

**Centro de Investigación Científica y de
Educación Superior de Ensenada**



**Efectos de Acoplamiento Vectorial de Ondas en Medios
con No Linealidad Óptica de Tercer Orden**

TESIS

DOCTORADO EN CIENCIAS

CARLOS TORRES TORRES

ENSENADA BAJA CFA, MEXICO ENERO DE 2006

TESIS DEFENDIDA POR

Carlos Torres Torres

Y APROBADA POR EL SIGUIENTE COMITÉ



Dr. Anatolii Khomenko Filatova
Director del Comité



Dr. Alfonso García Weidner
Miembro del Comité



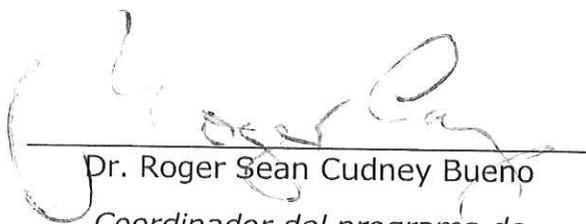
Dr. Raúl Rangel Rojo
Miembro del Comité



Dr. Serguei Stepanov
Miembro del Comité



Dr. Israel Rocha Mendoza
Miembro del Comité



Dr. Roger Sean Cudney Bueno
*Coordinador del programa de
posgrado en **



Dr. Raúl Ramón Castro Escamilla
Director de Estudios de Posgrado

20 de Enero de 2006

CENTRO DE INVESTIGACIÓN CIENTÍFICA Y DE EDUCACIÓN
SUPERIOR DE ENSENADA



PROGRAMA DE POSGRADO EN CIENCIAS
EN ÓPTICA CON ORIENTACIÓN
EN OPTOELECTRÓNICA

**Efectos de acoplamiento vectorial de ondas en medios con no
linealidad óptica de tercer orden**

TESIS

que para cubrir parcialmente los requisitos necesarios para obtener el grado de

DOCTOR

Presenta:

Carlos Torres Torres

Ensenada, Baja California a Enero del 2006.

RESUMEN de la tesis de Carlos Torres Torres, presentada como requisito parcial para obtener el grado de DOCTOR en ciencias en ÓPTICA con orientación en OPTOELECTRÓNICA. Ensenada, B. C. Enero del 2006.

Efectos de acoplamiento vectorial de ondas en medios con no linealidad óptica de tercer orden

Resumen aprobado por:



Dr. Anatolii Khomenko Filatova

Director de Tesis

Se presenta un estudio experimental y teórico de interacción de ondas de luz en medios ópticos con índice de refracción no lineal. Por lo general la luz polarizada no sólo induce en estos medios un cambio de índice de refracción, sino también modifica su birrefringencia. Así, la polarización de la luz puede ser un factor esencial para controlar importantes características de la interacción de las ondas en medios ópticos no lineales. Ya que la descripción de los efectos asociados con la polarización de la luz obliga a la presentación de las ondas electromagnéticas en forma vectorial, los efectos en que interfiere la polarización son conocidos en la literatura como efectos vectoriales. Un análisis teórico de interacción de dos haces degenerados en medios isotrópicos con índice de refracción no lineal nos permitió demostrar la posibilidad de una amplificación de señales ópticas en procesos de acoplamiento de dos ondas en medios con efecto Kerr óptico. La parte experimental del presente proyecto está enfocada en la investigación de autodifracción vectorial de dos ondas en medios isotrópicos con efecto Kerr óptico. En base a los experimentos realizados se propone un método relativamente simple que permite revelar los mecanismos físicos de no linealidad de índice de refracción a través de la medición de una razón de intensidades de autodifracción para dos diferentes polarizaciones de ondas que interactúan en un medio óptico. Se muestra teóricamente y experimentalmente que con la interferencia de dos haces con polarizaciones ortogonales, de la cual resulta una modulación de polarización pero no de intensidad, se induce una rejilla que provoca la autodifracción de luz en un medio Kerr. Los resultados de este trabajo incluyen también el desarrollo de un método basado en la medición de la intensidad de autodifracción que permite estimar el valor del efecto Kerr en cristales cúbicos y que aplicamos para la investigación del cristal $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$.

Palabras clave: Óptica no lineal, efecto Kerr óptico, autodifracción vectorial.

ABSTRACT of the thesis presented by **Carlos Torres Torres**, as a partial requirement to obtain the **SCIENCE DOCTOR** degree in **OPTICS** with orientation in **OPTOELECTRONICS**. Ensenada, B. C. 20th. January 2006.

Vectorial wave coupling effects in third order nonlinear optical media

Abstract approved by:



Dr. Anatolii Khomenko Filatova

Thesis director

A theoretical and experimental study of the wave interaction in optical media with nonlinear of index refraction is presented. In general the polarized light induces in nonlinear media not only a change of the refractive index but also it changes the birefringence. Therefore, the polarization of the light is an important factor that controls the nonlinear wave interaction. Since the description of the effects associated with the light polarization obliges that the electromagnetic waves must be presented as vectors, such effects are known in literature as vectorial effects. The theoretical analysis of vectorial interaction of two degenerated waves has allowed us to demonstrate the possibility of the optical signal amplification in isotropic media possessing the optical Kerr effect. The experimental part of the project was focused on the research of vectorial self-diffraction of two waves of such media. The results of the theoretical and experimental analyses have allowed us to propose a new relatively simple method based on the two wave vectorial self-diffraction that reveals the physical mechanism of optical nonlinearity. It has been demonstrated theoretically and experimentally that the interference of two waves with orthogonal polarizations in the nonlinear Kerr media results in a diffraction grating, which provokes the light self-diffraction, even in the case when only polarization is modulated but not the light intensity. A method based on vectorial self-diffraction has been developed that permits measurement of the Kerr effect value in the vectorial self-diffraction experiment. This method was used to estimate the Kerr effect value in the cubic $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ crystal.

Keywords: Nonlinear optics, optical Kerr effect, vectorial self-diffraction.

*Qué inusual fortuna se vuelve
conocer anticipadamente nuestro destino;
pero qué dicha tan interminable es
querer a alguien incluso antes de conocerle.*

*A mis padres Reydezel y Mireya,
y a mis hermanos Reydezel, David y Alejandro.
Naturalmente ustedes son mis mejores consejeros.
Esta tesis es para ustedes.*

Tabla de Contenido

Capítulo	Página
Resumen	II
Abstract	III
Agradecimientos	V
Lista de Figuras	VIII
I. Introducción	1
I.1. Antecedentes	1
I.2. Objetivos	7
I.3. Estructura de la tesis	7
II. El efecto Kerr óptico	9
II.1. Introducción	9
II.2. Dependencia entre el índice de refracción y la intensidad luminosa	12
II.2.1. Tensor de susceptibilidad de tercer orden	13
II.3. Mecanismos físicos que dan origen a un índice de refracción no lineal	17
III. Acoplamiento y autodifracción vectorial de dos ondas en medios Kerr	23
III.1. Introducción	23
III.2. Teoría de acoplamiento y autodifracción de ondas en rejillas de volumen	24
III.3. Discusión	34
III.4. Teoría de acoplamiento y autodifracción de ondas para el régimen de Raman-Nath.	35
IV. Metodología experimental para la investigación de autodifracción vectorial	38
IV.1. Introducción	38
IV.2. Descripción del arreglo experimental	39
IV.2.1. Interferómetro para la mezcla de ondas de alta energía	39
IV.3. Alineación del arreglo experimental	42
IV.3.1. Alineación del láser	42
IV.3.2. Alineación de los elementos del interferómetro	42
IV.3.3. Observación del máximo contraste de las franjas de interferencia de los pulsos luminosos	43
IV.3.4. Localización de los haces autodifractados	44
IV.3.5. Alineación de los elementos para la fotodetección	44
IV.3.6. Fluencia máxima de energía de pulso soportada por los elementos del esquema experimental	46
IV.4. Proceso de medición	47
IV.4.1. Etapas de procesamiento de los datos	47

Tabla de Contenido (Continuación)

Capítulo	Página
IV.4.2. Medición de la intensidad de autodifracción ante la variación de la posición de la muestra no lineal	47
IV.4.3. Medición de la eficiencia autodifractiva ante la variación de la intensidad aplicada	49
IV.4.4. Medición de la eficiencia autodifractiva ante la variación de la polarización	51
V. Método para la revelación de mecanismos físicos de índice de refracción no lineal mediante autodifracción vectorial	54
V.1. Introducción	54
V.2. Teoría	55
V.3. Descripción del método	61
V.3.1. Experimentos	61
V.4. Discusión	62
VI. Investigación del efecto Kerr óptico en cristales $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$	68
VI.1. Introducción	68
VI.2. Experimentos que justifican la presencia del efecto Kerr en el cristal BSO	70
VI.3. Metodología para la medición de $ \chi^{(3)} $ con pulsos Gaussianos y resultados de medición en el BSO	73
VI.3.1. Relación entre eficiencia de difracción por ondas planas y por pulsos gaussianos	73
VI.3.2. Medición de $ \chi^{(3)} $ en BSO	78
VI.4. Investigación teórica de amplificación en medios ópticos Kerr	81
VII. Conclusiones	86
Bibliografía	90
Apéndice A.	97

Lista de Figuras

Figura	Página
1. Un periodo Λ de modulación de polarización de luz en la región de interferencia de dos haces con polarizaciones lineales ortogonales.	28
2. Esquema del experimento del mezclado de dos ondas donde existe autodifracción.	29
3. Diagrama de los vectores de propagación de los haces incidentes y autodifractados	30
4. Ganancia de onda de señal débil vs. ángulo entre las orientaciones de las polarizaciones de los dos haces de grabado.	33
5. Esquema experimental para la investigación de autodifracción.	39
6. Voltaje en el fotodetector FD1 al capturar la energía de un pulso láser vs. tiempo	45
7. Intensidad de autodifracción vs. desplazamiento de la muestra a través de la zona de interferencia de las dos ondas.	49
8. Energía del primer orden de difracción $\mathbf{W}^{(1)}$ vs. Energía total que incide en el medio no lineal. \mathbf{W}_T	50
9. Logaritmo de la energía del primer orden de difracción $\mathbf{W}^{(1)}$ vs. logaritmo de la energía total que incide en el medio no lineal. \mathbf{W}_T	51
10. Intensidad de luz autodifractada vs. ángulo entre las polarizaciones de los haces de grabado.	52
11. Eficiencia autodifractiva η de dos ondas en un medio óptico con índice de refracción no lineal vs. ángulo α entre planos de polarización de las dos ondas. Para polarización electrónica, $M = \frac{1}{9}$. La polarización de la onda de referencia es paralela al eje x . (a) Las intensidades de los componentes de la polarización lineal de la onda de señal autodifractada, paralelo (\parallel) y ortogonal (\perp) a la polarización de la onda de referencia. (b) Lo mismo que en (a) pero para la onda de referencia.	58
12. Similar a la Fig.11 pero para orientación molecular $M = \frac{9}{16}$	59
13. Similar a la figura anterior pero para electrostricción $M = 0$	60
14. Resultados experimentales de la eficiencia autodifractiva η de dos ondas en CS_2 vs. ángulo α entre planos de polarización de las dos ondas. La polarización de la onda de referencia paralela al eje x . (a) Las intensidades de los componentes de la polarización lineal de la onda de señal autodifractada, paralelo (\parallel) y ortogonal (\perp) a la polarización de la onda de referencia. (b) Lo mismo que en (a) pero para la onda de referencia.	63

Lista de Figuras (Continuación)

Figura	Página
15. Resultados experimentales de la eficiencia autodifractiva η de dos ondas en CS_2 vs. ángulo α entre planos de polarización de las dos ondas. Rejilla de volumen. La polarización de la onda de referencia es paralela al eje x . (a) Las intensidades de los componentes de la polarización lineal de la onda de señal autodifractada, paralelo (\parallel) y ortogonal (\perp) a la polarización de la onda de referencia. (b) Lo mismo que en (a) pero para la onda de referencia.	65
16. Resultados numéricos de autodifracción de dos ondas en CS_2 . a) Componentes ortogonales del primer orden de autodifracción de S, relación R:S=1:4, b)Componentes ortogonales del primer orden de autodifracción de R, relación R:S=1:3.	66
17. Intensidad del haz difractado como función del ángulo entre orientaciones de las polarizaciones lineales de las dos ondas que interactúan en el cristal BSO.	72
18. Intensidades de los componentes ortogonal (a) y paralelo (b) del haz difractado. Las curvas suaves representan los resultados numéricos. . .	73
19. Eficiencia de autodifracción en BSO vs. el ángulo entre polarizaciones de los haces.	79
20. Eficiencia de autodifracción en CS_2 vs. el ángulo entre polarizaciones de los haces.	80
21. Factor de ganancia como una función del ángulo de polarización a la entrada para las fluencias: (1) 30; (2) 60 MW/cm^2	82
22. Eficiencia difractiva de la rejilla fotorrefractiva con enriquecimiento debido al efecto Kerr óptico. (1) La fluencia es 30 MW/cm^2 ; (2) 60 MW/cm^2 . La línea punteada muestra la eficiencia difractiva sin enriquecimiento.	85

Capítulo I

Introducción

I.1. Antecedentes

El presente proyecto se dedica a la investigación de fenómenos ópticos no lineales en líquidos y cristales cúbicos. La óptica es una rama de la física que describe el comportamiento y las propiedades de la luz y su interacción con la materia. La óptica no lineal es una rama de la óptica que se encarga del estudio de la luz en medios no lineales; esto es, medios en que la polarización \mathbf{P} depende de manera no lineal con el campo eléctrico \mathbf{E} de la luz. Como resultado, varios parámetros del medio óptico, tales como el índice de refracción y el coeficiente de absorción son dependientes de la intensidad, mientras que en óptica lineal estos parámetros son independientes de la intensidad luminosa. Para expresar la polarización que es inducida por luz en un medio dieléctrico en óptica lineal escribimos [Boyd, 1992],

$$\mathbf{P} = \chi_L \mathbf{E}, \quad (1)$$

mientras que en óptica no lineal [Boyd, 1992],

$$\mathbf{P} = \chi^{(1)} \mathbf{E} + \chi^{(2)} \mathbf{E}\mathbf{E} + \chi^{(3)} \mathbf{E}\mathbf{E}\mathbf{E} + \dots = \mathbf{P}_L + \mathbf{P}_{NL}, \quad (2)$$

donde \mathbf{P} representa la polarización macroscópica del medio para una longitud de onda específica relacionada con el campo eléctrico local \mathbf{E} ; $\chi^{(1)} = \chi_L$ es un tensor de rango dos que describe la polarización lineal \mathbf{P}_L ; los valores de $\chi^{(2)}$ y $\chi^{(3)}$ corresponden a

las susceptibilidades no lineales que caracterizan a la polarización no lineal \mathbf{P}_{NL} [Boyd, 1992].

En la literatura, en general, el segundo término del lado derecho de la ecuación (2) se refiere a la polarización no lineal de segundo orden, mientras que el tercer término se refiere a la polarización no lineal de tercer orden [Shen, 1984]. Los procesos físicos que ocurren como resultado de estos términos son diversos y diferentes. La no linealidad de segundo orden es responsable de la generación del segundo armónico; es decir, la duplicación de la frecuencia óptica, y la generación de ondas por suma y diferencia de frecuencias para amplificación y oscilación paramétrica. El término de tercer orden figura en fenómenos tales como la generación del tercer armónico, el esparcimiento de Raman, el esparcimiento de Brillouin, la conjugación óptica de fase y el autoenfocamiento.

La velocidad de la luz cambia cuando ésta se propaga a través de medios diferentes. El modo de este cambio es el índice de refracción n , de tal manera que $v = c/n$ [Boyd, 1992], donde v es la velocidad de la luz en el medio y c es la velocidad de la luz en el vacío. Para materiales que poseen una no linealidad de tercer orden, el índice de refracción está relacionado con la susceptibilidad óptica del medio a través de la relación $n_0^2 = 1 + 4\pi\chi$ [Boyd, 1992]. Por lo que la polarización del medio puede tener una dependencia no lineal con la amplitud de la luz, y así el índice de refracción puede ser dependiente de la intensidad de la luz. Este efecto se denomina como índice dependiente de la intensidad o índice de refracción no lineal. En la mayoría de los materiales ópticos no lineales el índice de refracción puede ser expresado de la forma [Boyd, 1992],

$$n = n_0 + n_2 I, \quad (3)$$

donde n_0 representa el índice de refracción en campo débil, y es el caso en que n es prácticamente igual a n_0 ; I es la intensidad de la luz en el medio y n_2 es una constante

del material que se denomina como índice de refracción no lineal, n_2 .

El valor de n_2 es proporcional a distintos componentes del tensor de susceptibilidad óptica no lineal de tercer orden $\chi^{(3)}$. Esencialmente la parte real de $\chi^{(3)}$ está relacionada con el efecto Kerr óptico; mientras la parte imaginaria de $\chi^{(3)}$ se relaciona con la absorción de dos fotones o la absorción saturada. Conocer a $\chi^{(3)}$, y al índice de refracción no lineal ha generado un significativo interés como objeto de investigación básica y desarrollo tecnológico [Tyson y Jennings, 1991]. Grandes esfuerzos han sido realizados para la determinación de susceptibilidades de tercer orden. Diferentes técnicas han sido utilizadas para medir $\chi^{(3)}$, como el Zscan [Sheik-Bahae *et al*, 1990]; mezclado de cuatro ondas [Friberg y Smith, 1987], [Adair *et al*, 1997], [Shen, 1986]; generación de tercer armónico [Maker y Terthune, 1965], [Hermann, 1973]; interferometría no lineal [Moran *et al*, 1975], [Boudebs *et al*, 2001]; rotación de elipse [Owyoung, 1973]; elipsometría no lineal [Volle *et al*, 2000]; espectroscopía Raman [Akihama *et al*, 1993]; holografía [Rodríguez *et al*, 2005]; medición de distorsión de haz [Williams *et al*, 1984]; y experimentos fotoacústicos [Bae *et al*, 1982]. La investigación de los parámetros ópticos de los materiales con respuesta no lineal han permitido el desarrollo de varias aplicaciones. Entre ellas están la espectroscopía no lineal, la conmutación óptica, el procesamiento de señales, y las compuertas lógicas completamente ópticas, entre otras. Todas las aplicaciones están basadas en el efecto del cambio de índice de refracción relacionado con $\chi^{(3)}$, el cual permite modular la fase de ondas ópticas intensas y en algunos casos producir una modulación de amplitud como consecuencia de la difracción.

Varios efectos físicos pueden contribuir al cambio no lineal del índice de refracción. El efecto Kerr óptico es resultado directo de la no linealidad de la polarización de tercer orden y por ello depende linealmente de la intensidad óptica. Este efecto es atribuido a la parte real de $\chi^{(3)}$ y se caracteriza por presentarse cuando la interacción de la luz con el material se encuentra fuera de resonancia. Puede ser producido en un

tiempo ultrarrápido por una deformación de la nube electrónica del material o por una reorientación molecular en un medio ópticamente isotrópico constituido de moléculas anisotrópicas en estado desordenado. En un medio con efecto Kerr óptico, como por ejemplo el bien conocido disulfuro de carbono CS_2 , el tiempo de respuesta de esta reorientación es del orden de picosegundos [Sutherland, 1996].

Para interacciones cerca de resonancia, cuando es importante el valor de la parte imaginaria de $\chi^{(3)}$, en el medio se presenta una absorción de energía luminosa suficientemente alta, los elementos que constituyen el medio no son suficientes para efectuar una absorción lineal de la luz, y así puede ocurrir un efecto no lineal conocido como absorción de dos fotones o en otros casos saturación de absorción. Estos efectos están asociados con un índice de refracción no lineal.

Otro tipo de efecto asociado con absorción de luz ocurre como un efecto térmico que en realidad es un efecto compuesto. Cuando sucede la absorción en un tiempo prolongado, sucede un calentamiento seguido de una expansión térmica; esto produce evidentemente un cambio de índice. Este efecto puede ser producido en tiempos de respuesta cortos si la energía depositada en el material es suficientemente grande, pero es irreversible cuando la luz provoca cambios permanentes en las propiedades físicas o químicas de los materiales, como por ejemplo, la ablación o la alteración en la composición química y en la densidad del medio. Cabe mencionar que el tiempo de respuesta de la absorción de los materiales puede efectuarse en tiempos cortos o ultracortos, y varía de acuerdo a los procesos físicos asociados a dicho evento, tales como la formación de ondas térmicas, ondas de evaporación u ondas de choque dentro del medio. Por último, mencionamos el efecto fotorrefractivo, el cual es un efecto no lineal que proviene de la combinación de varios efectos y en contraste con los demás efectos aquí mencionados, éste proporciona un cambio del índice que depende no de la intensidad de la luz sino de una amplitud de modulación espacial de la intensidad. Este efecto es un efecto no local

porque el cambio de índice en un punto depende de lo que sucede en puntos a su alrededor, y se considera nulo cuando el medio fotorrefractivo es iluminado uniformemente. La característica importante del efecto fotorrefractivo es que puede ser observado con intensidades muy bajas pero en un tiempo de respuesta lento.

El presente trabajo está enfocado en una investigación de fenómenos vectoriales asociados con la no linealidad óptica de tercer orden, y en particular con cambios no lineales de índice de refracción. La ecuación (3) describe el cambio de índice de refracción en forma escalar. Sin embargo, la mayoría de los mecanismos arriba mencionados no sólo provocan un cambio del índice sino además modifican o inducen una birrefringencia en medios no lineales, sean isotrópicos o anisotrópicos. Es conveniente entonces que la forma general de la dependencia del índice sea representada en forma tensorial, y además, que la ecuación de onda que describe la propagación de la luz en el medio posea forma vectorial, para así determinar no sólo cambios de la amplitud o de la fase sino también los de la polarización de la luz.

Por su simplicidad, numerosas técnicas de medición y control han basado su explicación en la teoría escalar del acoplamiento de haces de luz [Prasad y Williams, 1991]. Sin embargo, en los últimos años han surgido reportes manifestando que por los efectos de la naturaleza vectorial de la luz, esto es cuando la polarización de la luz y la birrefringencia inducida en el medio óptico son los factores de importancia en el experimento, nuevos efectos no lineales pueden ser encontrados y utilizados.

Las propiedades vectoriales de la interacción no lineal de la luz con materiales ópticos se reconoció en los primeros años de estudio de los fenómenos no lineales. El ejemplo clásico del efecto no lineal vectorial es una rotación de la elipse de la polarización en un medio isotrópico con no linealidad tipo Kerr [Maker *et al*, 1964], el cual por muchos años ha sido utilizado como una fuerte herramienta para la investigación de medios no lineales [Boyd, 1992], [Sutherland, 1996]. Luz intensa con polarización elíptica induce

una birrefringencia circular en un medio, esto significa que los dos componentes de polarización circular de luz se propagan con velocidades diferentes, de lo cual resulta una rotación de la elipse de la polarización a lo largo de la trayectoria de propagación de la onda en el medio no lineal [Menyuc, 1989].

Desde hace algunos años la investigación de acoplamiento de ondas de luz le ha dado gran importancia a los fenómenos vectoriales; nuevas teorías han sido desarrollados sobre distintos experimentos, entre otros, el mezclado de dos ondas [Rocha y Khomenko, 2004], el mezclado de cuatro ondas [Bouchal y Perina, 1998], la conjugación vectorial de fase [Ficher *et al*, 1986], [Hall *et al*, 1990], [Wilson *et al*, 1990], el mezclado por la quema espacial de huecos [Stepanov *et al*, 2005], o la amplificación bidireccional de señales debida a efectos vectoriales con rejillas locales en cristales fotorrefractivos [Rocha y Khomenko, 2002].

