



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA DE MEXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

CORRECCION DE UNA IMAGEN MEDIANTE
CONJUGACION DE FASE EN PELICULAS
DELGADAS DE SEMICONDUCTORES AMORFOS

296166

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TITULO DE:

F I S I C O

P R E S E N T A :

RODRIGO FERNANDO ALONSO PINZON



DIRECTOR DE TESIS: DR. EMMANUEL HARO PONIAKOWSKI



2001

FACULTAD DE CIENCIAS
SECCION ESCOLAR



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.



UNIVERSIDAD NACIONAL
AUTÓNOMA DE
MÉXICO

M. EN C. ELENA DE OTEYZA DE OTEYZA
Jefa de la División de Estudios Profesionales de la
Facultad de Ciencias
Presente

Comunicamos a usted que hemos revisado el trabajo de Tesis:
"Corrección de una imagen mediante conjugación de fase en películas delgadas de
semiconductores amorfos"

realizado por ALONSO PINZON RODRIGO FERNANDO

con número de cuenta 9550434-8 , pasante de la carrera de Física.

Dicho trabajo cuenta con nuestro voto aprobatorio.

Atentamente

Director de Tesis
Propietario

DR. EMMANUEL HARO PONIATOWSKI

Propietario

DR. RAUL ESQUIVEL SIRVENT

Propietario

DR. MAYO VILLAGRAN MUNIZ

Suplente

DR. RUFINO DIAZ URIBE

Suplente

DR. ENRIQUE CAMARILLO GARCIA

Emmanuel Haro

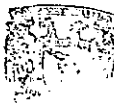
Raúl Esquivel Sirvent

Mayo Villagran Muniz

Rufino Díaz Uribe

Enrique Camarillo García

Consejo Departamental de Física



Patricia Goldstein Menache

DR. PATRICIA GOLDSTEIN MENACHE
Coordinadora de Licenciatura

Dedicatorias y Agradecimientos

A mi familia, Jorge Kuri, Maricela Pinzón, Elías Kuri, Leonora Alonso, por apoyarme en todo momento, confiar siempre en mí y por darme la mejor familia que es posible tener. Muy especialmente a mi mamá a quien jamás le podré pagar todo lo que ha hecho por mí.

A mi abuelo, Fernando Alonso Ostolaza †, quien ojalá siguiera conmigo.

A mis amigos, Juan Fronjosá, Eduardo Cruz, Martín Arellano y Eduardo Acosta, no necesito decirles porqué.

A Lorena Gómez, quien me ha apoyado y confiado en mí.

A Fernando Ruiz y Fernando Ruiz, quienes siempre han sido importantes.

Agradezco al Dr. Emmanuel Haro Poniatowski la confianza que tuvo en mí y el haberme permitido realizar este trabajo.

Agradezco también al Dr. Manuel Fernández Guasti y a Carlos por ayudarme siempre en todo lo que pude necesitar.

Prefacio

El Dr. Emmanuel Haro Poniatowski y el Dr. Manuel Fernández Guasti del Laboratorio de Optica Cuántica de la Universidad Autónoma Metropolitana han trabajado en un fenómeno de óptica no lineal conocido como *Conjugación de fase óptica* en películas delgadas de cierto tipo de vidrios calco-genuros bajo condiciones de grabación diferentes a las usuales.

La comprobación final de este fenómeno mediante la corrección de una imagen y la detección de una señal de conjugación de fase óptica en el material en forma de películas delgadas de Ge_xSe_{100-x} , Te_xSe_{100-x} y en un bloque de Ge_xSe_{100-x} , fue el objetivo de este trabajo.

En la primera parte de esta tesis se presenta una breve introducción a la conjugación de fase y a los fenómenos relacionados con ella. Posteriormente, en el **Capítulo 2**, se analiza la propiedad correctiva de la conjugación de fase y se expone un breve desarrollo de la teoría de la misma vía *mezclado de cuatro ondas degenerado*. En el **Capítulo 3** se describe este método y la manera en la cual se implementó en el presente trabajo para lograr la comprobación del fenómeno en los materiales en cuestión. Se presenta una descripción del experimento diseñado para medir la intensidad de la señal en el **Capítulo 4**. En los capítulos 5 y 6 se presentan los resultados experimentales y las conclusiones respectivamente.

