

CAPÍTULO 7

EL NIOBATO DE LITIO (LiNbO_3): APLICACIONES EN ÓPTICA Y FOTÓNICA

Gustavo A. Torchia

Centro de Investigaciones Ópticas-CONICET-CICPBA-UNLP,
1900-La Plata, Argentina
(E-mail: gustavot@ciop.unlp.edu.ar)

y

Departamento de Ciencia y Tecnología, Universidad Nacional de Quilmes, 1876-Bernal, Argentina

Resumen

En este capítulo se brindará una revisión de las aplicaciones tecnológicas del cristal niobato de litio (LiNbO_3 -LNB) dentro del campo de la óptica y la fotónica. El LNB es un cristal uniaxial negativo que presenta peculiares propiedades ópticas, entre las cuales podemos citar: por un lado, los efectos de ajustes de fase birrefringentes y ferroeléctricos con impacto en el mezclado y la generación de nuevas frecuencias ópticas a través de procesos ópticos no lineales. Por otro lado, las excelentes propiedades acusto-ópticas, piezo-ópticas, electro-ópticas del LNB lo vinculan fuertemente con aplicaciones tecnológicas en otros campos. Estas características han catapultado al LNB a ser hoy en día uno de los materiales de referencia dentro de las tecnologías fotónicas. En particular, uno de los dispositivos más difundido, está relacionado con los moduladores ópticos integrados de alta velocidad (>10 GHz) actualmente implementados en las redes de fibra óptica para la transmisión de señales digitales de información codificada ópticamente.

Palabras clave: Óxidos ternarios; congruente; óptica no lineal; ajuste de fase birrefringente; cuasi ajuste de fase; efecto electro-óptico.

Abstract

Lithium Niobate (LiNbO_3): Applications in Optics and Photonics. In this chapter we introduce the photonics and optical applications corresponding to the lithium niobate crystal (LiNbO_3 -LNB). The LNB is a negative uniaxial crystal which shows interesting optical properties, such as: on one side, birefringence and quasi phase matching effects for achieving new optical frequencies by means of wave mixing and second harmonic generation supported by non linear process. On the other side, the excellent properties such as: acousto-optic, piezo-optic, electro-optic, all of them produce a strong link from the LBN with several technological applications addressed to different fields. These characteristics have catapulted it to be nowadays one of the reference materials inside the photonic technologies. In particular, one of the most popular devices is related to the high speed optical integrated modulation (10 GHz). This system currently

works in the optical fiber net to transmit digital signal of information optically codified.

Keywords: Ternary oxides; congruent; non linear optics; birefringence phase matching; quasi phase matching; electro-optic effect.

INTRODUCCION

El niobato de litio (LiNbO_3 -LNB) es un cristal que no se encuentra en la naturaleza sino que tiene que ser obtenido por métodos de crecimiento cristalino. En 1949 fue sintetizado por primera vez por Matthias y Remeika [1], sin embargo el LNB no alcanzó relevancia hasta 1964, cuando Ballman logra su crecimiento mediante la técnica de Czochalski [2].

La importancia del LNB en *Óptica y Fotónica* radica en la implementación tecnológica de sus excelentes propiedades, entre las cuales destacamos: acusto-ópticas, electro-ópticas, piezoeléctricas y no lineales. No menos importante es la viabilidad de crecer monocristales de elevada pureza y homogeneidad por el método de Czochalski. Debido a las características de su proceso de crecimiento, los cristales de niobato de litio más comunes presentan una gran concentración de defectos intrínsecos, este hecho permite en principio que los cristales puedan ser dopados con altas concentraciones de impurezas diferentes. El control de los defectos intrínsecos e impurezas permite fabricar cristales de LNB con una amplia variedad de propiedades con alto impacto en el campo de la óptica y fotónica.

Otro factor no menos importante a considerar desde el aspecto tecnológico, es la flexibilidad de este compuesto para desarrollar cristales de LNB en diferentes formatos, esto es en volumen, en fibras y en forma de películas delgadas. Asimismo el mencionado aspecto de crecimiento combinado con la fabricación de guía de ondas, el control de orientaciones cristalográficas no equivalentes y las estructuras de dominios ferroeléctricos, han dado lugar a algunos de los actuales dispositivos desarrollados con el LNB. Este concepto constructivo puede extenderse, pudiendo deducir que este material mediante hábiles combinaciones de sus propiedades y características permite adaptar su comportamiento a diversos requerimientos tecnológicos.

Por lo dicho más arriba, el LNB constituye uno de los materiales dieléctricos cristalinos más utilizados en la actualidad en distintas aplicaciones tecnológicas. Entre los dispositivos más importantes desarrollados en base a este cristal vamos a centrar nuestra descripción en aquellos que desempeñan un importante papel en el campo la fotónica integrada; es decir dispositivos comúnmente utilizados como láseres, moduladores o multiplexores cuyo elemento clave para su integración en un mismo sustrato, son las guías de onda.

La fotónica integrada, es un campo que abarca aspectos científicos y tecnológicos referidos al estudio y aplicaciones de señales ópticas confinadas en regiones del orden de los micrométricos. Con esta concepción en mente, podemos decir que

análogamente a la micro-electrónica [3,4] la luz en fotónica integrada cumple el rol de los electrones y las guías de onda óptica el papel de los circuitos.

Para fabricar estos circuitos ópticos en el LNB, existen hoy en día distintas tecnologías, entre las que podemos mencionar: difusión de TiO₂ y ZnO, intercambio protónico, implantación iónica y más recientemente la escritura láser con pulsos ultracortos [3,5].

A modo de ejemplo, uno de los dispositivos basados en guías de onda desarrollado sobre el LNB es actualmente utilizado en la modulación de señales ópticas en los sistemas de comunicaciones. Estos sistemas basados en interferómetros Mach Zehnder (MZ) y además valiéndose del efecto electro-óptico son capaces de transmitir señales digitales ópticas con tasas superiores a los 100 Gbit/s [6,7].

En este punto, resulta conveniente repasar la fase de crecimiento del niobato de litio, luego revisaremos sus principales propiedades ópticas, y finalmente mostraremos algunas de las aplicaciones basadas en efectos ópticos no lineales y electro-ópticos en guías de onda ópticas fabricadas sobre el mismo.

1. El cristal de niobato de litio

1.1. Crecimiento (diagrama de fase-síntesis del LNB congruente)

Desde el punto de vista químico el LiNbO₃ es uno de los cuatro óxidos del sistema binario formado por: Li₂O-Nb₂O₅: Li₂Nb₈O₂₁, LiNb₃O₈, LiNbO₃ y Li₃NbO₄. Se trata de un cristal incoloro que posee una temperatura de fusión de 1240±5 °C, una densidad de 4.64 g/cm³ y una dureza entre 5-6 en la escala de Mohs. El LNB posee una transición de fase a 100°C por debajo de la temperatura de fusión, por lo que a temperatura ambiente se encuentra en fase ferroeléctrica. La temperatura a la que se produce la transición de fase ferroeléctrica a fase paraeléctrica, denominada temperatura de Curie, presenta una fuerte dependencia con la composición del cristal [8]. En la Fig. 1 se muestra el diagrama de fases del sistema binario Li₂O-Nb₂O₅ centrado en la zona de existencia del LiNbO₃ [9], del mismo se puede observar un amplio rango de solubilidad sólida (entre un 44 y un 50% en concentración molar de Li₂O). Es de destacar que la máxima temperatura de fusión no corresponde a la composición estequiométrica ([Li]/[Nb]=1), sino a una composición congruente ([Li]/[Nb]<1), composición para la cual el niobato de litio alcanza la mayor homogeneidad y calidad cristalina. Por este motivo y además considerando que las vacantes de litio favorecen la incorporación de otros átomos (impurezas) dentro del cristal, los substratos de LiNbO₃ usados habitualmente en aplicaciones tecnológicas son obtenidos a partir de un cristal de composición congruente.

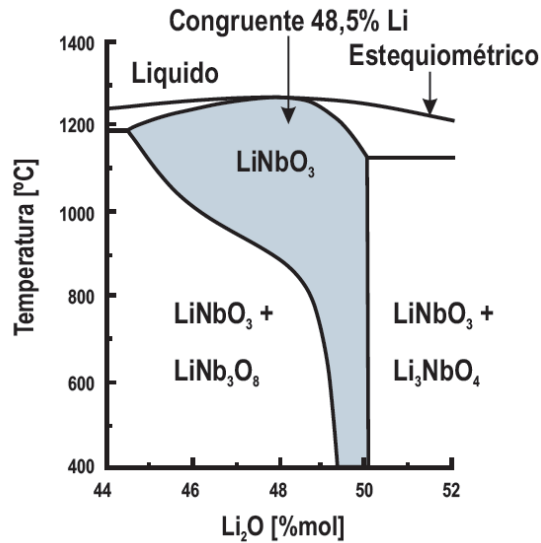
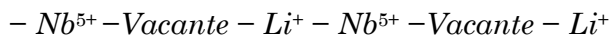


Fig.1. Diagrama de fase del cristal de LNB.