Una cualidad importante que demanda la mayoría de las aplicaciones de la amplificación de señales de luz es el tiempo en que se efectúa la transferencia de energía requerida. Los valores típicos del tiempo de respuesta de los materiales ópticos con no linealidad de Kerr están entre 10^{-13} y 10^{-15} s. Tales medios incluyen un gran variedad de materiales ópticos como los vidrios, cristales, líquidos, y polímeros. La gran velocidad de respuesta de estos materiales los hace muy atractivos para su aplicación en varios dispositivos ópticos y ha estimulado durante mucho tiempo las actividades de investigación en el área de la óptica no lineal. Diversos reportes indican la posibilidad de obtener a gran velocidad la amplificación de señales debido al acoplamiento de haces en medios isotrópicos [Sánchez, 1992], [Gutiérrez-Castrejón *et al*, 1998]; y con polarizaciones arbitrarias [Khoo, 1990], [Khoo y Tabiryan, 1990], [Khoo *et al*, 1992], [Petrov y Belic, 1994], [Eichler *et al*, 1997].

En esta tesis presentamos una investigación acerca de las propiedades vectoriales del

acoplamiento y la autodifracción de ondas en medios con efecto Kerr óptico. Mostramos resultados teóricos que indican la posibilidad para obtener amplificación de luz en medios Kerr con tiempos ultrarrápidos y con propiedades vectoriales interesantes. Dada la importancia de la determinación vectorial del índice de refracción no lineal, desarrollamos un método experimental que permite la elucidación de los mecanismos físicos de respuesta no lineal en medios con efecto Kerr óptico. Además desarrollamos un método para medir el índice de refracción no lineal y lo aplicamos a un cristal fotorrefractivo en el que descubrimos que posee un considerable efecto Kerr óptico.

I.2. Objetivos

Los puntos más importantes que definen la dirección de esta tesis son :

- 1) La investigación de la autodifracción vectorial de luz en medios con efecto Kerr óptico.
- 2) El desarrollo de un método que mediante la detección luz autodifractada polarizada permite revelar mecanismos físicos que dan origen al índice de refracción no lineal.
- 3) El desarrollo de un método que mediante la detección luz autodifractada polarizada permite calcular $|\chi^{(3)}|$.

I.3. Estructura de la tesis

El capítulo I contiene una introducción al tema de investigación que en esta tesis se aborda, además incluye el objetivo y la estructura de la tesis.

El capítulo II se refiere al efecto Kerr óptico con un énfasis en los mecanismos físicos por los cuales ocurre.

El capítulo III trata sobre la teoría de acoplamiento y autodifracción vectorial de dos ondas en medios Kerr. Se muestra teóricamente la posibilidad de obtener amplificación producida por la mezcla de dos ondas que inciden en un medio Kerr.

En el capítulo IV se describen los métodos experimentales para la detección de luz autodifractada polarizada.

En el capítulo V se propone un método de investigación de mecanismos físicos que dan origen al índice de refracción no lineal. Este método se basa en la medición de dos componentes de intensidad de luz autodifractada polarizada.

En el capítulo VI se indica la presencia del efecto Kerr óptico en cristales fotorrefractivos, en este capítulo se muestran resultados experimentales sobre este efecto en el cristal cúbico BSO. Además se presenta un método experimental para la caracterización de $|\chi^{(3)}|$ con resultados para el BSO. Este método se basa en la detección de una serie de pulsos de intensidad de luz autodifractada polarizada.

En el capítulo VII se presentan las conclusiones de la tesis. Al final se encuentra la literatura citada y un apéndice donde están escritos explícitamente los factores de acoplamiento para las ecuaciones de ondas acopladas utilizadas en esta investigación.

Capítulo II

El efecto Kerr óptico

II.1. Introducción

La teoría ondulatoria considera a la propagación de la luz en medios materiales como un fenómeno de transporte de energía en forma de ondas electromagnéticas. La descripción matemática para las ondas de luz que viajan a través de medios dieléctricos, en ausencia de cargas y libre de corrientes, está contenida en las ecuaciones de Maxwell [Saleh y Teich, 1991],

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (4)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}, \quad (5)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = 0, \quad (6)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (7)$$

donde c representa la velocidad de la luz en el vacío, \mathbf{r} es la coordenada espacial y t la temporal, $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ representa el campo eléctrico, $\mathbf{H}(\mathbf{r}, t)$ el campo magnético, $\mathbf{D}(\mathbf{r}, t)$ la densidad de flujo eléctrico y $\mathbf{B}(\mathbf{r}, t)$ la densidad de flujo magnético. La relación entre estas magnitudes en un medio no magnético puede escribirse mediante las ecuaciones

constitutivas [Saleh y Teich, 1991],

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}, \quad (8)$$

$$\mathbf{B} = \mathbf{H}, \quad (9)$$

donde \mathbf{P} representa la densidad de polarización y ϵ_0 es la permitividad en el vacío.

Mediante las ecuaciones (4-7) es posible obtener la ecuación de onda que gobierna la propagación de la luz en un medio [Boyd, 1992],

$$\left[\nabla \times (\nabla \times) + \frac{n}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right] \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = -\frac{4\pi n}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{P}(\mathbf{r}, t), \quad (10)$$

donde n es el índice de refracción en el medio.

La interacción de la luz con un material da lugar a términos no lineales en \mathbf{P} . Para el caso de un medio no dispersivo asumimos que tanto $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ como $\mathbf{P}(\mathbf{r}, t)$ pueden ser representados por un conjunto de ondas planas asociadas a los diferentes componentes de frecuencia del campo. Para $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ tenemos [Boyd, 1992]:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \sum_l \mathbf{E}_l(\mathbf{k}_l, \omega_l) \quad (11)$$

$$= \sum_l E_l e^{i(\mathbf{k}_l \cdot \mathbf{r} - \omega_l t)}, \quad (12)$$

aquí E_l es la amplitud de campo eléctrico l independiente del tiempo, ω_l representa la frecuencia óptica de la onda, \mathbf{k}_l es el vector de onda.

Consideremos un medio no lineal de tercer orden para el cual es posible representar $\mathbf{P}(\mathbf{r}, t)$ como:

$$\mathbf{P}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{P}^{(1)}(\mathbf{r}, t) + \mathbf{P}^{(3)}(\mathbf{r}, t), \quad (13)$$

La ecuación (13) es una forma de expresar que \mathbf{P} consta de una parte lineal $\mathbf{P}^{(1)}(\mathbf{r}, t)$ y una no lineal $\mathbf{P}^{(3)}(\mathbf{r}, t)$. Representando a \mathbf{P} por un conjunto de ondas planas asociadas a los diferentes componentes de frecuencia del campo tenemos que $\mathbf{P}^{(1)}(\mathbf{r}, t)$ es [Boyd, 1992]:

$$\mathbf{P}^{(1)}(\mathbf{r}, t) = \sum_l \mathbf{P}_l^{(1)}(\mathbf{k}_l, \omega_l) \quad (14)$$

$$= \epsilon_0 \sum_l \chi^{(1)}(\omega_l) \cdot \mathbf{E}_l(\mathbf{k}_l, \omega_l), \quad (15)$$

aquí $\chi^{(1)}(\omega_l)$ es la susceptibilidad óptica lineal; mientras que $\mathbf{P}^{(3)}(\mathbf{r}, t)$ es [Boyd, 1992]:

$$\mathbf{P}^{(3)}(\mathbf{r}, t) = \sum_m \mathbf{P}_m^{(3)}(\mathbf{k}_m, \omega_m), \quad (16)$$

$$= \sum_m P^{(3)} e^{(\mathbf{k}_m \cdot \mathbf{r} - i\omega_m t)}, \quad (17)$$

$$= \epsilon_0 \sum_m \chi_{jkl}^{(3)}(\omega_l) \cdot \mathbf{E}_j(\mathbf{k}_j, \omega_j) \mathbf{E}_k(\mathbf{k}_k, \omega_k) \mathbf{E}_l(\mathbf{k}_l, \omega_l). \quad (18)$$

aquí $\chi_{jkl}^{(3)}(\omega_l)$ es la susceptibilidad óptica no lineal de tercer orden.

La constante de permitividad dieléctrica se define como [Boyd, 1992]:

$$\epsilon^{(1)}(\omega_l) = 1 + 4\pi\chi^{(1)}(\omega_l). \quad (19)$$

Mediante el uso de las ecuaciones (11-19) en la ecuación (10) y las ecuaciones (4-7), es posible obtener [Boyd, 1992] :

$$\left[\nabla \times (\nabla \times) - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon^{(1)} \right] \mathbf{E}_l(\mathbf{k}_l, \omega_l) = \frac{4\pi\omega^2}{c^2} \mathbf{P}_m^{(3)}(\mathbf{k}_m, \omega_m = \omega), \quad (20)$$

suponiendo que con $\mathbf{P}^{(3)}(\mathbf{k}_m, \omega_m = \omega) = \mathbf{P}^n(\mathbf{k}_m, \omega)$ es la polarización no lineal resultado del producto $\mathbf{E}_1(\mathbf{k}_1, \omega_1) \cdots \mathbf{E}_n(\mathbf{k}_n, \omega_n)$, entonces con n campos $\mathbf{E}_l(\mathbf{k}_l, \omega_l)$ habrá n correspondientes ecuaciones de onda similares a la ecuación (20), que en nuestro caso con $n = 3$ en conjunto formarán 4 ecuaciones acopladas.

II.2. Dependencia entre el índice de refracción y la intensidad luminosa

La presencia de la susceptibilidad no lineal ante la propagación de ondas luminosas concierne a diferentes efectos que producen cambios en el índice de refracción. Como indicamos en el capítulo anterior, para muchos materiales el índice de refracción puede ser descrito mediante la ecuación $n = n_0 + n_2 I$, donde es posible observar que el índice de refracción n puede aumentar o disminuir al incrementarse la intensidad óptica I . La intensidad I puede escribirse como [Boyd, 1992]:

$$I = \frac{n_0 c}{8\pi} E^2, \quad (21)$$

y por esta razón a este efecto se le denomina efecto Kerr óptico, por analogía con el conocido efecto electroóptico Kerr, en el cual el índice de refracción de un material cambia proporcionalmente al cuadrado del campo eléctrico de aplicado.

El efecto Kerr es un efecto relacionado con la susceptibilidad no lineal de tercer orden. Los índices de refracción lineal y no lineal en un medio tipo Kerr pueden expresarse [Boyd, 1992]:

$$n_0 = (1 + 4\pi\chi^{(1)})^{1/2}, \quad (22)$$

$$n_2 = \frac{12\pi^2 \operatorname{Re}(\chi_{eff}^{(3)})}{n_0^2 c}, \quad (23)$$

aquí $\chi_{eff}^{(3)}$ representa el valor efectivo de la susceptibilidad óptica de tercer orden y n_2 es una constante denominada índice de refracción no lineal.

II.2.1. Tensor de susceptibilidad de tercer orden

La polarización no lineal está relacionada con una propiedad característica en cada material, denominada susceptibilidad óptica no lineal. En un material con no linealidad óptica de tercer orden se representa por un tensor $\chi^{(3)}$ de rango 4. El valor de sus elementos permite calcular la no linealidad del índice de refracción de un medio sobre el que se propaga una onda intensa de luz en cierta dirección. Hay 81 elementos tensoriales que componen a $\chi^{(3)}$, pero hay sólo algunos elementos que no son cero dependiendo de la simetría del medio [Butcher, 1965]. En un material amorfo tal como el vidrio, un gas, o un vapor podemos aproximar $\chi_{eff}^{(3)} = \chi_{1111}$. Ya que la respuesta óptica para cada uno de los ejes coordenados debe ser equivalente, los valores la susceptibilidad presentan ciertas propiedades de simetría y suman 21 elementos que no son cero de $\chi^{(3)}$, así [Boyd, 1992],

$$\chi_{1111}^{(3)} = \chi_{2222}^{(3)} = \chi_{3333}^{(3)},$$

$$\chi_{1122}^{(3)} = \chi_{1133}^{(3)} = \chi_{2211}^{(3)} = \chi_{2233}^{(3)} = \chi_{3311}^{(3)} = \chi_{3322}^{(3)},$$

$$\chi_{1212}^{(3)} = \chi_{1313}^{(3)} = \chi_{2323}^{(3)} = \chi_{2121}^{(3)} = \chi_{3131}^{(3)} = \chi_{3232}^{(3)},$$

$$\chi_{1221}^{(3)} = \chi_{1331}^{(3)} = \chi_{2112}^{(3)} = \chi_{2332}^{(3)} = \chi_{3113}^{(3)} = \chi_{3223}^{(3)}. \quad (24)$$

Es posible ver que los 21 elementos listados arriba son los únicos que no son cero de $\chi^{(3)}$, ya que éstos son los únicos elementos que poseen la propiedad de que cada índice cartesiano (1,2 ó 3) que aparece al menos una vez aparece un número par de veces. Un índice no puede aparecer un número impar de veces ya que, por ejemplo, $\chi_{1222}^{(3)}$ daría una respuesta en la dirección \hat{x}_1 debido a un campo aplicado en la dirección \hat{x}_2 . Esta respuesta se debe desvanecer en un material isotrópico, ya que no hay razón por la que la respuesta debe ser en la dirección \hat{x}_1 en lugar de en la dirección $-\hat{x}_1$ [Boyd, 1992].

Los cuatro tipos de elementos que no son cero que aparecen en la ecuación (24) no son independientes y en un medio ópticamente isotrópico están relacionados mediante [Boyd, 1992]:

$$\chi_{1111}^{(3)} = \chi_{1122}^{(3)} + \chi_{1212}^{(3)} + \chi_{1221}^{(3)}, \quad (25)$$

es posible obtener este resultado sabiendo que el valor esperado de la polarización no lineal debe ser el mismo que el calculado en dos sistemas coordenados diferentes que están rotados uno con respecto del otro por una cantidad arbitraria [Boyd, 1992].

Considerando la simetría que describe la ecuación (24), y la relación dada por (25), es posible ver que se cumple [Boyd, 1992]:

$$\chi_{ijkl}^{(3)} = \chi_{1122}^{(3)} \delta_{ij} \delta_{kl} + \chi_{1212}^{(3)} \delta_{ik} \delta_{jl} + \chi_{1221}^{(3)} \delta_{il} \delta_{jk}, \quad (26)$$

aquí δ_{ij} es la delta de Kronecker, la cual está definida de tal modo que $\delta_{ij} = 1$ para $i = j$ y $\delta_{ij} = 0$ para $i \neq j$ [Boyd, 1992]. Entonces para el efecto Kerr en un medio ópticamente isotrópico, esto es un medio cuyas propiedades ópticas no dependen de la dirección de la propagación de la luz se tiene [Boyd, 1992]:

$$\chi_{ijkl}^{(3)} = \chi_{1122}^{(3)} (\delta_{ij}\delta_{kl} + \delta_{ik}\delta_{jl}) + \chi_{1221}^{(3)} \delta_{il}\delta_{jk}. \quad (27)$$

La polarización no lineal de tercer orden está dada por [Boyd, 1992]:

$$P_i = 3 \sum_{jkl} \chi_{ijkl}^{(3)} E_j E_k E_l. \quad (28)$$

Si introducimos la ecuación (27) en la ecuación (28), encontramos [Boyd, 1992]:

$$P_i = 6\chi_{1122}^{(3)} E_i (\mathbf{E} \cdot \mathbf{E}^*) + 3\chi_{1221}^{(3)} E_i^* (\mathbf{E} \cdot \mathbf{E}). \quad (29)$$

Esta ecuación puede ser escrita en forma vectorial como [Boyd, 1992]:

$$\mathbf{P} = 6\chi_{1122}^{(3)} (\mathbf{E} \cdot \mathbf{E}^*) \mathbf{E} + 3\chi_{1221}^{(3)} (\mathbf{E} \cdot \mathbf{E}) \mathbf{E}^*. \quad (30)$$

En la ecuación (30) es posible observar que la polarización no lineal consiste de dos contribuciones. La primera contribución produce una polarización con la misma dirección que \mathbf{E} , mientras la segunda contribución produce una polarización con la dirección opuesta [Boyd, 1992]. Por simplicidad de notación, introduciendo los coeficientes [Boyd, 1992]:

$$A = 6\chi_{1122}^{(3)}, \quad (31)$$

$$B = 6\chi_{1221}^{(3)}, \quad (32)$$

nos queda :

$$\mathbf{P} = A (\mathbf{E} \cdot \mathbf{E}^*) \mathbf{E} + \frac{1}{2} B (\mathbf{E} \cdot \mathbf{E}) \mathbf{E}^*. \quad (33)$$

Para medios ópticamente isotrópicos como los cristales cúbicos y un proceso electrónico no resonante, el valor de la constante A puede expresarse [Boyd, 1992],

$$A = 3\chi_{1122}^{(3)} + 3\chi_{1212}^{(3)}, \quad (34)$$

Es importante destacar que los valores de A y B guardan una cierta relación de acuerdo al mecanismo físico que produce el efecto de no linealidad. A es igual a B cuando las frecuencias ópticas son mucho más pequeñas que la respuesta resonante del medio, i.e. bajo las condiciones de simetría de Kleinman. Para efectos térmicos o de electrostricción el valor de B es cero debido a la simetría del cambio de índice en el medio. Para respuesta resonante de una transición atómica, la relación entre A y B depende de los números cuánticos de momento angular de dos niveles atómicos, mientras que para un proceso como la orientación molecular fuera de resonancia la relación entre A y B depende de la polarizabilidad en equilibrio térmico de la molécula [Boyd, 1992].

- para orientación molecular [Boyd, 1992]

$$\frac{B}{A} = 6, \quad (35)$$

- para la respuesta electrónica no resonante [Boyd, 1992]

$$\frac{B}{A} = 1, \quad (36)$$

- para electrostricción [Boyd, 1992]

$$\frac{B}{A} = 0. \quad (37)$$

Estos mecanismos se discutirán a continuación en la siguiente sección de texto.

II.3. Mecanismos físicos que dan origen a un índice de refracción no lineal

Dependiendo de diversos factores como por ejemplo la frecuencia de la luz y la amplitud del campo eléctrico que incide en un material, pueden presentarse diferentes procesos físicos a los cuales se les atribuye la presencia de un índice de refracción no lineal. A continuación damos una breve descripción de algunos mecanismos físicos asociados con $\chi^{(3)}$ que dan origen a un índice de refracción no lineal en un medio.

Polarización electrónica

Este mecanismo se refiere a una distorsión de la nube electrónica alrededor del átomo (o molécula) debido a un campo óptico. Si en una interacción no resonante el átomo (o molécula) puede polarizarse fácilmente, éste exhibirá una no linealidad electrónica significativa [Sutherland, 1996].

La susceptibilidad no lineal macroscópica está relacionada a la segunda hiperpolarizabilidad, que es un parámetro microscópico. El momento dipolar microscópico para cualquier material puede, bajo ciertas circunstancias, ser expresado como una expansión de las potencias del campo local situado en el dipolo [Sutherland, 1996]. La segunda hiperpolarizabilidad puede ser calculada a partir de la mecánica cuántica usando la teoría de perturbaciones. Este no es un problema trivial y varios métodos han sido propuestos [Prasad y Williams, 1991]. Algunas técnicas han hecho posible evidenciar las contribuciones a $\chi^{(3)}$ por parte de la polarización electrónica, tales como las que están basadas en detección óptica heterodínea [McMorrow y Lotshaw, 1990], [Kinoshita *et al*, 1995], [Montant *et al*, 1998]; en modulación de fase inducida [Hattori *et al*, 1991]; en interferometría de resolución temporal [Li *et al*, 1996], [Li *et al*, 1994]; y en Zscan [Shiek-Bahae *et al*, 1989], [Wang *et al*, 1994].

Para procesos electrónicos no resonantes en dieléctricos transparentes, típicamente por polarización electrónica no resonante $\chi_{1111}^{(3)} \sim 10^{-14} esu$. Los procesos electrónicos no resonantes son muy rápidos. Su respuesta puede ser estimada como un periodo del movimiento de un electrón alrededor de su núcleo, el cual, de acuerdo con el modelo de Bohr está dado por [Sutherland, 1996]:

$$\tau = \frac{2\pi a_0}{v_e} \quad (38)$$

donde $a_0 = 0.5 \times 10^{-8} \text{ cm}$ es el radio del átomo de Bohr y $v_e = c/137$ es la velocidad típica del electrón. Entonces el tiempo de respuesta típico de este proceso es $\tau = 0.1 \text{ fs}$ [Sutherland, 1996].

Efectos debidos a orientación molecular

En su tensor de polarizabilidad lineal, las moléculas con anisotropía tienden a exhibir un comportamiento óptico isotrópico grupal cuando se encuentran en desorden. Esto es cierto para muchos líquidos, como el CS_2 [Sutherland, 1996]. Cuando un campo eléctrico intenso es aplicado a un sistema de tales características, el momento dipolar de las moléculas experimenta un torque que intenta alinear sus ejes polarizables con el campo aplicado; trabajando en contra de las fluctuaciones térmicas como las colisiones moleculares. Una onda óptica polarizada que incida a lo largo de la trayectoria del campo intenso, experimentará un incremento local del índice de refracción, ya que habrá, en promedio, moléculas más altamente polarizables que cuando el campo intenso está ausente [Sutherland, 1996].

Cuando el campo eléctrico aplicado es dc, este efecto es llamado efecto Kerr. Similarmemente, cuando el campo intenso es debido a una onda óptica, el efecto es llamado efecto Kerr óptico. El sistema responderá no al campo instantáneo sino al promedio del

cuadrado del campo aplicado. Cuando el campo alineador y el campo incidente son el mismo, esto provoca un cambio de índice autoinducido. Cuando la energía del dipolo eléctrico en el campo es pequeña comparada a la energía térmica, el cambio de índice es proporcional a la intensidad multiplicada por un coeficiente de proporcionalidad dado por n_2 , que es típicamente el caso [Sutherland, 1996].

Cuando un campo eléctrico intenso es aplicado al sistema, el sistema tiende a minimizar la energía eléctrica para alinear el eje más polarizable. El resultado es un nuevo equilibrio térmico del sistema de lo cual resulta una birrefringencia inducida. La polarizabilidad promedio del medio es un estado que puede ser calculado asumiendo una distribución de Boltzman de las orientaciones moleculares. Típicamente por reorientación molecular $\chi_{1111}^{(3)} \sim 10^{-12}$ *esu*. Para una molécula de CS_2 asociada a no linealidades por reorientación molecular, el tiempo de respuesta típico es de picosegundos [Sutherland, 1996].

Electrostricción

La electrostricción es un fenómeno que podemos observar bajo la presencia de un campo eléctrico no homogéneo. Esto ocurre, por ejemplo, en la superposición de ondas coherentes que forman un patrón de interferencia de franjas oscuras y brillantes, o a lo largo de la dirección transversal de la propagación de una haz gaussiano muy angosto. Tal campo no homogéneo produce una fuerza en las moléculas o átomos que comprime el material, y a dicha fuerza se le denomina electrostrictiva [Sutherland, 1996]. El efecto de la electrostricción es el origen de diferencias observadas en la medición del índice de refracción no lineal mediante láseres de onda continua y láseres pulsados [Buckland y Boyd, 1996].

La fuerza electrostrictiva es proporcional al gradiente del cuadrado del módulo del campo eléctrico. La constante de proporcionalidad, $\frac{1}{2}\gamma_e$, está dada en términos del

coeficiente electrostrictivo, donde [Sutherland, 1996],

$$\gamma_e = \rho \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \right), \quad (39)$$

con ρ como la densidad de masa y $\varepsilon = \varepsilon_0 n_0^2$. Esta fuerza puede ser comprendida mediante el hecho de que los dipolos inducidos en un medio experimentarán una fuerza traslacional en un campo no uniforme que es proporcional al gradiente del campo (los dipolos no experimentarán dicha fuerza en un campo uniforme, aunque sí pueden experimentar un torque). La fuerza es tal que mueve a los dipolos hacia la región de más alta intensidad. Esto produce un incremento en la densidad local de lo cual resulta un incremento en el índice de refracción local. Así, aun en sistemas de moléculas con isotropía habrá electrostricción [Sutherland, 1996].

