



CENTRO DE INVESTIGACION EN MATERIALES AVANZADOS S. C.

DIVISION DE ESTUDIOS DE POSGRADO

EFECTO DE LA FRECUENCIA DE LOS HACES DE GRABADO EN EL ACOPLAMIENTO DE DOS ONDAS EN CRISTALES FOTORREFRACTIVOS DE LINbO₃ :Ru.

ΤΕSIS

QUE COMO REQUISITO PARA OBTENER EL GRADO DE

MAESTRO EN CIENCIA DE MATERIALES

PRESENTA

ING. JESUS JOSE SALCIDO BECERRA

DIRECTOR DE TESIS

DR. JOSE GUADALUPE MURILLO RAMIREZ

CHIHUAHUA, CHIH.

MARZO 2009

ÍNDICE

RESUMEN	1
ABSTRACT	2

CAPÍTULO 1 INTRODUCCIÓN

i	Antecedentes	3
ii	Hipótesis	4
iii	Objetivos	4

CAPITULO 2 EFECTO FOTORREFRACTIVO

2.1 Definición	5
2.2 Evolución del modelo físico	5
2.3 Procesos físicos en el efecto fotorrefractivo	9
2.3.1 Creación de portadores de carga libres	9
2.3.2 Transporte de carga	10
2.3.3 Recombinación de portadores de carga libres	10
2.3.4 Rejillas de índice de refracción	10
2.4 Relevancia del efecto fotorrefractivo	13
2.4.1 Discernimiento de imágenes	14
2.4.2 Filtros novedosos	16
2.4.3 Interferometría holográfica	17
2.4.4 Filtro de interferencia de banda angosta	18
2.4.5 Arreglos de interconexión reconfigurables	19

CAPITULO 3 MODELO DE TRANSPORTE POR BANDA

3.1 Introducción	21
3.2 El modelo de transporte por banda	22
3.2.1 Solución al modelo de Transporte por Banda -iluminación uniforme	25
3.2.2 Solución al modelo de Transporte por Banda -iluminación sinusoidal	
en estado estacionario	26
3.3 Campo eléctrico de carga espacial	27
3.3.1 Aplicación de un campo eléctrico externo	28

CAPITULO 4 MEZCLA DE DOS ONDAS

4.1 Introducción	30
4.2 Descripción matemática de la luz	30
4.3 Acoplamiento de dos ondas -Ganancia Exponencial	31
4.4 Acoplamiento de dos ondas -Eficiencia de Difracción	35
4.4.1 Eficiencia de difracción	36
4.5 Relevancia de la eficiencia de difracción y ganancia exponencial	38

CAPITULO 5 EXPERIMENTACION – RESULTADOS Y DISCUSIÓN-

5.1 Introducción	39
5.2 Montaje experimental	41
5.3 Experimentos de grabación rejillas fotorrefractivas	43
5.3.1 Procesamiento de los datos obtenidos	44
5.4 Resultados obtenidos	45
5.5 Estimación de parámetros importantes de las muestras de LiNbO3	61
5.6 Análisis y discusión de resultados	63
5.6.1 Análisis de la muestra "As Grown"	63
5.6.2 Análisis de la muestra oxidada	66
5.6.3 Análisis de la muestra reducida	68
5.7 Comparación de tiempos de formación τ	70
5.8 Comparación del acoplamiento Γ	72
5.9 Comparación de la densidad de trampas	73
5.10 Conclusiones	74
REFERENCIAS	75

RESUMEN

En este trabajo se realizó un estudio del grabado fotorrefractivo en cristales de Niobato de Litio impurificados con Rutenio, LiNbO₃:Ru sometidos a tratamientos térmicos de oxidación y reducción posteriores al crecimiento, empleando tres longitudes de onda diferentes para ver su influencia en el acoplamiento de haces y en la rapidez de respuesta.

Se encontró que la respuesta fotorrefractiva de la muestras de LiNbO₃:Ru es diferente ante la estimulación con luz láser de distinta longitud de onda y que depende también del tratamiento térmico al cual se ha sometido la muestra. Los resultados muestran que el parámetro Γ , la ganancia exponencial, presenta un comportamiento no lineal al variar la longitud de onda de la luz empleada para grabar rejillas fotorrefractivas. La ganancia exponencial más alta o el mejor acoplamiento entre haces se obtuvo para la muestra "As Grown" y es también esta muestra la que exhibe mayor variación en la respuesta fotorrefractiva cuando se le estimula con diferente longitud de onda λ .

El modelo empleado hasta hoy en la literatura para describir la ganancia exponencial no incluye de manera explicita a la frecuencia o longitud de onda de la luz empleada para grabar rejillas fotorrefractivas. Sin embargo, los resultados obtenidos en este trabajo indican que si existe una dependencia de la magnitud de Γ con λ y además se observa un corrimiento del valor máximo hacia valores menores del periodo espacial de la rejilla al disminuir λ . Surge entonces la necesidad de cambiar el modelo funcional hasta ahora establecido en la literatura. No obstante, la comprobación de esta hipótesis requiere de estudios adicionales en las muestras de LiNbO₃:Ru con más de tres longitudes de onda, que incluyan frecuencias que vayan desde el ultravioleta hasta el infrarrojo.

Por otro lado, los resultados obtenidos muestran que la rapidez de respuesta de las muestras estudiadas de LiNbO₃:Ru también depende fuertemente del tratamiento térmico al que fueron sometidas. Se observó que el cristal reducido presenta una rapidez de respuesta mayor en comparación con el cristal oxidado y con el "As Grown".

Finalmente, se encontró que la rapidez de respuesta de los cristales "As Grown", oxidado y reducido, depende también de la longitud de onda de los haces de grabado de la rejilla fotorrefractiva. Así lo demuestra el comportamiento del tiempo de formación de la rejilla fotorrefarctiva que exhiben los cristales Oxidado, Reducido y "As Grown" al variar la longitud de onda de los haces de grabado.

ABSTRACT

In this work it was performed a study of photorefractive recording in Ruthenium doped Lithium Niobate single crystals, LiNbO₃:Ru, under "post-growth thermal treatments of oxidation and reduction, employing three different wavelength to obtain its dependence on the beam coupling and the response rate.

It was found that the photorefractive response of LiNbO₃:Ru crystals is different under laser light illumination of different wavelength and under thermal treatments applied to samples. The results show that the exponential gain parameter presents a non-linear behavior when the wavelength used to record the photorefractive gratings was varied. The higher exponential gain or the better beam coupling was obtained for the "As Grown" sample. In fact, this sample presents the larger variation on its photorefractive response when it was stimulated with different wavelength.

The usual model to describe the exponential gain does not include directly the frequency or the wavelength of light employed to record the photorefractive grating. However, the results obtained in this work shows the existence of a wavelength dependence of Γ . In addition, the maximum value of Γ exhibits a shift toward minor grating fringe spacing when λ diminishes. This suggests changing the functional model accepted now in the literature for Γ . Nevertheless, the confirmation of this hypothesis needs to carry out additional studies on the LiNbO₃:Ru samples, using more than three wavelengths including frequencies from ultraviolet to infrared range.

On the other hand, our results show that the response rate of LiNbO₃:Ru strongly depends also on the thermal treatment applied to samples studied. It was observed that the reduced crystal presents the higher response rate comparing with oxidized and "As grown" samples.

Finally, it was found that the response rate of the "As Grown", reduced and oxidized crystals, depends also on the wavelength of the recording light beams of the photorefractive grating. The grating formation time measured for the oxidized, reduced and the "As Grown" samples shows that behavior when the wavelength of the recording light beams was varied.

CAPITULO 1 INTRODUCCIÓN

i Antecedentes

El efecto fotorrefractivo es un fenómeno que se refiere a la modulación del índice de refracción de un material mediante iluminación no uniforme. El modelo físico que lo explica afirma que los niveles de energía presentes dentro de la brecha de energías prohibidas (gap) de un sólido cristalino son la fuente de los portadores de carga, que al responder a la estimulación lumínica, dan origen al efecto fotorrefractivo. Los avances en la ciencia de materiales han permitido sintetizar cristales de increíble complejidad en su estructura electrónica mediante la inclusión de impurezas de distinta especie, cada especie confiere propiedades fotorrefractivos impurificados con metales de transición ha desencadenado una serie de investigaciones a nivel global con objeto de acrecentar tecnologías emergentes como la fotónica y la opto-electrónica.

En el 2003 se reportó el grabado de información no volátil en Niobato de Litio impurificado con Rutenio (LiNbO₃:Ru) [1]. La respuesta inmediata ha sido el desarrollo de nuevas investigaciones a nivel mundial con LiNbO₃:Ru. La naturaleza polivalente del Rutenio lo convierten en una impureza de alta fertilidad para el fenómeno fotorrefractivo ya que por si mismo es capaz de introducir varios niveles de energía dentro del gap del LiNbO₃. Los objetivos específicos de estas investigaciones han sido diversos, desde la caracterización de la permanencia de los hologramas de fase grabados en el material hasta la modificación de la respuesta fotorrefractiva debido a la alteración de los estados de carga de los átomos de impureza mediante tratamientos térmicos [2]. Una tendencia reciente es la investigación sobre el efecto de la longitud de onda de un haz de luz utilizado antes del grabado de información [3]. Esta técnica se conoce como sensibilización del material y afirma que mediante una estimulación previa los portadores de carga de niveles muy profundos dentro del gap pueden ser promovidos a niveles menos profundos que habrán de responder al momento de ser iluminados con los haces de luz que registraran la información en el material.

Un aspecto del fenómeno fotorrefractivo que ha permanecido prácticamente sin estudio, es la caracterización de la respuesta fotorrefractiva del LiNbO3:Ru ante la estimulación con haces de grabado de distinta longitud de onda (λ). En este trabajo estudia la respuesta fotorrefractiva, en específico la ganancia exponencial, que presentan cristales de Niobato de Litio con distintos estados de oxidación impurificados todos con Rutenio. Para la investigación se utilizaron tres muestras de LiNbO₃:Ru. La muestra número uno, denominada "As Grown", se trata del cristal sin ninguna alteración tal y como se obtiene del proceso de crecimiento. Las muestras números dos y tres son cristales de LiNbO₃ sometidos a tratamientos de oxidación y reducción respectivamente.

A continuación se presenta una reseña del contenido de este trabajo: En el segundo capítulo se hace una revisión del efecto fotorrefractivo, la evolución de los modelos teóricos hasta el modelo estándar aceptado hoy en día, así como las aplicaciones potenciales en desarrollos tecnológicos. En el tercer capítulo se presenta un análisis del modelo estándar o modelo de transporte por banda, la compresión resulta esencial para la correcta interpretación de los resultados obtenidos. En el cuarto capítulo se presenta la técnica de mezcla de dos ondas, esta es la técnica que se emplea para grabar hologramas de fase en los medios fotorrefractivos. Finalmente, en el capitulo 5 se muestran los resultados experimentales que incorporan toda la información necesaria para caracterizar las muestras de LiNbO₃:Ru con las que se llevo a cabo este estudio. Al final del capítulo se presentan las conclusiones acerca de la influencia de la longitud de onda de los haces de grabado sobre la respuesta fotorrefractiva del material, específicamente la ganancia exponencial y el tiempo de formación de la rejilla fotorrefractiva. También se evalúa la diferencia en la respuesta de las distintas muestras debida a los tratamientos térmicos aplicados.

ii Hipótesis

Los distintos niveles de energía que el Rutenio es capaz de introducir en el gap de una matriz de LiNbO₃, debido a su naturaleza polivalente, son capaces de responder de manera distinta ante la estimulación con luz láser de distinta longitud de onda. Aunado a ello, la modificación del estado de oxidación de las impurezas mediante tratamientos térmicos aplicados al material es también un factor que determina la respuesta del LiNbO₃:Ru ante la estimulación lumínica necesaria para el registro de información.

iii Objetivos

Objetivos generales

- 1. Cuantificar la respuesta fotorrefractiva del Niobato de Litio impurificado con Rutenio al emplear haces de grabado con distinta longitud de onda.
- 2. Comparar la respuesta de las muestras LiNbO₃:Ru tratadas térmicamente con aquellas de una muestra de control sin tratamiento térmico.

Objetivos específicos

- 1. Medir la evolución temporal de la ganancia exponencial en el LiNbO3:Ru al grabar con luz láser de 488 nm 496 nm y 514 nm.
- 2. Estimar los parámetros del cristal relevantes para la caracterización de la respuesta fotorrefractivas, a saber el coeficiente electro-óptico efectivo (reff) y la densidad de trampas presentes en el material.