1.2. Estructura cristalina del LiNbO₃

El LNB pertenece a un grupo de materiales cuya estructura cristalina es una *perovskita*. Esta estructura tiene la fórmula química típica ABO_3 , donde el catión A es generalmente demasiado grande para lograr un buen empaquetamiento; esto origina una distorsión en la celda unitaria. Esta distorsión origina un desplazamiento de los aniones O^{2-} de sus sitios esperados. Sin embargo, en el caso de LNB, la distorsión está relacionada con el radio pequeño del ión litio.

Desde el punto de vista cristalográfico el LiNbO₃ se clasifica dentro del sistema cristalino trigonal. En su fase ferroeléctrica (temperaturas inferiores a la de Curie) presenta un eje de rotación ternario (eje c) y simetría por reflexión a lo largo de tres planos separados 120° entre sí, cuya intersección genera dicho eje de rotación. Todo ello hace que pertenezca al grupo puntual $3m$ (C_{3v} en notación de Schönflies) y al grupo espacial $R3c$. La estructura cristalina, cuya descripción detallada se encuentra en [10], está compuesta por los oxígenos agrupados en planos formando una estructura cercana a la hexagonal compacta, de manera que da lugar a octaedros distorsionados situándose los iones metálicos en su posición intersticial. De esta manera, se coloca un ión de Li^+ en uno de cada tres octaedros y un ión Nb^{5+} en otro de cada tres octaedros, estando el resto vacante, este esquema en forma simplificada se muestra en la Fig. 2. De esta manera la secuencia de cationes a lo largo del eje C puede describirse de la forma:



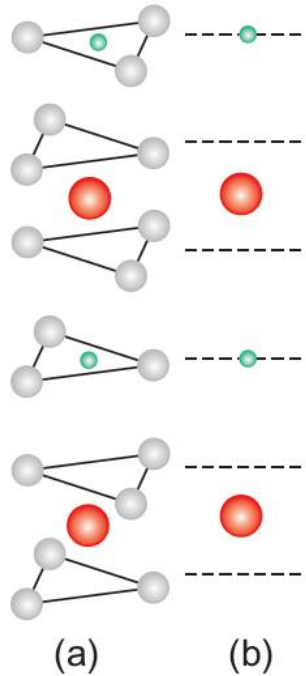


Fig.2. (a) Distribución de los iones a lo largo del eje c en el niobato de litio en la fase ferroeléctrica. Las esferas verde y roja corresponden a los iones Li y al Nb, respectivamente. Los oxígenos están representados por esferas de color gris. En (b) se muestra un corte de esta representación donde se observan las posiciones de los iones Li y Nb y las vacantes en la red.

En la Fig. 3 (a) se puede ver la celda unitaria hexagonal del LNB correspondiente a la fase ferroeléctrica, en la misma por simplicidad no se incluyen las posiciones relativas de los iones óxido ni de las vacantes. En la Fig. 3 (b) se presenta la ordenación de los iones en un plano perpendicular al eje c, indicándose la convención utilizada para los ejes X e Y. El eje Y se escoge en uno de los planos de simetría por reflexión perpendicular, al eje Z, y el eje X perpendicular al eje Y. A partir de aquí se dice que una muestra es corte Z cuando el eje c es perpendicular a las caras de mayor superficie de la misma. De la misma forma se dice que una muestra es corte X (Y) cuando el eje X (Y) es perpendicular a sus caras y el eje c está contenido en la misma. Debido a que el desplazamiento de los iones en el LiNbO_3 es unidimensional (a lo largo del eje c), la dirección de polarización espontánea del cristal es $+c$ o en su defecto $-c$, es decir existen dos dominios ferroeléctricos paralelos en un monocristal. Para algunas aplicaciones es necesario que el cristal sea completamente mono-dominio o que los dominios ferroeléctricos sean periódicos, pudiéndose conseguir estas características al aplicar una corriente durante el crecimiento o un campo eléctrico tras el mismo [10].

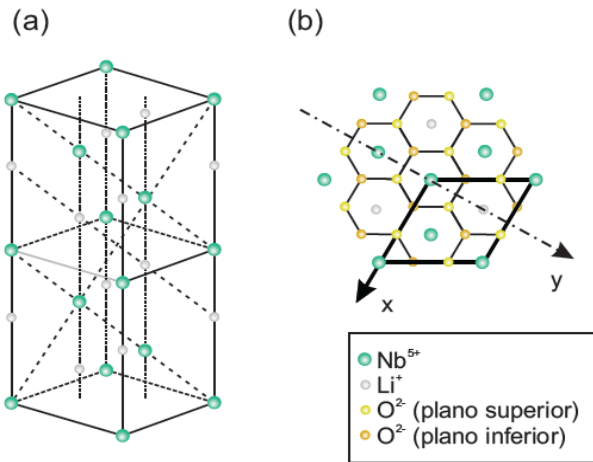


Fig.3. Estructura simplificada de la fase ferroeléctrica del LNB. (a) Celda hexagonal en LNB. (b) Ubicación de los iones en un plano XY perpendicular al eje óptico en el LNB.

En la Fig. 4 se pueden observar distintos cortes de muestras de LNB, los conocidos como *corte Z* y *corte X*. En esta figura también se detallan las direcciones de cada uno de los ejes a lo largo de los lados de cada muestra.

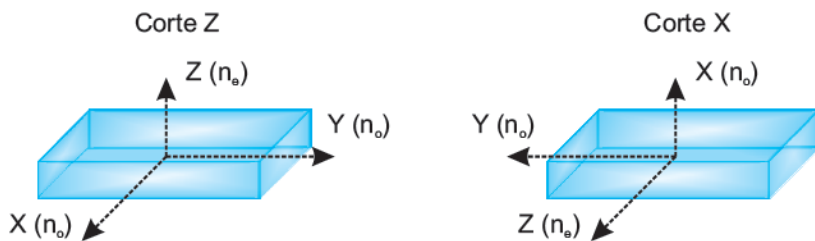


Fig.4. Cortes de muestras de LNB donde se detallan las direcciones de cada uno de los ejes del cristal y los índices de refracción correspondientes en cada caso.

1.3. Propiedades ópticas

El LiNbO₃ puro y perfectamente oxidado es un cristal incoloro y transparente que presenta un alto brillo ya que tiene elevados índices de refracción. La ventana de transparencia de este cristal abarca a una región comprendida entre los 350 nm hasta las 5 μ m. Es un cristal uniaxial negativo de manera que el índice extraordinario (n_e) es paralelo al eje c (Z) del cristal y el ordinario (n_o) a los ejes X e Y. En la práctica el cristal de LiNbO₃ nunca es perfectamente puro sino que tiene asociados defectos intrínsecos e impurezas. Los defectos intrínsecos se deben a desviaciones de la estequiometría y aparecen en la etapa de crecimiento. Los impurezas son introducidas voluntariamente,

por ejemplo al dopar LiNbO₃ con tierras raras para fabricar láseres; o al realizar tratamientos posteriores sobre el cristal, por ejemplo la difusión de un metal para fabricar guías de onda. Los valores de los índices de refracción pueden diferir según la composición del cristal, encontrándose en la literatura una dispersión considerable [10]. Las ecuaciones de Sellmeier, que son una extensión de las obtenidas en [11] para el LNB se pueden escribir como:

$$n_o^2 = 4,90048 + \frac{1,1173 \cdot 10^5 + 1,65 \cdot 10^{-2} T^2}{\lambda^2 - (2,12 \cdot 10^2 + 2,70 \cdot 10^{-5} T^2)^2} - 2,783 \cdot 10^{-8} \cdot \lambda^2 \quad (1)$$

$$n_e^2 = 4,5555 + 2,605 \cdot 10^{-7} \cdot T^2 + \frac{0,970 \cdot 10^5 + 2,70 \cdot 10^{-2} T^2}{\lambda^2 - (2,01 \cdot 10^2 + 5,40 \cdot 10^{-5} T^2)^2} - 2,24 \cdot 10^{-8} \cdot \lambda^2 \quad (2)$$

donde λ es la longitud de onda y T la temperatura en grados Kelvin. A partir de estas expresiones considerando temperatura ambiente y una longitud de onda de 632,8 nm para un láser de He-Ne, se obtiene que los índices de refracción toman valores de 2,2866 para n_o y 2,2030 para n_e , siendo la diferencia entre estos valores de aproximadamente 0.08, por lo que el LiNbO₃ posee una elevada birrefringencia. En la banda de comunicaciones ópticas, para una longitud de onda de 1.55 μ m se obtiene: 2.2110 para n_o y 2.1384 para n_e .

