen con microscopio electrónico de barrido del mismo logo micromaquinado en NL con haces de Cl de 44,1 MeV efectivos y ataque químico húmedo con HF al 50%. Se puede observar como se transmiten a la microestructura los defectos del modelo el micromaquinado del mismo diseño en Niobato de Litio.

Un dispositivo de interés es el resonador óptico integrado (Figura 8.2). Un haz de luz que viaja por una de las guías de ondas recta se acopla al anillo resonante mediante efecto tunel. Por el mismo efecto un porcentaje de la onda de luz del anillo se acopla a la otra guía recta. La transferencia de intensidad depende de la frecuencia de la onda de luz y la frecuencia de resonancia del anillo, que a su vez está relacionada con la velocidad de rotación angular del anillo y podría ser un dispositivo útil para medir velocidad angular en reemplazo del dispositivo del Mach Zehnder.

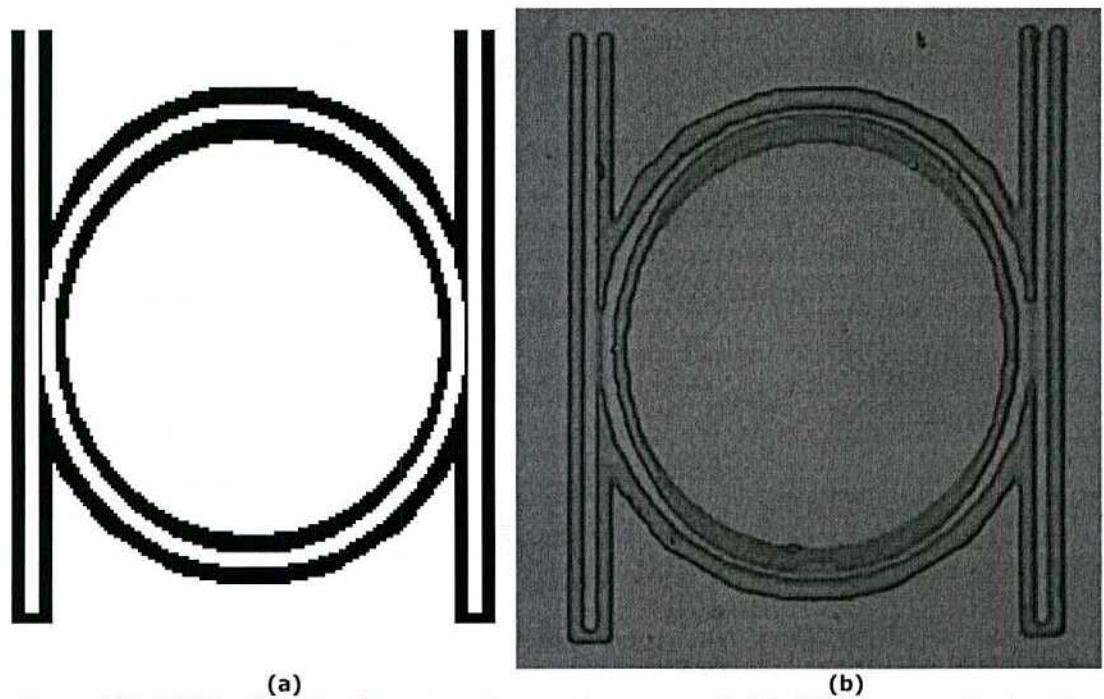


Figura 8.2: (a) Diseño del anillo resonante con el programa Paint. (b) Micromaquinado del anillo resonante. Se observan deficiencias estructurales en cuanto a la calidad de las paredes laterales.

Otro diseño realizado fue la bifurcación en Y. En estos diseños de guías de ondas curvas se observa la imposibilidad de diseñar contornos suaves en las paredes debido a la limitación en el paso en la deflexión del haz con la bobina de barrido.

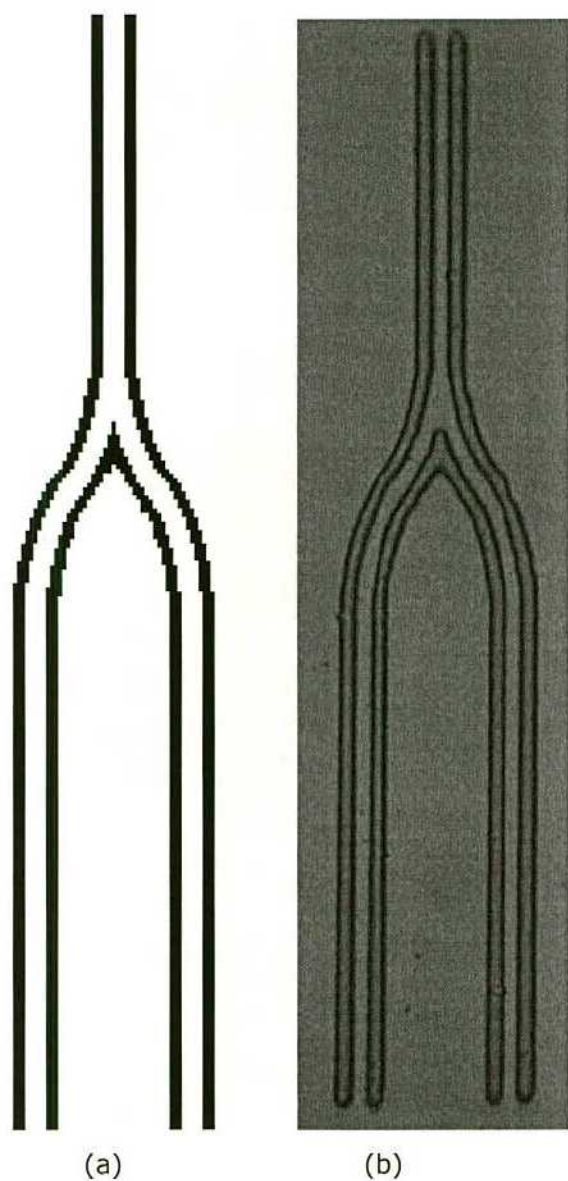


Figura 8.3: (a) Diseño en el programa Saint de la Bifurcación en Y. (b) Resultados del micromaquinado del mismo diseño en Niobato de Litio observados con microscopio óptico.

