

**Centro de Investigación Científica y de Educación  
Superior de Ensenada, Baja California**



---

**Doctorado en Ciencias  
en Óptica con orientación en Optoelectrónica**

---

**Estudio del mezclado de cuatro ondas en un policristal de  
telururo de cadmio**

Tesis

para cubrir parcialmente los requisitos necesarios para obtener el grado de  
Doctor en Ciencias

Presenta:

**Gibraham Alejandro Graciano Armenta**

Ensenada, Baja California, México  
2017

Tesis defendida por  
**Gibraham Alejandro Graciano Armenta**

y aprobada por el siguiente Comité

---

**Dr. Anatoly Khomenko**  
Director de tesis

**Dr. Eugenio Rafael Méndez Méndez**

**Dr. Horacio Soto Ortiz**

**Dr. Santiago Camacho López**

**Dr. Carlos Torres Torres**



---

**Dr. Pedro Negrete Regagnon**  
Coordinador del Posgrado en Óptica

---

**Dra. Rufina Hernández Martínez**  
Directora de Estudios de Posgrado

Resumen de la tesis que presenta **Gibraham Alejandro Graciano Armenta** como requisito parcial para la obtención del grado de Doctor en Ciencias en Óptica con orientación en Optoelectrónica.

### **Estudio del mezclado de cuatro ondas en un policristal de telururo de cadmio**

Resumen aprobado por:

---

Dr. Anatoly Khomenko  
**Director de tesis**

En el presente trabajo se investigó experimental y teóricamente al mezclado degenerado de cuatro ondas (DFWM) tanto escalar como vectorial, utilizando una muestra de telururo de cadmio (CdTe) policristalino y pulsos láseres de picosegundos con una longitud de onda central de 1064 nm. En el estudio realizado se analizan los efectos inducidos por la absorción de dos fotones (TPA) y el efecto Kerr óptico electrónico sobre los estados de polarización e intensidades de los pulsos participantes en el DFWM. La investigación incluye: 1) las dependencias que la polarización del pulso difractado tiene con las polarizaciones e intensidades de los tres pulsos incidentes, 2) las contribuciones al proceso del DFWM por las rejillas de absorción y refracción inducidas no linealmente para diferentes polarizaciones e intensidades y 3) los intercambios de energía entre los pulsos del DFWM en función de las energías incidentes. El esquema experimental está basado en la configuración de caja frontal, la cual permite el empatamiento de fases requerido para el DFWM mientras que mantiene separados espacialmente a cada uno de los cuatro haces transmitidos por el CdTe después de haber interactuado. En la parte teórica se utilizó un sistema de ecuaciones diferenciales que modela el acoplamiento no lineal vectorial de cuatro ondas en un medio policristalino. Dicho sistema de ecuaciones fue incluido en el método de propagación de haces. Este método numérico fue utilizado para analizar la evolución de la polarización de la luz en el DFWM a lo largo de la interacción no lineal en el medio óptico. Se encontró que la polarización del pulso difractado depende de los haces de grabado. Además, el efecto de la polarización de cada haz de grabado sobre la polarización de la difracción es diferente, pues depende de la posición mutua entre los haces de grabado y el haz de prueba. Prácticamente, cualquier estado de polarización de la difracción puede ser obtenido a través de una elección adecuada de las polarizaciones de los haces de grabado y prueba. Se obtuvieron eficiencias de difracción mayores al 300%. Eficiencias tan altas fueron posibles por la estimulación del efecto de transferencia de energía transitoria (TET) entre los pulsos del DFWM. La TET es producida por las rejillas inducidas por TPA y por efecto Kerr electrónico. La automodulación y la modulación cruzada de la fase son responsables por el desplazamiento de fase requerido entre el patrón de interferencia y la rejilla para generar la TET. Los resultados muestran que la no linealidad óptica de tercer orden en medios policristalinos puede ser una alternativa efectiva, simple y económica al uso de monocristales. Además, nuestros resultados pueden ser la base del desarrollo de dispositivos fotónicos ultrarrápidos y totalmente ópticos para el control de la polarización y la amplificación de pulsos ultracortos.

**Palabras clave:** mezclado de cuatro ondas, control de polarización, transferencia de energía transitoria, absorción no lineal, efecto Kerr óptico, policristal.

Abstract of the thesis presented by **Gibraham Alejandro Graciano Armenta** as a partial requirement to obtain the Doctor of Science degree in Optics with orientation in Optoelectronics.

### **Study of four-wave mixing in polycrystalline cadmium telluride**

Abstract approved by:

---

Dr. Anatoly Khomenko  
Thesis Director

In this work we study experimentally and theoretically the degenerate four-wave mixing (DFWM) for both the scalar and the vectorial cases, using polycrystalline cadmium telluride (CdTe) as nonlinear medium and picosecond laser pulses at 1064 nm as light source. The induced effects by two-photon absorption (TPA) and electronic optical Kerr effect on the polarization states and intensities of the interacting pulses in the DFWM were studied. The investigation includes: 1) the polarization dependencies of the diffracted pulse with the polarizations and intensities of the three incident pulses, 2) the contributions to the DFWM process by the non-linearly induced absorptive and refractive gratings for different polarizations and intensities, and 3) the energy exchanges between the pulses of the DFWM as a function of the incident energies. The forward box configuration was used for the experimental setup, this configuration allows the required phase-matching condition for the DFWM while all the transmitted beams are spatially separated. In the theoretical work a system of differential equations modeling the nonlinear vectorial coupling of four wave mixing in polycrystalline media was used. This system of equations was included in the beam propagation method, such a numerical method was used to analyze the evolution of the light's polarization in the DFWM through the nonlinear interaction in the optical media. We show that diffracted light polarization depends on the polarization of both recording beams, and the effect of each recording beam on the diffracted beam polarization is different depending on the mutual position of the recording beams and the probe beam. It was found that virtually any polarization of the generated beam could be obtained by proper choice of the recording and probe beam polarization. Transient energy transfer (TET) among the beams, arising from laser-induced gratings by TPA and electronic optical Kerr effect, generates up to 300% of diffraction efficiency. Self- and cross-phase modulation are responsible for the required phase shift between the intensity pattern and the refractive grating. The results show that the third-order nonlinearities of polycrystalline materials can be an effective, simple and low cost alternative to the use of single crystals. Furthermore, our results could be the base for the development of ultrafast and all-optical devices for the control of polarization and amplification of ultrashort laser pulses.

**Keywords: four-wave mixing, polarization control, transient energy transfer, nonlinear absorption, optical Kerr effect, polycrystal.**

## Dedicatoria

*A mis papás y a mi hermano*

## Agradecimientos

Al CICESE por todas las facilidades que me concedió para permitir mi formación doctoral. Muchas gracias a todo su personal por hacer de CICESE un centro de investigación de calidad.

Al CONACYT por la beca (230195) que me otorgó para realizar mis estudios de doctorado. Gracias a estos apoyos, muchos mexicanos tenemos la posibilidad de estudiar posgrados.

A mi director de tesis, el Dr. Anatoly Khomenko, por todo el tiempo, paciencia, disposición y comprensión que me proporcionó. Muchas gracias por permitirme haber sido su estudiante.

A mi comité de tesis por su tiempo, disposición y recomendaciones.

A Marco por toda su ayuda en el laboratorio, por haber agenciado la compensación económica entre CICESE y la compañía del *chiller*, pero sobre todo muchas gracias por su amistad.

A todos mis profesores de Óptica y de Electrónica, por contribuir a mi formación académica.

A las secretarías del departamento, especialmente a Carmen, por su ayuda durante toda mi estancia y su amistad.

A Eliseo por su ayuda con los problemas del *chiller* y también por haber intervenido en la compensación económica.

A todos mis compañeros y amigos del CICESE, principalmente a Claudia, Alma y Cindy. Muchas gracias por su amistad y por hacer más llevaderos los momentos difíciles.

A mi papá Efraín y a Lety por todo su amor, apoyo y comprensión.

A mi papá Mario, a mi mamá Reyna y a mi mamá Nereyda por todo su apoyo y todo su amor.

A mi hermano, por su apoyo y cariño.

A mis tíos, por su cariño.

A Ricardo por su comprensión, apoyo y amor.

# Tabla de contenido

	Página
Resumen en español.....	ii
Resumen en inglés.....	iii
Dedicatorias.....	iv
Agradecimientos.....	v
Lista de figuras.....	ix
<b>Capítulo 1. Introducción.....</b>	<b>1</b>
1.1 Objetivos.....	5
1.1.1 Objetivo general.....	5
1.1.2 Objetivos específicos.....	5
1.2 Estructura de la tesis.....	6
<b>Capítulo 2. Medio óptico no lineal.....</b>	<b>7</b>
2.1 El semiconductor como medio óptico no lineal.....	7
2.2 Estructura del estado sólido.....	9
2.3 Polarización eléctrica del medio óptico no lineal.....	11
2.4 Simetría espacial del medio óptico no lineal.....	13
2.5 Empatamiento de fases en medios ordenados y desordenados.....	16
2.6 Conclusiones del capítulo.....	18
<b>Capítulo 3. Polarización no lineal de tercer orden.....</b>	<b>20</b>
3.1 Ecuación de onda para un medio óptico no lineal.....	20
3.2 Naturaleza tensorial de la susceptibilidad eléctrica de tercer orden.....	22
3.3 Índice de refracción no lineal.....	25
3.4 Absorción no lineal.....	29
3.5 Mecanismos físicos que dan origen al índice de refracción no lineal.....	31
3.5.1 Polarización no lineal del medio por los electrones de enlace.....	31
3.5.2 Generación de portadores libres.....	32
3.6 Propagación de la luz a través de un medio no lineal e isotrópico.....	33
3.6.1 Automodulación y modulación cruzada de la fase.....	34
3.6.2 Automodulación y modulación cruzada de la amplitud.....	35

3.6.3 Anisotropía inducida e inherente en la absorción y refracción no lineal.....	36
3.6.3.1 Anisotropía inducida en un medio no lineal e inherentemente isotrópico..	36
3.6.3.2 Anisotropía inducida en un medio no lineal y anisotrópico.....	41
3.6.3.3 Anisotropía inducida en un policristal de CdTe.....	45
3.7 Transferencia de energía transitoria.....	45
3.8 Conclusiones del capítulo.....	48
<b>Capítulo 4. Mezclado degenerado de cuatro ondas.....</b>	<b>50</b>
4.1 Introducción al mezclado degenerado de cuatro ondas.....	50
4.2 Rejillas de difracción inducidas por láser.....	51
4.2.1 Rejilla de difracción.....	51
4.2.2 Regímenes de difracción.....	52
4.2.3 Formación y tipos de rejillas.....	53
4.2.4 Empatamiento de fases en rejillas del DFWM.....	54
4.3 Geometría tridimensional para empatamiento de fases en el DFWM.....	56
4.4 Ecuaciones vectoriales para el DFWM.....	57
4.5 Método de propagación de haces.....	59
4.5.1 El algoritmo.....	60
4.6 Conclusiones del capítulo.....	62
<b>Capítulo 5. Metodología experimental.....</b>	<b>64</b>
5.1 Equipo y material.....	64
5.2 Caracterización del pulso láser.....	66
5.2.1 Energía del pulso.....	66
5.2.2 Perfil temporal y duración del pulso.....	66
5.2.3 Perfil espacial y diámetro del haz.....	69
5.3 Caracterización óptica de la muestra de CdTe.....	70
5.4 DFWM en FBC resuelto en tiempo, polarización e intensidad.....	71
5.4.1 Estudio del estado de polarización de la difracción en el DFWM.....	73
5.4.2 Estudio de la respuesta temporal del policristal de CdTe.....	73
5.4.3 Estudio de la transferencia de energía en el DFWM.....	73
<b>Capítulo 6. Resultados y discusión.....</b>	<b>75</b>
6.1 Perfil temporal de intensidad y duración de los pulsos.....	75

6.2 Perfil espacial de intensidad y cintura del haz.....	76
6.3 Absorción lineal y no lineal del CdTe.....	77
6.4 Polarización de la difracción en función de las polarizaciones e intensidades de los haces incidentes.....	78
6.5 DFWM resuelto en tiempo y dependiente de los estados de polarización e intensidades de los haces incidentes.....	84
6.6 Transferencia de energía en el mezclado de cuatro ondas.....	89
<b>Capítulo 7. Conclusiones.....</b>	<b>97</b>
<b>Literatura citada.....</b>	<b>100</b>

## Lista de figuras

Figura		Página
1	Celdas unitarias cúbicas básicas. SC: cúbica simple, BCC: cúbica centrada en el cuerpo y FCC: cúbica centrada en las caras.....	10
2	Estructuras cristalinas cúbicas centradas en las caras. a) Blenda de zinc, encontrada en algunos semiconductores binarios como el CdTe y b) diamante, para los semiconductores elementales.....	10
3	Polarización eléctrica del medio. Representación de los átomos constitutivos de un material: a) sin perturbación y b) perturbado por un campo eléctrico que le confiere una polarización eléctrica.....	12
4	Polarización eléctrica $\mathbf{P}$ en función del campo eléctrico $\mathbf{E}$ aplicado a un medio: a) centrosimétrico y b) no centrosimétrico.....	14
5	El campo eléctrico de una onda de luz que incide ( $E_i$ ) en diferentes medios ópticos no lineales produce que los electrones de enlace ( $e^-$ ) oscilen y generen dentro del material ondas que: a) solo se encuentran en fase dentro de una misma capa de espesor igual a la longitud de coherencia ( $\ell_c$ ) pero están en contrafase entre una capa y otra, así que la interferencia destructiva en este esquema donde no se induce empatamiento de fases provoca un campo eléctrico de salida prácticamente nulo; b) se encuentran en fase a lo largo de todo el material por la inducción adecuada de un empatamiento de fases real para que interfieran constructivamente y se obtenga eficientemente un campo de salida ( $E_o$ ); c) se encuentran en fase por la modulación periódica de las propiedades no lineales del medio para producir un campo de salida ( $E_o$ ) considerable, usándose la técnica de cuasi-empatamiento; d) poseen fases aleatorias puesto que cada segmento (cristalito de un policristal, por ejemplo) se encuentra orientado aleatoriamente, con lo cual se induce un cuasi-empatamiento de fases aleatorio que también genera una salida ( $E_o$ ) considerable.....	18
6	Diagrama en el espacio $e - k$ (energía en función del estado del electrón) para la absorción de dos fotones de energía $\hbar\omega$ en un semiconductor de banda prohibida ( $E_g$ ) directa, provocando que un solo electrón ( $e^-$ ) sea promovido a la banda de conducción dejando un hueco (h) en la banda de valencia. El proceso involucra un nivel virtual intermedio en $E_g$ , marcado en la figura por una línea discontinua.....	30
7	Variaciones del índice de refracción no lineal ( $n_2 \propto G_2$ ) y del coeficiente de absorción de dos fotones ( $\beta \propto F_2$ ) en función de la energía $\hbar\omega$ del fotón incidente normalizada a la energía de banda prohibida $E_g$ del semiconductor, para el mecanismo de generación de portadores.....	33
8	Elipse de polarización incidente y elipse de polarización rotada debido a la birrefringencia inducida por la propia luz en un medio no lineal e inherentemente isotrópico.....	41

9	El patrón de interferencia producido por el traslape de dos ondas de luz mutuamente coherentes depende de los estados de polarización. Dicho patrón será una modulación espacial puramente de intensidad, como se muestra en la parte superior de la figura, cuando las ondas posean polarizaciones paralelas. Mientras que para polarizaciones ortogonales el patrón corresponderá a una modulación espacial puramente de polarización, como en la parte inferior de la figura. Una mezcla de estos dos tipos de patrones será generada para cualquier otra configuración en los estados polarización de las ondas que interfieren.....	53
10	Diagrama esquemático de la configuración de caja frontal (FBC) para el mezclado degenerado de cuatro ondas.....	57
11	Esquema de propagación del campo óptico de acuerdo al algoritmo BPM.....	62
12	Perfil temporal de intensidad gaussiano y $\text{sech}^2$ para un pulso láser cuya duración es medida a la mitad de la altura del máximo (FWHM) .....	67
13	Esquema del arreglo experimental de la técnica de la autocorrelación óptica de segundo orden para obtener tanto el perfil temporal de intensidad del pulso como su duración. $\frac{\lambda}{2}$ WR representan las placas retardadoras de media onda, PBS el divisor de haz polarizado, P los polarizadores, M los espejos, RR el retrorreflector, $\beta$ -BBO el medio doblador de frecuencia, F el filtro y PD el fotodetector.....	69
14	Esquema de la técnica de la navaja para obtener el perfil espacial de intensidad del haz.....	70
15	Arreglo experimental para realizar DFWM en FBC. El haz rojo representa al haz de grabado $R_1$ , el haz azul al haz de grabado $R_2$ , el haz verde al haz de prueba $P$ y el haz morado al haz difractado $D$ . Los cuatro haces son infrarrojos, aparecen de diferente color en el esquema solo para facilitar la identificación de cada uno de ellos. $\frac{\lambda}{2}$ WR representan las placas retardadoras de media onda, PBS al divisor de haz polarizado, P los polarizadores, RR el retrorreflector, M los espejos y PD los fotodetectores.....	72
16	Autocorrelación óptica del perfil temporal de intensidad de los pulsos emitidos por el láser cuando este opera a) a mínima y b) a máxima concentración de pigmento. Los círculos negros corresponden a los datos experimentales y las líneas continuas son ajustes a funciones $\text{sech}^2$ (azul) y gaussiana (roja) .....	76
17	Perfil espacial de intensidad del haz del láser medido a través de la técnica de la navaja, los círculos corresponden a los datos experimentales y la línea continua es un ajuste con una función gaussiana, con lo cual se obtuvo que el radio del haz es $w_0 = 1.9 \text{ mm}$ .....	76
18	Transmitancia de la muestra policristalina de CdTe en función de la energía incidente. Las marcas corresponden a los datos experimentales y la línea continua es el ajuste teórico por medio de la ecuación (56) con el coeficiente de absorción de dos fotones $\beta = 4 \text{ cm/GW}$ .....	77

19	Energía de las componentes de polarización del haz difractado $D$ en función de la rotación $\theta_{R_1}$ del estado de polarización del haz de grabado $R_1$ . Las marcas indican los datos experimentales y las líneas continuas los resultados numéricos. Los círculos azules corresponden a la componente de $D$ polarizada paralelamente tanto al haz de prueba como al haz de grabado $R_2$ y las cruces verdes son para la componente de $D$ polarizada ortogonalmente a esos mismos dos haces.....	78
20	Energía de las componentes de polarización del haz difractado $D$ en función de la rotación $\theta_{R_2}$ del estado de polarización del haz de grabado $R_2$ . Las marcas indican los datos experimentales y las líneas continuas los resultados numéricos. Los círculos azules corresponden a la componente de $D$ polarizada paralelamente tanto al haz de prueba como al haz de grabado $R_1$ y las cruces verdes son para la componente de $D$ polarizada ortogonalmente a esos mismos dos haces.....	80
21	Energía de las componentes de polarización del haz difractado $D$ en función de la rotación $\theta_P$ del estado de polarización del haz de prueba. Las marcas indican los datos experimentales y las líneas continuas los resultados numéricos. Los círculos azules corresponden a la componente de $D$ polarizada paralelamente tanto al haz de grabado $R_1$ como del haz de grabado $R_2$ y las cruces verdes son para la componente de $D$ polarizada ortogonalmente a esos mismos dos haces.....	81
22	Diagrama de vectores de onda para explicar la asimetría en la difracción de la componente ortogonal $D_y$ , al rotar la polarización de la onda de grabación en a) $\theta_{R_1} = 90^\circ$ y b) $\theta_{R_2} = 90^\circ$ . Donde: $K_g$ es el vector de onda de la rejilla; $K_{R1x,y}$ y $K_{R2x,y}$ son los vectores de onda de las componentes de polarización de los haces $R_1$ y $R_2$ , respectivamente; la notación $x$ y $y$ corresponden a la componente paralela y ortogonal, respectivamente; $K_{Px}$ es el vector de onda de la componente de polarización paralela del haz de prueba y $K_{Dy}$ es el vector de onda del haz difractado con polarización ortogonal.....	82
23	Razón de la energía difractada máxima con polarización ortogonal a la energía difractada máxima con polarización paralela, en función de las energías de los haces de grabado ( $E_{R_1}$ y $E_{R_2}$ ) y del haz de prueba ( $E_P$ ).....	84
24	Energía de difracción en función del retraso del pulso de prueba respecto a los pulsos que graban la rejilla, para cinco diferentes energías de los haces de grabado y los tres estados de polarización de los haces incidentes paralelos entre sí. Las marcas corresponden a los datos experimentales y las líneas son los ajustes realizados.....	85
25	Representación en escala logarítmica de todos los datos de la figura 24.....	86
26	Energía de difracción en función del retraso del pulso de prueba respecto a los pulsos que graban la rejilla, para cinco diferentes energías de los haces de grabado. Los estados de polarización del haz de grabado $R_1$ y del haz de prueba fueron paralelos, mientras que la polarización del haz de grabado $R_2$ fue ortogonal a la de los primeros dos haces. Las marcas corresponden a los datos experimentales y las líneas al ajuste realizado a través de la autocorrelación del perfil temporal de los pulsos incidentes.....	86

27	Energía de difracción en función del retraso del pulso de prueba respecto a los pulsos que graban la rejilla, para tres diferentes energías de los haces de grabado. Los datos en color negro, azul y rojo fueron obtenidos cuando los tres estados de polarización son paralelos, cuando las polarizaciones de $R_1$ y $P$ son paralelos entre sí pero ortogonales a la polarización de $R_2$ y cuando las polarizaciones de ambos haces de grabado fueron mutuamente paralelas pero ortogonales a la polarización de $P$ , respectivamente. Las marcas corresponden a los datos experimentales y las líneas al ajuste correspondiente.....	87
28	Resultados obtenidos similarmente a los de las figuras 24 y 26, la única modificación fue el aumento en la energía del haz de prueba.....	89
29	Transmitancia del haz de grabado $R_1$ , del haz de grabado $R_2$ , del haz de prueba $P$ y la eficiencia de difracción $\eta_D$ , a), b), c) y d), respectivamente, en función de la energía incidente del haz de prueba $P$ y para cinco conjuntos de energía de los haces de grabado. Las marcas corresponden a los datos experimentales y la línea continua a la teoría aplicada.....	91
30	Transmitancia total en función de la energía incidente de $P$ y para cinco conjuntos de energía de los haces de grabado. Las marcas corresponden a los datos experimentales y la línea continua al ajuste teórico.....	92
31	Energía transmitida del haz débil ( $R_1$ ) en función de la energía incidente del haz fuerte ( $R_2$ ) para dos orientaciones del CdTe.....	93
32	Eficiencia de difracción total $\eta_T$ en función de la energía incidente de $P$ y para cinco conjuntos de energía de los haces de grabado.....	95
33	a) Dependencia temporal típica para la transmitancia del pulso de prueba cuando en un mezclado de dos ondas se estimula la TET. b) Cuando el pulso de prueba precede al de bombeo, solo una parte del borde frontal del pulso de bombeo interfiere con el de prueba, dejando disponible la mayor parte de la energía del pulso de bombeo que será transferida a la prueba, lo cual se manifiesta como un aumento de la transmitancia para tiempos negativos (a)). Corrección a través de a) de la dependencia temporal de la difracción en un DFWM.....	95

## Capítulo 1. Introducción

---

La óptica es una rama de la física encargada de estudiar el comportamiento de la luz, sus características, manifestaciones e interacciones con la materia. Los sistemas, efectos y fenómenos estudiados por esta rama pueden ser clasificados como lineales o no lineales, al igual que cualquier otro sistema físico, por lo que pueden satisfacer o no al principio de superposición. Los sistemas físicos son clasificados como lineales cuando cumplen simultáneamente con las propiedades de aditividad y escalamiento (principio de superposición), en caso contrario son clasificados como no lineales. Particularmente, en óptica, la linealidad o no linealidad corresponde a la respuesta del medio óptico ante la estimulación de la luz.

Durante mucho tiempo se consideró que el comportamiento o respuesta de la materia ante la incidencia de luz, era siempre lineal. Entonces, si la respuesta era siempre lineal, las propiedades ópticas del medio eran independientes de la intensidad de la luz incidente, el principio de superposición siempre se mantendría y la frecuencia de la luz no se podría alterar al propagarse por el medio. Fue hasta después de la invención del láser en 1960, que se pudo examinar el comportamiento de la materia a altas intensidades. Muchos de los experimentos entonces realizados, pusieron de manifiesto que el comportamiento de la materia es en general no lineal. Además, el principio de superposición ya no es válido y la luz puede modificar su propia propagación a través del medio (Saleh et al., 1991).

La óptica no lineal es el estudio de aquellos fenómenos que resultan como consecuencia de la modificación de las propiedades ópticas del medio por la propagación a través de éste de un haz de luz (Boyd, 2008). Generalmente, solo la emisión de un láser es lo suficientemente intensa como para lograr modificar las propiedades ópticas del medio. La linealidad o no linealidad es una propiedad del medio a través del cual viaja la luz y no de la propia luz. La no linealidad no se exhibe cuando la luz viaja por el espacio libre, entonces la luz puede interactuar consigo misma a través del medio de propagación.

El campo de la óptica no lineal abarca muchos fenómenos de gran aplicación tecnológica, algunos de ellos muy fascinantes, como por ejemplo: generación de segundo o tercer armónico, en donde una onda monocromática es doblada o triplicada en frecuencia; mezclado de ondas, cuando al menos dos ondas interaccionan para generar una o más ondas adicionales; amplificación paramétrica, en la que una o dos ondas son usadas para amplificar una onda adicional; oscilación paramétrica, en donde se agrega retroalimentación a la amplificación paramétrica para crear un oscilador; auto modulación de la fase de una onda, auto-enfocamiento de un haz, conjugación óptica de la fase de una onda, solitones ópticos, etc. (Saleh et al., 1991).

La posibilidad de controlar luz con luz es una de las propiedades que hace tan atrayente a la óptica no lineal, en especial en el área de telecomunicaciones, en donde la tasa de transferencia de información es cada vez más demandante por parte de la sociedad. Sin embargo, los sistemas de telecomunicaciones actuales no son completamente ópticos, sino que tienen una hibridación con la electrónica. A pesar de que estos sistemas explotan la alta capacidad y velocidad de los enlaces de transmisión por fibra óptica, la velocidad de transmisión total se ve reducida en los cuellos de botella que se generan en las etapas de conversión de la información del dominio óptico al eléctrico, ya que los dispositivos empleados en la manipulación de las señales son eléctricos. Para poder superar esto, los siguientes sistemas tendrán que ser completamente ópticos, por lo cual hace falta generar diversos dispositivos fotónicos que manipulen eficientemente la información en el dominio totalmente óptico.

El tiempo de respuesta de los materiales puede variar en órdenes de magnitud entre los diferentes efectos no lineales que puedan excitarse, sin embargo, algunos de ellos pueden ser muy rápidos, del orden de  $10^{-15}$  segundos. Así que el potencial para desarrollar dispositivos fotónicos ultrarrápidos y totalmente ópticos, en particular, conmutadores, puertas lógicas, controladores de polarización, amplificadores, etc. en base a fenómenos ópticos no lineales, permitiría acceder a una nueva generación de telecomunicaciones ópticas, en donde se aumentaría sustancialmente la velocidad de transmisión de información. De hecho, en los últimos años se ha demostrado que los efectos ópticos no lineales pueden ser utilizados para conmutar o enrutar señales ópticas y realizar diferentes operaciones lógicas (Midwinter, 2012).

Un efecto de la óptica no lineal muy prometedor para el desarrollo de dispositivos fotónicos totalmente ópticos es el efecto Kerr óptico (Cada, 2005; Agrawal, 2001; Li, 2017), ya que es un efecto autoinducido por la luz, con un tiempo de respuesta que en algunos casos es prácticamente instantáneo ( $10^{-15}$  s). Dicho efecto consiste en la modificación del índice de refracción del medio a causa de la intensidad de la luz que se propaga y está directamente relacionado con la no linealidad del medio de tercer orden. Éste efecto de refracción no lineal permite controlar luz por medio de luz, ya que la propagación de la onda electromagnética a través del medio depende de su propia intensidad. Otro efecto no lineal de tercer orden que puede ser estimulado simultáneamente con el efecto Kerr óptico es la absorción no lineal, la cual tiene que ser considerada puesto que en algunos casos, tales como absorción multifotónica, puede provocar fuertes pérdidas de energía en el medio, aunque no siempre es así (como se verá más adelante). Para aprovechar el efecto Kerr óptico básicamente se tienen dos opciones: altas intensidades de luz o materiales con grandes no linealidades de tercer orden.

Las intensidades de luz lo suficientemente altas para lograr estimular procesos no lineales, son accesibles desde la invención del láser y más aún desde la creación de láseres de pulsos cortos, con lo cual se tiene la oportunidad de usar energías bajas aplicadas en el medio con haces enfocados. Por otro lado, casi todos los medios poseen una no linealidad de tercer orden diferente de cero, pero su magnitud es típicamente pequeña y varía en muchos órdenes de magnitud de un material a otro. Por lo tanto, se han buscado materiales en los cuales los efectos no lineales sean grandes, que tengan un mínimo de pérdidas por absorción y un rápido tiempo de respuesta. Dentro de los materiales que poseen esas características, se ha puesto principal atención en los semiconductores (Sutherland, 2003; Boyd, 2008), en compuestos orgánicos (Sam-Shajing and Dalton, 2008) y en materiales nanoestructurados (Jin and Wada, 2014). No obstante, los materiales semiconductores conforman la base de fabricación de los dispositivos fotónicos actuales, así que tecnología desarrollada a partir de estos materiales puede ser fácilmente integrada.

Por otro lado, la mayoría de las investigaciones de óptica no lineal en semiconductores, han sido realizadas en monocristales, principalmente porque había sido comúnmente aceptado que medios ópticos con un alto grado de orden eran esenciales para las condiciones de emparejamiento de fases que requieren los procesos no lineales. No obstante, desde que se reportó un proceso eficiente de conversión de frecuencias de luz en un material policristalino (Baudrier-Raybaut et al, 2004), ha habido un creciente interés por las interacciones no lineales en medios desordenados (Vidal y Martorell, 2006; Fischer et al, 2008; Svozilík y Peřina, 2011; Yao et al, 2013; Vasilyev et al, 2015; Ren et al, 2016). Esto se debe al costo reducido de estos materiales, la fácil alineación en los sistemas ópticos y las eficiencias razonables que se han alcanzado. A pesar de que hay muchos estudios sobre los efectos de segundo orden en estos materiales, las investigaciones de efectos de tercer orden, tales como absorción y refracción no lineal, son escasas.

Además de la diversidad de materiales no lineales disponibles, existen varias configuraciones que permiten implementar dispositivos fotónicos explotando el efecto Kerr óptico (Boyd, 2008; Li, 2017), así como también estudiar los diferentes procesos no lineales que puedan ser inducidos en el medio. Sin embargo, todas las configuraciones se reducen básicamente a dos esquemas: un solo haz propagante a través del medio no lineal o mezclado de ondas interactuando en el medio no lineal.

En la configuración de un solo haz, el efecto Kerr óptico es utilizado para inducir birrefringencia en el material. Cuando un haz intenso y polarizado incide en un medio no lineal e isotrópico, se produce temporalmente una birrefringencia por la modificación de la indicatriz óptica a lo largo del plano en el que oscila el campo eléctrico de la luz. Con esta acción autoinducida de la luz el haz puede cambiar su estado de polarización y además, dependiendo del perfil espacial de la intensidad del haz y del cambio en el índice

de refracción del medio, el haz puede sufrir auto-enfocamiento o auto-desenfocamiento (Sutherland et al, 2003). La principal ventaja de esta configuración aplicada en dispositivos fotónicos es su simplicidad, mientras que sus desventajas son la baja sensibilidad a las señales de control y el reducido número de funciones que se pueden realizar.

Por otro lado, la configuración de mezclado de ondas implica la generación de rejillas de difracción inducidas en el medio por la interferencia de dos o más ondas coherentes. La variación periódica de intensidad del patrón de interferencia es quien produce a través de la no linealidad del medio una modulación periódica en sus propiedades ópticas, ya sea en la absorción o en la refracción. Lo anterior genera una rejilla de difracción en la cual una o más de las ondas incidentes resulta difractada. Lo interesante de este proceso es que la luz difractada puede variar en su amplitud, fase, frecuencia, estado de polarización, así como también en la distribución espacial y temporal de la intensidad de los pulsos ópticos. En comparación con la configuración de un solo haz, el mezclado de ondas es más versátil.

Un caso particular de mezclado de ondas es el mezclado de cuatro ondas, este proceso óptico no lineal consiste en la interacción de cuatro haces de luz mutuamente coherentes en un medio con una no linealidad de tercer orden. En algunos casos, dos ondas inciden en el medio para producir dos ondas adicionales y en otros casos tres ondas incidentes dan lugar a una cuarta onda. En cualquier caso, características como la amplitud, fase y polarización de las ondas que se generan, pueden ser modificadas en función de los parámetros de las ondas incidentes. Por lo cual, el mezclado de cuatro ondas ha sido ampliamente utilizado a lo largo de muchos años en diversas investigaciones relacionadas con la conjugación óptica de la fase (Li, 2017), la espectroscopía (Ding et al, 2016), la microscopía (Wang et al, 2011), la caracterización de las propiedades ópticas no lineales de diferentes materiales (Torres-Torres et al, 2008), etc. y recientemente en el desarrollo de tecnologías avanzadas para efectuar comunicaciones cuánticas (Boyer et al, 2008), obtención de imágenes por debajo del límite de difracción (Chen y Alù, 2011) y dispositivos fotónicos totalmente ópticos, como por ejemplo: amplificadores, interruptores, puertas lógicas, etc. (Salem et al, 2008; Uddin et al, 2017; Zajnulina et al, 2017).

La naturaleza vectorial del mezclado de cuatro ondas ha sido explotada fuertemente en diversos estudios y para diferentes aplicaciones (como las ya mencionadas), no obstante, básicamente se han limitado a reglas de selección para discriminar entre los diferentes procesos o contribuciones en la respuesta del medio. Además, a pesar de la gran cantidad de trabajos sobre el tema, aún no es clara la contribución de la absorción no lineal al mezclado de cuatro ondas, pues generalmente este proceso es evadido considerando que solo representa pérdidas de energía.

La intención de este trabajo de tesis es realizar una investigación experimental y teórica del mezclado degenerado de cuatro ondas en un medio desordenado que presente absorción y refracción no lineal, utilizando pulsos láser ultracortos. Específicamente, la investigación pretende estudiar las dependencias de intensidad y polarización del mezclado degenerado de cuatro ondas en un semiconductor policristalino que exhiba tanto absorción multifotónica como efecto Kerr óptico. Además, se recurrirá a un esquema experimental basado en una geometría tridimensional de empatajamiento de fases, lo cual permitirá estudiar de forma individual a cada haz transmitido en función de las polarizaciones e intensidades de los haces incidentes, permitiendo analizar la contribución de cada haz en el mezclado de ondas a altas intensidades. A su vez, se examinará la posibilidad de amplificar y generar pulsos ultracortos con la polarización deseada, de forma ultrarrápida y totalmente óptica.

Este trabajo de tesis tiene como principales antecedentes a dos investigaciones realizadas por Castro Chacón (2009) y Graciano Armenta (2011). En la primera de ellas se realizó un estudio vectorial del mezclado de cuatro ondas en un semiconductor monocristalino de telururo de cadmio dopado con germanio, para determinar las características de acoplamiento entre ondas con diferentes estados de polarización en un medio que exhibe tanto efecto Kerr óptico como efecto fotorrefractivo. En el segundo trabajo se reportó un control sobre el estado de polarización del haz difractado en un mezclado de cuatro ondas en telururo de cadmio monocristalino con efecto Kerr óptico.

## **1.1 Objetivos**

### **1.1.1 Objetivo general**

El objetivo general de este trabajo de investigación es estudiar experimental y teóricamente el mezclado vectorial de cuatro ondas en un medio óptico policristalino con absorción y refracción no lineal, para analizar el efecto que tienen ambos procesos no lineales sobre los estados de polarización e intensidades de los pulsos ultracortos que interactúan en el mezclado de ondas.

### **1.1.2 Objetivos específicos**

Los objetivos específicos de esta tesis son:

- Investigar el estado de polarización del haz difractado en un mezclado degenerado de cuatro ondas en función de los estados de polarización e intensidades de los pulsos incidentes en un semiconductor policristalino.

- Investigar la eficiencia de difracción en función de los estados de polarización e intensidades de los haces del mezclado de ondas.
- Estudiar la contribución tanto de las rejillas dinámicas de amplitud como de las de fase, en la eficiencia de difracción.
- Analizar los procesos físicos involucrados en la generación de las rejillas dinámicas inducidas por el mezclado de ondas en un semiconductor policristalino.

## 1.2 Estructura de la tesis

La presente tesis está organizada en siete capítulos. En el capítulo 1 se presenta una introducción al trabajo realizado, así como los objetivos de la tesis. El marco teórico necesario para este trabajo es bastante amplio por lo que se tuvo que seccionar en tres capítulos que van del 2 al 4. En el capítulo 2 se describen las propiedades físicas más importantes del semiconductor policristalino de telururo de cadmio (CdTe) utilizado como medio óptico no lineal. También se muestra un panorama general del comportamiento no lineal del material ante la excitación de un haz intenso de luz. El capítulo 3 está dedicado a la polarización eléctrica no lineal de tercer orden del material, haciendo particular énfasis en el efecto Kerr óptico y la absorción no lineal, pues son los efectos de tercer orden principales tras los fenómenos que se inducen con la técnica utilizada para los objetivos de la investigación (mezclado degenerado de cuatro ondas). Por lo que se presenta al tensor de susceptibilidad de tercer orden y algunas de sus propiedades. Además, a partir de las ecuaciones de Maxwell, se muestra el desarrollo teórico de la ecuación de onda para medios ópticos no lineales, así como las ecuaciones que explican el efecto Kerr óptico, la absorción no lineal y sus influencias sobre la propagación de la luz en un medio tanto isotrópico como anisotrópico. También se describen los mecanismos físicos que pueden dar origen a ambos efectos de tercer orden. El capítulo 4 corresponde a la teoría del mezclado de cuatro ondas y las condiciones de empatamiento de fases necesarias para que el proceso sea eficiente. En el mismo capítulo se presenta el modelo matemático que describe el acoplamiento no lineal para el mezclado de cuatro ondas en el medio óptico, así como también el método numérico usado para analizar el mezclado de cuatro ondas a través del sistema de ecuaciones que comprende dicho modelo. En el capítulo 5 se describe el equipo, los materiales y la metodología experimental seguida para realizar el estudio del mezclado degenerado de cuatro ondas en configuración de caja frontal. Se presenta, además, la metodología para caracterizar la fuente de luz y el material semiconductor. Es en el capítulo 6 donde se presentan los resultados principales de esta tesis y se incluye una discusión al respecto. Finalmente, el capítulo 7 contiene las conclusiones obtenidas a partir del trabajo realizado.