2. Aplicaciones

2.1.1. Generación de Segundo Armónico- Ajuste de Fase Birrefringente

La luz puede describirse como un campo electromagnético oscilante que, como es bien sabido ejerce una fuerza sobre una carga eléctrica. Cuando un haz de luz incide sobre un material transparente, los electrones que éste contiene responden a esa fuerza desplazándose respecto a los núcleos, por lo que el átomo adquiere una distribución de carga asimétrica y se dice que el material se polariza. Esta polarización genera a su vez otro campo electromagnético que es precisamente el campo de la luz que se transmite por el material. De manera general, la polarización de un medio depende linealmente del campo eléctrico a través de una constante llamada susceptibilidad eléctrica χ ($P \sim \chi E$).

La susceptibilidad eléctrica χ es una cantidad muy importante ya que define las propiedades ópticas de un medio, tales como su índice de refracción. Sin embargo, cuando la intensidad de la luz es suficientemente alta, la susceptibilidad eléctrica, y con ella el índice de refracción, dejan de ser constantes y comienzan a depender de la intensidad. Entonces, la polarización del medio depende del campo eléctrico de una manera no lineal, es decir, con el cuadrado, el cubo, etc., del campo eléctrico:

$$P \sim \chi_1 E + \chi_2 E^2 + \chi_3 E^3 + \dots \quad (3)$$

donde χ_n corresponde a la susceptibilidad eléctrica de n orden.

La respuesta no lineal de un medio da lugar a nuevas y fascinantes propiedades que han generado un nuevo campo dentro de la óptica, el conocido como *óptica no lineal* [12].

En materiales anisótropos, como ciertos cristales (KDP, YLF, BBO, LiNbO₃, etc.) [12] las propiedades ópticas dependen de la dirección de propagación de la luz y la susceptibilidad se representa mediante un tensor. Esta anisotropía óptica da lugar a fenómenos tales como la birrefringencia.

Algunos de los fenómenos no lineales más interesantes son la generación de armónicos y la mezcla de dos o más ondas. La generación de armónicos produce luz cuya frecuencia es un múltiplo de la frecuencia incidente, y el mezclado de ondas da lugar a radiación cuya frecuencia es una combinación de las frecuencias de las ondas incidentes. Debido a la alta intensidad de luz necesaria para observar estos fenómenos, el desarrollo de la óptica no lineal no ha sido posible hasta la incorporación del láser en los laboratorios.

En la Fig. 5 se esquematiza el proceso de generación de segundo armónico considerando el acople de dos fotones incidentes, efecto cuantificado a través de la susceptibilidad no lineal (χ_2) del material.

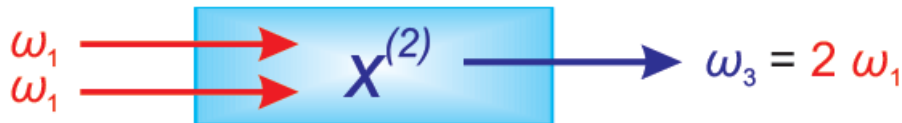


Fig.5. Esquema del proceso de generación de SA considerando dos fotones de frecuencia ω (OF) acoplados en el medio no lineal cuantificando este efecto a través de χ_2 .

La intensidad del segundo armónico (SA) generado por una onda fundamental (OF) sobre un medio no lineal, se puede describir mediante [12]:

$$I_{SA}(L) = C^2 I_{OF}^2 \left(\frac{\sin(\Delta k \frac{L}{2})}{\Delta k} \right)^2 \quad (4)$$

donde C es una constante que reúne otras constantes involucradas en el proceso de generación de SA, L la longitud del material, y Δk representa el cambio del momento lineal del sistema. Finalmente I_{SA} y I_{OF} corresponden a las intensidades de la OF y la SA, respectivamente.

Debido a la birrefringencia del LNB, al incidir un haz sobre el cristal, y además teniendo en cuenta el ángulo de incidencia respecto del eje óptico, el haz se dividirá en dos haces que se propagan con distinta velocidad y dirección en el material, los bien conocidos rayos ordinario y extraordinario. Por otro lado, de la ecuación 4 sabemos que tenemos un máximo en la intensidad a la salida del haz del SA generado si

se cumple $\Delta k=0$. Esta condición puede satisfacerse si se considera la anisotropía que presenta el LNB y cumpliendo además condiciones particulares para este ajuste.

En la generación del segundo armónico (SA) una onda fundamental (OF) de frecuencia ω_1 con una longitud de onda λ_1 produce una onda polarizada de frecuencia $2\omega_1$ a través de la susceptibilidad no lineal de segundo orden. Esta onda polarizada es generada a partir de la propagación de la OF que viaja a una velocidad $v_1=c/n_1$. La OF polarizada irradia en cada punto del material una onda de SA, la cual viaja con una velocidad $v_2=c/n_2$. Debido a la dispersión normal del material, en general es $n_2 > n_1$, de manera que la OF y la SA viajan a diferentes velocidades de fase. El signo de la transferencia de energía de una onda a la otra, está determinado por la fase relativa entre ellas. El incremento continuo de la diferencia de fase relativa entre la OF y la SA conduce a una alternancia en la dirección del flujo de energía entre las ondas. En consecuencia se produce un crecimiento y un decrecimiento alternado de la potencia en la onda del SA, observándose en general que su intensidad nunca es apreciable a menos que se cumplen ciertas condiciones. A lo largo de una distancia de propagación considerando cambios de fase relativos en π , entre la OF y el SA, toda la potencia se transfiere a el SA y en el siguiente cambio de fase π , la potencia se transfiere a la OF. Esta longitud de alternancia de energía entre la OF y la SA, se conoce como longitud de coherencia, y representa la máxima longitud del cristal que es útil para la generación de SA. Esta longitud es típicamente del orden de decenas de micrómetros.

Considerando que $\Delta k = k(2\omega) - 2k(\omega) = 2(\omega/c) * [n(2\omega) - n(\omega)]$, donde se ha utilizado la relación $k(\omega) = \omega n(\omega)/c$, la longitud de coherencia queda:

$$L_c = \frac{\lambda}{2 [n^{2\omega} - n^\omega]} \quad (5)$$

donde λ es la longitud de onda de la onda fundamental. $n^{2\omega}$ y n^ω representan los índices de refracción para 2ω y ω , respectivamente.

En general, considerando la dispersión normal de los materiales, los índices de refracción ordinario y extraordinario aumentan su valor en función de ω . Por este motivo, resulta imposible satisfacer la condición de ajuste de fase para cuando la OF y la SA son del mismo tipo, es decir ambas ondas ordinarias (OO) o ambas ondas extraordinarias (OE). Sin embargo, es posible conseguir esta condición si se propagan en el material ambos tipos de ondas (OO y OE). Esto puede ser alcanzado teniendo en cuenta que la dependencia del índice de refracción es diferente para los rayos ordinarios y extraordinarios en un cristal uniaxial. Recordemos que para estar en la condición de ajuste de fase, tenemos que cumplir $\Delta k=0$ (ecuación 4) lo que equivale a $n_{2\omega} = n_\omega$.

La dependencia de los índices en el LNB puede ser descrita por la expresión de los índices de refracción de un material uniaxial siguiendo:

$$\frac{1}{n_e^2} = \frac{\cos^2 \theta}{n_o^2} + \frac{\sin^2 \theta}{n_e^2} \quad (6)$$

Si se cumple que $n_e^{2\omega} < n_o^\omega$, existe un ángulo θ_0 donde se alcanza la condición $n_e^{2\omega}(\theta_0) = n_o^\omega$. Esta situación se ilustra en la Fig. 6. El ángulo θ_0 queda determinado por la intersección de la esfera que corresponde al índice ordinario para una onda de frecuencia $\omega(n_o^\omega)$ y el elipsoide de índices extraordinario de una onda de frecuencia $2\omega(n_e^{2\omega}(\theta))$ (ver Fig. 6).