El diseño para guías de onda recta con cavidades para realizar futuros contactos no presenta dificultad. Las limitaciones se mantienen en el largo total del de la guía que no puede superar el milímetro sin perder notable calidad en el micromaquinado.

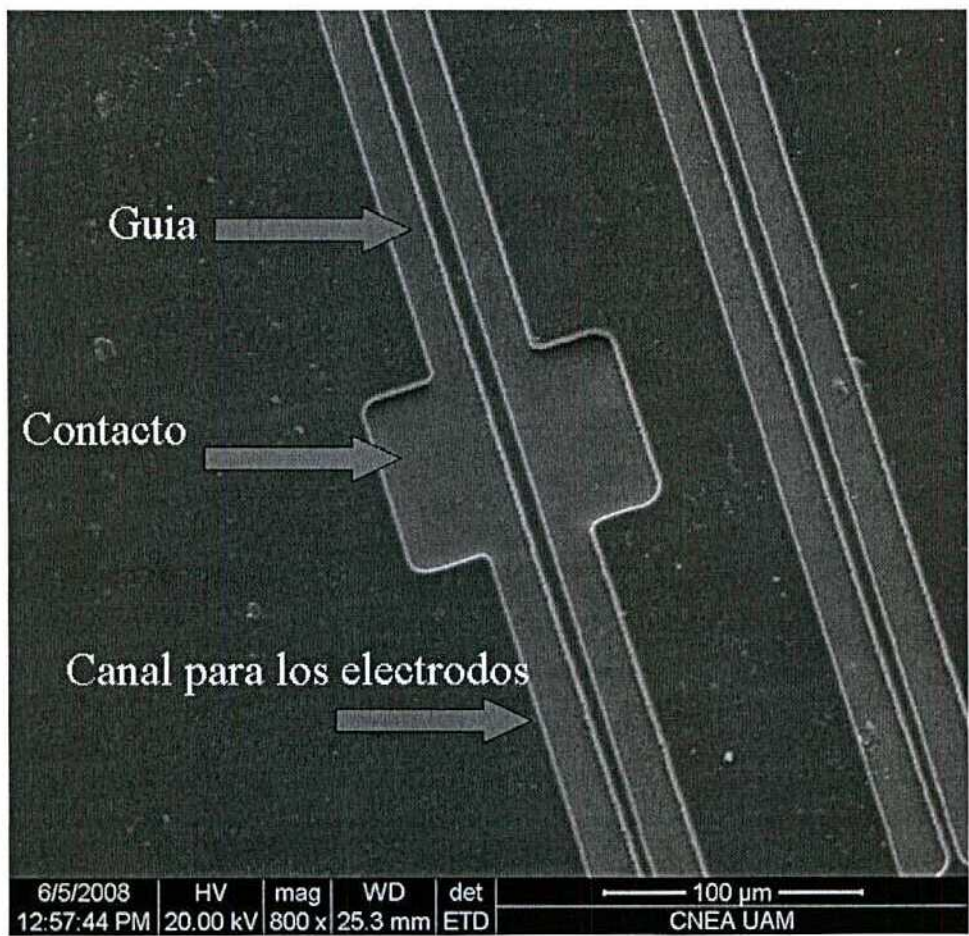


Figura 8.4: Imagen con el Microscopio Electrónico de una estructura en Niobato de Litio para una guía recta con cavidades para los contactos.

Como se detalla en la Figura 8.4 el micromaquinado que conforma la guía de onda se proyecta como cavidad para rellenar con metal y realizar los electrodos eléctricos [40]. Los pasos de este proceso se grafican en la Figura 8.5, comprende la irradiación focalizada con haces de Cloro a 70 MeV, que luego de atravesar la película metálica de cobre de reducen a 44MeV, ataque químico con HF (50%) removiendo las regiones irradiadas y depósito metálico en dichas aberturas.

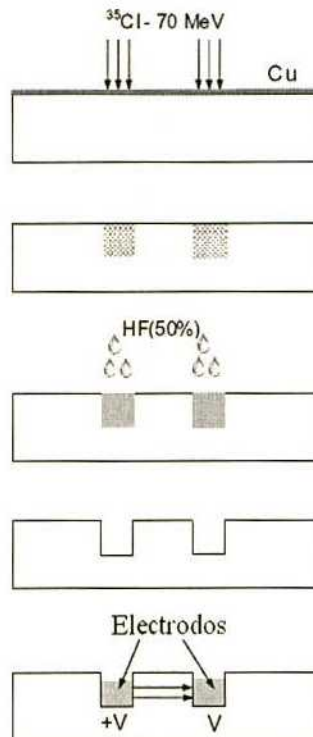


Figura 8.5: Esquema del proceso de micromaquinado y fabricación de electrodos.

8.2 Micromaquinado con el nuevo sistema de control

El nuevo sistema de control abrió un nuevo campo de aplicación y desarrollo para el micromaquinado en Niobato de Litio. Las limitaciones que hacían imposible pensar en desarrollar guías de ondas de calidad fueron eliminadas. A su vez, se abrió paso a la fabricación sistemática de prototipos ya que con el nuevo sistema de control se reduce al mínimo el tiempo entre irradiaciones sucesivas y aumenta la calidad en el control de la dosis, permitiendo al operador preparar la experiencia con anterioridad sin requerir de él una atención exhaustiva en el transcurso de la irradiación.