El coeficiente de índice de refracción no lineal por electrostricción es proporcional a [Sutherland, 1996]:

$$\chi_{iii}^{(3)} = \frac{1}{\varepsilon_0} \frac{\gamma_e}{\nu_a^2} \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} = \frac{\varepsilon_0}{27 \nu_a^2 \rho} (n_o^2 + 2)^2 (n_o^2 - 1)^2 \quad (40)$$

donde ν_a es la velocidad acústica del medio [Sutherland, 1996]. Típicamente por electrostricción $\chi_{1111}^{(3)} \sim 10^{-12} \text{ esu}$. El tiempo de respuesta típico es del orden de nanosegundos; aproximadamente tres órdenes de magnitud más lento al mecanismo de orientación molecular [Sutherland, 1996].

Contribución térmica

La respuesta térmica es resultado de una secuencia de efectos: absorción lineal seguida de un cambio de temperatura en el medio que se traduce a un cambio en la densidad del medio, y de lo cual resulta un cambio isotrópico de índice de refracción. El cambio de índice de refracción no lineal debido a temperatura puede expresarse como

[Sutherland, 1996]:

$$\Delta n = \frac{dn}{dT} \Delta T, \quad (41)$$

donde dn/dT es llamado el coeficiente termoóptico. En la mayoría de líquidos y sólidos es debido al cambio en la densidad del material (i.e. expansión) por cambios en temperatura. Ya que la densidad decrece conforme se expande y el índice de refracción es proporcional a la densidad, el valor de dn/dT es generalmente negativo; aunque en algunos semiconductores puede ser positivo debido al cambio de la absorción por temperatura asociado a la modificación del ancho de banda de energía prohibida en el material (efecto Franz-Keldich) [Sutherland, 1996].

El índice de refracción no lineal debido a temperatura T puede escribirse como [Sutherland, 1996]:

$$n_2 = \frac{\alpha\tau}{\rho C} \frac{dn}{dT} [m^2/W] \quad (42)$$

donde α es el coeficiente de absorción lineal del material, ρ es la densidad, C el calor específico. La constante de tiempo τ representa el tiempo de la difusión térmica de la transición al estado estable desde el inicio de la iluminación y está relacionado con la propagación de la energía y velocidad del sonido en el medio. Para tiempos cortos comparados con el tiempo de difusión, i.e. $t < \tau$, el tiempo τ en la ecuación (42) tiene que ser reemplazado por el tiempo t , donde t representa el tiempo del evento o el ancho de un pulso láser. La contribución térmica al índice no lineal de refracción puede ser causada incluso en tiempos de $100\mu s$ [Sutherland, 1996]. Por ejemplo, el tiempo de preñado τ determinado por la razón entre un ancho del haz en el punto focal de 21μ y la velocidad del sonido de $1500 m/s$ en el CS_2 es igual a $14ns$ [Ganeev *et al*, 2004], evidentemente para un tiempo determinado existe una dependencia entre el valor de

$\chi^{(3)}$ y la temperatura [Fu-xi *et al*, 1994]. El cambio de índice es proporcional al total de la energía depositada en el medio (i.e. la integral de la intensidad), e incrementa con el tiempo. Entonces el cambio de índice por efectos térmicos es dependiente de la fluencia. El calor específico C multiplicado por la densidad ρ convierte esta energía absorbida en un cambio de temperatura ΔT . El tiempo de decaimiento del efecto térmico puede encontrarse cuando menos dentro de algunos de microsegundos (por ejemplo en el vidrio esto sucede en $1\mu s$), pero depende del coeficiente de difusión térmica del medio y también de la temperatura alcanzada. Típicamente por contribuciones térmicas $\chi_{1111}^{(3)} \sim 10^{-4} esu$ [Sutherland, 1996].

Capítulo III

Acoplamiento y autodifracción vectorial de dos ondas en medios Kerr

III.1. Introducción

Una de las principales contribuciones de la teoría vectorial a la óptica no lineal consiste en el esclarecimiento del papel de la polarización de la luz en la formación de fenómenos asociados con el índice de refracción no lineal. El mezclado de dos ondas (MDO) en materiales ópticos no lineales ha sido un objeto de muchas investigaciones durante las pasadas dos décadas [Boyd, 1992]. Las rejillas inducidas mediante luz láser son consecuencia de la susceptibilidad óptica de tercer orden [Eichler *et al*, 1986]. El principio del MDO está basado en la modificación del índice de refracción de un medio óptico iluminado por dos ondas coherentes cuyos ángulos de incidencia son diferentes. De la interferencia de estas ondas resulta una iluminación no uniforme la cual induce variaciones periódicas del índice de refracción, y éstas a su vez son responsables de la difracción de la luz incidente.

Un fenómeno interesante de la autodifracción es la transferencia de energía entre los haces incidentes. La transferencia de energía permite amplificar las señales débiles que tienen gran importancia para varias aplicaciones.

La amplificación por acoplamiento de dos ondas no es automática, ya que el medio

no lineal debe tener características específicas. La teoría escalar predice la amplificación sólo cuando la rejilla de fase tiene carácter no local, en otras palabras, cuando existe un corrimiento de fase entre el patrón de interferencia y la rejilla de índice de refracción [Boyd, 1992]. Recientemente ha sido desarrollada una teoría para los cristales fotorrefractivos que muestra que esta condición no es obligatoria para el caso de acoplamiento vectorial [Rocha y Khomenko, 2004]. Una de las metas del presente trabajo es ampliar la teoría de amplificación por acoplamiento vectorial de dos ondas para los medios con efecto Kerr óptico. En este capítulo se presentan resultados de un análisis de acoplamiento vectorial y autodifracción en rejillas delgadas y de volumen.

III.2. Teoría de acoplamiento y autodifracción de ondas en rejillas de volumen

Consideramos la interacción en un medio óptico con no linealidad tipo Kerr de dos ondas planas, la onda de señal \mathbf{S} y la onda de referencia \mathbf{R} , con frecuencias ópticas iguales, mutuamente coherentes pero con amplitudes y polarizaciones arbitrarias. Suponemos que la muestra del medio no lineal posee un volumen considerable y la rejilla que se forma por la interferencia de las ondas es considerada como una rejilla de volumen, tomando en cuenta el factor llamado Q , que está dado por [Goodman, 1968]:

$$Q = \frac{2\pi\lambda D}{n_0\Lambda^2}, \quad (43)$$

aquí D el espesor de la rejilla a lo largo de la dirección de propagación de la luz, n_0 es el índice de refracción en el vacío, λ es la longitud de la onda, y Λ es el periodo espacial del patrón de interferencia. Si de los parámetros que se tienen resulta que $Q > 2\pi$ entonces se dice que se opera con una rejilla de volumen, y usualmente a esta condición se le denomina régimen de Bragg; mientras que para el caso en que $Q < 2\pi$ la rejilla

es considerada como una rejilla delgada y se dice que satisface la condición del régimen de Raman-Nath [Goodman, 1968].

En el caso de difracción de Bragg sólo existe transferencia de energía entre ambos haces incidentes y no se forman otros órdenes de difracción debido a la interferencia destructiva dada por la periodicidad de la rejilla [Petrov *et al*, 1991]. Sin embargo cuando D no es bastante grande y no compensa completamente esta interferencia, es posible observar otros órdenes de difracción que son asociados a una rejilla delgada formada en la última capa del material. Pero la característica de esta difracción es que su energía suele ser muy débil en comparación a la energía de los haces incidentes.

Es bien conocido que las ondas con polarización circular no cambian su polarización debido al efecto Kerr óptico [Boyd, 1992]. Por eso para nuestro análisis consideramos conveniente presentar las amplitudes de ondas como la superposición de dos ondas con polarizaciones ortogonales circulares [Boyd, 1992]:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_+ + \mathbf{E}_-, \quad (44)$$

donde, \mathbf{E} es el vector de campo eléctrico, \mathbf{E}_+ y \mathbf{E}_- son los componentes de polarización circular derecha y circular izquierda de la luz.

Para describir la propagación de la onda electromagnética dentro de un medio no lineal utilizamos el vector de polarización no lineal, al cual escribimos en términos de sus componentes circulares como [Boyd, 1992]:

$$\mathbf{P}^{NL} = \mathbf{P}_+ + \mathbf{P}_-, \quad (45)$$

esto es [Boyd, 1992]:

$$\mathbf{P}^{NL} = \chi_+^{NL} \mathbf{E}_+ + \chi_-^{NL} \mathbf{E}_-, \quad (46)$$

donde,

$$\chi_{\pm}^{NL} = A |\mathbf{E}_{\pm}|^2 + (A + B) |\mathbf{E}_{\mp}|^2; \quad (47)$$

utilizamos a χ_{+}^{NL} y a χ_{-}^{NL} para representar las susceptibilidades no lineales efectivas en este caso. Para medios amorfos como líquidos o gases, $A = 6\chi_{1122}^{(3)}$ y $B = 6\chi_{1212}^{(3)}$, donde $\chi_{1122}^{(3)}$ y $\chi_{1212}^{(3)}$ son componentes del tensor de susceptibilidad no lineal de tercer orden del material [Boyd, 1992].

Para encontrar el valor de índice de refracción no lineal para cada componente circular de campo eléctrico, escribimos la ecuación de onda [Boyd, 1992]:

$$\nabla^2 \mathbf{E}_{\pm}(z, t) = -\frac{\varepsilon_{\pm}^{eff}}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}_{\pm}}{\partial t^2}, \quad (48)$$

donde,

$$\varepsilon_{\pm}^{eff} = \varepsilon^{(1)} + 4\pi\chi_{\pm}^{NL}, \quad (49)$$

bajo ciertas aproximaciones la ecuación (48) posee soluciones de la forma de ondas planas propagándose con una velocidad de fase c/n_{+} y c/n_{-} respectivamente, donde $n_{\pm} = \sqrt{\varepsilon_{\pm}^{eff}}$ [Boyd, 1992]. Sustituyendo $n_0^2 = \varepsilon^{(1)}$, es posible encontrar que [Boyd, 1992]:

$$n_{\pm}^2 \simeq n_0^2 + 4\pi\chi_{\pm}^{NL}; \quad (50)$$

y sustituyendo la ecuación (47) en la ecuación (50), obtenemos [Boyd, 1992]:

$$n_{\pm}^2 \simeq n_0^2 + 4\pi (A |\mathbf{E}_{\pm}|^2 + (A + B) |\mathbf{E}_{\mp}|^2), \quad (51)$$

por lo que si realizamos la expansión de la ecuación anterior nos queda [Boyd, 1992],

$$n_{\pm} \simeq n_0 + \frac{2\pi}{n_0} (A |\mathbf{E}_{\pm}|^2 + (A + B) |\mathbf{E}_{\mp}|^2), \quad (52)$$

Como puede observarse de la ecuación (52), existirá una diferencia entre el valor de cada componente circular del índice de refracción no lineal si la polarización de la onda electromagnética no es lineal; esto es, si las componentes de polarización circular de la onda electromagnética no tienen la misma amplitud. Con la no linealidad del medio viene dada una transformación del patrón de interferencia de las ondas incidentes en una rejilla de difracción. En el caso de medios ópticamente isotrópicos, tales como son los líquidos, los gases y los cristales cúbicos, el índice de refracción se puede presentar en la forma de la ecuación (52), la cual muestra que el cambio del índice de refracción depende de la intensidad así como de la polarización de la luz. De lo que se deduce que la rejilla de índice de refracción puede ser inducida en un medio no lineal con tan sólo una modulación espacial de la polarización de la luz. Además podemos notar que con regularidad $n_+ \neq n_-$, en otras palabras, que la rejilla inducida es birrefringente. Mediante la ecuación (52) calculamos la birrefringencia circular debida al cambio de índice de refracción por efecto no lineal, esto es [Boyd, 1992],

$$\Delta n \equiv n_+ - n_- \simeq \frac{2\pi B}{n_0} (|E_-|^2 - |E_+|^2). \quad (53)$$

Usualmente la luz que se difracta por la rejilla birrefringente tiene polarización diferente a la polarización de la luz incidente.

Hay que destacar que la ecuación (53) nos muestra que no se produce birrefringencia circular mediante una onda con polarización lineal, ya que $|E_-|^2 - |E_+|^2 = 0$. Sin embargo una polarización elíptica de la onda puede inducir una birrefringencia circular, es decir, la velocidad de fase de la componente circular derecha es diferente a la velocidad de fase de la componente ortogonal.

El índice de refracción no lineal para medios no isotrópicos puede encontrarse considerando las respectivas propiedades de simetría. Cabe destacar, que aunque las características de los materiales amorfos son diferentes a las de los cristales cúbicos, los cristales cúbicos también muestran isotropía óptica, y por tanto ambos muestran un comportamiento similar en el cambio de índice de refracción no lineal.

En la Fig. 1 se muestra un esquema de los estados de polarización dentro de un periodo Λ de modulación que se forman por la interferencia de dos haces con polarizaciones lineales y mutuamente ortogonales $\pm 45^\circ$ dentro de un plano transversal a la propagación de los haces dentro de un medio dieléctrico.

Por lo general, en el MDO en medios Kerr existe una modulación de la polarización y de la intensidad simultáneamente; ambos efectos pueden ser responsables de una birrefringencia inducida. En el caso extremo en que se presenta exclusivamente la interferencia de dos haces con polarizaciones paralelas, se genera automáticamente dentro del medio una modulación de índice dada por las franjas de intensidad. Otra posibilidad para inducir una rejilla de birrefringencia es la interferencia de dos ondas con polarización ortogonal mutua. En este caso, el patrón de interferencia existe no en forma de

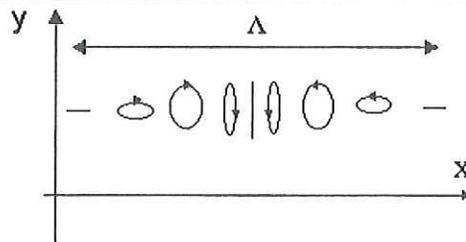


Figura 1: Un periodo Λ de modulación de polarización de luz en la región de interferencia de dos haces con polarizaciones lineales ortogonales.

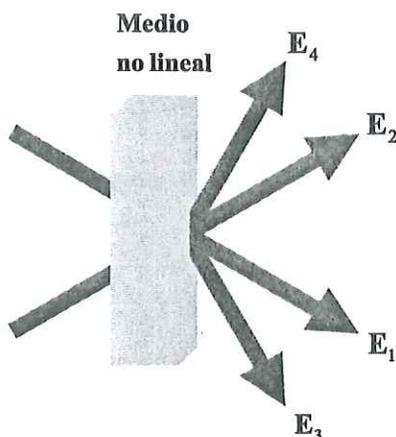


Figura 2: Esquema del experimento del mezclado de dos ondas donde existe autodifracción.

franjas de intensidad sino en forma de franjas de polarización, como una modulación periódica del estado de polarización en el área de traslape de las dos ondas. Cuando existe acoplamiento entre dos haces que entran en un medio no lineal, se produce un patrón de interferencia que induce una birrefringencia en el medio, la modulación espacial de esta birrefringencia la podemos considerar como una rejilla de índice de refracción para cada uno de los modos circulares de polarización. En ambos casos las rejillas generadas son responsables de la difracción de la luz que puede provocar los flujos de energía entre los haces.

Para describir matemáticamente el acoplamiento vectorial con el que podemos calcular la autodifracción y acoplamiento de ondas consideramos como condiciones iniciales dos ondas electromagnéticas coherentes que producen un patrón de interferencia dentro de un medio no lineal. La Fig. 2 muestra esquemáticamente este proceso.

Los vectores de las ondas incidentes y autodifractadas pueden representarse mediante la Fig. 3, donde z es la dirección de propagación, θ es el ángulo geométrico entre los

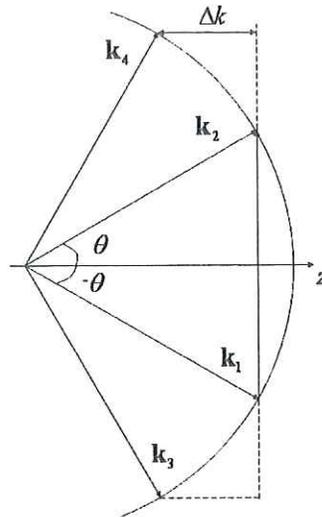


Figura 3: Diagrama de los vectores de propagación de los haces incidentes y autodifractados

haces incidentes cuyos vectores de propagación son \mathbf{k}_1 y \mathbf{k}_2 ; mientras \mathbf{k}_3 y \mathbf{k}_4 corresponden a los haces autodifractados; Δk representa la diferencia entre los vectores de propagación de los haces incidentes y los autodifractados.

Para cualquier naturaleza espacial de los frentes de onda que se propagan a través del medio no lineal podemos utilizar de manera válida la ecuación de Helmholtz que es:

$$\nabla^2 \mathbf{E} = -\frac{n^2 \omega^2}{c^2} \mathbf{E}, \quad (54)$$

presentando la amplitud compleja de la luz como un vector de Jones, $\mathbf{E} = \begin{bmatrix} E_+ \\ E_- \end{bmatrix}$, podemos escribir la ecuación de onda en forma matricial:

$$\nabla^2 \begin{bmatrix} E_+ \\ E_- \end{bmatrix} = -\frac{\omega^2}{c^2} \begin{bmatrix} n_+^2 & 0 \\ 0 & n_-^2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_+ \\ E_- \end{bmatrix}. \quad (55)$$

Asumimos que la amplitud de modulación de índice de refracción es pequeña, entonces la eficiencia de difracción es baja y es válido considerar sólo los dos primeros órdenes de difracción. Teniendo dos ondas incidentes, tenemos dentro y atrás del medio no lineal cuatro ondas, ya que una onda difractada que proviene de cada onda incidente se propaga en dirección de la otra onda incidente. Por lo tanto, el vector de campo eléctrico total en el medio no lineal puede escrito como

$$\mathbf{E} = \sum_{j=1}^4 E_j \exp(i\mathbf{k}_j \cdot \mathbf{r}), \quad (56)$$

donde \mathbf{k}_j es el vector de la onda j y E_j es la magnitud compleja vectorial de la onda j . Tomando en consideración las direcciones de propagación de todas las cuatro ondas según muestra la Fig. ??, podemos escribir en forma explícita

$$\begin{aligned} \mathbf{E} = & E_1 \exp \left[-i \left(\beta z + \frac{Kx}{2} \right) \right] + E_2 \exp \left[-i \left(\beta z - \frac{Kx}{2} \right) \right] + \\ & E_3 \exp \left[-i \left(\beta z - \Delta kz + \frac{3Kx}{2} \right) \right] + E_4 \exp \left[-i \left(\beta z - \Delta kz - \frac{3Kx}{2} \right) \right] \end{aligned} \quad (57)$$

Aquí $K = 2\pi/\Lambda = 2k_0 \sin \alpha$ es el número de onda del patrón de interferencia, donde Λ es el periodo del patrón y α es el ángulo de incidencia, $\beta = k_0 n \cos \alpha'$, α' es el ángulo de propagación de una onda incidente en el medio, y finalmente Δk es la diferencia en constantes de propagación entre el orden cero y el primer orden de difracción.

Al sustituir la ecuación (51) en la ecuación (55) puede encontrarse una solución que describe a cada una de las ondas electromagnéticas que se propagan en el medio no lineal. Podemos asumir que se cumple la aproximación $|\partial^2 E/\partial z^2| \ll |k \partial E/\partial z|$, que la absorción en el medio es despreciable, que el cambio de índice de refracción no lineal es mucho menor a n_0 , y finalmente que las intensidades de las ondas autodifractadas son mucho menores que las ondas de señal y de referencia. Entonces agrupamos los

términos que representan las ondas que se propagan en las cuatro direcciones arriba indicadas y obtenemos ocho ecuaciones para componentes circulares de polarización, así :

$$\frac{d\mathbf{E}_{j\pm}}{dz} = ik_0 \sum_{j=1}^4 T_{jk\pm} E_{j\pm}, \quad (58)$$

aquí T_{jk+} es el factor de acoplamiento de la onda j a la onda k para polarización circular derecha y T_{jk-} corresponde al factor referido a la polarización circular izquierda. Consideramos despreciable el acoplamiento que puede haber de una a otra onda autodifractada. En el apéndice de esta tesis se muestra explícitamente la forma de los factores de acoplamiento $T_{ij\pm}$.

Para describir el caso en que el mezclado se forma por dos ondas de luz linealmente polarizada representamos a los campos eléctricos de cada onda con un vector de Jones. Seguidamente resolvemos numéricamente las ecuaciones acopladas (58) por el método de diferencias finitas y podemos obtener una solución para las dos ondas que se propagan a través del medio óptico no lineal.

Definimos la ganancia de amplificación G para el MDO en un medio Kerr como,

$$G = \frac{I_o}{I_i}, \quad (59)$$

donde I_i e I_o representan respectivamente el valor de intensidad de una onda antes y después de propagarse a través del medio. En la Fig. 4 se muestran resultados de cálculos teóricos de la ganancia de amplificación G de una onda de señal débil en un medio tipo Kerr para diferentes intensidades de luz. El ángulo geométrico entre los haces es 1.1° , la longitud del material es $1mm$, $\lambda = 532nm$, la razón entre los haces es $1 : 100$, y $n_2 = 3 \times 10^{-14} cm^2/W$. Las polarizaciones de ambos haces son lineales.

La transferencia de energía que sucede entre las ondas cuando la intensidad de la

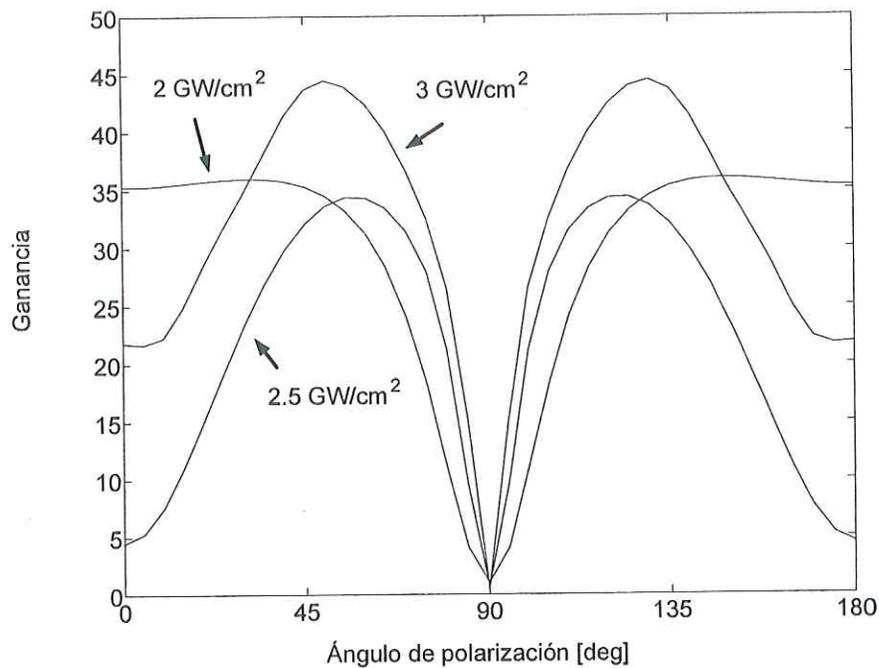


Figura 4: Ganancia de onda de señal débil vs. ángulo entre las orientaciones de las polarizaciones de los dos haces de grabado.

luz aplicada no alcanza las unidades de los GW/cm^2 no permite observar amplificación. Sin embargo, como podemos notar por estos resultados de cálculos teóricos mostrados en la gráfica, es posible obtener amplificación en altas intensidades además de que la orientación de las polarizaciones de las ondas que se requiere para obtener la máxima transferencia de energía puede depender de la intensidad de la luz aplicada en un medio Kerr.

tiempo de respuesta del material. Para muchos medios conocidos esto es del orden de picosegundos.

III.4. Teoría de acoplamiento y autodifracción de ondas para el régimen de Raman-Nath.