CAPITULO 2

EFECTO FOTORREFRACTIVO

2.1 Definición

El efecto fotorrefractivo es un fenómeno que se refiere a la modulación del índice de refracción de un material mediante iluminación no uniforme (zonas claras y oscuras) inclusive de baja intensidad del orden de unos cuantos mW/cm². Para poder inducir cambios en el índice de refracción se requiere que el material en cuestión sea fotoconductivo y electro-óptico. Dieléctricos y semiconductores, ambas familias de materiales pueden reunir estas condiciones y presentar efecto fotorrefractivo.

2.2 Evolución del modelo físico

En 1966, se observó por vez primera lo que hoy se conoce como efecto fotorrefractivo. El hecho ocurrió en los laboratorios Bell y fue observado por Ashkin [1] quién lo describió como un daño óptico en una placa de LiNbO₃ que por accidente había sido iluminada con luz láser durante toda la noche. Cuando un haz de luz linealmente polarizado en la dirección perpendicular al eje *c* cristalográfico (rayo ordinario) incide sobre el material, se observa que no ocurre dispersión, mientras que si el haz incidente está polarizado en la dirección del eje *c* (rayo extraordinario) este se expande a lo largo del eje generando un punto de luz extendido en una pantalla de observación como se muestra en la figura 2.1.



Figura 2.1 Dispersión del haz láser al atravesar una placa de LiNbO3

La elongación del haz láser es debida a la modificación del índice de refracción inducida por la propia iluminación. El patrón de índice de refracción se establece al desplazar una rendija delgada en la dirección del eje *c*, de esta manera la fase del haz que atraviesa la rendija (con ello el índice de refracción) puede medirse y registrarse como función del desplazamiento de la rendija. El resultado obtenido para el LiNbO₃ excitado con un láser de He-Ne con intensidad de 50W/cm² mostró que el incremento en el índice de refracción fue negativo en la región del spot extendido y alcanzó un valor máximo de 5x10⁻⁵ [1].



Figura 2.2 Perfil del índice de refracción a lo largo del eje c en el experimento descrito en la figura 2.1

Actualmente se sabe que la modulación del índice de refracción en el efecto fotorrefractivo es consecuencia del efecto electro-óptico de primer orden o efecto Pockels, que describe un cambio en el índice de refracción que se presenta al aplicar un campo eléctrico a la muestra, el cual inclusive puede lograrse mediante una redistribución de carga eléctrica dentro del material.

$$\Delta n = -\frac{1}{2} n_0^3 r_{eff} E \tag{2.1}$$

Fórmula para calcular el cambio en el índice de refracción debido al efecto Pockels

En 1969 el Físico Chen publicó el primer modelo de migración de carga para cristales ferroeléctricos incluyendo el patrón de iluminación y la polarización espontánea característica de estos materiales [2]. En este trabajo se explicó también el establecimiento de hologramas de fase debido a la interferencia de dos haces de luz dentro del medio. Aquí, los portadores de carga excitados son capaces de migrar a otras regiones del sólido debido al arrastre o deriva que sobre ellos impone el campo eléctrico inherente a la polarización del material.

También en 1969 Thaxter [3] demostró que aplicar un campo eléctrico externo influye en la formación del holograma de fase, apoyando así la hipótesis del modelo de deriva para la migración de los portadores de carga libres. En 1970, siguiendo el trabajo de Chen, Johnson [4] propuso que en el LiNbO₃ los cambios en la polarización se inducen ópticamente y sugirió que el desplazamiento de carga resultante modifica el índice de refracción mediante cambios en la polarización interna. En 1971 Amodei [5] trabajó con una gama de materiales más amplia, lo que condujo a un modelo general de migración de carga en dieléctricos. Este trabajo mostró que la migración de cargas por difusión (efectos térmicos) es una componente importante en la formación de hologramas de fase con un espaciamiento de rejilla suficientemente pequeño.

La investigación se enfocó entonces en el estudio de la estructura electrónica y en el origen de los portadores de carga en los materiales fotorrefractivos. Hou [6] por su parte al investigar los procesos de transporte de carga en monocristales de silicato de bismuto Bi₁₂SiO₂₀ (BSO) encontró que los límites de absorción en la región visible se incrementaban cuando existían impurezas.

Como resultado de las investigaciones en varios cristales se encontró que el efecto de las impurezas de Fe juega un papel importante en su respuesta fotorrefractiva. En el LiNbO₃ existe un límite de absorción intrínseco de aproximadamente 3.2 eV debido a la transición de la banda de valencia (basada en los orbitales $p\pi$ del oxígeno) a la banda de conducción (orbitales $d\epsilon$) del niobio. Después de impurificar con Fe y efectuar un tratamiento de reducción aparece una nueva banda de absorción en 2.6 eV, esto explica la fotoconductividad que se presenta al iluminar el material. Esta banda se asocia a la transmisión de carga intervalencia en donde un electrón del orbital $d\epsilon$ del Fe²⁺ es transferido el orbital de del niobio, esto puede pensarse como fotoionización del ión Fe²⁺ donde el estado final es el ión Fe³⁺ y un electrón móvil en la banda de conducción pueden ser atrapados nuevamente para recombinarse y formar de nuevo iones Fe²⁺, la figura 2.3 muestra este proceso. En este caso el efecto fotorrefractivo se basa en la transición: $Fe^{2+} \leftarrow Fe^{3+}$ [7]: la distribución de carga espacial fotoinducida se atribuve a la

 $Fe^{2+} \leftarrow Fe^{3+}$ [7]; la distribución de carga espacial fotoinducida se atribuye a la redistribución de impurezas divalentes y trivalentes.



Figura 2.3 Transición de portadores de carga de niveles donadores a la banda de conducción y consecuente recombinación con donadores ionizados

La difusión y la deriva no describieron a detalle el efecto fotorrefractivo en algunos materiales, de aquí que en 1974 Glass [8] introdujera el efecto fotogalvánico para conciliar esta anomalía. Este efecto se debe la asimetría del cristal que provoca que los portadores de carga fotoexcitados sean expulsados a la banda de conducción en una dirección preferente relativa al eje óptico del cristal, generando así una corriente fotoinducida.

En 1979 Nikolai Kukhtarev publicó lo que hasta la fecha es el modelo más completo del efecto fotorrefractivo [9], éste toma en cuenta el efecto de un campo eléctrico externo aplicado, el efecto fotogalvánico y los efectos recursivos del campo de carga espacial en la distribución misma de la carga. Este modelo mostró como se establece una rejilla de índice de refracción con la misma frecuencia espacial que la del patrón de luz excitador.

En 1980 Jack Feinberg trabajando con BaTiO₃ produjo el primer modelo que no se basaba en el enfoque de transporte por banda, este modelo de "saltos" involucra la simplista imagen física de portadores de carga saltando de un lugar a otro, donde la probabilidad del salto depende de la intensidad luminosa local así como el campo eléctrico [10]. No obstante, el modelo de Kukhtarev continua siendo el modelo más aceptado en la descripción del efecto fotorrefractivo en materiales piezoeléctricos, electro-ópticos fotoconductores.

2.3 Procesos físicos en el efecto fotorrefractivo

La experiencia y conocimiento acumulados muestran que en el efecto fotorrefractivo se presentan los siguientes procesos básicos:

- Creación de portadores de carga libres mediante fotoexcitación, estos pueden ser electrones en la banda de conducción o huecos en banda de valencia, dependiendo del tipo de impureza presente en el material.
- Migración de los portadores de carga libres debido a la deriva, difusión y efecto fotogalvánico que genera una carga espacial que induce un campo eléctrico con variación espacial.
- Recombinación de los portadores de carga con trampas (dentro del gap) en las regiones oscuras o poco iluminadas del material.
- Creación, de una rejilla de difracción de índice de refracción con variación espacial periódica originada por el campo eléctrico de carga espacial inducido en el material, vía el efecto electro-óptico lineal.

Cuando el sólido se ilumina completamente de manera uniforme, sólo se observa un cambio en la conductividad del material, en cambio bajo una iluminación no homogénea, se desarrolla un campo eléctrico debido a la carga espacial que se genera por la migración de portadores de carga. Este campo modula el índice de refracción mediante el efecto electro-óptico de tal manera que se genera un patrón de índice de refracción que adopta la distribución espacial del patrón de iluminación.

2.3.1 Creación de portadores de carga libres

Cuando la luz incide sobre el material es capaz de excitar electrones y llevarlos a estados de alta energía, una vez en este estado los electrones están desligados del núcleo y tienen libertad de moverse en el cristal durante un corto tiempo característico del material. En el modelo de bandas de energía esto se piensa como la transición de un nivel en la banda de valencia a un nivel en la banda de conducción. La transición menos energética es del tope de la banda de valencia al fondo de la banda de conducción, se tiene entonces un límite inferior (brecha de energía no permitida) a la energía lumínica necesaria para crear portadores de carga libres. Una manera de reducir la energía necesaria para fotoexcitar a los electrones consiste en la incluir átomos de impurezas que introduzcan niveles permitidos de energía dentro del gap. Dependiendo de la banda de conducción de estos niveles, los portadores de carga libres serán electrones en la banda de conducción o huecos en la banda de valencia.

2.3.2 Transporte de carga

Una vez en el estado excitado, los portadores de carga pueden migrar de una región a otra dentro del sólido, el transporte de carga en el caso general se rige por las fuerzas eléctricas, la difusión y también en algunos casos debido a el efecto fotogalvánico.

Las fuerzas eléctricas están dadas por el campo eléctrico resultante de la redistribución de carga y la aplicación de un campo eléctrico externo. La difusión es debida al movimiento aleatorio de los portadores de carga debido a su energía térmica. Después de la excitación, los portadores de carga pueden experimentar un momentum en alguna dirección preferencial, este es el llamado efecto fotogalvánico y es muy efectivo para proveer una separación de carga en materiales como el LiNbO₃ y el LiTaO₃ [8]. Las propiedades clave para describir el transporte de carga son la movilidad y el tiempo de vida promedio. Debido a la baja movilidad en los dieléctricos, el método estándar para medir movilidad basado en el efecto Hall no proporciona resultados adecuados.

2.3.3 Recombinación de los portadores de carga libres

Los portadores de carga libres fotogenerados se desplazan en la banda de conducción (electrones) o de valencia (huecos) por los efectos difusivos (térmicos), de deriva y fotogalvánico, no obstante eventualmente se recombinarán con los sitios donadores ionizados que fungen ahora como trampas pudiendo o no existir la emisión de radiación. Ya sea en la recombinación interbandas o con las trampas dentro del gap, la tasa de recombinación es proporcional a ambas; las densidades numéricas de portadores de carga libres y la de trampas vacías.

2.3.4 Rejillas de índice de refracción

Es plausible suponer que en las regiones de máxima intensidad lumínica, la tasa de fotoionización superara a la tasa de recombinación. Al apartarse de esas regiones del sólido existe un gradiente negativo de intensidad luminosa por lo que también la tasa de generación de portadores de carga experimentara una disminución hasta llegar prácticamente a cero en las regiones de baja o nula intensidad lumínica. En estas regiones solo la excitación térmica impide que la tasa de generación de portadores de carga sea cero, sin embargo, limitándonos a un caso en equilibrio térmico esta tasa debe ser igual a la tasa de recombinación. Este argumento justifica el hecho de que la carga eléctrica espacial adopte la forma del patrón de iluminación.