Con el diseño del interferómetro Mach Zender se realizaron la mayor cantidad de experiencias.

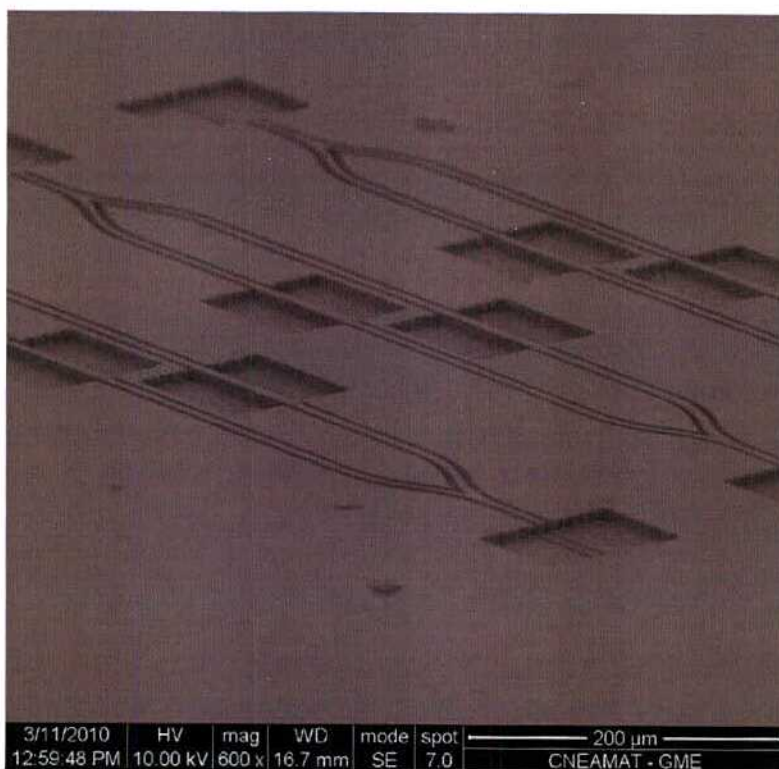


Figura 8.6: Estructuras micromaquinadas para prototipos de interferómetros Mach Zehnder.

El diseño consiste de 9 partes diferentes. Cada parte está especificada en un archivo de un máximo de 10000 puntos (sección 6.3.1 Generación de archivos).

Los surcos micromaquinados que definen el contorno de las guías se especificaron en tres archivos: contorno superior, contorno inferior y la parte central. (Figura 6.24, Figura 6.25 y Figura 6.26 del Capítulo 6). El contorno de la guía requiere la mejor calidad posible en el micromaquinado final. En orden a esto se eligió un paso bien corto para desplazar el haz con la bobina de barrido (0,14 micrones para la parte central y 0,11 micrones para la parte superior e inferior).

En otros 4 archivos se diseñaron los 4 contactos para el conexionado eléctrico, los cuales se ubican adyacentes a los contornos de las guías de ondas. Los contactos tienen forma rectangular y no precisan un micromaquinado de máxima calidad. En cambio, se requiere que el desplazamiento del haz abarque una superficie amplia. El paso seleccionado para realizar los contactos fue de 0,7 micrones.

En otros dos archivos se diseñaron dos cavidades ubicados en los extremos del dispositivo para facilitar la ubicación de los mismos y eventualmente realizar el conexionado óptico con el borde directamente micromaquinado.

La dosis iónica para cada parte del dispositivo se estableció en proporción a su superficie para alcanzar una fluencia homogénea de 10^{13} iones/cm².

La experiencia se programó para que se realizaran las 9 partes del MZ secuencialmente con control automático de la dosis.

Una vez finalizada esta serie de partes del MZ se realizó otra serie de 9 partes similares a la primera, desplazada 300 micrones hacia arriba. Y finalmente otra serie de 9 partes debajo de la primera. Las tres series de nueve partes se realizaron para una longitud total del dispositivo de 0,9mm. Esta longitud se regula con la calibración de ganancia horizontal (eje X) de la bobina de barrido (4.2.10 Ajuste del microhaz).

Posteriormente a las irradiaciones se sumergieron las muestras en HF (50%) durante dos horas.

La limpieza se realizó con acetona, isoproílico y agua desionizada.

La caracterización del micromaquinado se realizó con el Microscopio Electrónico de Barrido del CAC.