Consideramos la interacción en un medio óptico con no linealidad tipo Kerr de dos ondas planas, la onda de señal \mathbf{S} y la onda de referencia \mathbf{R} , con frecuencias ópticas iguales, mutuamente coherentes pero con amplitudes y polarizaciones arbitrarias. Suponemos que la muestra del medio no lineal es delgada, posee un espesor d y satisface a la condición de difracción de Raman-Nath $Q < 2\pi$, permitiendo así observar varios órdenes de difracción [Petrov *et al*, 1991]. Una solución para el mezclado de cuatro ondas donde hay tres ondas incidentes ha sido ya reportada con anterioridad [Wright y Meystre, 1985]. Nosotros calculamos la amplitud vectorial de la luz después de la muestra como el producto entre la amplitud de la luz incidente y la matriz de Jones que representa la transmitancia de la muestra,

$$\mathbf{E}(x, D) = \widehat{T}(x)\mathbf{E}(x, 0), \quad (60)$$

donde $\mathbf{E}(x, 0)$ es un vector que representa la amplitud compleja de la luz a la entrada de la muestra, que en nuestro caso es una suma de dos ondas planas $\mathbf{S}(x, 0)$ y $\mathbf{R}(x, 0)$ con ángulos de incidencia θ y $-\theta$, respectivamente. El patrón de interferencia y por consecuencia la rejilla inducida en el medio no lineal tiene un periodo $\Lambda = \lambda/2 \sin \theta$. La matriz $\widehat{T}(x)$ es diagonal cuando los vectores \mathbf{S} y \mathbf{R} están representados como los componentes de polarización circular S_+ , S_- , R_+ , y R_- , en este caso

$$\widehat{T}(x) = \begin{bmatrix} \exp[-i\psi_+(x)] & 0 \\ 0 & \exp[-i\psi_-(x)] \end{bmatrix}, \quad (61)$$

donde los incrementos de fase de los componentes de polarización se pueden escribir en la forma [Goodman, 1968] :

$$\psi_{\pm}(x) = \psi_{\pm}^{(0)} + \psi_{\pm}^{(1)} \cos \frac{2\pi x}{\Lambda}. \quad (62)$$

Utilizando la ecuación (51) encontramos que para el MDO en un medio Kerr donde $\mathbf{E} = \mathbf{S} + \mathbf{R}$, $\psi_{\pm}^{(0)}$ está dada por :

$$\psi_{\pm}^{(0)} = \frac{4\pi^2 d}{n_0 \lambda} [A (|S_{\pm}|^2 + |R_{\pm}|^2) + (A + B) (|S_{\mp}|^2 + |R_{\mp}|^2)], \quad (63)$$

mientras $\psi_{\pm}^{(1)}$ es :

$$\psi_{\pm}^{(1)} = \frac{4\pi^2 d}{n_0 \lambda} [AS_{\pm}R_{\pm}^* + (A + B)S_{\mp}R_{\mp}^*]. \quad (64)$$

Para calcular las amplitudes de los distintos órdenes de difracción, se escribe la amplitud $\mathbf{E}(x, D)$ como una serie de Fourier usando la expresión [Spiegel, 1998] :

$$\exp(i\psi \cos Kx) = \sum i^m J_m(\psi) \exp(imKx), \quad (65)$$

donde $K = 2\pi/\Lambda$ es el número de onda de la rejilla inducida y $J_m(\psi)$ es una función Bessel de orden m . También usamos una propiedad de las funciones de Bessel $J_{-m} = (-1)^m J_m$ [Spiegel, 1998]. Para los órdenes cero de difracción, es decir para las ondas \mathbf{S} y \mathbf{R} transmitidas, obtenemos :

$$S_{\pm}^{(0)} = \left[J_0(\psi_{\pm}^{(1)}) S_{\pm} + iJ_1(\psi_{\pm}^{(1)}) R_{\pm} \right] \exp(-i\psi_{\pm}^{(0)}), \quad (66)$$

$$R_{\pm}^{(0)} = \left[J_0 \left(\psi_{\pm}^{(1)} \right) R_{\pm} - iJ_1 \left(\psi_{\pm}^{(1)} \right) S_{\pm} \right] \exp \left(-i\psi_{\pm}^{(0)} \right). \quad (67)$$

Asimismo obtenemos los dos primeros órdenes de difracción :

$$S_{\pm}^{(1)} = \left[iJ_1 \left(\psi_{\pm}^{(1)} \right) S_{\pm} - J_2 \left(\psi_{\pm}^{(1)} \right) R_{\pm} \right] \exp \left(-i\psi_{\pm}^{(0)} \right), \quad (68)$$

$$R_{\pm}^{(1)} = \left[-iJ_1 \left(\psi_{\pm}^{(1)} \right) R_{\pm} - J_2 \left(\psi_{\pm}^{(1)} \right) S_{\pm} \right] \exp \left(-i\psi_{\pm}^{(0)} \right). \quad (69)$$

Las ecuaciones (66)-(69) permiten calcular las amplitudes y las polarizaciones de las ondas transmitidas y autodifractadas para el caso de las polarizaciones arbitrarias de ondas incidentes al medio no lineal. Asimismo se pueden obtener las expresiones para los órdenes superiores de difracción. En el capítulo V utilizaremos las ecuaciones aquí calculadas para comparar nuestros resultados teóricos con los datos de nuestros experimentos.

Capítulo IV

Metodología experimental para la investigación de autodifracción vectorial

IV.1. Introducción

La metodología experimental que se presenta en este capítulo fue desarrollada en base a diversos experimentos preliminares que nos permitieron seleccionar procedimientos adecuados y un arreglo experimental óptimo para realizar una investigación acerca de autodifracción vectorial. Se utilizó un láser Nd:YAG con pulsos de nanosegundos como fuente de luz. Las intensidades que fue posible alcanzar aseguraron sólo efectos de autodifracción débiles; con una relación aproximada de intensidad $1 : 10^{-5}$ entre las ondas incidentes y las autodifractadas. Como resultado, las principales dificultades en el desarrollo experimental fue la necesidad de detectar señales frecuentemente enmascaradas por esparcimiento de luz en los elementos ópticos del arreglo experimental. Otro problema fue la inestabilidad de la energía de los pulsos. Como consecuencia de estas condiciones, en los experimentos resultaron notables fluctuaciones de energía del haz autodifractado.

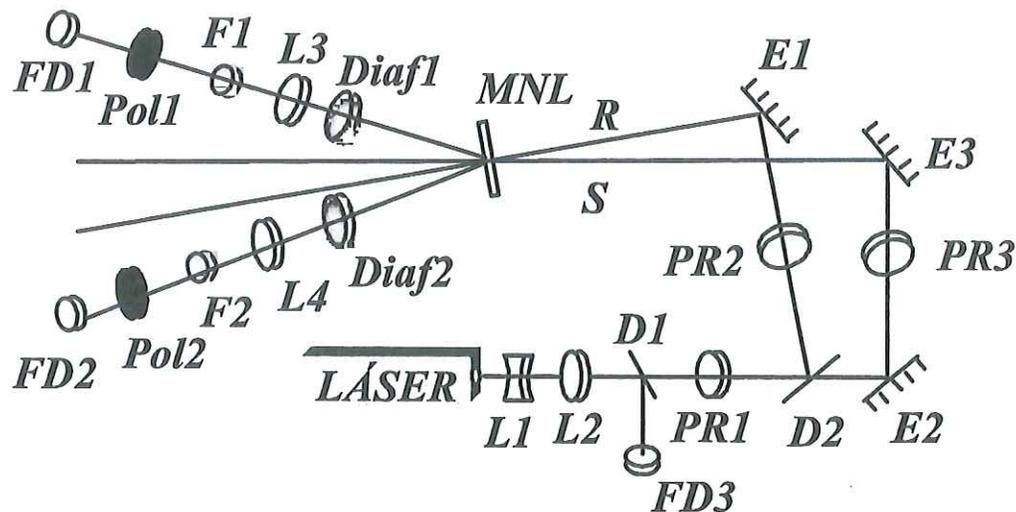


Figura 5: Esquema experimental para la investigación de autodifracción.

IV.2. Descripción del arreglo experimental

IV.2.1. Interferómetro para la mezcla de ondas de alta energía

En la Fig. 5 se muestra esquemáticamente el arreglo experimental que utilizamos para efectuar nuestros experimentos de autodifracción vectorial,

Utilizamos un láser Nd-YAG de conmutación Q del proveedor Continuum Minilite con pulsos de duración de $7ns$ FWHM, con polarización lineal de salida y con sistema de doblado de frecuencia. La energía promedio por pulso a la salida del láser era de $8mJ$ en su segundo armónico, con longitud de onda $\lambda = 532nm$. La estabilidad en la energía de cada pulso fue de aprox. $\pm 5\%$. El ancho del haz a la salida del láser era de aproximadamente $3mm \pm 0.25mm$ con una divergencia menor a $3mrad$. En el arreglo se utilizó un cubo divisor de haz tipo $D2$ tipo 03PBB013 del proveedor MellesGriot sensible a la polarización y tres espejos metálicos $E1$, $E2$ y $E3$ del tipo 02MFG001 también de MellesGriot. El cubo divisor dejaba pasar en la misma dirección y sentido el

haz incidente con polarización lineal horizontal, y a su vez, cambiaba 90° la trayectoria del haz incidente con polarización lineal vertical. Para regular la relación de intensidad entre los dos pulsos que emergían del cubo divisor, se utilizó una placa retardadora de media onda $PR1$ del tipo 02WRQ027 de MellesGriot. Este dispositivo permitía rotar el ángulo de la polarización de luz del láser para así cambiar el balance entre los componentes vertical y horizontal del haz incidente en el sistema de mezclado de los pulsos. La placa retardadora fijaba su posición mediante una montura mecánica que poseía una precisión de $1^\circ \pm 0,5^\circ$ para colocar la placa.

A la salida del cubo divisor la onda de referencia que emergía viajaba hasta ser reflejado por un par de espejos $E2$ y $E3$. La onda de señal viajaba hacia un espejo $E1$ que la reflejaba hacia la muestra. Cada montura de espejo poseía dos ajustes para efectuar movimientos de giro con eje fijo en altitud o en azimut.

Para evitar que la luz con intensidad alta dañara los componentes ópticos del arreglo experimental, se utilizó una lente divergente $L1$ con longitud focal negativa de 5cm colocada en la proximidad de la salida del láser. Para enfocar la luz dentro de la región de interferencia, asegurando una alta intensidad dentro de la muestra, se utilizó una lente convergente $L2$ con longitud focal de 10cm . Ésta se colocó a 27cm de la lente divergente $L1$ por lo que la longitud focal resultante del sistema de enfocamiento fue de 70cm . Una gran ventaja de este esquema fue su gran flexibilidad para ajustarse en condiciones de espacio reducidas. Además de que con este arreglo fue posible formar ángulos geométricos pequeños entre los haces, siendo relativamente sencillo cambiar las condiciones de enfocamiento y modulación independiente de cada uno de los brazos del interferómetro con elementos mucho más grandes que el tamaño del ancho del haz.

Para manipular la polarización luminosa en la mezcla de dos ondas se controló la polarización de cada una de las ondas mediante un par de placas retardadoras $\lambda/2$, $PR2$ y $PR3$, que son del mismo tipo que $PR1$.

Se utilizaron fotodetectores de ElectroÓptic Technology tipo *PIN ET2020*. Debido a las fluctuaciones de la energía de cada pulso se utilizó un canal de referencia formado por un divisor de haz *D1* y un fotodetector *FD3*. Para seleccionar las señales ópticas a capturar se utilizaron un par de diafragmas tipo iris *Df1* y *Df2*. Ya que la distribución espacial de la energía de cada pulso variaba de manera medible, se utilizaron las lentes *L3* y *L4* para enfocar las señales ópticas en los fotodetectores *FD1* y *FD2*. Los filtros *F1* y *F2* fueron utilizados para que las señales ópticas fuesen capturadas dentro del rango lineal de cada fotodetector. El área activa de cada fotodetector era de aproximadamente 5.1mm^2 y su velocidad de respuesta era menor a 1.5ns . Se utilizaron polarizadores MellesGriot del tipo *03FPI023*. Los polarizadores *Pol1* y *Pol2* fueron utilizados para seleccionar los componentes de polarización de luz que deseábamos capturar con los fotodetectores para analizar la polarización de luz autodifractada.

Para la grabación de las señales electrónicas provenientes de los fotodetectores se utilizó un osciloscopio digital LeCroy tipo *LT584M* de 1GHz de ancho de banda, con una frecuencia de muestreo de 2GS/s y con impedancia de acoplamiento de entrada de $50\ \Omega$. El osciloscopio contaba con cuatro canales para capturar datos. La información registrada por el osciloscopio era enviada automáticamente a una computadora, la cual tenía la capacidad de estar sincronizada tanto con el osciloscopio como con un generador de pulsos TTL ($0 - 5\text{V}$) que accionaban el disparador del láser.

El arreglo experimental estuvo protegido cuidadosamente por una serie de pantallas metálicas oscuras que impedían en gran medida que las mediciones de los datos ópticos se vieran afectadas por luz esparcida, reflexiones parásitas, campos electromagnéticos, etc.

IV.3. Alineación del arreglo experimental

IV.3.1. Alineación del láser

El primer paso con el que comenzamos los experimentos fue estudiar la distribución de la energía de los pulsos emitidos por el láser. En un inicio verificamos que el sistema de enfriamiento funcionara, y con regularidad revisamos que el fluido refrigerante se encontrara en el nivel apropiado. Un ajuste en los espejos principales de la cavidad del láser nos permitió que los pulsos presentasen el modo transversal TEM_{00} . Mediante la señal capturada por el fotodetector y el osciloscopio conocimos también la forma temporal de los pulsos. Para optimizar la energía de salida del láser verificamos la alineación de la celda Kerr y la sincronía de la lámpara. Un detalle importante fue evitar que existiera una pérdida de energía dentro del láser por defectos en los espejos secundarios, por bloqueos debido a diafragmas o a otros elementos internos. Para generar el segundo armónico de la energía de salida utilizamos un cristal que fue alineado una vez que se había efectuado lo descrito anteriormente.

Para los experimentos ajustamos la tasa de repetición del pulso a $1Hz$ para así minimizar los efectos térmicos en los componentes ópticos y asegurar la independencia de los efectos ópticos ocasionados por cada pulso.

IV.3.2. Alineación de los elementos del interferómetro

Se verificó que la propagación del haz a la salida del láser fuese paralela a la superficie de la mesa óptica sobre la que estaban situados todos los elementos del arreglo experimental. La incidencia de cada haz era normal a la cara principal de los lentes, las placas retardadoras y el divisor de haz. La posición de los espejos fue ajustada de manera que los pulsos recorrieran caminos ópticos equivalentes hasta incidir en la muestra. Las pérdidas totales por reflexiones parásitas y absorción eran cercanas al 50 % de la

energía de salida del láser.

IV.3.3. Observación del máximo contraste de las franjas de interferencia de los pulsos luminosos

Cuando dos pulsos luminosos son coherentes, el contraste máximo ocasionado por su interferencia se obtiene cuando ambos poseen la misma energía y arriban simultáneamente al punto de intersección. Para cuando no se conocen los índices de refracción de los elementos a través de los que los pulsos se propagan, la igualdad de las longitudes de camino óptico de ambos haces puede determinarse por la observación de las franjas formadas en la región de interferencia. La relación entre el ángulo de intersección θ de los haces y la frecuencia espacial f de las franjas de interferencia en el medio se describe mediante la ecuación [Goodman, 1968]:

$$f = \frac{1}{\Lambda} = \frac{2 \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)}{\lambda}. \quad (70)$$

Para observar visualmente las franjas de interferencia formadas en nuestro arreglo experimental ajustamos las polarizaciones lineales de los haces para que fuesen paralelas. Retiramos la muestra del arreglo y en su posición colocamos un objetivo de microscopio que proyectaba con magnificación la imagen de las franjas de intensidad sobre una pantalla. Ajustamos la frecuencia de emisión de los pulsos a $15Hz$ y disminuimos la energía total de salida aproximadamente un 90 % para facilitar la observación visual de las franjas. Establecimos como referencia el plano perpendicular a la dirección de propagación de los pulsos y que se encontraba en la región de enfocamiento de la luz; es decir, en donde puede considerarse que los frentes de onda de los pulsos son planos. Inicialmente observamos las franjas formadas cuando ambos pulsos llegan al punto de intersección en que se estima geoméricamente que debe obtenerse el contraste máximo. A continuación comparamos los valores de la modulación de intensidad luminosa

de otros dos diferentes patrones de franjas. Uno de los patrones de franjas se obtuvo al desplazar el punto de intersección de los pulsos en una dirección perpendicular que mantiene la altura de los haces dentro del plano de referencia. El otro patrón fue obtenido cuando el desplazamiento se efectuó en la dirección contraria. Este procedimiento fue repetido hasta localizar un patrón de interferencia ubicado entre dos patrones con menor contraste de franjas de intensidad luminosa, garantizando así el punto óptimo en el que debía situarse la muestra.

IV.3.4. Localización de los haces autodifractados

Existe una simetría espacial entre la ubicación de cada uno de los haces autodifractados y el punto en que se localiza el haz incidente opuesto a cada uno de estos. Consideramos que los haces incidentes viajan a la misma altura h . Supongamos que en el plano de observación perpendicular a la propagación de los haces incidentes, esto es el plano xy , $(0, h)$ y (b, h) son los puntos correspondientes a la localización de los haces que inciden en el medio no lineal. El único lugar donde deben aparecer los haces autodifractados son $(-b, h)$ y $(2b, h)$. Y estas posiciones las establecimos teniendo el láser en el modo de baja energía. Seguidamente, cuando el láser se manejó en alta energía, los haces incidentes después de la muestra fueron capturados con una caja oscura. A continuación observamos que coincidía la aparición de cada uno de los haces autodifractados con los puntos estimados. Cabe mencionar que mediante pantallas oscuras bloqueamos en la medida de lo posible todo el ruido luminoso y los órdenes mayores de difracción.

IV.3.5. Alineación de los elementos para la fotodetección

Para evitar muchos efectos de ruido por granulado o esparcimiento, ajustamos la posición de las lentes $L3$ y $L4$ de modo que la región activa del fotodetector contuviese un área mayor que el haz capturado. Para tener el diámetro del haz de aproximadamente

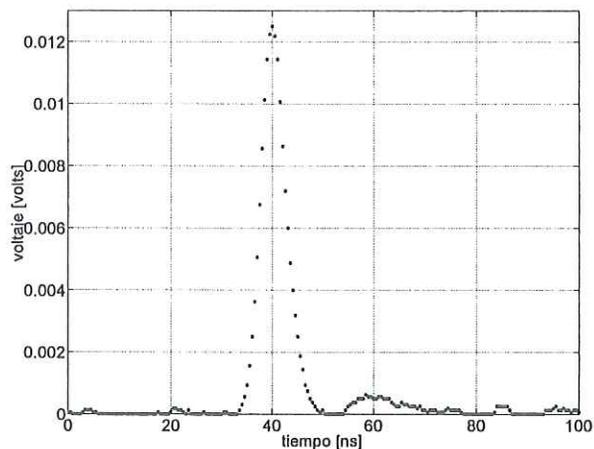


Figura 6: Voltaje en el fotodetector FD1 al capturar la energía de un pulso láser vs. tiempo

80% del tamaño de la región activa del fotodetector se escogieron estas lentes con longitud focal de 10cm .

Debemos notar la importancia de alinear los filtros para que los haces incidiesen normalmente sobre ellos, ya que los coeficientes de transmisión y de reflexión de luz no son equivalentes para diferentes polarizaciones. Los filtros de color, utilizados para evitar la saturación de los fotodetectores y lograr que su operación se realizara dentro de su región lineal de respuesta, reducían la señal óptica a detectar entre uno y tres órdenes de magnitud. Las señales electrónicas capturadas fueron menores a 20mV . A continuación se muestra en la Fig. 6 la señal de voltaje del fotodetector al capturar la energía de un pulso láser.

IV.3.6. Fluencia máxima de energía de pulso soportada por los elementos del esquema experimental

Dirigimos un esfuerzo considerable al entendimiento de las propiedades vectoriales de la mezcla vectorial de dos ondas intensas. Disminuimos tanto como nos fue posible el esparcimiento luminoso que podía afectar las mediciones. De hecho por la baja relación señal a ruido incrementamos en la medida de lo posible la fluencia aplicada en nuestros experimentos, ya que no nos fue posible aumentar la intensidad a través de una reducción de la duración de los pulsos.

Experimentalmente encontramos las máximas fluencias soportadas por los espejos de aluminio, la cubeta que contiene al CS_2 , y el cristal BSO, los valores que corresponden a cada uno son de aproximadamente $0.1\text{J}/\text{cm}^2$, $1\text{J}/\text{cm}^2$, y $0.15\text{J}/\text{cm}^2$ respectivamente. Estos datos fueron obtenidos cuando estos materiales están limpios y se encuentran en contacto directo con el aire. Cuando existen impurezas a su alrededor, tales como sustancias orgánicas debidas a la manipulación directa con la piel, los niveles de fluencia soportados disminuyen drásticamente. En algunos de nuestros experimentos utilizamos polarizadores de calcita Melles Griot para estudiar los haces de alta intensidad, sin embargo los polarizadores de película polaroid también fueron efectivos y no sufren daños con fluencias de energía menores a $0.03\text{J}/\text{cm}^2$.

Cabe mencionar que las intensidades máximas que es posible alcanzar con nuestro láser enfocado en la cubeta del proveedor Hellma con la muestra de CS_2 es de $140\text{MW}/\text{cm}^2$; mientras que para el cristal BSO es de $20\text{MW}/\text{cm}^2$.

IV.4. Proceso de medición

IV.4.1. Etapas de procesamiento de los datos

Para compensar las fluctuaciones de energía del láser utilizamos un canal de referencia donde el fotodetector $FD3$ fue requerido para la medición directa de la energía de cada pulso láser. En la primera etapa de procesamiento de señales, cada uno de las señales capturadas por los fotodetectores $FD1$ y $FD2$ fueron divididas por el valor de referencia determinado por el fotodetector $FD3$. Durante nuestra investigación recurrimos a diversas técnicas de promediación y de captura de datos. Finalmente optamos por representar cada punto sobre nuestras curvas experimentales como el promedio de 10 datos tomados bajo las mismas condiciones de laboratorio. Justificamos esta técnica seleccionada conforme a la repetibilidad de los datos, al error de la medición y a que realizamos numerosos experimentos donde las promediaciones por punto fueron efectuadas entre 2 y 100 datos.

IV.4.2. Medición de la intensidad de autodifracción ante la variación de la posición de la muestra no lineal

Mediante el mezclado de dos ondas es posible mostrar que el intercambio de energía entre haces presenta una dependencia con la longitud del medio no lineal. En el espacio libre no existe intercambio de energía entre haces en interferencia ni efectos ópticos además a los asociados a la propagación independiente para cada uno de ellos. Sin embargo con la birrefringencia que éstos pueden inducir por efecto Kerr en un medio no lineal es posible observar una difracción que provoca que la energía se propague en otras direcciones. Por las condiciones de energía de nuestro láser, consideramos que en nuestros experimentos los efectos de $\chi^{(3)}$ fuera de la muestra son despreciables [Petit *et al*, 2000].

Utilizando el esquema que muestra la Fig. 5 y una muestra del material no lineal CS_2 con 1 mm de grosor verificamos lo anterior desplazando la muestra a través de la zona de traslape. Las trayectorias de los haces se mantuvieron fijas durante el experimento y sus polarizaciones fueron lineales y paralelas. Para controlar la posición de la muestra se utilizó un servomecanismo posicionador traslacional tipo 860C2 de Newport. Este mecanismo permitió encontrar de una manera más precisa el punto de traslape óptimo de los haces que interaccionan con el material. El motor eléctrico que desplaza la muestra por su precisión y manejo automático es muy útil. Pero debido al ruido electromagnético que genera se requiere aislar adecuadamente el sistema optoelectrónico, en especial blindar metálicamente los componentes electrónicos de fotodetección.