## Capítulo 2. Medio óptico no lineal

---

Este capítulo tiene el propósito de describir las propiedades ópticas de los materiales semiconductores y en particular, las características más básicas del telururo de cadmio para ser utilizado como medio óptico no lineal. Características dentro de las cuales se encuentra la energía de la banda prohibida, la red cristalina y la simetría espacial, así como las implicaciones que éstas tienen en la respuesta no lineal. Por lo que también se describe a la polarización eléctrica no lineal como la respuesta del medio cuando es irradiado a altas intensidades. Hacia el final del capítulo se aborda el efecto que tiene el orden de la estructura espacial sobre las condiciones de generación y eficiencia de los procesos no lineales.

### 2.1 El semiconductor como medio óptico no lineal

Existe una gran variedad de materiales que pueden ser utilizados como medios ópticos no lineales, que de acuerdo a las características ópticas y a la aplicación que se les necesite dar, algunos materiales presentan mayores ventajas que otros. Tal es el caso de los materiales semiconductores, los cuales tienen un lugar muy importante en el campo de la óptica no lineal, ya que comparados con otros medios, los semiconductores típicamente exhiben una respuesta no lineal grande. Además de que son ampliamente utilizados en la fabricación de componentes para la electrónica y la óptica, puesto que sus propiedades pueden ser fuertemente modificadas por cambios en la temperatura, dopaje y ante excitaciones de señales ópticas o eléctricas (Streetman y Kumar, 2009).

Es bien sabido que los metales poseen una conductividad eléctrica bastante alta y que en los dieléctricos es prácticamente nula, mientras que los semiconductores son materiales que poseen una conductividad eléctrica intermedia entre los metales y los dieléctricos. Generalmente se les clasifica como semiconductores elementales y semiconductores compuestos. Los elementales se encuentran formados únicamente por un solo elemento de la tabla periódica, en particular del grupo IV, mientras que los compuestos resultan de aleaciones entre elementos del grupo III y V o II y VI (Neamen, 2003). De estas aleaciones resultan los semiconductores binarios, ternarios y cuaternarios, dependiendo de la cantidad de elementos que lo conformen. Así que existe una gran variedad de semiconductores, lo que permite una gran flexibilidad en el diseño para aplicaciones en las áreas de óptica y electrónica.

La teoría cuántica establece que los materiales semiconductores poseen niveles permitidos de energía descritos en forma de bandas. Las cuales no son más que una representación de las energías que los electrones del material pueden adquirir. Dichos niveles de energía se encuentran separados por

regiones o bandas prohibidas; energías a las que los electrones no tienen acceso. En equilibrio térmico, a la última banda de energía que se encuentra total o parcialmente ocupada por electrones, se le conoce como banda de valencia, mientras que a la siguiente banda permitida vacía, en orden ascendente, se le conoce como banda de conducción. La diferencia de energía entre la parte superior de la banda de valencia y la parte inferior de la banda de conducción, es decir la banda prohibida, denotada comúnmente como  $E_g$ , es una de las características más importantes de los semiconductores, pues determina, entre otras cosas, la energía de los fotones que pueden ser absorbidos o emitidos por el semiconductor (Boyd, 2008).

Un fotón de energía  $\hbar\omega$  (con  $\hbar$  como la constante de Planck reducida y  $\omega$  la frecuencia angular) que incide en el material, podrá ser absorbido de forma lineal por el semiconductor siempre y cuando la energía del fotón sea mayor que la energía de la banda prohibida ( $\hbar\omega > E_g$ ). En este caso la absorción de un fotón promueve un solo electrón desde la banda de valencia hasta la banda de conducción, fenómeno también llamado generación de portador libre. Para el caso cuando la energía del fotón es menor que la energía de la banda prohibida ( $\hbar\omega < E_g$ ), se requiere de más de un fotón para poder promover un solo electrón desde la banda de valencia hasta la de conducción. Para que la probabilidad de que esto ocurra sea alta, se requiere una gran cantidad de fotones en una pequeña área y en un corto tiempo, en otras palabras, altas intensidades. Entonces, el proceso de absorción se vuelve no lineal y multifotónico, en donde la absorción de dos o más fotones produce un solo portador libre. En estas circunstancias ocurren procesos paramétricos relacionados a niveles virtuales dentro de la banda prohibida (Boyd, 2008).

En el desarrollo de la presente tesis se utilizó el semiconductor binario telururo de cadmio (CdTe). La energía de banda prohibida es  $E_g = 1.44 \text{ eV}$ . En este semiconductor se cumple que ( $\hbar\omega < E_g$ ), ya que la longitud de onda ( $\lambda$ ) de emisión de la fuente de luz láser con la que se irradia en los experimentos de esta tesis, es de 1064 nm, por lo tanto:  $\hbar\omega = 1.16 \text{ eV}$ . Debido a esto, se espera que el semiconductor posea una absorción lineal muy baja y una absorción no lineal de dos fotones considerablemente alta cuando sea irradiado a altas intensidades.

Adicionalmente al proceso no lineal de absorción, el fenómeno de refracción no lineal también puede ser generado en los semiconductores. Las altas intensidades de luz propagándose a través del material, pueden causarle una polarización no lineal y modificar el índice de refracción, al punto en que este se vuelve función de la intensidad del haz, es decir, estimulamos el efecto Kerr óptico. En siguientes secciones de la presente tesis se proporciona un tratamiento más detallado de los conceptos de absorción no lineal y efecto Kerr óptico.

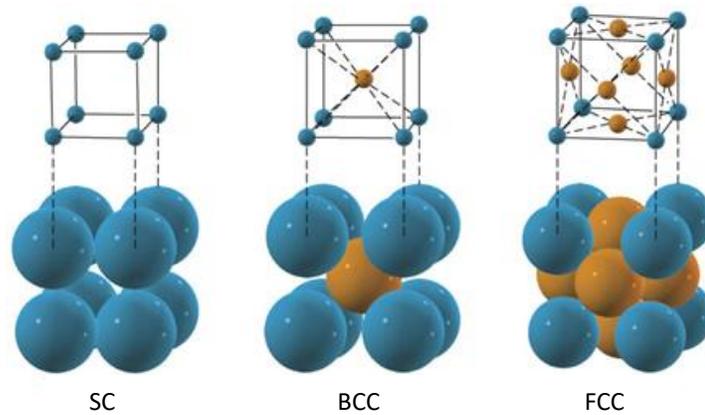
## 2.2 Estructura del estado sólido

Para investigar las propiedades de los semiconductores como medio óptico no lineal, es necesario conocer no solo su composición química sino también el arreglo espacial atómico o molecular del material. A pesar de que los semiconductores puedan encontrarse en estado sólido, no todos ellos poseen la misma red cristalina y es ésta la que determina muchas de las propiedades mecánicas, eléctricas y ópticas del material. Por eso surge la necesidad de presentar una descripción de las redes cristalinas.

La clasificación más general de los sólidos, de acuerdo a su estructura, considera tres tipos diferentes: amorfos, monocristalinos y policristalinos. Los sólidos amorfos son aquellos que prácticamente no poseen ningún orden entre sus átomos o moléculas. Los sólidos monocristalinos son aquellos que poseen un alto grado de orden a través de todo su volumen. De hecho, los monocristales poseen una periodicidad geométrica regular en su arreglo atómico, a tal arreglo periódico de átomos se le conoce como la red cristalina. Finalmente, los sólidos policristalinos son aquellos que están compuestos por un conjunto desordenado de varios monocristales, es decir que también poseen un alto grado de orden pero por regiones, así que la totalidad del material aparece desordenada. A las regiones de los materiales policristalinos donde se mantiene un alto grado de orden interatómico o intermolecular, se les conoce como granos o cristalitos, en los cuales cada uno posee la misma red cristalina pero orientada de forma diferente.

Puesto que la red cristalina es una repetición periódica de un grupo de átomos, no es necesario considerar al cristal entero para analizar muchas de sus propiedades, sino solo una unidad fundamental; la celda unitaria. La cual es un pequeño volumen del material que puede ser utilizado para reproducir al cristal completo. Una celda unitaria cúbica es la red tridimensional más simple a partir de la cual se basan otras, como en el caso de las tres estructuras cristalinas cúbicas básicas: la cúbica simple, la cúbica centrada en el cuerpo y la cúbica centrada en la cara; SC, BCC y FCC, respectivamente por sus siglas en inglés (Neaman, 2003), véase figura 1.

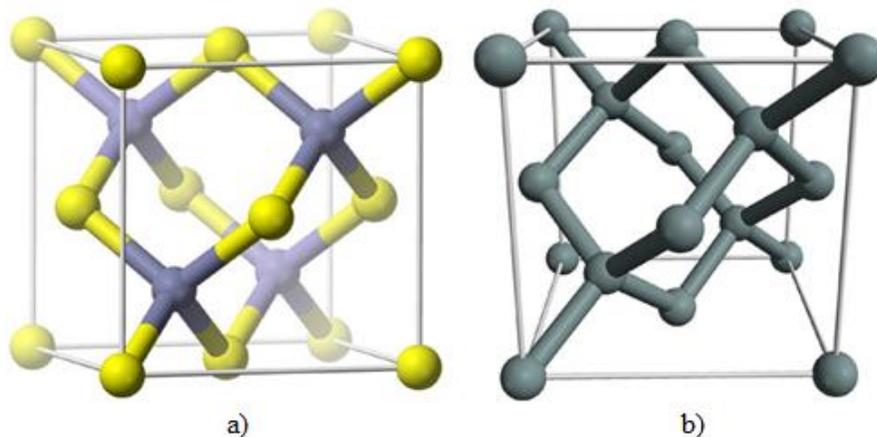
Dos estructuras que se derivan a partir de la celda unitaria cúbica centrada en la cara, son la estructura diamante y la estructura blenda de zinc, figura 2. En ambos casos, los átomos están unidos de tal manera que forman un tetraedro, y la particularidad de estas dos estructuras es que cada uno de los átomos está rodeado por cuatro átomos cercanos, unidos por un enlace atómico covalente. No obstante, en la estructura diamante, los átomos de la red cristalina cúbica son de la misma especie, y en la blenda de zinc existen átomos de dos especies que se alternan en su posición. El interés en estas redes cristalinas es que los semiconductores elementales como el silicio, germanio y carbono poseen una estructura



**Figura 1.** Celdas unitarias cúbicas básicas. SC: cúbica simple, BCC: cúbica centrada en el cuerpo y FCC: cúbica centrada en las caras.

crystalina cúbica diamante, mientras que para muchos de los semiconductores compuestos; típicamente aleaciones de los grupos III-V y algunos de los II-VI de la tabla periódica, la estructura cristalina cúbica es blenda de zinc.

En el caso particular de este trabajo de tesis se utilizó el semiconductor binario CdTe. Dicho semiconductor de aleación de los grupos II-VI posee estructura cristalina cúbica blenda de zinc. Sin embargo, la muestra que utilizamos es policristalina, así que está compuesta por un conjunto de cristalitas blenda de zinc, y cada cristalito se encuentra orientado de forma aleatoria. La razón de haber seleccionado este tipo de material ya fue expuesto en la introducción, y algunas de las implicaciones físicas de usarlo como medio óptico no lineal serán expuestas en la sección 2.5.



**Figura 2.** Estructuras cristalinas cúbicas centradas en las caras. a) Blenda de zinc, encontrada en algunos semiconductores binarios como el CdTe y b) diamante, para los semiconductores elementales.

### 2.3 Polarización eléctrica del medio óptico no lineal

Cuando un campo eléctrico interactúa con cargas eléctricas, las cargas positivas tienden a desplazarse en la dirección del vector de campo eléctrico, mientras que las cargas negativas se mueven en la dirección opuesta. Por otro lado, considerando que la luz es una onda electromagnética y que la materia está constituida por átomos, donde un núcleo de carga positiva se encuentra rodeado por electrones, la interacción de las cargas eléctricas de la materia con el campo eléctrico asociado a la luz, produce una modificación del material, a la que se le conoce como polarización eléctrica del medio. Cuando la luz se propaga a través de un medio, el campo eléctrico ejerce cierta fuerza sobre las cargas eléctricas del material, pero el núcleo atómico es tan masivo y los electrones de las orbitales más próximo al núcleo se encuentran tan fuertemente ligados a él, que ninguno de ellos puede ser desplazado por el campo eléctrico. Sin embargo, los electrones de valencia que son los menos fuertemente ligados, sí logran ser desplazados. Entonces, la fuerza ejercida por el campo eléctrico produce un ligero desplazamiento entre los electrones de valencia y el núcleo. Induciéndose así, dipolos orientados en un sentido que depende de la dirección del vector de campo eléctrico de la luz que se propaga (Fowles, 1975), véase figura 3.

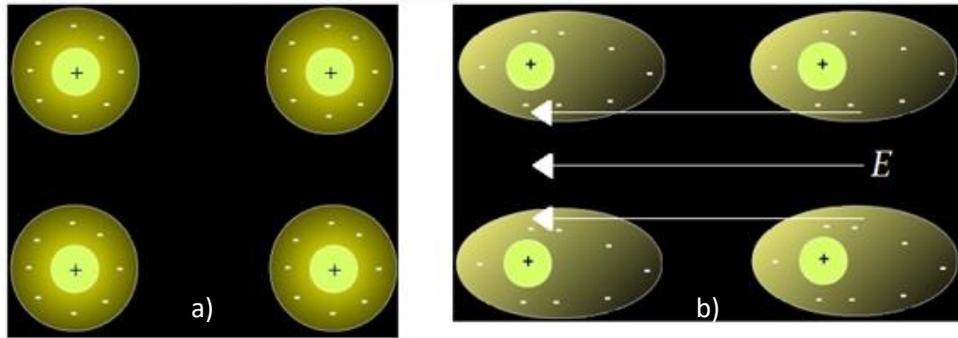
La polarización eléctrica  $\mathbf{P}$  del medio suele ser definida como el momento dipolar promedio por unidad de volumen y está dado por la siguiente ecuación (Sutherland et al., 2003):

$$\mathbf{P} = N\langle\boldsymbol{\mu}\rangle, \quad (1)$$

donde  $\boldsymbol{\mu}$  es el momento dipolar inducido por el campo eléctrico,  $N$  es el número de dipolos por unidad de volumen y los paréntesis angulares indican un promedio sobre todo los dipolos en el medio. El momento dipolar  $\boldsymbol{\mu}$  y por lo tanto la polarización eléctrica  $\mathbf{P}$  puede oscilar rápidamente si el campo eléctrico que lo induce también lo hace. Por otro lado, los posibles efectos que puedan inducir los campos magnéticos sobre un determinado material serán despreciados a lo largo de este trabajo puesto que las propiedades magnéticas del CdTe son nulas.

Cuando el campo eléctrico asociado a la luz incidente es muy débil, comparado con las fuerzas interatómicas del material, el medio sufre una polarización eléctrica  $\mathbf{P}(t)$  en proporción lineal al campo, matemáticamente expresada por

$$\mathbf{P}(t) = \epsilon_0\chi^{(1)}\mathbf{E}(t), \quad (2)$$



**Figura 3.** Polarización eléctrica del medio. Representación de los átomos constitutivos de un material: a) sin perturbación y b) perturbado por un campo eléctrico que le confiere una polarización eléctrica.

donde  $\varepsilon_0$  es la permitividad (también llamada constante dieléctrica) del vacío,  $\chi^{(1)}$  es la susceptibilidad eléctrica de primer orden del medio y es un tensor complejo de rango 2 en el que la parte real y la parte imaginaria determinan la refracción lineal y la absorción lineal, respectivamente,  $\mathbf{E}(t)$  es el campo eléctrico de la luz que atraviesa al medio. En esta situación, el medio responde de manera lineal al campo incidente, de tal forma que si el campo es una oscilación armónica, las cargas desplazadas oscilarán también de manera armónica. Cuando el campo eléctrico es lo suficientemente débil para que la respuesta del medio óptico pueda ser modelada de acuerdo a la ecuación (2), nos encontramos en el régimen de la óptica lineal.

Cuando el campo eléctrico de la onda luminosa propagándose a través del medio es tan intenso que se compara con los campos interatómicos,  $\mathbf{P}(t)$  no puede seguir creciendo de manera lineal con el campo incidente, pues los dipolos no son capaces de seguir de manera lineal al campo eléctrico intenso oscilante en el tiempo. En este régimen, la respuesta del medio es no lineal y su polarización es representada por un desarrollo en serie de potencias, como alguna de las siguientes tres expresiones equivalentes:

$$\mathbf{P}(t) = \varepsilon_0 \chi^{(1)} \mathbf{E}(t) + \varepsilon_0 \chi^{(2)} \mathbf{E}^2(t) + \varepsilon_0 \chi^{(3)} \mathbf{E}^3(t) + \dots + \varepsilon_0 \chi^{(n)} \mathbf{E}^n(t) \quad (3.1)$$

$$= \varepsilon_0 \chi^{(1)} \mathbf{E}(t) + \mathbf{P}_{NL}(t) \quad (3.2)$$

$$\equiv \mathbf{P}^{(1)}(t) + \mathbf{P}^{(2)}(t) + \mathbf{P}^{(3)}(t) + \dots + \mathbf{P}^{(n)}(t), \quad (3.3)$$

donde  $\mathbf{P}^{(n)}(t)$  para  $n = 1, 2, 3, \dots, n$  son las polarizaciones de primer, segundo, tercer y n-ésimo orden.  $\mathbf{P}_{NL}(t)$  es la polarización no lineal del material y contiene a todos los términos no lineales.  $\chi^{(2)}$  es la susceptibilidad eléctrica de segundo orden y por lo tanto es el primer elemento no lineal, este parámetro

es igual a cero en muchos materiales y depende de la simetría de estos, dicho parámetro es el responsable de efectos no lineales como el efecto Pockels, mezclado de frecuencias, generación de segundo armónico, amplificación y oscilación óptica paramétrica, etc.  $\chi^{(3)}$  es la susceptibilidad eléctrica de tercer orden y es responsable de efectos no lineales tales como el efecto Kerr óptico, generación de tercer armónico, esparcimiento estimulado Raman y Brillouin, conjugación óptica de fase, absorción de dos fotones, etc. Debido a estos y otros efectos no lineales, las susceptibilidades de segundo y tercer orden son de particular interés, pues diversas aplicaciones tecnológicas han surgido del aprovechamiento de ambas propiedades ópticas (Wooten et al., 2000; Fejer, 1994; Cada, 2005; Ramaswami et al., 2010 y Agrawal, 2001).

Típicamente la susceptibilidad de primer orden es mucho mayor que las susceptibilidades de mayor orden, por lo tanto, para observar fenómenos de óptica no lineal es necesario tener campos eléctricos de gran amplitud. Por comodidad, hasta este momento se ha considerado a  $\chi^{(n)}$  como una cantidad escalar, pero en las subsecuentes secciones de este trabajo se les tratará por su verdadera naturaleza tensorial, en donde  $\chi^{(n)}$  es en general un tensor de rango  $n + 1$ .

## 2.4 Simetría espacial del medio óptico no lineal

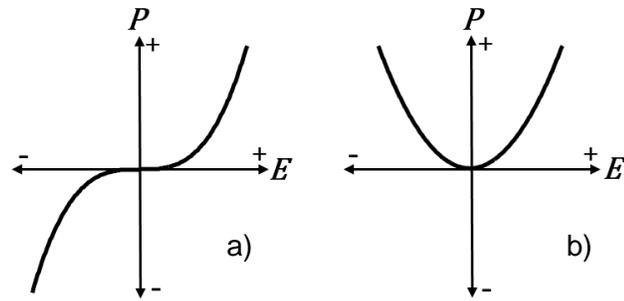
Ya se ha hablado sobre las estructuras cristalinas cúbicas blanda de zinc que poseen ciertos semiconductores. Estructuras a partir de las cuales se pueden analizar las diferentes propiedades de la simetría espacial del medio, dentro de las más importantes se encuentran la centrosimetría y la no centrosimetría.

Un medio centrosimétrico es aquel material que posee centro de inversión, bajo el contexto de la óptica, esto implica que la polarización eléctrica  $\mathbf{P}$  que adquiere el medio, es simétrica ante la operación de  $\mathbf{E} \rightarrow -\mathbf{E}$ , es decir

$$\pm \mathbf{E} \propto \pm \mathbf{P}. \quad (4)$$

Por el contrario, los medios no centrosimétricos no poseen centro de inversión, y ópticamente implica que la polarización eléctrica  $\mathbf{P}$  que pueda adquirir el medio, es invariante ante la operación  $\mathbf{E} \rightarrow -\mathbf{E}$ , véase figura 4, tal que

$$\pm \mathbf{E} \propto +\mathbf{P}. \quad (5)$$



**Figura 4.** Polarización eléctrica  $P$  en función del campo eléctrico  $E$  aplicado a un medio: a) centrosimétrico y b) no centrosimétrico.

La centrosimetría es una propiedad que no todos los cristales poseen, en un cristal con esta propiedad, la susceptibilidad de segundo orden es nula ( $\chi^{(2)} = 0$ ), mientras que el tensor de susceptibilidad de tercer orden  $\chi^{(3)}$  es diferente de cero. En medios no centrosimétricos tanto  $\chi^{(2)}$  como  $\chi^{(3)}$  son diferente de cero. A partir de lo cual se puede concluir que las interacciones ópticas de segundo orden únicamente se dan en medios no centrosimétricos y que las interacciones de tercer orden pueden darse tanto en medios no centrosimétricos como en medios centrosimétricos (Boyd, 2008).

Puesto que en medios centrosimétricos el término de polarización de segundo orden desaparece, la no linealidad dominante en estos medios es la de tercer orden, cuya polarización no lineal se expresa matemáticamente en la ecuación (6). A estos materiales se les suele llamar medios Kerr (Saleh, 1991).

$$\mathbf{P}^{(3)}(t) = \varepsilon_0 \chi^{(3)} \mathbf{E}^3(t), \quad (6)$$

Las propiedades simétricas espaciales del medio determinan la forma que tendrá el tensor de susceptibilidad lineal y el no lineal. Así que para cualquier cristal, la forma de su tensor de susceptibilidad puede ser determinada considerando las consecuencias de todas las propiedades de simetría del medio. En cristalografía se han estudiado los tipos de simetría que pueden ocurrir en un cristal, y los han clasificado en 32 posibles clases de cristales dependiendo de la simetría del grupo puntual, y en 7 posibles sistemas cristalinos dependiendo de la red cristalina (Boyd, 2008).

Para el desarrollo de esta tesis se empleó el telururo de cadmio, un cristal cúbico, que pertenece a la clase  $\bar{4}3m$ . La forma tensorial de la susceptibilidad de primer orden para esta clase es (Boyd, 2008)

$$\begin{matrix} \chi_{xx}^{(1)} & 0 & 0 \\ 0 & \chi_{xx}^{(1)} & 0 \\ 0 & 0 & \chi_{xx}^{(1)} \end{matrix} \quad (7)$$

de donde se nota que un cristal cúbico es isotrópico en sus propiedades ópticas lineales, ya que la matriz representativa de  $\chi^{(1)}$  es diagonal con todos sus elementos iguales. El resto de los cristales; es decir, todos aquellos que no son cúbicos, son anisotrópicos en sus propiedades ópticas lineales. Con esto, la polarización eléctrica del medio no necesariamente es paralela al campo eléctrico aplicado y entonces el medio presenta birrefringencia, ya sea en forma uniaxial o biaxial. A pesar de que un cristal cúbico es isotrópico en el régimen de la óptica lineal, puede comportarse como material anisotrópico en el régimen no lineal, pues su tensor de susceptibilidad no lineal es diferente de la matriz identidad y entonces el medio puede exhibir birrefringencia (Boyd, 2008), esto se analizará a mayor profundidad más adelante.

Un material puede poseer una red cristalina cúbica y ser no centrosimétrico, tal es el caso de los semiconductores binarios cuya red cristalina es blenda de zinc. A pesar de que el arreglo estructural interatómico de la red cúbica es altamente simétrico y periódico, la estructura blenda de zinc no muestra inversión de simetría, es pues, no centrosimétrico. Por el contrario, un cristal con estructura diamante es centrosimétrico ya que el punto de inversión se encuentra en medio de dos átomos cercanos. Mientras que los blendas de zinc no presentan este punto de inversión, pues dentro de cada par de átomos cercanos, cada uno de los dos es de diferente especie, de aquí su no centrosimetría (Boyd, 2008).

En este trabajo de tesis se empleó telururo de cadmio policristalino, un material semiconductor cuya estructura cristalina en cada grano es tipo blenda de zinc y por lo tanto no centrosimétrico. A pesar de que cada grano pudiera permitir interacciones de segundo orden, éstas requieren de condiciones específicas de estimulación, además el CdTe es fuertemente absorbente para la radiación que pudiera oscilar al doble de la frecuencia de la luz emitida por nuestra fuente. Por lo tanto, únicamente consideraremos interacciones no lineales de tercer orden ya que se pretende estudiar el efecto Kerr óptico y la absorción de dos fotones, siendo ambos procesos de tercer orden. Así que la susceptibilidad y polarización eléctrica de tercer orden serán las únicas en ser tratadas de aquí en adelante.

## 2.5 Empatamiento de fases en medios ordenados y desordenados

La mayoría de los efectos ópticos no lineales requieren de condiciones de empatamiento de fases para que dichos efectos sean eficientes. El empatamiento de fases consiste en mantener las relaciones de fases apropiadas entre las ondas que interactúan a lo largo de la propagación en el medio no lineal. Al satisfacer las condiciones de empatamiento de fases, se asegura que las contribuciones de diferentes partes del medio a la onda resultante estén en fase a la salida del medio. Durante muchos años los efectos ópticos no lineales fueron desarrollados en materiales altamente ordenados, como los cristales. De hecho, era comúnmente aceptado que efectos no lineales de conversión de frecuencia óptica solo podrían ser eficientes en cristales que fueran birrefringentes o estuvieran periódicamente polarizados, ya que a través de alguna de estas dos características se logra inducir el empatamiento de fases necesario.

En cristales isotrópicos la dispersión óptica provoca que la velocidad de la luz sea función de su frecuencia y por lo tanto, la onda fundamental y la convertida en frecuencia viajan con velocidades diferentes. Como consecuencia, las ondas convertidas en frecuencia generadas por los diferentes átomos del material, no poseen las relaciones de fase apropiadas (desempatamiento de fases) para que las ondas se superpongan constructivamente a lo largo de todo el material, lo cual genera una eficiencia muy baja o nula. No obstante, es posible tener empatamiento de fases en cristales isotrópicos, pero en segmentos del cristal menores a una determinada longitud donde el retraso relativo de fases entre las ondas aún produce interferencia constructiva. A dicha longitud se le conoce como longitud de coherencia  $\ell_c$ , la cual es típicamente muy corta pero se repite periódicamente. La fase relativa entre las ondas que interactúan crece con la distancia de propagación, ganando un cambio de fase de  $\pi$  en cada  $\ell_c$ , por lo tanto, si el número de éstas es un número par, el efecto total se anula y si es impar el campo a la salida generado por la no linealidad es muy débil, ya que es equivalente a si solo una  $\ell_c$  hubiera contribuido.

Para contrarrestar los efectos del desempatamiento de fases inherente de los cristales isotrópicos, se han utilizado cristales birrefringentes o periódicamente estructurados. En los primeros se aprovecha la refracción doble para lograr que cada onda de diferente frecuencia viaje por el medio con uno de los dos índices de refracción y así se logren empatar las fases, a esta técnica se le conoce como empatamiento de fases real. Mientras que en los segundos se modulan periódicamente sus propiedades ópticas para inducir un cambio de fase en cada variación de las propiedades, a esta técnica se le conoce como cuasi-empatamiento de fases.

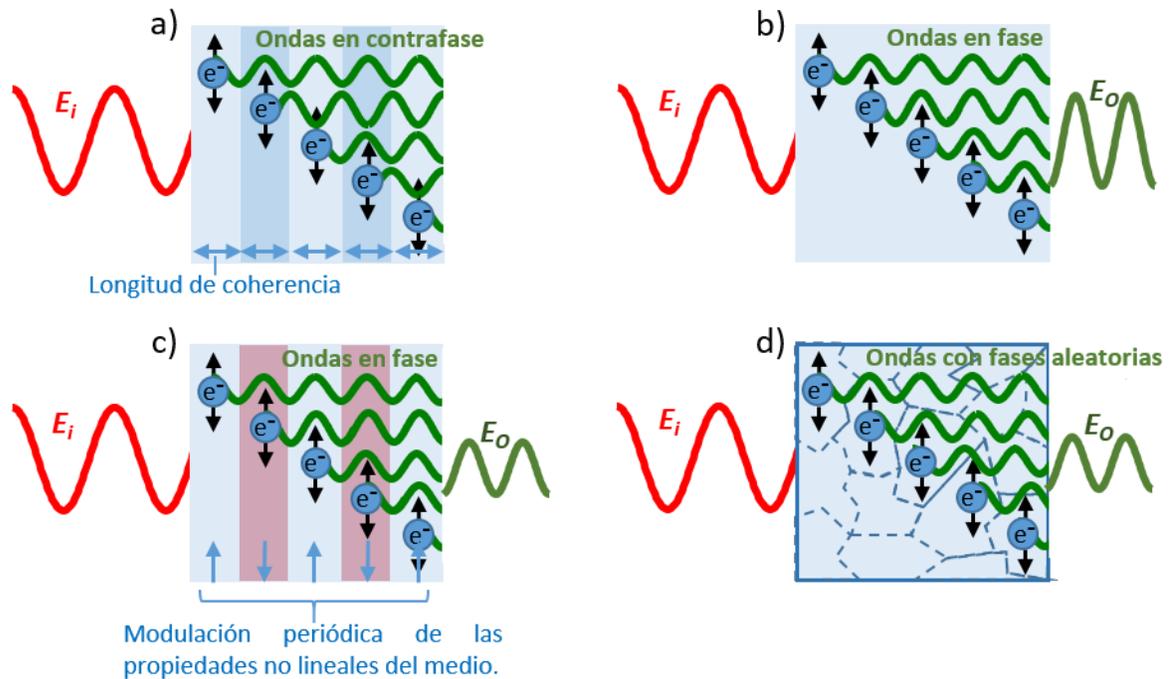
También era aceptado que los cristales puros y perfectamente regulares eran esenciales para un desempeño eficiente de los diversos dispositivos ópticos no lineales. Ahora parece que los materiales

desordenados podrían funcionar mejor (Skipetrov, 2004). Fue desde la demostración de un proceso eficiente de conversión de frecuencia óptica en un semiconductor policristalino (Baudrier-Raybaut et al., 2004), que las investigaciones de efectos no lineales en medios desordenados empezaron a tomar gran relevancia. Entrelazamiento cuántico (Svosilík y Peřina, 2011), láseres de pulsos ultracortos (Vasilyev et al., 2015), conversión de frecuencias en cristales aperiódicamente polarizados (González et al., 2015) y varios estudios sobre generación de segundo armónico (Vidal y Martorell, 2006; Fischer et al., 2008; Yao et al., 2013; Ren et al., 2016), son algunos ejemplos donde procesos ópticos no lineales han sido llevados a cabo en medios desordenados, sin embargo, la mayoría son procesos de segundo orden.

En el trabajo de Baudrier-Raybaut et al. (2004) se utilizó una muestra policristalina de ZnSe compuesta por cristalitos con orientación, forma y tamaño aleatorio. Una nueva técnica llamada cuasi-empatamiento de fases aleatorio, fue responsable por la conversión eficiente de frecuencia óptica en un proceso de generación de diferencia de frecuencias. Las ondas con cambio en su frecuencia, generadas por los diferentes cristalitos, poseen fases aleatorias, lo cual permite que las ondas no interfieran constructiva ni destructivamente. Entonces, la intensidad total de la onda generada es la suma de las intensidades que emiten los cristalitos de forma individual, dicha intensidad crece linealmente con el número de dominios o la longitud de la muestra. En la figura 5 se muestra gráficamente el efecto de cada uno de las tres técnicas de empatamiento ya mencionadas, así como también el efecto de no realizar técnica alguna de empatamiento.

Obviamente, el empatamiento de fases aleatorio es menos eficiente que el empatamiento de fases real, ya que este último se beneficia de la interferencia constructiva de las ondas generadas por diferentes partes del medio. El empatamiento de fases aleatorio no requiere del crecimiento de monocristales grandes, tampoco necesita de una alineación cuidadosa en la configuración óptica en la que se use, ni de ingeniería de precisión para muestras periódicamente polarizadas. La nueva técnica se adapta bien a semiconductores isotrópicos (como ZnSe, GaAs, CdTe, etc.), que son materiales tecnológicamente importantes y cuyos procesos de fabricación han llegado a un alto grado de perfección (Skipetrov, 2004). Por lo tanto, dispositivos ópticos no lineales que usen materiales desordenados, serían sustancialmente más baratos y amigables con el usuario.

Vale la pena mencionar que además de estas técnicas de empatamiento de fases que mejoran la eficiencia de los efectos no lineales, existen ciertas interacciones resonantes de la luz con los electrones libres de la superficie de un metal en contacto con un medio dieléctrico, las cuales originan un aumento del campo local y por lo tanto un aumento en la magnitud de los efectos no lineales (Inchaussandague et al, 2017). No obstante, dichas interacciones quedan fuera de nuestro estudio.



**Figura 5.** El campo eléctrico de una onda de luz que incide ( $E_i$ ) en diferentes medios ópticos no lineales produce que los electrones de enlace ( $e^-$ ) oscilen y generen dentro del material ondas que: a) solo se encuentran en fase dentro de una misma capa de espesor igual a la longitud de coherencia ( $\ell_c$ ) pero están en contrafase entre una capa y otra, así que la interferencia destructiva en este esquema donde no se induce empatación de fases provoca un campo eléctrico de salida prácticamente nulo; b) se encuentran en fase a lo largo de todo el material por la inducción adecuada de un empatación de fases real para que interfieran constructivamente y se obtenga eficientemente un campo de salida ( $E_o$ ); c) se encuentran en fase por la modulación periódica de las propiedades no lineales del medio para producir un campo de salida ( $E_o$ ) considerable, usándose la técnica de cuasi-empatación; d) poseen fases aleatorias puesto que cada segmento (cristalito de un policristal, por ejemplo) se encuentra orientado aleatoriamente, con lo cual se induce un cuasi-empatación de fases aleatorio que también genera una salida ( $E_o$ ) considerable.

## 2.6 Conclusiones del capítulo

La polarización eléctrica que adquiere un cristal al ser irradiado con altas intensidades, produce que el material pueda responder de forma no lineal. Lo cual puede hacer posible la manifestación de diferentes fenómenos no lineales, cuáles y con qué magnitud se manifiestan, depende de las propiedades del medio, de la intensidad de la luz y de las condiciones de empatación de fases.

Las no linealidades de gran magnitud, la versatilidad en las formas de modificar las propiedades ópticas y la actual explotación en el área de la óptica y la electrónica de los materiales semiconductores, hace de ellos unos buenos candidatos para desarrollar dispositivos basados en efectos ópticos no lineales.

La energía de la banda prohibida del CdTe implica dos aspectos principales: el primero es que en el régimen lineal el semiconductor es transparente para luz con una longitud de onda de 1064 nm; el segundo es que el medio exhibirá absorción no lineal de dos fotones cuando sea irradiado con luz a esa misma longitud de onda pero a alta intensidad. Así que para los objetivos de esta tesis, el CdTe es un material interesante por presentar absorción no lineal y nula o muy baja absorción lineal para la longitud de onda a la que emite la fuente de luz con la que se cuenta.

La clase  $\bar{4}3m$  a la cual pertenece un cristal cúbico de CdTe indica que el semiconductor es isotrópico en el régimen lineal y anisotrópico en el régimen no lineal. Para el caso de una muestra policristalina de CdTe, los granos individuales que lo conforman poseen una estructura tipo blenda de zinc, siendo cada uno no centrosimétrico, por lo que en principio permitirían interacciones tanto de segundo como de tercer orden. No obstante, debido a nuestras condiciones experimentales, a las condiciones específicas de empaquetamiento de fases para cada efecto de segundo orden y a la fuerte absorción que tiene el CdTe para luz oscilando al doble de la frecuencia de nuestra fuente de luz de bombeo, los procesos de segundo orden no son considerados en este estudio.

## Capítulo 3. Polarización no lineal de tercer orden

---

Este capítulo tiene por objetivo describir los fundamentos de la polarización eléctrica de tercer orden de un medio óptico, su relación con la refracción no lineal y la absorción no lineal, así como las consecuencias que estos dos efectos y sus anisotropías tienen sobre la luz que se propaga por dicho medio. El capítulo inicia con la derivación de la ecuación de onda para medios ópticos no lineales a partir de las ecuaciones de Maxwell, para luego continuar con el tensor de susceptibilidad eléctrica de tercer orden y la relación que éste tiene con el índice de refracción y el coeficiente de absorción no lineal. Finalmente se presentan las ecuaciones que modelan la propagación de uno o dos haces de luz en semiconductores cúbicos anisotrópicos y también en materiales isotrópicos como los semiconductores policristalinos.

### 3.1 Ecuación de onda para un medio óptico no lineal

Como ya se ha mencionado, la linealidad o no linealidad es una propiedad no de la luz sino del medio a través del cual se propaga. Por eso resulta necesario conocer el comportamiento de la luz; considerándola como una onda electromagnética, a medida que ésta viaja por el medio no lineal. Para lo cual hay que recurrir a las ecuaciones de Maxwell, que en unidades del SI se escriben como (Boyd, 2008):

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho, \quad (8)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (9)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (10)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \mathbf{J}, \quad (11)$$

donde  $\mathbf{D}$ ,  $\mathbf{B}$ ,  $\mathbf{H}$  y  $\mathbf{J}$  son los vectores de densidad de flujo eléctrico, densidad de flujo magnético, campo magnético y densidad de corriente, respectivamente y  $\rho$  es la densidad de carga eléctrica.