Índice General

1	Introducción	1
1.1	Introducción General	1
1.2	Optica no lineal y efectos no lineales	2
1.3	¿Qué es la conjugación de fase óptica y qué hace?	3
1.4	Aplicaciones de la conjugación de fase	6
2	Teoría de la conjugación de fase	9
2.1	La propiedad de corregir distorsiones	9
2.2	Formación de las rejillas	10
2.3	Teoría de la conjugación de fase	13
2.3.1	Ecuación de onda no-lineal	14
2.3.2	Aproximación de envolvente suave	15
2.3.3	Mezclado de cuatro ondas degenerado	16
2.3.4	El acoplamiento espacial	18
2.3.5	Conjugación de fase	19
2.4	Sobre las rejillas de difracción	20
3	Corrección de una imagen	23
3.1	Características de las películas	23
3.2	Descripción del método experimental	24
3.3	Sobre el proceso y la conjugación de fase	26
3.4	Grabado y corrección de una imagen	27
4	La señal en función del tiempo	31
5	Resultados experimentales	35
5.1	La corrección	35
5.2	La señal en función del tiempo	36

5.3	La prueba en <i>bulto</i>	44
6	Discusión y Conclusiones	47
6.1	Sobre la capacidad correctiva	47
6.2	Sobre la prueba en el bulto	48
6.3	Sobre la señal en función del tiempo	50
6.4	Conclusiones finales y perspectivas	51
A		55
A.1	55
A.2	55
A.3	56

Capítulo 1

Introducción

1.1 Introducción General

En general, el proceso conocido como conjugación de fase consiste en invertir tanto la dirección de propagación como la fase de una onda arbitraria. Para lograr esta "inversión" se crea una segunda onda conjugada a partir de una primera onda incidente. Las características de la onda de fase conjugada hacen posible la ocurrencia de fenómenos inusuales.

Corregir las distorsiones producidas en un haz luminoso al pasar éste a través de un medio aberrante sin la necesidad de utilizar óptica adaptativa¹ y concentrar ondas electromagnéticas o sonoras [1], son algunas de las aplicaciones más importantes.

En esta tesis se estudiaron fenómenos relacionados con conjugación de fase óptica [2], i.e, con luz. Mediante la técnica conocida como *mezclado de cuatro ondas degenerado* [3] se consigue conjugación de fase óptica en películas delgadas amorfas de vidrios calcogenuros de Ge_xSe_{100-x} y Te_xSe_{100-x} .

Para comprobar que en efecto la conjugación de fase óptica puede ocurrir en estos materiales, se realiza mediante el método de mezclado de cuatro ondas la corrección de una imagen previamente distorsionada y se analiza lo que ocurre al tratar de aplicar esta técnica al material, teniendo a este en *bulto*².

¹La óptica adaptativa se vale de computadoras y dispositivos electrónicos para corregir distorsiones.

²Utilizaremos esta palabra para indicar que el material se encuentra en grandes cantidades en estado sólido, i.e, un pedazo de él es utilizado, la palabra usada en el idioma inglés para este efecto es *bulk*.

1.2 Óptica no lineal y efectos no lineales

Pensemos primero en la óptica que conocemos normalmente, la luz puede atravesar diversos materiales, reflejarse difusa o especularmente en otros y todo esto sucede sin que las propiedades ópticas de dichos materiales cambien. El *no cambio* de estas propiedades se debe a que las ondas electromagnéticas no cambian al medio, es entonces cuando nos encontramos en el ámbito de la óptica lineal, la óptica que experimentamos normalmente.

Ahora, si la intensidad de la luz aumenta, entonces puede suceder que las propiedades ópticas de la materia que es irradiada cambien y este cambio puede ser dependiente de la intensidad del haz incidente. Cuando esto sucede se pasa a un nuevo ámbito, el de la óptica no lineal, se habla entonces de las propiedades ópticas no lineales de la materia. Se le llama óptica no lineal porque existe un acoplamiento no lineal entre las ondas y la materia, las ondas electromagnéticas pueden entonces interactuar con el medio. Esto fue posible solamente tras la invención del láser, el cual es capaz de generar las intensidades necesarias para la observación de estos fenómenos.