Desplazando el material no lineal por la zona de interferencia, pudo encontrarse la aparición de un par de rayos autodifractados, uno junto al haz de referencia y uno junto al haz de señal. Estos haces desaparecen cuando el material se encuentra fuera de la zona de interferencia. Observamos también la desaparición de los haces autodifractados al bloquear completamente bien el haz de referencia o bien el haz de señal. Detectamos electrónicamente uno de los haces autodifractados y presentamos los datos obtenidos en la Fig. 7 que se muestra a continuación.

La Fig. 7 muestra la variación de la intensidad de autodifracción conforme el material interactúa con el medio no lineal. Los valores encontrados para desplazamientos entre 0 y 2 mm representan los puntos en los que la muestra se encuentra en contacto con la zona de interferencia de los haces. Hay que destacar que los cambios no lineales son diferentes en caso que la interferencia de los haces se produzca con frentes de onda convergentes o divergentes. De ahí que esta prueba mereció especial cuidado.

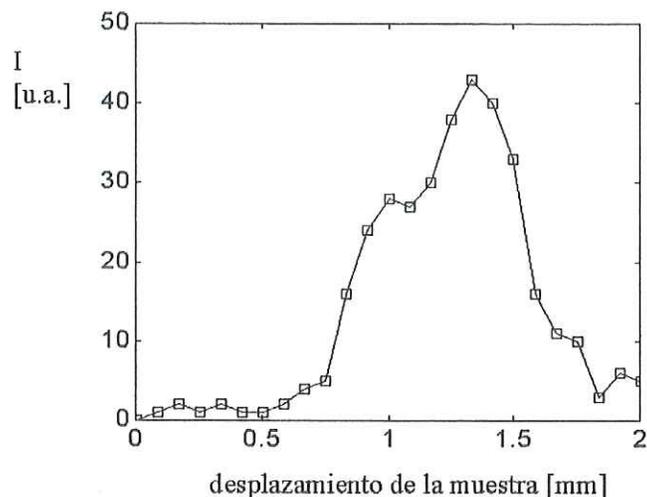


Figura 7: Intensidad de autodifracción vs. desplazamiento de la muestra a través de la zona de interferencia de las dos ondas.

IV.4.3. Medición de la eficiencia autodifractiva ante la variación de la intensidad aplicada

Existen tres formas de efectuar esta verificación de respuesta no lineal: cambiando el diámetro del haz, su energía, o la duración del pulso aplicado. Para nuestros experimentos estuvieron a nuestro alcance las dos primeras modalidades. El método más simple consistió en utilizar una placa retardadora $\lambda/2$ seguida de un polarizador para modular la energía transmitida. La rotación de la placa permitía variar la energía de cada pulso. La Fig. 8 muestra datos capturados que nos permitieron graficar $W^{(1)}$ vs. W_T , donde $W^{(1)}$ es la energía del primer orden de difracción y W_T corresponde a la energía total que incide en el medio no lineal.

Un método muy útil para obtener el orden de no linealidad del efecto de la autodifracción es presentar los datos en una doble escala logarítmica. Considerando que

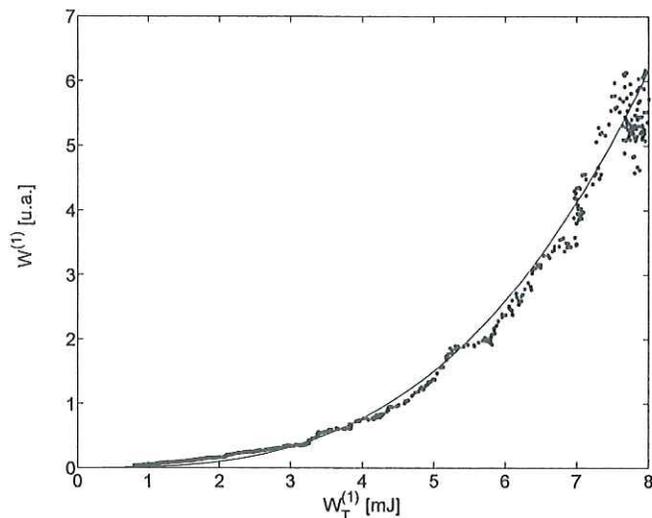


Figura 8: Energía del primer orden de difracción $\mathbf{W}^{(1)}$ vs. Energía total que incide en el medio no lineal. \mathbf{W}_T

$$\mathbf{W}^{(1)} = a_1 (\mathbf{W}_T)^m, \quad (71)$$

con a_1 denotando una constante de proporcionalidad. Tomando el logaritmo de cada uno de los lados de la ecuación anterior y mediante una identidad de los logarimos se tiene

$$\log \mathbf{W}^{(1)} = m \log \mathbf{W}_T + \log a_1. \quad (72)$$

Entonces la pendiente m de la gráfica nos muestra el orden del efecto no lineal.

La Fig.9 corresponde a los datos mostrados en la Fig. 8. A estos datos ha sido ajustada una dependencia cúbica, esto es una recta con pendiente $m = 3$. Debido a que el efecto dominante a bajas energías es esparcimiento de primer orden, la dependencia cúbica se ajusta sólo para valores altos de energía.

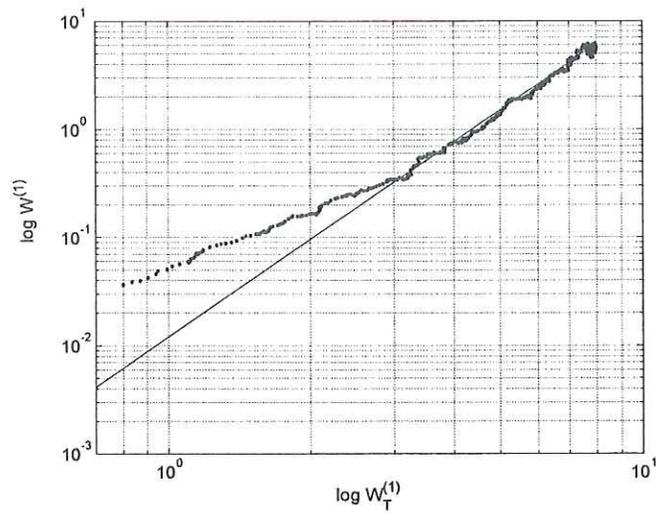


Figura 9: Logaritmo de la energía del primer orden de difracción $W^{(1)}$ vs. logaritmo de la energía total que incide en el medio no lineal. W_T

IV.4.4. Medición de la eficiencia autodifractiva ante la variación de la polarización

Como mencionamos en el capítulo III el efecto de autodifracción en realidad no debe ser atribuído exclusivamente a la formación de franjas de intensidad luminosa sino también a la modulación espacial de la polarización de luz en el medio no lineal. Mediante la mezcla de dos ondas observada con el arreglo experimental mostrado en la Fig. 5 es posible detectar los cambios de la magnitud de intensidad de la luz autodifractada para diferentes ángulos de polarización de los haces. La intensidad de este tipo de autodifracción puede ser nula para algunos mecanismos de no linealidad, en principio, para los mecanismos isotrópicos como la electrostricción y los efectos térmicos. La Fig. 10 muestra datos de un experimento con dependencia entre la intensidad I del haz autodifractado y el ángulo entre polarizaciones de los haces incidentes a una muestra

de CS_2 . Esta gráfica corresponde a los datos después de hacer un promedio. Para variar el ángulo de polarización en el experimento se mantuvo fija $PR2$ y se gira $PR3$ en un rango de 180° . La montura mecánica de la placa que utilizamos puede efectuar movimientos con una precisión de $2^\circ \pm 1^\circ$ para el sitio correspondiente al eje rápido de la placa, y estaba situada sobre una montura mecánica C controlada electrónicamente. De manera que en el experimento tomamos datos para 90 diferentes posiciones de $PR3$. El polarizador $P1$ colocado enfrente del fotodetector se encontraba con su eje alineado verticalmente, que es donde se encuentra la polarización fija del haz de referencia.

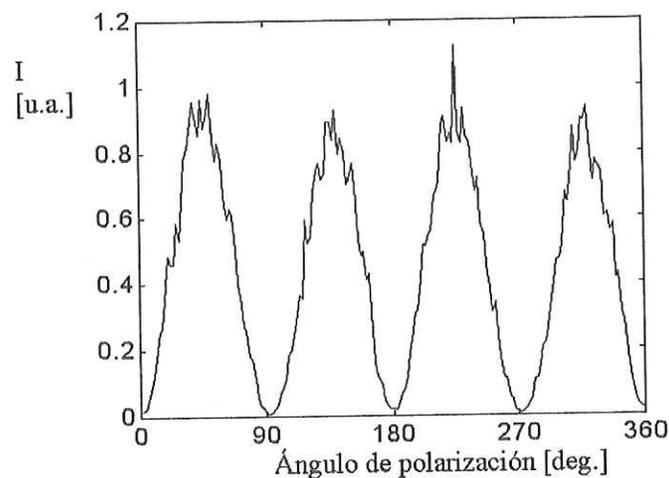


Figura 10: Intensidad de luz autodifractada vs. ángulo entre las polarizaciones de los haces de grabado.

La Fig. 10 muestra una dependencia senoidal de intensidad autodifractada en relación al ángulo entre polarizaciones. Es bien conocido que la eficiencia autodifractiva cambia de acuerdo al coeficiente de no linealidad del medio así como con la intensidad

aplicada. Nuestros experimentos indican que para medios isotrópicos y a bajas intensidades se observan curvas que poseen una dependencia senoidal cuando las polarizaciones de los haces incidentes son lineales.

mecanismo de no linealidad de orientación molecular.

V.2. Teoría

Tomando en cuenta las relaciones entre la representación de las amplitudes vectoriales de la luz en componentes lineales y circulares [Saleh, 1991] :

$$E_+ = \frac{1}{\sqrt{2}} (E_x + iE_y), \quad (73)$$

$$E_- = \frac{1}{\sqrt{2}} (E_x - iE_y), \quad (74)$$

donde E_x y E_y son los componentes lineales mutuamente ortogonales. Podemos volver a escribir la ecuación (69) en aproximación de difracción débil para los componentes lineales de luz autodifractada para dos casos especiales de la polarización de la onda de señal. Como primer caso consideramos que la polarización de la onda de señal, \mathbf{S} , es lineal y paralela a la polarización de la onda de referencia, \mathbf{R} , es decir, el caso $\mathbf{S} \parallel \mathbf{R}$, cuando $\mathbf{S}_y = \mathbf{R}_y = 0$. Usando las ecuaciones (66)-(69) podemos obtener las intensidades de los componentes de la luz autodifractada que son

$$|R_x^{(1)}|_{\parallel}^2 = \frac{\pi^2 d^4}{n_0^2 \lambda^2} (2A + B)^2 I_{\mathbf{S}} I_{\mathbf{R}}^2, \quad (75)$$

$$|R_y^{(1)}|_{\parallel}^2 = 0, \quad (76)$$

donde $I_{\mathbf{S}}$ e $I_{\mathbf{R}}$ son las intensidades de los haces \mathbf{S} y \mathbf{R} , respectivamente. Para el segundo caso, cuando $\mathbf{S} \perp \mathbf{R}$, tenemos

$$|R_x^{(1)}|_{\perp}^2 = 0, \quad (77)$$

$$|R_y^{(1)}|_{\perp}^2 = \frac{\pi^2 d^4}{n_0^2 \lambda^2} B^2 I_{\mathbf{S}} I_{\mathbf{R}}^2. \quad (78)$$

La razón entre la intensidad $\left|R_y^{(1)}\right|_{\perp}^2$ dada por la ecuación (78) y $\left|R_x^{(1)}\right|_{\parallel}^2$ expresado por la ecuación (75) es

$$\frac{\left|R_y^{(1)}\right|_{\perp}^2}{\left|R_x^{(1)}\right|_{\parallel}^2} = \frac{B^2}{(2A + B)^2}, \quad (79)$$

definiendo el resultado de esta relación como M ,

$$M = \frac{B^2}{(2A + B)^2}. \quad (80)$$

Como indica la ecuación (80) el valor M es independiente de las intensidades de las ondas incidentes, por lo que podemos escribir

$$\frac{B}{A} = \frac{2\sqrt{M}}{1 - \sqrt{M}}. \quad (81)$$

Las ecuaciones (35-37) expresan que la razón B/A posee valores definidos asociados a diferentes mecanismos físicos de índice de refracción no lineal. Notamos con la ecuación (81) que el valor de M también quedará definido para distinguir la presencia de un mecanismo físico de índice de refracción no lineal. Tenemos que

- para el mecanismo de orientación molecular

$$M = \frac{9}{16}, \quad (82)$$

- para el mecanismo de polarización electrónica

$$M = \frac{1}{9}, \quad (83)$$

- para el mecanismo de electrostricción

$$M = 0. \quad (84)$$

Utilizando las ecuaciones (66)-(69) realizamos cálculos que mostramos en las Figs. 11-13. Aquí se presentan resultados para la eficiencia de difracción η obtenida para diferentes mecanismos de no linealidad y cuando las ondas incidentes tienen polarización lineal. Denominamos la eficiencia de difracción para cada uno de los haces, \mathbf{S} y \mathbf{R} , como la razón entre la intensidad del orden cero de difracción $I^{(0)}$ y la intensidad del primer orden de difracción $I^{(1)}$ del mismo haz,

$$\eta = \frac{I^{(1)}}{I^{(0)}}, \quad (85)$$

Se contempló a una de las ondas incidentes, la denominada en este trabajo como onda de referencia, con una polarización fija. En las Figs. (11-13), el caso $\mathbf{S} \parallel \mathbf{R}$ corresponde al ángulo entre las polarizaciones $\alpha = 0$ y el caso $\mathbf{S} \perp \mathbf{R}$ a $\alpha = 90$. Para los cálculos consideramos una muestra con $1mm$ de espesor y $n_2 = 3 \times 10^{-14} cm^2/W$, la frecuencia espacial del patrón de interferencia de $20 l/mm$, la razón entre las intensidades de la luz en los haces de 1:1 y la intensidad promedio enfocada dentro de la muestra debido a los dos haces de $80MW/cm^2$.

En las Figs. 11-13 se puede apreciar una diferencia apreciable entre las curvas presentadas para los casos de diferentes mecanismos físicos de índice de refracción no lineal. Esto permitió suponer que los resultados teóricos obtenidos tienen un potencial de ser una base para un método de revelación del mecanismo de índice no lineal a través de mediciones de dependencia de polarización de la luz autodifractada. Es apreciable notar que en el caso importante de autodifracción débil, cuando es posible ignorar un agotamiento de las ondas incidentes, la forma de las curvas presentadas y valores relativos entre las intensidades son independientes de la intensidad de luz incidente. Esto

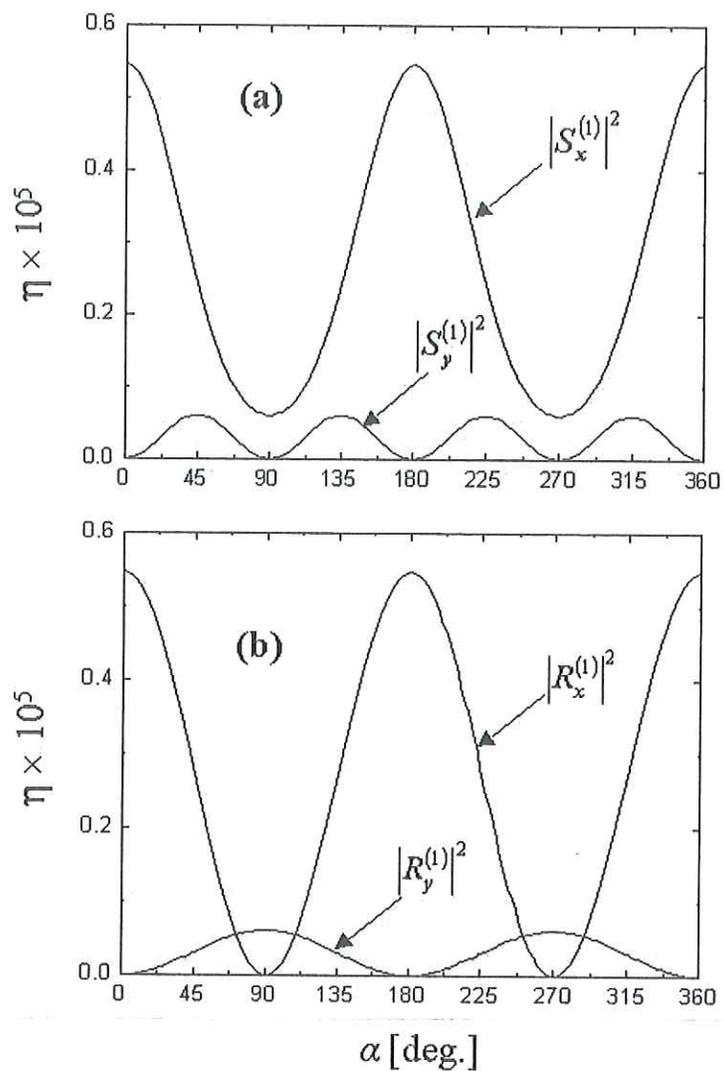


Figura 11: Eficiencia autodifractiva η de dos ondas en un medio óptico con índice de refracción no lineal vs. ángulo α entre planos de polarización de las dos ondas. Para polarización electrónica, $M = \frac{1}{9}$. La polarización de la onda de referencia es paralela al eje x . (a) Las intensidades de los componentes de la polarización lineal de la onda de señal autodifractada, paralelo (\parallel) y ortogonal (\perp) a la polarización de la onda de referencia. (b) Lo mismo que en (a) pero para la onda de referencia.

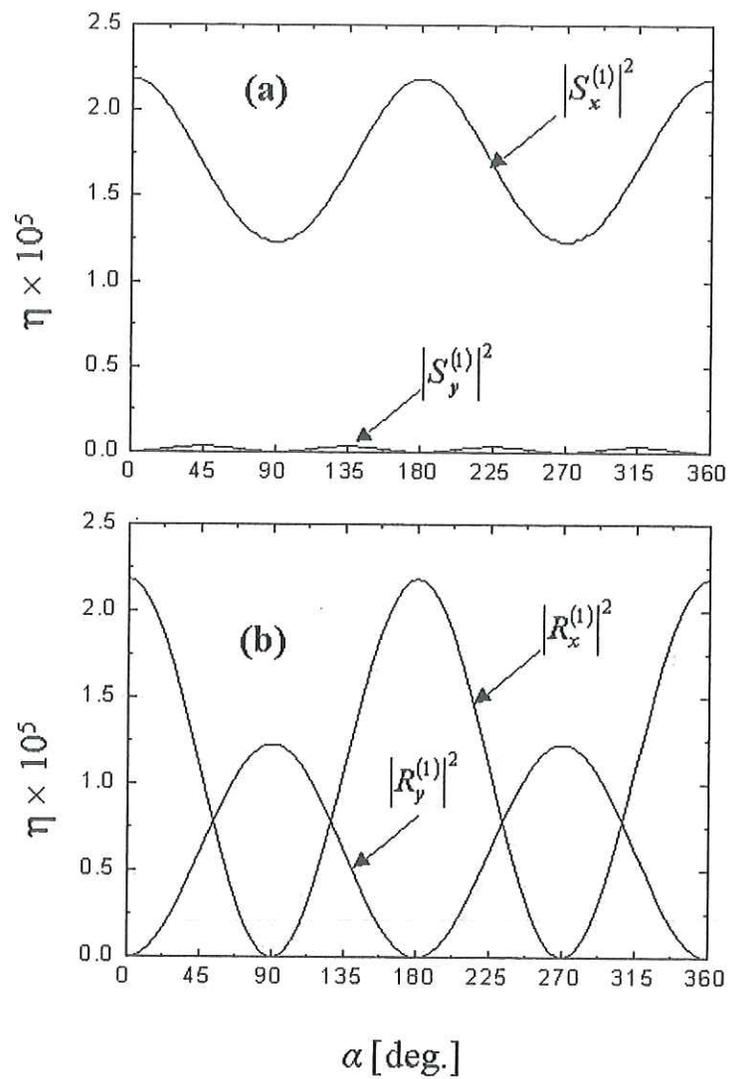


Figura 12: Similar a la Fig.11 pero para orientación molecular $M = \frac{9}{16}$.

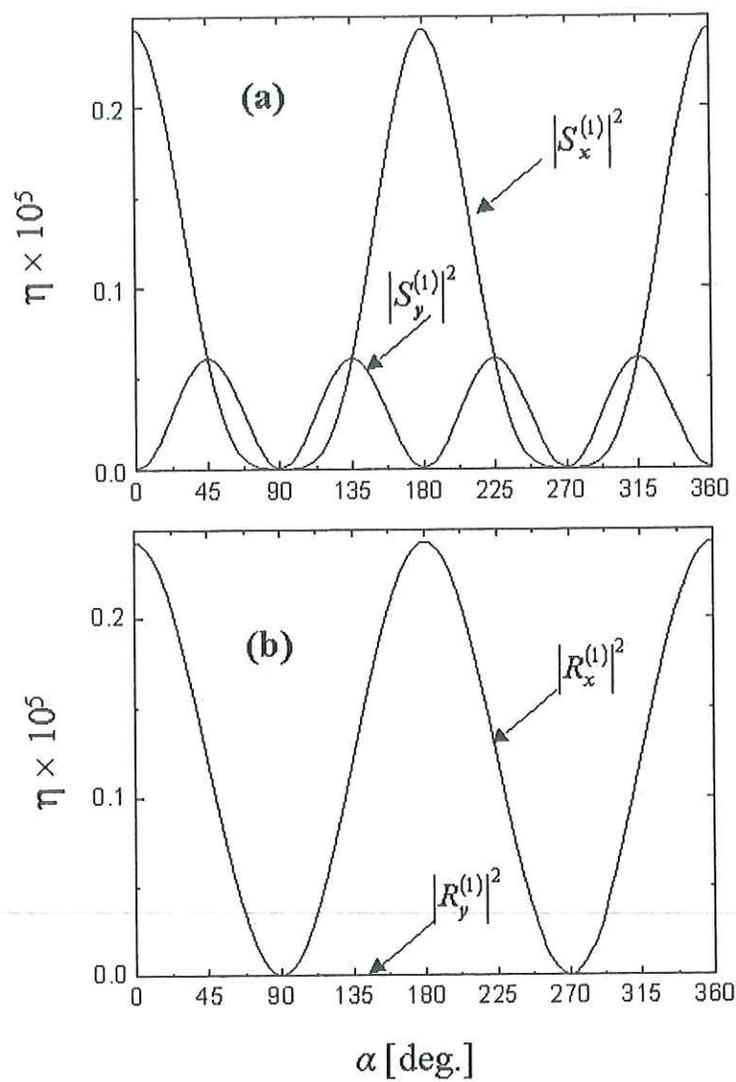


Figura 13: Similar a la figura anterior pero para electrostricción $M = 0$.

aumenta la confiabilidad y simplicidad de la determinación del mecanismo con base a las mediciones de polarización de la luz autodifractada.

V.3. Descripción del método

Mediante la mezcla de dos ondas, el valor de M se puede medir experimentalmente como la razón entre las intensidades $\left|R_y^{(1)}\right|_{\perp}^2$ y $\left|R_x^{(1)}\right|_{\parallel}^2$, las cuales corresponden a las intensidades máximas de componentes ortogonales de la polarización del haz de referencia autodifractado; cuando la polarización del haz de referencia se mantiene fija en ambas mediciones. $\left|R_x^{(1)}\right|_{\parallel}^2$ corresponde al caso en que los haces incidentes poseen polarizaciones paralelas entre sí y $\left|R_y^{(1)}\right|_{\perp}^2$ cuando los haces incidentes poseen polarizaciones mutuamente ortogonales. De las gráficas mostradas en la sección anterior, M se puede obtener como la razón entre las intensidades máximas de componentes ortogonales de autodifracción, esto es $\max \left[\left|R_x^{(1)}\right|_{\perp}^2 \right]$ y $\max \left[\left|R_y^{(1)}\right|_{\parallel}^2 \right]$.