En la práctica una manera eficiente de generar un patrón alternante de zonas brillantes y oscuras es mediante la interferencia de dos haces de luz dentro del sólido. Considerando dos ondas planas que coinciden en una región del espacio, el desarrollo matemático es el siguiente:

$$U_1 = A_1 \exp(i\vec{k}_1 \cdot \vec{r}) \qquad U_2 = A_2 \exp(i\vec{k}_2 \cdot \vec{r})$$

se sabe que las intensidades correspondientes son:

$$I_1 = |U_1|^2 = A_1^2$$
 $I_2 = |U_2|^2 = A_2^2$

La intensidad de la onda que resulta de la superposición de las dos anteriores está dada por:

$$I = |U_1 + U_2|^2 = |U_1|^2 + |U_2|^2 + U_1^* U_2 + U_1 U_2^*$$

$$I = A_1^2 + A_2^2 + A_1 \exp(-i\vec{k_1} \cdot \vec{r}) A_2 \exp(i\vec{k_2} \cdot \vec{r}) + A_1 \exp(i\vec{k_1} \cdot \vec{r}) A_2 \exp(-i\vec{k_2} \cdot \vec{r})$$

$$I = A_1^1 + A_2^2 + A_1 A_2 \left[\exp\left\{i(\vec{k_1} - \vec{k_2}) \cdot \vec{r}\right\} + \exp\left\{-i(\vec{k_1} - \vec{k_2}) \cdot \vec{r}\right\} \right]$$

$$I = I_1 + I_2 + \sqrt{I_1 I_2} \left[\exp\left\{i\vec{k_R} \cdot \vec{r}\right\} + \exp\left\{-i\vec{k_R} \cdot \vec{r}\right\} \right]$$

donde $\vec{K}_R = \vec{k}_1 - \vec{k}_2$ es un vector perpendicular a las franjas del patrón o rejilla resultante. Al utilizar la identidad de Euler en el exponencial complejo se obtiene la expresión:

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\vec{K}_R \cdot \vec{r})$$
$$I = I_o \left[1 + \frac{2\sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2} \cos(\vec{K}_R \cdot \vec{r}) \right]$$
$$I = I_o \left[1 + m \cos(\vec{K}_R \cdot \vec{r}) \right]$$

donde $I_o = I_1 + I_2$ y $m = 2\sqrt{I_1I_2}/(I_1 + I_2)$ es el llamado coeficiente de modulación.



Grafica 2.1 Intensidad del patrón de interferencia para distintos valores de m

Cuando las intensidades de las ondas incidentes I_1 e I_2 son iguales, el coeficiente de modulación *m* toma el valor de 1 y se tiene entonces el máximo contraste posible entre zonas completamente oscuras (*I*=0) y zonas de intensidad máxima (*I*=2*I*_o). En la gráfica 2.1 se muestran 3 casos con distinto coeficiente de modulación y la figura 2.4 muestra el patrón de iluminación cuando los dos haces de luz coinciden dentro de un sólido fotorrefractivo, la rejilla resultante de índice de refracción tiene entonces la misma periodicidad del patrón luminoso.



Figura 2.4 Patrón de iluminación dentro del sólido fotorrefractivo resultante de la interferencia de ondas planas incidentes

2.4 Relevancia del efecto fotorrefractivo

La importancia del efecto fotorrefractivo radica en los fenómenos que de él surgen, algunos ejemplos son el guiado de ondas inducido por luz [11], conjugación de fase [12], amplificación de luz coherente (transistor óptico) [13], y mezcla de cuatro ondas. Todos fenómenos presentan potenciales aplicaciones tecnológicas estos como el almacenamiento holográfico de datos [14], interfaces ópticas dinámicas, discernimiento de imágenes correlacionadores ópticos, switches y guías de onda reconfigurables entre otros. La ventaja que ofrece el efecto fotorrefractivo sobre el resto de los fenómenos ópticos no lineales es la baja intensidad luminosa que se requiere para lograr excitar e inducir cambios en las propiedades ópticas de los materiales, esto se traduce en equipos láser más compactos y de menor potencia, relativamente fáciles de integrar a un desarrollo tecnológico. En lo siguiente se describirán algunas de las potenciales aplicaciones tecnológicas.

2.4.1 Discernimiento de imágenes

Una operación importante en el procesamiento óptico es el discernimiento de imágenes. Esto se refiere a determinar en una escala de grises cuales partes de la imagen tienen una intensidad por encima de un valor umbral. Esta forma de procesamiento puede ayudar a una máquina guiada por visión a elegir un objeto de entre un fondo desordenado. La clave para esta operación es la introducción de una fuerte no linealidad en la función de transferencia del sistema, de esta manera las partes de la imagen con una intensidad mayor que la de umbral son acentuadas, mientras que aquellas partes con intensidad menor a la de umbral son disminuidas. El resultado ideal es una imagen binaria. Un enfoque consiste en utilizar un espejo de fase conjugada (dispositivo capaz de reflejar un haz de luz exactamente en la misma dirección de incidencia pero en sentido contrario) semi-lineal y autoalimentado [15]. La imagen que será procesada incide desde la derecha y alimenta a la cavidad formada por el espejo y el cristal fotorrefractivo (BaTiO₃), esto genera una imagen de fase conjugada como se muestra en la figura 2.5a. El discernimiento ocurre debido a la respuesta del espejo de fase conjugada como se muestra en la figura 2.5b. La intensidad de umbral puede ajustarse variando la velocidad con que se aleja o aproxima el espejo al cristal. Esto provoca un patrón de franjas móvil dentro del cristal y debido a que el tiempo de establecimiento de una rejilla es inversamente proporcional a la intensidad de la luz incidente, existirá una intensidad de umbral por debajo de la cual la rejilla de índice de refracción no sea capaz de seguir al patrón de luz móvil.



Figura 2.5a



Figura 2.5b Variación de la frecuencia de umbral debido a la velocidad del espejo de fase conjugada.

Una configuración distinta se muestra en la figura 2.6. Nuevamente se requiere un espejo de fase conjugada semi-lineal, pero en esta ocasión será alimentado externamente. En ausencia del haz de borrado, se forma un resonador entre el cristal fotorrefractivo y el acoplador de salida, el cual tiene una reflectancia del 95%. El efecto del haz incoherente de borrado es modificar la reflectancia del espejo de fase conjugada. Está demostrado que la interferencia de dos haces de luz coherentes con intensidades I_1 e I_2 aunados a un tercer haz incoherente con intensidad I_3 , resulta en una rejilla de índice de refracción cuya amplitud es:

$$\Delta n = \frac{E_1^* E_2}{\left|E_1\right|^2 + \left|E_2\right|^2 + \left|E_3\right|^2}$$

De esta manera cuando los haces1 y 2 son uniformes en el espacio, la modulación del índice y consecuentemente la eficiencia de difracción dependen de la intensidad del tercer haz incoherente, La no linealidad de la ecuación anterior es la que permite al dispositivo discernir entre intensidades mayores y menores a la de umbral.



Figura 2.6 Discernimiento de imágenes utilizando un haz incoherente portador de imagen

2.4.2 Filtros novedosos

El filtro novel es un dispositivo que solo transmite aquellas partes de una imagen que han cambiado recientemente de alguna manera. La figura 2.7 muestra una forma de llevar a cabo este proceso en un material fotorrefractivo [16]. Para lograr el efecto se requiere que la imagen a ser monitoreada se imponga como una modulación de la fase de un haz de luz coherente. Se utiliza un modulador espacial compuesto de un tubo de rayos catódicos y una válvula de luz de cristal liquido para enfocar el haz de entrada hacia un cristal de BaTiO₃. El cristal está dispuesto de tal manera que cuando la luz incidente no está cambiando, la intensidad del haz transmitido es debilitada debido al abanico formado, es por ello que muy poca luz puede llegar al detector en el estado estable. Cuando existe un cambio en la escena de entrada, esta se manifiesta como un cambio en la fase de la porción correspondiente del haz coherente de entrada. Cuando se forma el abanico de luz, la disminución del haz de entrada ocurre por la amplificación del haz de luz dispersada, la cual es mediada por las rejillas de ruido grabadas entre el haz y la luz dispersada. Inmediatamente después de que ha ocurrido un cambio, la porción del haz que ha cambiado ya no tendrá la fase que se requiere para amplificar la luz dispersada vía la rejilla de ruido, así es como por un corto tiempo esta porción del haz será transmitida al detector de salida hasta que la fase de la rejilla de ruido se reajusta para debilitar el haz nuevamente.



Figura 2.7 Filtro novel utilizando la dispersión del haz

2.4.3 Interferometría holográfica

La interferometría holográfica es una técnica para observar la amplitud de las vibraciones o la deformación estática de una estructura. En el caso de la deformación estática se utiliza la interferometría holográfica de doble exposición, donde dos hologramas de un objeto son grabados antes y después de la deformación. Para las partes del objeto que no se han movido o su desplazamiento es tal que modifica el camino óptico de la luz reflejada en un número par de longitudes de onda, los dos hologramas se superpondrán en fase. Por otra parte, aquellas partes del objeto que sufren un desplazamiento tal que la longitud del camino óptico de regreso cambia en un número impar de media longitud de onda, los dos hologramas estarán desfasados 180°. Al reproducir ambos hologramas las partes del objeto que están en fase producirán un haz de luz difractado intenso, las regiones fuera de fase no difractarán ningún haz.

La interferometría holográfica de doble exposición ha sido utilizada con las técnicas convencionales de grabado holográfico y el uso de un material fotorrefractivo elimina la necesidad del revelado. Se ha reportado holografía de doble exposición en BSO [17] y en LiNbO₃ [18] en este último se visualizan los cambios de fase impuestos en un haz de luz que atraviesa un túnel de viento, con este sistema se puede estudiar el campo de velocidad del aire dentro del túnel. La interferometría holográfica promediada en el tiempo permite visualizar la amplitud de las vibraciones y mediante el uso de un cristal fotorrefractivo este proceso se puede llevar a cabo en tiempo real. La figura 2.8 muestra el

dispositivo utilizado por Huignard [17]. Se graba un holograma mediante una onda plana de referencia y la luz reflejada del objeto bajo estudio. El holograma se lee con luz retroreflejada del haz de referencia, cuando el objeto permanece inmóvil el resultado es simplemente la imagen del objeto. No es el caso cuando alguna parte(s) del objeto vibra con una frecuencia mucho mayor que el inverso del tiempo de respuesta del cristal fotorrefractivo, el efecto es un borrado parcial de la rejilla. El grado de borrado depende de la amplitud de la vibración y está demostrado que la dependencia de la intensidad del haz difractado (I_d) con la amplitud de la vibración (δ) está dada por la relación:

$$I_{d}(\delta) = I_{d}(0) \left| J_{0}\left(\frac{4\pi\delta}{\lambda}\right) \right|^{2}$$

Donde J_0 es la función de Bessel de orden cero y λ es la longitud de onda de la luz.

Figura 2.8 Interferometría holográfica

2.4.4 Filtro de interferencia de banda angosta

El grabado holográfico en cristales fotorrefractivos encontró su primera aplicación comercial en un filtro de banda angosta producido por la corporación Accuwave de Santa Monica, California [19]. Este dispositivo contiene una rejilla grabada por reflexión en una muestra de LiNbO3 y la primer aplicación fue un filtro de banda angosta para la astronomía solar. En la figura 2.9 se muestra la configuración del filtro. Después de grabarla, la rejilla es fijada y tiene las siguientes características: longitud 8mm, reflectancia

máxima a 656.28 nm (línea Ha)>50%, ancho a media altura (fwhm) 0.012 nm. El dispositivo probó ser comparable al filtro Lyot, el cual es la elección estándar para varias aplicaciones astronómicas. Existen varias aplicaciones potenciales para este tipo de filtros como la espectroscopia, el sensado óptico, las comunicaciones ópticas, entre otras.



Figura 2.9 Configuración de un filtro astronómico basado en un cristal fotorrefractivo

2.4.5 Arreglos de interconexión reconfigurables.

Una manera de sortear las limitaciones fundamentales de la velocidad de los procesadores electrónicos que ha ganado popularidad en los últimos años es el procesamiento en paralelo, donde varias unidades de procesamiento trabajan simultáneamente en el mismo problema. Para que esto sea posible, es necesario que exista comunicación de algún tipo entre las unidades de procesamiento. Cuando el número de procesadores es relativamente pequeño, la comunicación puede establecerse como una señal eléctrica viajando en conductores. Sin embargo, la creciente demanda de rapidez de procesamiento hace factible que en el futuro se utilicen cantidades masivas de procesadores en paralelo, para ello el empleo de interconexiones reconfigurables será necesario y utilizar cables será cada vez más difícil. Esto ha despertado un notable interés en llevar a cabo esta operación empleando medios ópticos. La idea base de varios sistemas de interconexión óptica se muestra en la figura 2.10 un arreglo S de fuentes luminosas mutuamente coherentes, cada una asociada a un procesador, serán conectadas a un arreglo D de detectores. Las lentes se posicionan de manera que se

asegure que el cristal fotorrefractivo está en el plano de transformación de Fourier de cada arreglo y el segundo arreglo de fuentes S' sea la imagen del arreglo D. Con esta configuración, un holograma grabado con dos fuentes cualquiera de los arreglos S y S' actuara dirigiendo la luz de la fuente en S hacia la imagen correspondiente de la fuente S' (utilizada para grabar el holograma) en el arreglo D. Si es necesario reconfigurar el arreglo de interconexiones, esto puede hacerse borrando los hologramas establecidos y grabando los de las nuevas conexiones.