Veamos cómo se traduce esto a lenguaje matemático. Supongamos que un material tiene una susceptibilidad χ que depende del campo eléctrico incidente. Podemos expresar esta susceptibilidad como una expansión en serie de potencias del campo eléctrico de la siguiente manera

$$\chi(E) = \chi^{(1)} + \chi^{(2)}E + \chi^{(3)}E^2 + \dots \quad (1.1)$$

la susceptibilidad se separa aquí en diferentes términos, esto mismo lo podemos hacer con la polarización del material, la cual se encuentra multiplicando E (el campo total) por $\chi(E)$;

$$P(E) = E\chi(E) = \chi^{(1)}E + \chi^{(2)}E^2 + \chi^{(3)}E^3 + \dots \quad (1.2)$$

E puede componerse de varias ondas de diferentes frecuencias, polarizaciones, vectores de onda \vec{k} , etc. De este modo existen normalmente varios términos en la expresión para E , y más aún para sus exponentes mayores.

El orden de la susceptibilidad queda denotado por los superíndices de χ . Los términos $\chi^{(1)}$ en las ecuaciones (1.1) y (1.2) corresponden a las propiedades ópticas (lineales) tales como el índice de refracción y la absorción, el estudio de estas propiedades sucede en la óptica clásica.

1.3. ¿QUÉ ES LA CONJUGACIÓN DE FASE ÓPTICA Y QUÉ HACE?3

Los términos de mayor orden en (1.1) y (1.2) corresponden a efectos no lineales, mencionaremos solamente algunos de ellos. Como ejemplos de efectos de segundo orden (los términos de $\chi^{(2)}$) tenemos³

generación de segundo armónico	$\chi^{(2)}(2\omega; \omega, \omega)$
rectificación óptica	$\chi^{(2)}(0; \omega, -\omega)$
efecto Pockels	$\chi^{(2)}(\omega; \omega, 0)$

estos efectos pueden ser llamados de mezclado de tres ondas y ocurren solamente en materiales que carecen de inversión simétrica. En particular, los materiales amorfos, entre los cuales se encuentran los vidrios calcogenuros Ge_xSe_{100-x} y Te_xSe_{100-x} presentan inversión centrosimétrica.

Algunos de los efectos de tercer orden:

generación de tercer armónico	$\chi^{(3)}(3\omega; \omega, \omega, \omega)$
dispersión Raman	$\chi^{(3)}(\omega \pm \Omega; \omega, -\omega, \omega \pm \Omega)$
mezclado de cuatro ondas degenerado	$\text{Re } \chi^{(3)}(\omega; \omega, \omega, -\omega)$
dispersión de Brillouin	$\chi^{(3)}(\omega \pm \Omega; \omega, -\omega, \omega \pm \Omega)$

En los procesos de obtención de conjugación de fase óptica se usan comúnmente la dispersión de Brillouin, la dispersión de Raman estimulada y el mezclado de cuatro ondas.

1.3 ¿Qué es la conjugación de fase óptica y qué hace?

La conjugación de fase óptica se define como un proceso que sucede en el ámbito de la óptica no lineal mediante el cual se genera una onda (a partir de otra onda inicial y arbitraria) cuya fase es la compleja conjugada de la fase de la onda inicial. El resultante haz de fase conjugada (o simplemente haz conjugado) recorrerá exactamente la misma trayectoria del haz incidente pero en sentido inverso.

³Notación: cada susceptibilidad no lineal está en función de las frecuencias involucradas, la primera es la frecuencia de la onda generada y las restantes son las involucradas en el acoplamiento.