V.3.1. Experimentos

Conducimos los experimentos de autodifracción implementando el arreglo experimental que ilustra el esquema que ha sido presentado en la Fig. 5 en el capítulo anterior. Como muestra del medio óptico con índice no lineal MNL utilizamos disulfuro de carbono, CS_2 , introducido en una cubeta de 1mm de espesor. El patrón de interferencia de los dos haces fue generado dentro de la cubeta con CS_2 . La frecuencia espacial del patrón de interferencia fue aproximadamente 20 l/mm . La razón entre las intensidades de la luz en los brazos del interferómetro fue ajustada a 1:1 lo cual provee el contraste máximo. La intensidad promedio enfocada dentro de la muestra debido a los dos haces fue de aproximadamente 80MW/cm^2 .

La Fig. 14 muestra los datos de las mediciones de dos componentes de polarización

de la luz autodifractada de la onda de señal y de la onda de referencia. Para la grabación de estos datos se rotó la polarización de la onda de señal cada 2° hasta completar una rotación de 360° usando una placa retardadora de media onda $PR2$. Unos polarizadores $Pol1$ y $Pol2$ colocados frente a los fotodetectores $FD1$ y $FD2$ seleccionaron los componentes de polarización que fueron medidos en el experimento.

Con base a numerosas mediciones similares a las que se muestran en la Fig. 14 verificamos que incluso con la presencia de señales de ruido suficientemente grandes es posible identificar el mecanismo de no linealidad de índice mediante el método que proponemos en este trabajo.

V.4. Discusión

Las Figs. 11-13 muestran importantes diferencias entre las características de polarización de luz autodifractada en medios ópticos con diferentes mecanismos físicos que dan origen a un índice de refracción no lineal. Estas diferencias se atribuyen a la diferente razón entre los cambios del índice de refracción promedio $(n_+ + n_-)/2$ y la birrefringencia circular inducida representada por la diferencia $(n_+ - n_-)$. Cuando la birrefringencia inducida $(n_+ - n_-) = 0$, la luz se difracta sin cambio de polarización, como se puede ver en la Fig. 13b, donde la componente ortogonal a la polarización de la onda de referencia es cero para cualquier polarización de la onda de señal. La ecuación (52) muestra que cuando $M = 0$, los cambios de índice de refracción dependen únicamente de la intensidad y son independientes de la polarización de la luz, resultando ser nula la birrefringencia inducida. Cuando $M \neq 0$, la polarización de la luz difractada es diferente a la polarización de la luz incidente y el grado del cambio de la polarización permite determinar la razón M con lo que es posible determinar el mecanismo físico responsable del índice de refracción no lineal del medio.

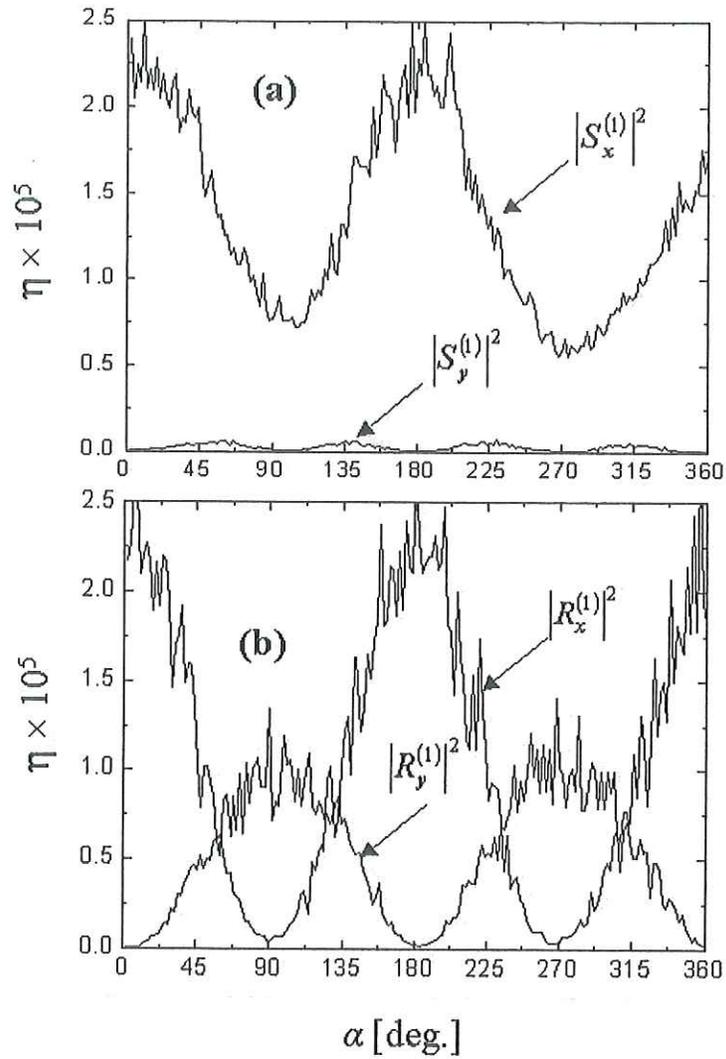


Figura 14: Resultados experimentales de la eficiencia autodifractiva η de dos ondas en CS_2 vs. ángulo α entre planos de polarización de las dos ondas. La polarización de la onda de referencia paralela al eje x . (a) Las intensidades de los componentes de la polarización lineal de la onda de señal autodifractada, paralelo (\parallel) y ortogonal (\perp) a la polarización de la onda de referencia. (b) Lo mismo que en (a) pero para la onda de referencia.

Como una verificación de la ecuación (81) consideramos los resultados de nuestro experimento con CS_2 presentados en la Fig. 14. Los datos obtenidos evidentemente son parecidos a los resultados de los cálculos presentados en la Fig. 12 bajo las mismas condiciones de n_2 e intensidad promedio para el mecanismo de la orientación molecular. El valor de la razón M determinado experimentalmente con ayuda de la Ec. (81) es igual a $\frac{9}{16}$ con un margen de error ΔM de aprox. $\pm 20\%$ donde ΔM fue calculado mediante la ecuación

$$\Delta M = \sqrt{\left(\frac{\partial M}{\partial |R_x^{(1)}|_{\parallel}^2} \sigma_x\right)^2 + \left(\frac{\partial M}{\partial |R_y^{(1)}|_{\perp}^2} \sigma_y\right)^2}, \quad (86)$$

aquí σ_x y σ_y corresponden respectivamente a los valores de desviación estándar de los datos experimentales de $|R_x^{(1)}|_{\parallel}^2$ y $|R_y^{(1)}|_{\perp}^2$.

Nos parece importante enfatizar que cuando no existe un agotamiento de los haces, el método que proponemos es independiente del valor de la intensidad aplicada. Esto puede observarse por las ecuaciones. (80-81), donde se presenta un planteamiento que no es proporcional a la intensidad aplicada sino a una relación vectorial dada por dos intensidades de luz autodifractada. Cabe destacar que los experimentos pueden efectuarse a baja intensidad mientras el error en la medición permita obtener valores aceptables. Evidentemente, a mayores eficiencias de difracción puede disminuirse el valor de incertidumbre ΔM , aumentando así la relación señal a ruido en los datos capturados. Sin embargo si se desea elevar la intensidad en el experimento para mejorar la calidad de los datos, es recomendable disminuir la duración de los pulsos aplicados y mantener una fluencia de energía sobre el material que evite efectos térmicos indeseables.

Hemos diseñado este método enfatizando que el experimento debe hacerse en el régimen de Raman-Nath y con un límite en el nivel de energía. Con la Fig. 15 mostramos

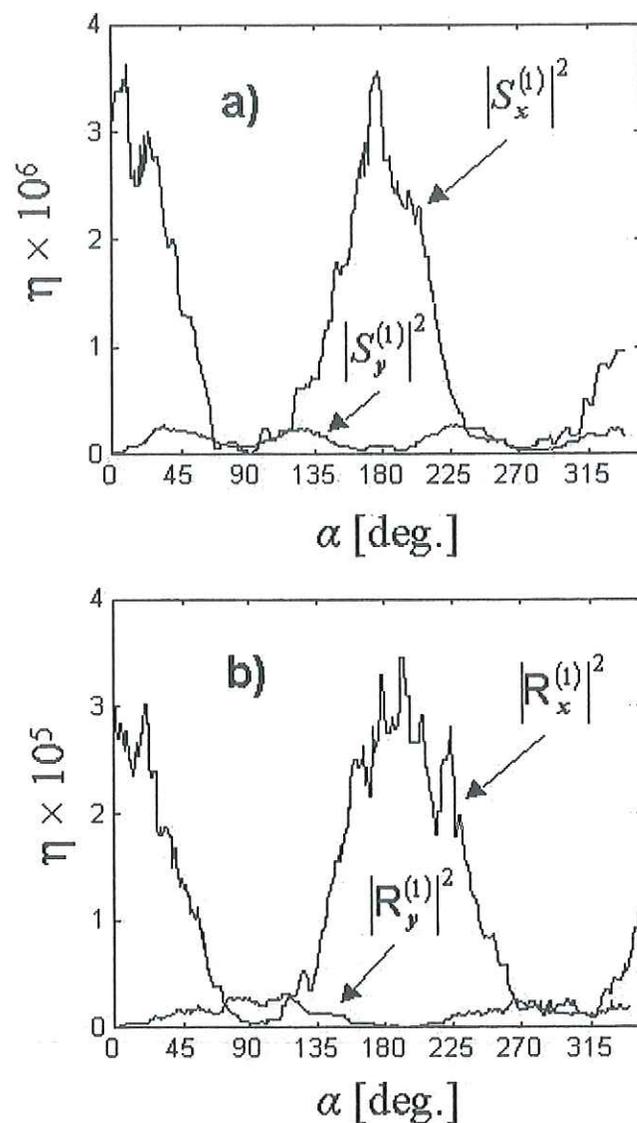


Figura 15: Resultados experimentales de la eficiencia autodifractiva η de dos ondas en CS_2 vs. ángulo α entre planos de polarización de las dos ondas. Rejilla de volumen. La polarización de la onda de referencia es paralela al eje x . (a) Las intensidades de los componentes de la polarización lineal de la onda de señal autodifractada, paralelo (\parallel) y ortogonal (\perp) a la polarización de la onda de referencia. (b) Lo mismo que en (a) pero para la onda de referencia.

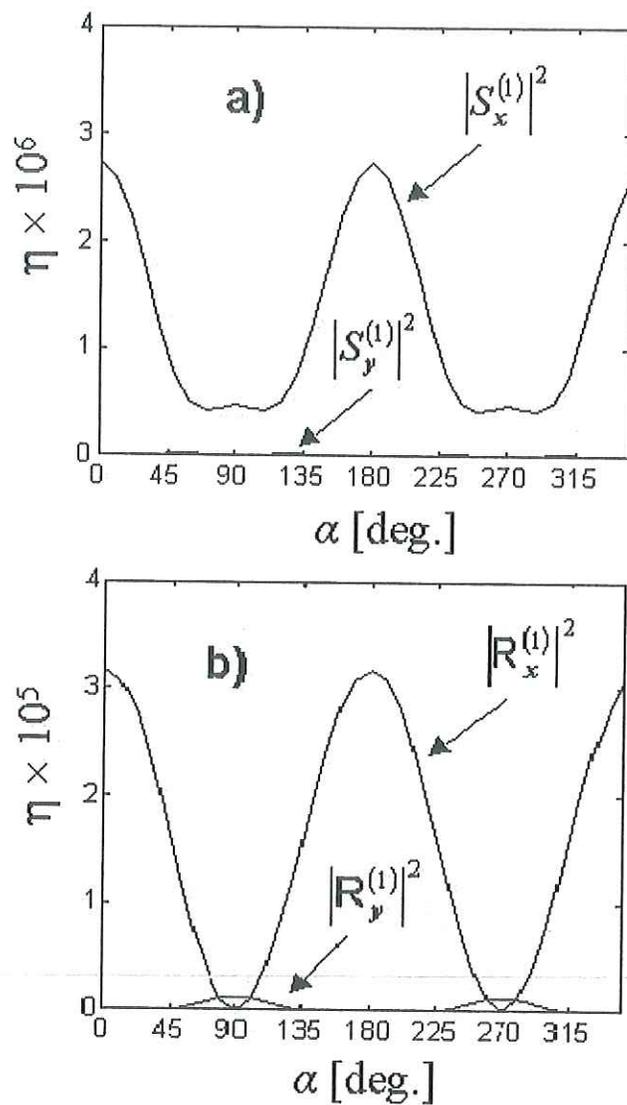


Figura 16: Resultados numéricos de autodifracción de dos ondas en CS2. a) Componentes ortogonales del primer orden de autodifracción de S, relación R:S=1:4, b) Componentes ortogonales del primer orden de autodifracción de R, relación R:S=1:3.

resultados experimentales de la autodifracción obtenida cuando el valor de $Q \approx 520$, esto es fuera del régimen Raman-Nath, para lo cual modificamos la frecuencia espacial del patrón de interferencia para un valor de aproximadamente $500l/mm$ en el arreglo experimental mostrado en la Fig. 5. La razón entre las intensidades de las ondas **R** y **S** en los brazos del interferómetro fue ajustada a 4:1 para los datos que muestra la Fig. 15a y 3:1 para los datos que muestra la Fig. 15b. A estos datos corresponden las simulaciones numéricas mostradas en la Fig. 16, donde las gráficas fueron obtenidas mediante las ecuaciones acopladas expresadas por las ecuaciones mostradas en el apéndice de esta tesis. La intensidad promedio enfocada dentro de la muestra debido a los dos haces fue de aproximadamente $80MW/cm^2$.

Los datos experimentales de la Fig. 15 coinciden con la forma y se encuentran cerca de los órdenes de magnitud de nuestras simulaciones numéricas para ondas planas expresadas por la Fig. 16. Atribuimos las diferencias a la necesidad de incluir consideraciones adicionales complejas como la geometría exacta de la rejilla debida al ángulo que forman los haces así como el perfil de su intensidad.

Las Fig. 14 y 15 muestran importantes diferencias entre las características de polarización de luz autodifractada en un mismo medio Kerr para el caso en que la rejilla es considerada delgada o de volumen. Esto nos indica que no es posible utilizar directamente la ecuación (80) cuando se tiene una rejilla de volumen para identificar un mecanismo físico que da origen a un índice de refracción no lineal, sino que para ello se requeriría conocer a las intensidades aplicadas en el experimento.

Capítulo VI

Investigación del efecto Kerr óptico en cristales $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$

VI.1. Introducción

Los cristales fotorrefractivos son una clase importante de medios ópticos no lineales. El mecanismo del efecto fotorrefractivo es una cadena de los efectos que resultan en los cambios de índice de refracción cuando el cristal está iluminado no uniformemente. La cadena de efectos consiste en fotogeneración de los portadores eléctricos libres, su redistribución por difusión o arrastre, y atrapamiento de portadores, de lo que resulta un campo eléctrico estable y un cambio de índice gracias al efecto electroóptico lineal.

En contraste con la mayoría de otros efectos no lineales, el efecto fotorrefractivo puede ser observado usando bajas intensidades de luz, en el rango de mW/cm^2 o hasta nW/cm^2 . Los cristales fotorrefractivos tienen una respuesta lenta que se encuentra en el rango de segundos o milisegundos; pero el tiempo de respuesta disminuye con la intensidad. Es muy bien sabido que el tiempo de respuesta de un cristal fotorrefractivo varía de acuerdo con el inverso de la potencia de la luz, permitiendo eficientemente el grabado de rejillas de fase por la interferencia de haces de luz con un amplio rango de intensidades, desde nW hasta MW . Aunque la mayor parte de las investigaciones acerca de los cristales fotorrefractivos ha sido con baja potencia de luz, con haces quasi-continuos, el efecto fotorrefractivo generado en $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ (BSO) y en otros cristales fotorrefractivos (LiNbO_3 , GaAs, InP, CdTe, BaTiO_3) con altas fluencias de pulsos cortos

ha sido reportado.

Con propósito de obtener respuestas en tiempos cortos muchos experimentos se han llevado a cabo usando láseres pulsados que permiten iluminar los cristales con intensidades muy altas [Valley *et al*, 1989], [Jonathan *et al*, 1988],[Valley *et al*, 1989], [Huot *et al*, 1997].

En varios trabajos con uso de pulsos cortos y altas fluencias luminosas aplicadas han sido detectados tiempos de respuesta más cortos de los que predice la teoría. Sin embargo en todos los casos, la respuesta del cristal ha sido atribuída a la separación de las cargas causada por una falta de homogeneidad de la iluminación del cristal, lo cual produce un campo espacial de cargas fotoinducidas. Ya que las intensidades de iluminación en estos experimentos fueron típicos para los medios con efecto Kerr óptico, en el presente trabajo el descubrimiento del efecto Kerr óptico en cristales fotorrefractivos se puso como objeto de estudio.

Anteriormente ha sido desarrollada una técnica elipsométrica para determinar el efecto Kerr en un medio fotorrefractivo [Sandalphon *et al*, 1996]; sin embargo la susceptibilidad no lineal del BSO fue reportada por primera vez asociada exclusivamente a sus propiedades fotorrefractivas [Vaupel *et al*, 1997]. Nosotros, aquí presentamos resultados experimentales de autodifracción por la mezcla de dos ondas en un régimen de pulsos de nanosegundos con longitud de onda de $1.06\mu m$ en un cristal fotorrefractivo BSO. La optimización de la eficiencia de difracción en el mezclado de dos ondas en el BSO ha sido estudiada considerando determinados ángulos de polarización y orientación, mas no su efecto Kerr [Shepelevich *et al*, 2001]. Hemos encontrado experimentalmente una magnitud considerable de la señal de autodifracción cuando las dos ondas que interaccionan con el cristal poseen polarizaciones mutuamente ortogonales. Obviamente el efecto fotorrefractivo no puede ser responsable en este caso por la difracción de la mezcla de estas ondas en el medio [Yeh, 1987]. Nosotros explicamos este efecto como el

resultado de la auto-acción de las dos ondas con polarizaciones mutuamente ortogonales como el resultado de la su difracción sobre una rejilla de índice asociada al efecto Kerr óptico.

La diferencia entre el mecanismo del efecto Kerr y el efecto fotorrefractivo determina distinciones esenciales entre sus propiedades, características, y descripciones matemáticas de los efectos [Boyd, 1992],[Sutherland, 1996]. En particular el cambio de índice inducido por el efecto fotorrefractivo depende de una modulación de intensidad, mientras que el efecto Kerr óptico depende de la intensidad y de la polarización de la onda luminosa. Una comparación directa de los resultados experimentales de autodifracción vectorial muestra que el efecto Kerr óptico en el cristal BSO es un poco mayor que el conocido efecto Kerr óptico en el material CS₂.

Con el descubrimiento del efecto Kerr óptico en el cristal BSO surgió la pregunta si es posible realizar la amplificación de señales ópticas por mezclado de ondas y cuál es la configuración óptima en caso de mezclado vectorial. Dado que nuestro equipo de laboratorio no permitió alcanzar las intensidades necesarias, la investigación fue restringida a la parte teórica y los resultados se presentan en este capítulo.

VI.2. Experimentos que justifican la presencia del efecto Kerr en el cristal BSO

Conducimos los experimentos de autodifracción por la mezcla de dos ondas usando el arreglo experimental con la geometría del esquema mostrado en la Fig. 5. Para evitar efectos de absorción por el cristal BSO, utilizamos como fuente de luz un láser Nd:YAG en su primer armónico, $\lambda = 1.06\mu m$. La muestra experimental fue un cristal BSO que posee una forma de disco con grosor de aproximadamente $1mm$ a lo largo de su eje [110]. En un esquema similar el cristal fue reemplazado por una cubeta con CS₂ con

un grosor de 1mm . Los experimentos con CS_2 nos dan una posibilidad de comparación directa entre los resultados obtenidos en el cristal BSO y los del CS_2 , que es un medio Kerr bien caracterizado.

Verificamos que la rotación de la polarización por actividad óptica de los haces incidentes en el cristal era despreciable. Durante el experimento, la polarización de uno de los haces fue rotada mediante una placa retardadora de media onda antes de entrar en la muestra. Las magnitudes de intensidad de los haces transmitidos y difractados fueron medidos con y sin un analizador de polarización *Pol1* de MellesGriot tipo 03FPI003 antepuesto al fotodetector *FD1*. Se muestra en la Fig. 17. la dependencia de la intensidad total de autodifracción de acuerdo a diferentes ángulos formados entre las orientaciones de las polarizaciones de los haces incidentes para el caso en que retiramos al *Pol1* del arreglo experimental. Las flechas sobre la ilustración muestran los valores de difracción obtenidos cuando las dos ondas poseen polarizaciones mutuamente ortogonales.

Para excluir la consideración del efecto fotorrefractivo, se verificó cuidadosamente que la modulación de intensidad se desvanecía en los puntos marcados. Fueron obtenidos resultados cualitativamente similares mediante los experimentos con CS_2 , el cual es un material no fotorrefractivo bien conocido y que presenta el efecto Kerr óptico.

Obtuvimos otra evidencia del efecto Kerr en el cristal BSO mediante la medición de la eficiencia de difracción como función de la orientación del cristal en respecto del plano de polarización de la luz incidente. Es bien sabido que la modulación de índice debido al efecto fotorrefractivo es debido al efecto electroóptico lineal y como consecuencia depende de la orientación mutua entre el cristal y la polarización de la luz. Del mismo modo el efecto Kerr óptico en cristales cúbicos, al igual que en medios isotrópicos, no depende de la orientación del plano de polarización de la luz. En nuestros experimentos esta dependencia no fue detectada, lo cual nos da un argumento adicional en favor del efecto Kerr óptico.

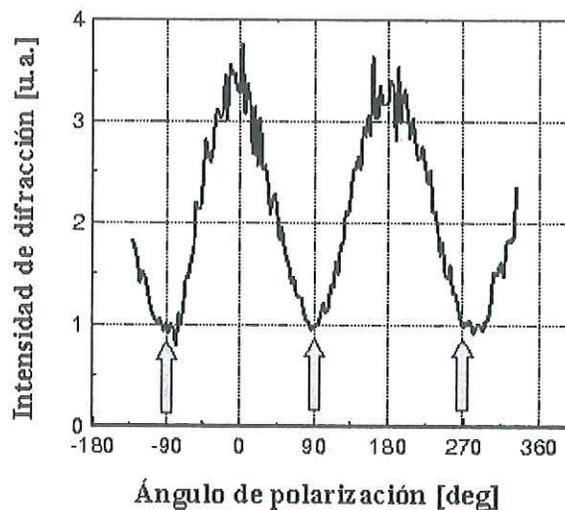


Figura 17: Intensidad del haz difractado como función del ángulo entre orientaciones de las polarizaciones lineales de las dos ondas que interaccionan en el cristal BSO.

La Fig. 18 muestra resultados teóricos y experimentales para dos componentes de polarización de la luz autodifractada como una función del ángulo entre las polarizaciones incidentes al cristal. Uno de los componentes es paralelo a la polarización del haz de referencia cuya polarización es fija durante el experimento, mientras el otro componente es ortogonal a dicho plano de polarización.

Nuestros datos experimentales se encuentran en concordancia con nuestros resultados teóricos, esto confirma que la contribución de la rejilla fotorrefractiva en nuestros experimentos de autodifracción puede quedar fuera de consideración. Sin embargo en otros experimentos con pulsos cortos de luz las contribuciones de ambos efectos deben ser consideradas simultáneamente para una interpretación correcta de los resultados.