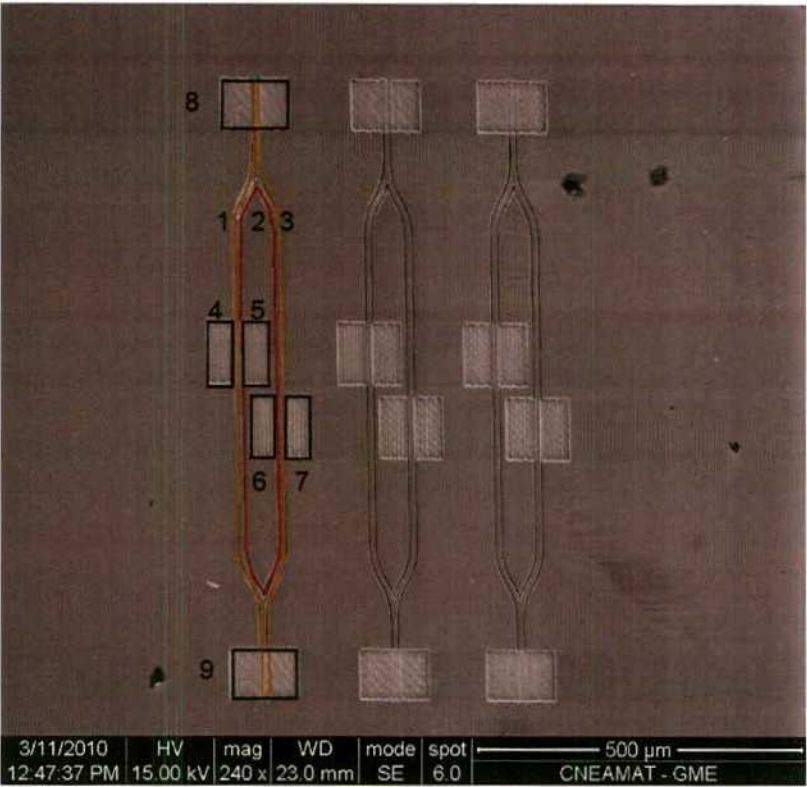


Figura 8.7: Micromaquinado en LN para desarrollar prototipos de Mach Zehnder. La experiencia se programó para realizar tres dispositivos de nueve partes cada uno que se detallan en el MZ de la izquierda. (1-2-3 parte inferior, parte central y parte superior, 4-5-6-7 contactos, 8-9 extremos)

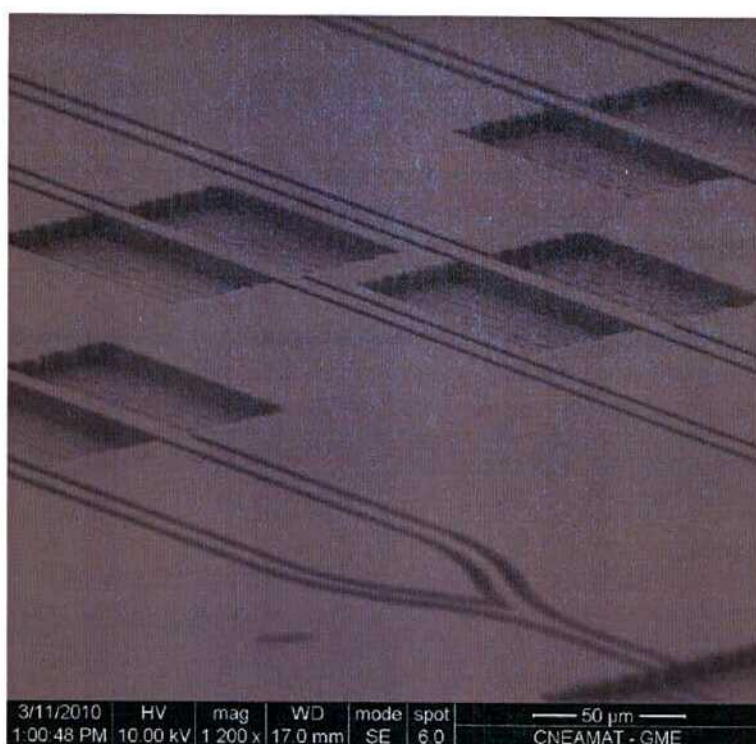


Figura 8.8: Se realizaron tres grupos de nueve figuras distintas para cada longitud.

La diferencia en el paso de las diferentes partes del Mach Zehnder se ve reflejada en la calidad del micromaquinado. La cavidad rectangular destinada al contacto eléctrico presenta irregularidades en el contorno y en el fondo, no así el micromaquinado en la pared lateral de la guía de ondas (Figura 8.9).

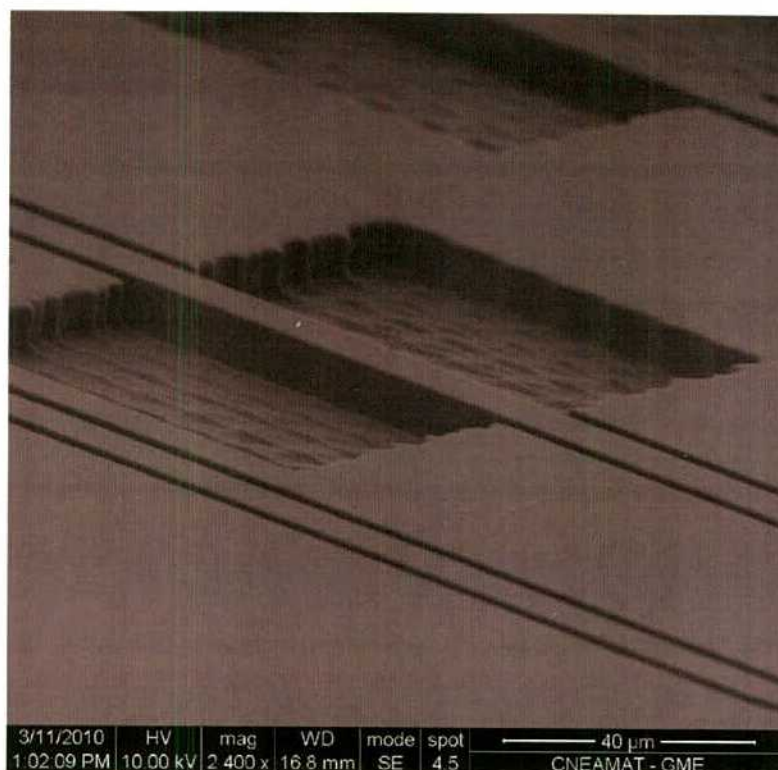


Figura 8.9: El paso del haz se ve reflejado en la calidad del micromaquinado. La cavidad destinada al contacto eléctrico presenta irregularidades que no se observan en el controno de la guía de ondas.

En la Figura 8.10 se pudo estimar que la pared lateral presenta irregularidades de 100nm.