Figura 2.10 Interconexiones ópticas reconfigurables

CAPITULO 3

MODELO DE TRANSPORTE POR BANDA

3.1 Introducción

La estructura cristalina de los materiales fotorrefractivos es altamente relevante para el planteamiento teórico del fenómeno. Un electrón que se mueve en un sólido cristalino es análogo a una partícula moviéndose en una caja tridimensional que posee una estructura interna bastante compleja. El comportamiento dinámico de un electrón puede establecerse al conocer la función de onda que lo gobierna, esta función debe ser solución de la ecuación de Schrodinger independiente del tiempo:

$$\nabla^2 \psi + \frac{2m}{\hbar^2} \left[E - U(\vec{r}) \right] \psi = 0$$

Donde *E* es la energía del electrón y $U(\vec{r})$ es el la función de potencial periódico del cristal. La solución de esta ecuación define la estructura de las bandas de energía, es decir, las energías permitidas para los electrones y la relación entre la energía y el momento lineal del electrón cuya expresión cuántica es $\hbar k$. Un ejemplo sencillo se ilustra en la figura 3.1, donde se muestra que es posible adicionar energía a los electrones en la banda de valencia para que puedan subir al nivel en la banda de conducción, esto a su vez produce huecos con carga positiva en la banda de valencia. Tanto electrones en la banda de conducción como huecos en la banda de valencia se consideran portadores de carga eléctrica libres de moverse en cualquier dirección.



Figura 3.1 Estructura bandas de energía en un material sólido.

Una manera de controlar el número de electrones y huecos en sus respectivas bandas consiste en introducir impurezas o dopantes en el cristal, esto es átomos de una especie distinta a aquellos que componen la matriz cristalina. Estas impurezas o átomos extraños introducen niveles permitidos dentro de la brecha de energía prohibida, en posiciones localizadas como se muestra esquemáticamente en la figura 3.2.





Cuando los niveles de energía son muy cercanos a la banda de valencia entonces es posible que incluso la adición de energía térmica pueda excitar electrones desde dicha banda hasta los niveles de impureza que habrán de adquirir al electrón, es por ello que a estos niveles se les conoce como aceptores (E_A). Por otro lado cuando los niveles de energía introducidos son cercanos a la banda de conducción es mas probable que la adición de energía lleve a los electrones de ese nivel hasta la banda de conducción, a este tipo de nivel se le conoce entonces como donador (E_D). Cuando un átomo de alguna especie posee más de un estado de oxidación entonces este mismo dopante podrá introducir varios niveles de energéticos con distintas profundidades.

3.2 El modelo de transporte por banda

Desde su descubrimiento en 1966, el efecto fotorrefractivo ha sido objeto de intensa investigación. Consecuentemente en años posteriores varios científicos propusieron diversos modelos tratando de explicar los orígenes físicos del fenómeno. Fue necesario esperar trece años para que un modelo incorporase todas las interacciones que hasta entonces se conocían, en 1979 se dio a conocer el modelo de transporte por banda [1]. Fue el grupo de Kiev en la ex-unión soviética quienes desarrollaron este modelo.

Como se describió en el capítulo 2, el efecto fotorrefractivo es causado por el campo eléctrico fotoinducido que modula el índice de refracción del material mediante el efecto electro-óptico de primer orden o efecto Pockels. Este campo eléctrico es consecuencia de la redistribución de carga en el sólido y el modelo de transporte por banda o modelo de Kukhtarev explica como se logra esta redistribución de carga en términos de ionizaciones e intercambios de electrones entre los átomos de impureza presentes en el cristal.

Inicialmente se supone que el cristal contiene una densidad de átomos donadores N_D y otra de aceptores N_A . Antes de irradiar el cristal con luz, **todos** los niveles aceptores están ocupados con un electrón proveniente de los niveles donadores vía la banda de conducción. De esta manera, existe una fracción de los átomos donadores que se encuentra ionizada $N_{D0}^+ = N_A$, se asume también que los niveles aceptores son demasiado profundos energéticamente y por ello no pueden ser ionizados por la luz incidente, de esta manera en el proceso de fotoionización y captura solo pueden intervenir los niveles donadores que aun no han sido ionizados $N_D - N_D^+$ así como las trampas disponibles N_D^+ . El transporte de carga es vía la banda de conducción estableciendo una densidad de corriente \vec{j} . El mecanismo se ilustra en la figura 3.3



Figura 3.3

El modelo de transporte por banda se describe mediante las siguientes ecuaciones:

La razón de cambio de donadores ionizados N_D^+

$$\frac{\partial N_D^+}{\partial t} = (sI + \beta)(N_D - N_D^+) - \gamma_R N N_D^+$$
(3.1)

la generación de electrones libres en la banda de conducción

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \frac{\partial N_D^+}{\partial t} + \frac{1}{e} \vec{\nabla} \cdot \vec{j}$$
(3.2)

Donde:

s es la probabilidad (sección transversal) de fotoionización debida a la radiación incidente. β es la taza de generación debido a la excitación térmica.

 $\gamma_{\rm R}$ es la constante de recombinación.

N es la densidad de electrones móviles (en la banda de conducción).

e es el valor absoluto de la carga elemental del electrón.

A su vez la densidad de corriente obedece a tres contribuciones, la deriva por campo eléctrico, difusión y el efecto fotogalvánico, su expresión es:

$$\vec{j} = e\mu N\vec{E} + K_B T\mu \vec{\nabla} N + I\vec{p}$$
(3.3)

Aquí el producto $e\mu N$ es la conductividad del material σ

 μ es la movilidad electrónica

 K_B es la constante de Boltzman

T es la temperatura en Kelvin

y finalmente el efecto fotogalvánico se toma en cuenta con el vector de Glass \vec{p}

Por último se deben cumplir las ecuaciones de Maxwell para un medio no magnético:

$$\vec{\nabla} \cdot (\varepsilon \varepsilon_0 \vec{E}) = -e(N + N_A - N_D^+) \tag{3.4}$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = 0 \tag{3.5}$$

3.2.1 Solución al modelo de Transporte por Banda -iluminación uniforme-

Suponiendo que inicialmente se tienen en el material densidades N_D^+ , $N y N_A$ no nulas. Si la intensidad de la luz que ilumina al material fotorrefractivo es constante en el espacio, Entonces por simetría puede esperarse que *E*, N_D^+ y *N* también sean constantes en el espacio. Si este es el caso, la ecuación (3.4) toma la forma

$$N_{D}^{+} - N_{A} - N = 0$$

Lo que implica un material eléctricamente neutro localmente. Al despejar N_D^+ de la expresión anterior y sustituirlo en la ecuación (3.1) se obtiene:

$$\frac{\partial N}{\partial t} = (N_D - N_A - N)(sI + \beta) - \gamma_R (N_A + N)N$$

Asumiendo también que $N \ll N_D - N_A$, N_A entonces la expresión anterior se transforma en:

$$\frac{\partial N}{\partial t} = g(I) - \frac{N}{\tau_R}$$
(3.6)

donde:

$$g(I) = (N_D - N_A)(sI + \beta)$$

$$\frac{1}{\tau_R} = N_A * \gamma_R$$

Si se consideran las condiciones iniciales

$$I = 0, t \le 0$$
$$I = I_0, t > 0$$

Entonces la ecuación (3.6) tiene solución única, a saber;

$$N = N_{OSC} - (N_o - N_{OSC})(1 - \exp(-t/\tau_R))$$
$$N_{OSC} = g(0)\tau_R$$
$$N_o = g(I_o)\tau_R$$

De aquí se reconoce que τ_R es la vida media de un electrón libre o el tiempo de recombinación lineal. N_{OSC} es la densidad inicial de electrones libres y g(Io) es el ritmo de generación lineal. El ritmo de generación lineal se puede estimar con el espectro de absorción si se asume que la fotoexcitación es la única fuente de absorción.

En este último caso se tiene:

$$g(I) - g(0) = \frac{\alpha I}{\hbar \omega}$$

En donde α es el coeficiente de absorción y $\hbar \omega$ es la energía del fotón

3.2.2 Solución al modelo de Transporte por Banda -iluminación sinusoidal en estado estacionario-

La mas simple de las soluciones del modelo es la del estado estacionario, es decir cuando todas las razones de cambio son nulas, entonces se tiene:

$$\frac{dN_{D}^{+}}{dt} = (sI + \beta)(N_{D} - N_{D}^{+}) - \gamma_{R}NN_{D}^{+}$$

$$0 \text{ El término } I \text{ domina sobre la excitación térmica}$$

Despejando N se tiene que la densidad de electrones libres es proporcional a la intensidad I(x):

$$N(x) = \frac{s}{\gamma_R} \frac{N_D - N_D^+}{N_D^+} I(x) = CI(x)$$
(3.7)

Considerando la ecuación 3.3 para la densidad de corriente se establece:



Despejando el campo eléctrico (inducido solo por la carga espacial) E_{CE} se obtiene la siguiente expresión.

$$E_{CE}(x) = \frac{-K_B T}{e N(x)} \frac{dN}{dx}$$
(3.8)

Combinando la expresión del efecto Pockels (sección 2.2) con la del E_{CE} y la proporcionalidad de la densidad de electrones libres con la intensidad lumínica se obtiene:

$$\Delta n = \frac{1}{2} n_0^3 r_{eff} \frac{K_B T}{eI(x)} \frac{dI}{dx}$$
(3.9)

donde Δn es el cambio en el índice de refracción. Finalmente, considerando que la intensidad luminosa esta dada por la interferencia de dos ondas como se describió en la sección 2.3.4

$$I(x) = I_0 [1 + m\cos(K_R x)]$$
(3.10)

al sustituir la ecuación (3.10) en la expresión (3.9) se obtiene

$$\Delta n(x) = -\frac{1}{2} n_0^3 r_{eff} \frac{K_B T}{e} * \frac{mk \sin(K_R x)}{1 + m\cos(K_R x)}$$
(3.11)

De esta expresión se deduce que la rejilla de índice de refracción generada en el material fotorrefractivo debido a la interferencia de dos haces de luz:

- Solo es senoidal para valores bajos del coeficiente de modulación *m*. ver figura 3.4
- Está desfasada un ángulo de $\pi/2$ con respecto al patrón de iluminación.
- Su magnitud no depende de la magnitud de la intensidad.

3.3 Campo eléctrico de carga espacial

Retomando y desarrollando la expresión 3.8 para el campo eléctrico inducido por la carga espacial se obtiene:

$$E_{CE} = \frac{K_B * T * K_R}{e} * \frac{m \sin(K_R x)}{1 + m \cos(K_R x)}$$
(3.12)

El primer cociente de la expresión 3.12 define al campo eléctrico que se genera dentro del material fotorrefractivo y sólo depende de la temperatura del cristal y el espaciamiento entre franjas Λ ya que el vector de onda se define como $K_R=2\pi/\Lambda$. Este cociente recibe el nombre de campo eléctrico de difusión E_D y se expresa como:

$$E_D = \frac{K_B T K_R}{e} = \frac{2\pi K_B T}{e\Lambda}$$
(3.13)

Un valor típico de E_D a temperatura ambiente y con espaciamiento entre franjas de 1mm son 1.6 kV/cm. La siguiente es una familia de graficas normalizadas que resultan al asignar distintos valores de m, el coeficiente de modulación.



Figura 3.4

Como puede apreciarse, la gráfica resultante de m=1 presenta una singularidad cuando el argumento de las funciones trigonométricas alcanza el valor de π .

3.3.1 Aplicación de un campo eléctrico externo

Es posible modificar en gran medida la respuesta de un material fororrefractivo mediante la aplicación de un campo eléctrico externo que favorezca el fenómeno de transporte de carga entre las regiones brillantes y oscuras dentro del material. Puede demostrarse [2] que la expresión para el campo eléctrico total se convierte entonces en:

$$E = E_A \frac{\sqrt{1 - m^2}}{1 + m\cos(K_R x)} + E_D \frac{m\sin(K_R x)}{1 + m\cos(K_R x)}$$
(3.14)

Donde E_A es el la magnitud del campo eléctrico externo y E_D es el campo de difusión definido anteriormente.