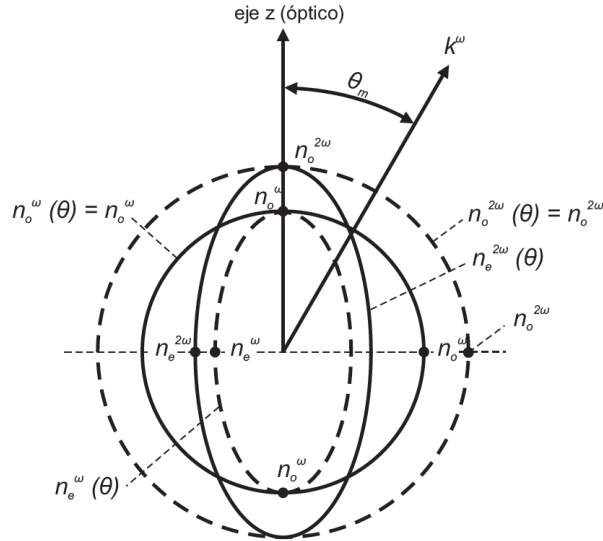


Fig.6. Elipsoides de índices de refracción para el cristal de LNB.

De la ecuación 6, encontramos la expresión para determinar θ_0 :

$$\text{sen}^2(\theta_0) = \frac{(n_o^\omega)^{-2} - (n_e^{2\omega})^{-2}}{(n_e^{2\omega})^{-2} - (n_o^{2\omega})^{-2}} \quad (7)$$

Para el caso del niobato de litio, considerando una OF de 1,20 μm tenemos que los índices de refracción ordinario para OF y SA son: 2,2250 y 2,2961, respectivamente. El índice extraordinario para la SA es: 2,2111. Estos valores arrojan un ángulo de ajuste de fase de $\theta_0 = 65,63$ grados respecto al eje óptico del cristal.

2.1.2. Cuasi ajuste de fase

Desde hace unos años [13], es bien sabido que es posible obtener experimentalmente de manera eficiente la generación de segundo armónico utilizando la configuración de ajuste de fase conocida como “*quasi-phase matching*” (QPM) [14-16]. Lo que se busca en este método es re-direccionar el flujo de energía entre la OF y la SA, invirtiendo la fase relativa en π entre ambas ondas. Esto es posible variando alternadamente la polarización no lineal del medio (χ_2), consiguiendo así un aumento en la energía neta del SA a lo largo de la dirección de propagación de la OF. Este proceso es posible llevarlo a

cabo creando una periodicidad adecuada de los dominios ferroeléctricos del cristal, este período deber satisfacer la siguiente relación:

$$\Lambda = \frac{2\pi m}{\Delta k} = \frac{m\lambda_f}{2(n_{2\omega} - n_\omega)} \quad (8)$$

donde m es un numero entero y $n_{2\omega}$ y n_ω corresponde a los índices de refracción para las frecuencias de la luz ω y 2ω .

En resumen el cuasi-ajuste de fase, es una técnica que permite mantener la fase relativa entre las ondas (OF-SA) que interactúan en el material compensando el desfasaje entre OF-SA con la variación periódica de χ_2 escalado a L_c . Como ya vimos (ecuación 4), para el caso de ajuste de fase por birrefringencia ($\Delta k=0$), la longitud de coherencia se vuelve infinita. En esta situación de ajuste de fase, el campo eléctrico del SA crece linealmente con la longitud de interacción, y por lo tanto la intensidad crece cuadráticamente (ver Fig. 7, línea negra discontinua). Para el caso de QPM la mayor eficiencia de generación de segundo armónico se obtiene cuando se realiza la inversión cada longitud de coherencia, es decir, un periodo de $2L_c$. Esta situación ha sido Ilustrada en la Fig. 7 (línea roja continua). El cristal de LNB con esta estructura se lo conoce como PPLN, del inglés *periodic poled lithium niobate*.

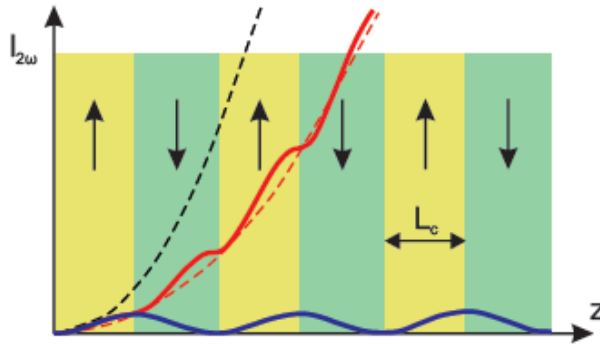


Fig.7. Intensidad de SA en función de la longitud del cristal PPLN: Birrefringencia en condición de ajuste de fase (línea discontinua negra), Cuasi-fase en un cristal PPLN de período $2L_c$ (línea continua roja) y fuera de ajuste de fase (línea continua azul).

Para visualizar este efecto mostraremos la generación de SA mediante el cuasi ajuste de fase (QPM) a temperatura ambiente en la región azul del espectro visible en guías de onda acanaladas fabricadas por difusión de Zn en sustratos de PPLN. En la Fig. 8 se muestra un esquema de este experimento, en el mismo se detalla la estructura periódica de la muestra PPLN utilizada y sus ejes cristalográficos. Además en esta figura se muestran las direcciones de los campos eléctricos de la OF y de la SA generada mediante el proceso de QPM.

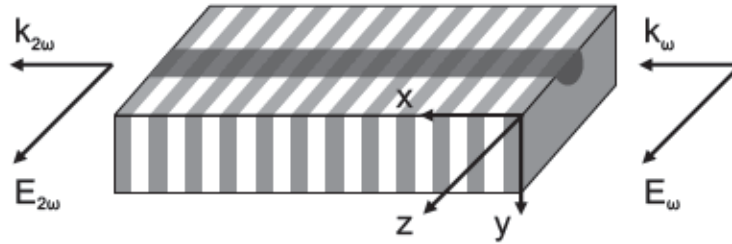


Fig.8. Esquema de la generación de SA mediante el proceso de cuasi ajuste de fase (QPM) en un cristal PPLN. En el mismo se detallan las direcciones del campo eléctrico de las OF y SH, como así también los ejes cristalográficos de la muestra utilizada en el experimento.

Siguiendo la ecuación (1) vemos que para generar SA en la región del espectro azul en cristales PPLN se requieren periodos de dominios ferroeléctricos entre 3-10 μm . Esto depende de la orientación del cristal y de la polarización de las ondas fundamental y segunda armónica. En el caso de PPLN corte y, la máxima eficiencia de conversión de SA se logra utilizando el coeficiente no lineal d_{33} , que es el coeficiente más alto en este cristal ($d_{33} \sim 30 \text{ pm/V}$). Esta configuración y geometría implica la propagación de OF y SA como ondas extraordinarias (campo eléctrico paralelo al eje C del cristal, como se indicó en la Fig. 8).

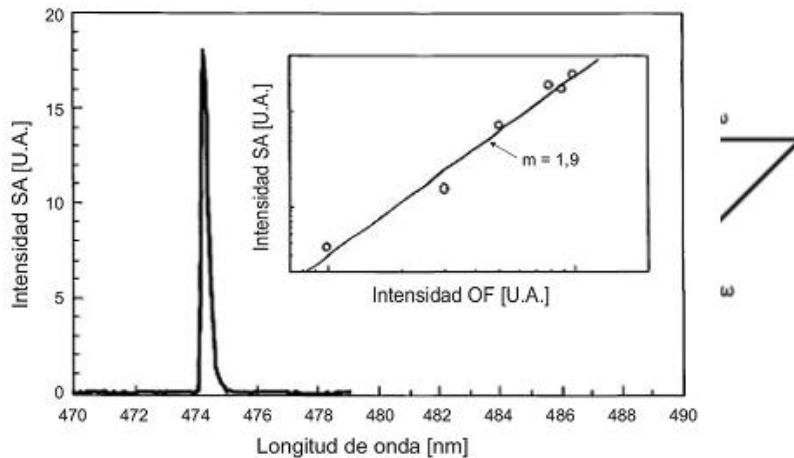


Fig.9. Cuasi ajuste de fase para radiación de 949 nm de un láser de Ti:Zafiro. En el inserto se muestra en escala logarítmica, la intensidad de SA versus la intensidad de la OF.

Acoplado luz láser desde un sistema láser de Ti:Zafiro sobre las guías obtenidas por difusión de Zn en un sustrato PPLN corte Y se exploró la generación de segundo armónico. La luz de salida se dirigió a la entrada de un espectrómetro, previamente filtrando la luz del láser de la OF. Después de excitar la guía de onda acanalada con 949 nm con polarización TE, que para esta muestra corte Y coincide con la OE, se observa una intensa señal azul centrada en 474,5 nm (ver Fig. 9). La luz azul generada exhibe la misma polarización que la OF, indicando que el proceso de

generación de SA mediante QPM involucra la conversión TE-TE, en consecuencia en la geometría utilizada se ha empleado el coeficiente no lineal más alto (d_{33}) del LNB. El inserto de la Fig. 9 presenta el comportamiento cuadrático esperado en el incremento de la intensidad del SA en función de la intensidad de la OF. La mayor intensidad de azul propagada en las guías acanaladas fue de 20 μ W [17].