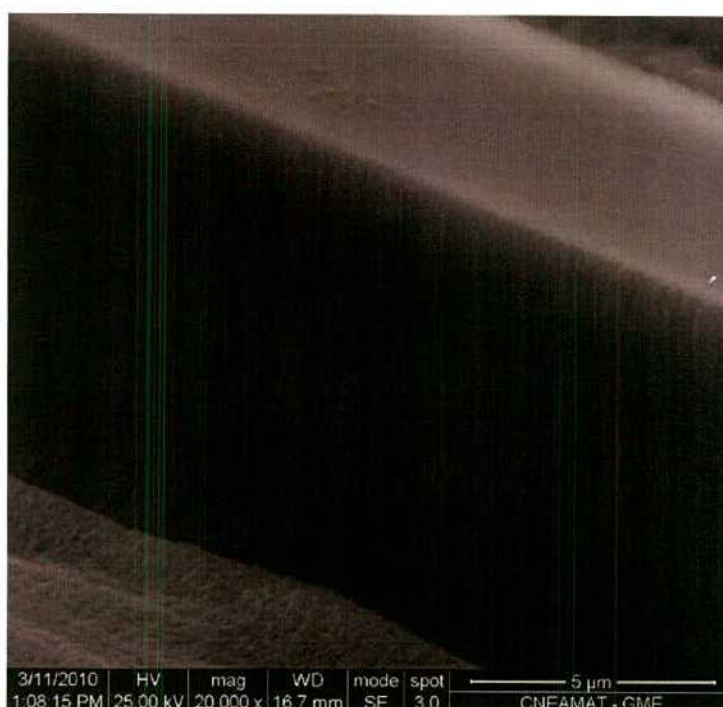


Figura 8.10: Detalle de la pared lateral de la guía de ondas. Se puede observar la verticalidad de la pared lateral. Las irregularidades son de aproximadamente 100nm.

Aumentando la ganancia horizontal en la bobina de barrido se realizaron series de estructuras de dispositivos MZ de 1,8mm y 2,7mm de longitud total.

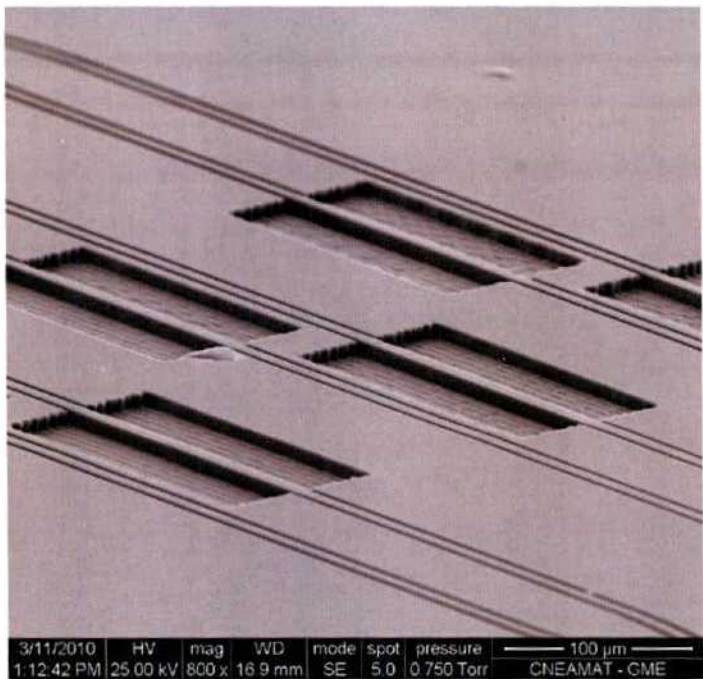


Figura 8.11: Estrcuturas para realizar interferómetros Mach Zhender con 1,8 mm de longitud total.

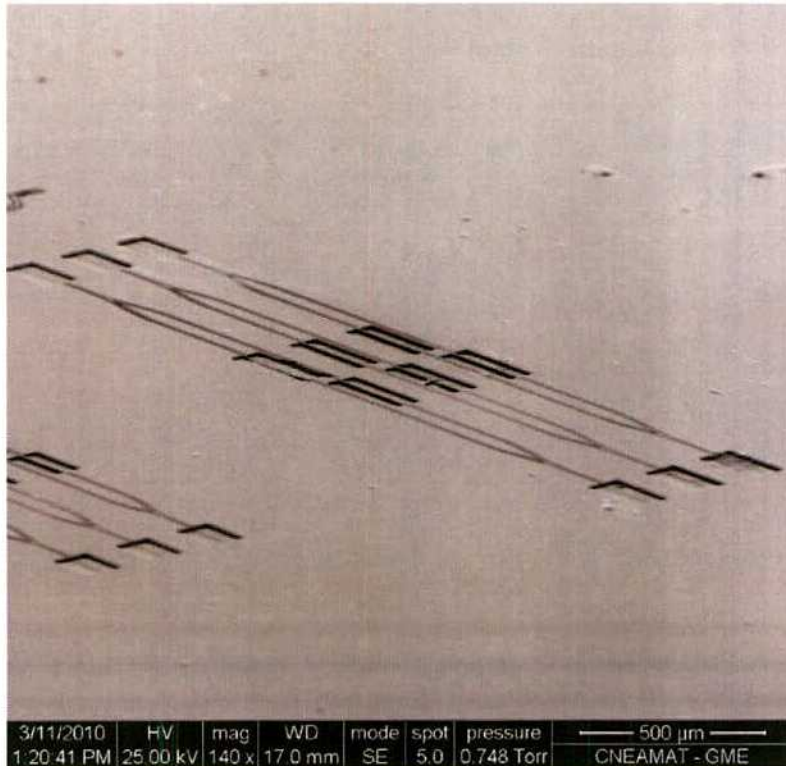


Figura 8.12: 3 Estructuras para realizar interferómetros Mach Zhender de 2,7mm de longitud total.