Tomando en cuenta que el medio es no magnético y no lineal, las ecuaciones constitutivas de la materia son (Boyd, 2008):

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H}, \quad (12)$$

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}, \quad (13)$$

donde  $\mu_0$  es la permeabilidad magnética del vacío. Considerando un medio sin cargas libres ( $\rho = 0$ ) ni corrientes eléctricas ( $\mathbf{J} = 0$ ), las ecuaciones de Maxwell (8)-(11) se expresan como (Boyd, 2008):

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = 0, \quad (14)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (15)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}, \quad (16)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial(\varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P})}{\partial t}. \quad (17)$$

Sustituyendo la ecuación (3.2) en la ecuación (17) se tiene que

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial(\varepsilon_0 \mathbf{E} + \varepsilon_0 \chi^{(1)} \mathbf{E} + \mathbf{P}_{NL})}{\partial t} = \varepsilon_0 (1 + \chi^{(1)}) \frac{\partial(\mathbf{E} + \mathbf{P}_{NL})}{\partial t}. \quad (18)$$

Finalmente, si al resultado de aplicar el rotacional de la ecuación (16) se le sustituye la ecuación (18), se obtiene la ecuación de onda para un medio no lineal:

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} + \mu_0 \varepsilon \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = -\mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}_{NL}}{\partial t^2}, \quad (19)$$

donde  $\varepsilon$  es la permitividad eléctrica del medio, dada por

$$\varepsilon = \varepsilon_0 (1 + \chi^{(1)}). \quad (20)$$

Bajo ciertas circunstancias es posible simplificar la ecuación (19) utilizando la siguiente identidad del cálculo vectorial

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E}, \quad (21)$$

tales circunstancias pueden ser el caso de la óptica lineal puesto que  $\nabla \cdot \mathbf{D} = 0$  y entonces  $\nabla \cdot \mathbf{E} = 0$ , o el caso de ondas planas que se propagan a través del medio no lineal, o bien, el caso de la aproximación de envolvente suave (Boyd, 2008). Para estas tres situaciones, el primer término del lado derecho de la ecuación (21) desaparece y la ecuación (19) se reduce a

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \mu_0 \varepsilon \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}_{NL}}{\partial t^2}. \quad (22)$$

En el lado derecho de la ecuación (22) aparece la respuesta no lineal del medio actuando como fuente de ondas electromagnéticas. Lo cual es consistente con el teorema del electromagnetismo de Larmor, pues  $\partial^2 \mathbf{P}_{NL} / \partial t^2$  es una medida de la aceleración de las cargas del medio y el teorema establece que cargas aceleradas generan radiación electromagnética. Del lado izquierdo de la ecuación se tienen las contribuciones del campo eléctrico de la onda electromagnética incidente. En conjunto, ambos términos modelan matemáticamente el comportamiento de la luz a medida que se propaga por el medio no lineal.

### 3.2 Naturaleza tensorial de la susceptibilidad eléctrica de tercer orden

En general, la susceptibilidad eléctrica de tercer orden  $\chi_{ijkl}^{(3)}$  se representa como un tensor de rango cuatro, quedando así descrito en términos de 81 elementos. Para materiales sólidos con poca simetría, estos 81 elementos son independientes y pueden ser diferentes de cero (Butcher, 1965). Sin embargo, para materiales que poseen una alta simetría espacial como los cristales cúbicos, el número de elementos independientes es mucho menor ya que existen elementos nulos. De hecho, a continuación se presenta el caso de medios isotrópicos y de cristales cúbicos en los que solo tres elementos del tensor son independientes.

Ya sea que un medio isotrópico o un cristal cúbico sea iluminado con un campo electromagnético de frecuencias arbitrarias y representando a la susceptibilidad de tercer orden como  $\chi_{ijkl}^{(3)}$ , cada eje coordenado debe ser equivalente y así la forma del tensor de susceptibilidad eléctrica de tercer orden tanto de un cristal cúbico como de un medio isotrópico, posee las siguientes propiedades de simetría (Cada et al., 2008):

$$\chi_{xxxx}^{(3)} = \chi_{yyyy}^{(3)} = \chi_{zzzz}^{(3)}, \quad (23.1)$$

$$\chi_{xxyy}^{(3)} = \chi_{xxzz}^{(3)} = \chi_{yyxx}^{(3)} = \chi_{yyzz}^{(3)} = \chi_{zzxx}^{(3)} = \chi_{zzyy}^{(3)}, \quad (23.2)$$

$$\chi_{xyxy}^{(3)} = \chi_{xzzz}^{(3)} = \chi_{yzyz}^{(3)} = \chi_{yxxy}^{(3)} = \chi_{zzxz}^{(3)} = \chi_{zyzy}^{(3)}, \quad (23.3)$$

$$\chi_{xyyx}^{(3)} = \chi_{xzzx}^{(3)} = \chi_{yxyx}^{(3)} = \chi_{yzzz}^{(3)} = \chi_{zzxz}^{(3)} = \chi_{zyyz}^{(3)}. \quad (23.4)$$

Estos 21 elementos son los únicos que poseen la propiedad que cualquier índice cartesiano ( $x$ ,  $y$  o  $z$ ) que aparece al menos una vez, aparecerá un número par de veces. Un índice no puede aparecer un número impar de veces porque el medio respondería en una dirección diferente a la del campo aplicado, esta respuesta debe desaparecer para un material isotrópico. Estos 21 términos son los únicos elementos de  $\chi^{(3)}$  que son diferentes de cero y además no son independientes, sino que están relacionados por

$$\chi_{xxxx}^{(3)} = \chi_{xxyy}^{(3)} + \chi_{xyxy}^{(3)} + \chi_{xyyx}^{(3)}. \quad (24)$$

Las ecuaciones (23) y (24) pueden ser usadas para expresar la susceptibilidad no lineal de la siguiente forma compacta (Boyd, 2008)

$$\chi_{ijkl}^{(3)} = \chi_{xxyy}^{(3)} \delta_{ij} \delta_{kl} + \chi_{xyxy}^{(3)} \delta_{ik} \delta_{jl} + \chi_{xyyx}^{(3)} \delta_{il} \delta_{jk}, \quad (25)$$

donde  $\delta$  es la delta de Kronecker, la cual se define de tal forma que  $\delta_{ab} = 1$  para  $a = b$  y  $\delta_{ab} = 0$  para  $a \neq b$ . La ecuación (25) muestra que la susceptibilidad de tercer orden de un medio isotrópico tiene tres elementos independientes para el caso general en el que las frecuencias del campo son arbitrarias.

Expresando la polarización de tercer orden  $\mathbf{P}^{(3)}$  de la ecuación (6) en función de la susceptibilidad eléctrica no lineal  $\chi_{ijkl}^{(3)}$  (Boyd, 2008):

$$P_i(\omega) = 3\varepsilon_0 \sum_{jkl} \chi_{ijkl}^{(3)}(\omega = \omega + \omega - \omega) E_j(\omega) E_k(\omega) E_l(-\omega), \quad (26)$$

sustituyendo la ecuación (25) en la ecuación (26) se tiene que

$$P_i = 6\varepsilon_0 \chi_{xxyy}^{(3)} E_i(\mathbf{E} \cdot \mathbf{E}^*) + 3\varepsilon_0 \chi_{xyyx}^{(3)} E_i^*(\mathbf{E} \cdot \mathbf{E}), \quad (27)$$

escribiéndola completamente en forma vectorial:

$$\mathbf{P} = 6\varepsilon_0 \chi_{xxyy}^{(3)} (\mathbf{E} \cdot \mathbf{E}^*) \mathbf{E} + 3\varepsilon_0 \chi_{xyyx}^{(3)} (\mathbf{E} \cdot \mathbf{E}) \mathbf{E}^*, \quad (28)$$

definiendo los siguientes coeficientes

$$A = 6\chi_{xxyy}^{(3)} = 3\chi_{xxyy}^{(3)} + 3\chi_{xyxy}^{(3)}, \quad (29)$$

y

$$B = 6\chi_{xyyx}^{(3)}, \quad (30)$$

en cuyos términos, la ecuación (28) se expresa como

$$\mathbf{P} = \varepsilon_0 A (\mathbf{E} \cdot \mathbf{E}^*) \mathbf{E} + \frac{1}{2} \varepsilon_0 B (\mathbf{E} \cdot \mathbf{E}) \mathbf{E}^*. \quad (31)$$

De esta ecuación se puede ver que la polarización no lineal está conformada por dos contribuciones, cada una con un carácter físico diferente. Puesto que la primera contribución tiene la naturaleza vectorial de  $\mathbf{E}$ , se produce una polarización no lineal en el mismo sentido que  $\mathbf{E}$ , mientras que la segunda contribución tiene la naturaleza vectorial de  $\mathbf{E}^*$ , lo que produce una contribución a la polarización no lineal en el sentido opuesto. Procesos físicos del tipo un fotón resonante contribuyen solo al coeficiente  $A$ , mientras que procesos de dos fotones resonantes contribuyen tanto al  $A$  como al  $B$ , sin embargo, bajo ciertas circunstancias este último proceso físico contribuye solo al coeficiente  $B$  (Boyd, 2008).

Para ciertos propósitos resulta más conveniente expresar la polarización no lineal en términos de una susceptibilidad lineal efectiva, tal como

$$P_i = \sum_j \varepsilon_0 \chi_{ij}^{(eff)} E_j \quad (32)$$

donde la susceptibilidad lineal efectiva se define como (Boyd, 2008)

$$\chi_{ij}^{(eff)} = \varepsilon_0 A' (\mathbf{E} \cdot \mathbf{E}^*) \delta_{ij} + \frac{1}{2} \varepsilon_0 B' (E_i E_j^* + E_i^* E_j), \quad (33.1)$$

donde

$$A' = A - \frac{1}{2} B = 6\chi_{xxyy}^{(3)} - 3\chi_{xyyx}^{(3)} \quad (33.2)$$

y

$$B' = B = 6\chi_{xyyx}^{(3)}. \quad (33.3)$$

### 3.3 Índice de refracción no lineal

El estudio de la interacción de la luz con la materia no podría estar completo sin el índice de refracción. Este parámetro es una característica fundamental del material en cuestión e indica, principalmente, la velocidad a la cual se propagará la luz a través de este, por eso suele ser expresado como el siguiente cociente (Hecht, 2000):

$$n = \frac{c_0}{c}, \quad (34)$$

donde  $c_0$  es la velocidad de fase de la luz en el vacío y  $c$  es la velocidad de fase de la luz en el medio por el cual viaja. No obstante, el índice de refracción se debe físicamente a las propiedades del medio, por lo cual también puede ser expresado por

$$n = \sqrt{\epsilon_r \mu_r}, \quad (35)$$

donde  $\epsilon_r$  y  $\mu_r$  son la permitividad eléctrica relativa y la permeabilidad magnética relativa del medio, respectivamente. El índice de refracción es prácticamente independiente de la intensidad de la luz que se propaga, siempre y cuando la intensidad sea baja (mucho menor que las fuerzas interatómicas del material), sin embargo el índice de refracción se vuelve dependiente de la intensidad cuando ésta es comparable con las fuerzas interatómicas del material. En cualquiera de los dos casos, el índice de refracción está dado por

$$n = n_0 + \Delta n, \quad (36)$$

donde  $n_0$  se le conoce como el índice de refracción lineal y es la parte del índice de refracción que no depende de la intensidad y por eso contribuye al índice de refracción de manera constante, mientras que  $\Delta n$  es la modificación que sufre el índice de refracción debido al campo eléctrico de la luz que se propaga por el material, sin embargo, para que esta parte contribuya significativamente, las intensidades tienen que ser muy altas, como se verá más adelante.

El cambio en el índice de refracción ( $\Delta n$ ) lleva implícito a un parámetro muy importante en óptica no lineal; el índice de refracción no lineal. Este parámetro es de gran interés ya que muchos de los fenómenos no lineales de la óptica están basados en éste, tal es el caso del efecto Kerr óptico. Como ya se ha mencionado, el índice de refracción no lineal está directamente relacionado con la susceptibilidad no

lineal de tercer orden, mientras que el índice de refracción lineal está determinado por la susceptibilidad de primer orden, así que para considerar al índice de refracción total del medio, partiremos considerando que éste es iluminado por una onda monocromática, cuyo campo eléctrico es representado por

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \cos \omega t, \quad (37)$$

ante el cual el material responde polarizándose eléctricamente, en nuestro caso únicamente a primer y tercer orden (ya se ha dicho que la contribución a segundo orden no será considerada en este trabajo), por lo que considerando solo el primer y el tercer término de la ecuación (3.1) se tiene que:

$$\mathbf{P}(t) = \varepsilon_0 \chi^{(1)} \mathbf{E}(t) + \varepsilon_0 \chi^{(3)} \mathbf{E}^3(t) \quad (38)$$

$$= \varepsilon_0 [\chi^{(1)} + \chi^{(3)} \mathbf{E}^2(t)] \mathbf{E}(t), \quad (39)$$

i.e.

$$\mathbf{P}(t) = \varepsilon_0 \chi_{eff} \mathbf{E}(t), \quad (40)$$

donde

$$\chi_{eff} = \chi^{(1)} + \chi^{(3)} \mathbf{E}^2(t) \quad (41)$$

es la susceptibilidad efectiva del medio, la cual se relaciona con el índice de refracción a través de

$$n = \sqrt{1 + \chi_{eff}}. \quad (42)$$

De forma similar, el índice de refracción lineal está relacionado con la susceptibilidad de primer orden por

$$n_0 = \sqrt{1 + \chi^{(1)}}. \quad (43)$$

Sustituyendo la ecuación (37) en la (38) y considerando solo las contribuciones no lineales, se tiene que

$$\mathbf{P}^{(3)}(t) = \varepsilon_0 \chi^{(3)} \mathbf{E}_0^3 \cos^3 \omega t, \quad (44)$$

y a través de la identidad trigonométrica  $\cos^3 \omega t = 1/4 (\cos 3\omega t + 3 \cos \omega t)$ , la ecuación (44) se puede representar como

$$\mathbf{P}^{(3)}(t) = \frac{1}{4} \varepsilon_0 \chi^{(3)} \mathbf{E}_0^3 \cos 3\omega t + \frac{3}{4} \varepsilon_0 \chi^{(3)} \mathbf{E}_0^3 \cos^3 \omega t, \quad (45)$$

donde el primer término indica la generación de una onda con el triple de la frecuencia de la onda incidente  $\mathbf{P}_{3\omega}^{(3)}$ , fenómeno conocido como generación de tercer armónico, este efecto será descartado debido a lo restringido de las condiciones de empataamiento de fases necesarias, el segundo término describe una contribución no lineal a la polarización de tercer orden a la misma frecuencia del campo incidente  $\mathbf{P}_{\omega}^{(3)}$ , lo cual representa un incremento de la susceptibilidad total  $\Delta\chi$  del medio a la frecuencia  $\omega$  (Saleh y Teich, 1991), dada por

$$\Delta\chi = \frac{\mathbf{P}_{\omega}^{(3)}}{\varepsilon_0 \mathbf{E}} = \frac{3}{4} \chi_{\omega}^{(3)} |\mathbf{E}_{\omega}|^2 = \frac{6}{4} z \chi_{\omega}^{(3)} I \quad (46)$$

donde

$$I = \frac{|\mathbf{E}_{\omega}|^2}{2z} = \frac{n_0 \varepsilon_0 c |\mathbf{E}_{\omega}|^2}{2} \quad (47)$$

es la intensidad óptica de la onda incidente y  $z = 1/(n_0 \varepsilon_0 c)$  es la impedancia del medio. El incremento de la susceptibilidad en la ecuación (46) es equivalente a un incremento del índice de refracción total dado por (Pedrotti y Pedrotti, 1993):

$$\Delta n = \frac{\partial n_0}{\partial \chi^{(1)}} \Delta\chi, \quad (48)$$

sustituyendo la ecuación (43) en la (48) y resolviendo, se obtiene

$$\Delta n = \frac{\Delta\chi}{2n_0}, \quad (49)$$

sustituyendo la ecuación (46) en la (49):

$$\Delta n = \frac{3z}{4n_0} \chi_{\omega}^{(3)} I = n_2 I, \quad (50)$$

en donde  $n_2$  es el índice de refracción no lineal del medio. Esta ecuación representa un cambio en el índice de refracción del medio debido a la intensidad del campo eléctrico de la onda luminosa que se propaga. En esta misma ecuación se puede apreciar que dicho cambio en el índice de refracción es proporcional a la intensidad óptica. Al sustituir la ecuación (50) en la (36) se obtiene que el índice de refracción total del medio es una función lineal de la intensidad  $I$ :

$$n = n_0 + n_2 I, \quad (51)$$

a este fenómeno se le conoce como efecto Kerr óptico, en el que el índice de refracción del medio depende de la intensidad de la onda de luz que se propaga. Este es un efecto autoinducido en el que la velocidad de fase de la onda depende de su propia intensidad (Saleh y Teich, 1991).

Sustituyendo  $z = 1/(n_0 \epsilon_0 c)$  en la ecuación (50) se tiene que

$$n_2 = \frac{3}{4n_0^2 \epsilon_0 c} \chi^{(3)}. \quad (52)$$

El valor del índice de refracción no lineal  $n_2$  del medio puede ser positivo o negativo, depende del material y de la frecuencia del campo luminoso, sin embargo, típicamente su valor absoluto es muy pequeño, por lo que una alta intensidad es necesaria para que el cambio en el índice de refracción  $\Delta n$  contribuya significativamente al índice de refracción total  $n$  del medio y así el efecto Kerr óptico sea notable.

Como se puede ver en la ecuación (52), la susceptibilidad de tercer orden y el índice de refracción no lineal están directamente relacionados. La ecuación es válida considerando que  $\chi^{(3)}$  es puramente real, sin embargo  $\chi^{(3)}$  es en general un tensor complejo, es decir que está constituido por una parte real y una parte imaginaria. Cada una de estas dos partes posee información relativa de la no linealidad del medio, la parte real está relacionada al índice de refracción no lineal  $n_2$  de la siguiente manera (Del Coso y Solis, 2004):

$$n_2 = \frac{3}{4n_0^2 \epsilon_0 c} \text{Re}\{\chi^{(3)}\}, \quad (53)$$

mientras que la parte imaginaria se relaciona con la absorción del medio, como se verá en la siguiente sección.

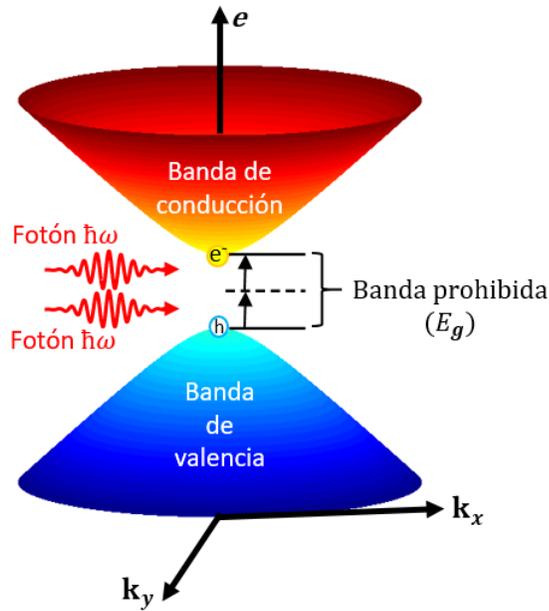
### 3.4 Absorción no lineal

Ya se había comentado en la sección 2.1, que cuando el semiconductor es iluminado con fotones de una determinada energía se pueden presentar dos posibilidades. La primera posibilidad es que la energía de los fotones sea igual o mayor que la energía de la banda prohibida del semiconductor. En este caso, un solo fotón es necesario para promover a un electrón de la banda de valencia a la de conducción. De esta forma el medio absorbe un solo fotón incidente y es el efecto conocido como absorción lineal. La segunda opción es que la energía del fotón sea menor que la de la banda prohibida ( $\hbar\omega < E_g$ ) y entonces la energía de un solo fotón no es suficiente para lograr promover un electrón de la banda de valencia a la de conducción. Por lo tanto se requiere de absorción multifotónica para que el electrón adquiera la energía necesaria. Los procesos de absorción multifotónica son efectos no lineales en los que la absorción del medio depende de la intensidad de la luz.

En nuestro caso limitaremos el estudio de absorción multifotónica a la absorción de dos fotones (TPA por sus siglas en inglés) puesto que como ya se mencionó; la energía de dos fotones emitidos por una fuente láser a 1064 nm es suficiente para que un electrón en la banda de conducción del CdTe supere la energía de banda prohibida ( $E_g$ ) y llegue hasta la de conducción. En la figura 6 se puede apreciar esquemáticamente el proceso de TPA en un espacio  $e - k$  (energía del electrón en función de su estado) para el caso de un semiconductor de banda prohibida directa como lo es el CdTe. Un semiconductor de banda prohibida directa es aquel en el que el estado  $k$  en el que se presenta el mínimo de la banda de conducción coincide con el estado  $k$  en el que ocurre el máximo de la banda de valencia, en caso contrario se dice que es un semiconductor de banda prohibida indirecta.

El proceso de TPA implica un nivel virtual intermedio en la banda prohibida, como se muestra en la figura 6, al que el electrón accede virtualmente a partir de la absorción de un primer fotón para después absorber un segundo fotón y alcanzar el estado final real (banda de conducción). Este proceso aparente de dos pasos es en realidad un proceso simultáneo pues de acuerdo al principio de incertidumbre, el tiempo de permanencia en el estado virtual debe ser infinitamente corto (He *et al.*, 2008). Para aumentar la probabilidad de ocurrencia del proceso de TPA se requiere de altas intensidades para que dos fotones lleguen al mismo punto y al mismo tiempo.

La absorción no lineal por TPA es un proceso no lineal derivado de la polarización eléctrica de tercer orden oscilando a la misma frecuencia del campo incidente  $\mathbf{P}_\omega^{(3)}$ , así que de forma similar a la que se obtuvo la ecuación (51) para la refracción es posible llegar a la siguiente expresión para la absorción óptica de un material:



**Figura 6.** Diagrama en el espacio  $e - k$  (energía en función del estado del electrón) para la absorción de dos fotones de energía  $\hbar\omega$  en un semiconductor de banda prohibida ( $E_g$ ) directa, provocando que un solo electrón ( $e^-$ ) sea promovido a la banda de conducción dejando un hueco ( $h$ ) en la banda de valencia. El proceso involucra un nivel virtual intermedio en  $E_g$ , marcado en la figura por una línea discontinua.

$$\alpha = \alpha_0 + \beta I, \quad (54)$$

donde  $\alpha_0$  es la absorción lineal debido a la absorción de un solo fotón y  $\beta$  es el coeficiente de absorción no lineal por la TPA, este coeficiente se encuentra directamente relacionado con la parte imaginaria del tensor de susceptibilidad eléctrica de tercer orden de la siguiente manera (Del Coso y Solis, 2004):

$$\beta = \frac{3\pi}{\lambda \epsilon_0 c n_0^2} \text{Im}\{\chi^{(3)}\}. \quad (55)$$

La ecuación (54) muestra que la absorción de un medio óptico es dependiente de la intensidad y por lo tanto la luz puede modificar la transmitancia. A través de la siguiente ecuación se puede calcular la transmitancia ( $T_{NL}$ ) de un medio óptico que presente TPA, considerando que la absorción lineal es despreciable y que el haz de luz posee un perfil espacial de intensidad gaussiano (He *et al.*, 2008):

$$T_{NL} = \frac{\ln(1 + \beta I_i L)}{\beta I_i L}, \quad (56)$$

donde  $L$  es la longitud del medio e  $I_i$  es la intensidad incidente.

### 3.5 Mecanismos físicos que dan origen al índice de refracción no lineal

Dependiendo de las características tanto del medio no lineal como de la luz de irradiación, se presentarán diferentes mecanismos físicos responsables de la modificación del índice de refracción del medio. Dentro de los principales mecanismos físicos que producen un cambio en el índice de refracción se encuentran la polarización electrónica, la orientación molecular, la electrostricción, la absorción saturable, los efectos térmicos, la redistribución de los electrones libres y el efecto fotorrefractivo (Boyd, 2008). Para el caso particular de un material semiconductor iluminado por pulsos láser infrarrojos de duración temporal del orden de picosegundos con una frecuencia de repetición del orden de Hz (las condiciones experimentales para el estudio de esta tesis), los mecanismos predominantes son polarización electrónica y generación de portadores libres, mientras que el resto de los mecanismos producen una contribución despreciable o bien, no se estimulan. A continuación se presenta una breve descripción de ambos mecanismos.

#### 3.5.1 Polarización no lineal del medio por los electrones de enlace

Este mecanismo se debe a la distorsión de la nube de los electrones de enlace en los átomos o moléculas del medio, por la incidencia de luz cuyo campo eléctrico es suficientemente intenso para provocar tal distorsión. Este proceso ya fue explicado en la sección 2.3, pues es el mecanismo responsable de que el medio adquiera una polarización eléctrica como una respuesta no lineal ante el estímulo del campo electromagnético. Cada átomo o molécula posee diferente facilidad de ser polarizado, de tal forma que un medio altamente polarizable puede exhibir una no linealidad electrónica bastante significativa.

Este mecanismo es muy rápido, tanto que la mayoría de las veces es considerado instantáneo. El tiempo típico de respuesta es el necesario para que la nube electrónica se distorsione ante la presencia del campo óptico (Boyd, 2008). Dicho tiempo suele ser estimado por el periodo orbital de un electrón en su viaje alrededor del núcleo, que de acuerdo al modelo atómico de Bohr está dado por

$$\tau = \frac{2\pi a_0}{v_e} \quad (57)$$

donde  $a_0 = 0.5 \times 10^{-10}$  m es el radio de Bohr del átomo y  $v_e \approx c/137$  es una velocidad electrónica típica, con lo cual  $\tau \approx 0.1$  fs.

### 3.5.2 Generación de portadores libres

Un electrón gana la energía suficiente para ser transferido de la banda de valencia a la de conducción por cada dos fotones absorbidos apropiadamente en un semiconductor, a tal proceso se le conoce como generación de portadores libres. La modificación en la densidad de portadores libres produce un cambio en el índice de refracción. Los electrones en la banda de conducción no pueden quedar ahí permanentemente, sino que vuelven a su estado basal al recombinarse con los huecos que dejaron en la banda de valencia. Así, el tiempo de vida promedio de estos portadores libres es de  $\tau \approx 10$  ns (Sutherland, 2003). La contribución de este mecanismo físico al índice de refracción no lineal  $n_2$  está dada por (Sheik-Bahae et al., 1990):

$$n_2 = K \frac{\hbar c \sqrt{E_p}}{2n_0^2 E_g^4} G_2 \left( \frac{\hbar \omega}{E_g} \right), \quad (58)$$

donde  $E_p = 21$  eV es un valor para semiconductores directos,  $K = 3.1 \times 10^3$  eV es un parámetro independiente del material encontrado empíricamente y  $G_2$  es la función universal:

$$G_2(x) = \frac{-2 + 6x - 3x^2 - x^3 - \frac{3}{4}x^4 - \frac{3}{4}x^5 + 2(1-2x)^{\frac{3}{2}}\theta(1-2x)}{64x^6} \quad (59)$$

donde  $\theta(y)$  es la función escalón de Heaviside definida tal que  $\theta(y) = 0$  para  $y < 0$  y  $\theta(y) = 1$  para  $y \geq 0$ .

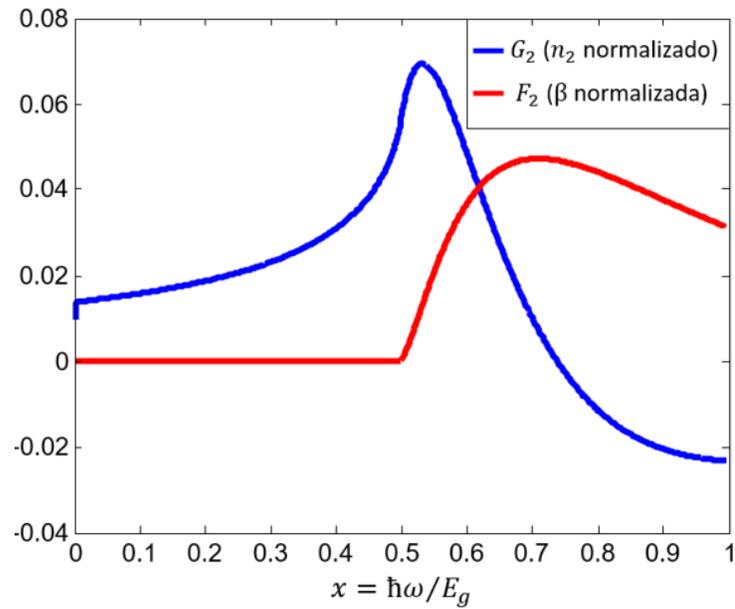
Bajo las mismas consideraciones, el coeficiente no lineal de TPA está dado por

$$\beta = K \frac{\sqrt{E_p}}{n_0^2 E_g^3} F_2 \left( \frac{2\hbar \omega}{E_g} \right), \quad (60)$$

donde  $F_2$  es la función universal:

$$F_2(2x) = \frac{(2x-1)^{\frac{3}{2}}}{(2x)^5} \quad (61)$$

para  $2x > 1$  y  $F_2(2x) = 0$  para cualquier otro valor. Tanto  $F_2$  como  $G_2$  se grafican en la figura 7.



**Figura 7.** Variaciones del índice de refracción no lineal ( $n_2 \propto G_2$ ) y del coeficiente de absorción de dos fotones ( $\beta \propto F_2$ ) en función de la energía  $\hbar\omega$  del fotón incidente normalizada a la energía de banda prohibida  $E_g$  del semiconductor, para el mecanismo de generación de portadores.

Nótese que el proceso de absorción de dos fotones desaparece para  $\hbar\omega < E_g/2$  debido a la energía de banda prohibida y la energía del fotón incidente. Al igual que el índice de refracción lineal  $n_0$ , el índice de refracción no lineal  $n_2$  también presenta dispersión y para el caso de un semiconductor directo, el valor de  $n_2$  es positivo para longitudes de onda largas (energías bajas), con un reforzamiento alrededor de la banda de absorción no lineal y se vuelve negativo para longitudes de ondas cortas (energías altas), véase figura 7. De acuerdo a la ecuación (58),  $n_2$  es inversamente proporcional a  $E_g^4$ , por lo tanto se espera que semiconductores de banda prohibida angosta produzcan no linealidades más grandes que semiconductores de banda prohibida más ancha (Boyd, 2008).

### 3.6 Propagación de la luz a través de un medio no lineal e isotrópico

En esta sección se analizarán los efectos que la absorción y la refracción no lineal de un medio óptico inherentemente isotrópico tienen sobre la fase, amplitud y el estado de polarización de una onda de luz que se propaga por dicho medio.

### 3.6.1 Automodulación y modulación cruzada de la fase

Debido a la dependencia del índice de refracción del medio con la intensidad de la onda que se propaga (efecto Kerr óptico), la velocidad de fase es también dependiente de la intensidad y así la fase de la onda en el medio no lineal puede ser modulada por su propia intensidad, a lo cual se le conoce como automodulación de la fase. El cambio de fase que sufre un haz de intensidad  $I$ , que viaja una distancia  $L$  en el medio es:

$$\zeta = \frac{2\pi nL}{\lambda_0} = \frac{2\pi(n_0 + n_2 I)L}{\lambda_0} \quad (62)$$

por lo tanto el cambio de fase de la luz, debido a la respuesta no lineal del material por efecto de la automodulación es:

$$\Delta\zeta = 2\pi n_2 \frac{L}{\lambda_0} I, \quad (63)$$

de donde se puede ver que se requieren altas intensidades y grandes distancias de propagación por el medio para maximizar el efecto (Chartier, 2005).

La modulación cruzada de la fase es otro de los fenómenos asociados al efecto Kerr óptico, en el que la incidencia en el medio de un haz intenso de amplitud  $E(\omega)$  produce una modificación del índice de refracción que experimentará un haz débil de amplitud  $E(\omega')$  que se traslapa en el medio con el haz intenso. En tal situación la polarización no lineal para el haz débil está dada por

$$\mathbf{P}^{NL}(\omega') = 6\varepsilon_0 \chi^{(3)}(\omega' = \omega' + \omega - \omega) |E(\omega)|^2 E(\omega'). \quad (64)$$

En este caso, la polarización no lineal del medio para el haz débil es el doble que la excitada por un solo haz. Con lo cual, el haz débil experimenta un índice de refracción dado por

$$n = n_0 + n_2^{cross} I, \quad (65)$$

con

$$n_2^{cross}(\omega') = \frac{3}{2n_0^2 \epsilon_0 c} \chi_{\omega}^{(3)}, \quad (66)$$

donde  $n_2^{cross}$  es un índice de refracción que describe efectos de acoplamiento cruzado y por efectos de empataamiento de fase es el doble que el de un solo haz. Por lo tanto, un haz fuerte afecta el índice de refracción que experimenta un haz débil, tanto como el doble del índice de autoinducción del haz fuerte. Esto es válido aun si los dos haces poseen la misma frecuencia (Boyd, 2008).

### 3.6.2 Automodulación y modulación cruzada de la amplitud

Puesto que la absorción no lineal también depende de la intensidad de la onda que se propaga, la amplitud de ésta en el medio no lineal es modulada en función de su propia intensidad. A este efecto se le conoce como automodulación de la amplitud, automodulación de la absorción o automodulación de la ganancia (si las ganancias que pudiera tener el medio superan a las pérdidas). La razón de cambio de la intensidad de una onda respecto a la distancia de propagación  $z$  en un medio con absorción no lineal de dos fotones es:

$$\frac{dI}{dz} = -\beta_2 I^2. \quad (67)$$

considerando que el haz incidente  $I_i$  posee un perfil transversal gaussiano de intensidad, la solución a esta ecuación diferencial está dada por (He *et al.*, 2008)

$$I_o = I_i \frac{\ln(1 + \beta I_i L)}{\beta I_i L}, \quad (68)$$

con  $I_o$  como la intensidad de la luz al final del medio. Si expresamos esta última ecuación como la transmitancia  $T$  del medio recuperamos la ecuación (56).

Al igual que el efecto Kerr óptico, la absorción de dos fotones está directamente relacionada al tensor de susceptibilidad eléctrica de tercer orden del medio, solo que a la parte imaginaria. Por lo tanto, la polarización no lineal que adquiera un medio por la incidencia de dos ondas, una intensa de amplitud  $E(\omega)$  y otra débil de amplitud  $E(\omega')$ , está representada también por la ecuación (64) (solo considerando la parte imaginaria de  $\chi^{(3)}$ ). Consecuentemente, el haz débil experimenta un coeficiente de absorción no

lineal duplicado, respecto al que experimentaría solo. Estableciendo a  $I_1$  como la intensidad de la onda  $E(\omega)$  y a  $I_2$  como la intensidad de la onda  $E(\omega')$ , se tiene que la absorción del haz intenso en presencia del débil es (Diels and Wolfgang, 2006):

$$\frac{dI_1}{dz} = -\beta_2(I_1 + 2I_2)I_1. \quad (69)$$

Análogamente al caso de modulación cruzada de la fase, en la modulación cruzada de la amplitud un haz débil experimenta el doble del coeficiente de absorción de autoinducción del haz fuerte.

### 3.6.3 Anisotropía inducida e inherente en la absorción y refracción no lineal

La anisotropía óptica es la característica de un material en el que las propiedades ópticas dependen de la orientación de éste. Generalmente, a la anisotropía en la refracción y en la absorción se les conoce como birrefringencia y dicroísmo, respectivamente. Algunos medios ópticos son isotrópicos tanto en el régimen lineal como en el no lineal, mientras que otros solo son isotrópicos en el régimen lineal y anisotrópicos en el no lineal, no obstante, en cualquiera de ellos puede ser posible inducir anisotropía por efectos (no lineales) dependientes de la intensidad.

El campo eléctrico de la luz que se propaga por un medio óptico puede ser modificado por la anisotropía en la absorción y en la refracción no lineal. Por lo tanto, en esta sección se analizarán los efectos que la birrefringencia y el dicroísmo (inherente o inducido) tienen sobre el estado de polarización de la luz que se propaga por un medio con estas características, ya que la muestra policristalina de CdTe utilizada para los estudios de esta tesis así lo requiere.

#### 3.6.3.1 Anisotropía inducida en un medio no lineal e inherentemente isotrópico

Existen materiales cuyos tensores de susceptibilidad eléctrica de primer y tercer orden son proporcionales a la matriz identidad, por lo tanto, son isotrópicos en el régimen lineal y en el no lineal de tercer orden, como por ejemplo algunos vidrios y líquidos. Sin embargo, es posible inducir cierta anisotropía en la refracción debido al efecto Kerr óptico y en la absorción no lineal. Tal birrefringencia y dicroísmo inducidos son capaces de modificar el estado de polarización de la luz que se propaga por el medio. Para ver esto, a continuación se considerará el caso de un haz de luz polarizado y lo suficientemente intenso para excitar el efecto Kerr óptico en un medio apropiado cuya respuesta no lineal de tercer orden está descrita por la ecuación (31). Si la luz se encuentra polarizada circular o linealmente, dicho estado de polarización se

mantendrá, pero si la polarización es elíptica entonces la orientación de la elipse se rotará en función de la distancia de propagación (Boyd, 2008).