2.2. Efecto electro-óptico. Modulación electro-óptica

El efecto electro-óptico es una propiedad de algunos cristales que expresa la variación del índice de refracción al aplicarle un campo eléctrico externo. Esta variación puede ser debida a dos contribuciones, una proporcional al campo eléctrico (llamada efecto electro-óptico lineal o "*efecto Pockels*") y otra proporcional al cuadrado del campo eléctrico (llamada efecto electro-óptico no lineal o "*efecto Kerr*"). Si el cristal es centro-simétrico la contribución debida al efecto electro-óptico lineal se anula por simetría de inversión permaneciendo únicamente la debida al efecto electro-óptico no lineal. En caso de que el cristal no sea centro-simétrico existirán ambas contribuciones, siendo normalmente despreciable la magnitud del "*efecto Kerr*" respecto a la del "*efecto Pockels*" [12].

Para deducir las variaciones de índice de refracción de un cristal hay que partir del elipsoide de índices, que en general viene dado por:

$$\left(\frac{1}{n_x^2}\right) x^2 + \left(\frac{1}{n_y^2}\right) y^2 + \left(\frac{1}{n_z^2}\right) z^2 + 2\left(\frac{1}{n_x^2}\right) yz + 2\left(\frac{1}{n_y^2}\right) xz + 2\left(\frac{1}{n_z^2}\right) xy = 1 \quad (9)$$

En el caso de utilizar como sistema de coordenadas los ejes principales del cristal (X,Y,Z), que se definen como los ejes de coordenadas para los cuales el campo eléctrico (E) es paralelo al vector desplazamiento (D), esta última ecuación se reduce a:

$$\frac{x^2}{n_x^2} + \frac{y^2}{n_y^2} + \frac{z^2}{n_z^2} = 1 \quad (10)$$

dónde n_x , n_y y n_z son los índices de refracción en los ejes X, Y y Z, respectivamente. En un cristal uniaxial n_x es igual a n_y , e iguales al índice ordinario del cristal (n_o), y n_z es igual al índice extraordinario del cristal (n_e). Por otro lado, las variaciones en el índice de refracción por efecto electro EO-lineal al aplicar un campo eléctrico E (E_x, E_y, E_z) vienen dadas por [12]:

$$\Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_i = \sum_{j=1}^3 r_{ij} E_j \quad (11)$$

dónde r_{ij} son los coeficientes electro-ópticos del cristal. En el caso del niobato de litio no existe centro de inversión en su estructura y por ello posee efecto electro-óptico lineal o efecto Pockels, siendo su matriz de coeficientes electro-ópticos de la forma:

$$r_{ij} = \begin{pmatrix} 0 & -r_{22} & r_{13} \\ 0 & r_{22} & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ 0 & r_{51} & 0 \\ r_{51} & 0 & 0 \\ -r_{22} & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (12)$$

En la Tabla 1 se muestran los coeficientes electroópticos del LiNbO₃ para 632.8 nm correspondiente a 20 °C y 100°C [18,19].

Tabla 1. Coeficientes electro-ópticos del LiNbO₃ (r_{ij}) para 20 °C y 100 °C

	r_{33}	r_{13}	r_{22}	r_{51}
20 ° C	30,8	8,6	3,4	28,0
100 ° C	32,2	10,0	6,8	32,6

Utilizando la ecuación del elipsoide de índices (ecuación 10) y considerando el caso de un campo eléctrico aplicado en la dirección del eje C (0,0,E_z), se obtiene:

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

esta expresión que se puede reescribir como:

$$\frac{x^2}{n_o'^2} + \frac{y^2}{n_o'^2} + \frac{z^2}{n_e'^2} = 1 \quad , \quad \text{donde} \quad \frac{1}{n_o'^2} = \frac{1}{n_o^2} + r_{13}E_z \quad ; \quad \frac{1}{n_e'^2} = \frac{1}{n_e^2} + r_{33}E_z \quad (14)$$

Suponiendo que $r_{13} \cdot E_z \ll (n_o)^{-2}$ y que $r_{33} \cdot E_z \ll (n_e)^{-2}$ y además utilizando la relación diferencial $dn/d(1/n^2) = -(n^3/2)$ se obtiene que las variaciones de los índices de refracción ordinario y extraordinario y sus respectivas nuevas expresiones quedan de la forma:

$$\Delta n_o \approx \frac{n_o r_{13}}{2} E_z \quad ; \quad \Delta n_e \approx \frac{n_e r_{33}}{2} E_z$$

$$n_o' = n_o + \frac{1}{2} n_o r_{13} E_z \quad (15)$$

Como se desprende la ecuación (15), las variaciones de los índices de refracción debido al efecto EO, varían linealmente con el campo aplicado, en acuerdo al efecto Pockels o efecto EO lineal que lo produce.

2.3. Guías de onda ópticas en niobato de litio

El siglo pasado fue la era de la microelectrónica, este siglo probablemente sea la era de la fotónica integrada. La miniaturización de los componentes ópticos, va a jugar un rol fundamental en los sucesivos avances de la fotónica integrada. Bajo el apelativo de fotónica integrada se engloban los sistemas formados por dispositivos fotónicos construidos e interconectados mediante guías de onda ópticas integradas sobre un mismo sustrato. Estos sistemas han sido diseñados para sustituir a los dispositivos electrónicos convencionales en la transmisión y procesado de señales [3].

Desde un inicio, a finales de los '60, la intención fue desarrollar dispositivos ópticos de modo análogo a los circuitos integrados en electrónica convencional. En la actualidad los avances de la óptica integrada constituyen la base de una nueva generación de dispositivos opto-electrónicos que reemplazará en el corto plazo la tecnología puramente electrónica, por sus muy diversas ventajas, de la cual podemos destacar el gran ancho de banda de la luz que permite un mayor tráfico de datos requeridos por los distintos sistemas actuales de conectividad. De modo análogo al caso de las fibras ópticas, la fotónica integrada se fundamenta en el hecho de que la luz puede ser confinada y guiada por capas delgadas o canales de material transparente. Combinando estas estructuras adecuadamente, la tecnología de la fotónica integrada ha logrado realizar una gran variedad de dispositivos, cuyas funciones abarcan operaciones pasivas (divisores de haz, interferómetros MZ, etc), activas (láseres, amplificadores, dobladores de frecuencia, etc.) y funcionales (moduladores electro-ópticos, tanto de fase y amplitud). Estos componentes son pequeños y compactos, posibilitando así incorporar en un solo sustrato múltiples funciones, que normalmente requerirían una mesa de laboratorio. Estos dispositivos de fotónica integrada se basan generalmente en la fabricación de guías de onda en un material dieléctrico con un determinado índice de refracción, el cual se encuentra rodeado de otro material de índice de refracción menor, de forma similar a lo que ocurre en una fibra óptica (ver Fig. 10).

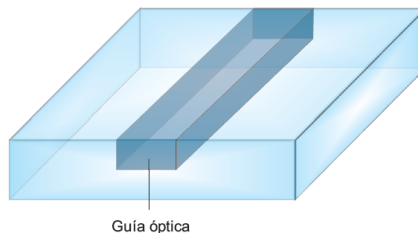


Fig.10. Esquema de una guías de onda acanalada con perfil de índices tipo escalón.

La sección transversal de estas guías de onda va desde las decenas de μm^2 hasta valores por debajo de las $0.1 \mu\text{m}^2$, dependiendo del contraste entre los índices del núcleo de la guía y del material que lo rodea (a mayor contraste de índices, mejor confinada estará la luz en la guía de onda y se tendrán menores dimensiones transversales). De esta forma, se podrán crear estructuras ópticas de un tamaño muy reducido sobre un sustrato plano, lo que facilitará su integración.

Las guías de onda ópticas se generan en la proximidad de la superficie de un material dieléctrico produciendo de alguna forma modificaciones en la superficie que dan lugar a una capa de mayor índice de refracción con un espesor adecuado. En esta estructura resultante, la luz inyectada puede propagarse confinadamente dentro en la guía de onda. Para producir tales guías de onda en el niobato de litio se han desarrollado numerosos métodos experimentales, casi todos ellos procuran modificar y/o dopar una región próxima a la superficie. Esta guía de onda puede ser producida en toda la superficie de una muestra, constituyendo así lo que se conoce como “guía de onda plana”, o de otro modo sumando procesos adicionales se pueden definir la forma de “guía de onda acanalada o enterrada”. Las guías de ondas en forma de canal confinan la luz en dos dimensiones y dan la posibilidad de producir los circuitos ópticos.

Existen métodos bien establecidos para fabricar las guías de onda, a continuación nos centraremos en presentar brevemente los procesos de fabricación de estas en cristales de niobato de litio.