Aumentando la ganancia horizontal el prototipo más largo que se obtuvo fue de 3,5mm. Este resultado fue sorprendente ya que no se encuentra en la literatura sobre micromaquinado con iones pesados longitudes de barrido semejantes.

El tiempo para realizar una experiencia

8.3 Conclusión

La nueva técnica desarrollada mediante micromaquinado con haces de iones de alta energía en cristales de niobato de litio presenta un gran potencial en la fabricación de circuitos ópticos integrados.

Las estructuras micromaquinadas observadas al microscopio electrónico presentan características que las hacen apropiadas y con características únicas para el desarrollo de guías de ondas. Esta técnica permite:

Realizar paredes laterales micromaquinadas de baja rugosidad y elevada relación de aspecto (alta verticalidad) que permiten realizar guías de sección rectangular y que pueden ser ajustadas al cálculo con mayor precisión. Por otro lado los laterales micromaquinados permiten fabricar electrodos en los cuales la guía queda como un dieléctrico en un capacitor de placas paralelas. Esta disposición de los electrodos maximiza la eficiencia de control de las guías, es decir, permite obtener el máximo

solapamiento entre el campo eléctrico y onda óptica (factor de acoplamiento igual a 1, $\Gamma=1$).

Estas últimas características aumentan la sensibilidad para la aplicación de modulador electro-óptico que según la relación: $V_{\pi} = \frac{\lambda.S}{n_e^3.r_{33}.\Gamma.L}$ (ver sección 2.4.1)

ya que, a menor V_{π} , aumenta la sensibilidad del modulador.

Realizar guías curvas de contornos suaves con bajas pérdidas. Esta característica es también muy importante, pues permite reducir la longitud de las guías convencionales las que, debido a las pérdidas en las zonas curvas deben tener curvaturas y bifurcaciones muy suaves y extendidas.

De igual forma, se puede maximizar la longitud dedicada a los electrodos de control, reduciendo los voltajes necesarios.

Obtener la mínima distancia entre electrodos, que queda restringida por la resolución espacial del micro-haz disponible.

Por otro lado, el método de escritura directa con un microhaz de iones pesados de alta energía, permite fabricar dispositivos ópticos integrados con geometría de variada complejidad en un único sustrato..

Las dimensiones que se han alcanzado mediante esta técnica permiten fabricar una amplia variedad de dispositivos electro-ópticos operando con bajos voltajes. Por ejemplo, una guía de ondas con 3mm de largo y 6 μm de distancia entre electrodos requieren 10V de diferencia de potencial para variar la fase en π radianes para una longitud de onda de 1,55 μm .

La reducida longitud de las guías permite disminuir el volumen y el peso final del dispositivo final.

Publicaciones

Planar optical waveguide formation in LiNbO₃ by means of high energy ion implantation.

Nesprías F., Debray M.E., Fischer M., Lamagna A., Kreiner A.J., Davidson M., Davidson J., Redelico G., Burlon A., Murrini L., Minsky D. and Somacal H.
VI Latin American Symposium on Nuclear Physics and Applications. AIP Conference Proceedings, Volume 884, pp. 489-491 (2007).

Heavy ion beam micromachining on LiNbO₃.

Nesprías F., Venturino M., Debray M.E., Davidson J., Davidson M., Kreiner A.J., Minsky D., Fischer M., Lamagna A., *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms, Volume 267, Issue 1, January 2009, Pages 69-73.*

Si inicio trámite de patentamiento:

“Guías de onda tipo cana micro-maquinadas en Niobato de Litio y método de fabricación”

Nesprías F, Debray M, et al.

Referencias

1. Gyroscope technologies for space applications, M. N. Armenise, C. Ciminelli, F. De Leonardis, R. Diana, V. Passaro and F. Peluso, Internal Report, ESA-ESTEC IOLG PROJECT, Contract DEE-MI, May 2003
2. Fiber optic gyro technology trends - a Honeywell perspective, Sanders S.J., Strandjord L.K. and Mead D., IEEE 5 - Vol.1 (2002)8.
3. Recent progress of fiber optic gyroscopes and applications at JAE, Usui R. and Ohno A., IEEE 5 - Vol.1 (2002)11
4. H. D. Megaw. Acta Cryst. A 24 (1968) 583.
5. K. Nassau, H. J. Levinstein, G. M. Loiacono. J. Pyhs. Chem. Solids 27 (1966) 989.
6. M. Tasson, H. Legal, J. C. Peuzin, F. C. Lissalde. Phys. Stat. Sol. (a) 31 (1975) 729.
7. L. Rebouta, M. F. da Silva, J. C. Soares, J. A. Sanz-García, E. Diéguez, F. Agulló-López. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B 64 (1992) 189.
8. J. C. Soares. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B 64 (1992) 215.
9. L. Rebouta, P. J. M. Smulders, D. O. Boerma, F. Agulló-López, M. F. da Silva, J. C. Soares. Phys. Rev. B 48 (1993) 3600.
10. A. Kling, L. Rebouta, J. G. Marques, J. G. Correia, M. F. da Silva, E. Diéguez, F. Agulló-López, J. C. Soares, ISOLDE Collaboration. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B 118 (1996) 622.
11. Hutcheson LD. Integrated Optical Circuits and Components, Design and Applications. 1º Edición. New York: Marcel Inc.; 1987.
12. Syms RRA, Cozens LR. Optical Guided Waves and Devices. London, UK: McGraw; Hill, 1992.
13. Pochi Yeh. Introduction to photorefractive Nonlinear Optics. New York. E. U. John Wiley & Sons. 1993
14. P. Mollier, H. Porte, J. P. Goedgebuer. Appl. Phys. Lett. 60 (1992) 274.
15. G. G. Bentini, M. Bianconi, A. Cerutti, M. Chiarini, G. Pennestri, C. Sada, N. Argiolas, M. Bazzan, P. Mazzoldi. Opt. Laser Eng. 45 (2007) 368.
16. H.-J. Lee, S.-Y. Shin, B.-G. Kim. Opt. Comm. 102 (1993) 221.
17. http://ab-initio.mit.edu/wiki/index.php/MIT_Photonic_Bands
18. <http://ab-initio.mit.edu/wiki/index.php/Meep>