Para justificar lo anterior, consideremos el caso de un haz polarizado arbitrariamente y propagándose en la dirección positiva de  $z$ . El vector del campo eléctrico de tal haz puede ser descompuesto en una combinación lineal de componentes circular a derechas y circular a izquierdas, descomposición que se denotada por

$$\mathbf{E} = E_+ \hat{\sigma}_+ + E_- \hat{\sigma}_-, \quad (70)$$

donde los vectores unitarios de polarización circular se definen como

$$\hat{\sigma}_\pm = \frac{\hat{x} \pm i\hat{y}}{\sqrt{2}}, \quad (71)$$

donde  $\hat{\sigma}_+$  corresponde a polarización circular izquierda y  $\hat{\sigma}_-$  a polarización circular derecha. Después de multiplicar  $\mathbf{E}^* \cdot \mathbf{E}$  y  $\mathbf{E} \cdot \mathbf{E}$  y usando las identidades:  $\hat{\sigma}_\pm^* = \hat{\sigma}_\mp$ ,  $\hat{\sigma}_\pm \cdot \hat{\sigma}_\pm = 0$  y  $\hat{\sigma}_\pm \cdot \hat{\sigma}_\mp = 1$ , se tiene que  $\mathbf{E}^* \cdot \mathbf{E} = |E_+|^2 + |E_-|^2$  y  $\mathbf{E} \cdot \mathbf{E} = 2E_+E_-$ . Con lo cual, la ecuación (31) puede ser escrita como

$$\mathbf{P}^{NL} = \varepsilon_0 A (|E_+|^2 + |E_-|^2) \mathbf{E} + \varepsilon_0 B (E_+ E_-) \mathbf{E}^* \quad (72)$$

Si ahora presentamos a  $\mathbf{P}^{NL}$  en términos de sus componentes circulares:

$$\mathbf{P}^{NL} = P_+ \hat{\sigma}_+ + P_- \hat{\sigma}_-, \quad (73)$$

es posible encontrar que

$$P_+ = \varepsilon_0 A |E_+|^2 E_+ + \varepsilon_0 (A + B) |E_-|^2 E_+ \quad (74)$$

y que

$$P_- = \varepsilon_0 A |E_-|^2 E_- + \varepsilon_0 (A + B) |E_+|^2 E_- \quad (75)$$

Las ecuaciones (74) y (75) pueden ser expresadas en una sola ecuación, como

$$P_{\pm} \equiv \varepsilon_0 \chi_{\pm}^{NL} E_{\pm}, \quad (76)$$

en donde se ha introducido a la susceptibilidad no lineal efectiva, siendo equivalente a la ecuación (41) pero ahora usando la notación de Maker y Terhune (1965) es

$$\chi_{\pm}^{NL} = A|E_{\pm}|^2 + (A+B)|E_{\mp}|^2. \quad (77)$$

Retomando la ecuación de onda para medios no lineales, descrita por la ecuación (22) y sustituyendo en ésta las ecuaciones (70) y (73), se obtiene

$$\nabla^2 \mathbf{E}(z, t) = \frac{\varepsilon^{(1)}}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} (E_+ \hat{\sigma}_+ + E_- \hat{\sigma}_-) + \frac{1}{\varepsilon_0 c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} (P_+ \hat{\sigma}_+ + P_- \hat{\sigma}_-), \quad (78)$$

donde  $\varepsilon^{(1)}$  es la permitividad relativa ( $\varepsilon^{(1)} = \varepsilon/\varepsilon_0$ ). De acuerdo a la ecuación (76) el campo eléctrico y la polarización son proporcionales, por lo que los dos términos del lado derecho de la ecuación (78) pueden ser combinados para expresarse como

$$\nabla^2 \mathbf{E}_{\pm}(z, t) = \frac{\varepsilon_{\pm}^{(\text{eff})}}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{E}_{\pm}(z, t), \quad (79)$$

donde  $\varepsilon_{\pm}^{(\text{eff})} = \varepsilon^{(1)} + \chi_{\pm}^{NL}$ .

La ecuación (79) posee solución de la forma de ondas planas que se propagan con velocidad de fase  $c/n_{\pm}$ , donde  $n_{\pm} = [\varepsilon_{\pm}^{(\text{eff})}]^{\frac{1}{2}}$ . Permitiendo que  $n_0^2 = \varepsilon^{(1)}$ , se encuentra que

$$n_{\pm}^2 = n_0^2 + \chi_{\pm}^{NL} = n_0^2 + [A|E_{\pm}|^2 + (A+B)|E_{\mp}|^2] \quad (80.1)$$

$$= n_0^2 \left\{ 1 + \frac{1}{n_0^2} [A|E_{\pm}|^2 + (A+B)|E_{\mp}|^2] \right\}. \quad (80.2)$$

Considerando que el segundo término de la ecuación anterior es muy pequeño, se tiene que

$$n_{\pm} \cong n_0 + \frac{1}{2n_0} [A|E_{\pm}|^2 + (A+B)|E_{\mp}|^2]. \quad (81)$$

De donde se puede ver que las componentes de polarización circular derecha e izquierda experimentan un índice de refracción diferente, por lo que cada una viaja con diferente velocidad de fase, así que hay una birrefringencia inducida. La diferencia entre índices de refracción está dada por

$$\delta n \equiv n_+ - n_- = \frac{B}{2n_0} (|E_-|^2 - |E_+|^2). \quad (82)$$

Puesto que cada una de las dos componentes de polarización circular se propaga con diferente velocidad de fase, la elipse de polarización va rotando a medida que ésta se propaga a través del medio. En el caso de óptica lineal ocurre un efecto similar en medios con actividad óptica. Para calcular el ángulo de rotación de la elipse en función de la distancia de propagación, es conveniente representar a la amplitud del campo eléctrico de la ecuación (70) como

$$\mathbf{E}(z) = A_+ e^{\frac{in_+\omega L}{c}} \hat{\boldsymbol{\sigma}}_+ + A_- e^{\frac{in_-\omega L}{c}} \hat{\boldsymbol{\sigma}}_- \quad (83.1)$$

$$= \left( A_+ e^{\frac{i\delta n\omega L}{2c}} \hat{\boldsymbol{\sigma}}_+ + A_- e^{-\frac{i\delta n\omega L}{2c}} \hat{\boldsymbol{\sigma}}_- \right) e^{\frac{i(n_+ + n_-)\omega L}{2c}}. \quad (83.2)$$

Introduciendo en esta última ecuación a la constante de propagación promedio  $k_m = (n_+ + n_-)\omega/2c$  y al ángulo  $\theta = \delta n\omega L/2c$ , se tiene que

$$\mathbf{E}(z) = (A_+ \hat{\boldsymbol{\sigma}}_+ e^{i\theta} + A_- \hat{\boldsymbol{\sigma}}_- e^{-i\theta}) e^{ik_m L}. \quad (84)$$

Esta ecuación describe una onda cuya elipse de polarización es la misma que la incidente aunque rotada por un ángulo  $\theta$ , véase figura 8.

Ya se ha visto que un estado de polarización elíptico de un haz incidente en un medio inherentemente isotrópico se rota por la birrefringencia que induce el vector de campo eléctrico de la propia luz que se propaga a través del medio no lineal. También se había comentado al inicio de esta sección, que únicamente los estados de polarización lineal y circular son los que se mantienen a medida que el haz se propaga dentro del medio. Para el caso de polarización circular, ya sea izquierda o derecha, se debe a que solo una de las componentes de  $\hat{\boldsymbol{\sigma}}_{\pm}$  está presente. Para polarización lineal se debe a que ésta es una combinación de partes iguales de las componentes circular izquierda y derecha, por lo que en este caso,  $\delta n$  de la ecuación (82) es igual a cero. Sin embargo, en ambas situaciones se da un cambio en el índice de refracción, para el primer caso se tiene que

$$\delta n_{circular} = \frac{1}{2n_0} A |E|^2, \quad (85)$$

y para el segundo caso

$$\delta n_{lineal} = \frac{1}{2n_0} \left( A + \frac{1}{2} B \right) |E|^2. \quad (86)$$

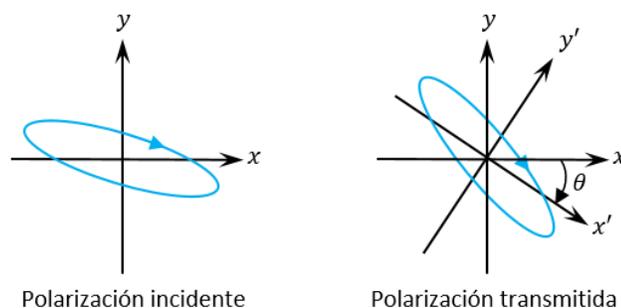
Nótese que para el primer caso el cambio de índice de refracción depende solo de  $A$ , mientras que para el segundo caso hay una dependencia tanto de  $A$  como de  $B$ . Para el caso usual donde  $A$  y  $B$  son del mismo signo, las ecuaciones (85) y (86) indican que luz polarizada linealmente induce un cambio mayor en el índice de refracción del medio no lineal que aquel provocado por luz polarizada circularmente. La razón del cambio de índice de refracción,  $\delta n_{lineal}/\delta n_{circular}$ , es igual a  $1 + B/2A$  y variará de acuerdo al mecanismo físico responsable de la no linealidad (Boyd, 2008). Así pues, en el régimen no lineal, la polarización de la luz induce una birrefringencia en el medio que originalmente era isotrópico. Con lo cual, la indicatriz óptica del medio exhibe dos índices principales:

$$n_o = n_0 - \frac{1}{2} \Delta n, \quad (90)$$

$$n_e = n_0 + \frac{1}{2} \Delta n, \quad (91)$$

donde  $n_o$  y  $n_e$  son los índices de refracción para los ejes ordinario y extraordinario, respectivamente, y con  $\Delta n$  descrita por la ecuación (50).

De forma similar también es posible analizar que en estos mismos tipos de medios intrínsecamente isotrópicos pero con absorción no lineal, los ejes principales para el dicroísmo inducido ópticamente están totalmente determinados por la dirección de polarización de la luz incidente y son independientes de la orientación del material (Schroeder *et al.*, 1995). De hecho, de forma análoga al caso de birrefringencia inducida, el dicroísmo inducido se manifiesta por una diferencia entre los coeficientes de absorción no lineal  $\beta$  para polarización lineal y para circular (Hutchings and Wherrett, 1995). Así mismo, el dicroísmo inducido produce rotación del estado de polarización pero por variación de la absorción entre las componentes ortogonales de polarización y no por cambio en sus fases como en el caso de birrefringencia inducida, como ha sido reportado, por ejemplo, por Camacho-Lopez (1997).



**Figura 8.** Elipse de polarización incidente y elipse de polarización rotada debido a la birrefringencia inducida por la propia luz en un medio no lineal e inherentemente isotrópico.

### 3.6.3.2 Anisotropía inducida en un medio no lineal y anisotrópico

Como ya se había comentado en otras secciones, los semiconductores con estructura cristalina blanda de zinc poseen una simetría cúbica y como tal no exhiben birrefringencia en el régimen lineal puesto que su tensor de susceptibilidad eléctrica de primer orden es proporcional a la matriz identidad, esto hace que el semiconductor posea un comportamiento isotrópico bajo dicho régimen. Sin embargo, el tensor de susceptibilidad de tercer orden, por el cual se encuentran relacionados  $n_2$  y  $\beta$ , posee términos diferentes de cero fuera de la diagonal principal de la matriz. Por lo tanto, el comportamiento del estado de polarización del haz incidente en el cristal puede ser complicado bajo el régimen no lineal. Lo cual se manifiesta de dos maneras, la primera es que los valores de  $n_2$  y  $\beta$  dependen del estado de polarización, y la segunda es que estos mismos parámetros dependen de la orientación del estado de polarización con respecto a los ejes del cristal (Hutchings and Wherrett, 1995). Así pues, los semiconductores de estructura cristalina blanda de zinc poseen anisotropía tanto para el índice de refracción no lineal como para la absorción no lineal.

En un esquema de un solo haz propagante por el medio, la dependencia del índice de refracción y de la absorción no lineal con el estado de polarización, produce una diferencia en la automodulación de fase entre luz polarizada linealmente y luz polarizada circularmente. Mientras que para esquemas de propagación de dos haces hay diferencia en la modulación cruzada de fase y amplitud para haces de polarización paralela u ortogonal. Tales diferencias pueden ocurrir incluso en medios intrínsecamente isotrópicos, como se vio en la sección 3.5.3.1. La anisotropía del cristal conlleva tanto una rotación del estado de polarización como también una dependencia de orientación para la automodulación y la modulación cruzada de amplitud y fase. Ambos aspectos pueden ser vistos como una anisotropía inducida;

pero en el primer caso, el eje óptico es determinado por la orientación del estado de polarización y en el segundo caso hay que considerar la orientación de los ejes cristalinos. Esta dependencia con la orientación cristalina puede existir para cristales cúbicos pero no para medios isotrópicos (Hutchings and Wherrett, 1995).

El tensor de susceptibilidad eléctrica de tercer orden en semiconductores de estructura blenda de zinc posee 81 elementos, 60 son nulos y de los 21 elementos restantes (aparecen en la ecuación (23)) 4 son independientes;  $\chi_{xxxx}^{(3)}$ ,  $\chi_{xyxy}^{(3)}$ ,  $\chi_{xyyx}^{(3)}$  y  $\chi_{xxyy}^{(3)}$ . Considerando que todas las frecuencias participantes son iguales (caso degenerado), la simetría de permutación intrínseca reduce a 3 el número de elementos independientes ya que

$$\chi_{xyyx}^{(3)}(-\omega, \omega, \omega) = \chi_{xyxy}^{(3)}(-\omega, \omega, \omega). \quad (92)$$

A través de los 3 elementos independientes es posible definir los parámetros

$$\sigma' = \frac{\chi_{xxxx}^{(3)'} - \chi_{xxyy}^{(3)'} - 2\chi_{xyxy}^{(3)'}}{\chi_{xxxx}^{(3)'}} \quad (93)$$

$$\sigma'' = \frac{\chi_{xxxx}^{(3)''} - \chi_{xxyy}^{(3)''} - 2\chi_{xyxy}^{(3)''}}{\chi_{xxxx}^{(3)''}} \quad (94)$$

$$\delta' = \frac{\chi_{xxxx}^{(3)'} + \chi_{xxyy}^{(3)'} - 2\chi_{xyxy}^{(3)'}}{2\chi_{xxxx}^{(3)'}} \quad (95)$$

y

$$\delta'' = \frac{\chi_{xxxx}^{(3)''} + \chi_{xxyy}^{(3)''} - 2\chi_{xyxy}^{(3)''}}{2\chi_{xxxx}^{(3)''}} \quad (96)$$

que corresponden a la anisotropía intrínseca en la refracción no lineal, la anisotropía intrínseca en la absorción no lineal, la birrefringencia inducida y el dicroísmo inducido, respectivamente. La notación primada (') y biprimada (') son contracciones empleadas para las partes real e imaginaria de  $\chi^{(3)}$ , respectivamente (Hutchings y Wherrett, 1995).

Cuando el campo eléctrico

$$E(\omega) = \frac{1}{2}[\hat{e}E_0\delta(\omega - \omega_0) + \hat{e}^*E_0^*\delta(\omega + \omega_0)] \quad (97)$$

de una onda monocromática de frecuencia  $\omega_0$  incide en un cristal cúbico blanda de zinc, la contribución a la polarización eléctrica de tercer orden a frecuencia  $\omega_0$  es

$$P_a^{(3)}(\omega)|_{\omega_0} = \frac{3}{8}\varepsilon_0\chi_{eff}(a; e^*, e, e)|E_0|^2E_0\delta(\omega - \omega_0). \quad (98)$$

Donde  $a$  es la componente de polarización no lineal generada en el medio y  $e$  representa la componente paralela del estado de polarización del campo incidente.  $\chi_{eff}$  es la susceptibilidad no lineal efectiva, cuyas partes real e imaginaria son (Hutchings y Wherrett, 1995)

$$Re\{\chi_{eff}(a; e^*, e, e)\} = (\hat{a}^* \cdot \hat{e}^*)(\hat{e} \cdot \hat{e})\chi_{xxyy}^{(3)'} + 2(\hat{a}^* \cdot \hat{e})\chi_{xyxy}^{(3)'} + \sigma'\chi_{xxxx}^{(3)'} \sum_i a_i^* e_i |e_i|^2, \quad (99)$$

y

$$Im\{\chi_{eff}(a; e^*, e, e)\} = (\hat{a}^* \cdot \hat{e}^*)(\hat{e} \cdot \hat{e})\chi_{xxyy}^{(3)''} + 2(\hat{a}^* \cdot \hat{e})\chi_{xyxy}^{(3)''} + \sigma''\chi_{xxxx}^{(3)''} \sum_i a_i^* e_i |e_i|^2. \quad (100)$$

Hay dos aspectos importantes al analizar la contribución a la polarización de tercer orden a la misma frecuencia del campo incidente, ecuación (98). El primero, existe una contribución a la polarización no lineal con el mismo estado de polarización del campo incidente;  $\hat{a} = \hat{e}$ , para la cual la susceptibilidad no lineal efectiva es

$$Re\{\chi_{eff}(e; e^*, e, e)\} = |\hat{e} \cdot \hat{e}|^2\chi_{xxyy}^{(3)'} + 2\chi_{xyxy}^{(3)'} + \sigma'\chi_{xxxx}^{(3)'} \sum_i |e_i|^4 \quad (101)$$

y con una forma equivalente para la parte imaginaria. El segundo aspecto es que hay una contribución a la polarización no lineal inducida, ortogonal al campo de polarización incidente, lo cual cambia el estado de polarización original. Examinando apropiadamente la contribución a la polarización no lineal con un vector de polarización ortogonal al de entrada;  $\hat{a} = \hat{q}$ , tal que para un estado de polarización lineal  $\hat{q} \cdot \hat{e} = 0$  y  $\hat{q}^* \cdot \hat{e} = 0$ , mientras que para polarización circular  $\hat{q} \cdot \hat{e} = 1$  y  $\hat{q}^* \cdot \hat{e} = \hat{e} \cdot \hat{e} = 0$ . En cualquiera de los dos casos la ecuación (99) resulta en

$$Re\{\chi_{eff}(q; e^*, e, e)\} = \sigma'\chi_{xxxx}^{(3)'} \sum_i q_i^* e_i |e_i|^2 \quad (102)$$

y una forma equivalente para la ecuación (100). Esta contribución compleja no lineal efectiva permite ver que la susceptibilidad de tercer orden causa que el estado de polarización cambie por medio de la anisotropía en el semiconductor (Hutchings y Wherrett, 1995).

A pesar de la anisotropía no lineal del cristal, existen direcciones cristalinas en la que el estado de polarización incidente se mantiene durante todo el trayecto del haz dentro del medio, lo cual se debe a que para esas direcciones no se genera la contribución de polarización ortogonal a la incidente ya que la sumatoria vectorial  $\sum_i a_i^* e_i |e_i|^2$  es cero. Esta condición puede ser re-escrita en forma de una ecuación trascendental para el ángulo que el vector de polarización hace con un plano del cristal para una dirección de propagación dada con respecto a los ejes del cristal. Las raíces (entre 6 y 8, depende de la polarización) de tal ecuación proporcionan las orientaciones del vector de polarización y de propagación para las cuales la componente ortogonal es cero y por lo tanto el estado de polarización incidente se mantiene hasta el final del cristal.

Cuando el estado de polarización incidente puede cambiar dentro del cristal, las ecuaciones (98) y (102) permiten determinar la evolución de su estado de polarización. Si no se presenta una componente ortogonal inicial, la anisotropía en la parte real de la susceptibilidad de tercer orden generará en el cristal una componente ortogonal que estará desfasada  $\pi/2$  respecto a la polarización incidente, lo cual resulta en un estado de polarización elíptico a la salida a partir de uno lineal de entrada. Para el caso de la parte imaginaria de la susceptibilidad de tercer orden, se obtiene un resultado similar, excepto que la componente ortogonal generada se encuentra en fase con la polarización incidente y lo que se obtiene a la salida del cristal es una rotación del estado de polarización incidente.

En resumen, la parte real de la susceptibilidad de tercer orden descrita por el índice de refracción no lineal, puede generar un cambio de estado de la polarización incidente, mientras que la parte imaginaria de la susceptibilidad de tercer orden descrita por la absorción no lineal, puede rotar el estado de polarización incidente. Todo esto debido a la anisotropía del tensor complejo de tercer orden. En el caso de la anisotropía del coeficiente de absorción no lineal, una explicación simple es que la diferencia entre los coeficientes de absorción no lineales para diferentes direcciones cristalinas, produce una rotación del vector de polarización hacia la dirección donde el coeficiente de absorción no lineal es mínimo. Al efecto de modificar el estado de polarización del haz que se propaga a través del medio, debido a no linealidades ópticas de tercer orden se le ha llamado actividad óptica autoinducida o actividad óptica no lineal. Para esquemas de dos haces en semiconductores blenda de zinc, la birrefringencia inducida ha sido responsable de modificar la polarización de uno de los dos haces (Maldonado et al, 2008).

### 3.6.3.3 Anisotropía inducida en un policristal de CdTe

La muestra que se utilizó para los estudios de esta tesis fue una muestra policristalina de CdTe. Cada grano que conforma a la muestra posee estructura cristalina cúbica blenda de zinc, sin embargo, cada grano se encuentra aleatoriamente orientado por lo que en conjunto la muestra puede ser modelada como isotrópica. Por lo tanto hacemos uso de la ecuación (24) y considerando que todas las frecuencias participantes en las investigaciones de la presente tesis son iguales (caso degenerado) podemos también usar la ecuación (92), para expresar los parámetros de las ecuaciones (93)-(96) correspondientes a la anisotropía intrínseca e inducida en la refracción y absorción como:

$$\sigma_{px}' = \sigma_{px}'' = 0, \quad (103)$$

$$\delta_{px}' = \frac{\chi_{xxyy}^{(3)'}}{\chi_{xxxx}^{(3)'}} \quad (104)$$

y

$$\delta_{px}'' = \frac{\chi_{xxyy}^{(3)''}}{\chi_{xxxx}^{(3)''}}. \quad (105)$$

Donde el subíndice  $px$  indica que son los parámetros correspondientes a un policristal.

Ya con toda esta información podemos esperar que el estado de polarización de luz propagante por una muestra policristalina de CdTe pueda modificarse debido a la birrefringencia y dicroísmo inducidos ( $\delta_{px}'$  y  $\delta_{px}''$ ). Son estos dos tipos de anisotropías inducidas las responsables de cambiar el estado de polarización incidente en medios isotrópicos, mientras que para medios anisotrópicos se debe a las anisotropías inherentes de la absorción y refracción no lineal.

## 3.7 Transferencia de energía transitoria

Además de modificar el estado de polarización, el índice de refracción y la absorción no lineal pueden modificar simultáneamente la amplitud de dos ondas de diferente intensidad pero mutuamente coherentes que se intersectan en un medio óptico no lineal. La modificación se da a través de un efecto no lineal conocido como transferencia de energía, en el que la onda de mayor intensidad cede parte de su energía a la onda de menor intensidad. Una forma sencilla de visualizar este proceso es que las dos ondas

interfieren en el medio y el patrón de interferencia que generan modifica la absorción y refracción no lineal de acuerdo a la distribución espacial de intensidad del patrón de interferencia, induciéndose así una rejilla de difracción en la que una parte del haz intenso se difracta en la dirección del haz débil. En el caso de que las ondas de luz no sean continuas sino pulsadas y entonces la rejilla sea dinámica debido al tiempo de respuesta finito del medio, el efecto es conocido como transferencia de energía transitoria (TET, por sus siglas en inglés). La transferencia de energía es también conocida como acoplamiento de dos ondas o mezclado de dos ondas.

La interacción de dos ondas en un medio no lineal para inducir transferencia de energía ha sido ampliamente investigada por décadas. Ahora es bien conocido que la energía del haz intenso solo puede ser difractada hacia el haz débil si un corrimiento en fase, espacial o temporal, ocurre entre el patrón de interferencia y la rejilla inducida, lo cual asegura un empatamiento de fases y por lo tanto un proceso eficiente. Por ejemplo, un desplazamiento espacial de  $90^\circ$  puede ser obtenido automáticamente en materiales fotorrefractivos debido a la no localidad del efecto fotorrefractivo (Tsutsumi, 2017). Un efecto óptico produce una respuesta local cuando la modulación espacial de las propiedades ópticas del medio se encuentra en fase con la modulación espacial de la intensidad que las induce; la respuesta es no local cuando están desfasadas. De forma análoga existen respuestas locales y no locales temporalmente, es decir que existe o no un retraso entre la incidencia de la luz y la respuesta del medio.

En medios Kerr sin absorción, la respuesta espacial es local, sin embargo el corrimiento en fase necesario para la transferencia de energía es permitido por una no localidad temporal (Yang et al., 1998). Para este tipo de medios ópticos cuando son excitados por radiación pulsada, el retraso en fase necesario para la TET es posible si se satisfacen dos condiciones: la respuesta del medio debe ser finita, y los dos pulsos que interactúan deben poseer frecuencias no degeneradas (Sutherland, 2005 y Slagle et al., 2016). La TET por rejillas de amplitud producidas por la modulación del coeficiente de absorción en medios Kerr con absorción es permitida porque un tiempo de relajación finito es garantizado al inducir tales rejillas; mientras que para rejillas refractivas se requiere un retraso en fase entre el patrón de interferencia y la formación de la rejilla (Dogariu et al., 1997). Para el caso de frecuencias degeneradas, la TET también es posible siempre y cuando las no linealidades del material con respuesta finita introduzcan corrimientos en fase dependientes de la intensidad (automodulación de la fase o modulación cruzada de la fase) dentro de los pulsos o bien, los pulsos incidentes exhiban intrínsecamente una fase dependiente del tiempo (modulación temporal de la frecuencia, coloquialmente conocida como “chirp”) (Dutton y Rentzepis 1992; Dogariu et al., 1997 y Slagle, 2016).

La intensidad transmitida para la onda de intensidad  $I_i$  que cede su energía en el proceso de transferencia de energía transitoria en un medio óptico sin absorción lineal, es calculada por

$$I_T = I_i e^{-(\Delta\alpha)L}, \quad (106)$$

donde  $\Delta\alpha$  representa pérdidas que dependen de la intensidad, las cuales se pueden deber a absorción no lineal (TPA por ejemplo) y a la propia transferencia de energía.

Además de los estudios de transferencia de energía en procesos de dos ondas; los cuales han sido ampliamente investigados, algunas investigaciones en procesos de mezclado de más de dos ondas también se han llevado a cabo. Se ha investigado teóricamente la transferencia de energía para proporcionar amplificación a través de un mezclado degenerado de cuatro ondas en medios Kerr sin absorción (Liu y Khoo, 1987). Tal investigación considera automodulación de la fase, mezclado de dos ondas y efectos de mezclado de múltiples ondas. Bajo ciertas condiciones, esos efectos degenerados de tercer orden producen un proceso de amplificación empatado en fases incluso para un corrimiento nulo entre la rejilla de fase y el patrón de interferencia. Por ejemplo, Castro-Chacón et al. (2009) reportó una amplificación de un haz débil por medio de autodifracción en un mezclado degenerado de ondas. A pesar de haber utilizado un medio de respuesta local (corrimiento en fase nulo entre el patrón de interferencia y la rejilla), la transferencia de energía fue posible por el empatamiento de fases que producen los efectos del mezclado de múltiples ondas. Estos efectos desaparecen para el régimen de difracción de Bragg (un único orden de difracción generado) y entonces la transferencia de energía en este régimen no es posible sin generar algún corrimiento en fase entre la rejilla y el patrón de interferencia (Sanchez, 1992). También se tiene reportada una ganancia óptica para un haz de prueba transmitido y su difracción en un esquema de mezclado de cuatro ondas degenerado con pulsos de picosegundos en un monocristal de CdTe (Caplan y Kumar, 1995), pero la absorción no lineal, a pesar de ser fuerte, no fue considerada.

A pesar de los trabajos ya mencionados, no hay más información sobre procesos de mezclado de cuatro ondas en medios Kerr con absorción no lineal en los que la dependencia con la intensidad del intercambio de energía entre los cuatro haces participantes sea estudiada para comprender la contribución de cada onda en la TET. Una aproximación a esto es la investigación conducida por Rückmann et al (1992). En ese estudio se investigó una amplificación de la TET por efecto refractivo de portadores libres. En los experimentos se empleó CdTe monocristalino y pulsos láser de picosegundos a una longitud de onda de 1064 nm. La amplificación fue debida al acoplamiento de tres diferentes rejillas transitorias por medio de la TPA. La generación de esas tres rejillas fue atribuida al efecto fotorrefractivo y a la

generación de portadores libres (cambios en la absorción y refracción no lineal). No obstante, rejillas refractivas debidas al efecto Kerr óptico por los electrones de enlace no fue considerada. Lo cual es muy importante desde el punto de vista de las aplicaciones pues representa un cambio refractivo ultrarrápido. Además, la geometría utilizada para el esquema del mezclado de ondas no permite estudiar independientemente la transferencia de energía entre cada haz, ya que los haces se traslapan y poseen las mismas frecuencias.

### 3.8 Conclusiones del capítulo

El efecto Kerr óptico y la absorción no lineal de dos fotones son efectos no lineales de tercer orden, por lo tanto están relacionados con el tensor de susceptibilidad eléctrica a dicho orden. Conocer las propiedades de este tensor permite inferir el comportamiento que tendrá el índice de refracción y la absorción no lineal del material. Para ciertos materiales el tensor de susceptibilidad eléctrica de primer orden es proporcional a la matriz identidad, por lo que son isotrópicos en el régimen lineal, así que sus propiedades de absorción y refracción lineal no muestran dependencias ni con la orientación ni con la polarización. Sin embargo, el tensor de susceptibilidad de tercer orden puede contener elementos fuera de la diagonal principal, como consecuencia tanto la absorción y la refracción no lineal tienen dependencias con la orientación del material y con el estado de polarización. Tal es el caso de los cristales cúbicos de la clase  $\bar{4}3m$ , a la cual pertenece el CdTe, semiconductor empleado en este trabajo de tesis.

Cuando el efecto Kerr óptico es inducido en un cristal cúbico, la dependencia que tiene el índice de refracción con la intensidad de la luz que se propaga, hace que la fase de la onda también pueda ser modulada por su propia intensidad. Además, debido a la anisotropía en la susceptibilidad de tercer orden, puede haber una modificación en el estado de polarización de la luz que viaja por el semiconductor. En general, dicha anisotropía es capaz de generar luz con una componente de polarización ortogonal a la incidente, pero solo para ciertas orientaciones cristalinas. Específicamente, la anisotropía en el índice de refracción no lineal cambia el estado de polarización y la anisotropía en la absorción no lineal rota el estado de polarización incidente. No obstante, nuestra muestra es policristalina, así que en conjunto es isotrópica, por lo que las posibles modificaciones en el estado de polarización de la luz que se propague se deberán a la anisotropía inducida.

Utilizar una muestra policristalina en vez de monocristalina tiene grandes ventajas, principalmente se tiene que son muestras sustancialmente más económicas y no se requiere que posean direcciones de

crecimiento específicas ni cortes cristalinos particulares ya que los parámetros no lineales no dependen del estado de polarización ni de la orientación.

La polarización no lineal de los electrones de enlace y la generación de electrones libres son los dos mecanismos físicos predominantes tras la modificación del índice de refracción no lineal de nuestro cristal semiconductor cuando es irradiado a altas intensidades con pulsos de picosegundos a 1064 nm y a frecuencias de repetición del orden de Hz. Por lo tanto se espera que el índice de refracción no lineal del material posea dos tiempos de respuesta diferente, uno para cada mecanismo, aunque se desconoce la magnitud que producirá cada uno de ellos. Sin embargo se sabe que luz polarizada linealmente traerá consigo cambios más fuertes en el índice de refracción, que luz polarizada circularmente.

La transferencia de energía transitoria puede ser capaz de proporcionar amplificación óptica. Este efecto puede ser generado a partir de la absorción y refracción no lineal. En medios Kerr la respuesta refractiva es espacialmente local por lo que las rejillas producto de la refracción no lineal necesitan tener una no localidad temporal para poder generar TET. Mientras que para rejillas por absorción no lineal no hay mayor inconveniente ya que el proceso posee un tiempo de relajación finito, siendo así intrínsecamente no local temporalmente. En el caso de que las rejillas refractivas permitan la TET, la no localidad temporal tendrá que ser producto de la modulación temporal en la fase de los pulsos participantes, ya sea adquirida por los efectos no lineales de automodulación y modulación cruzada, o bien por que los pulsos ya poseen intrínsecamente tal modulación.

## Capítulo 4. Mezclado degenerado de cuatro ondas

---

El mezclado degenerado de cuatro ondas (DFWM por sus siglas en inglés) es un proceso derivado de la polarización no lineal de tercer orden. Dicha polarización no lineal y sus principales manifestaciones ya fueron abordadas en el capítulo previo, no obstante se le dedica este capítulo al DFWM puesto que este efecto no lineal es la parte medular del estudio. En este capítulo se presenta la teoría general del DFWM, proceso bajo el cual se investigó la transferencia de energía entre las ondas involucradas y las dependencias en polarización e intensidad para estimar una posible amplificación y control de la polarización de la luz de forma ultrarrápida y totalmente óptica. También se presentan las ecuaciones que describen las condiciones de empatación de fase necesarias para que el proceso sea eficiente. Además, dado que existen diferentes configuraciones para realizar el DFWM, en este capítulo se presenta la configuración de caja frontal y las ventajas que tiene respecto a otras, dicha configuración fue utilizada en los experimentos realizados en este trabajo de tesis. En este capítulo también se incluye un sistema de ecuaciones diferenciales acopladas que describen el acoplamiento no lineal para un DFWM. Dicho sistema de ecuaciones describe la evolución de las componentes de la polarización de los haces participantes en el mezclado de cuatro ondas en un semiconductor policristalino de CdTe. Finalmente se presenta el método de propagación de haces, método numérico que fue utilizado para estudiar el DFWM por medio del sistema de ecuaciones diferenciales acopladas.

### 4.1 Introducción al mezclado degenerado de cuatro ondas

El mezclado de cuatro ondas (FWM por sus siglas en inglés) es la interacción de cuatro ondas coherentes en un medio no lineal a través de la susceptibilidad eléctrica de tercer orden. Inicialmente pueden incidir dos o tres ondas en el medio para obtener a la salida cuatro. Dado que todos los medios ópticos poseen una no linealidad de tercer orden diferente de cero, teóricamente el proceso de FWM puede generarse en cualquier medio óptico si al menos dos ondas con la suficiente intensidad para generar efectos no lineales se propagan juntas a través del medio. Cuando las ondas involucradas tienen diferente frecuencia, el proceso es conocido como mezclado no degenerado de cuatro ondas y éste puede ser utilizado para generar nuevas frecuencias. Sin embargo, varios efectos interesantes ocurren cuando las cuatro ondas poseen la misma frecuencia, a lo cual se le conoce como mezclado degenerado de cuatro ondas o DFWM por sus siglas en inglés (Sutherland et al, 2003).

Puesto que en el proceso de DFWM la interacción de las ondas dentro del material depende de las fases relativas entre ellas, el proceso solo puede lograrse eficientemente si la correspondiente condición

de empataamiento de fases se satisface. De otra forma, cuando hay un gran desempataamiento de fases, el proceso es suprimido. En medios de volumen el empataamiento de fases se logra usando ángulos apropiados entre la propagación de los haces (Paschotta, 2008), como se verá más adelante.

El mezclado de cuatro ondas tiene una gran cantidad de aplicaciones, algunas de las más usuales o más innovadoras ya fueron comentadas en el capítulo 1. Dependiendo de la aplicación o el estudio que se requiera, se han ideado diferentes configuraciones para realizar el mezclado. No obstante, el principio básico de operación de todas ellas es el mismo: dos haces mutuamente coherentes interfieren para inducir en el medio a través de algún cambio en las propiedades ópticas dependientes de la irradiación una rejilla de difracción, en la que otra onda o las mismas ondas incidentes son difractadas, produciendo un total de cuatro ondas a la salida del medio. En esta tesis se utilizó un esquema de tres ondas incidentes, dos de ellos generan la rejilla en la que incide la tercera onda para ser difractada en un solo orden.

## **4.2 Rejillas de difracción inducidas por láser**

### **4.2.1 Rejilla de difracción**

Una rejilla de difracción es un componente óptico con una estructura periódica de su índice de refracción o de su transmitancia, la cual modula periódicamente la fase o la amplitud de la luz que incide, de tal forma que la luz interfiere y se difracta en una o varias direcciones definidas (Saleh y Teich, 1991). Aquellas rejillas que modulan la amplitud de la luz por la periodicidad de la transmitancia se les conoce como rejillas de amplitud y las que modulan la fase por la periodicidad del índice de refracción se les denomina rejillas de fase. Para el desarrollo de la tesis se considerarán ambas rejillas; de fase y de amplitud, pues en el material se induce tanto una modulación del índice de refracción como de la absorción, debido al efecto Kerr óptico y a la absorción de dos fotones, respectivamente.

Las características de la difracción producida por la rejilla estarán determinadas por: el índice de refracción del material, el coeficiente de absorción del material, la amplitud de modulación de estos dos parámetros, la longitud a lo largo de la cual la rejilla está presente en el material, la periodicidad de la rejilla, así como de la intensidad, polarización y longitud de onda de la luz incidente.

### 4.2.2 Regímenes de difracción

La luz difractada por la rejilla se desvía en una o varias direcciones, esto dependerá del régimen bajo el cual la rejilla difracta, básicamente hay dos regímenes: el de Bragg y el de Raman-Nath. Para el primer caso, la difracción sigue solo una trayectoria, es decir, existe un solo orden de difracción. En el segundo caso la luz esta difractada en diferentes direcciones, es decir, hay varios órdenes de difracción. Generalmente las rejillas gruesas exhiben un comportamiento de Bragg, mientras que las rejillas delgadas presentan un comportamiento de Raman-Nath. Para saber bajo qué régimen difracta la luz una rejilla, frecuentemente se utiliza el parámetro  $Q$  de Klein y Cook, el cual es una medida normalizada del grosor de la rejilla y definido por (Moharam y Young, 1978)

$$Q = \frac{2\pi\lambda_0 d}{\Lambda^2 n} \quad (107)$$

donde  $d$  es la longitud a lo largo de la cual la rejilla está grabada en el material y  $\Lambda$  es la periodicidad de la rejilla determinada por la longitud de onda y el ángulo  $\vartheta$  entre los haces que crean la rejilla y la normal al medio, de acuerdo a

$$\Lambda = \frac{\lambda_0}{2n \sin \vartheta} \quad (108)$$

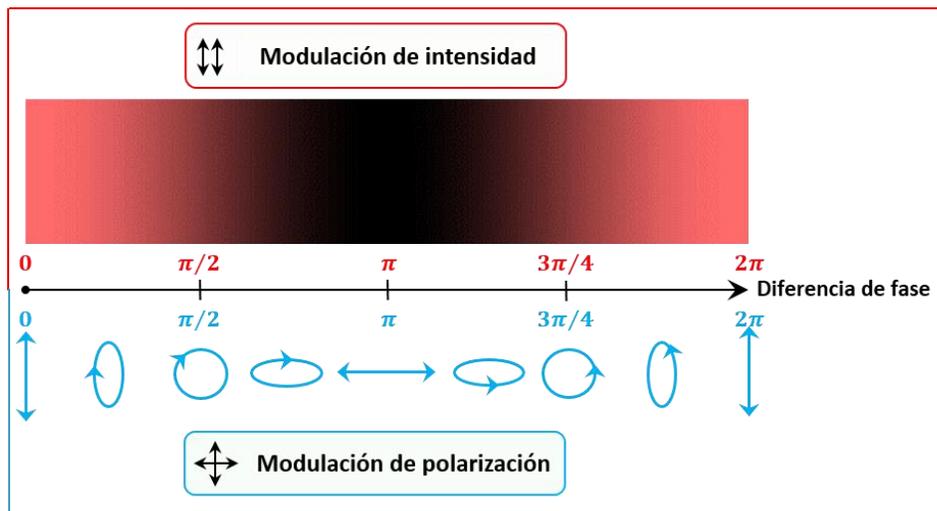
El criterio que se tiene para determinar el régimen de difracción es que para  $Q > 2\pi$  la rejilla es considerada gruesa o de volumen y difracta bajo el régimen de Bragg y si  $Q < 2\pi$  la rejilla es considerada delgada o de superficie y difracta bajo el régimen de Raman-Nath.