La expresión 3.13 indica que el campo eléctrico proveniente de la redistribución de portadores de carga eléctrica puede adquirir cualquier valor dependiendo únicamente del espaciamiento entre franjas de la rejilla fotorrefractiva Λ , sin embargo el número de portadores de carga libres en la banda de conducción esta limitado por la cantidad de niveles donadores y aceptores. Considerando esta restricción al desarrollar la ley de Gauss es posible demostrar [2] que el campo eléctrico máximo o de saturación dentro de un material fotorrefractivo está dado por la expresión:

$$E_{Q} = \frac{e\Lambda}{2\pi\varepsilon\varepsilon_{0}} \left[\frac{N_{A}}{N_{D}} \left(N_{D} - N_{A} \right) \right] = \frac{e}{K_{R}\varepsilon\varepsilon_{0}} \left[\frac{N_{A}}{N_{D}} \left(N_{D} - N_{A} \right) \right]$$
(3.15)

En resumen, el modelo de transporte por banda proporciona las bases teóricas que explican los resultados de los experimentos llevados a cabo en los materiales fotorrefractivos "clásicos". Sin embargo, la evolución de las técnicas en la ciencia de materiales ha derivado en una creciente complejidad en los sistemas electrónicos de los materiales fotorrefractivos que ya habían sido bien caracterizados, esto mediante la inclusión de dopantes multivalentes de una o varias especies químicas. Como respuesta a esta creciente, se han propuesto algunos modelos [3] que esencialmente son adaptaciones del modelo de transporte por banda original y pretenden explicar los resultados de los experimentos realizados en materiales fotorrefractivos de avanzada.

CAPITULO 4

MEZCLA DE DOS ONDAS

4.1 Introducción

Tal como se definió en la sección 2.1, el efecto fotorrefractivo requiere la iluminación de un sólido con características fotoconductivas y electro-ópticas. El fenómeno presenta mayor interés científico y potenciales aplicaciones si el patrón de iluminación que irradia al sólido es no homogéneo. Una manera de crear este tipo de iluminación es mediante la mezcla de dos ondas planas monocromáticas. En éste capítulo se presenta la teoría que describe el acoplamiento de dos haces de luz láser cuando coinciden en una región del espacio.

4.2 Descripción matemática de la luz

La teoría clásica del electromagnetismo demostró que la luz consiste en una perturbación de campos eléctrico E y magnético H capaz de propagarse en el vacío o en medios materiales, esta perturbación deberá ser solución a las ecuaciones de onda:

$$\nabla^2 E = \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2}$$
(4.1)

$$\nabla^2 H = \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 H}{\partial t^2}$$
(4.2)

Donde n es el índice de refracción del medio en el cuál se propaga la luz y c es la velocidad de la luz en el vacío.

La expresión matemática más sencilla que describe a ésta perturbación es la de una onda plana, esta descripción matemática es ideal para describir la propagación (y la interacción) de la luz en un medio material. Desde el punto de vista de la óptica la mayoría de los medios materiales de interés son dieléctricos, en ellos el fenómeno de propagación de la luz sólo requiere considerar la interacción del campo eléctrico. Debido a ello se puede describir entonces a un par de haces de luz láser con las expresiones:

$$\vec{E}_1 = E_1 \exp(\vec{k}_1 \cdot \vec{r}_1 - \omega t)$$
 (4.3)

$$\vec{E}_2 = E_2 \exp(\vec{k}_2 \cdot \vec{r}_2 - \omega t) \tag{4.4}$$

4.3 Acoplamiento de dos ondas -Ganancia Exponencial-

Como se describió en el capítulo 2, en la sección 2.3.4, el acoplamiento de los dos haces de luz da lugar a un patrón de franjas brillantes y oscuras como se muestra en la figura 4.1. Este patrón de iluminación genera una redistribución de carga vía los procesos descritos en la sección 2.3. El patrón de índice de refracción estará desfasado un ángulo de $\pi/2$ respecto a la rejilla luminosa si no se aplica ningún voltaje externo al material, es decir en el caso de difusión pura, es entonces cuado ocurre la máxima transferencia de energía entre haces acoplados [Buscar referencia].



Figura 4.1 Acoplamiento de dos ondas con intensidades asociadas $I_{*}(0)$ e $I_{*}(0)$ que interfieren dentro del volumen del material fotorrefractivo.

La intensidad de los haces que interactúan en el material se obtiene partiendo de la ecuación de onda:

$$\nabla^{2}(E_{1}+E_{2}) = \frac{1}{c^{2}} \frac{\partial^{2} \left[n^{2} \left(E_{1}+E_{2} \right) \right]}{\partial t^{2}}$$
(4.5)

Aquí el término n contiene la dependencia no lineal del índice de refracción con el campo eléctrico, la posición y el tiempo.

$$n = n_0 + \Delta n(E, \vec{r}, t) \tag{4.6}$$

Como se explicó en la sección 2.2, el cambio en el índice de refracción debido al campo eléctrico producido por la distribución espacial de carga está dado por el efecto electroóptico lineal o efecto Pockels.

$$\Delta n = -\frac{1}{2} n r_{eff} E_{CE}(\vec{r}) \tag{4.7}$$

Donde *n* es el índice de refracción del material y r_{eff} es coeficiente electro-óptico efectivo del material. Al sustituir las ecuaciones 4.3 y 4.4 en la expresión 4.5 y considerando la aproximación de la variación lenta de la amplitud, se obtienen las ecuaciones que gobiernan el intercambio de energía. Ejemplificando con el caso unidimensional se tiene [Referir Gunter o Solymar]:

$$\frac{dI_{+}(x)}{dx} = -\frac{\Gamma\sin(\varphi)I_{+}(x)I_{-}(x)}{I_{0}}$$

$$\frac{dI_{-}(x)}{dx} = \frac{\Gamma\sin(\varphi)I_{+}(x)I_{-}(x)}{I_{0}}$$
(4.8)
(4.8)

Se define $I_+(x) = [E_1(x)]^2$ e $I_-(x) = [E_2(x)]^2$ funciones de la coordenada espacial x dentro del cristal fotorrefractivo. En la cara incidente del cristal *x*=0 y en la cara posterior *x*=d, también se sabe que $I_0 = I_+(0) + I_-(0)$. En las ecuaciones 4.8 y 4.9 $\Gamma \sin(\varphi)$ se denomina factor de acoplamiento de los haces, Γ es el **coeficiente de ganancia exponencial** y φ es el ángulo de desfasamiento entre el patrón luminoso y la rejilla de índice de refracción o rejilla fotorrefractiva.

El coeficiente de ganancia exponencial está dado por la expresión:

$$\Gamma = \frac{2\pi n^3 r_{eff} \operatorname{Im}(E_{CE})}{\lambda \cos(\theta)} \cos(2\theta)$$
(4.10)

en donde:

$$Im(E_{CE}) = sig(q)E_{Q} \frac{E_{D}(E_{Q} + E_{D}) + E_{A}^{2}}{(E_{Q} + E_{D})^{2} + E_{A}^{2}}$$
(4.11)

En la expresión 4.11 el factor sig(q) es el signo de los portadores de carga dominantes en el material. E_D y E_Q son los campos eléctricos de difusión y saturación definidos en la sección 3.3 del capitulo 3 y E_A es el posible campo eléctrico aplicado. Sustituyendo sus expresiones

$$E_D = \frac{2\pi k_B T}{e\Lambda} \qquad \qquad E_Q = \frac{e\Lambda}{2\pi \varepsilon_0} \left[\frac{N_A}{N_D} (N_D - N_A) \right]$$
en la ecuación 4.10, y considerando $E_A=0$ se llega a la expresión 4.12 de la ganancia exponencial (Γ) en función del período espacial (Λ) de la rejilla de índice de refracción:

$$\Gamma(\Lambda) = \frac{4\pi^2 n^3 r_{eff} \cos(2\theta) sig(q) K_B T N_A (N_D - N_A)}{\lambda \cos(\theta) N_D} * \frac{e\Lambda}{(e\Lambda)^2 \frac{N_A}{N_D} (N_D - N_A) + 4\pi^2 \varepsilon K_B T}$$
(4.12)

En esta ecuación k_B es la constante de Boltzman, T es la temperatura absoluta e es la carga eléctrica fundamental, N_A es la densidad de aceptores, N_D la densidad de donadores y ε es la permitividad eléctrica del medio y Λ el período espacial del patrón de franjas luminosas. Si ambos haces incidentes tienen la misma longitud de onda λ sus vectores de onda son iguales en magnitud $\|\vec{k_1}\| = \|\vec{k_2}\| = k$. Un análisis de la suma de vectores en la figura 4.1 muestra que $K_G = 2 * k \sin(\theta)$. Si se sustituye la definición del vector de onda se obtiene:

$$\frac{2\pi}{\Lambda} = 2 * \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right) \sin(\theta)$$

Al eliminar el factor 2π se obtiene la condición de Bragg que expresa el período espacial de la rejilla y patrón de franjas en función de la longitud de onda de los haces y su ángulo de incidencia θ medido respecto a la normal de la superficie.

$$\Lambda = \frac{\lambda}{2\sin(\theta)} \tag{4.13}$$

La figura 4.2 muestra una gráfica normalizada de la variación de Γ con respecto a Λ , tomada de la ecuación (4.12). Esta gráfica muestra que existe un valor de Λ para el cual Γ es máxima, esto es un valor de λ y θ que maximizan el acoplamiento entre los haces de escritura.



Figura 4.2 Variación típica de la ganancia exponencial con el espaciamiento entre franjas de la rejilla fotorrefractiva

la solución de las ecuaciones 4.8 y 4.9 al aplicar la condición de frontera $I_{\pm}(0) = I_{\pm 0}$ arroja las expresiones [Gunter (1982) Solymar]:

$$I_{+}(x) = \frac{I_{0}}{1 + \beta_{0} \exp(\Gamma x)}$$
(4.14)

$$I_{-}(x) = \frac{I_{0}\beta_{0}\exp(\Gamma x)}{1 + \beta_{0}\exp(\Gamma x)}$$
(4.15)

en donde $\beta_0 I_{-0} I_{+0}$ es la razón entre las intensidades de los haces de escritura al momento de incidir en el material fotorrefractivo. Combinando las ecuaciones 4.14 y 4.15 se obtiene una expresión alterna para Γ , esto permite calcular el coeficiente de ganancia exponencial simplemente conociendo el espesor del material en el cuál actúan los haces así como las intensidades de ambos haces antes y después de incidir en el cristal.

$$\Gamma = \frac{1}{d} \ln \left[\frac{I_{-}(d)I_{+}(0)}{I_{-}(0)I_{+}(d)} \right]$$
(4.16)

Esta última expresión puede re-escribirse como:

$$\Gamma = \frac{1}{d} \ln \left[\frac{I_{-}(d) / I_{-}(0)}{I_{+}(d) / I_{+}(0)} \right]$$

El argumento de la función logaritmo natural cuantifica la energía ganada (perdida) por el haz I- al atravesar el sólido, relativa a la energía perdida (ganada) por el haz I+. La conservación de la energía dicta que la energía pérdida por un haz que no sea absorbida por el material deberá ser cedida al haz con el cual interactúa. Si el argumento del logaritmo es igual a la unidad, entonces no existe intercambio de energía entre los haces y la ganancia exponencial toma el valor de cero. La ganancia exponencial se interpreta entonces como una medida del acoplamiento entre los haces de escritura.

Volviendo a la expresión analítica para Γ , conocer el valor del coeficiente de ganancia exponencial puede servir para calcular algún parámetro del material fotorrefractivo como el coeficiente electro-óptico efectivo o la razón entre niveles donadores y aceptores.

4.4 Acoplamiento de dos ondas -Eficiencia de Difracción-

Otro de los parámetros de suma importancia en la caracterización de materiales fotorrefractivos es la denominada eficiencia de difracción. Esta cantidad refleja la capacidad de reproducir o leer hologramas de fase grabados en un material fotorrefractivo. El proceso de lectura se lleva a cabo cuando un tercer haz, llamado de lectura, se difracta cuando incide en el material fotorrefractivo cediendo una parte de su energía para crear un nuevo haz en la misma dirección del ahora inexistente haz de señal.