19. <http://www.pelletron.com>
20. "Microdistributions of Prospective BNCT-Compound CuTCPH in Tissue Sections with a Heavy Ion Microbeam", P. Stoliar, et al, *Applied Radiation and Isotopes* 61 (2004)771.
21. "Implementación de un MicroHaz de iones pesados en el acelerador Tandem", P. Stoliar, M.E. Debray, A.J. Kreiner et al., 86º Reunión Nacional de Física (AFA 18-21 Set., 2001), Rosario, Argentina.
22. Watt F. and Grime G.W., in "Particle-Induced X-ray Emission Spectrometry", eds. Johansson S.A.E., Campbell J.L. and Malmquist K.G., *Chemical Analysis*, Vol. 133, J.Wiley (1995) p.135 y referencias citadas en esta obra.
23. "Focusing high-energy heavy ion microbeam system at the JAEA AVF cyclotron", Oikawa M., Satoh T., Sakai T., Miyawaki N., Kashiwagi H., Kurashima S., Okumura S., Fukuda M., Yokota W., Kamiya T., *Nuc. Instr. and Meth.* B260, (2007)85.
24. "A facility to mass-produce ordered single-hit patterns in continuous 35 mm films", B. E. Fischer, M. Heiß, *Nuc. Instr. and Meth.* B260, (2007)442
25. "Heavy ion beam induced current/charge (IBIC) through insulating oxides", Gyorgy Vizkelethy, David K. Brice, Barney L. Doyle, *Nuc. Instr. and Meth.* B249, (2006)204.
26. Ares Natalia. "Construcción de un deflector electrostático ultrarrápido a demanda", Trabajo de Laboratorio 6 y 7, (2007), FCEyN, UBA
27. Stoliar P.A. "Implementación de un microhaz de iones pesados para el acelerador Tandem" Tesis doctoral en Ciencia y Tecnología, mención Física. Universidad Nacional de General San Martín. 2004.
28. Nesprías F. "Fabricación de Guías de Ondas en cristales de Niobato de Litio." Tesis de Maestría en Ciencia y Tecnología de Materiales. Universidad Nacional de General San Martín. 2006.
29. Townsend P D, Chandler P J and Zhang J 1994 *Optical Effects of Ion Implantation* (Cambridge: Cambridge University Press)
30. Chen F, Wang X L and Wang K M 2007 *Opt. Mater.* 29 1523
31. Haertle D, Jazbinský M, Montemezzani G and Günter P 2005 *Opt. Express* 13 3765.
32. Sum T C, Bettiol A A, Florea C and Watt F 2006 *IEEE J. Light. Technol.* 24 3803
33. Greger Thornell, Reimar Spohr, Elbert Jan van Veldhuizen, Klas Hjort, *Sensor Actuator* 73 (1999) 176.

34. Klas Hjort, Greger Thornell, Jan-Åke Schweitz, Reimar Spohr, *Appl. Phys. Lett.* 69 (22) (1996) 3435.
35. Greger Thornell, Hakan Rapp, Klas Hjort, *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelect. Freq. Control* 47 (2000) 0885.
36. Lei Wang, Ke-Ming Wang, Xue-Lin Wang, Feng Chen, Yi Jiang, Chuan-Lei Jia, Yang Jiao, Fei Lu, Ding-Yu Shen, Hong-Ji Ma, Rui Nie, *Surf. Coat. Technol.* 201 (2007) 5081.
37. M. Lawrence, Lithium niobate integrated optics, *Rep. Prog. Phys.* (1993)363.
38. Lynn D. Hutcheson, *Integrated Optical Circuits and Components*, Marcel Dekker Inc., New York.
39. A. García-Navarro, A. Méndez, J. Olivares, G. García, F. Agullo-López, M. Zayat, D. Levy, L. Vázquez, *Nucl. Instr. and Meth. B* 257 (2007) 765.
40. Nesprías F et al. / *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B* 267 (2009) 69–73 71.
41. M. Bianconi, F. Bergamini, G.G. Bentini, A. Cerutti, M. Chiarini, P. De Nicola, G. Pennestrì, *Nucl. Instr. and Meth. B* 266 (2008) 1238.

Apéndice

;Lista de comandos para el programa MPB que simula la estructura del
;dieléctrico de una guía micromaquinada de 6x6 micrones cuadrados

```
(define-param dx 12) ; (um)
(define-param dy 10) ; (um)

(define-param altog 6) ; alto guía (um)
(define-param anchog 6) ; ancho guía (um)

(define-param s 1) ;surco (um)

(set! geometry-lattice (make lattice (size dx dy no-size)))

(define-param as (+ (/ altog 2) (/ dy 2))) ; alto sustrato (um)
(define-param cyas (- (/ dy 2) (/ as 2))) ; centro en y de as
(define-param gs (+ anchog (* s 2))) ; ancho guía mas los dos surcos

(set! geometry (list

    (make block (center 0 cyas) (size dx as infinity)
      (material (make dielectric (index 2.14))))

    (make block (center 0 0) (size gs altog infinity)
      (material (make dielectric (index 1))))

    (make block (center 0 0) (size anchog altog infinity)
      (material (make dielectric (index 2.15))))

))

(set! resolution 10)

(set-param! filename-prefix "guamaquinada15-")

(set-param! num-bands 20)

(define-param omega (/ 1 1.55)) ; frequency corresponding to 1.55 um

(find-k NO-PARITY omega 1 num-bands (vector3 0 0 1) 1e-4
  (* omega 2) (* omega 2) (* omega 2.15) output-dpwr
  display-y-parities display-group-velocities)
```