Difusión de Titanio: A altas temperaturas, se produce un perfil gaussiano de incremento de índice tanto en índices ordinarios como extraordinarios. El cambio de índice es del orden de 10^{-2} , localizado a una profundidad de algunos micrómetros de la superficie dependiendo de la temperatura-tiempo de difusión [49]. Este método permite la fabricación de guías de onda mono-modo para longitud de onda en el espectro visible y en el infrarrojo cercano, requisito indispensable para muchas aplicaciones. Además es aplicable para producir guías de onda en todos los cortes del LNB (X, Y y Z) [20]. Estas guías de ondas presentan un daño fotorrefractivo apreciable [21].

Intercambio protónico: En este método las muestras de niobato de litio se sumergen en ácido benzoico a temperaturas moderadas (180-250°C), produciendo un intercambio de H^+ por Li^+ [22]. Este proceso introduce una alta concentración de protones en las primeras capas de la muestra y además aparecen diferentes fases estructurales [23]. Es necesario un tratamiento de recocido para relajar el estrés de esta capa. Con este método se produce un importante aumento ($\sim 0,1$) del valor del índice de refracción extraordinario. En cambio, el índice ordinario se reduce ($\sim (-0,04)$). Debido a esta característica sólo las ondas extraordinarias se pueden propagar en la región del intercambio protónico. Esta técnica es aplicable sólo a cortes X y Z de LNB.

Difusión de Zn: Otra impureza que ha sido difundida para producir guías de ondas en LNB es el Zn [24]. Este dopante tiene la ventaja adicional de que, como es conocido también favorece la resistencia al daño óptico. Ambos índices registran un incremento de una cantidad moderada de $\Delta n \sim 5 \cdot 10^{-3}$, por lo tanto pueden soportarse los modos TE y TM. En los últimos años se ha presentado una nueva variante de este proceso de fabricación que consta de dos etapas a partir de la difusión de vapor de Zn [25,26]. A partir de este nuevo método se fabricaron guías de onda reproducibles de baja pérdida ($<0,5$ dB/cm), libres de daño óptico y con muy buena calidad óptica.

Implantación iónica: Este método se utilizó para producir guías de ondas ópticas en muchos materiales, también en niobato de litio. En este caso, la guía de ondas

se obtiene básicamente generando una barrera óptica de bajo índice de refracción. La posición de la barrera y su forma están bien controladas por los parámetros de implantación. En la implantación de H⁺ o He⁺ en cristales de LiNbO₃ se produce una barrera de reducción de ambos índices de refracción en alrededor de 0,01 [27]. Finalmente podemos decir que la implantación de iones pesados a muy baja dosis produce guías de ondas por cambio del índice de refracción de la capa superficial [28], para este caso el índice extraordinario aumenta mientras que el ordinario experimenta una pequeña disminución.

Escritura láser con pulsos de fs: En un artículo pionero publicado por Hirao y colaboradores en 1996 [29], se demostró que con pulsos láser de femtosegundos se podría modificar en forma precisa y de manera permanente las propiedades ópticas de un pequeño volumen dentro de un material transparente. Mediante una elección adecuada de las condiciones de irradiación, se puede inducir un aumento del índice de refracción en un volumen localizado, de esta manera, es posible la escritura de guía de onda óptica directa mediante una simple interacción de los pulsos láser con el sustrato. Este descubrimiento ha permitido el desarrollo, en poco más de una década, de un campo de investigación emergente, y en la actualidad muchos grupos de investigación están abocados en conseguir la optimización de este proceso y explotar aún más las capacidades como técnica de micro-fabricación de este método.

La escritura láser con pulsos ultracortos (ELPU) es una técnica de fabricación directa que no emplea máscaras litográficas, es decir, en una sola etapa pueden crearse guías de onda ópticas o dispositivos fotónicos más complejos (desviadores, divisores, interferómetros, etc.) simplemente moviendo una muestra con respecto a un láser mediante un sistema motorizado capaz de producir micro-desplazamientos controlados a través de una PC.

ELPU, es una técnica verdaderamente tridimensional, ya que permite definir guías de ondas a profundidades arbitrarias dentro del sustrato, geometrías que serían imposibles de alcanzar con técnicas de fabricación estándar. Este mayor grado de libertad aumenta las posibilidades ya que permite desarrollar e innovar arquitecturas inéditas de dispositivos fotónicos ópticos integrados.

En los últimos años, la ELPD direccionó su interés a la fabricación de dispositivos para comunicaciones ópticas (divisores, dispositivos entrelazados, acopladores direccionales, redes de Bragg en fibras y en guías de ondas, amplificadores y láseres en guías de onda, etc.), logrando promisorios resultados y validaciones de funcionalidad de los dispositivos fabricados con esta tecnología [30-39].

2.4. Guías de onda fabricadas con láser de fs en el Centro de Investigaciones Ópticas. Desviadores y divisores integrados de señales ópticas.

Para la fabricación de las guías de ondas por escritura láser en el CIOp se utiliza un sistema láser de femtosegundos, que cuenta con un amplificador regenerativo

basado en la técnica CPA (*chirped pulse amplification*) donde el medio activo es un cristal de Ti:Zafiro. Este sistema láser proporciona radiación de 800 nm de longitud de onda, con una tasa de repetición de 1 kHz, un ancho de pulso de 120 fs y una energía máxima de 1 mJ por pulso. Este equipo consta de un sistema oscilador de fs bombeado por diodo láser de 5 W (MAITAI) y un amplificador regenerativo (SPITFIRE) de la firma Spectra Physics (USA). El sistema completo para la fabricación de guías, cuenta además con un banco de micro-maquinado, conformado por una serie de espejos capaces de direccionar el haz del láser sobre la muestra (ver Fig. 11). El movimiento de escritura se realiza con una plataforma X,Y,Z motorizada con una serie de motores de corriente continua que permiten desplazamientos de 0.050 mm en cada uno de los ejes. Mediante un hardware comercial y su software asociado se realiza el control de la estación a través de una PC, este permite modificar los parámetros de escritura (velocidad, aceleración, trayectoria, etc.) como así también el motivo del circuito óptico a fabricar.

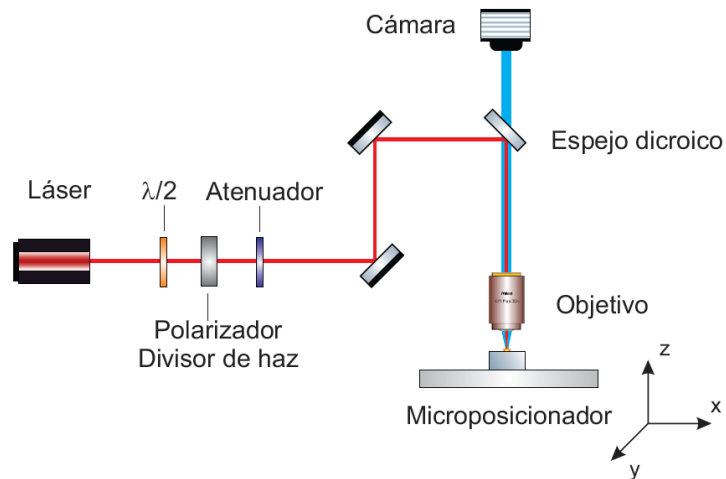


Fig.11 Sistema de micro-mecanizado láser con pulsos de femtosegundos utilizado para la fabricación de guías de onda en materiales ópticos.

A través de la interacción de los pulsos de fs, a energías moderadas (entre 0.5-10 mJ) con un material transparente se obtienen las denominadas guías tipo II que fabricamos en nuestros trabajos [31]. En la Fig. 12 se detallan la zona de daño producido por el láser y las correspondientes zonas de guiado de luz situadas a ambos lados de *track* (a). En esta figura también se muestra una simulación realizada con el software RSOF [40], donde se presenta el perfil de índices y su correspondiente modo para una guía tipo II fabricada en niobato de litio (b). Para lograr un mejor confinamiento y ser útil para el rango de frecuencias ópticas del infrarrojo cercano de la banda de comunicaciones, en este nuevo sistema se implementan guías de este tipo, en configuración de *doble track*. Esto significa que la luz queda confinada entre dos *tracks* consecutivos, que se encuentran separados a distancias del orden de los 20 micrómetros [31].