En el presente trabajo de tesis se empleó luz con una longitud de onda de 1064 nm, un ángulo externo de  $8.5^\circ$  entre los haces de generación y la normal; es decir  $17^\circ$  entre los dos haces, un semiconductor de índice de refracción lineal de 2.84 y una distancia  $d$  de 6 mm. Lo cual implica una rejilla dentro del medio con una periodicidad  $\Lambda \approx 1.26 \mu\text{m}$  y por lo tanto  $Q \gg 2\pi$ . Condición que nos dice que la rejilla es gruesa y difracta bajo el régimen de Bragg.

### 4.2.3 Formación y tipos de rejillas

En el proceso de DFWM la interferencia de dos de los haces incidentes sobre la superficie del medio produce un patrón de interferencia, lo cual induce dentro del medio una rejilla que difractará una parte del tercer haz incidente. Dependiendo de los estados de polarización de los haces que interfieren, el patrón de interferencia puede ser una modulación espacial de intensidad, de polarización o de ambas, ver figura 9. Como resultado, las propiedades ópticas se modifican en función de la modulación de la interferencia. El tipo de rejilla creada en el material depende del mecanismo físico responsable de la modificación de las propiedades ópticas y por lo tanto depende tanto de las características de las ondas que interfieren como de las propiedades del medio.

Para materiales con absorción de dos fotones, la luz de un patrón de interferencia en intensidad puede poblar los estados electrónicos excitados debido a la absorción de la luz, así que una *rejilla de densidad de población* se puede generar. En materiales semiconductores estas rejillas son producto de la generación de electrones libres. Puesto que la TPA solo involucra procesos virtuales, el tiempo necesario para la formación es del orden de  $10^{-16}$  s. Durante la relajación de los estados excitados, si existen cargas móviles excitadas, una *rejilla de carga espacial* puede ser creada, este tipo de rejillas son las importantes en materiales fotorrefractivos, cuyo tiempo mínimo de formación está en el orden de  $10^{-9}$  s (Boyd, 2008).



**Figura 9.** El patrón de interferencia producido por el traslape de dos ondas de luz mutuamente coherentes depende de los estados de polarización. Dicho patrón será una modulación espacial puramente de intensidad, como se muestra en la parte superior de la figura, cuando las ondas posean polarizaciones paralelas. Mientras que para polarizaciones ortogonales el patrón corresponderá a una modulación espacial puramente de polarización, como en la parte inferior de la figura. Una mezcla de estos dos tipos de patrones será generada para cualquier otra configuración en los estados polarización de las ondas que interfieren.

Durante el proceso de absorción, se puede generar calor en las regiones de altas intensidades ópticas, por lo tanto se puede formar una *rejilla termo-óptica*. En esta situación, el material tiende a expandirse generando estrés, tensión y entonces *rejillas de densidad*, en líquidos puede haber además *rejillas de concentración* (Eichler et al., 1986). Estos tipos de rejillas son agrupadas dentro de una categoría conocida como *rejillas térmicas*, su tiempo de generación depende de la velocidad acústica en el medio, mientras que su tiempo de relajación es del orden de  $10^{-3}$  s, pues depende de la conductividad térmica del medio (Boyd, 2008).

Un patrón de interferencia de polarización pero también uno de intensidad puede generar *rejillas de orientación* y *rejillas electrónicas no resonantes*. Las primeras se forman como resultado de la alineación de las moléculas de un fluido ante al campo eléctrico de la onda aplicada, el tiempo de formación es prácticamente instantáneo pero el de relajación es del orden de  $10^{-12}$  s. Las segundas rejillas se deben a la polarizabilidad de los átomos por la distorsión de su nube electrónica ante el campo eléctrico de la luz. Tanto el tiempo de formación como el de relajación son del orden de  $10^{-15}$  s.

Puesto que un haz de luz intenso que incide en un medio semiconductor puede desencadenar una cascada de procesos que contribuyan al índice de refracción no lineal y a la absorción, rejillas de diferente tipo pueden ser formadas. Dos formas de separar los mecanismos causantes de generar las diferentes rejillas son: análisis resueltos en el tiempo (Fleitz et al., 1992) o mantener mutuamente ortogonales los estado de polarización de los haces que interfieren (McGraw et al., 1989). La primera forma se vale del hecho de que cada mecanismo tiene su tiempo de respuesta típico. Por medio de la segunda forma se evitan patrones de interferencia de intensidad, con lo cual la intensidad incidente es uniforme y las rejillas térmicas, las de densidad de población y las de carga espacial están ausentes. En este caso, las rejillas resultantes son puramente por la modulación espacial de la polarización de la luz y únicamente las rejillas de orientación y las electrónicas no resonantes estarían presentes.

#### **4.2.4 Empatamiento de fases en rejillas del DFWM**

Muchos procesos no lineales requieren de las técnicas de empatamiento de fases para que la interacción no lineal sea eficiente, tal es el caso del DFWM. En este trabajo utilizaremos la condición de Bragg como técnica de empatamiento de fases. Dicha condición se expresa por (Goodman, 2005):

$$2n\Lambda \text{sen } \theta_B = \lambda_0, \quad (109)$$

donde  $\theta_B$  es conocido como el ángulo de Bragg y corresponde al ángulo de incidencia de la luz en la rejilla con respecto a la normal para el cual la difracción es máxima. El ángulo de Bragg puede ser calculado por

$$\text{sen } \theta_B = \frac{K_g}{2k_1}, \quad (110)$$

donde

$$K_g = \frac{2\pi}{\Lambda} \quad (111)$$

y

$$k_1 = n \frac{2\pi}{\lambda_0} \quad (112)$$

son las magnitudes del vector de onda de la rejilla y del vector de onda del haz incidente en el medio, respectivamente. Aplicando en estas tres últimas ecuaciones los datos presentados en la sección 4.2.2 se obtiene un  $\theta_B = 8.5^\circ$ .

Dado que en el régimen no lineal, el índice de refracción  $n$  depende de la intensidad de la luz, el ángulo de incidencia en la rejilla tiene que ser ajustado de acuerdo a la intensidad de la luz para satisfacer la condición de Bragg y lograr el empatamiento de fases. Así, la sensibilidad de la eficiencia de difracción de la rejilla ante un cambio del índice de refracción del material por la intensidad de la luz que se propaga hace que la difracción y el ángulo de Bragg se vuelvan no lineales. El ángulo de Bragg no lineal está dado por la siguiente ecuación (Castro-Chacón, 2009)

$$\text{sen } \theta_{BNL} = \frac{K_g^2 - 2\Delta k_0 k_p - \Delta k_0^2}{2K_g k_p}, \quad (113)$$

donde

$$\Delta k_0 = \frac{2\pi n_2 I_p}{\lambda} \quad (114)$$

es el cambio en la magnitud del vector de onda del haz difractado debido a la intensidad del haz incidente  $I_p$  con número de onda  $k_p$ . A partir de las ecuaciones (110) y (113) se puede obtener que el cambio del ángulo de Bragg por la no linealidad es (Castro-Chacón, 2009)

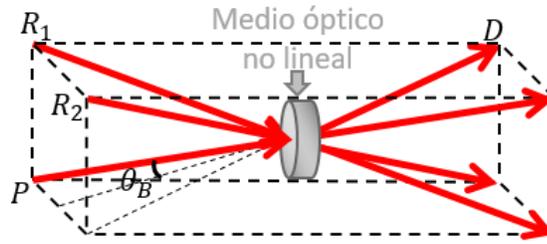
$$\Delta\theta_B(I) = -\frac{n_0 n_2 I_p}{2 \text{sen } \theta_B}. \quad (115)$$

No obstante, de acuerdo a los trabajos de Graciano-Armenta (2011) se requieren intensidades cercanas al límite de ablación del CdTe para lograr modificar alrededor de un 10% la energía de difracción. Así que el desempatamiento de fases por la no linealidad en el ángulo de Bragg no será considerado en el presente trabajo.

### 4.3 Geometría tridimensional para empatamiento de fases en el DFWM

La principal dificultad en el mezclado de cuatro ondas es lograr simultáneamente el traslape espacial de los haces que deben interferir y la condición de empatamiento de fases. Diferentes esquemas han sido propuestos e implementados para cumplir con estos dos requerimientos. Sin embargo, en la mayoría de ellos, dos o más haces se encuentran traslapados a la salida del medio. Lo cual puede ser un inconveniente al tratar de discernir entre los diferentes haces, principalmente si todas las frecuencias involucradas son iguales. Para evitar dicho traslape, se ha propuesto e implementado un esquema tridimensional conocido como configuración de caja frontal (FBC, por sus siglas en inglés), en donde el arreglo geométrico permite el empatamiento de fases mientras se mantiene una separación angular entre todos los haces que participan en el mezclado (Prior, 1980) y (Reichardt et al., 1998).

En la geometría del esquema tridimensional de FBC para DFWM, véase figura 10, cada uno de los cuatro haces involucrados se propaga en dirección frontal a través de alguna de las cuatro diagonales principales de un paralelepípedo imaginario. Dos haces denominados de grabación ( $R_1$  y  $R_2$ ) se propagan por dos de las cuatro diagonales para intersectarse en el medio no lineal, estos dos haces son los que interfieren creando la modulación espacial de intensidad y/o polarización, que luego se transfiere en forma de una modulación periódica de la absorción o de la refracción del medio. Un tercer haz llamado de prueba ( $P$ ) se propaga por otra diagonal principal del paralelepípedo para incidir en la rejilla de difracción que generaron los dos haces de grabado. Una parte de este haz de prueba se transmite en la dirección original pero otra parte se difracta ( $D$ ) y se propaga por la diagonal principal restante del paralelepípedo imaginario.



**Figura 10.** Diagrama esquemático de la configuración de caja frontal (FBC) para el mezclado degenerado de cuatro ondas.

#### 4.4 Ecuaciones vectoriales para el DFWM

En la literatura se encuentran algunas formas de plantear y resolver las ecuaciones acopladas que describen el mezclado de ondas (Yeh, 1986), (Sanchez, 1992), (Boyd, 2008), (Sutherland et al., 2003), etc. Sin embargo, en ninguna de ellas se describe el caso donde se considere la polarización de la luz y la anisotropía de la no linealidad ( $\chi^{(3)}$ ) de cristales cúbicos blanda de zinc. Es hasta el trabajo de (Hutchings et al., 1997) donde se presentan las ecuaciones del acoplamiento refractivo no lineal entre dos haces ópticos coherentes en cristales cúbicos y anisotrópicos, tomando en cuenta la polarización de los haces.

Las ecuaciones en el trabajo de (Hutchings et al., 1997) contienen términos de la dependencia de la orientación de la polarización respecto a los ejes cristalinos del medio, de la automodulación de la fase, de la modulación cruzada de la fase, del mezclado de cuatro ondas y de las contribuciones de la anisotropía para una dirección arbitraria de propagación en el cristal. Dichas ecuaciones son

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial \xi_p}{\partial z} = & -i \frac{\Delta k}{2} \xi_p + i \frac{\omega n_2^L[001]}{c} \left\{ \sigma' \sum_i p_i^* q_i |q_i|^2 |\xi_q|^2 \xi_q \right. \\
 & + 2\sigma' \sum_i p_i^* q_i |p_i|^2 |\xi_p|^2 \xi_q \\
 & + \left[ \delta' + \sigma' \left( \sum_i (p_i^*)^2 q_i^2 - \frac{1}{2} \right) \right] \xi_q^2 \xi_p^* \\
 & + \sigma' \sum_i q_i^* p_i |p_i|^2 |\xi_p|^2 \xi_q^* \\
 & + \left[ 1 - \delta' + \sigma' \left( 2 \sum_i |p_i|^2 |q_i|^2 - \frac{1}{2} \right) \right] |\xi_q|^2 \xi_p \\
 & \left. + \left[ 1 + \sigma' \left( \sum_i |p_i|^4 - 1 \right) \right] |\xi_p|^2 \xi_p \right\} \quad (116.1)
 \end{aligned}$$

y

$$\begin{aligned}
\frac{\partial \xi_q}{\partial z} = & -i \frac{\Delta k}{2} \xi_q + i \frac{\omega n_2^L[001]}{c} \left\{ \sigma' \sum_i q_i^* p_i |p_i|^2 |\xi_p|^2 \xi_p \right. \\
& + 2\sigma' \sum_i q_i^* p_i |q_i|^2 |\xi_q|^2 \xi_p \\
& + \left[ \delta' + \sigma' \left( \sum_i (q_i^*)^2 p_i^2 - \frac{1}{2} \right) \right] \xi_p^2 \xi_q^* \\
& + \sigma' \sum_i p_i^* q_i |q_i|^2 |\xi_q|^2 \xi_p^* \\
& + \left[ 1 - \delta' + \sigma' \left( 2 \sum_i |q_i|^2 |p_i|^2 - \frac{1}{2} \right) \right] |\xi_p|^2 \xi_q \\
& \left. + \left[ 1 + \sigma' \left( \sum_i |q_i|^4 - 1 \right) \right] |\xi_q|^2 \xi_q \right\}. \quad (116.2)
\end{aligned}$$

Donde la notación  $p$  y  $q$  corresponde a los vectores unitarios de polarización paralelo y ortogonal, respectivamente, de las componentes  $\xi_p$  y  $\xi_q$  de las ondas que interactúan y se definió el desempatamiento de fases como  $\Delta k = k_q - k_p = 2\pi(n_q - n_p)/\lambda$ . Los parámetros  $\delta'$  y  $\sigma'$  ya fueron definidos en la sección 3.5.3.

Examinando el sistema de ecuaciones (116), se puede encontrar que los seis términos no lineales están asociados a varios procesos. El sexto término provoca la automodulación de la fase y muestra dependencia con la orientación cristalina. El único otro término que está inherentemente empatado en fase es el quinto término y describe el fenómeno de modulación cruzada de la fase. El tercer término es el responsable por el mezclado de cuatro ondas y puede dar lugar a un intercambio de energías entre los modos, pero se requiere que las velocidades de fase sean cercanas para tal intercambio. Los términos restantes (primer, segundo y cuarto término) ocurren solo en materiales anisotrópicos y requieren del empatamiento de fases para contribuir (Hutchings et al., 1997).

Puesto que el sistema de ecuaciones (116) describe de una forma muy completa la interacción de dos ondas coherentes y polarizadas en cristales semiconductores cúbicos con no linealidad óptica, serán la base para el presente trabajo de tesis. A partir de este sistema se desarrollaron cuatro ecuaciones para representar el caso particular de la interacción de cuatro ondas coherentes en cristales semiconductores cúbicos blanda de zinc con efecto Kerr óptico (Graciano-Armenta, 2011). Estas cuatro ecuaciones fueron adaptadas para nuestro caso particular de una muestra policristalina de CdTe, suprimiéndose el primer

término lineal del sistema de ecuaciones (116), puesto que  $\Delta k = 0$  ya que nuestro medio no presenta birrefringencia natural. También se eliminó el primer, segundo y cuarto término no lineal ya que su contribución es nula para medios isotrópicos; lo cual es válido para nuestra muestra policristalina de CdTe. Tomando en cuenta estas consideraciones y el hecho de que la anisotropía no lineal es nula (ecuación (103)), el nuevo sistema de ecuaciones es

$$\frac{\partial R_x}{\partial z} = i \frac{\omega n_2}{c} \left[ \delta' (R_y^2 R_x^* + A_y A_x^* R_y) + (1 - \delta') (|R_y|^2 R_x + |A_y|^2 R_x) + (|R_x|^2 R_x + |A_x|^2 R_x) \right], \quad (117.1)$$

$$\frac{\partial R_y}{\partial z} = i \frac{\omega n_2}{c} \left[ \delta' (R_x^2 R_y^* + A_x A_y^* R_x) + (1 - \delta') (|R_x|^2 R_y + |A_x|^2 R_y) + (|R_y|^2 R_y + |A_y|^2 R_y) \right], \quad (117.2)$$

$$\frac{\partial A_x}{\partial z} = i \frac{\omega n_2}{c} \left[ \delta' (A_y^2 A_x^* + R_y R_x^* A_y) + (1 - \delta') (|A_y|^2 A_x + |R_y|^2 A_x) + (|A_x|^2 A_x + |R_x|^2 A_x) \right] \quad (117.3)$$

y

$$\frac{\partial A_y}{\partial z} = i \frac{\omega n_2}{c} \left[ \delta' (A_x^2 A_y^* + R_x R_y^* A_x) + (1 - \delta') (|A_x|^2 A_y + |R_x|^2 A_y) + (|A_y|^2 A_y + |R_y|^2 A_y) \right]. \quad (117.4)$$

La notación  $x$  y  $y$  corresponde a las componentes de polarización horizontal y vertical, respectivamente, para las ondas de grabación ( $R$ ) y para la onda de prueba y difracción ( $A$ ).

Por lo general, los sistemas de ecuaciones diferenciales acopladas que describen procesos de mezclado de cuatro ondas en forma vectorial no poseen una solución analítica, por lo que un análisis numérico tiene que ser efectuado para analizar la evolución de la interacción del mezclado de ondas. En este trabajo se utilizará el método de propagación de haces como método numérico para analizar el procesos de DFWM a través del sistema de ecuaciones (117).

## 4.5 Método de propagación de haces

A lo largo de la historia, un problema natural en la óptica clásica ha sido la propagación de un haz a través de un medio óptico. Los primeros resultados cuantitativos fueron propuestos por Fraunhofer y Fresnel, ellos calcularon los patrones de difracción de diferentes aperturas inmersas en el aire, un medio prácticamente homogéneo e isotrópico. Para estos casos, la teoría existente resulta relativamente sencilla de aplicar y la evolución del campo óptico a medida que se propaga puede ser fácilmente predicha. Sin embargo, existen medios ópticos que a pesar de ser homogéneos son anisotrópicos debido a sus características inherentes como por ejemplo, la birrefringencia de la calcita, o bien, el medio pierde su isotropía debido a la propagación y/o interacción de uno o más campos ópticos. En cualquiera de estos

casos, un estudio analítico suele ser complicado de llevar a cabo, no obstante existen métodos numéricos que permiten analizar el resultado de la propagación y/o interacción de los haces a lo largo del medio óptico. Uno de los métodos frecuentemente socorridos es el método de propagación de haces (*beam propagation method* o BPM por sus siglas en inglés).

El BPM es una técnica computacional utilizada en electromagnetismo para resolver la ecuación de Helmholtz bajo la aproximación de envolvente suave, tanto para el caso lineal como no lineal. Este método fue desarrollado primeramente para estudios de acústica subacuática y sismología en los años 70's, para posteriormente ser adaptado a los problemas de óptica. Desde entonces el BPM ha sufrido diversas modificaciones, siendo ampliamente utilizado en optoelectrónica y ha demostrado su capacidad para analizar la propagación de los campos ópticos en medios anisotrópicos y/o no lineales, permitiendo, por ejemplo, estudiar la propagación de la luz en materiales fotorrefractivos (Fuentes-Hernández et al, 2002), analizar la rotación de la polarización de la luz en materiales anisotrópicos (Pollock y Lipson, 2003), proponer dispositivos basados en fibras de cristal fotónico para redes de comunicaciones ópticas (Malka y Peled, 2017), etc.

#### 4.5.1 El algoritmo

El algoritmo del BPM se enfoca en reemplazar la propagación del campo óptico en un medio no homogéneo por una secuencia de intervalos de propagación en un medio homogéneo y aplicar correcciones de amplitud y fase. El algoritmo corre por etapas, propagando el campo óptico desde un plano transversal a la coordenada longitudinal  $z$  hasta otro plano transversal a la coordenada  $z + \Delta z$ , asumiendo que el perfil dieléctrico permanece inalterado durante un intervalo de propagación. Después de la propagación a través de cada intervalo  $\Delta z$  se aplica la corrección adecuada de amplitud y fase. Con la finalidad de mejorar la estabilidad y convergencia de los resultados, en algunas ocasiones las correcciones de amplitud y fase son realizadas a la mitad de cada intervalo  $\Delta z$ .

A continuación se presentan los pasos necesarios para el primer intervalo de propagación, partiendo de  $z = 0$  (März, 1995):

- el campo óptico incidente se transforma en su espectro angular:

$$E(r, 0) \rightarrow E(q, 0),$$

- el espectro angular se propaga por un espacio homogéneo a lo largo de un intervalo  $\Delta z$ :

$$E(q, 0) \rightarrow E(q, \Delta z),$$

- el espectro angular se transforma de nuevo al dominio espacial:

$$E(q, \Delta z) \rightarrow E(r, \Delta z),$$

- se realiza la corrección de fase y/o amplitud:

$$E(r, \Delta z) \rightarrow E_{nuevo}(r, \Delta z),$$

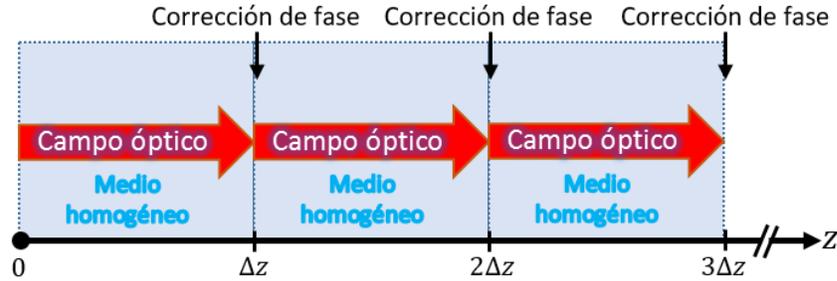
Estos pasos son repetidos para cada intervalo de propagación, de tal forma que por medio del algoritmo del BPM, el haz de salida es el resultado de la transmisión del campo óptico a través de varios intervalos  $\Delta z$ , habiendo en cada intervalo un espacio de medio homogéneo y una corrección de amplitud y/o fase, véase figura 11. El algoritmo es sensible al tamaño del intervalo  $\Delta z$ , por lo que éste tiene que ser elegido con precaución. Un intervalo relativamente pequeño conlleva a un gasto de tiempo considerable en los cálculos numéricos, mientras que un intervalo grande producirá resultados alejados de los reales.

De los pasos anteriormente descritos para un intervalo de propagación, se puede ver que la esencia de este algoritmo radica en dos aspectos fundamentales; el primero es calcular la propagación del campo óptico reemplazando el medio óptico original por una serie de segmentos de medios homogéneos y el segundo es aplicar las correcciones adecuadas de fase y/o amplitud. Para el primer aspecto es necesario calcular la transformada de Fourier del campo incidente y así expandirlo en un espectro angular de ondas planas propagándose en un medio homogéneo. Después se aplica la contribución del retardamiento en fase que sufren las diferentes componentes de la luz, por medio de una función conocida como propagador  $\mathbb{P}$ , con lo cual se toma en cuenta las diferencias de caminos ópticos de dichas componentes al propagarse en un medio uniforme de longitud  $\Delta z$ . Dicho propagador está dado por (März, 1995)

$$\mathbb{P} = e^{-i \frac{q_t^2}{\bar{q} + \sqrt{\bar{q}^2 + q_t^2}} \frac{\Delta z}{2}}, \quad (118)$$

donde  $q_t$  es la componente transversal del vector de onda y  $\bar{q} = k_0 \sqrt{\epsilon}$  es la constante de propagación. Para el segundo aspecto se requiere de otra función frecuentemente conocida como pantalla de fase  $F$  que contiene la modulación de la fase, pero puede también incluirse la modulación de la amplitud a través de una pantalla de transmitancia y considerar contribuciones de la absorción. Ambas pantallas brindan la información de la no homogeneidad del medio y con ello se realiza la corrección de la fase y/o amplitud. La pantalla de fase está dada por (März, 1995)

$$F = e^{-ik_0 \Delta_n \Delta z}, \quad (119)$$



**Figura 11.** Esquema de propagación del campo óptico de acuerdo al algoritmo BPM.

con  $k_0 = 2\pi/\lambda$  como el número de onda del haz en el medio y  $\Delta n$  es el índice de refracción del medio en el segmento  $\Delta z$ .

En muchas ocasiones los métodos numéricos ofrecen ventajas significativas sobre los métodos analíticos, como lo son la rapidez, la versatilidad y la facilidad de visualización de la solución. De hecho, en algunos casos el método numérico es la única forma para estudiar el fenómeno. Como ya se había comentado, el método numérico del BPM ha sido utilizado en diversos estudios con resultados muy positivos, debido a esto y a que el método se adapta bien a nuestro problema es que se optó por utilizar el BPM.

Generalmente el BPM es utilizado para el caso de un campo óptico que se propaga por un medio donde el perfil dieléctrico es distinto entre una y otra sección diferencial  $\Delta z$ , pero para objeto de este trabajo de tesis es necesario aplicar el método en un medio óptico donde su perfil dieléctrico se modifica en función de la intensidad e interacción de los campos ópticos que se propagan y generan. La idea consiste en utilizar el BPM y modificarlo para añadirle las contribuciones producidas por el acoplamiento no lineal en un mezclado degenerado de cuatro ondas a través del sistema de ecuaciones (117). El BPM modificado fue desarrollado para ejecutarse en Matlab.

## 4.6 Conclusiones del capítulo

El mezclado degenerado de cuatro ondas puede ser utilizado para diferentes aplicaciones y estudios. En nuestro caso es usado para analizar las dependencias de intensidad y polarización de las cuatro ondas que interactúan en un policristal de CdTe, con la finalidad de evaluar un posible control de la polarización de pulsos ultracortos y la amplificación óptica de éstos.

El efecto de DFWM implica la generación de rejillas de difracción inducidas por luz láser en el material. Dadas las condiciones de irradiación usadas en este trabajo, las rejillas inducidas en el medio óptico serán de dos tipos: de transmitancia y de fase. El primer tipo se debe a la modulación de la absorción no lineal de dos fotones, y el segundo tipo por la modulación del índice de refracción debido al efecto Kerr óptico. Ambos tipos de rejillas tienen tiempos de generación rápidos pero sus tiempos de borrado varían en función del mecanismo físico responsable de la modificación de la absorción y de la refracción; en nuestro caso estos mecanismos fueron la polarización electrónica y la generación de electrones libres. Ambos mecanismos responden rápidamente, por lo tanto las rejillas se generan en un tiempo menor a  $1 \times 10^{-15}$  s, con un tiempo de relajación similar para el primer mecanismo, mientras que la relajación del segundo es lenta, del orden de  $1 \times 10^{-9}$  s. Un DFWM resuelto en tiempo y en polarización puede ayudar a discriminar entre los dos tipos de rejillas.

La configuración de FBC para realizar el mezclado de ondas proporciona una separación angular entre todos los haces a la salida del medio, lo cual permite un fácil estudio de las relaciones de energía entre los haces involucrados. Debido al ángulo entre los haces de grabación de la rejilla y al espesor de la muestra de CdTe, el parámetro  $Q$  es alto y la rejilla es considerada como gruesa, así que difractará un solo orden, es decir, bajo el régimen de Bragg. Por lo tanto hay que cumplir con la condición de Bragg para lograr el empatamiento de fases entre el haz de prueba y el haz difractado, para generar eficientemente la difracción.

El sistema de ecuaciones presentado en este capítulo considera los efectos de acoplamiento no lineal para el mezclado de ondas y es capaz de describir la evolución de la polarización de los haces en un policristal de CdTe. Dicho sistema de ecuaciones es incluido en el método numérico del BPM para realizar los estudios correspondientes a las dependencias de los estados de polarización en el DFWM.

## Capítulo 5. Metodología experimental

---

En este capítulo se describe la metodología y el desarrollo experimental que fue utilizado para los objetivos de esta tesis, así como una breve descripción de las características del equipo y de los materiales empleados. El arreglo experimental principal que se utilizó corresponde a un mezclado degenerado de cuatro ondas en configuración de caja frontal, para investigar las dependencias en polarización e intensidad de dicho proceso no lineal. Se presenta además, la técnica de la autocorrelación intensimétrica de segundo orden a través de un esquema de empatamiento de fases de dos ondas no colineales para obtener la duración y el perfil temporal del pulso. También se presenta la técnica de la navaja, empleada para conocer el perfil espacial del pulso. Con estas dos técnicas se caracterizó el pulso láser con el que se irradió a la muestra de CdTe en los diferentes experimentos.

### 5.1 Equipo y material

En todos los arreglos experimentales anteriormente mencionados, se utilizó como fuente de luz un láser modelo NFC-P90 de la serie Hymalaya fabricado por la compañía italiana Quanta System. El medio activo es una barra de Nd:YAG, por lo tanto la emisión se presenta a una longitud de onda de 1064 nm. El láser posee un sistema de amarre de modos activo y pasivo, lo que en conjunto permite que el láser opere en el régimen pulsado. El sistema de amarre activo está conformado por un modulador acusto-óptico y el sistema de amarre pasivo por el efecto de absorción saturable de un pigmento (*Q-switch 1 MW 766.33*) diluido en un solvente (1,2-dicloroetano). La duración temporal del pulso es variable desde 80 ps hasta 180 ps, medidos a la mitad de la altura del máximo (FWHM). Esta variabilidad depende principalmente de la concentración del pigmento en el solvente. La frecuencia de repetición de la emisión de los pulsos es variable desde 0.5 Hz hasta 10 Hz. La energía por pulso también es variable desde 1 mJ hasta 80 mJ, depende del tiempo de retraso entre el encendido de la lámpara de bombeo del oscilador y la lámpara de bombeo de la etapa de amplificación. Los pulsos emitidos poseen un estado de polarización lineal horizontal. El láser cuenta con un puerto RS232 para ser operado a distancia desde una computadora.

Como medio óptico no lineal para el DFWM se utilizó una muestra policristalina de CdTe. El tamaño promedio de cada grano que conforma la muestra es de 1 mm. Los granos poseen estructura cristalina blanda de zinc pero cada uno se encuentra orientado aleatoriamente. La muestra posee una forma cilíndrica de 2.54 cm de diámetro y 6 mm de espesor. Como medio doblador de frecuencia para realizar la

autocorrelación intensimétrica de segundo orden se utilizó un cristal de borato de bario en su fase beta ( $\beta$ -BBO). La muestra tiene una forma cúbica con longitud igual a 5 mm por cada lado.

Para manipular la polarización y la energía de los pulsos en el arreglo experimental, se usaron placas retardadoras de media onda, polarizadores de calcita y divisores de haz polarizados, todos ellos diseñados para luz infrarroja. La manipulación de la dirección de los haces se realizó a través de espejos de oro, puesto que soportan grandes intensidades de luz infrarroja, ya que el oro posee una absorción prácticamente nula alrededor de estas frecuencias ópticas. En algunas secciones de los arreglos experimentales se utilizaron prismas retrorreflectores para facilitar la modificación de las longitudes de los caminos ópticos. Para girar las placas retardadoras y modificar los caminos ópticos se usaron monturas rotacionales y traslacionales, con su respectivo controlador marca Klinger con puerto GPIB para su manipulación remota.

Con la finalidad de registrar los datos experimentales se usó un sistema de adquisición de datos compuesto por fotodetectores, osciloscopio, computadora y un programa computacional. Como se explicará más adelante, dependiendo del experimento se utilizaron dos tipos diferentes de fotodetectores. Algunos de ellos son modelo ET2020 de la marca Electro-Optics Technology, fabricados a base de silicio tipo *p-i-n*, poseen una área activa de 2.55 mm<sup>2</sup>, tiempos de respuesta de subida y bajada menor a 1.5 ns, una potencia equivalente a ruido menor a  $1 \frac{pW}{\sqrt{Hz}}$  y fuente de alimentación externa. Los otros fotodetectores son del modelo 818-SL/DB de la compañía Newport, están hechos de silicio, el diámetro de su área activa es 11.3 mm, una potencia equivalente a ruido menor a  $0.6 \frac{pW}{\sqrt{Hz}}$  y el tiempo de respuesta de subida y bajada es menor a 2  $\mu$ s. Los fotodetectores fueron conectados a un osciloscopio digital modelo LT584M de la marca LeCroy. El osciloscopio posee 4 puertos BNC como canales de entrada, un ancho de banda de 1 GHz, una tasa de muestreo de 2 GS/s, impedancia de entrada de 50  $\Omega$  y un puerto GPIB. La computadora posee un puerto RS232 conectado al láser y un puerto GPIB conectado al osciloscopio. Para coordinar al láser, al osciloscopio y al controlador de las monturas, se utilizó un programa computacional desarrollado en el lenguaje de programación Matlab. Dicho programa fue desarrollado en el trabajo de tesis doctoral de Castro-Chacón (2009).

## 5.2 Caracterización del pulso láser

Conocer el valor de la intensidad de la luz incidente en un medio óptico no lineal resulta crucial para analizar los efectos y fenómenos no lineales asociados. El radio del haz ( $\omega_0$ ), la energía ( $E_p$ ) y la duración temporal ( $\tau_p$ ) del pulso láser están relacionados con la intensidad pico del pulso a través de la siguiente ecuación:

$$I_0 = \frac{2E_p}{\pi\tau_p\omega_0^2}, \quad (120)$$

estos parámetros junto con el perfil espacial y el perfil temporal, proporcionan la información básica para caracterizar un pulso láser. Por eso, en este trabajo de tesis hubo la necesidad de realizar las mediciones pertinentes para conocer los datos anteriores.

### 5.2.1 Energía del pulso

Para la medición de la energía ( $E_p$ ) de los pulsos emitidos por el láser se utilizó un medidor de energía de la marca Ophir, el cual consta de un sensor piroeléctrico conectado a un módulo que despliega en pantalla de cristal líquido el valor medido de la energía en cada pulso. El sistema está diseñado para medir la energía de pulsos láser de duración temporal del orden de picosegundos, en un rango espectral de 0.15 – 12  $\mu\text{m}$ . Los valores de energía mínimos y máximos que este sistema puede medir son 1  $\mu\text{J}$  y 10 mJ, respectivamente.

### 5.2.2 Perfil temporal y duración del pulso

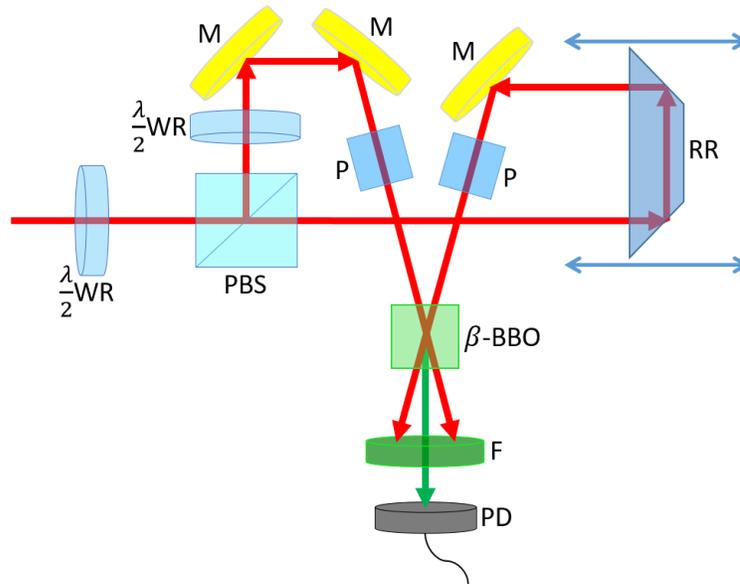
El perfil temporal de los pulsos emitidos por los láseres de pulsos ultracortos con amarre de modos, generalmente es modelado matemáticamente por una función tipo gaussiana o secante hiperbólica cuadrada ( $\text{sech}^2$ ). En teoría, los extremos (*colas* o *alas*) de estas funciones se extienden hasta el infinito, por lo que es necesario establecer un criterio de medición para la duración del pulso ( $\tau_p$ ). Existen varios criterios, en nuestro caso utilizaremos el criterio del ancho medido a la mitad de la altura del máximo (FWHM por sus siglas en inglés). Para lo cual se mide la diferencia entre los dos valores temporales de los extremos del perfil en los que la intensidad ha caído a la mitad del máximo, como se ejemplifica en la figura 12.



El haz doblado en frecuencia y propagándose en la bisectriz es el que se monitorea en la técnica de la autocorrelación de segundo orden, pues su intensidad en función del retraso relativo entre los dos haces incidentes es proporcional a la autocorrelación de los perfiles temporales de intensidades de estos últimos. La traza de autocorrelación que se obtiene corresponde al perfil temporal de intensidad del pulso, ya que la autocorrelación entre dos funciones gaussianas o entre dos funciones  $\text{sech}^2$  es también una función gaussiana o una  $\text{sech}^2$ , respectivamente, solo que ensanchada en el tiempo por el llamado factor de deconvolución. Este factor depende de la forma temporal del pulso;  $\sqrt{2}$  para perfiles gaussianos y 1.54 para  $\text{sech}^2$ . Por lo tanto, la duración del pulso ( $\tau_p$ ) que se pretende medir puede ser calculada dividiendo la duración de la autocorrelación ( $\tau_{autcor}$ ) entre el factor de deconvolución (Sala et al., 1980).