El proceso de lectura se muestra esquemáticamente en la figura 4.3, en ellas se aprecian dos posibles métodos para leer o reproducir un holograma de fase. El primer método a) utiliza el mismo haz de referencia empleado en el grabado incidiendo a un ángulo θ como haz de lectura, una técnica fácil de implementar en la práctica pero con la desventaja de provocar el borrado del holograma o rejilla de fase ya establecido en el material. La segunda técnica b) emplea un tercer haz con frecuencia (color) distinta a la de los haces de escritura. Este haz llamado de lectura debe incidir a un ángulo ligeramente ϕ distinto al ángulo al que inciden los haces de escritura, pero de igual manera, este haz debe cumplir la condición de Bragg para poder reproducir la información grabada en la rejilla de índice de refracción.



Figura 4.3 a) Lectura de la rejilla fotorrefractiva con uno de los haces de escritura (haz de referencia).



Figura 4.3 b) Lectura con un haz de luz de frecuencia distinta a la de los haces de escritura.

La condición de Bragg indica que el ángulo φ al que debe incidir el haz de lectura está dado por la solución de la ecuación:

$$\varphi = \sin^{-1} \left(\frac{\lambda_L}{2\Lambda} \right)$$

Donde λ_L es la longitud de onda del haz de lectura y Λ como ya se ha mencionado es el periodo espacial de la rejilla. Es importante hacer notar que la potencia del haz de lectura generalmente es más baja que la de los haces de grabado.

4.4.1 Eficiencia de difracción

La eficiencia de difracción es una cantidad adimensional que se define como el cociente de la intensidad del haz difractado I_D y la intensidad del haz de lectura I_L . De esta definición se desprende el hecho de que el valor de la eficiencia de difracción estará siempre comprendido entre cero y uno.

$$\eta = \frac{I_D}{I_L} \tag{4.17}$$

Si la intensidad del haz difractado es muy pequeña en comparación con la intensidad del haz de lectura incidente entonces el valor de η se aproxima a cero. Ello significa que la energía del haz que incide se conserva casi completamente en el haz que se transmite. Ocurre lo contrario cuando el valor de η es muy cercano a la unidad, en este caso la energía del haz de lectura se transfiere casi por completo al haz difractado. Debe notarse que cuando el haz difractado aparece lleva consigo la información almacenada en el holograma que inicialmente portaba el haz señal.

La gran mayoría de los experimentos [1-4] que se han llevado a cabo en materiales fotorrefractivos indican que el valor de la eficiencia de difracción típicamente se encuentra comprendido entre 1% y el 10%.

Existen algunos modelos que describen la eficiencia de difracción en materiales fotorrefractivos, dos de los más aceptados son el modelo de Kogelnik [5] y el modelo de Kukhtarev [6]. El primero obtiene mejores resultados cuando se tienen valores pequenos de η , el segundo es mas general y arroja resultados confiables para cualquier valor de la eficiencia de difracción, incluso considera el caso de un voltaje de CD aplicado al material. En el modelo de Kukhtarev η está dada por la siguiente expresión matématica:

$$\eta = \frac{2\beta_0}{1+\beta_0} * \frac{\exp\left(\frac{\Gamma d}{2} - \frac{\alpha d}{\cos\theta}\right)}{1+\beta_0 \exp\left(\Gamma d\right)} \left[\cosh\left(\frac{\Gamma d}{2} - \cos(\gamma d)\right)\right]$$
(4.18)

Los parámetros en esta expresión han sido ya definidos a excepción de:

 α el coeficiente de absorción del material

 γ una cantidad definida como:

$$\gamma = \frac{\pi n^3 r_{eff}}{\lambda \cos(\theta)} \left[E_{CE} \right] \cos(\Phi)$$
(4.19)

Donde Φ es el corrimiento de fase entre el patrón de iluminación periódico y la rejilla de índice de refracción. [E_{CE}] es la amplitud fundamental de la expansión en serie de Fourier del campo de carga espacial inducido E_{CE} . En el caso de difusión pura, es decir sin campo eléctrico aplicado externamente, el ángulo de fase Φ es igual a $\pi/2$ por lo que $\gamma=0$ esto permite que la ecuación 4.18 se re-escriba como:

$$\eta = \frac{\beta_0}{1+\beta_0} * \frac{\exp\left(-\frac{\alpha d}{\cos(\theta)}\right)}{1+\beta_0 \exp(\Gamma d)} [\exp(\Gamma d) - 1]^2$$
(4.20)

Esta última expresión muestra que el valor de la eficiencia de difracción está determinado por características físicas del material fotorrefractivo como su espesor y la absorción de luz que presente, pero también influye la ganancia exponencial, esta a su vez es función del espaciamiento entre franjas o período espacial de la rejilla de índice de refracción Λ .

4.5 Relevancia de la eficiencia de difracción y ganancia exponencial

Las aplicaciones mencionadas en el capítulo 2 dependen todas de la lectura de la información almacenada en hologramas de fase. No es de interés práctico emplear haces de altas intensidades para poder leer dicha información, al contrario resulta más atractivo poder emplear haces de luz de muy baja potencia para crear dispositivos más baratos, pequeños e incluso portátiles. Es por esto que en cualquier aplicación del efecto fotorrefractivo es muy importante maximizar los parámetros de ganancia exponencial y eficiencia de difracción. En el siguiente capítulo se muestran los resultados de un estudio en el que se irradio una muestra de Niobato de Litio con impurezas de Rutenio, con haces de grabado de diferentes longitudes de onda y a distintos ángulos, pretendiendo obtener las condiciones óptimas para el grabado de hologramas de fase en dicho material.

CAPITULO 5

EXPERIMENTACION -RESULTADOS Y DISCUSIÓN-

5.1 Introducción

El niobato de litio (LiNbO₃) es uno de los materiales con propiedades fotorrefractivas con mayor potencial de aplicación tecnológica aún cuando ha sido objeto de investigación y estudio durante poco más de cuatro décadas. Una aplicación de gran interés es el almacenamiento de información en alta densidad, no obstante, la volatilidad de la información registrada en el material continúa siendo un obstáculo para la creación de un dispositivo práctico para almacenamiento de datos a base de LiNbO3. Sin embargo, la literatura especializada ha reportado avances sobre el tema en los últimos años. Se ha demostrado que el almacenamiento semi-permanente de información es factible al emplear monocristales de niobato de litio impurificados con Rutenio (LiNbO₃:Ru) utilizando además una técnica de sensibilización la cual consiste en irradiar el material con un haz de luz con distinta longitud de onda a la de los haces de grabado, antes de almacenar la información [3]. Recientemente, otro grupo de investigación ha desarrollado estudios sobre el grabado holográfico en cristales de LiNbO₃:Ru practicando tratamientos térmicos posteriores al crecimiento, que han arrojado resultados interesantes [2]. Esto nos ha motivado a desarrollar una investigación sobre la influencia de la longitud de onda de los haces empleados en el grabado de rejillas fotorrefractivas, un parámetro que no ha sido estudiado hasta nuestro conocimiento en LiNbO3:Ru.

El objetivo de este trabajo de investigación es cuantificar la influencia de la longitud de onda λ de los haces de grabado y el ángulo de incidencia θ en la respuesta fotorrefractiva del LiNbO₃:Ru. Específicamente la investigación se enfocó en la medición de uno de los parámetros más relevantes en el fenómeno de la fotorrefracción, conocido como la ganancia exponencial Γ , que es una cantidad que mide la intensidad del acoplamiento de los haces empleados en el grabado de un rejilla fotorrefractiva.

Este estudio fue desarrollado empleando tres muestras monocristalinas de LiNbO₃ impurificadas intencionalmente con Rutenio (Ru) agregado en el fundido durante el proceso de crecimiento en los laboratorios del Departamento de Física de Materiales en la Universidad Autónoma de Madrid. El cristal cuenta con 264.5 ppm, ó 0.02% Mol de Rutenio medido por la técnica de absorción atómica.

En el capítulo 4 de este trabajo se muestra que existe una fuerte dependencia no lineal de Γ con λ . Con el propósito de encontrar esta relación se realizó la grabación y el borrado de más de veinte rejillas fotorrefractivas, mediante la mezcla de dos ondas, en cada una de las muestras monocristalinas empleadas en este estudio. La primera muestra se denominó "As Grown" y se trata del cristal sin alteraciones de ningún tipo, es decir tal y como fue obtenido en su proceso de crecimiento. La segunda muestra, "oxidada", se sometió a un tratamiento térmico en una atmósfera rica en oxígeno. La tercera muestra "reducida" se sometió a un tratamiento de pérdida de oxígeno, empleando para ello una atmósfera de argón al 99.999% de pureza. La intención de tratar térmicamente las muestras de LiNbO₃:Ru es modificar la respuesta fotorrefractiva debido a cambios en los estados de carga de las impurezas y defectos puntuales del monocristal. La gráfica de los espectros de absorción de las muestras de LiNbO₃ es importante para comprender que la respuesta de los distintos cristales debe ser distinta al estimularles con diferentes longitudes de onda.



Figura 5.1 Espectros de absorción de las distintas muestras de LiNbO₃

5.2 Montaje experimental

El experimento de mezcla de dos ondas se llevo a cabo con el siguiente montaje experimental; en ausencia de campo eléctrico aplicado, es decir los estudios fueron realizados en el régimen de difusión pura.

Para el proceso de grabado

- A) Láser de iones de argón con capacidad de emitir en múltiples longitudes de onda
- B) Espejos para re-direccionar el haz a conveniencia
- C) Filtro espacial pare depurar el perfil del haz láser
- D) Shutter, para permitir y cerrar el paso del haz láser a la zona del experimento según convenga
- E) Divisores de haz
- F) Atenuadores de densidad neutra
- G) Telescopio Galileano (arreglo de lentes convergente y divergente)
- H) Conjunto de elevador (dirección z), placa x-y, goniómetro y platina giratoria que en suma proporcionan 6 grados de libertad para asegurar la orientación correcta de la muestra
- I) Porta-muestra fabricado a la medida
- J) Detectores de potencia
- K) Equipo de medición 2835



Figura 5.2 Montaje Experimental, proceso de grabado de la rejilla fotorrefractiva

Para el proceso de lectura

- L) Laser He-Ne
- M) Retardador de onda $\lambda/2$
- N) Polarizador
- O) Filtro espacial
- P) Espejos
- Q) Detector de potencia
- R) Equipo de medición 4832



Figura 5.3 Montaje experimental, proceso de lectura de la rejilla fotorrefractiva

Se seleccionó una potencia de 45 mW para el láser de iones de Argón empleado en el proceso de grabado. Esta potencia se mantuvo esencialmente constante durante todos los experimentos. Un control más fino fue posible al utilizar los atenuadores de densidad neutra que permitieron modular la intensidad de los haces referencia y señal, en lo sucesivo haces A y B respectivamente.

La configuración y dispositivos con los que se realizaron los experimentos permitieron obtener datos de las intensidades de los haces señal y de referencia en sus diferentes etapas:

- Antes de incidir en el cristal A(0), B(0).
- Después de incidir en el cristal de manera individual A(d), B(d).
- Después de incidir en el cristal de manera simultánea para provocar el intercambio de energía entre haces Axch, Bxch.

Las mediciones se hicieron a diferente ángulo de incidencia θ y con tres longitudes de onda del haz de luz láser, a saber λ = 514 nm, λ =496 nm y λ = 488 nm.





Figura 5.4 Parámetros del experimento de grabado holográfico

5.3 Experimentos de grabado de rejillas fotorrefractivas

Durante los experimentos de grabado de rejillas fotorrefractivas se monitoreo la evolución temporal de las intensidades de los haces transmitidos a través del cristal, los haces interactúan entre sí intercambiando energía vía el acoplamiento entre ambos que facilita el propio cristal. Los registros fueron llevados a cabo hasta que las rejillas fotorrefractivas inducidas en cada una de las muestras bajo estudio alcanzaron el estado estacionario o de saturación. De igual manera también se registraron los datos de las intensidades de los haces antes de incidir en el cristal, y después de emerger del cristal de manera individual.

5.3.1 Procesamiento de los datos obtenidos

Los datos de la evolución temporal de las intensidades Axch y Bxch (Figura 5.4) fueron procesados para calcular la ganancia exponencial Γ en cada instante de tiempo, para ello se empleó la fórmula (4.16) que se obtuvo en el capítulo 4 sección 4.3. Una vez graficada la ganancia exponencial se realizó un ajuste numérico en cada una de las gráficas para obtener el valor de Γ en estado estacionario. Las curvas ajustadas son del tipo asíntota y permitieron estimar el tiempo de formación de la rejilla holográfica, esto con el fin de evaluar la influencia de la longitud de onda λ de los haces de grabado en la rapidez de la respuesta fotorrefractiva en las diferentes muestras de LiNbO₃:Ru.