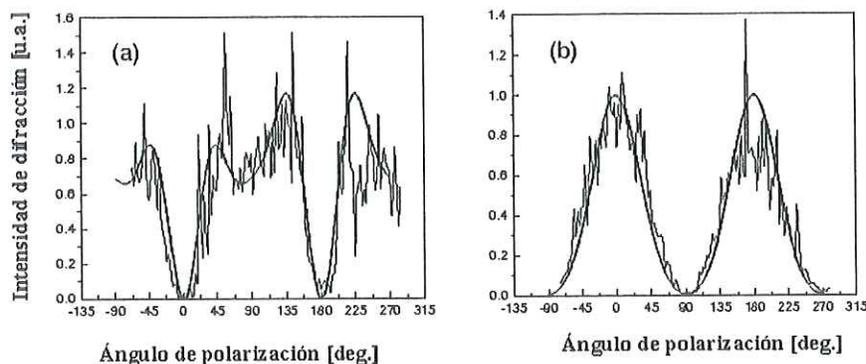


Figura 18: Intensidades de los componentes ortogonal (a) y paralelo (b) del haz difractado. Las curvas suaves representan los resultados numéricos.

VI.3. Metodología para la medición de $|\chi^{(3)}|$ con pulsos Gaussianos y resultados de medición en el BSO

VI.3.1. Relación entre eficiencia de difracción por ondas planas y por pulsos gaussianos

En la ciencia óptica la intensidad de la luz no es sólo una característica de cantidad sino de cualidad. Esto es, la misma magnitud de radiación luminosa puede ser de alta o baja intensidad dependiendo de las características de la propagación de la luz en el medio. El valor de $|\chi^{(3)}|$, que representa el valor absoluto de susceptibilidad óptica de tercer orden, describe a grandes rasgos el comportamiento del tercer armónico del campo eléctrico en un material y esto permite identificar la presencia de altas intensidades de luz. En esta sección presentamos una técnica muy simple que a partir de la medición de luz autodifractada polarizada permite medir $|\chi^{(3)}|$. El procedimiento se basa en la formación de rejillas de difracción por la mezcla de dos pulsos gaussianos en un medio

no lineal y la comparación de su eficiencia de difracción con la de un material tipo Kerr conocido.

Primero consideramos que la intensidad de un haz de luz puede describirse en respecto de su perfil espacial transversal mediante:

$$I(\mathbf{r}) = I_{r_0} \exp\left(-\frac{r^2}{\Delta r^2}\right), \quad (87)$$

de la misma manera, expresamos la intensidad del mismo haz de luz en respecto de su perfil temporal mediante:

$$I(t) = I_{t_0} \exp\left(-\frac{t^2}{\Delta t^2}\right), \quad (88)$$

definimos la eficiencia de difracción teórica η_{teo} como:

$$\eta_{teo} = \frac{I_{\text{máx}}^{(1)}}{I_{\text{máx}}^{(0)}}, \quad (89)$$

donde $I_{\text{máx}}^{(0)}$ e $I_{\text{máx}}^{(1)}$ corresponden respectivamente a la intensidad pico del orden cero y del primer orden de difracción para un mismo haz.

A través de la ecuación que a continuación se escribe definimos la eficiencia de difracción η_{xpr} medida experimentalmente por un par de fotodiodos:

$$\eta_{xpr} = \frac{W_{total}^{(1)}}{W_{total}^{(0)}}, \quad (90)$$

donde $W_{total}^{(0)}$ e $W_{total}^{(1)}$ corresponden respectivamente a la energía del orden cero y del primer orden de difracción para un mismo haz.

Para $I_{\text{máx}}^{(1)} \ll I_{\text{máx}}^{(0)}$ tenemos:

$$\eta_{xpr} = \frac{\int \int \int I^{(1)}(r, t) r dr d\theta dt}{\int \int \int I^{(0)}(r, t) r dr d\theta dt}, \quad (91)$$

considerando una intensidad de luz gaussiana utilizamos las ecuaciones (87-88) para sustituirles en la ecuación anterior y nos queda:

$$\eta_{xpr} = \frac{\int \int \int I_{r_0}^{(1)} I_{t_0}^{(1)} \exp\left(-\left(\frac{r}{\Delta r^{(1)}}\right)^2\right) \exp\left(-\left(\frac{t}{\Delta t^{(1)}}\right)^2\right) r dr d\theta dt}{\int \int \int I_{r_0}^{(0)} I_{t_0}^{(0)} \exp\left(-\left(\frac{r}{\Delta r^{(0)}}\right)^2\right) \exp\left(-\left(\frac{t}{\Delta t^{(0)}}\right)^2\right) r dr d\theta dt}, \quad (92)$$

Es posible observar que son independientes las integrales que componen tanto al numerador como al denominador, entonces reescribimos la ecuación anterior como:

$$\eta_{xpr} = \frac{I_{r_0}^{(1)} I_{t_0}^{(1)} \int_0^{2\pi} d\theta \int_0^\infty \exp\left(-\left(\frac{r}{\Delta r^{(1)}}\right)^2\right) r dr \int_{-\infty}^\infty \exp\left(-\left(\frac{t}{\Delta t^{(1)}}\right)^2\right) dt}{I_{r_0}^{(0)} I_{t_0}^{(0)} \int_0^{2\pi} d\theta \int_0^\infty \exp\left(-\left(\frac{r}{\Delta r^{(0)}}\right)^2\right) r dr \int_{-\infty}^\infty \exp\left(-\left(\frac{t}{\Delta t^{(0)}}\right)^2\right) dt}, \quad (93)$$

Resolviendo las integrales que corresponden al denominador y al numerador de la ecuación (93) nos queda:

$$\eta_{xpr} = \frac{\pi^{\frac{3}{2}} (\Delta r^{(1)})^2 (\Delta t^{(1)}) I_{0r}^{(1)} I_{0t}^{(1)}}{\pi^{\frac{3}{2}} (\Delta r^{(0)})^2 (\Delta t^{(0)}) I_{0r}^{(0)} I_{0t}^{(0)}}. \quad (94)$$

Definiendo el parámetro,

$$\kappa = \frac{(\Delta r^{(1)})^2 (\Delta t^{(1)})}{(\Delta r^{(0)})^2 (\Delta t^{(0)})}, \quad (95)$$

la ecuación (94) puede expresarse:

$$\eta_{xpr} = \kappa \frac{I_{r_0}^{(1)} I_{t_0}^{(1)}}{I_{r_0}^{(0)} I_{t_0}^{(0)}}, \quad (96)$$

Con la ecuación (89), la ecuación (96) finalmente la escribimos como:

$$\eta_{xpr} = \kappa \eta_{teo}. \quad (97)$$

Tomando en cuenta que es posible describir a la intensidad de luz en un material con no linealidad de tercer orden respecto a la variable t como

$$|\mathbf{E}_{\pm}|^2 = I_{\mathbf{E}_{\pm}} \exp\left(-\frac{t^2}{\Delta t^2}\right), \quad (98)$$

si consideramos que para nuestro láser el tiempo de respuesta del BSO es instantánea (menor a $5ns$ con $\lambda = 532nm$ y potencia mayor a $10KW/cm^2$) [Hermann *et al*, 1981], al sustituir la ecuación (98) en la ecuación que describe el cambio de índice de refracción circular que es (52) nos queda:

$$n_{\pm} \approx n_0 + \frac{2\pi}{n_0} \left(A I_{\mathbf{E}_{\pm}} \exp\left(-\frac{t^2}{\Delta t^2}\right) + (A + B) I_{\mathbf{E}_{\mp}} \exp\left(-\frac{t^2}{\Delta t^2}\right) \right), \quad (99)$$

Si consideramos luz linealmente polarizada, la ecuación (99) puede expresarse como:

$$n_{\pm} \approx n_0 + \frac{2\pi}{n_0} \left((2A + B) I_{\mathbf{E}_{\pm}} \exp\left(-\frac{t^2}{\Delta t^2}\right) \right), \quad (100)$$

En el régimen Raman-Nath, y considerando que la propagación de los haces en el medio no lineal es aproximadamente paralela, con la ecuación (100) podemos decir que la modulación de los componentes de índice de refracción circular son descritos por una gaussiana al igual que la intensidad de la luz en el medio. Como ha sido descrito en el capítulo III, el campo eléctrico en la mezcla de dos ondas puede escribirse para el orden cero de difracción, es decir para las ondas **S** y **R** transmitidas mediante las ecuaciones (66)-(69). Para $I_{\text{máx}}^{(1)} \ll I_{\text{máx}}^{(0)}$ utilizamos el primer término en la aproximación de series de Taylor para funciones Bessel y escribimos el campo eléctrico transmitido y autodifractado como:

$$\mathbf{E}_{\pm}^{(0)} \approx \mathbf{E}_{\pm}, \quad (101)$$

$$\mathbf{E}_{\pm}^{(1)} = \frac{4\pi^2 d}{n_0 \lambda} [A |E_{\pm}|^2 + (A + B) |E_{\mp}|^2] \mathbf{E}_{\pm}, \quad (102)$$

las intensidades de estos campos se escriben entonces:

$$\left| \mathbf{E}_{\pm}^{(0)} \right|^2 = \mathbf{E}_{\pm}^{(0)} \mathbf{E}_{\pm}^{(0)*}, \quad (103)$$

$$\left| \mathbf{E}_{\pm}^{(1)} \right|^2 = \mathbf{E}_{\pm}^{(1)} \mathbf{E}_{\pm}^{(1)*}, \quad (104)$$

para el caso en que los componentes de polarización incidentes son lineales y paralelos:

$$\left| \mathbf{E}_{\pm}^{(0)} \right|^2 = |\mathbf{E}_{\pm}|^2, \quad (105)$$

$$\left| \mathbf{E}_{\pm}^{(1)} \right|^2 = \left(\frac{4\pi^2 d}{n_0 \lambda} (2A + B) |\mathbf{E}_{\pm}|^3 \right)^2. \quad (106)$$

Sustituyendo la ecuación (98) en la ecuación (105) y en la ecuación (106) tenemos:

$$\left| \mathbf{E}_{\pm}^{(0)} \right|^2 = I_{\mathbf{E}_{\pm}} \exp \left(-\frac{t^2}{\Delta t^2} \right), \quad (107)$$

$$\left| \mathbf{E}_{\pm}^{(1)} \right|^2 = \left(\frac{4\pi^2 d}{n_0 \lambda} (2A + B) \right)^2 |I_{\mathbf{E}_{\pm}}|^3 \exp \left(-\frac{t^2}{\Delta t^2/3} \right) \quad (108)$$

Para describir la intensidad del haz de luz en el medio en respecto de la variable r se llega a una ecuación similar a la ecuación (108) tal que si:

$$|\mathbf{E}_{\pm}|^2 = I_{\mathbf{E}_{\pm}} \exp \left(-\frac{r^2}{\Delta r^2} \right), \quad (109)$$

entonces:

$$\left| \mathbf{E}_{\pm}^{(0)} \right|^2 = I_{\mathbf{E}_{\pm}} \exp \left(-\frac{r^2}{\Delta r^2} \right), \quad (110)$$

$$|\mathbf{E}_{\pm}^{(1)}|^2 = \left(\frac{4\pi^2 d}{n_0 \lambda} (2A + B) \right)^2 |I_{\mathbf{E}_{\pm}}|^3 \exp\left(-\frac{r^2}{\Delta r^2/3}\right). \quad (111)$$

Las ecuaciones. (108) y (111) nos permiten calcular κ mediante la ecuación (94) para una interacción de tercer orden, donde podemos observar que $(\Delta r^{(1)})^2 = (\Delta r^{(0)})^2 / 3$ mientras que $\Delta t^{(1)} = \Delta t^{(0)} / \sqrt{3}$, por lo que la ecuación (95) nos queda:

$$\kappa = \frac{1}{3\sqrt{3}}, \quad (112)$$

de modo que la ecuación (97) se convierte en:

$$\eta_{xpr} = \frac{1}{3\sqrt{3}} \eta_{teo}. \quad (113)$$

El valor de $\kappa = \eta_{xpr} / \eta_{teo}$ ha sido calculado tomando en cuenta que es válida la aproximación $I_{\text{máx}}^{(1)} \ll I_{\text{máx}}^{(0)}$. De este modo podemos establecer una relación, que difiere sólo en una constante, entre los datos teóricos calculados para ondas planas continuas y los resultados de experimentos con pulsos gaussianos.

VI.3.2. Medición de $|\chi^{(3)}|$ en BSO

El requisito principal para observar efectos de autodifracción en un medio no lineal como el cristal fotorrefractivo BSO, es distinguir el haz autodifractado del esparcimiento de luz ocasionado por los haces incidentes. Primeramente se implementa el arreglo experimental mostrado en la Fig. 5 con el medio no lineal CS₂ y a continuación se sustituye la muestra por el cristal BSO. Se ajusta el valor de intensidad aplicada hasta el límite en que la relación señal a ruido permite discriminar los datos sin ocasionar efectos térmicos indeseables en el material. Después de cada pulso emitido por el láser se ilumina la muestra con luz blanca con potencia de 100w durante 1seg. para que los efectos del acomodo de portadores en el medio fotorrefractivo no afecten la medición.

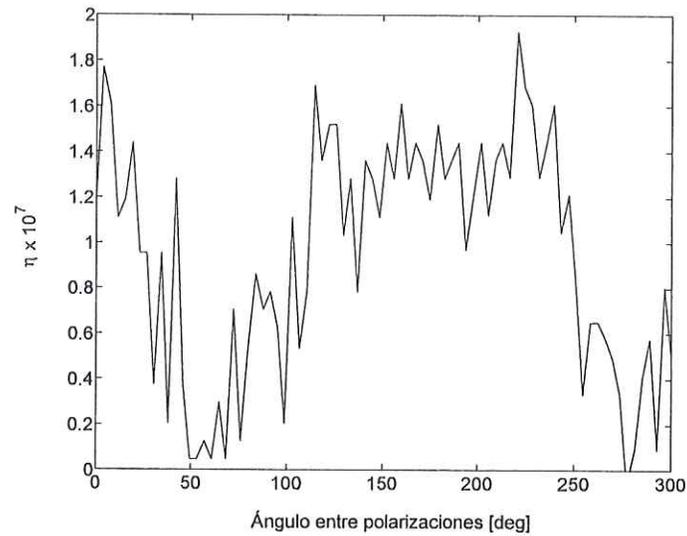


Figura 19: Eficiencia de autodifracción en BSO vs. el ángulo entre polarizaciones de los haces.

La relación entre **R** y **S** se ajustó al máximo contraste 1 : 1. El espesor de la muestra del BSO fue de $0,736\text{mm}$. El ángulo entre rayos fue aproximadamente $\theta = 1.2^\circ$, y el ancho del haz aplicado fue de 2mm . La máxima energía entregada por el láser fue de 4mJ . Para el caso del experimento en CS_2 se utilizaron las mismas condiciones experimentales a excepción de que la longitud de la muestra fue de 1mm y la energía entregada por el láser fue de 19mJ . A continuación se presentan las curvas de autodifracción por mezcla de dos pulsos gaussianos tanto para BSO como para el CS_2 . Los resultados teóricos fueron obtenidos mediante simulaciones numéricas de las ecuaciones (66)-(69) para ondas planas y la relación descrita por la ecuación (113) para comparar con los resultados experimentales. La comparación de los parámetros conocidos de CS_2 nos permitió estimar el valor de $|\chi^{(3)}|$ para el BSO tomando como base los resultados teóricos que se ajustaban a los datos experimentales.

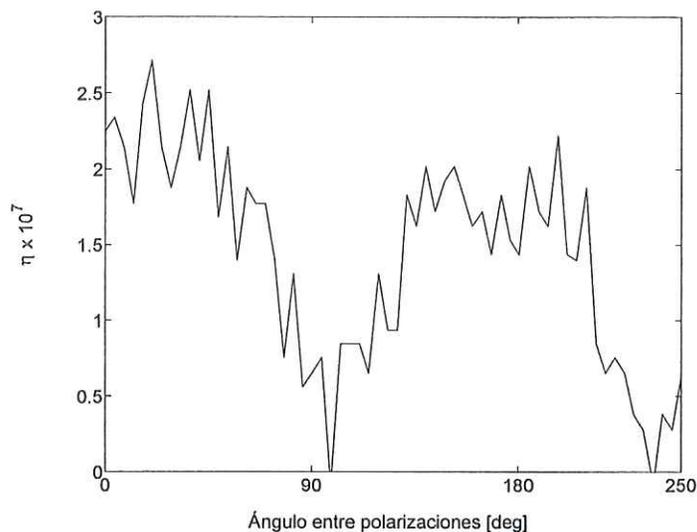


Figura 20: Eficiencia de autodifracción en CS_2 vs. el ángulo entre polarizaciones de los haces.

Nuestra estimación indica que la relación entre $|\chi^{(3)}|$ para el BSO y para el CS_2 es :
 $|\chi^{(3)}|_{BSO} \approx 3 |\chi^{(3)}|_{CS_2} \approx 5.7 \times 10^{-12} \text{esu}$. Este resultado nos muestra que el valor de no linealidad de tercer orden por efecto Kerr del BSO es comparable al del conocido medio no lineal CS_2 . Dicho valor no se encuentra reportado en la literatura hasta hoy publicada. Efectivamente nuestros datos experimentales contienen una relación señal a ruido elevada. Sin embargo, utilizando una cámara de CCD es posible discernir visualmente que las señales de autodifracción capturadas se encuentran precisamente localizadas. Fue necesario utilizar diversas pantallas y aislar cualquier otra iluminación parásita durante la captura de los datos.

VI.4. Investigación teórica de amplificación en medios ópticos Kerr

De acuerdo con los datos experimentales mostrados en la Fig. 18, de la iluminación de nuestra muestra de cristal BSO por pulsos con duración de nanosegundos y $\lambda = 1.06\mu m$ no resulta un efecto fotorrefractivo notable. El cristal posee una buena sensibilidad al espectro de luz en el rango del color verde al rojo, y presenta un efecto Kerr considerable. Algunos trabajos han sido publicados acerca de la dependencia de la eficiencia de difracción con rejillas pregrabadas y fluencias luminosas sobre rejillas fotorrefractivas, donde el pulso de lectura del modulador fotorrefractivo de luz PRIZ ha sido investigado [Petrov *et al*, 1986]. De cualquier modo en este dicho trabajo se utilizó luz verde ($\lambda = 0.53\mu m$) para la lectura y los resultados fueron explicados por medio de “un efecto fotorrefractivo ultra-rápido”. Más tarde en otro trabajo, la inestabilidad de la propagación de la onda con modulación de polarización fue predecida teóricamente en un medio con efecto Kerr óptico [Bryksin *et al*, 1988]. Esta inestabilidad fue señalada como posible causa para la dependencia de la fluencia en la eficiencia de difracción causada por una rejilla fotorrefractiva.

Con el presente trabajo de investigación nosotros realizamos un análisis numérico de la mezcla vectorial de cuatro ondas y la propagación de la onda con modulación de la polarización en el medio tipo Kerr. En nuestros cálculos numéricos utilizamos las ecuaciones acopladas descritas en el capítulo III para el caso bidimensional. Primero examinamos la mezcla vectorial de dos ondas incidentes en un medio no lineal tipo Kerr y sus primeros órdenes de difracción. De ese modo buscamos determinar la polarización óptima de la onda que maximiza el intercambio de energía entre la onda de referencia, la onda de señal y el primer orden de difracción asociado a cada una de éstas. Los cálculos fueron hechos para una razón de intensidad entre la onda de referencia y la

onda de señal de $\beta = 100$, el grosor del medio no lineal $L = 1\text{mm}$, y la susceptibilidad no lineal de tercer orden $\chi^{(3)} = 1.9 \times 10^{-12}$ esu, la cual corresponde al CS_2 [Boyd, 1992]. Todas las tres ondas poseen polarización lineal en el plano de entrada, y sus planos de polarización son paralelos. El patrón de interferencia de estos tres haces, en general, posee a la vez una modulación de intensidad y de polarización. El ángulo geométrico entre la onda de referencia y la onda de señal es de 1.5° y corresponde a una frecuencia espacial del patrón de interferencia $f = 50\text{mm}^{-1}$. La Fig. 21 muestra la ganancia como función del ángulo entre las orientaciones de las polarizaciones de la onda de señal y la onda de referencia a dos diferentes fluencias incidentes en el material, 30 y 60MW/cm^2 . La ganancia fue calculada como una razón $g = I(L) / I(0)$, donde $I(L)$ e $I(0)$ son las intensidades de la onda de señal a la salida y a la entrada del medio no lineal, respectivamente.

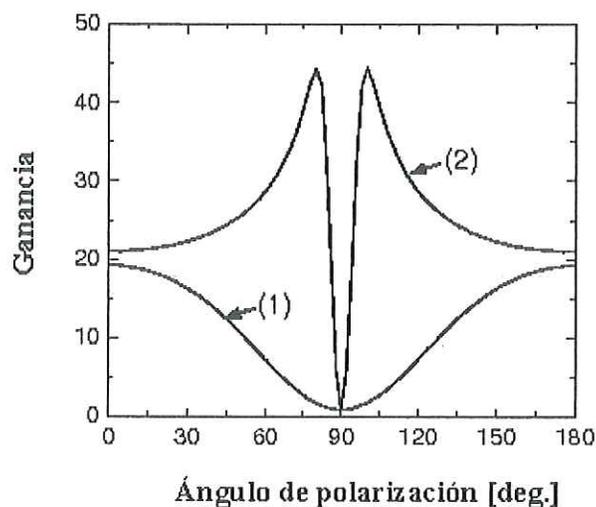


Figura 21: Factor de ganancia como una función del ángulo de polarización a la entrada para las fluencias: (1) 30 ; (2) 60MW/cm^2 .

Es posible observar que la polarización óptima para la transferencia de energía de la onda de referencia es una función de la fluencia. Destacamos que con una fluencia luminosa débil; esto es no mayor a aproximadamente $30MW/cm^2$, la máxima ganancia es alcanzada cuando las polarizaciones de las tres ondas son similares, cuando la modulación de intensidad del patrón de interferencia es el factor más importante para la modulación del índice de refracción. Por otro lado, el ángulo óptimo se aproxima a 90° con un incremento de la fluencia de luz, ya que no hay ganancia de la onda de señal para cualquier fluencia, cuando la onda de referencia posee una polarización ortogonal a la onda de señal. La dependencia de la polarización óptima y la fluencia luminosa puede ser explicada debido al carácter periódico del intercambio de energía, el cual depende de la polarización. Por lo que el cambio de polarización permite un ajuste del periodo de intercambio de energía y la longitud de la muestra del medio no lineal. El intercambio periódico de energía en el mezclado de dos ondas dentro de un medio fotorrefractivo ha sido discutido previamente [Hu *et al*, 1999], [Rocha y Khomenko, 2002].

Los resultados presentados en la Fig. 21 muestran una oportunidad para amplificación de luz en un medio óptico tipo Kerr. Sin embargo estos datos no son suficientes para probar el enriquecimiento del efecto de difracción en cristales fotorrefractivos delgados, donde la luz de lectura experimenta una modulación de polarización y fase sin una modulación de la intensidad. Para proveer de una evidencia de tal efecto, lo hemos examinado como un modelo de un cristal cúbico con una rejilla fotorrefractiva, la cual ha sido pregrabada en una capa delgada cerca de la superficie de la cara de entrada del cristal. En este modelo la rejilla es leída por una onda intensa a $\lambda = 1.06 \mu m$, la cual no afecta la amplitud de la rejilla fotorrefractiva. En la rejilla delgada la onda de lectura experimenta la modulación de fase y polarización sin una modulación de intensidad. La modulación debe ser efectuada debido al efecto Kerr óptico durante

la consecuente propagación de la onda en el volumen del cristal. La configuración típica que escogimos para nuestros cálculos con la dirección de la propagación de la luz a través del eje $[110]$ del cristal, y el vector de onda de la rejilla pregrabada a lo largo del eje $[\bar{1}10]$. Esta configuración provoca la misma amplitud de modulación de índice de refracción, $|\Delta n_x| = |\Delta n_y|$, para ambos modos electroópticos linealmente polarizados con $\Delta n_x = -\Delta n_y$. La eficiencia de difracción de una rejilla fotorrefractiva delgada en este caso no depende de la polarización de la luz de lectura. Por lo que la dependencia de la polarización de la eficiencia de difracción obtenida en nuestras simulaciones numéricas tiene que ser atribuída únicamente al enriquecimiento asociado con el efecto Kerr óptico. Estas dependencias se muestran en la Fig. 22. Los cálculos fueron realizados usando los mismos parámetros de la fluencia, frecuencia espacial, y susceptibilidad no lineal de tercer orden que fueron utilizados para obtener los resultados presentados en la Fig.21. El ángulo de polarización es definido aquí como un ángulo entre el plano de polarización y la dirección del eje $[\bar{1}10]$, que coincide con el vector de onda de la rejilla fotorrefractiva. La eficiencia de difracción de la rejilla fotorrefractiva sin enriquecimiento fue 1 %.