;Lista de comandos para el programa MPB que simula la estructura del
;dieléctrico de una guía acanalada fabricada por implantación iónica
;con un índice de refracción tipo gradiente

```
n(y)=a+b1*y+b2*y^2+.....+b6*y^6
(define a 2.23637)
(define b1 -0.11397)
(define b2 0.22027)
(define b3 -0.25528)
(define b4 0.1755)
(define b5 -0.06279)
(define b6 0.00858)
(define t -1);
(define t1 -2.1);

(define (eps-func p)

  (make dielectric
    (epsilon (if(< (vector3-y p) -1)(+ 1 0)

      (if (and (<(vector3-x p) 1.5)(>(vector3-x p) -1.5))
        (if(and (> (vector3-y p) t)(< (vector3-y p) (+ t 2.7181)))

          (*(+ (+ a 0)
            (* b1 (- (vector3-y p) t))
            (* b2 (*(- (vector3-y p) t)(- (vector3-y p) t)))
            (* b3 (*(- (vector3-y p) t)(- (vector3-y p) t)(- (vector3-y p) t)))
            (* b4 (*(- (vector3-y p) t)(- (vector3-y p) t)(- (vector3-y p) t)(-
(vector3-y p) t)))
            (* b5 (* (- (vector3-y p) t)(- (vector3-y p) t)(- (vector3-y p) t)(-
(vector3-y p) t)(- (vector3-y p) t)))
            (* b6 (*(- (vector3-y p) t)(- (vector3-y p) t)(- (vector3-y p) t)(-
(vector3-y p) t)(- (vector3-y p) t)

          (- (vector3-y p) t)))

          )

          (+ (+ a 0)
            (* b1 (- (vector3-y p) t))
            (* b2 (*(- (vector3-y p) t)(- (vector3-y p) t)))
            (* b3 (*(- (vector3-y p) t)(- (vector3-y p) t)(- (vector3-y p) t)))
            (* b4 (*(- (vector3-y p) t)(- (vector3-y p) t)(- (vector3-y p) t)(-
(vector3-y p) t)))
            (* b5 (* (- (vector3-y p) t)(- (vector3-y p) t)(- (vector3-y p) t)(-
(vector3-y p) t)(- (vector3-y p) t)))
            (* b6 (*(- (vector3-y p) t)(- (vector3-y p) t)(- (vector3-y p) t)(-
(vector3-y p) t)(- (vector3-y p) t)

          (- (vector3-y p) t)))

          ))

      (+ (* 2.203 2.203) 0)

    )

    (if(and (> (vector3-y p) t1)(< (vector3-y p) (+ t1 2.7181)))

      (*(+ (+ a 0)
```

```

(* b1 (- (vector3-y p) t1))
(* b2 (*(- (vector3-y p) t1)(- (vector3-y p) t1)))
(* b3 (*(- (vector3-y p) t1)(- (vector3-y p) t1)(- (vector3-y p)
t1)))
(* b4 (*(- (vector3-y p) t1)(- (vector3-y p) t1)(- (vector3-y p)
t1)(- (vector3-y p) t1)))
(* b5 (* (- (vector3-y p) t1)(- (vector3-y p) t1)(- (vector3-y p)
t1)(- (vector3-y p) t1)(- (vector3-y p) t1)))
(* b6 (*(- (vector3-y p) t1)(- (vector3-y p) t1)(- (vector3-y p)
t1)(- (vector3-y p) t1)(- (vector3-y p) t1))

(- (vector3-y p) t1)))

)

(+ (+ a 0)
(* b1 (- (vector3-y p) t1))
(* b2 (*(- (vector3-y p) t1)(- (vector3-y p) t1)))
(* b3 (*(- (vector3-y p) t1)(- (vector3-y p) t1)(- (vector3-y p)
t1)))
(* b4 (*(- (vector3-y p) t1)(- (vector3-y p) t1)(- (vector3-y p)
t1)(- (vector3-y p) t1)))
(* b5 (* (- (vector3-y p) t1)(- (vector3-y p) t1)(- (vector3-y p)
t1)(- (vector3-y p) t1)(- (vector3-y p) t1)))
(* b6 (*(- (vector3-y p) t1)(- (vector3-y p) t1)(- (vector3-y p)
t1)(- (vector3-y p) t1)(- (vector3-y p) t1))

(- (vector3-y p) t1)))

))

(+ (* 2.203 2.203) 0)

)

)

)))))

(set! default-material (make material-function (material-func eps-
func)))

(define-param sc-y 10) ; supercell width (um)
(define-param sc-x 8) ; supercell height (um)
(set! geometry-lattice (make lattice (size sc-x sc-y no-size)))

(set-param! resolution 20) ; pixels/um

(set-param! num-bands 6)

(set-param! filename-prefix "barrier2-") ; use this prefix for output
files
;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;

(define-param omega (/ 1 0.632)) ; frequency corresponding to 0.632 um

(find-k NO-PARITY omega 1 num-bands (vector3 0 0 1) 1e-3
(* omega 2.1) (* omega 2.1) (* omega 2.5) output-efield output-
dpwr
display-y-parities display-group-velocities)

```

Agradecimientos

A Mario, por su dedicación y acompañamiento como director. Muchas Gracias!

A Julián, que en los momentos de dificultad siempre estuvo presente para dar una mano.

A Gabriel Ángel, por su asesoramiento técnico y los mates compartidos.

A Jorge, presente en cada experiencia de irradiación.

A mi esposa y mis hijos, que me dieron fuerza para continuar y son la alegría de mi vida.

A mi mamá, por sus oraciones y por estar siempre al lado.