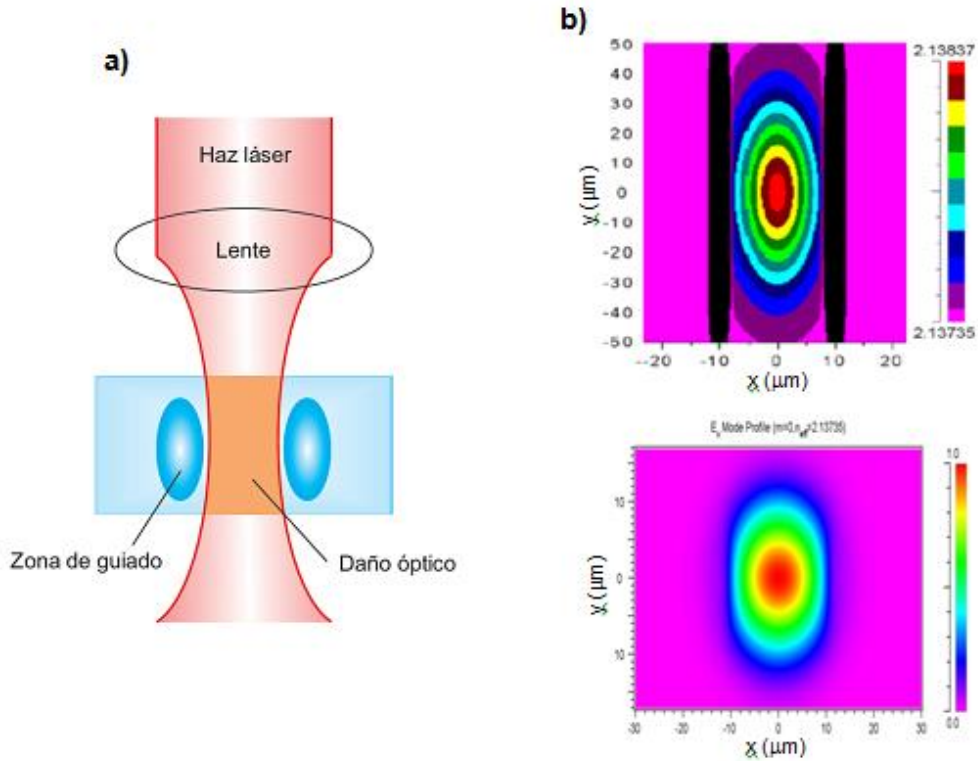


Fig.12. (a) Detalle de la sección transversal de interacción láser-materia en el proceso de escritura. (b) Perfil de índice y modo simulado con el software RSOFT para una longitud de onda de la banda de comunicaciones.

A continuación a modo de ejemplo, se presentan dos circuitos ópticos desarrollados mediante esta técnica, en particular presentamos: desviadores y divisores de haz integrados en cristales de LNB.

2.4.1 Desviadores

Estos elementos son útiles para modificar ligeramente las direcciones de propagación en circuitos ópticos integrados, utilizados habitualmente para la interconexión de sistemas. Estos circuitos se diseñan teniendo en cuenta los máximos ángulos de apertura permitidos con los cuales es posible minimizar las pérdidas por curvatura. En la Fig. 13 se presenta el diseño de un desviador que se implementó en un cristal de LNB. En este ejemplo las guías se fabricaron mediante trazos curvos en cada uno de los lados de las guías tipo II de *doble track*. Este tipo de circuito óptico permite desviar la señal óptica ángulos menores a 1° y con pérdidas totales de propagación inferiores a 1 dB/cm [41].

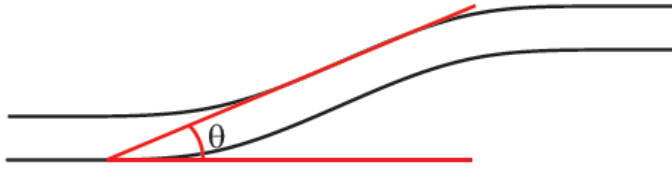


Fig.13. Esquema de un desviador integrado.

2.4.2 Divisores de haz

El diseño más simple de este tipo de circuito óptico tiene forma de Y, y se corresponde con un divisor 1x2. Este tipo de circuito óptico tiene múltiples aplicaciones, la más conocida como modulador de fase [42,43]. Este dispositivo combina en forma simultánea un divisor de haz integrado y el efecto electro-óptico en las ramas del divisor formando así en conjunto el modulador de fase. Con similares precauciones observadas para realizar el diseño del desviador, se ha diseñado en divisor 1x2 balanceado (50/50) en un muestra de LNB corte X. En la Fig. 14 podemos apreciar el esquema del divisor. A la derecha mostramos el sistema experimental comúnmente utilizado para acoplar luz y analizar los modos propagados y pérdidas en los dispositivos integrados. En la misma figura, más abajo se muestran los modos a la salida del desviador, apreciándose la misma intensidad en cada una de las mismas.

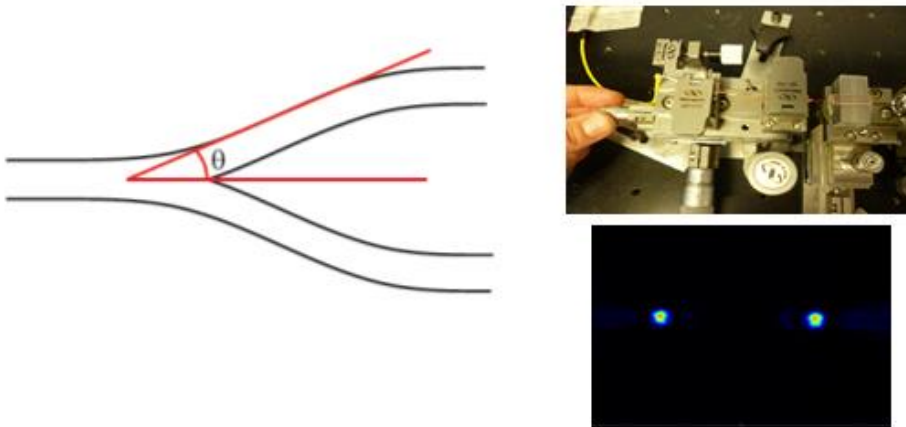


Fig.14. (a) Diseño de un divisor de haz en forma de Y. (b) Sistema experimental utilizado para el testeo de las estructuras de guías de onda. (c) Modos guiados medidos a la salida del divisor.

2.5. Moduladores de Intensidad. Interferómetros Mach Zehnder integrados

Este dispositivo está compuesto por la unión de dos divisores con forma de Y conectados entre sí por dos guías de onda rectas paralelas (ramas del interferómetro). A

su vez en cada Y se anexan dos guías de onda rectas, constituyendo la entrada y la salida del sistema permitiendo conectar el dispositivo MZ con otros externamente.

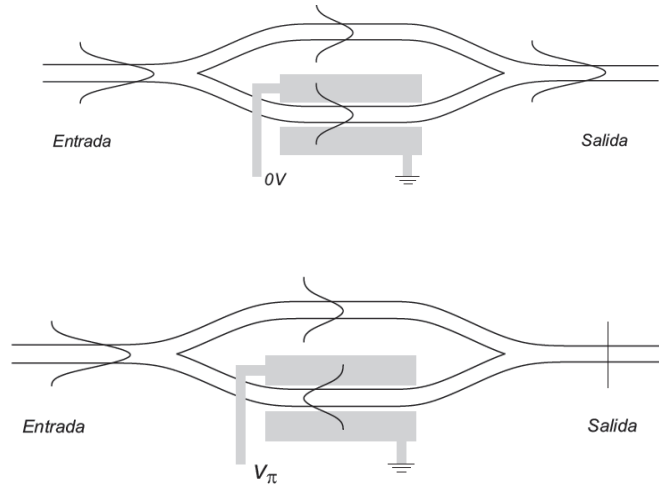


Fig.15. Esquema del funcionamiento de un interferómetro Mach-Zehnder integrado sobre un cristal de LNB.

Para un MZ de configuración similar a la descrita en la Fig. 15, una señal óptica de entrada con cualquier longitud de onda que soporte el dispositivo, se dividirá en dos señales de igual intensidad, que interferirán sobre la unión de las dos ramas. Posteriormente la señal óptica resultante se propaga hacia la salida del MZ.

Por otro lado, es importante considerar que las variaciones del índice de refracción con el campo externo aplicado (ecuación 3) modificarán la constante de propagación β del modo guiado, de la forma [44]:

$$\Delta\beta = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n \quad (16)$$

este cambio produce un desfase del modo en la forma:

$$\Delta\phi = \Delta\beta L = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n L \quad (17)$$

donde L es la longitud de los electrodos y λ la longitud de onda del modo guiado. El voltaje necesario para provocar un cambio de fase de π entre las ramas del MZ, se define como V_π (Fig. 14) y será un parámetro fundamental en el diseño de un modulador. Las estructuras realizadas en este trabajo fueron grabadas utilizando el banco de micromecanizado láser descrito anteriormente. Con el fin de lograr que las guías de ondas queden bien definidas y con paredes relativamente homogéneas, se utilizó una velocidad de escritura de 30 $\mu\text{m/s}$.