Los datos calculados para la ganancia exponencial Γ en estado estacionario también se presentan en forma gráfica en las figuras 5.14 a 5.16 estos permiten estimar otros parámetros importantes que caracterizan las propiedades ópticas del material, en específico el coeficiente electro-óptico efectivo que aparece en la ecuación (2.1), así como la razón de trampas efectivas presentes en el material.

Recordando la expresión teórica de Γ (ecuación 4.12), esta se puede reformular de la siguiente manera:

$$\frac{1}{\Gamma\Lambda} = \frac{\lambda\cos(\theta)}{n^3 r_{eff} sig(q)\cos(2\theta)} \left(\frac{e}{(2\pi)^2 k_B T} + \frac{\varepsilon N_D}{e N_A (N_D - N_A)} * \frac{1}{\Lambda^2}\right)$$
(5.1)

En una gráfica de $(\Gamma\Lambda)^{-1}$ como función de $(\Lambda)^{-2}$, la expresión (5.1) predice un comportamiento lineal, de esta manera si se tiene la tabulación de $(\Gamma\Lambda)^{-1}$ vs $(\Lambda)^{-2}$ y se grafica, es posible realizar un ajuste de regresión lineal. Los parámetros de la mejor recta ajustada, es decir la ordenada al origen y la pendiente, se asocian directamente con el coeficiente electro-óptico y la razón de trampas respectivamente.

5.4 Resultados obtenidos

Los principales resultados de los experimentos que se desarrollaron se presentan a continuación. Las figuras 5.5 a 5.13 muestran la evolución temporal de la ganancia exponencial para cada longitud de onda λ utilizada para grabar rejillas fotorrefractivas con un ángulo de incidencia $\theta = 23^{\circ}$ para cada muestra cristalina. En estas gráficas se realizó un ajuste numérico para estimar el tiempo de formación de la rejilla, este tiempo se define como el instante en el cuál el valor de Γ es igual a Γ max(1-1/e²) y se denota con la letra τ . Se eligió mostrar los datos para este ángulo de incidencia porque en esta condición ocurre una singularidad en la respuesta del cristal "As Grown". Las figuras 5.14 a 5.16 muestran el valor de estado estacionario de la ganancia exponencial en función del periodo espacial de la rejilla fotorrefractiva para las distintas longitudes de onda y en las tres diferentes muestras cristalinas.

El hecho de que la muestra de niobato de litio que fue sometida al tratamiento de reducción reproduzca el comportamiento teórico esperado (sección 4.3, figura 4.2) brinda confianza en nuestros resultados experimentales. No obstante es interesante notar que la ganancia exponencial Γ medida en el caso de la muestra "As Grown" presenta un comportamiento singular nunca antes reportado hasta nuestro conocimiento. Los resultados obtenidos para Γ Vs Λ en ésta muestra presentan un máximo local además del punto máximo absoluto de la curva. Este comportamiento permanece en las tres distintas longitudes de onda que se emplearon en el proceso de grabado. La figura 5.21 se concentra en la región del dominio de Λ en donde aparece el máximo local de las curvas Γ Vs Λ con el objeto de brindar mayor detalle al respecto. Finalmente, la ganancia exponencial Γ en el caso de la muestra "Oxidada" también presenta máximos locales pero con una amplitud menor a los que presentó la muestra "As Grown".







48







grabado con longitud de onda de 496 nm. De la curva ajustada se estima el valor de Γ max y el tiempo de formación au.



















55



56













5.5 Estimación de parámetros importantes de las muestras de LiNbO₃

La ecuación (5.1) posee la forma y=mx+b, es decir una recta de pendiente m y ordenada al origen b donde la variable independiente es x=(Λ)⁻² y la variable dependiente y=($\Gamma\Lambda$)⁻¹

$$b = \frac{\lambda \cos \theta * e}{n^3 r_{eff} sig(q) \cos(2\theta)}$$
(5.2)

$$m = \frac{\lambda \cos \theta \varepsilon}{n^3 r_{eff} sig(q) \cos 2\theta} * \frac{N_D}{N_D (N_D - N_A)}$$
(5.3)

Para estimar el valor del coeficiente electro-óptico efectivo r_{eff} . y la densidad efectiva de trampas $N_D/(N_D N_D N_A))$ es necesario conocer los paramertos *b* y *m*, para este fin se transformaron las tabulaciónes de la ganancia exponencial a las nuevas variables (Λ)⁻² vs, ($\Gamma\Lambda$)⁻¹ (tabla 5.1) y se realizó un ajuste de regresión lineal como se muestra en la figura 5.20

1/∆^2 (1/m^2)	1/ГА (m/m)	
73672056037	3317.6495	
2.24865E+11	3096.91893	
8.86103E+11	3969.81318	
1.77108E+12	3737.92861	
2.31148E+12	3710.36099	
2.50473E+12	3721.9064	
3.33697E+12	3839.9622	
4.981E+12	3798.37076	
8.88468E+12	4391.91972	

Tabla 5.1 Cambio de variable para la muestra reducida al grabar con luz láser con longitud deonda de 514 nm





2	Musstra	h	100	Reff	ND(ND-NA)/ND
70	muestra	υ	т	(pmv v)	(1/m)
	"As				
488	Grown"	2774.07017	1.8687E-10	-14.609	2.31262E+22
nm	Reducido	3625.85688	3.38216E-11	-11.177	1.6701E+23
	Oxidado	3543.27997	1.25058E-10	-11.438	4.41387E+22
	"As				
496	Grown"	2934.7396	3.66523E-10	-14.036	1.24737E+22
nm	Reducido	3707.65877	6.11803E-11	-11.110	5.40659E+22
	Oxidado	3630.66944	9.58721E-11	-11.345	5.89958E+22
	"As				
514	Grown"	1359.97237	1.09884E-09	-31.388	1.92806E+21
nm	Reducido	3435.19266	1.06833E-10	-12.426	5.00927E+22
	Oxidado	4470.00686	9.2638E-11	-9.5498	7.51702E+22

Los parámetros obtenidos para todas las muestras y en todas las longitudes de onda se presentan en la tabla 5.2

Tabla 5.2 Parámetros estimados para las muestras cristalinas "As Grown", reducida y oxidada

5.6 Análisis y discusión de resultados

Las gráficas obtenidas muestran que la respuesta fotorrefractiva de los cristales de LiNbO₃, en específico la ganancia exponencial, puede ser descrita mediante el modelo presentado en el capítulo 4. La expresión (4.12) predice la existencia de un valor de Λ que optimiza al parámetro Γ . Este punto óptimo se comprobó en los tres tipos de muestras monocristalinas, para todas las longitudes de onda empleadas en la grabación de rejillas fotorrefractivas. Adicionalmente se pudo comprobar la existencia de un segundo punto "máximo" muy notorio en la curva de Γ vs Λ para una de las muestras analizadas.

5.6.1 Análisis de la muestra "As Grown"

Se eligió analizar primero la muestra "As Grown" que carece de alteraciones en su estructura electrónica excepto por aquellas ocasionadas por las impurezas de la especie dopante, Rutenio (Ru).La información que muestran las gráficas de las figuras 5.16 a 5.18 para el cristal "As Grown" puede concentrarse en la gráfica de la figura 5.21. Un aspecto importante es la existencia de un punto máximo en la curva Γ vs Λ . Este aspecto se amplia en la gráfica de la figura 5.22 para brindar mayor detalle.







65

De la Figura 5.22 se observa que en la región del dominio de Λ comprendida entre 0.25 μ m y 0.75 μ m se encuentran dos máximos para cada una de las longitudes de onda empleadas en el proceso de grabado. También se observa que en todas las curvas del cristal "As Grown" el valor Γ se aproxima a cero al decrecer el valor de Λ (aumentar θ , ángulo de incidencia). Una inspección más detallada revela que las curvas de Γ para el caso de λ de los haces de grabado igual a 488 nm y 514 nm son muy semejantes. Entre los dos máximos correspondientes existe un corrimiento hacia la izquierda para el caso del grabado con λ =488 nm con respecto a la curva obtenida para λ =514 nm, aunado a ello existe una pequeña diferencia en magnitud. La curva Γ Vs Λ correspondiente a λ =496 nm, aunque presenta un comportamiento similar, es decir posee dos máximos, se diferencia de las otras dos curvas (514 nm y 488 nm) porque la distancia entre sus dos máximos es menor cuando se le compara con la distancia entre los máximos de las otras dos el esta curva son menos pronunciadas que en los casos de λ =488 nm y λ =514 nm.

5.6.2 Análisis de la muestra Oxidada

Las ganancias Γ como función del espaciamiento entre franjas de las rejilas (Λ) obtenidas para la muestra oxidada se reúnen en la figura 5.23, aquí se puede apreciar que también en este cristal aparece un segundo máximo, sin embargo, la magnitud de Γ alrededor de esta región, es prácticamente imperceptible. También es importante notar que los valores de Γ en cada punto de las tres curvas (514 nm, 496 nm y 488 nm) son muy similares entre sí al igual que sus pendientes. El cambio importante consiste en que el máximo absoluto se ha corrido a la región Λ <0.5 μ m. Sería un error suponer que la ganancia exponencial puede aumentar indiscriminadamente al reducir el espaciamiento entre franjas (aumento de θ , ángulo de incidencia). Se trata más bien de un corrimiento a la izquierda en el eje de las abscisas donde desafortunadamente el espacio físico disponible para la realización del experimento limitó el ángulo de incidencia hasta un valor máximo de 65°, haciendo imposible la grabación de rejillas con menor periodo espacial que permitieran ver el punto máximo y el consecuente decrecimiento de la curva.

Un aspecto compartido entre la muestra "As Grown" y la muestra Oxidada es que en ambos cristales el valor máximo de Γ se obtuvo con el acoplamiento de haces láser con 496 nm de longitud de onda. La diferencia entre el valor máximo de Γ obtenido con luz láser de 496 nm y el valor máximo de Γ obtenido con luz de 514 nm es aproximadamente un 18%.



5.6.3 Análisis de la muestra reducida

Como se comentó anteriormente, una de las muestras de LiNbO₃:Ru fue sometida a un tratamiento térmico de reducción, esto con la finalidad de modificar la estructura electrónica del material e investigar su influencia en el grabado de rejillas fotorrefractivas. La gráfica de la figura 5.24 muestra que para valores de Λ mayores a 0.5 µm, la respuesta del cristal ante la estimulación con las diferentes longitudes de onda es prácticamente la misma. El rango Λ >0.5 µm corresponde a un ángulo de incidencia θ < 28°, no obstante, en este rango de operación no se encuentra la respuesta óptima del cristal.

Al grabar una rejilla fotorreractiva en el cristal reducido con luz láser de 514 nm de longitud de onda se logra el acoplamiento óptimo entre haces (Γ =6.78 cm⁻¹) cuando el ángulo de incidencia de uno de los haces respecto a la dirección normal que define el plano incidente es de 50° aproximadamente, que corresponde a un espaciamiento entre franjas Λ =0.335 µm. En el caso de ángulos de incidencia mayores a 50° la ganancia exponencial decrece nuevamente, que no ocurre si el cristal se graba con luz láser de 496 nm ó 488 nm de longitud de onda. En ambos casos Γ muestra un comportamiento monotono, aumentando al decrecer Λ (ó crecer θ). Sin embargo, debe notarse también el hecho de que el máximo valor medido para Γ al grabar la rejilla con luz de 496 nm de longitud de onda se incrementa aproximadamente en un 17% con respecto al valor óptimo obtenido con luz de 514 nm. A su vez, el valor máximo de Γ obtenido en el mismo cristal reducido con luz de 488 nm, superó en un 32% al valor máximo que se obtiene con luz de 514 nm de longitud de onda.

Nuevamente, el hecho de que en la curva Γ Vs Λ correspondiente a 514 nm exista un punto máximo bien definido y a diferencia de lo que sucede en las otras curvas es de nuevo un indicador de que la longitud de onda de la frecuencia de la luz de grabado produce un corrimiento en el valor máximo de Γ hacia valores menores del espaciamiento entre franjas.