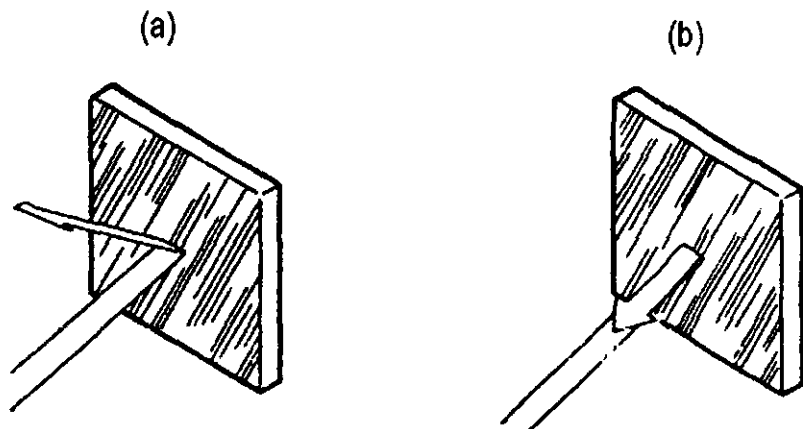


Figura 1.1: En (a) vemos el efecto de un espejo convencional sobre el haz incidente, en este caso, sólo se revierte la componente normal del vector \vec{k} , i.e. $\vec{k}_{inc} = k_x + k_y + k_z$ y $\vec{k}_{conj} = k_x + k_y - k_z$, en cambio, en (b) se muestra una reflexión en un conjugador, tenemos aquí que $\vec{k}_{conj} = -\vec{k}_{inc}$.

El proceso se da gracias a un *conjugador de fase*, una muy especial clase de “espejo” que refleja la luz en la misma dirección que posee el haz incidente independientemente de la orientación del conjugador, una obvia desobediencia a la Ley de la reflexión .

Por ejemplo, si un haz convergente de luz incide sobre un conjugador, éste lo “conjugará”, transformándolo ahora en un haz divergente, la transformación correspondiente sucederá si el haz incidente es divergente. Para ilustrar la diferencia entre una reflexión convencional y una reflexión de fase conjugada veamos la Figura 1.1

Un espejo plano convencional cambia el signo de la componente del vector \vec{k} normal a la superficie del espejo dejando la componente tangencial intacta, por el otro lado, un conjugador causa una inversión de todo el vector \vec{k} , así que el rayo regresa por el mismo camino por el que entró no importando la orientación, como ya se dijo, del conjugador. Además, el haz conjugado reproducirá exactamente la misma trayectoria del haz incidente sin importar la cantidad de medios y elementos aberradores que haya cruzado. Un ejemplo de esto lo podemos ver en la Figura 1.2.

1.3. ¿QUÉ ES LA CONJUGACIÓN DE FASE ÓPTICA Y QUÉ HACE? 5

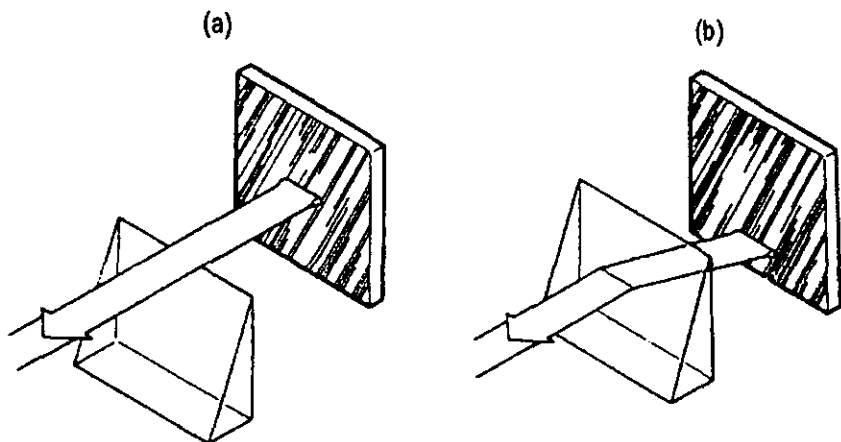


Figura 1.2: Ambas imágenes muestran a un conjugador de fase. (a) muestra la retropropagación del haz conjugado sin obstáculo alguno. (b) muestra como, al interponer un elemento potencialmente aberrador, la dirección de retropropagación queda sin alteración alguna. Se recrea la trayectoria incidente.