En la figura 13 se muestra el arreglo experimental con el que se realizó la técnica de la autocorrelación óptica de segundo orden. El haz original a 1064 nm con un estado de polarización lineal horizontal atraviesa una placa retardadora de media onda para rotar su estado de polarización a 45°. Esto para poder separar con el divisor de haz polarizado a la 'señal' y a la 'referencia' en una razón 1/1. Puesto que el divisor de haz es polarizado, en una de sus dos salidas el haz de la 'señal' emerge con polarización lineal horizontal, mientras que en la otra salida el haz de 'referencia' emerge con polarización lineal vertical. Posteriormente este último haz atraviesa una placa retardadora de media onda para girar su estado de polarización en 90° y así posea un estado de polarización paralelo al de la 'señal'. Después, cada haz pasa por su respectivo polarizador de calcita, para eliminar la elipticidad que los espejos pudiesen inducir en los haces. Finalmente, ya con los dos haces con polarizaciones paralelas e intensidades iguales, se les intersecta en el cristal doblador de frecuencia ( $\beta$ -BBO) a un ángulo externo de 5° entre ambos haces. A la salida del cristal se colocó un filtro para eliminar la luz infrarroja (1064 nm) residual, con lo cual solo se transmite luz generada de segundo armónico (532 nm). Un fotodetector tipo *p-i-n* fue colocado para medir solo la autocorrelación, es decir, el haz de segundo armónico propagándose en la bisectriz de los haces incidentes.

Ya con el arreglo experimental armado se procedió a adquirir la traza de autocorrelación. Para lo cual se monitoreó la energía del haz de segundo armónico en la bisectriz en función del desplazamiento del prisma retrorreflector (RR) que modifica el retraso del pulso de 'señal' con respecto al pulso de 'referencia'. A través del sistema de adquisición de datos se obtuvo la traza de autocorrelación, a partir de la cual se infirió el perfil espacial de la intensidad del pulso y su duración temporal. En este caso, la resolución de esta técnica depende principalmente de la longitud de los desplazamientos ( $\Delta x$ ) del prisma, que en nuestro caso corresponde a 10 ps ( $\Delta t = \Delta x / c$ ).

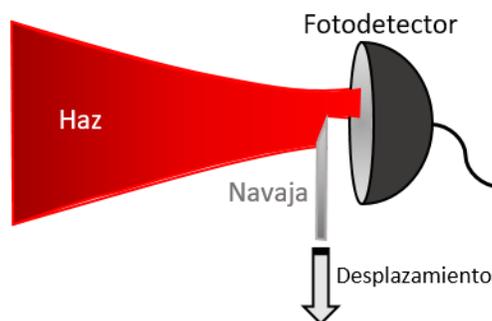


**Figura 13.** Esquema del arreglo experimental de la técnica de la autocorrelación óptica de segundo orden para obtener tanto el perfil temporal de intensidad del pulso como su duración.  $\frac{\lambda}{2}WR$  representan las placas retardadoras de media onda, PBS el divisor de haz polarizado, P los polarizadores, M los espejos, RR el retroreflector,  $\beta$ -BBO el medio doblador de frecuencia, F el filtro y PD el fotodetector.

### 5.2.3 Perfil espacial y diámetro del haz

Idealmente cuando un láser emite en el modo fundamental  $TEM_{00}$ , su perfil espacial de intensidad sobre un plano perpendicular al eje de propagación del haz debería ser gaussiano. Pero en la práctica el perfil espacial de estos láseres solo se aproxima a dicha forma. Así que para caracterizar al haz es necesario conocer la distribución espacial real de su intensidad y a partir de esto se puede obtener su radio ( $w_0$ ). De lo cual surge de nuevo una complicación, las dimensiones de un haz gaussiano no pueden ser definidas tan fácilmente como lo serían para un objeto físico, ya que sus extremos o ‘colas’ se extienden demasiado, por lo tanto, el radio del haz debe ser medido respecto a una referencia. Al igual que en el caso de la duración temporal, también se utilizará el criterio del ancho medido a la mitad de la altura del máximo (FWHM), la idea es la misma que en el caso anterior, solo que ahora la medición será del ancho espacial y no del temporal.

Para obtener el perfil espacial de intensidad se pueden utilizar varias técnicas, para el trabajo de la presente tesis se utilizó la técnica de la navaja, muy bien difundida en óptica por su sencillez. Esta técnica consiste en realizar una exploración del haz con una navaja de afeitar y un fotodetector, en el plano donde se pretenda conocer el perfil. Para lo cual se colocó sobre una montura traslacional a la navaja, puesta de tal forma que cubriera la totalidad del haz. Luego se le fue desplazando poco a poco para ir descubriendo el haz a medida que la intensidad transmitida en función de la posición de la navaja fue registrada con el



**Figura 14.** Esquema de la técnica de la navaja para obtener el perfil espacial de intensidad del haz.

sistema de captura de datos ya descrito. El fotodetector utilizado es el de mayor área activa, pues ésta es la necesaria para capturar espacialmente la totalidad del haz. El fotodetector se colocó muy cerca de la navaja, a una distancia menor a 1 cm, para evitar que la luz difractada por la navaja incidiera fuera del fotodetector. El borde afilado de la navaja se alineó perpendicular a la dirección del desplazamiento, tal movimiento se hizo en el plano ortogonal al eje de propagación, véase figura 14.

En esta técnica se obtiene directamente un perfil acumulativo de la intensidad del haz, por el desplazamiento gradual del borde de la navaja. Si los desplazamientos fueron pequeños, el proceso anterior puede ser visto como una integración del perfil espacial del haz, por lo que una posterior derivación de los datos capturados revela el perfil espacial de intensidad del haz. En nuestro caso la resolución de esta técnica depende principalmente de la longitud de los desplazamientos de la navaja en cada paso, los cuales fueron de 100  $\mu\text{m}$ .

### 5.3 Caracterización óptica de la muestra de CdTe

Una vez que se obtuvieron los parámetros principales del láser, hubo la necesidad de caracterizar al medio no lineal. Dentro de los parámetros de nuestro interés se encuentra el índice de refracción lineal ( $n_0$ ), el índice de refracción no lineal ( $n_2$ ), el coeficiente de absorción lineal ( $\alpha_0$ ) y el coeficiente de absorción no lineal ( $\beta$ ). Estos parámetros ópticos han sido reportados desde hace varios años para el CdTe, sin embargo varían mucho entre los diferentes reportes, a excepción del índice de refracción lineal, así que de la literatura científica se tomó el valor de  $n_0 = 2.84$  (Sutherland, 2003). Como ya se mencionó, el CdTe posee refracción anisotrópica y nuestra muestra es policristalina, por lo que de los datos obtenidos por Said et al (1991) para una muestra policristalina de CdTe se tomó el valor de  $n_2 = -2.9 \times 10^{-13} \text{ cm}^2/\text{W}$ . Este

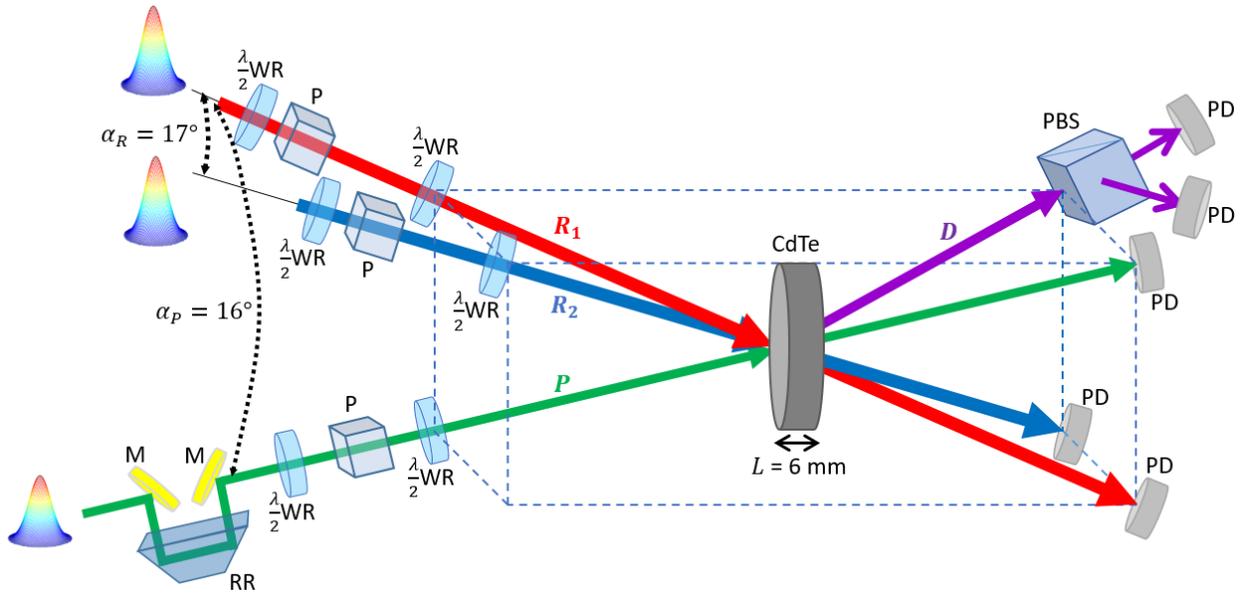
valor concuerda muy bien con las mediciones de barrido en Z (*Z-scan* en inglés) realizadas por Graciano-Armenta (2011) para una muestra similar.

Los valores de la absorción lineal y no lineal son los parámetros ópticos reportados para el CdTe que más varían, principalmente porque varios mecanismos y efectos no lineales simultáneos; tales como anisotropía, absorción de portadores libres, saturación de la absorción, generación de segundo armónico, etc. (Petrovic *et al.*, 1991), modifican dichos valores. Por lo tanto, hubo la necesidad de medir estos valores en nuestra muestra. Para obtener la magnitud de la absorción lineal simplemente se utilizó el medidor de energía para medir la transmitancia ( $T_L$ ) de la muestra a energías incidentes bajas ( $E_p < 300 \mu\text{J}$ ). De forma similar se midió la transmitancia no lineal ( $T_{NL}$ ), solo que la energía incidente fue variada a través de una placa retardadora de media onda y un polarizador, desde  $65 \mu\text{J}$  hasta  $6.5 \text{ mJ}$ . Estas mediciones fueron hechas a incidencia normal. La duración de los pulsos fue  $\tau_p = 180 \text{ ps}$ . Todos los valores de energía reportados en esta tesis ya tienen en consideración las pérdidas por reflexión en la superficie ( $R = 30\%$ ) de la muestra.

#### 5.4 DFWM en FBC resuelto en tiempo, polarización e intensidad

A continuación se describen el arreglo experimental y la metodología seguida para realizar los experimentos que permiten conocer: a) el estado de polarización del haz difractado en función de los estados de polarización de los haces de grabado y prueba, b) la transferencia de energía entre los haces, y c) la respuesta temporal del material en función de las energías y los estados de polarización de los haces incidentes.

En la figura 15 se muestra el arreglo experimental del mezclado degenerado de cuatro ondas en configuración de caja frontal. En donde el haz emitido por el láser es dividido en tres ( $R_1$ ,  $R_2$  y  $P$ ) por medio de dos placas retardadoras de media onda y dos divisores de haz polarizados. La energía y polarización de cada uno de estos haces es controlada independientemente con placas retardadoras de media onda y polarizadores. Por medio de espejos de oro los tres haces son dirigidos para traslaparse espacialmente en el policristal de CdTe. Los haces de grabación de la rejilla ( $R_1$  y  $R_2$ ) se propagan desde las esquinas superiores hasta las esquinas inferiores de un paralelepípedo imaginario en cuyo centro se encuentra la muestra, estos haces se intersectan en la muestra a un ángulo externo de  $17^\circ$  entre sí, o bien a  $\pm 7.5^\circ$  respecto a la normal de la superficie frontal del policristal. Ambos pulsos recorren caminos ópticos de igual longitud para traslaparse temporalmente en el medio. El haz de prueba  $P$  se propaga desde una esquina



**Figura 15.** Arreglo experimental para realizar DFWM en FBC. El haz rojo representa al haz de grabado  $R_1$ , el haz azul al haz de grabado  $R_2$ , el haz verde al haz de prueba  $P$  y el haz morado al haz difractado  $D$ . Los cuatro haces son infrarrojos, aparecen de diferente color en el esquema solo para facilitar la identificación de cada uno de ellos.  $\frac{\lambda}{2}WR$  representan las placas retardadoras de media onda, PBS al divisor de haz polarizado, P los polarizadores, RR el retrorreflector, M los espejos y PD los fotodetectores.

inferior hasta una esquina superior, incidiendo en el medio a un ángulo externo de  $16^\circ$  por debajo de  $R_1$ , formando con éste un plano vertical. El haz de prueba se propaga por una línea de retraso para modificar la distancia de su camino óptico y así controlar el tiempo de su llegada con respecto a los haces de grabación de la rejilla. La línea de retraso en el haz de prueba permite retrasarlo o adelantarlo por 280 mm, es decir 900 ps. Un prisma retrorreflector fue utilizado en la línea de retraso para asegurar y facilitar la alineación. Monturas rotacionales para girar las placas retardadoras y con ello el estado de polarización de los haces fueron controladas desde una computadora, al igual que la montura traslacional sobre la cual se colocó el prisma retrorreflector de la línea de retraso del haz de prueba. Los fotodetectores de gran área activa se colocaron después del policristal en la dirección de propagación de cada uno de los cuatro haces transmitidos para monitorear su energía. Dependiendo del estudio, se coloca o se retira un divisor de haz polarizado justo antes del fotodetector para el haz difractado, con el cual se monitoreará la energía de una de las dos componentes de polarización del haz difractado, mientras que la energía de la otra componente (ortogonal a la anterior) se monitorea con otro fotodetector colocado en el puerto de reflexión del divisor de haz polarizado. Todos los experimentos fueron llevados a cabo a una frecuencia de repetición de emisión del láser de 1 Hz. El radio de los haces en el plano de la muestra fue de 1.9 mm. La duración temporal medida a la mitad de la altura del pulso será indicada en cada caso.

#### 5.4.1 Estudio del estado de polarización de la difracción en el DFWM

El experimento consistió en capturar la energía de las componentes de polarización mutuamente ortogonales del haz difractado en función de la rotación, por separado, de la polarización de cada una de las tres ondas incidentes. La polarización de dos haces se mantenía paralela, mientras que se rotaba la polarización del tercero. Los tres haces fueron traslapados temporalmente. El estado de polarización para los tres haces siempre fue lineal. La energía para cada uno de los haces de grabación fue de 0.35 mJ y la del haz de prueba fue de 7  $\mu$ J, la duración temporal de los pulsos fue de 180 ps, con lo cual la intensidad pico  $I_0$  para cada uno de los haces de grabación fue de 34 MW/cm<sup>2</sup> y 0.7 MW/cm<sup>2</sup> para el haz de prueba. Con la finalidad de disminuir la dispersión de los datos por las posibles fluctuaciones de intensidad de cada pulso láser emitido, para cada paso angular de variación de la correspondiente placa retardadora se capturaron 10 pulsos que posteriormente fueron promediados.

#### 5.4.2 Estudio de la respuesta temporal del policristal de CdTe

En este experimento se monitoreó la energía del haz difractado en función del tiempo de arribo del haz de prueba con respecto al tiempo de llegada al policristal de los haces de grabación. La captura de los datos se hizo a intervalos correspondientes a 6 ps, registrando 5 mediciones en cada punto para luego ser promediados. Se usaron dos diferentes energías para el haz de prueba:  $E_p = 30 \mu$ J y  $E_p = 600 \mu$ J, las energías de los haces de grabado fueron  $E_{R1} = E_{R2} = 0.3$  mJ, 0.6 mJ, 1.1 mJ, 2.2 mJ y 4.5 mJ. La duración temporal de los pulsos fue de 100 ps. Diferentes combinaciones en los estados de polarización de los haces incidentes fueron utilizadas para discernir entre las rejillas generadas por diferentes mecanismos físicos. Las combinaciones fueron: estados de polarización paralelos para los tres haces incidentes, polarizaciones de los haces de grabado mutuamente ortogonales o polarización del haz de prueba ortogonal a la de ambos haces de grabado.

#### 5.4.3 Estudio de la transferencia de energía en el DFWM

Para este estudio se monitoreó la energía de cada uno de los cuatro haces transmitidos por el policristal en función de las diferentes energías utilizadas en los tres haces incidentes. La energía del haz de prueba ( $E_p$ ) fue variada desde 100  $\mu$ J hasta 3.1 mJ, mientras que para los dos haces de grabado se usaron cinco niveles de energía pero siendo siempre iguales entre ambos ( $E_{R1} = E_{R2} = 0.4$  mJ, 0.8 mJ, 1.6 mJ, 3.1 mJ y 6.2 mJ). La duración temporal de los pulsos fue de 180 ps. No hubo retraso entre los tres pulsos incidentes

y los estados de polarización se mantuvieron paralelos (lineales horizontales). En la captura de los datos se efectuaron 10 mediciones para cada incremento de energía, los cuales fueron promediados posteriormente.

## Capítulo 6. Resultados y discusión

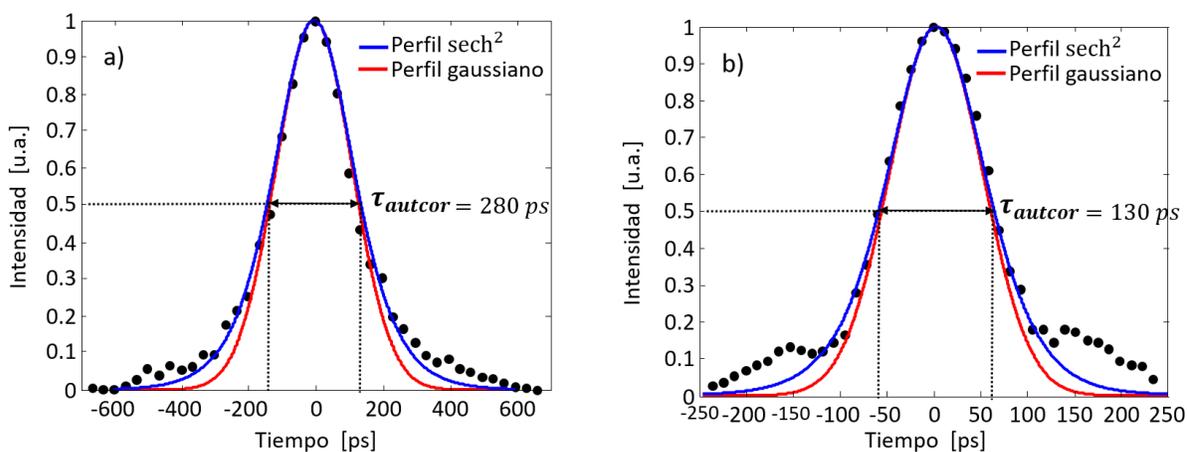
---

En este capítulo se presentan los resultados obtenidos experimental y numéricamente, producto de la investigación de este trabajo de tesis. Los resultados incluyen las dependencias que el estado de polarización del haz difractado tiene con los estados de polarización de los tres haces incidentes, la transferencia de energía entre los haces en función las energías incidentes, la respuesta temporal del medio en función de los estados de polarización e intensidades incidentes, así como también los resultados de las caracterizaciones del medio óptico y del pulso láser. Se presenta, además, una discusión acerca de los resultados obtenidos. Lo anterior, con la finalidad de investigar el proceso del DFWM en un medio desordenado (CdTe policristalino) que presente simultáneamente absorción y refracción no lineal, y verificar la viabilidad de un posible control del estado de polarización y amplificación de pulsos ultracortos de forma ultrarrápida y totalmente óptica.

### 6.1 Perfil temporal de intensidad y duración de los pulsos

Con la técnica de la autocorrelación óptica de segundo orden se midió el perfil temporal de intensidad de los pulsos láseres. Dado que el funcionamiento del sistema de amarre de modos pasivo del láser depende de la concentración del pigmento (absorbedor saturable) en el solvente transparente (dicloroetano), se midieron dos perfiles de intensidad, uno cuando la disolución está libre del pigmento y otro cuando la disolución se encuentra a su máxima concentración operable. Estos dos estados corresponden a la máxima duración y a la mínima duración de los pulsos, respectivamente, siempre y cuando el sistema de amarre de modos activo (modulador acusto-óptico) se encuentre bien sintonizado.

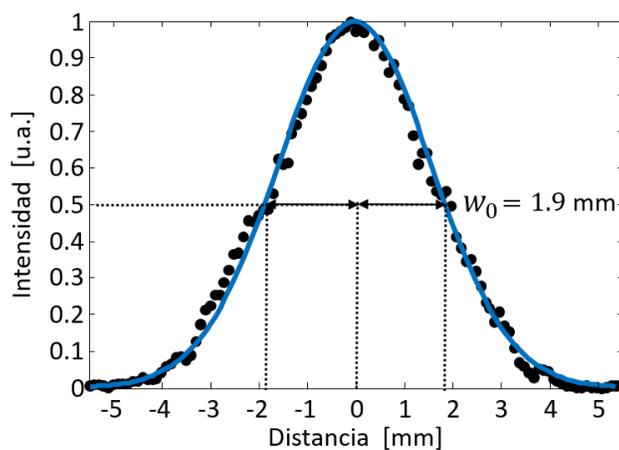
En la figura 16 se muestran los resultados obtenidos. Note que las trazas de autocorrelación, y por lo tanto, los perfiles temporales de intensidad de los pulsos, se aproximan mejor a una función  $\text{sech}^2$  que a una función gaussiana. Las duraciones a FWHM de la traza de autocorrelación del pulso cuando el láser ópera a mínima y a máxima concentración de pigmento son  $\tau_{autcor} = 280$  ps y  $\tau_{autcor} = 130$  ps, respectivamente. Al dividir dichos valores por el factor de deconvolución obtenemos  $\tau_p = 180$  ps y  $\tau_p = 85$  ps, respectivamente. Dependiendo del experimento se utilizaron pulsos cuya duración temporal estuvo comprendida entre estos dos valores extremos, en la metodología correspondiente a cada experimento se proporciona tal valor  $\tau_p$ .



**Figura 16.** Autocorrelación óptica del perfil temporal de intensidad de los pulsos emitidos por el láser cuando este opera a) a mínima y b) a máxima concentración de pigmento. Los círculos negros corresponden a los datos experimentales y las líneas continuas son ajustes a funciones  $\text{sech}^2$  (azul) y gaussiana (roja).

## 6.2 Perfil espacial de intensidad y cintura del haz

Los datos de la figura 17 corresponden al perfil espacial de intensidad del haz del láser, obtenidos a través de la técnica de la navaja. Del ajuste realizado a los datos experimentales podemos decir que la distribución de intensidad en un plano transversal a la dirección de propagación del haz se aproxima bien a una función gaussiana. A partir de estos resultados se obtuvo que el radio del haz es  $w_0 = 1.9$  mm y por lo tanto su diámetro es  $2w_0 = 3.8$  mm (FWHM).

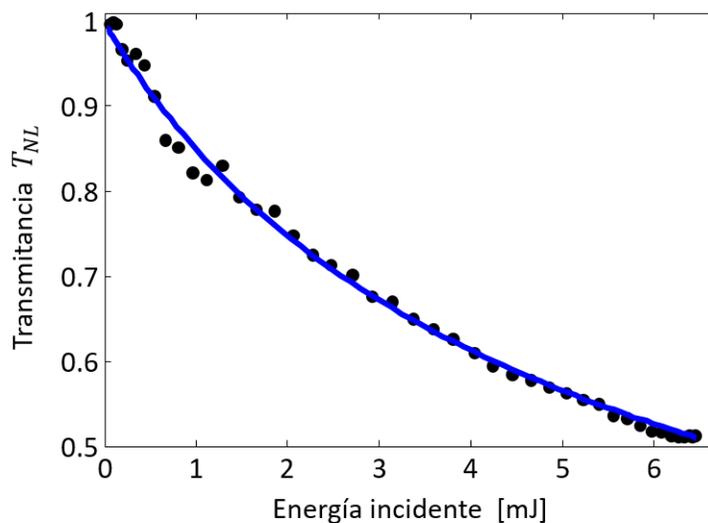


**Figura 17.** Perfil espacial de intensidad del haz del láser medido a través de la técnica de la navaja, los círculos corresponden a los datos experimentales y la línea continua es un ajuste con una función gaussiana, con lo cual se obtuvo que el radio del haz es  $w_0 = 1.9$  mm.

### 6.3 Absorción lineal y no lineal del CdTe

La transmitancia lineal que se midió para nuestra muestra policristalina de 6 mm de espesor fue  $T_L = 98\%$ . Sabiendo que  $T_L = e^{-\alpha_0 L}$ , es posible calcular el coeficiente de absorción lineal como  $\alpha_0 = 0.03 \text{ cm}^{-1}$ . Así que la muestra es prácticamente transparente en el régimen lineal ante irradiación a una longitud de onda  $\lambda = 1064 \text{ nm}$ .

Los resultados de medir la transmitancia de la muestra en función de la energía incidente se muestran en la figura 18. A través de la ecuación (56) se aplicó un ajuste teórico a los datos, como parámetro de ajuste se utilizó el coeficiente de absorción no lineal por la absorción simultánea de dos fotones, obteniendo así un valor de  $\beta = 4 \text{ cm/GW}$ . Dado que la naturaleza de los cristales de CdTe les confiere dicroísmo, se hicieron diferentes mediciones rotando la muestra para verificar que ésta al ser policristalina no posea anisotropía. Como resultado, dentro del margen de fluctuaciones en intensidad del láser, no encontramos diferencia en los resultados mostrados en la figura 18, así que considerar a nuestra muestra como medio isotrópico es válido en nuestros estudios.

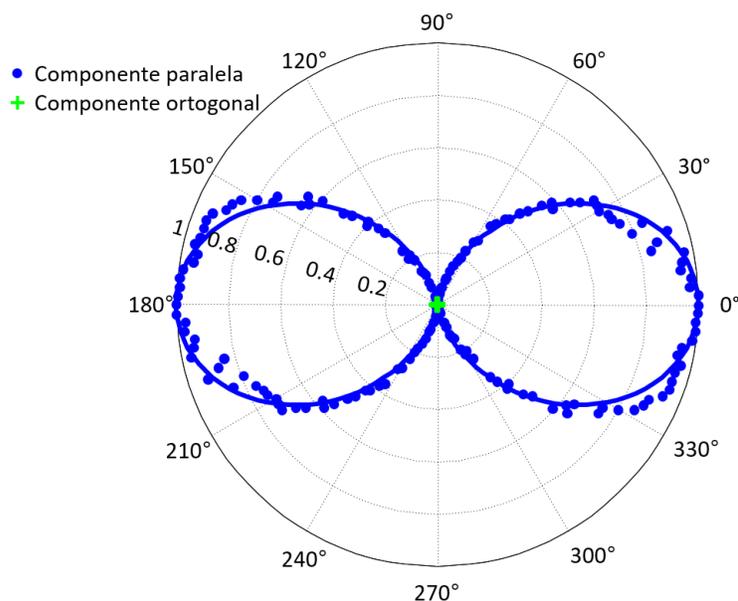


**Figura 18.** Transmitancia de la muestra policristalina de CdTe en función de la energía incidente. Las marcas corresponden a los datos experimentales y la línea continua es el ajuste teórico por medio de la ecuación (56) con el coeficiente de absorción de dos fotones  $\beta = 4 \text{ cm/GW}$ .

## 6.4 Polarización de la difracción en función de las polarizaciones e intensidades de los haces incidentes

En esta sección se presentan los resultados experimentales y numéricos que permitieron estudiar la dependencia que el estado de polarización del haz difractado tiene con los estados de polarización de los haces incidentes bajo un proceso de DFWM en FBC. De aquí en adelante llamaremos  $\theta_{R1}$ ,  $\theta_{R2}$  y  $\theta_P$  a los ángulos de rotación de los estados de polarización de los haces de grabado  $R_1$ ,  $R_2$  y del haz de prueba  $P$ , respectivamente. Aclaramos que los resultados experimentales presentados en esta sección fueron capturados para un rango en los ángulos de rotación de la polarización desde  $0^\circ$  hasta  $180^\circ$ . Por cuestiones estéticas de las gráficas polares, los datos en el rango de  $181^\circ$  a  $359^\circ$  son los mismos que los del rango de  $0^\circ$  a  $180^\circ$ .

En la figura 19 se muestran los resultados experimentales y numéricos correspondientes a la medición de las energías de las componentes ortogonales (horizontal y vertical) de la polarización del haz difractado  $D$  en función de  $\theta_{R1}$ . Los estados de polarización del haz de grabado  $R_2$  y del haz de prueba  $P$  fueron paralelos entre sí y se mantuvieron lineales horizontales. En la figura 19,  $\theta_{R1} = 0^\circ$  corresponde a la condición inicial del experimento en donde el estado de polarización del haz de grabado  $R_1$  es paralelo a los otros dos haces incidentes; lineal horizontal.

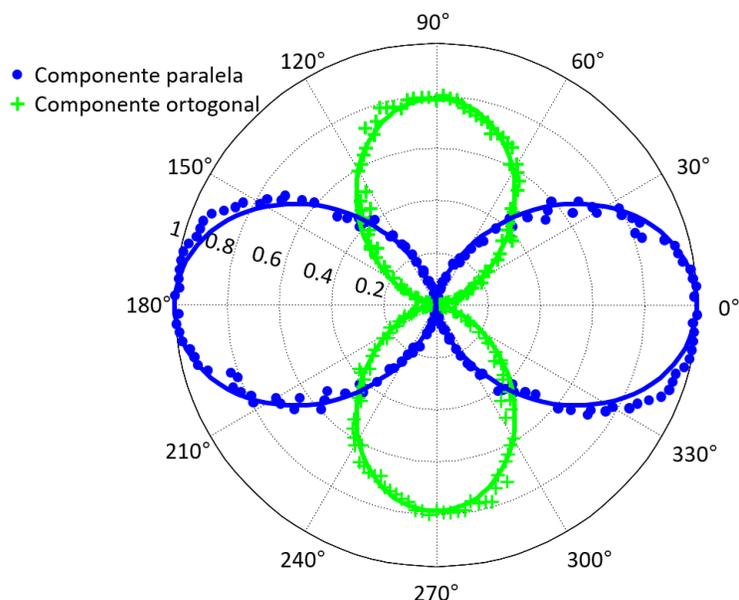


**Figura 19.** Energía de las componentes de polarización del haz difractado  $D$  en función de la rotación  $\theta_{R1}$  del estado de polarización del haz de grabado  $R_1$ . Las marcas indican los datos experimentales y las líneas continuas los resultados numéricos. Los círculos azules corresponden a la componente de  $D$  polarizada paralelamente tanto al haz de prueba como al haz de grabado  $R_2$  y las cruces verdes son para la componente de  $D$  polarizada ortogonalmente a esos mismos dos haces.

Los resultados del experimento mostraron que rotar el estado de polarización de  $R_1$  no produce efecto sobre el estado de polarización de la difracción, éste siempre se mantiene lineal horizontal. No obstante, la energía de la difracción depende fuertemente de la visibilidad del patrón de interferencia en intensidad producido por los dos haces de grabado. Cuando las polarizaciones de ambos haces de grabado son paralelas ( $\theta_{R1} = 0^\circ$  o  $\theta_{R1} = 180^\circ$ ), la visibilidad de las franjas de interferencia es máxima, al igual que la modulación inducida en la absorción y refracción del medio, por lo tanto, la energía de difracción también es máxima. En el otro caso extremo, cuando las polarizaciones de los haces de grabado son ortogonales ( $\theta_{R1} = 90^\circ$  o  $\theta_{R1} = 270^\circ$ ), el patrón de interferencia en intensidad desaparece y también la difracción, a pesar de que existe una modulación máxima del patrón de interferencia en polarización (figura (9)). Al resto de ángulos ocurren situaciones intermedias entre los dos casos extremos. Sin embargo, puesto que nunca se genera otra componente de polarización, el estado de polarización de la difracción nunca cambia, solo su energía.

En la figura 20 se puede ver el resultado de rotar el estado de polarización del haz de grabado  $R_2$  con respecto al estado de polarización de los otros dos haces incidentes. Los datos muestran que en esta configuración, el estado de polarización del haz difractado va cambiando a medida que se gira la polarización del haz de grabado  $R_2$ . Por sí solos, estos datos no permiten conocer si la polarización de la difracción únicamente va rotando o si va pasando de un estado lineal a elíptico, luego a circular y viceversa. Por medio de un experimento adicional y también por medio de los cálculos numéricos, se encontró que las dos componentes de polarización de la difracción están en fase. Esta información nos permitió saber que la polarización de la difracción se mantiene lineal pero va girando en función de la rotación de la polarización del haz de grabado  $R_2$ .

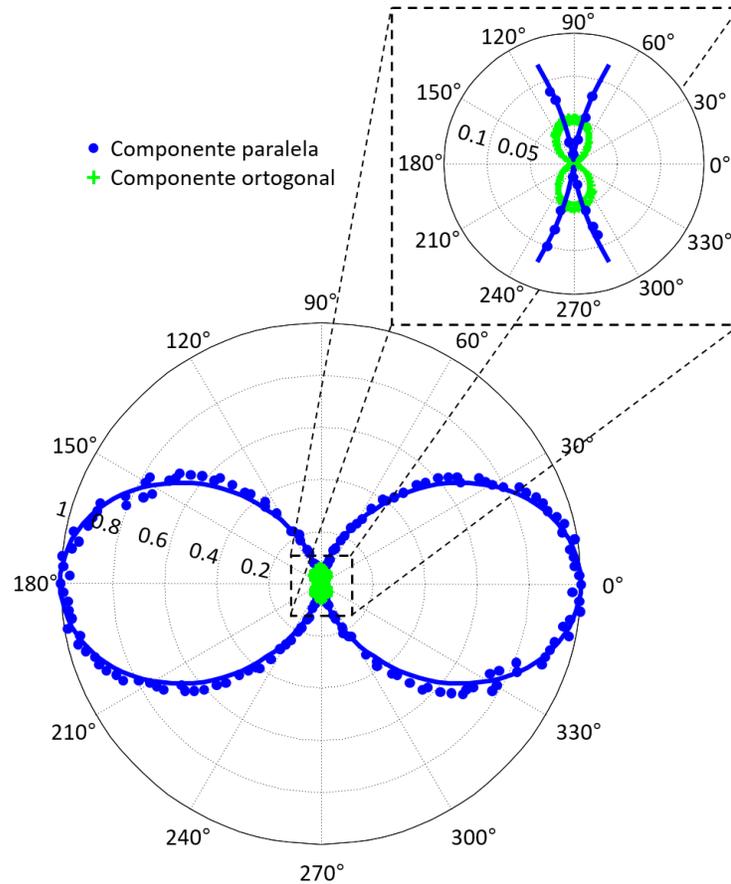
Un aspecto muy remarcable de estos resultados es que cuando los haces de grabado son ortogonales ( $\theta_{R2} = 90^\circ$  o  $\theta_{R2} = 270^\circ$ ), la difracción está presente y posee un estado de polarización completamente ortogonal al haz de prueba, a pesar de que no existe un patrón de interferencia en intensidad, ya que las polarizaciones de los dos haces de grabado de la rejilla son ortogonales. El resultado es muy diferente al del experimento anterior en donde la energía de difracción fue nula para la misma condición (en cuanto a la polarización relativa entre los haces de grabación). La razón de tal diferencia será discutida más adelante, en esta misma sección. Dado que no existe modulación espacial de la intensidad incidente entonces no se genera una rejilla de difracción por la variación espacial de la absorción, así que la única rejilla generada es de fase.



**Figura 20.** Energía de las componentes de polarización del haz difractado  $D$  en función de la rotación  $\theta_{R2}$  del estado de polarización del haz de grabado  $R_2$ . Las marcas indican los datos experimentales y las líneas continuas los resultados numéricos. Los círculos azules corresponden a la componente de  $D$  polarizada paralelamente tanto al haz de prueba como al haz de grabado  $R_1$  y las cruces verdes son para la componente de  $D$  polarizada ortogonalmente a esos mismos dos haces.

Rotar el estado de polarización del haz de prueba produce una situación intermedia entre las dos configuraciones anteriores, véase figura 21. La componente de polarización paralela de la difracción se comporta de forma similar que en los dos casos previos. La diferencia es con la componente de polarización ortogonal, ésta se genera pero muy débil, su energía es 16 veces menor que en el caso anterior. Así que a pesar de que el estado de polarización de la difracción se rota en función de  $\theta_p$  y llegue a ser completamente ortogonal a la polarización del haz de prueba, la energía de difracción decrece mucho hasta casi desaparecer.

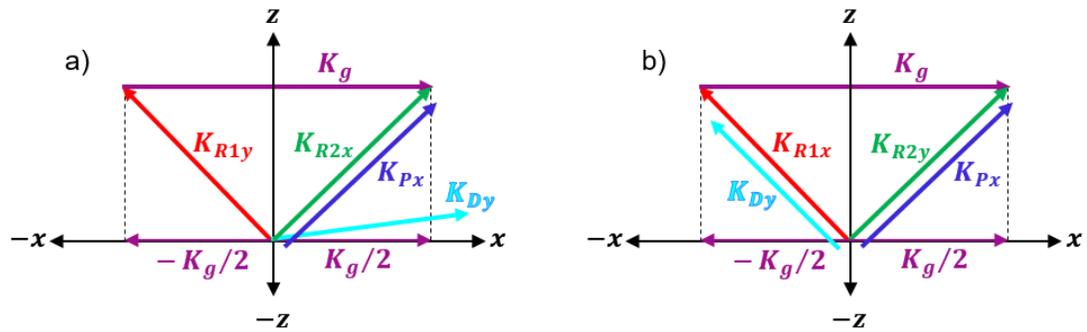
Para comprender la razón de las diferencias en la generación de la componente de polarización ortogonal de la difracción ante las variaciones de  $\theta_{R1}$ ,  $\theta_{R2}$  y  $\theta_p$ , se recurrió al sistema de ecuaciones (117), el cual describe la evolución de las componentes de polarización de la luz en el DFWM. Al analizar dicho sistema se encuentra que el término  $R_x R_y^* A_x$  de la ecuación 117.4 es el único que contribuye a la generación de la onda difractada con polarización ortogonal  $D_y$ , de tal forma que  $\frac{\partial D_y}{\partial z} \propto R_x R_y^* P_x$ . A continuación mostramos que este término es el responsable de las diferencias en la generación de  $D_y$  ante los cambios de  $\theta_{R1}$ ,  $\theta_{R2}$  y  $\theta_p$ .