5.7 Comparación de tiempos de formación au

El tiempo de formación que se estimó del ajuste numérico a las curvas de evolución temporal (figuras 5.4 a la 5.12) se presenta ahora en forma tabulada;

LiNbO3 "As Grown"	λ (nm)	au(s)	-	LiNbO3 Oxidado	λ (nm)	au(s)		LiNbO3 Reducido	λ (nm)	au(s)
	488	2190			488	460			488	900
	496	8000			496	510			496	1100
	514	5800			514	680			514	580

Las figuras 5.25 a 5.27 muestran en forma gráfica. La misma información.



Figura 5.25 Variación de los tiempos de formación de la rejilla fotorrefractiva con la longitud de onda de los haces de grabado en la muestra Reducida.



Figura 5.26 Variación de los tiempos de formación de la rejilla fotorrefractiva con la longitud de onda de los haces de grabado en la muestra Oxidada.



Figura 5.27 Variación de los tiempos de formación de la rejilla fotorrefractiva con la longitud de onda de los haces de grabado en la muestra "As Grown".

5.8 Comparación del acoplamiento Γ

De igual manera se presenta en forma gráfica la variación de la ganancia exponencial Γ , con la longitud de onda de los haces de grabado. Para esta figura se eligió un ángulo de 23º que corresponde al mismo ángulo de incidencia que se empleó en la elaboración de las figuras 5.4 a 5.12. La figura 5.28 demuestra que en todas las muestras cristalinas la variación de Γ con λ tiene el mismo comportamiento con el ángulo de incidencia mencionado.



Figura 5.28 Variación de la ganancia exponencial con la longitud de onda de los haces de grabado en las tres distintas muestras cristalinas de LiNbO₃:Ru

5.9 Comparación de la densidad de trampas

Para que el efecto fotorrefractivo pueda ocurrir en un material se requiere la existencia de niveles donadores y/o aceptores dentro del gap o brecha de energía prohibida de la matriz cristalina, a mayor número de niveles presentes, mayor cantidad de portadores de carga que pueden ser fotoexcitados a la banda de conducción, esto se manifiesta como una carga espacial mayor que da origen a un campo eléctrico inducido más intenso y con ello un mejor acoplamiento. De la tabla 5.2 se extraen los datos para comparar de manera gráfica la dependencia que existe entre la densidad efectiva de trampas con la longitud de onda de la luz de grabado y como afecta el tratamiento térmico al que se somete la muestra.





5.10 Conclusiones

De los resultados obtenidos en este trabajo se encontró que, la respuesta fotorrefractiva de la muestras de LiNbO₃:Ru es diferente ante la estimulación con luz láser de distinta longitud de onda y depende también del tratamiento térmico al cual se ha sometido la muestra. Los resultados muestran que el parámetro Γ presenta un comportamiento no lineal al variar la longitud de onda de la luz empleada para grabar rejillas fotorrefractivas. La figura 5.28 muestra que cuando el ángulo de incidencia es de 23º el acoplamiento óptimo en todas las muestras ocurre al estimularlas con luz láser de 496 nm de longitud de onda. La muestra "As Grown" fue siempre el medio que promovió el mejor acoplamiento entre haces, no únicamente cuando el ángulo de incidencia es de 23º, en promedio, la ganancia exponencial en la muestra "As Grown" fue 20% mayor que en la muestra reducida y un 24% mayor que en la muestra oxidada.

Entre longitudes de onda λ , la diferencia promedio del valor de Γ en cada muestra resultaron ser de 38% en la muestra "As Grown", 30% en la muestra oxidada y 13% en la muestra reducida.

En resumen, la ganancia exponencial más alta o el mejor acoplamiento entre haces se obtuvo para la muestra "As Grown" y es también esta muestra la que exhibe mayor variación en la respuesta fotorrefractiva cuando se le estimula con diferente longitud de onda λ , esto es un reflejo de la existencia del segundo máximo en la curva Γ vs Λ de dicha muestra.

El modelo $\Gamma = g(\Lambda)$ presentado en el capítulo 4, en la ecuación 4.12 no incluye de manera explicita a la frecuencia o longitud de onda de la luz empleada para grabar rejillas fotorrefractivas. Los resultados obtenidos en este trabajo indican que si existe una dependencia de la magnitud de Γ con λ y que además se observa un corrimiento del valor máximo hacia Λ menores al disminuir λ . Surge entonces la necesidad de cambiar el modelo de la ecuación 4.12 por uno que incluya el parámetro λ , los resultados de este trabajo sugieren que este modelo puede tener la forma funcional:

$$\Gamma = f(\lambda)g(\Lambda - z(\lambda))$$

La comprobación de esta hipótesis requiere de estudios adicionales a las muestras de LiNbO₃:Ru con más de tres diferentes longitudes de onda, que incluyan frecuencias que vayan desde el ultravioleta hasta el infrarrojo. Tarea que habrá de completarse una vez que se cuente con el equipo necesario para ello.

De igual importancia es hacer notar el hecho de que la muestra Oxidada siempre mostró el acoplamiento entre haces más débil y que la muestra Reducida promovió la eliminación del segundo punto máximo en la curva Γ vs Λ , mostrando con ello un comportamiento más regular, mejor descrito por el modelo estándar $\Gamma = g(\Lambda)$.

Por otro lado los resultados obtenidos muestran que la rapidez de respuesta de las distintas muestras de LiNbO₃:Ru también depende fuertemente del tratamiento térmico al que fueron sometidas. Hemos observado que el cristal reducido es el que presentó una rapidez de respuesta mayor en comparación con el cristal oxidado y el "As Grown".

Finalmente, se encontró que la rapidez de respuesta de los cristales "As Grown", oxidado y reducido depende también de la longitud de onda de los haces de grabado de la rejilla fotorrefractiva. Aun cuando sólo se consideraron tres longitudes de onda diferentes en los experimentos con cada uno de los cristales, es claro que esta si influye en el tiempo de formación de la rejilla fotorrefractiva. A saber, el comportamiento no monótono en los casos de los cristales Reducido y "As Grown", al incrementar la longitud de onda de la luz es muy semejante. Sin embargo, el cristal oxidado exhibe un comportamiento que muestra un incremento monótono con un incremento en la longitud de onda de los haces de grabado distinto al caso de los cristales reducido y "As Grown". Claramente habrá que confirmar este comportamiento completando en el futuro este estudio, al realizar el grabado de las rejillas fotorrefractivas en cristales de LiNbO₃:Ru utilizando longitudes de onda distintas a las empleadas en este trabajo.

Referencias Introducción y Capítulo 5

[1] R. Fujimura, T. Shimura, and K. Kuroda "Nonvolatile holographic recording in Ru doped $LiNbO_3$ crystals" OSA Trends in Optics and Photonics Series, 87, 660-665, (2003).

[2] T. Zhang, B. Wang, S. Fang, Y, Zaho, F. Ling and W. Xu "Influence of the postgrowth treatment on the holographic storage properties of In:Fe: LiNbO₃" Optik 115, No. 5, 197-200 (2004)

[3] Y. Guo, L. Liu, D. Liu, Z. Chai and R. Zhu "Effect of wavelength of sensitizing light on holographic storage properties in LiNbO₃:Fe:Ni cristal", Optik ISSN 0030-4026 CODEN OTIKAJ, vol. 117, n°9, 431-436 (2006).

Referencias Capítulo 2

[1] A. Ashkin, G.D. Boyd, J.M. Dziedzic, R.G. Smith, A.A. Ballaman, J.J. Levinstein y K. Nassau, "Optically induced refractive index inhomogeneities in $LiNbO_3$ and $LiTaO_3$ ", J. App. Phys. Lett. 25, 233 (1966).

[2] F.S. Chen, "Optically induced change of refractive indices in LiNbO3 and LiTaO3.", J. Appl. Phys. 40, 3389-3396 (1969).

[3] J.B. Thaxter, "ELECTRICAL CONTROL OF HOLOGRAPHIC STORAGE IN STRONTIUM-BARIUM NIOBATE", Appl. Phys. Lett. 15, 210 (1969).

[4] W.D. Johnson, "Optical Index Damage in $LiNbO_3$ and Other Pyroelectric Insulators", J. Appl. Phys. 41, 3279 (1970).

[5] J.J Amodei, "Holographic recording in lithium niobate", RCA Rev. 32, 185-198 (1971).

[6] S.L. Hou, R.B. Lauer y R.E Aldrich, "Transport processes of photoinduced carriers in Bi₁₂SiO₂₀", J. Appl. Phys. 44, 2652-2658 (1973).

[7] T.J. Hall, R. Jaura, L.M. Connors y P.D. Foote, "The Photorefractive effect –A review-", Prog. Quant. Electr. 10, 77-146 (1985).

[8] A.M. Glass, D. Von der Linde yT.J. Negran, "High-voltage bulk photovoltaic effect and the photorefractive process in $LiNbO_3$ ", Appl. Phys. Lett 25, 233 (1974).

[9] N.V. Kukhtarev, V.B. Markov, S.G. Odulov y V.L. Vinetskii, "Holographic storage in electrooptic crystals. I. Steady state" Ferroelectrics 22, 949-960 (1979).

[10] J. Feinberg, D. Heiman, A.R.Tanguay Jr. y R.W. Hellwarth, J. Appl. Phys. 51, 1297-1305 (1980).

[11] Ph. Dittrich, G. Montemezzani, P. Bernascani y P. Günter, "Dynamical light induced waveguides by interband photorefraction", OSA Trends in Optics & Photonics 27, 538-544 (1990).

[12] A. Yariv, "Phase-conjugate optics and real time holography", IEEE J. Quantum Electron. 14, 650-660 (1978).

[13] P. Günter, "Holography, coherent light amplification and optical conjugation with photorefractive materials", Phys. Rep. 93, 199 (1982).

[14] F.S. Chen , J.T. LaMacchia y D.B. Fraser, "Holographic storage in Lithium Niobate", Appl. Phys. Lett. 13, 223-225 (1968).

[15] Sayano et al 1988

[16] J. E. Ford, Y. Fainman, and S. H. Lee, "Time integrating interferometry using photorefractive fanout," *Optics Letters* 13, 856-858, 1988.

[17] Huignard & Herrau "Time average holographic interferometry with photoconductive electrooptic Bi₁₂SiO₂₀ crystals", Applied Optics, 16, 2796-2798 (1977)

[18] Magnusson et al "Two-dimensional phase-conjugate imaging of atomic distributions in flames by degenerate four-wave mixing", Optics Letters, 14, 563-565 (1987)

[19] G. A. Rakuljic and V. Leyva, "Volume holographic narrow- band optical filter," Opt. Letters 18, 459 – 461 (1993).

Referencias Capítulo 3

[1] N.V. Kukhtarev, V.B. Markov, S.G. Odulov y V.L. Vinetskii, Ferroelectrics 22, 949-960 (1979)

[2] T.J. Hall, R. Jaura, L.M. Connors y P.D. Foote, "The Photorefractive effect –A review-", Prog. Quant. Electr. 10, 86-88 (1985).

[3] Ali Adibi,* Karsten Buse,† and Demetri Psaltis, "Two-center holographic recording", J. Opt. Soc. Am, 18 (2001)

Referencias Capitulo 4

[1] D.W. Vahey "A nonlinear coupled-wave theory of holographic storage in ferroelectric materials", J. Appl. Phys. 46, 3510-3515 (1975).

[2] A. Marrakchi, J.P. Huignard and P. Gunter, "Diffraction efficiency and energy transfer in two wave mixing experiments with Bi12SiO20 crystals', J. Appl. Phys. 24, 131-138 (1981).

[3] J.M. Heaton, P.A. Mills, E.G.S. Pige, L. Solymar and T. Wilson, 'Diffraction efficiency an angular selectivity of volume phase holograms recorded in photorefractive materials", Opt. Acta, 31, 8885-8901 (1984).

[4] G. Montemezzani, M. Ingold, H. Looser and P. Gunter, "Multiple Photorefractive gratings in Ce doped LiNbO3 and KNbO3 crystals" Ferroelectrics 92, 281-27 (1989).

[5] H. Kogelnik "Coupled wave theory for thick hologram gratings", Bell Sist. Tech. J. 4, 2909-2947 (1969).

[6] N.V. Kukhtarev, V.B. Markov, S.G. Odulov, M.S. Soskin and V.L. Vinetskii, "Holographic storage in electrooptic crystals. I. Steady state". Ferroelectrics 22, 949-960 (1979).