Imaginemos que alguien mira directamente hacia un conjugador, lo que esta persona verá no es nada obvio, no verá su imagen, de hecho no verá ninguna imagen, todos los rayos de luz que salgan de su cara regresarán, después de haber sido conjugados, exactamente al mismo punto en su cara de donde salieron. Los únicos rayos que llegarán a sus ojos serán los que salieron de ellos ¿como? Por ejemplo luz proveniente de la habitación que reflejada en sus ojos, haya ido a dar directamente al conjugador. Si se iluminaran uno o ambos ojos con una linterna, lo que esta persona vería sería que el conjugador se vuelve más luminoso.

Ahora, se mencionó que no sólo se invertía la dirección de la onda incidente, sino que también se conjugaba la fase de la misma, esto es todavía más importante, nos hace capaces de usar la conjugación de fase para varias aplicaciones.

Imaginemos ahora un experimento; supongamos un medio aberrante como puede serlo la atmósfera terrestre, y pensemos que las características ópticas de la atmósfera no cambian durante el tiempo que dura este exper-

imento. Si se hace pasar un pulso láser a través de la atmósfera de, por ejemplo una ciudad, a lo largo de una distancia considerable y se analiza en el punto exacto de la emisión después de ser reflejado perpendicularmente en un espejo lejano, veremos que debido a las características aberrantes de la atmósfera, el haz analizado presentará serias distorsiones. Incluso es probable que si la distancia es lo suficientemente grande, el haz ni siquiera incida en el aparato de detección, la dispersión podría ser demasiada, ya que la luz habrá pasado dos veces a través del mismo medio aberrante.

Si repetimos el experimento pero ahora se utiliza un conjugador para retropropagar el haz en vez de un espejo convencional, observaremos que al regresar, el haz no solo incidirá exactamente sobre el mismo punto de salida, tendrá la misma calidad óptica que al salir (excepto por una disminución en intensidad). Incluso el diámetro del haz detectado será exactamente el mismo que nos es proporcionado por el aparato en la salida, esto independientemente de la distancia recorrida, la única diferencia, como se ha mencionado, será la correspondiente disminución en la intensidad. La conjugación de fase óptica entonces corrige las aberraciones causadas por un medio de calidad óptica pobre y lo hace gracias a que conjuga la fase de la onda inicial.

1.4 Aplicaciones de la conjugación de fase

Como ejemplos de aplicación de la conjugación de fase óptica, hablaremos de algunos de sus posibles usos. En la investigación de fusión nuclear por confinamiento inercial (o por medio de láser) [4], se trata de lograr que una serie de potentes láseres de neodimio convergan sobre una pequeña esfera de deuterio-tritio (DT) para comprimirla y generar tanta presión que se desencadene una reacción de fusión.

En estos experimentos se requiere de una muy alta calidad en el haz, sin embargo, para obtener la potencia necesaria, el rayo principal se hace pasar a través de muchos amplificadores láser. Estos amplificadores no son medios ópticos perfectos y se va acumulando una cierta distorsión final.

Mucho del esfuerzo en el desarrollo de los láseres para fusión está encaminado a reducir todo lo posible estas aberraciones. Pero imaginemos un conjugador dispuesto como lo muestra la Figura 1.3 Si se ilumina la esfera de DT con un pulso láser algo débil, este será reflejado hacia los amplificadores