**Figura 21.** Energía de las componentes de polarización del haz difractado  $D$  en función de la rotación  $\theta_p$  del estado de polarización del haz de prueba. Las marcas indican los datos experimentales y las líneas continuas los resultados numéricos. Los círculos azules corresponden a la componente de  $D$  polarizada paralelamente tanto al haz de grabado  $R_1$  como del haz de grabado  $R_2$  y las cruces verdes son para la componente de  $D$  polarizada ortogonalmente a esos mismos dos haces.

Sabemos que el proceso de DFWM requiere de condiciones de empatamiento de fases entre el haz de prueba y el haz difractado. Para lograr tal condición se necesita que el haz de prueba incida en el ángulo de Bragg para satisfacer la condición de Bragg (ecuación (109)). Lo anterior es efectivamente suficiente en el régimen escalar del DFWM. Sin embargo, en esta versión vectorial, dados los resultados previamente presentados, se necesita también considerar que el proceso de DFWM es anisotrópico. Así, el empatamiento de fases entre el haz de prueba y la componente de polarización ortogonal del haz difractado solo se logrará para ciertas combinaciones de los estados de polarización de los haces participantes en el DFWM.

Para validar lo anterior nos apoyaremos en el diagrama de la figura 22. En particular, la primera representación (figura 22.a) corresponde a la configuración utilizada para obtener los resultados de la figura 19. Aquí cuando la polarización del haz de grabado  $R_1$  es ortogonal a la polarización de  $R_2$  y de  $P$ ,



**Figura 22.** Diagrama de vectores de onda para explicar la asimetría en la difracción de la componente ortogonal  $D_y$ , al rotar la polarización de la onda de grabación en a)  $\theta_{R1} = 90^\circ$  y b)  $\theta_{R2} = 90^\circ$ . Donde:  $K_g$  es el vector de onda de la rejilla;  $K_{R1x,y}$  y  $K_{R2x,y}$  son los vectores de onda de las componentes de polarización de los haces  $R_1$  y  $R_2$ , respectivamente; la notación  $x$  y  $y$  corresponden a la componente paralela y ortogonal, respectivamente;  $K_{Px}$  es el vector de onda de la componente de polarización paralela del haz de prueba y  $K_{Dy}$  es el vector de onda del haz difractado con polarización ortogonal.

es decir, cuando  $\theta_{R1} = 90^\circ$  y  $\theta_{R2} = \theta_P = 0^\circ$ . La energía de la componente de polarización ortogonal de la difracción es nula ( $D_y = 0$ ). Escribiendo en función del vector de onda de la rejilla  $K_g$  a las componentes de polarización de los haces participantes en el DFWM, se tiene que: la componente de polarización paralela de la onda de prueba es  $P_x \propto e^{\frac{1}{2}iK_g x}$  y la ortogonal es  $P_y = 0$ ; la componente de polarización paralela del haz de grabado 1 es  $R_{1x} = 0$  y la ortogonal es  $R_{1y} \propto e^{-\frac{1}{2}iK_g x}$ ; la componente de polarización paralela del haz de grabado 2 es  $R_{2x} \propto e^{\frac{1}{2}iK_g x}$  y la ortogonal es  $R_{2y} = 0$ . Con lo cual  $\frac{\partial D_y}{\partial z} \propto R_x R_y^* P_x \propto e^{\frac{3}{2}iK_g x}$ . Este resultado indica que la onda difractada no se encuentra empatada en fase con la onda de prueba. Por lo tanto, en el régimen de difracción de Bragg y bajo esta configuración de polarizaciones, la componente de polarización ortogonal de la difracción no se genera. Tal como lo muestran los resultados numéricos y experimentales de la figura 19.

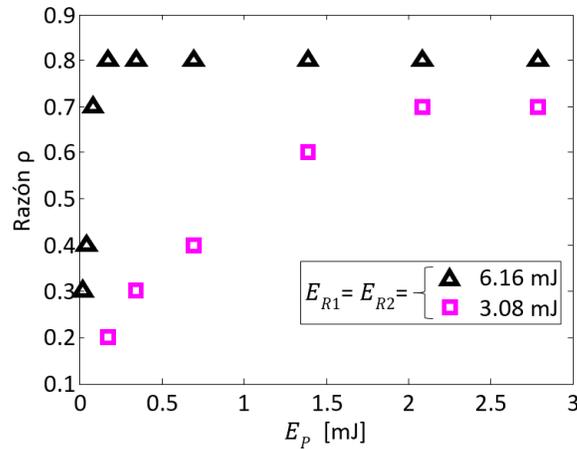
El segundo diagrama (figura 22.b) se ejemplifica la configuración utilizada para obtener los resultados de la figura 20, cuando la polarización del haz de grabado  $R_2$  es ortogonal a las polarizaciones de  $R_1$  y de  $P$ , es decir,  $\theta_{R2} = 90^\circ$  y  $\theta_{R1} = \theta_P = 0^\circ$ . En este caso la energía de la componente de polarización ortogonal de la difracción es máxima y la paralela es nula. De nuevo, escribiendo las componentes de polarización de los haces participantes en el DFWM en función del vector de onda de la rejilla se tiene que: la componente de polarización paralela de la onda de prueba es  $P_x \propto e^{\frac{1}{2}iK_g x}$  y la ortogonal es  $P_y = 0$ ; la componente de polarización paralela de la onda de grabado 1 es  $R_{1x} \propto e^{-\frac{1}{2}iK_g x}$  y la ortogonal es  $R_{1y} = 0$ ; la componente de polarización paralela de la onda de grabación 2 es  $R_{2x} = 0$  y la ortogonal es  $R_{2y} \propto$

$e^{\frac{1}{2}iK_g x}$ . Con lo cual  $\frac{\partial D_y}{\partial z} \propto R_x R_y^* P_x \propto e^{-\frac{1}{2}iK_g x}$ , entonces la onda generada ( $D_y$ ) se encuentra empatada en fase con la onda de prueba. Lo cual se muestra numérica y experimentalmente en la figura 20.

Siguiendo el análisis previo y aplicándolo al caso cuando la polarización del haz de prueba es ortogonal a la polarización de ambos haces de grabado, es posible ver que solo una pequeña componente del vector de onda del haz de prueba se encuentra empatado en fases con la componente ortogonal de polarización de la difracción. Como consecuencia, un haz débil con polarización ortogonal será difractado. Además de la asimetría en la difracción ( $\theta_{R1}$  respecto a  $\theta_{R2}$ ), el término  $R_x R_y^* P_x$  es también responsable de que la componente de polarización ortogonal de la difracción no se genere cuando alguna de las dos ondas de grabación posee el mismo estado de polarización que la onda de prueba. En este caso, el término  $|R_x|^2 A_x$  del sistema de ecuaciones 117 es responsable por la generación de la componente paralela de polarización del haz difractado. Lo cual produce los resultados numéricos y experimentales de las figuras 19, 20 y 21 cuando  $\theta_{R1} = \theta_{R2} = \theta_p = 0^\circ$  o  $180^\circ$ .

De la ecuación 117.4 se puede ver que el término que hemos estado analizando,  $R_x R_y^* A_x$ , se encuentra multiplicado por el factor  $\delta'$ , el cual representa la birrefringencia inducida. Así que la generación de la componente de polarización ortogonal de la difracción  $D_y$  se debe también a este parámetro no lineal. Por lo tanto, si no se indujera anisotropía en la refracción no lineal, la difracción polarizada ortogonalmente a la prueba no se generaría. Lo cual concuerda con el reporte de Torres-Torres y Khomenko (2005) para el mezclado de ondas con autodifracción (régimen de Raman-Nath), en donde la birrefringencia inducida en un medio Kerr fue responsable de modificar la polarización de la difracción.

Ya que el factor no lineal de birrefringencia inducida  $\delta'$  es primordial para la generación de  $D_y$ , se midió el cociente de la energía difractada máxima con polarización ortogonal entre la energía difractada máxima con polarización paralela, es decir  $\rho = \frac{D_y(\theta_{R2}=90^\circ)}{D_x(\theta_{R2}=0^\circ)}$ , en función de las energías de los haces de grabado ( $E_{R1}$  y  $E_{R2}$ ) y del haz de prueba ( $E_p$ ). Los resultados se muestran en la figura 23, de donde se puede ver que la razón  $\rho$  parece saturarse en 0.8. Energías menores fueron utilizadas pero  $\rho$  es muy bajo, energías mayores no fueron utilizadas por estar cerca del umbral de ablación del medio. Consideramos que la saturación de  $\rho$  se debe a la saturación de  $\delta'$ .

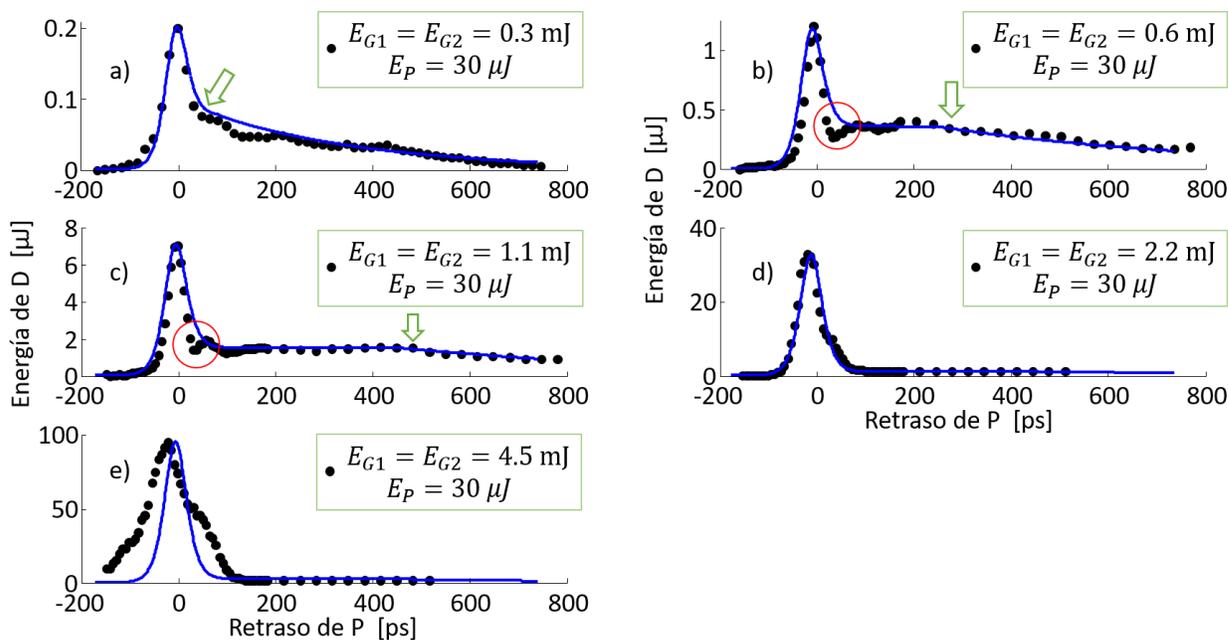


**Figura 23.** Razón de la energía difractada máxima con polarización ortogonal a la energía difractada máxima con polarización paralela, en función de las energías de los haces de grabado ( $E_{R1}$  y  $E_{R2}$ ) y del haz de prueba ( $E_p$ ).

## 6.5 DFWM resuelto en tiempo y dependiente de los estados de polarización e intensidades de los haces incidentes

Ya que las rejillas generadas en el semiconductor durante el proceso del DFWM pueden tener orígenes físicos diferentes, en esta sección se analiza el tiempo de vida de las rejillas en función de la polarización e intensidad de los haces incidentes. Además de inferir los mecanismos físicos no lineales responsables por el DFWM. Los resultados que se presenten a continuación permiten conocer la contribución de cada mecanismo a la difracción y el tiempo de respuesta del material.

En la figura 24 se muestran los resultados de medir la energía de difracción en función del retraso del pulso de prueba con respecto a los pulsos de grabado de la rejilla y para diferentes energías de estos últimos. Los estados de polarización fueron paralelos (lineales). En general se pueden apreciar dos comportamientos, el primero consta de un rápido crecimiento de la energía de difracción hasta un valor pico, seguido de un rápido decremento que no llega a extinguirse cuando el segundo comportamiento aparece; un lento decaimiento. A bajas energías de los haces de grabado, del a) al c), la respuesta rápida posee un perfil temporal que concuerda bien con las trazas de autocorrelación de los pulsos incidentes, solo que comprimido en el tiempo por un factor de  $\sim\sqrt{3}$ . Mientras que la respuesta lenta tiende a extinguirse alrededor de 1 ns, lo cual concuerda con el tiempo de relajación de electrones excitados de la banda de conducción en un semiconductor de CdTe. A medida que se aumenta la energía de los haces de grabado, se puede apreciar que la respuesta lenta tiende a prolongarse más en el tiempo, tardando más en decaer. Las flechas verdes en la figura 24 marcan el punto en el cual la energía de difracción de la respuesta lenta empieza a decaer. No obstante, para las energías más altas; d) y e), pareciera que la



**Figura 24.** Energía de difracción en función del retraso del pulso de prueba respecto a los pulsos que graban la rejilla, para cinco diferentes energías de los haces de grabado y los tres estados de polarización de los haces incidentes paralelos entre sí. Las marcas corresponden a los datos experimentales y las líneas son los ajustes realizados.

respuesta lenta desaparece, pero no es así, para verificarlo se colocaron las 5 mediciones en una misma gráfica con la escala vertical (energía de difracción) logarítmica; figura 25. En esta gráfica se puede apreciar que la tasa de aumento de la energía de la respuesta rápida es mayor que para la respuesta lenta, la cual tiende a la saturación. Adicionalmente, los círculos rojos en las figuras 24 b), 24 c) y 25 señalan un pequeño valle en la transición de la respuesta rápida a la lenta. También es importante notar la distorsión del perfil temporal de la respuesta rápida ante la energía más alta que se utilizó (figura 24 e) y figura 25).

Para continuar con el análisis, se repitieron los experimentos anteriores pero rotando  $90^\circ$  el estado de polarización del haz de grabado  $R_2$ , quedando así polarizado ortogonalmente tanto al haz de grabado  $R_1$  como al haz de prueba. Con lo cual se evita la modulación espacial de intensidad y por lo tanto se inhibe la inducción de la rejilla producida por la modulación espacial de la TPA. Los resultados se muestran en la figura 26, en los que se solo se manifiesta la respuesta rápida. Esto nos confirma que la respuesta lenta en la difracción es producto de una rejilla de densidad de portadores, generada por la TPA. Estos resultados también muestran que el perfil temporal de la respuesta rápida concuerda con la traza de autocorrelación temporal de los pulsos incidentes, independientemente de la energía de los haces de grabado. Otro dato interesante que la figura 26 e) y 24 e) muestran, es el adelanto del valor pico de la difracción y en general del perfil de la respuesta rápida; hay un corrimiento temporal de la respuesta hacia tiempos negativos, el

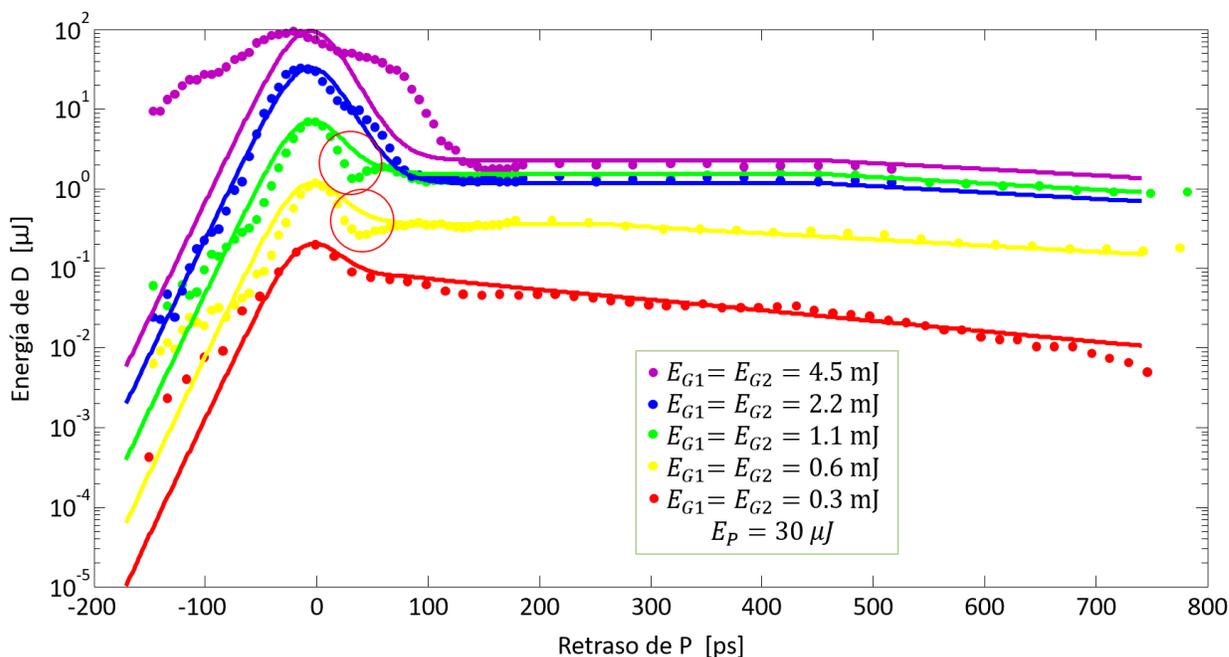


Figura 25. Representación en escala logarítmica de todos los datos de la figura 24.

máximo ya no está centrado a el tiempo cero que indica traslape temporal completo del haz de prueba con los haces de grabado. En estos datos, el máximo de difracción se presenta aproximadamente a -20 ps. El motivo de este adelanto será presentado en la siguiente sección.

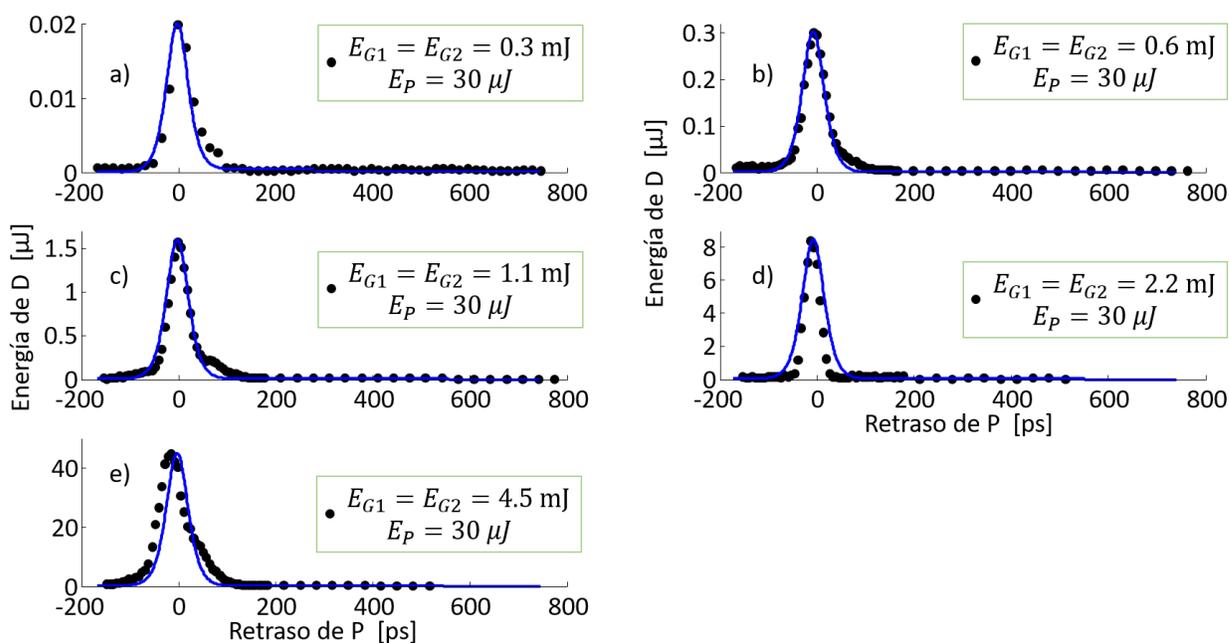
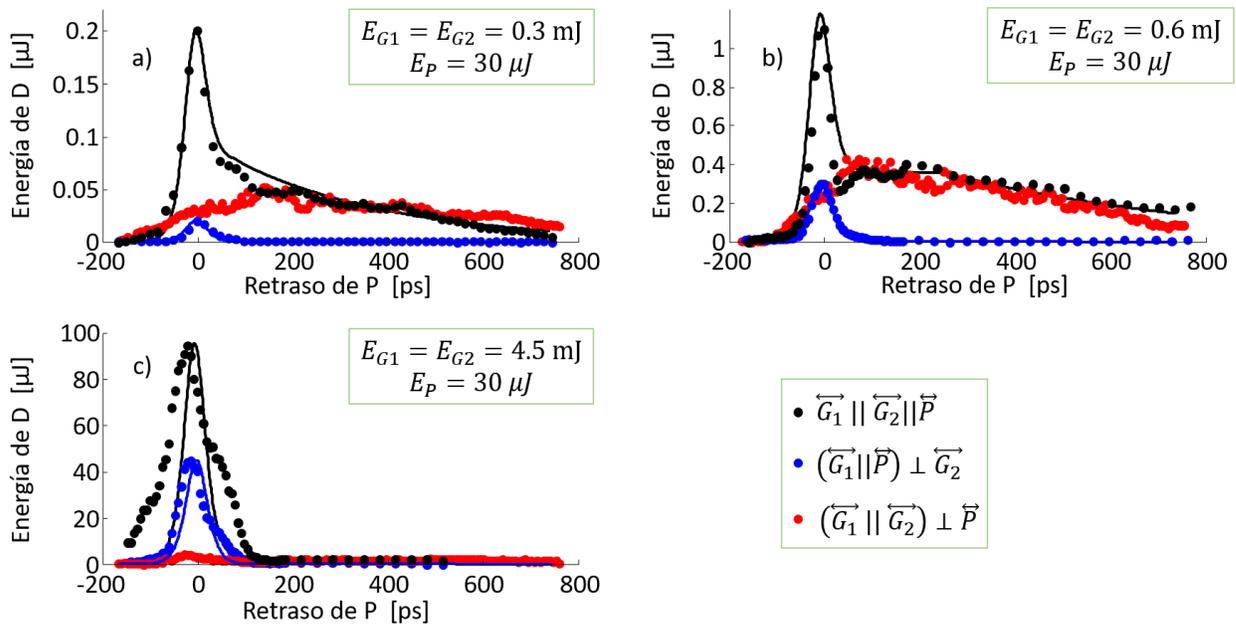


Figura 26. Energía de difracción en función del retraso del pulso de prueba respecto a los pulsos que graban la rejilla, para cinco diferentes energías de los haces de grabado. Los estados de polarización del haz de grabado  $R_1$  y del haz de prueba fueron paralelos, mientras que la polarización del haz de grabado  $R_2$  fue ortogonal a la de los primeros dos haces. Las marcas corresponden a los datos experimentales y las líneas al ajuste realizado a través de la autocorrelación del perfil temporal de los pulsos incidentes.

El siguiente pasó también consistió en medir la energía de difracción en función del retraso del haz de prueba pero manteniendo paralelos los estados de polarización de los haces de grabado y rotando  $90^\circ$  el estado de polarización del haz de prueba. Los resultados aparecen de color rojo en la figura 27, en los cuales se puede apreciar que la respuesta rápida se suprime y únicamente aparece la respuesta lenta. La cual aumenta hasta que el pulso de prueba prácticamente deja de traslaparse temporalmente con los dos pulsos de grabado de la rejilla, a partir de este punto empieza la relajación de la rejilla de densidad de portadores y por lo tanto el decaimiento de la energía de difracción. Los datos en color azul y negro que acompañan a los datos en rojo, corresponden a los datos previos de esta sección, con la finalidad de visualizar en una misma figura los tres casos de variación de polarización para tres de los resultados previos más representativos. Estos datos proporcionan la contribución a la difracción por cada rejilla.

Tras analizar tanto estos resultados como la teoría presentada en el marco teórico de esta tesis, estamos en posibilidades de inferir lo siguiente. Cuando los tres haces incidentes se encuentran copolarizados, se generan dos tipos de rejillas; de fase y de transmitancia. Las contribuciones de ambos tipos pueden ser separadas variando las polarizaciones de los tres haces incidentes. Haces de grabado

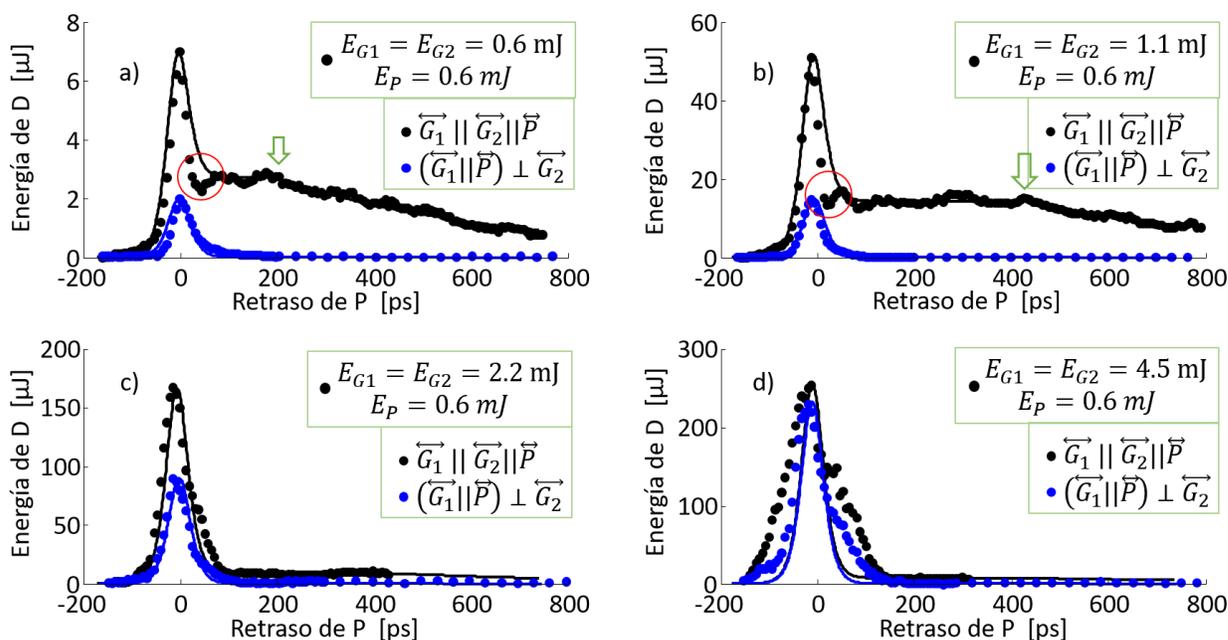


**Figura 27.** Energía de difracción en función del retraso del pulso de prueba respecto a los pulsos que graban la rejilla, para tres diferentes energías de los haces de grabado. Los datos en color negro, azul y rojo fueron obtenidos cuando los tres estados de polarización son paralelos, cuando las polarizaciones de  $R_1$  y  $P$  son paralelos entre sí pero ortogonales a la polarización de  $R_2$  y cuando las polarizaciones de ambos haces de grabado fueron mutuamente paralelas pero ortogonales a la polarización de  $P$ , respectivamente. Las marcas corresponden a los datos experimentales y las líneas al ajuste correspondiente.

polarizados ortogonalmente inhiben la rejilla de transmitancia por TPA y producen una rejilla puramente de refracción. En este caso, bajas energías de grabado producen también baja energía de difracción pero para altas energías de grabado la energía de difracción puede llegar a ser aproximadamente el 50% de la contribución que generarían las dos rejillas juntas (cuando los tres haces incidentes están co-polarizados). Note además, que de acuerdo a los resultados de la sección 6.4, en esta configuración la difracción se encuentra polarizada ortogonalmente al haz de prueba. Cuando el haz de prueba se encuentra polarizado ortogonalmente a los dos haces de grabado, la difracción se debe únicamente a la rejilla de densidad de portadores. De la figura 27 es fácil observar que sumando la energía de difracción producida cuando los haces de grabado están polarizados ortogonalmente más la producida cuando el haz de prueba está polarizado ortogonalmente a los de grabado, no se obtiene la energía de difracción generada cuando los tres haces están co-polarizados, es decir, sumar los datos en azul más los datos en rojo no iguala a los datos en negro. Esto lo atribuimos a dos razones, la primera es que la modificación del índice de refracción no lineal es más fuerte para dos haces co-polarizados que para polarizados ortogonalmente. La segunda razón es que dos tipos de rejillas ultrarrápidas están presentes cuando los estados de polarización de los tres haces son paralelos; una rejilla de fase por efecto Kerr óptico y otra de transmitancia por la TPA, ésta última rejilla desaparece cuando los haces de grabado poseen polarizaciones mutuamente ortogonales.

El tiempo de vida de las rejillas ultrarrápidas es cuasi-instantáneo pero la excitación es realizada con pulsos de picosegundos, así que la respuesta rápida que se observa en la difracción está limitada por la autocorrelación de los pulsos incidentes. La rejilla de densidad de portadores depende del llenado de la banda de conducción y puesto que la irradiación con pulsos ultracortos no es uniforme en el tiempo, entonces el llenado es proporcional a la integral del perfil temporal de intensidad de los pulsos. Una vez que la excitación por los haces de grabado cesa, el decaimiento de los electrones excitados produce la disminución de la difracción y el subsecuente borrado de la rejilla. Considerando estos hechos, se efectuó un ajuste de los datos experimentales de las figuras de esta sección. Así, las líneas continuas que aparecen junto a los datos experimentales corresponden a ajustes realizados a través de la autocorrelación del perfil temporal de intensidad de los pulsos incidentes más la integral de dicha autocorrelación y la suma es ponderada por una función exponencial decreciente en el tiempo.

Dado que en los experimentos previos, la energía del haz de prueba siempre se mantuvo constante, se optó por aumentar la energía del haz de prueba a 600  $\mu\text{J}$  y repetir los experimentos para analizar al proceso de DFWM de una manera más completa. Los resultados se encuentran en la figura 28. De donde es posible notar que casi todas las manifestaciones encontradas anteriormente se repiten, a excepción de la razón entre la energía de difracción máxima para haces de grabado polarizados paralela y



**Figura 28.** Resultados obtenidos similarmente a los de las figuras 24 y 26, la única modificación fue el aumento en la energía del haz de prueba.

ortogonalmente. Dicha razón en función de las energías incidentes sigue el comportamiento dado por los resultados de la figura 23. Dentro de los resultados más remarcables de la figura 24 que se repiten en la figura 28, se encuentran los mínimos en la transición de la respuesta rápida a la lenta, los cuales se presentan a las dos mismas energías para los haces de grabado. La razón probable de la aparición de este mínimo será expuesta en la siguiente sección.

Un resultado muy interesante que se muestra en los resultados de esta sección pero que no se había comentado, es que para energías grandes de los haces de grabado la energía del haz difractado llega a ser mayor que la del propio haz de prueba. Así que posiblemente se originó un proceso de amplificación de la difracción por los haces de grabado. Con el objetivo de verificarlo, en la siguiente sección se muestran los resultados de los experimentos realizados para tal fin.

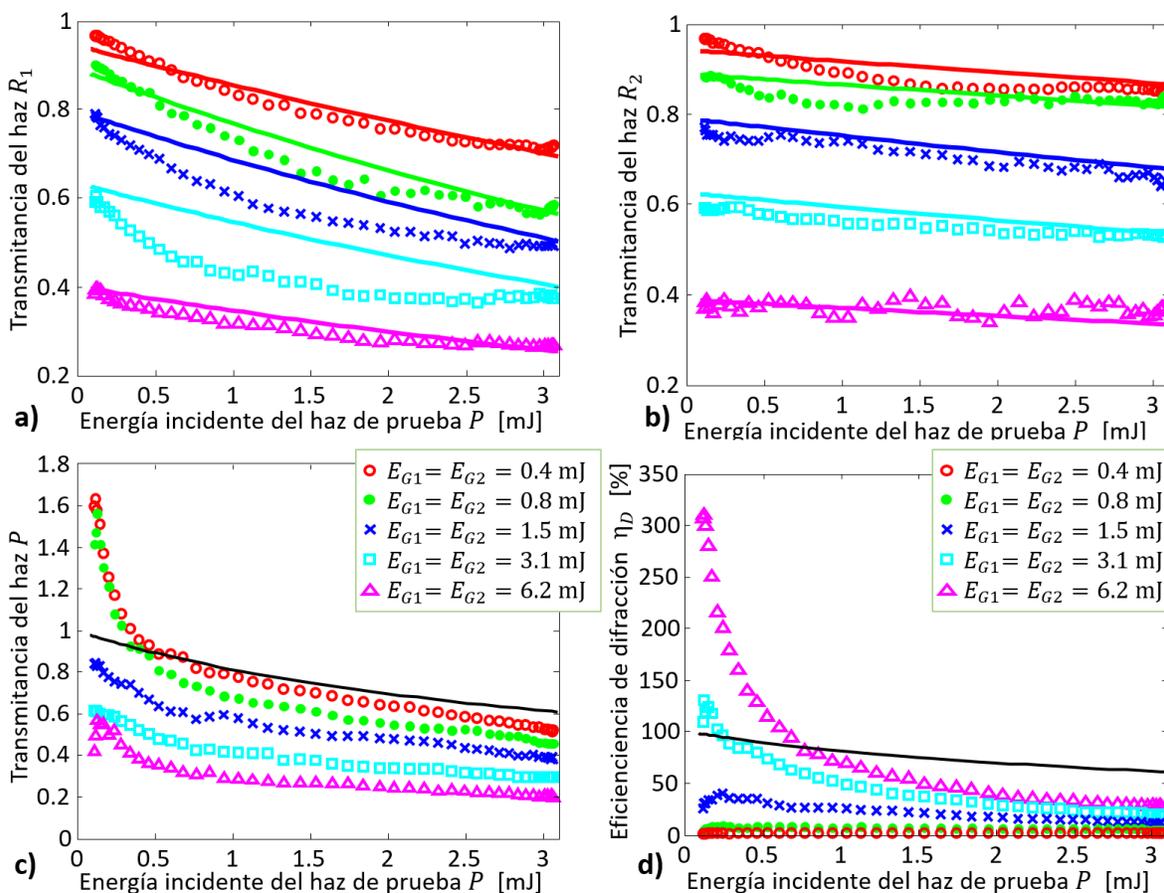
## 6.6 Transferencia de energía en el mezclado de cuatro ondas

Los resultados de la sección anterior proporcionaron evidencia de una cierta amplificación en el mezclado degenerado de cuatro ondas. Con el objetivo de identificar el proceso responsable de tal amplificación, se midió la energía transmitida por el CdTe para cada uno de los cuatro haces en el DFWM en función de las

energías de los tres haces incidentes. La configuración de caja frontal para realizar el mezclado permite realizar dichas mediciones de una forma muy sencilla puesto que cada uno de los haces se encuentra separado espacialmente a la salida del CdTe. Los tres pulsos incidentes estuvieron polarizados paralelamente (lineales horizontales) y se mantuvieron traslapados en el tiempo.

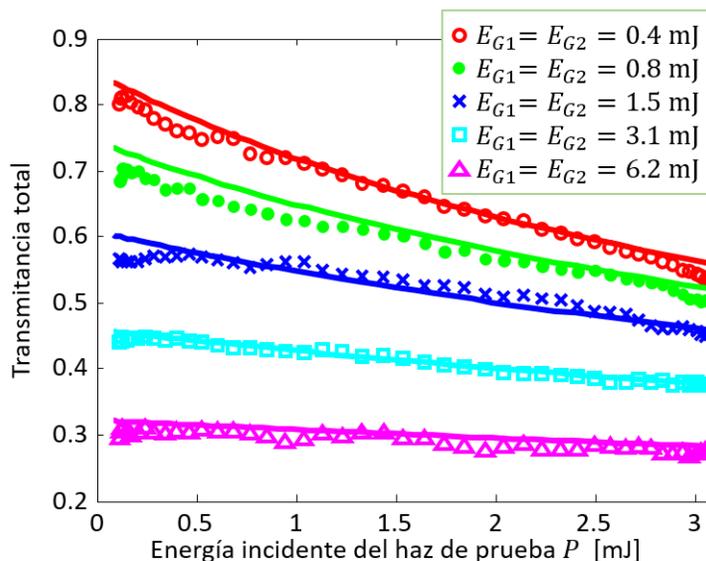
Los datos de la figura 29 a) muestran lo que parece ser el efecto de absorción no lineal en el haz de grabado  $R_1$  inducido por la energía del haz de prueba  $P$ , ya que se origina un decremento en la transmitancia de  $R_1$  a medida que la energía incidente de  $P$  aumenta. Sin embargo, al examinar los resultados de la figura 29 b) es notable que la influencia de la energía de  $P$  sobre la transmitancia de  $R_2$  no es tan fuerte como en el caso previo. La figura 29 c) muestra la transmitancia de  $P$  en función de su propia energía incidente y para cinco conjuntos de energía de ambos haces de grabado. De estos datos resulta claro que la energía de los haces de grabado afecta la energía del haz de prueba, no solo en pérdidas sino también en ganancias. A manera de referencia y comparación, la línea continua en la figura 29 c) fue graficada a partir de la ecuación (56) y corresponde a la transmitancia del haz de prueba experimentando únicamente absorción no lineal. Vale la pena aclarar que para esta traza no se considera la parte de la energía que debería ser difractada por la rejilla generada por ambos haces de grabado, la cual, de acuerdo a la figura 29 d), es una cantidad considerable. Los datos en la figura 29 c) muestran que el haz de prueba tiene que ser amplificado por los haces de grabado, puesto que no solo compensa sino también supera las pérdidas de energía debidas tanto a la absorción no lineal como a la difracción.

Ya que el haz difractado proviene del haz de prueba difractándose en la rejilla que generan los haces de grabado, presentamos la energía del haz difractado en términos de eficiencia de difracción para comparar más fácilmente con los resultados previos. La eficiencia de difracción se define como el cociente entre la energía del haz difractado  $E_D$  y la energía del haz de prueba  $E_P$  ( $\eta_D = E_D/E_P$ ). La dependencia de la eficiencia de difracción  $\eta_D$  con la energía incidente del haz de prueba es presentada en la figura 29 d) para cinco conjuntos de energía de los haces de grabado. La línea continua en esta figura es la misma que la presentada en la figura 29 c) y es una referencia para mostrar que en algunos casos la energía difractada es comparable o incluso mayor que la energía que debería tener el haz de prueba si éste solo fuera afectado por absorción no lineal. De estos resultados también podemos ver que la eficiencia de difracción mejora si simultáneamente se aumenta la energía de los haces de grabado y se disminuye la energía del haz de prueba.