Como es posible observar en la Fig. 22 para ambas fluencias, 30 y $60\text{MW}/\text{cm}^2$, nuestros cálculos muestran que el máximo factor de enriquecimiento de la eficiencia de difracción para estos casos es de 16 veces. En la configuración del cristal, la cual discutimos aquí, el eje principal del elipsoide es dirigido con un ángulo de 45° a partir de la dirección $[\bar{1}10]$. Con un ángulo igual a cero los dos modos lineales de polarización poseen amplitudes similares a la entrada del cristal y la luz difractada posee una polarización ortogonal en respecto de la onda incidente, ya que $\Delta n_x = -\Delta n_y$. De acuerdo con estos resultados que presentamos en la Fig. 21, con una alta fluencia luminosa el factor de enriquecimiento posee un máximo cuando el ángulo de polarización se acerca a 0° . Cuando el ángulo de polarización es $\pm 45^\circ$, la luz de lectura posee una polarización

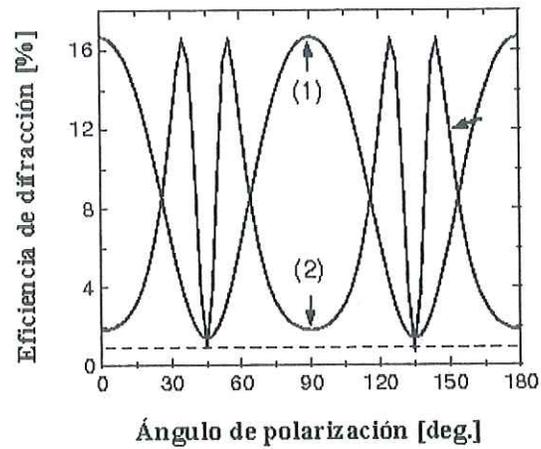


Figura 22: Eficiencia difractiva de la rejilla fotorrefractiva con enriquecimiento debido al efecto Kerr óptico. (1) La fluencia es 30 MW/cm^2 ; (2) 60 MW/cm^2 . La línea punteada muestra la eficiencia difractiva sin enriquecimiento.

que coincide con uno de los modos de polarización. Así la luz se difracta sin un cambio de polarización, lo cual permite el máximo enriquecimiento para bajas fluencias de energía.

Capítulo VII

Conclusiones

Sobre este sumamente extenso tema que es el acoplamiento vectorial de ondas, efectuamos una investigación teórica y experimental de efectos de autodifracción y transferencia de energía entre dos ondas que inciden en un medio con no linealidad óptica de tercer orden. Presentamos principalmente resultados relacionados con:

1) La autodifracción vectorial de ondas de luz

Calculamos sistemáticamente los modos circulares de polarización de ondas planas durante su acoplamiento dentro de un medio Kerr. Obtuvimos soluciones analíticas para el caso en que el mezclado de las ondas se efectúa en el régimen de Raman-Nath; mientras que para el caso en que consideramos que la rejilla inducida posee un volumen considerable nuestros resultados fueron numéricos. Además implementamos un arreglo experimental compacto y simple con el que investigamos la energía y la polarización de las ondas transmitidas y autodifractadas para ambos casos.

2) La amplificación de una señal de luz

Demostramos teóricamente la posibilidad de obtener amplificación de señales luminosas por un efecto óptico local. Indicamos mediante resultados numéricos que la polarización y la autodifracción desempeñan un papel importante para obtener la máxima transferencia de energía entre dos ondas que inciden en un medio Kerr. Mostramos que contrariamente a lo que se suponía establecido, la transferencia de energía entre las ondas incidentes no siempre es máxima cuando éstas poseen polarizaciones lineales y paralelas; y que el efecto de amplificación para este caso de polarizaciones puede

aumentar o disminuir con ciertos incrementos de intensidad de las ondas incidentes. Nuestros experimentos realizados con un láser de nanosegundos y un medio Kerr bien conocido, que es el CS_2 , nos mostraron que para obtener resultados experimentales de amplificación de luz por efecto Kerr es necesario utilizar pulsos de picosegundos; para que el tiempo del pulso no sea menor que el tiempo de respuesta del material, y para no alcanzar fluencias de luz que evaporen la muestra o que sobrepasen el límite de ablación de la misma o del recipiente que la contiene.

3) La revelación de mecanismos físicos de índice de refracción no lineal de un medio

Otro aspecto que abordamos fueron las características de la polarización de la luz difractada en medios con diferentes mecanismos físicos de índice de refracción no lineal. Desarrollamos un método novedoso que permite identificar un índice de refracción no lineal asociado con orientación molecular, polarización electrónica, o con efectos isotrópicos del tipo de la electrostricción o la contribución térmica. El método es muy sencillo y consiste básicamente en la medición experimental de la relación entre dos intensidades de luz autodifractada polarizada.

4) La difracción de ondas con polarizaciones lineales y mutuamente ortogonales

De acuerdo a nuestro conocimiento reportamos por primera vez teóricamente y experimentalmente, que dos ondas de luz con polarizaciones ortogonales pueden interactuar en un medio Kerr provocando una birrefringencia circular y a su vez el efecto de autodifracción. Encontramos que esto es posible en medios con índice de refracción no lineal asociado con orientación molecular y/o con respuesta electrónica no resonante; mientras que esto no sucede para un mecanismo basado en electrostricción o contribución térmica.

5) El efecto Kerr en el cristal fotorrefractivo BSO

Como mencionamos en el capítulo VI la respuesta no lineal ultrarrápida de ciertos cristales fotorrefractivos ha generado diversas opiniones que difieren entre diferentes grupos de investigación. De acuerdo a nuestras investigaciones teóricas y experimentales, por primera vez responsabilizamos al efecto Kerr por la gran velocidad de respuesta del BSO. Encontramos que este material puede presentar un efecto de autodifracción en ausencia de una modulación de intensidad y que esta respuesta se mantiene constante aun rotando los ejes del cristal.

6) La medición del índice de refracción no lineal de un medio

Diseñamos una técnica experimental para medir $|\chi^{(3)}|$ a partir de una relación de intensidades de luz autodifractada polarizada que se origina por dos ondas que inciden en un material. Ya que $|\chi^{(3)}|$ está asociada con un tensor, esta técnica puede ser muy útil, debido a que a los efectos ópticos de tercer orden no sólo dependen de la intensidad de la luz en el medio sino también de la polarización. Dado que las propiedades de no linealidad de tercer orden por efecto Kerr del BSO no han sido reportadas en la literatura, utilizamos esta técnica para la estimación de $|\chi^{(3)}|$ en dicho cristal.

7) Recomendaciones

Consideramos que con esta tesis contribuimos en la investigación de efectos relacionados con la naturaleza vectorial de la luz. Publicamos algunos de nuestros resultados en revistas [Khomenko y Torres-Torres, 2004], [Torres-Torres y Khomenko, 2005].

Entre otros nuevos estudios que nos parecen muy atractivos para continuar se encuentran:

- La investigación de la amplificación, la modulación y el control de pulsos láser mediante efectos vectoriales.

- La búsqueda de otros efectos vectoriales relacionados con el mezclado de multiondas.

- La utilización de los efectos vectoriales para la identificación de parámetros ópticos como lo son la absorción no lineal, o los componentes del tensor de susceptibilidad óptica no lineal, entre otras.

Nuestros resultados teóricos y experimentales indican que estas líneas de investigación son muy prometedoras.

Bibliografía

- Adair, R.; Chase, L. L. y Payne, S. A. (1997). "Nonlinear refractive index measurement for glasses using three-wave frequency mixing". *J. Opt. Soc. Am. B*, 4:875-881 p.
- Akihama, K.; Asai, T. y Yamasaki, S. (1993). "Measurement method of nonresonant third-order susceptibility by using off-resonant coherent anti-Stokes Raman spectroscopy". *Appl. Opt.*, 32(36):7434-7441 p.
- Bae, Y.; Song, J. J. y Kim, Y. B. (1982). "Photoacoustic study of two photon absorption in hexagonal ZnS". *J. Appl. Phys.*, 53:615-619 p.
- Bouchal, Z. y Perina, J. (1998). "Vectorial electromagnetic theory of degenerated four-wave mixing in isotropic Kerr-like media". *Pure and Appl. Opt.: Journal of the European Optical Society Part A*, 7(5):1043-1052 p.
- Boudebs, G.; Sánchez, F.; Duverger, C. y Boulard, B. (2001). "Improvement of Mach-Zehnder interferometry technique for third-order susceptibility measurement". *Opt. Commun.*, 199:257-265 p.
- Boyd, R. W. (1992). "Nonlinear optics". New York : John Wiley. 563 pp.
- Bryksin, V. V.; Korovin, L. I. y Khomenko, A. V. (1988). "Nonlinearities of polarization modulated waves in nonlinear media". *Solid State Phys.*, 30:134-139 p.
- Buckland, E. L. y Boyd, R. W. (1996). "Electrostrictive contribution to the intensity-dependent refractive index of optical fibers". *Opt. Lett.*, 21:1117-1119 p.
- Butcher, P. (1965). "Nonlinear optical phenomena". (Bulletin 200, Ohio state university, Columbus. Engineer experimental station). 143 pp.
- Eichler, H. J.; Günter, P. y Pohl, D. W. (1986). "Laser induced dynamic gratings". Springer : Berlin. 256 pp.

- Eichler, H. J.; Hilliger, G.; MacDonald, R. y Meindl, P. (1997). "Optical vector wave mixing processes in nonlinear birefringent nematic liquid crystals". *Phys. Rev. Lett.*, 78(25):4753-4756 p.
- Fisher, B.; White, J. O.; Cronin-Golomb, M. y Yariv, A. (1986). "Nonlinear vectorial two-beam coupling and forward four-wave mixing in photorefractive materials". *Opt. Lett.*, 11(4):239-241 p.
- Friberg, S. R. y Smith, P. W. (1987). "Nonlinear optical glasses for ultrafast optical switches". *IEEE J. Quantum Electron*, 23:2089-2094 p.
- Fu-xi, D. y Bai-shi, W. (1994). "Temperature dependence of the third order susceptibility, χ^3 , of CS₂ and dodecylbenzene". *Appl. Opt.*, 33(24):5495-5497 p.
- Ganeev, R. A.; Ryasnyansky, A. I.; Ishizawa, N.; Baba, M.; Suzuki, M.; Turu, M.; Sakakibara, S. y Kuroda, H. (2004). "Two- and three-photon absorption in CS₂". *Opt. Commun.*, 231:431-436 p.
- Goodman, J. W. (1968). "Introduction to Fourier Optics". New York : Mc graw Hill. 287 pp.
- Gutiérrez-Castrejón, R. y Hung, K. M. (1998). "Competition of resonating beamlets using multiple two-wave mixing in saturable-gain media". *Opt. Commun.*, 153:191-198 p.
- Hall, T. J.; Powell, A. K. y Stace, C. (1990). "Vector four-wave mixing in cubic, optically active photorefractive media". *Opt. Commun.*, 75(2):159-164 p.
- Hattori, T.; Terasaki, A.; Kobayashi, T.; Wada, T.; Yamada, A. y Sasabe, H. (1991). "Optical-heterodyne-detected induced phase modulation for the study of femtosecond molecular dynamics". *J. Chem. Phys.*, 95(2):937-945 p.
- Hermann, J. P. (1973). "Absolute measurements of third order susceptibilities". *Opt. Commun.*, 9(1):74-79 p.

- Hermann, J. P.; Herriau, J. P. y Huignard, J. P. (1981). "Nanosecond four-wave mixing and holography in BSO". *Appl. Opt.*, 20(3):2173-2174 p.
- Hu, Y.; Reighofer, K. H. y Sturman, B. I. (1999). "Two regimes of two-beam coupling in cubic 43m crystals". *Appl. Phys. B.*, 68(5):931-936 p.
- Huot, N.; Jonathan, J.; Roosen, G. y Rytz, D. (1997). "Two-wave mixing in photorefractive BaTiO₃Rh at 1.06 μ m in the nanosecond regime". *Opt. Lett.*, 22:976-978 p.
- Jonathan, J.; Roosen, G. y Roussignol, P. (1988). "Time resolved buildup of a photorefractive grating induced in Bi₁₂SiO₂₀ by picosecond light pulses". *Opt. Lett.*, 13(3):224-226 p.
- Khomenko, A. V. y Torres-Torres, C. (2004). "Optical Kerr effect in photorefractive Bi₁₂SiO₂₀ crystal". *Journal of Physics of Ukrania*, 49(4):377-371 p.
- Khoo, I. C. (1990). "Optical amplification and polarization switching in a birefringent nonlinear optical medium: an analysis". *Phys. Rev. Lett.*, 64(19):2273-2276 p.
- Khoo, I. C.; Liang, Y. y Li, H. (1992). "Coherent-beam amplification and polarization switching in a birefringent medium-photorefractive crystal". *IEEE J. of Quantum Electronics*, 28(8):1816-1824 p.
- Khoo, I. C. y Tabiryan, N. V. (1990). "Stationary equal-frequency two-wave mixing with gain in a bipolar birefringent nonlinear medium". *Phys. Rev. A*, 41:5528-5536 p.
- Kinoshita, S.; Kai, Y.; Yamaguchi, M. y Yagi, T. (1995). "Direct comparison of femtosecond fourier transform Raman spectrum with spontaneous light scattering spectrum". *Chem. Phys. Lett.*, 236:259-264 p.
- Li, W.; Sarger, L.; Canioni, L.; Segonds, P.; Adamietz, F. y Ducasse, A. (1996). "Time-resolved cross-induced beam deformation: application to the determination of the femtosecond nonlinear processes involved in CS₂". *Opt. Commun.*, 132(6):583-592 p.

- Li, W.; Sarger, L.; Canioni, L.; Segonds, P.; Adamietz, F.; Ducasse, A.; Duchesne, C.; Fargin, E.; Olazcuaga, R. y Le Flem, G. (1994). "Time-resolved absolute interferometric measurement of third order nonlinear optical susceptibilities". *J. Opt. Soc. Am. B*, 11:995-999 p.
- Maker, P. D. y Terhune, R. W. (1965). "Study of optical effects due to an induced polarization third order in electric field strength". *Phys. Rev.*, 137:A801-A818 p.
- Maker, P. D.; Terhune, R. W. y Savaje, C. M. (1964). "Intensity dependent changes in the refractive index liquids". *Phys. Rev. Lett.*, 12:507-509 p.
- McMorrow, D. y Lotshaw, W. T. (1990). "The frequency-response of condensed-phase media to femtosecond optical pulses - spectral-filter effects". *Chem. Phys. Lett.*, 174:85-94 p.
- Menyuk, C. R. (1989). "Pulse propagation in an elliptically birefringent Kerr medium". *IEEE J. Quantum Electron*, 25:2674-2682 p.
- Montant, S.; Le Calvez, A.; Freysz, E.; Ducasse, A. y Couzi, M. (1998). "Time domain separation of nuclear and electronic contribution to the third order nonlinearity in glasses". *J. Opt. Soc. Am. B*, 15:2802-2807 p.
- Moran, M. J.; Shen, C. Y. y Carman, R. L. (1975). "Interferometric measurement of nonlinear refractive-index coefficient relative to CS₂ in laser-system related materials". *IEEE J. Quantum Electron*, 11:259-265 p.
- Owyong, A. (1973). "Ellipse rotation studies in laser host materials". *IEEE J. Quantum Electron*, 9:1064-1071 p.
- Petit, S.; Talebpour, A.; Proulx, A. y Chin, S. L. (2000). "Polarization dependence of the propagation of intense laser pulses in air". *Opt. Commun.*, 175:323-327 p.
- Petrov, M. y Belic, M. (1994). "Vectorial two-beam mixing in photorefractive crystals". *Opt. Commun.*, 109:338-347 p.

- Petrov, M. P.; Shalaevskii, N. O.; Khomenko, A. V.; Shlyagin, M. G.; Petrov, V. M.; Bryksin, V. V. y Korovin, L. I. (1986). "Pulsed readout of an image from a PRIZ space-time light modulator." *Sov. Tech. Phys. Lett.*, 12:288-289 p.
- Petrov, M. P.; Stepanov, S. I. y Khomenko, A. V. (1991). "Photorefractive Crystals in Coherent Systems". Berlin : Springer-Verlag. 275 pp.
- Prasad y Williams, D. J. (1991). "Introduction to nonlinear optical effects in molecules and polymers". John Wiley : New York. 307 pp.
- Rocha, I. y Khomenko, A. V. (2002). "Bidirectional vectorial light amplification in cubic crystals with unshifted photorefractive gratings". *Opt. Lett.*, 27(16):1448-1450 p.
- Rocha, I. y Khomenko, A. V. (2004). "Vectorial two-beam coupling with arbitrary shifted photorefractive gratings: an analytical approach". *Physical Review E*, 70:1-7 p.
- Rodríguez, L.; Simos, C.; Sylla, M.; Marcano, O. y Phu, X. (2005). "New holographic technique for third-order optical properties measurement". *Opt. Commun.*, 247:453-460 p.
- Saleh, B. E. A. y Teich, M. V. (1991). "Fundamentals of Photonics". New York : John Wiley. 966 pp.
- Sánchez, F. (1992). "Two wave mixing in thin nonlinear local-response media". *J. Opt. Soc. Am.*, 9(12):2196-2205 p.
- Sandalphon; Kippelen, B.; Meerholz, K. y Peyghambarian, N. (1996). "Ellipsometric measurement of poling birefringence, the Pockels effect in high-performance photorefractive polymer composites". *Appl. Opt.*, 35(14):2346-2354 p.
- Sheik-Bahae, M.; Said, A. A.; Wei, T.; Hagan, D. J. y Stryland, E. W. V. (1990). "Sensitive measurement of optical nonlinearities using a single beam". *IEEE J. Quantum Electron*, 26:760-769 p.

- Shen, Y. R. (1984). "The Principles of nonlinear optics". New York : John Wiley. 563 pp.
- Shen, Y. R. (1986). "Basic considerations of four wave mixing and dynamic gratings". IEEE J. Quantum Electron, 22:1196-1203 p.
- Shepelevich, V. V.; Nichiporko, S. F.; Zagorskiy, A. E.; Egorov, N.; Hu, Y.; Ringhofer, K. H.; Shamonina, E. y Gayvoronsky, V. Y. (2001). "Optimization of diffraction efficiency and gain for two-wave mixing in cubic (111)-cut photorefractive piezocrystals". Optical Materials, 18:135-138 p.
- Shiek-Bahae, M.; Said, A. A. y Van Stryland, E. W. (1989). "High sensitivity, single-beam n_2 measurement". Opt. Lett., 14:955-957 p.
- Spiegel, M. R. (1998). "Mathematical handbook of formulas and tables". New York : McGraw-Hill. 271 pp., 2nd. edition.
- Stepanov, S.; Hernández, E. y Plata, M. (2005). "Collinear mixing of ortogonally polarized waves via polarization hole burning in birefringent Er-doped fiber". Opt. Commun., 244:159-165 p.
- Sutherland, R. L. (1996). "Handbook of nonlinear optics". New York : Marcel Dekker. 685 pp.
- Torres-Torres, C. y Khomenko, A. V. (2005). "Autodifracción vectorial de dos ondas degeneradas en medios con efecto Kerr óptico". Rev. Mex. de Fís., 51(2):162-167 p.
- Tyson, D. G. y Jennings, B. R. (1991). "Measurement of the 'optical' Kerr effect induced by nanosecond laser pulses". J. Phys. D: Appl. Phys., 24:645-653 p.
- Valley, G.; Dubard, J.; Smirl, A. L. y Glass, A. M. (1989). "Picosecond photorefractive response of GaAs:EL2, InP:Fe, and CdTe:V". Opt. Lett., 14(17):961-963 p.
- Vaupel, M.; Seror, C. y Dykstra, R. (1997). "Self-focusing in photo refractive two-wave mixing". Opt. Lett., 22(19):1470-1472 p.

- Volle, R.; Boucher, V.; Dorkenoo, K.; Chevalier, R. y Phu, X. (2000). "Local polarization state observation and third-order nonlinear susceptibility measurements by self-induced polarization state changes method". *Opt. Commun.*, 182:443-451 p.
- Wang, J.; Shiek-Bahae, M.; Said, A. A.; Hagan, D. J. y Stryland, E. W. V. (1994). "Time-resolved Z-scan measurements of optical nonlinearities". *J. Opt. Soc. Am. B*, 11:1009-1017 p.
- Williams, W. E.; Soileau, M. J. y Stryland, E. W. V. (1984). "Optical switching and n_2 measurements in CS_2 ". *Opt. Commun.*, 50:256-260 p.
- Wilson, T.; Saldin, D. K. y Solymar, L. (1990). "A two-dimensional vectorial theory of degenerate four-wave mixing". *Opt. Commun.*, 39(1-2):159-164 p.
- Wright, E. M. y Meystre, P. (1985). "Nonlinear theory of near degenerate four-wave mixing in a Kerr medium in the Raman-Nath approximation". *Opt. Commun.*, 53(4):269-273 p.
- Yeh, P. J. (1987). "Photorefractive two-beam coupling in cubic crystals". *JOSA B*, 4(9):1382-1386 p.

$$\begin{aligned}
T_{13\pm} = & A (E_{1\pm} E_{3\pm}^* e^{(i\Delta k \cdot z)} + E_{1\pm} E_{2\pm}^* e^{(i\Delta k \cdot z)} + E_{2\pm} E_{4\pm}^* e^{(2i\Delta k \cdot z)}) \\
& + (A + B) (E_{3\mp} E_{1\mp}^* e^{(i\Delta k \cdot z)} + E_{1\mp} E_{4\mp}^* e^{(i\Delta k \cdot z)} + E_{2\mp} E_{4\mp}^* e^{(2i\Delta k \cdot z)});
\end{aligned} \tag{121}$$

$$\begin{aligned}
T_{23\pm} = & A (E_{3\pm} E_{2\pm}^* + E_{1\pm} E_{4\pm}^* e^{(2i\Delta k \cdot z)}) \\
& + (A + B) (E_{3\mp} E_{2\mp}^* + E_{1\mp} E_{4\mp}^* e^{(2i\Delta k \cdot z)});
\end{aligned} \tag{122}$$

$$T_{44\pm} = A \left(2 \sum_{j=1}^4 E_{j\pm} - |E_{4\pm}|^2 \right) + (A + B) \sum_{j=1}^4 E_{j\mp}; \tag{123}$$

$$\begin{aligned}
T_{14\pm} = & A (E_{4\pm} E_{1\pm}^* + E_{2\pm} E_{3\pm}^* e^{(2i\Delta k \cdot z)}) \\
& + (A + B) (E_{4\mp} E_{1\mp}^* + E_{2\mp} E_{3\mp}^* e^{(2i\Delta k \cdot z)});
\end{aligned} \tag{124}$$

$$\begin{aligned}
T_{24\pm} = & A (E_{4\pm} E_{2\pm}^* + E_{2\pm} E_{1\pm}^* e^{(i\Delta k \cdot z)} + E_{1\pm} E_{3\pm}^* e^{(2i\Delta k \cdot z)}) \\
& + (A + B) (E_{4\pm} E_{2\pm}^* + E_{4\mp} E_{1\mp}^* e^{(i\Delta k \cdot z)} + E_{2\mp} E_{3\mp}^* e^{(2i\Delta k \cdot z)});
\end{aligned} \tag{125}$$

$$T_{41\pm} = T_{32\pm} = T_{43\pm} = T_{34\pm} = 0. \tag{126}$$