Considerando el corte de muestra de LiNbO_3 utilizada (corte X) es necesario aplicar un campo eléctrico externo en la dirección del eje Z del cristal, en consecuencia se modificará el índice de refracción ordinario siguiendo la ecuación (3). Para este tipo de estructuras es conveniente utilizar una configuración de electrodos conocida como *coplanar strip* a esta se le aplicó un voltaje alimentado en forma de *single drive* [44]. Los electrodos se colocan en forma paralela a ambos lados de las guías debido a la distribución de campo eléctrico que se produce entre ellos al aplicarle un cierto voltaje. La deposición de electrodos sobre el cristal se realizó mediante técnicas de litografía UV y ataque húmedo. El metal utilizado para la deposición fue cobre, con un espesor aproximado de 400 nm. Los electrodos tienen un ancho de 100 μm y están separados 30 μm .

Como caracterización preliminar de los sistemas MZI desarrollados en este trabajo se exploraron las características básicas de la modulación de señales ópticas. Considerando las características del generador de señales utilizado en estos ensayos se logró una de modulación de las señales ópticas a través del MZI de 80 MHz. Continuando la caracterización del MZI en otro ensayo se determinó el valor del V_{π} . En este caso se inyectó una tensión continua desde -40V hasta +25V en los pines de conexión del MZI, dando como resultado una tensión de V_{π} de aproximadamente 45 V, valor que se corresponde con el tipo de corte utilizado en el desarrollo de MZ [45].

AGRADECIMIENTOS

Por un lado deseo agradecer al Dr. Fabián Videla por las sugerencias aportadas que han mejorado la calidad del manuscrito. Por otro lado le agradezco al Ing. Damián Presti por la asistencia en la edición de cada una de las figuras de este trabajo.

REFERENCIAS

- [1] B.T. Matthias & J.P. Remeika, *Phys. Rev.* **76**, 1886 (1949).
- [2] A.A. Ballman, *J. Amer. Ceram. Soc.* **48**, 112 (1965).
- [3] G. Lifante, *Integrated Photonics: Fundamentals*, Wiley, Chichester, 2003.
- [4] K. Okamoto, *Fundamentals of Optical Wave Guides*, Elsevier, Amsterdam 2006.
- [5] R.Osellame, G. Cerullo & R. Ramponi (Eds.), *Femtosecond Laser Micromachining*, Springer, Berlin, 2012.
- [6] I.P. Kaminow, T. Li & A.E. Willner, *Optical Fiber Telecommunications VA, Components and Subsystems*, Academic Press, San Diego, 2008.
- [7] <http://www.oclaro.com/product/400g-lithium-niobate-modulator/>
- [8] I.Tomeno, S. Matsumura & C. Florea, en K.K. Wong (Ed.), *Properties of Lithium Niobate*, INSPEC, IEE (The Institution of Electrical Engineers), London, 2002.
- [9] L.O. Svaasand, M. Eriksrud, A.P. Grande & F. Mo, *J. Cryst. Growth* **18**, 179 (1973).
- [10] A. Räuber, *Chemistry and Physics of Lithium Niobate*, Vol I., North-

- Holland, Amsterdam, 1978.
- [11] M.V. Hobden & J. Warner, *Phys. Lett.* **22**, 243 (1966).
 - [12] A. Yariv & P. Yeh, *Photonics: Optical Electronics in Modern Communications, 6th ed.*, Oxford University Press, New York, 2007.
 - [13] M.M. Frejer, G.A. Magel, D.H. Jundt & R.L. Byer, *IEEE J. Quant. Electron.* **28**, 2631 (1992).
 - [14] M. Yamada, N. Nada, M. Saito & K. Watanabe, *Appl. Phys. Lett.* **62**, 435 (1993).
 - [15] M. Houé & P.D. Townsend, *J. Phys. D* **28**, 1747 (1995).
 - [16] F. Laurrel, *Opt. Mater.* **11**, 235 (1999).
 - [17] G. Lifante, M. Domenech, E. Cantelar, P. Pemas, J.A. Sanz-García, G.A. Torchia & F. Cusso, *Proceed. SPIE* **4944**, 117 (2003).
 - [18] E.H. Turner, *Appl. Phys. Lett.* **8**, 303 (1966).
 - [19] T. Suzuki, O. Eknoyan & H.F. Taylor, *J. Lightw. Technol.* **11**, 285(1993).
 - [20] G.J. Griffiths & R.J. Esdaile, *IEEE J. Quant. Electron.* **20**, 149 (1984).
 - [21] R.A. Becker, *Appl. Phys. Lett.* **45**, 121 (1984).
 - [22] J.L. Jackel, C.R. Rice & J.J. Veselka, *Appl. Phys. Lett.* **41**, 607 (1982).
 - [23] Y.N. Korkishko & V. A. Fedorov, *J. Appl. Phys.* **82**, 1010 (1997).
 - [24] W.M. Young, M.M. Frejer, M.J.F. Digonnet, A.F. Marshall & R.S. Feigelson, *J. Lightw. Technol.* **10**, 1238 (1992).
 - [25] R. Nevado & G. Lifante, *Appl. Phys. A* **72**, 725 (2001).
 - [26] R. Nevado, C. Sada, F. Segato, F. Caccavale, A. Kling, J. C. Soares, E. Cantelar, F. Cussó & G. Lifante, *Appl. Phys. B* **73**, 555 (2001).
 - [27] N. Hamelin and Y. T. Chow, *J. Mod. Opt.* **45**, 2125 (1998).
 - [28] H. Hu, F. Lu, F. Chen, B-R. Shi, K-M. Wang & D-Y. Shen, *J. Appl. Phys.* **89**, 5224 (2001).
 - [29] K.M. Davis, K. Miura, N. Sugimoto & K. Hirao, *Opt. Lett.* **21**, 1729,(1996).
 - [30] H. Misawa & S. Juodkazis, *3D Laser Microfabrication: Principles and Applications*, Wiley-VCH, Weinheim, 2006.
 - [31] F.Chen & J.R. Vazquez , *Laser Photon. Rev.* **8** 251 (2014).
 - [32] C.Florea & K.A. Winick, *J. Lightwave Technol.* **21**, 246 (2003).
 - [33] S.Nolte, M.Will., J. Burghoff & A. Tuennermann, *Appl. Phys. A* **77**, 109 (2003).
 - [34] D. Biasetti, E. Neyra, J. R. Vázquez de Aldana, L. Roso & G. A. Torchia, *Appl. Phys. A* **110**, 595 (2013).
 - [35] E. Cantelar, D. Jaque & G. Lifante, *Opt. Mater.* **34**, 555 (2012).
 - [36] J. Burghoff, H. Hartung, S. Nolte & A. Tünnermann, *Appl. Phys. A* **86** 165 (2006).
 - [37] A. Ródenas A, L. Maestro, M.O. Ramirez, G.A.Torchia, L. Roso, F. Chen & D. Jaque, *J. Appl. Phys.* **106**, 013110 (2009).
 - [38] G. A. Torchia, A. Rodenas, A. Benayas, E. Cantelar, L. Roso & D. Jaque, *Appl. Phys. Lett.* **92**, 111103 (2008).
 - [39] M. R. Tejerina & G. A. Torchia, *J. Appl. Phys.* **114**,153106 (2014).
 - [40] 2008 Beam Prop-Rsoft User Guide, RSoft Design Group, Inc. 400 Executive Blvd. Suite 100 Ossining, NY 1056 2. <http://optics.synopsys.com/rsoft>.

- [41] V.Guarepi, C. Perrone, M. Aveni, F.Videla & G.A. Torchia, *J. Micromech. Microengin.* **25**, 125023 (2015).
- [42] Y. N. Korkishko, V. A. Fedorov, S. M. Kostritskii, A. N. Alkaev, E. M. Paderin, E. I. Maslennikov & D. V. Apraksin, *Proc. SPIE* **4944**, 262, 2003.
- [43] K. Noguchi, Lithium Niobate Modulators, en: *Broadband Optical Modulators: Science, Technology and Applications*, A. Chen & E.J. Murphy (Eds.) CRC- Press, Boca Raton, 2012, pp. 151-172.
- [44] I. Suarez Alvarez, *Moduladores Electro Ópticos Integrados en LiNbO3*, Tesis Doctoral, Universidad Autónoma de Madrid, 2005.
- [45] D. Presti, V. Guarepi, A. Fasciszewski & G.A. Torchia, *Proceedings Congreso. IEEE Biennial Congress of Argentina (Argencon)*. IEEE Argentina DOI:10.1109/ARGENCON.2016.7585315