**Figura 29.** Transmitancia del haz de grabado  $R_1$ , del haz de grabado  $R_2$ , del haz de prueba  $P$  y la eficiencia de difracción  $\eta_D$ , a), b), c) y d), respectivamente, en función de la energía incidente del haz de prueba  $P$  y para cinco conjuntos de energía de los haces de grabado. Las marcas corresponden a los datos experimentales y la línea continua a la teoría aplicada.

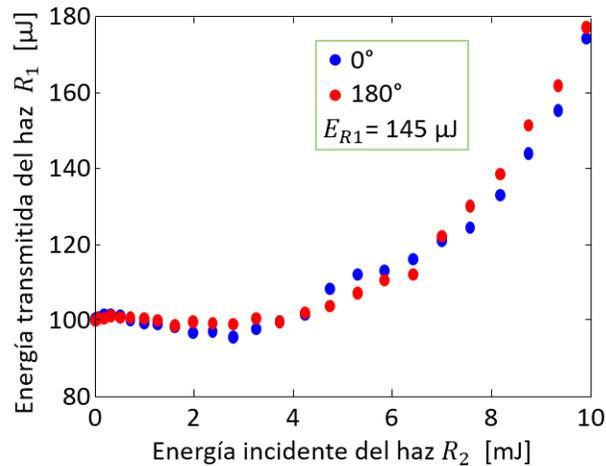
No se observaron otros órdenes de difracción en todos estos experimentos, lo cual indica que la energía de los haces incidentes no es desviada hacia otras direcciones y, por lo tanto, la única rejilla que se induce es debida a la interferencia de los llamados haces de grabado. En la figura 30 se encuentra la confirmación de que una parte de la energía incidente al medio es absorbida de forma no lineal y el resto se encuentra distribuida entre los cuatro haces de salida. Los datos experimentales que se muestran corresponden a la suma de las energías de los cuatro haces a la salida del CdTe. Los ajustes realizados se efectuaron a través de la misma expresión matemática, ecuación (56), utilizada para los experimentos de un solo haz con los que se determinó el coeficiente de absorción no lineal por TPA, solo que esta vez se consideró además el efecto de la modulación cruzada de la absorción no lineal.



**Figura 30.** Transmitancia total en función de la energía incidente de  $P$  y para cinco conjuntos de energía de los haces de grabado. Las marcas corresponden a los datos experimentales y la línea continua al ajuste teórico.

La evidencia encontrada en estos experimentos permite inferir que el haz de prueba tiene que ser amplificado por los haces de grabado y simultáneamente ser difractado. Así que se propone modelar la interacción entre  $P$  y  $R_1$  y entre  $P$  y  $R_2$  como el acoplamiento de dos ondas con transferencia de energía transitoria (TET), que matemáticamente se expresa por la ecuación (106). Esta ecuación fue usada para trazar las líneas continuas en las figuras 29 a) y 29 b). Las diferencias en las pendientes de las trazas mostradas entre estas dos figuras radican en la ponderación que se les da a las energías de los haces incluidas en el parámetro  $\Delta\alpha$  de la ecuación (106). En las trazas de la figura 29 a) este parámetro es proporcional a la suma  $0.3E_{R1} + 0.25E_P$  y para las de la figura 29 b) es  $0.3E_{R2} + 0.08E_P$ . Existen algunas desviaciones entre los datos experimentales y las líneas teóricas, cuya razón aún no es clara.

El CdTe es un medio óptico usualmente utilizado en óptica fotorrefractiva dada la magnitud de su efecto. Así que con la finalidad de identificar una posible contribución a la TET por el efecto fotorrefractivo, se llevaron a cabo experimentos típicos de la dependencia de intensidad en un mezclado de dos ondas para dos diferentes orientaciones del medio, difiriendo en  $180^\circ$  en torno a la bisectriz de los dos haces (Petrovic *et al.*, 1991). Estos experimentos se llevaron a cabo tomando ventaja del arreglo experimental del mezclado de cuatro ondas, el único cambio fue que se bloqueó el haz de prueba para así solo tener dos haces. El experimento esencialmente consiste en monitorear la energía de un haz débil transmitido por el medio a medida que se aumenta la energía de un haz fuerte. Como se puede apreciar en la figura 31, no se encontraron diferencias entre los resultados obtenidos para las dos orientaciones de la muestra,



**Figura 31.** Energía transmitida del haz débil ( $R_1$ ) en función de la energía incidente del haz fuerte ( $R_2$ ) para dos orientaciones del CdTe.

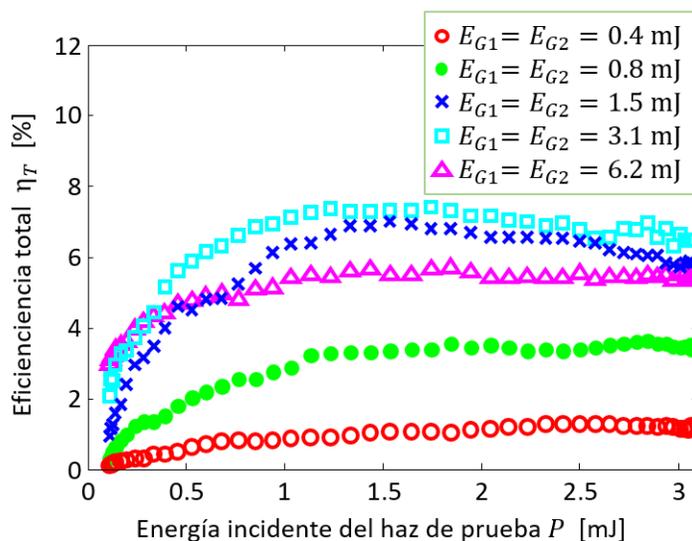
por lo tanto, no hay contribución detectable del efecto fotorrefractivo a la TET, a pesar de que el CdTe es un material fotorrefractivo. Esto se puede deber a la naturaleza policristalina de la muestra; el vector electro-óptico a través del cual se manifiesta el efecto fotorrefractivo debe estar orientado aleatoriamente para cada grano y en promedio anularse. Adicionalmente, en la figura 31 se puede observar que al ir aumentando la energía del haz fuerte, la energía transmitida del haz débil disminuye por la absorción no lineal inducida por el haz fuerte hasta que la TET empieza a compensar y superar al efecto de la absorción no lineal.

Dados los resultados presentados en la sección previa y puesto que los experimentos que produjeron los resultados de esta sección fueron llevados en traslape temporal completo, atribuimos la difracción a dos tipos de rejillas, una es de fase debida a la refracción no lineal por la polarización de los electrones de enlace (efecto Kerr óptico electrónico) y la otra es una rejilla de transmitancia por la TPA. Como ya se mencionó, la respuesta del material para ambos mecanismos no lineales es muy rápida, del orden de  $10^{-15}$  s, lo cual es prácticamente instantáneo para los pulsos utilizados de picosegundos. No obstante, no se produce TET por rejillas de fase en materiales Kerr con respuesta instantánea. Sin embargo, en condiciones resonantes de TPA, la refracción no lineal puede tener un tiempo de respuesta finito debido a un coeficiente de amortiguamiento en la susceptibilidad óptica compleja de tercer orden (Sutherland, 2005). Por lo tanto, en las condiciones experimentales en que se realizaron los estudios de esta sección, consideramos que la TET se origina por ambos tipos de rejillas. Lo cual se valida por medio de los resultados presentados en las figuras 27 c) 28 d) ya que hay mayor energía difractada que en el haz de prueba aun cuando solo se induce una rejilla de fase.

Como ya se mencionó, además del tiempo de vida finito de la no linealidad del medio, también se requiere que los pulsos participantes en el mezclado de ondas posean frecuencias diferentes para que se origine la TET. En nuestro caso usamos la versión degenerada del mezclado de ondas (todas las frecuencias iguales). Así que la TET que estimulamos en este trabajo debe ser mediada por una modulación temporal de la frecuencia de los pulsos participantes en el mezclado. En algunos láseres de pulsos ultracortos con amarre de modos, los pulsos emitidos pueden poseer modulación temporal de su frecuencia (coloquialmente conocida como *chirp*). Así que con el objetivo de determinar si la TET estimulada en nuestros experimentos fue mediada por un *chirp* intrínseco del láser o inducido no linealmente por el mismo medio (automodulación y modulación cruzada de la fase), efectuamos mediciones típicas de autocorrelación interferométrica (Walmsley y Dorrer, 2009) a los pulsos incidentes. Nuestros resultados no mostraron modulación temporal de la frecuencia en los pulsos incidentes al medio. Por lo tanto, las no linealidades del CdTe son responsables por la dependencia temporal de la fase requerida para la TET.

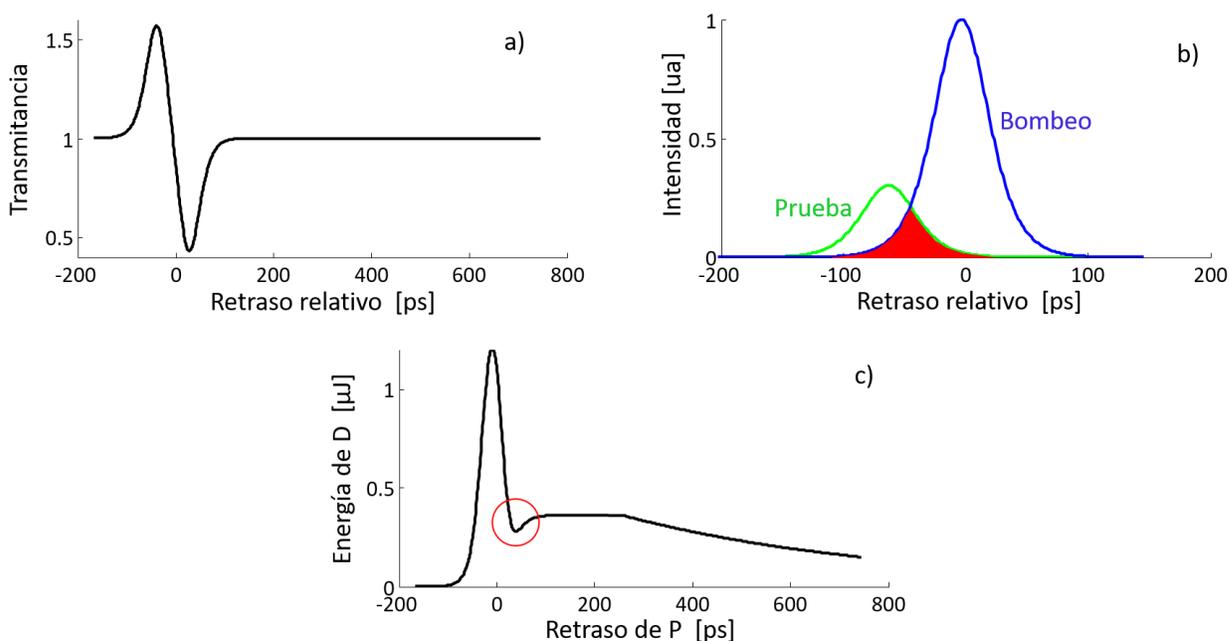
Las intensidades incidentes de ambos haces de grabado fueron iguales entre sí para todos los experimentos de DFWM ya presentados en esta tesis. No obstante, este equilibrio fue roto para investigar si la eficiencia de difracción podría ser incrementada a través de la TET. Se suministró a su vez una mayor energía o al haz de grabado  $R_1$  o al haz de grabado  $R_2$ . Comparando cuando ambas energías fueron iguales, la eficiencia de difracción no mejoró en ninguno de esos dos casos. No obstante, una mayor energía en  $R_1$  produce una mejor eficiencia que en el caso donde la energía de  $R_2$  es mayor, lo cual es obvio dados los resultados encontrados para la TET (figura 29 a) vs. figura 29 b)). Finalmente, en la figura 32 presentamos la eficiencia total  $\eta_T$  del DFWM. A la cual definimos como la razón entre la energía de difracción y la suma de las energías de los haces incidentes ( $\eta_T = E_D / (E_P + E_{R1} + E_{R2})$ ). A pesar de que se obtuvieron eficiencias de difracción mayores al 300%, la eficiencia total no superó el 7%, ya que se requieren de energías de grabado altas para inducir tales eficiencias de difracción.

En experimentos típicos de mezclado de dos ondas en materiales como el CdTe, el retraso relativo entre un pulso láser intenso (bombeo) y otro débil (prueba) han puesto de manifiesto que el haz débil gana energía cuando éste llega antes que el pulso de bombeo y pierde energía, cediéndola a al bombeo, cuando llega después (Frey et al., 1997). La figura 33 a) muestra un ejemplo de esta dependencia. La ganancia de energía del haz débil para tiempos negativos (la prueba precediendo al bombeo) puede ser interpretada notando que el pulso de prueba interfiere solo con una parte del frente del pulso de bombeo (figura 33 b)), generando una rejilla que difractará en la dirección de la prueba gran parte del haz de bombeo, ya que la mayoría de su energía se encuentra disponible para difractarse y transferirse al pulso de prueba (Valley et al., 1988). En la figura 33 c) se puede notar el efecto que la TET puede producir sobre



**Figura 32.** Eficiencia de difracción total  $\eta_T$  en función de la energía incidente de  $P$  y para cinco conjuntos de energía de los haces de grabado.

la dependencia temporal del haz difractado en un mezclado degenerado de cuatro ondas. Esencialmente, la TET produce que la transmitancia sea positiva (ganancia) para tiempos negativos y negativa (pérdidas) para tiempos positivos. Lo cual explica los mínimos que se presentan en las figuras 24, 25 y 28, así como



**Figura 33.** a) Dependencia temporal típica para la transmitancia del pulso de prueba cuando en un mezclado de dos ondas se estimula la TET. b) Cuando el pulso de prueba precede al de bombeo, solo una parte del borde frontal del pulso de bombeo interfiere con el de prueba, dejando disponible la mayor parte de la energía del pulso de bombeo que será transferida a la prueba, lo cual se manifiesta como un aumento de la transmitancia para tiempos negativos (a). Corrección a través de a) de la dependencia temporal de la difracción en un DFWM.

también el corrimiento temporal del máximo de difracción hacia tiempos negativos. De hecho, la traza de la figura 33 c) se ajusta muy bien a los datos experimentales de la figura 24 b). Dado que la forma de la traza de la figura 33 a) depende de los cambios de refracción y absorción dependientes de la intensidad, el mínimo encontrado en la dependencia temporal del DFWM estará presente solo para ciertas energías de los haces incidentes. Hasta el momento no hemos encontrado una explicación para el ensanchamiento de la respuesta rápida encontrado para energías de grabado altas.

## Capítulo 7. Conclusiones

---

En este capítulo se presentan las conclusiones derivadas de la investigación realizada para el presente trabajo de tesis. La investigación consistió en estudiar teórica y experimentalmente el proceso de mezclado degenerado de cuatro ondas en un material policristalino con absorción y refracción no lineal. El estudio considera tanto la versión escalar como vectorial del DFWM resuelto en tiempo y dependiente de la intensidad. El desarrollo de la investigación reportada en este trabajo condujo al logro de los objetivos planteados inicialmente. Se logró investigar el estado de polarización del pulso difractado en función de los estados de polarización e intensidades de los pulsos incidentes. Se estudió la eficiencia de difracción en función de las intensidades y de los estados de polarización de los pulsos incidentes. Se encontraron las contribuciones de las rejillas de amplitud y de fase al DFWM, así como los procesos físicos involucrados en la generación de estas rejillas dinámicas. Enseguida se presentan las conclusiones que fueron obtenidas a partir de la investigación realizada.

Es posible controlar el estado de polarización del pulso difractado a través de la polarización de solo uno de los dos pulsos de grabado. La polarización de la difracción sigue al estado de polarización de este haz de control. Mientras que la polarización del otro haz de grabado no modifica en lo absoluto al estado de polarización de la difracción. Así pues, existe una fuerte y clara diferencia en la dependencia de la polarización de la difracción con las polarizaciones de ambos pulsos de grabado. Tal diferencia se debe a las condiciones de empataamiento de fases entre las componentes vectoriales de la polarización de los haces participantes en el DFWM. La polarización del haz de prueba también modifica la polarización del haz difractado pero mucho menos eficientemente que el correspondiente haz de grabado. Un empataamiento de fases pobre es responsable de esta situación poco eficiente.

También se ha mostrado que una cierta configuración entre los estados de polarización de los haces participantes en el mezclado de cuatro ondas permite generar un pulso difractado con un estado de polarización completamente ortogonal al de la prueba. La birrefringencia que se induce en el medio es responsable de la generación de tal componente ortogonal. Por lo tanto, la rotación de la polarización de la difracción se lleva a cabo por medio de la birrefringencia inducida. Las energías de las dos componentes vectoriales de la polarización de la difracción dependen de las intensidades incidentes, al igual que la razón entre las máximas energías posibles para las dos componentes, aunque se satura alrededor de 0.8. Posiblemente se deba a la saturación de la birrefringencia inducida.

Tres diferentes rejillas de difracción dinámicas son responsables de la difracción en el DFWM en CdTe policristalino irradiado con pulsos de picosegundos a 1064 nm a baja frecuencia de repetición (1 Hz).

Dos rejillas son de fase y una es de transmitancia. Una de las rejillas de fase se debe al efecto Kerr electrónico (no linealidad en la polarización del medio por los electrones de enlace) y la otra se debe a la generación de portadores libres por la TPA. La primera rejilla posee un tiempo de respuesta ultrarrápido (décimas de femtosegundo) y la segunda rejilla es lenta, su tiempo de relajación se encuentra alrededor de 1 nanosegundo. La tercera rejilla es de transmitancia y se debe a la propia TPA, su tiempo de respuesta es del mismo orden que la rejilla Kerr electrónica. A través de diferentes combinaciones en los estados de polarización de los haces incidentes es posible discriminar entre las diferentes rejillas inducidas en el proceso del DFWM.

La energía de la difracción por parte de la rejilla de densidad de portadores tiende a saturarse al incrementar la intensidad de los pulsos incidentes, lo cual no sucede con las rejillas rápidas, ya sean de transmitancia o de fase. Para estas rejillas la energía difractada sigue aumentando al incrementar las intensidades de los haces de grabado. Las contribuciones a la difracción por parte de las rejillas rápidas de transmitancia y de fase son de diferente magnitud. La rejilla de fase domina para bajas intensidades en los haces de grabado, mientras que para altas intensidades la rejilla de transmitancia contribuye más. Dependiendo de las energías utilizadas, la contribución de las rejillas generadas con haces de grabado polarizados ortogonalmente puede ser comparable con la de aquellas que se inducen con haces de grabado co-polarizados.

Se generó transferencia de energía transitoria entre los pulsos del mezclado degenerado de cuatro ondas en el régimen de difracción de Bragg. Solo uno de los dos haces de grabado transfiere energía al haz de prueba, energía que simultáneamente es difractada. La disminución de la transmitancia del otro haz de grabado ante el aumento de la energía incidente es prácticamente absorción no lineal y no TET. Debido a la TET la energía difracción llega a ser mayor que la energía incidente del propio haz de prueba. Lo cual se traduce en eficiencias de difracción mayores al 300%. Eficiencias tan altas ocurren para energías incidentes bajas en el haz de prueba pero energías altas en los haces de grabado. La TET fue manifestada desde los estudios del DFWM resuelto en el tiempo, a través del desplazamiento hacia tiempos negativos del valor máximo de la energía difractada y también por medio de la aparición de un mínimo para tiempos positivos cercanos al cero. La TET que se estimuló en el DFWM se debe a dos aspectos. El primero corresponde a la capacidad del medio de modular en el tiempo las fases de las ondas involucradas, por medio de efectos ópticos no lineales. El segundo aspecto se debe a la respuesta temporal finita del medio.

Nuestros resultados muestran una tendencia a la posibilidad de generar mayores amplificaciones del haz de prueba y por lo tanto eficiencias de difracción más altas, al utilizar energías menores en el haz de prueba. Ya no es viable aplicar mayores energías en los haces de grabado puesto que el umbral de daño

ya está cerca de las energías más altas que se utilizaron. El proceso de absorción no lineal es considerado, usualmente, como un efecto adverso para muchas aplicaciones, sin embargo, hemos mostrado que las rejillas de transmitancia que se generan por la TPA permiten la TET y entonces una amplificación de haces débiles, lo que en nuestro caso se tradujo en altas eficiencias de difracción. A pesar de que el tiempo de respuesta del efecto Kerr electrónico es muy corto ( $\sim$ fs); instantáneo para pulsos de picosegundos, las rejillas de refracción producto de dicho efecto son capaces de generar TET dado que las condiciones de irradiación al CdTe hacen que el medio se encuentre en resonancia (TPA) y así el tiempo de respuesta electrónica se vea afectado por un coeficiente de amortiguamiento que hace que la respuesta sea finita. Dados los resultados del estudio del DFWM resuelto en tiempo, el tiempo de respuesta del efecto Kerr electrónico modificado debe ser comparable a la duración temporal de los pulsos utilizados.

Los efectos de ambos haces de grabado sobre la difracción se complementan entre sí, pues uno de los dos es el responsable de amplificar al haz de prueba y generar eficiencias de difracción mayores al 100%, mientras que el otro es el responsable de controlar el estado de polarización de la difracción. La razón para estas dos situaciones es el empatamiento de fases. Posibles contribuciones por el efecto fotorrefractivo se encuentran suprimidas por la naturaleza policristalina de la muestra utilizada, así que esta respuesta lenta no se manifiesta.

La difracción anisotrópica en el mezclado degenerado de cuatro ondas en configuración de caja frontal utilizando CdTe policristalino a una frecuencia de irradiación donde la absorción de dos fotones se manifieste, permite tanto un control de la polarización como una amplificación de pulsos ultracortos de forma ultrarrápida y totalmente óptica. Medios Kerr policristalinos con absorción no lineal pueden ser una alternativa rápida, eficiente y de bajo costo a los monocristales.

A pesar de que el mezclado de cuatro ondas ha sido estudiado desde hace muchos años, la investigación realizada para este trabajo de tesis provee información relevante acerca del proceso que no se había reportado en la literatura científica. Además, se han mostrado las capacidades del uso inteligente del mezclado de cuatro ondas para generar y amplificar pulsos ultracortos con la polarización deseada y controlada ópticamente de forma ultrarrápida. Los resultados obtenidos en esta tesis pueden ser la base para el desarrollo de dispositivos fotónicos con potenciales aplicaciones en las áreas de láseres y telecomunicaciones ópticas.

## Literatura citada

---

- Agrawal, G. P. 2001. *Nonlinear fiber optics*. (3ra ed.) Academic Press. San Diego.
- Baudrier-Raybaut, M., Haidar, R., Kupecek, P., Lemasson, P., Rosencher, E. 2004. Random quasi-phase-matching in bulk polycrystalline isotropic nonlinear materials. *Nature*, 432(7015), 374-376.
- Boyd, R. W. 2008. *Nonlinear Optics*. Academic Press. Nueva York.
- Boyer, V., Marino, A. M., Pooser, R. C., Lett, P. D. 2008. Entangled images from four-wave mixing. *Science*, 321(5888), 544-547.
- Butcher, P. N. 1965. *Nonlinear optical phenomena*. Ohio State University.
- Cada, M. 2005. Nonlinear optical devices. *Óptica pura y aplicada*, 38(3), 1-10.
- Cada, M., Qasymeh, M., Pistora, J. 2008. Electrically and optically controlled cross-polarized wave conversion. *Optics Express*, 16(5), 3083-3100.
- Camacho-Lopez, S., Green, R. P. M., Crofts, G. J., Damzen, M. J. 1997. Intensity-induced birefringence in Cr<sup>4+</sup>:YAG. *Journal of modern optics*, 44(1), 209-219.
- Caplan, David O., and Prem Kumar. 1995. Optical phase conjugation with gain in a bulk semiconductor. En: *Optical Engineering Midwest '95*, International Society for Optics and Photonics, 244-253.
- Castro Chacón, J. H. 2009. *Interacción vectorial de ondas en medios con efecto Kerr óptico*. Tesis de Doctorado en Ciencias. Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada, B.C. 109 pp.
- Castro-Chacón, J. H., Khomenko A. V., Rangel-Rojo, R. 2009. Phase matched vectorial three-wave mixing in isotropic Kerr media. *Optics Communications*, 282(7), 1422-1426.
- Chartier, G. 2005. *Introduction to optics*. Springer. Nueva York.
- Chen, P., Alù, A. 2011. Subwavelength Imaging Using Phase-Conjugating Nonlinear Nanoantenna Arrays. *Nano letters*, 11(12), 5514-5518.
- Del Coso, R., Solis, J. 2004. Relation between nonlinear refractive index and third-order susceptibility in absorbing media. *Journal of the Optical Society of America B*, 21(3), 640-644.
- Diels, J. C., Rudolph, W. 2006. *Ultrashort Laser Pulse Phenomena*. (2da ed.) Academic Press.
- Ding, T., Ott, C., Kaldun, A., Blättermann, A., Meyer, K., Stooß, V., Rebholz, M., Birk, P., Hartmann, M., Brown, A., Van Der Hart, H., Pfeifer, T. 2016. Time-resolved four-wave-mixing spectroscopy for inner-valence transitions. *Optics Letters*, 41(4), 709-712.

- Dogariu, A., Xia, T., Hagan, D. J., Said, A. A., Van Stryland, E. W., Bloembergen, N. 1997. Purely refractive transient energy transfer by stimulated Rayleigh-wing scattering. *Journal of the Optical Society of America B*, 14(4), 796-803.
- Dutton, T. E., Rentzepis, P. M., Shen, T. P., Scholl, J., Rogovin, D. 1992. Picosecond degenerate two-wave mixing. *Journal of the Optical Society of America B*, 9(10), 1843-1849.
- Eichler, H. J., Gunter, P., Pohl, D. W. 1986. *Laser-induced dynamic gratings*. Springer-Verlag. Nueva York.
- Fejer, M. M. 1994. Nonlinear optical frequency conversion. *Physics Today*, 47(5), 25-32.
- Fischer, R., Saltiel, S. M., Neshev, D. N., Krolikowski, W., Kivshar, Y. S. 2008. Transverse second-harmonic generation from disordered nonlinear crystals. *Central European Journal of Physics*, 6(3), 569-574.
- Fleitz, P. A., Sutherland, R. L., Natarajan, L. V., Pottenger, T., Fernelius, N. C. 1992. Effects of two-photon absorption on degenerate four-wave mixing in solutions of diphenyl polyenes. *Optics Letters*, 17(10), 716-718.
- Fowles, G. R. 1975. *Introduction to modern optics*. (2da ed.) Dover. Nueva York.
- Frey, R., Frey, J., Flytzanis, C. 1997. Phase-modulation-induced two-wave mixing in semiconductors. *Optics Letters*, 22(4), 218-220.
- Fuentes-Hernandez, C. A., Khomenko, A. V. 1999. Beam collapse and polarization self-modulation in an optically active photorefractive crystals in an alternating electric field. *Physical Review Letters*, 83(6), 1143-1146.
- González, J. E., Ríos, L. A., Yankelevich, D. R., Cudney, R. S. 2015. Efficient conversion from infrared to red light by cascaded nonlinear optical processes using an aperiodically poled lithium niobate crystal. *Journal of applied research and technology*, 13(6), 582-585.
- Goodman, J. W. 2005. *Introduction to Fourier optics*. (3ra ed.) W. H. Freeman & Co Ltd. Nueva York.
- Graciano Armenta, G. A. 2011. Control de polarización en mezclado de cuatro ondas en cristales semiconductores con efecto Kerr óptico. Tesis de Maestría en Ciencias. Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada, B.C. 128 pp.
- He, G. S., Tan, L. S., Zheng, Q., Prasad, P. N. 2008. Multiphoton absorbing materials: Molecular designs, characterizations, and applications. *Chemical Reviews*, 108(4), 1245-1330.
- Hecht, E. 2016. *Optics*. (5ta ed.) Pearson. Nueva York.
- Hutchings, D. C., Aitchison, J. S., Arnold, J. M. 1997. Nonlinear refractive coupling and vector solitons in anisotropic cubic media. *Journal of the Optical Society of America B*, 14(4), 869-879.
- Hutchings, D. C., Wherrett, B. S. 1995. Theory of the anisotropy of ultrafast nonlinear refraction in zinc-blende semiconductors. *Physical Review B*, 52(11), 8150-8159.

- Inchaussandague, M. E., Gigli, M. L., O'Donnell, K. A., Méndez, E. R., Torre, R., Valencia, C. I. 2017. Second-harmonic generation from plasmon polariton excitation on silver diffraction gratings: comparisons of theory and experiment. *Journal of the Optical Society of America B*, 34(1), 27-37.
- Jin, C. Y., Wada, O. 2014. Photonic switching devices based on semiconductor nano-structures. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 47(13), 133001.
- Li, C. 2017. *Nonlinear optics*. Springer. Shanghai.
- Liu, T. H., Khoo, I. C. 1987. Probe beam amplification via degenerate optical wave mixing in a Kerr medium. *IEEE journal of quantum electronics*, 23(11), 2020-2027.
- Maker, P. D., Terhune, R. W. 1965. Study of optical effects due to an induced polarization third order in the electric field strength. *Physical Review A*, 137(3A), 801-818.
- Maldonado, R., Ortiz, H. S., Solís, K. 2008. Simplified model for estimating the cross-polarization modulation in a bulk semiconductor optical amplifier. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 44(9), 850-857.
- Malka, D., Peled, A. 2017. Power splitting of  $1 \times 16$  in multicore photonic crystal fibers. *Applied Surface Science*. doi: 10.1016/j.apsusc.2017.02.247.
- März, R. 1995. *Integrated Optics, Design and Modeling*. Artech House. Boston.
- McGraw, D. J., Siegman, A. E., Wallraff, G. M., Miller, R. D. 1989. Resolution of the nuclear and electronic contributions to the optical nonlinearity in polysilanes. *Applied Physic Letters*. 54(18): 1713-1715.
- Midwinter, J. E. 2012. *Photonics in switching*. Academic Press. San Diego.
- Moharam, M. G., Young, L. 1978. Criterion for Bragg and Raman-Nath diffraction regimes. *Applied Optics*, 17(11), 1757-1759.
- Neamen, D. A. 2003. *Semiconductor physics and devices: basic principles*. (3ra ed.) McGraw Hill. Nueva York.
- Paschotta, R. 2008. *Encyclopedia of Laser Physics and Technology: Volume 1*. Wiley-VCH. Zurich.
- Pedrotti, F. L., Pedrotti, L. S. 1993. *Introduction to Optics*. (2da ed.) Prentice-Hall. Londres.
- Petrovic, M. S., Suchocki, A., Powell, R. C., Valley, G. C., Cantwell, G. 1991. Picosecond two-beam coupling and polarization rotation by scalar gratings in undoped cadmium telluride at 1.064  $\mu\text{m}$ . *Physical Review B*, 43(3), 2228-2233.
- Pollock, C. R., Lipson, M. 2003. *Integrated Photonics*. Springer. Norwell, USA.
- Prior, Y. 1980. Three-dimensional phase matching in four-wave mixing. *Applied Optics*, 19(11), 1741-1743.

- Raghuramaiah, M. ., Sharma, A. K., Naik, P. A., Gupta, P. D., Ganeev, R. A. 2001. A second-order autocorrelator for single-shot measurement of femtosecond laser pulse durations. *Sadhana*, 26(6), 603-611.
- Ramaswami, R., Sivarajan, K. N., Sasaki, G. H. 2010. *Optical networks: a practical perspective*. (3ra ed.) Morgan Kaufmann publishers. Nueva York.
- Reichardt, T. A., Lucht, R. P., Danehy, P. M., Farrow, R. L. 1998. Theoretical investigation of the forward phasematched geometry for degenerate four-wave mixing spectroscopy. *Journal of the Optical Society of America B*, 15(10), 2566-2572.
- Ren, K., Liu, Y., Ren, X., Fan, J. 2016. Broadband second harmonic generation in an imperfect nonlinear photonic crystal with random defects. *Journal of Modern Optics*, 63(17), 1719-1725.
- Rückmann, I., Kornack, J., Kolenda, J., Petruskas, M., Ding, Y., Smandek, B. 1992. Transient Energy Transfer by ps-Laser-Induced Free-Carrier and Photorefractive Gratings in CdTe at 1  $\mu\text{m}$ . *Physica status solidi (b)*, 170(1), 353-370.
- Said, A. A., Sheik-Bahae, M., Hagan, D. J., Wei, T. H., Wang, J., Young, J., Van Stryland, E. W. 1992. Determination of bound-electronic and free-carrier nonlinearities in ZnSe, GaAs, CdTe, and ZnTe. *Journal of the Optical Society of America B*, 9(3), 405-414.
- Sala, K., Kenney-Wallace, G., Hall, G. 1980. CW autocorrelation measurements of picosecond laser pulses. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 16(9), 990-996.
- Saleh, B. E., Teich, M. C. 1991. *Fundamentals of photonics*. Wiley. Nueva York.
- Salem, R., Foster, M. A., Geraghty, D. F., Gaeta, A. L., Turner, A. C., Lipson, M. 2008. Low-power optical regeneration using four-wave mixing in a silicon chip. *Nature Photonics*, 2(1), 35-38.
- Sam-Shajing, S., Dalton, L. R. 2008. *Introduction to organic electronic and optoelectronic materials and devices*. CRC Press. Boca Raton.
- Sanchez, F. 1992. Two wave mixing in thin nonlinear local-response media: a simple theoretical model. *Journal of the Optical Society of America B*, 9(12), 2196-2205.
- Schroeder, W. A., McCallum, D. S., Harken, D. R., Dvorak, M. D., Andersen, D. R., Smirl, A. L., Wherrett, B. S. 1995. Intrinsic and induced anisotropy of nonlinear absorption and refraction in zinc blende semiconductors. *Journal of the Optical Society of America B*, 12(3), 401-415.
- Sheik-Bahae, M., Hagan, D. J. y Van Stryland, E. W. 1990. Dispersion and band-gap scaling of the electronic Kerr effect in solids associated with two-photon absorption. *Physical Review Letters*, 65(1), 96-99.
- Skipetrov, S. E. 2004. Nonlinear optics: Disorder is the new order. *Nature*, 432(7015), 285-286.

- Slagle, J. E., Haus, J. W., Guha, S., McLean, D. G., Krein, D. M., Cooper, T. M. 2016. Degenerate frequency two-beam coupling in organic media via phase modulation with nanosecond pulses. *Journal of the Optical Society of America B*, 33(2), 180-188.
- Streetman, B. G., Kumar, S. 2009. *Solid state electronic devices*. (6ta ed.) Phi Learning. Nueva Delhi.
- Sutherland, R. 2005. Energy transfer between incident laser and elastically backscattered waves in nonlinear absorption media. *Optics express*, 13(24), 9788-9795.
- Sutherland, R. L. 2003. *Handbook of Nonlinear Optics, Optical Engineering*. CRC Press. Nueva York.
- Svozilík, J., Peřina Jr, J. 2009. Properties of entangled photon pairs generated in periodically poled nonlinear crystals. *Physical Review A*, 80(2), 023819.
- Torres-Torres, C., Khomenko, A. V. 2005. Autodifracción vectorial de dos ondas degeneradas en medios con efecto Kerr óptico. *Revista mexicana de física*, 51(2), 162-167.
- Torres-Torres, C., Khomenko, A. V., Tamayo-Rivera, L., Rangel-Rojo, R., Mao, Y., Watson, W. H. 2008. Measurements of nonlinear optical refraction and absorption in an amino-triazole push-pull derivative by a vectorial self-diffraction method. *Optics Communications*, 281(12), 3369-3374.
- Tsutsumi, N. 2017. Recent advances in photorefractive and photoactive polymers for holographic applications. *Polymer International* 66(2), 167-174.
- Uddin, S., Debnath, P. C., Park, K., Song, Y. W. 2017. Nonlinear Black Phosphorus for Ultrafast Optical Switching. *Scientific Reports*, 7, 43371.
- Valley, G. C., Smirl, A. L. 1988. Theory of Transient Energy Transfer in Gallium Arsenide. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 24(2), 304-310.
- Vasilyev, S., Moskalev, I., Mirov, M., Mirov, S., Gapontsev, V. 2015. Three optical cycle mid-IR Kerr-lens mode-locked polycrystalline Cr<sup>2+</sup>: ZnS laser. *Optics letters*, 40(21), 5054-5057.
- Vidal, X., Martorell, J. 2006. Generation of light in media with a random distribution of nonlinear domains. *Physical review letters*, 97(1), 013902.
- Walmsley, I. A., Dorrer, C. 2009. Characterization of ultrashort electromagnetic pulses. *Advances in Optics and Photonics*, 1(2), 308-437.
- Wang, Y., Lin, C., Nikolaenko, A., Raghunathan, V., Potma, E. O. 2011. Four-wave mixing microscopy of nanostructures. *Advances in Optics and Photonics*, 3(1), 1-52.
- Wooten, E. L., Kissa, K. M., Yi-Yan, A., Murphy, E. J., Lafaw, D. A., Hallemeier, P. F., Maak, D., Attanasio, D. V., Fritz, D. J., McBrien, G. J., Bossi, D. E. 2000. A review of lithium niobate modulators for fiber-optic communications systems. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 6(1), 69-82.

- Yang, Q., Xu, G., Liu, X., Si, J., Ye, P. 1998. Phase-modulation-induced two-wave mixing in a temporal-nonlocal Medium. *Applied Physics B: Lasers and Optics*, 66(5): 589-592.
- Yao, C., Rodriguez, F. J., Bravo-Abad, J., Martorell, J. 2013. Wave-front phase-modulation control and focusing of second-harmonic light generated in transparent nonlinear random structures. *Physical Review A*, 87(6), 063804.
- Yeh, P. 1986. Exact solution of a nonlinear model of two-wave mixing in Kerr media. *Journal of the Optical Society of America B*. 3(5), 747-750.
- Zajnulina, M., Lingnau, B., Kathy, L. 2017. Four-wave mixing in quantum dot semiconductor optical amplifiers: a detailed analysis of the nonlinear effects. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 23(6) 1-12.