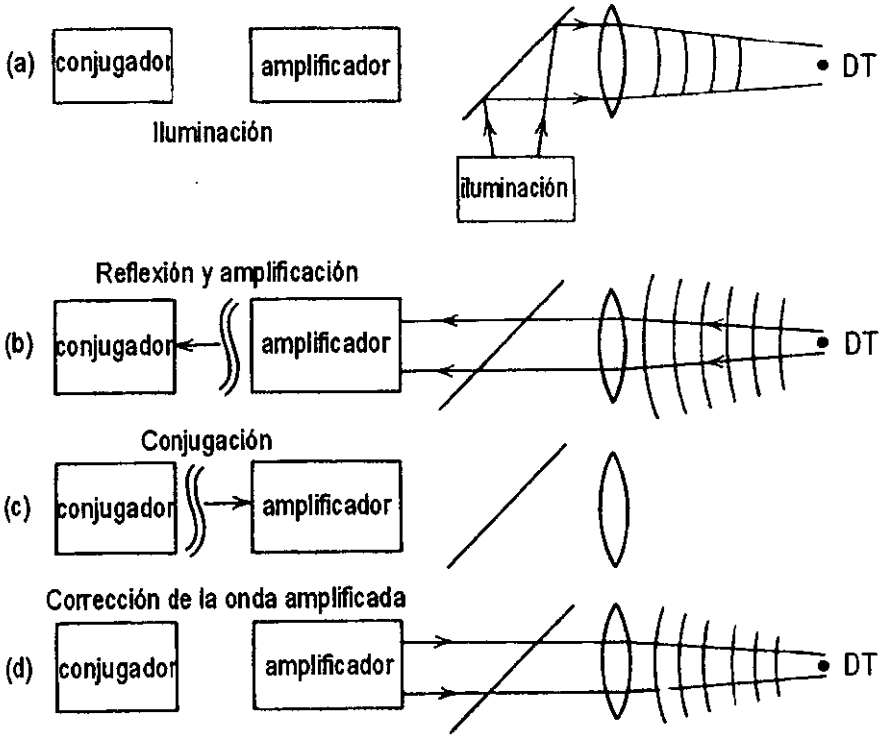


Figura 1.3: (a) Se ilumina moderadamente el blanco. (b) Parte de la luz que se refleja en el blanco se dirige hacia un amplificador láser. (c) Después de haber pasado por todos los amplificadores necesarios el conjugador corrige las aberraciones causadas por éstos dirigiendo el haz nuevamente por los amplificadores. (d) Toda la intensidad del sistema láser converge naturalmente sobre la esfera.

siendo amplificado en el proceso, al llegar al final de la serie de amplificadores, el haz será conjugado regresando por la misma dirección por la que llegó pero además se irán cancelando todas las distorsiones sufridas en el trayecto de ida. Finalmente incidirá precisamente sobre la esfera, esto ocurrirá con todos los haces y tendremos un sistema láser libre de aberraciones y que converge de manera natural sobre su objetivo [5].

Las ideas de aplicaciones en el ámbito militar no tardaron en llegar con las primeras investigaciones de conjugación de fase óptica⁴, un arreglo similar al arreglo empleado en la fusión hace que rastrear y apuntar sobre un objeto se realice de manera automática, se necesitaría por supuesto, una conjugación en tiempo real [2, 6].

Ahora, la conjugación de fase es en principio posible con cualquier tipo de onda, recientes estudios han sido encaminados al estudio de la conjugación de fase con ondas sonoras. En medicina es posible mediante un método perfectamente análogo al explicado para la fusión nuclear, la destrucción de cálculos renales al ser posible la concentración de una gran cantidad de energía sonora sobre el cálculo. Comunicaciones subacuáticas de alta calidad son también posibles mediante este proceso [1].

⁴De hecho, varios de los trabajos precursores en este campo fueron financiados por la armada estadounidense.

Capítulo 2

Teoría de la conjugación de fase

2.1 La propiedad de corregir distorsiones

Ya se ha mencionado que la conjugación de fase se puede utilizar para corregir las distorsiones que sufre una onda que viaja a través de un medio aberrante. A continuación se probará matemáticamente la propiedad que tiene la conjugación de fase para realizar estas correcciones [2, 7].

Supongamos una onda monocromática que se propaga a través de un medio heterogéneo cuya permitividad eléctrica $\epsilon(\vec{r})$ está dada por un número real. Esta cantidad representa entonces la presencia de elementos pasivos lineales como pueden ser lentes o simplemente una atmósfera turbulenta, como en el ejemplo descrito en la introducción, sus propiedades ópticas no cambian en el tiempo en el cual la onda tarda en regresar.

Si la permitividad eléctrica es compleja, quiere decir que el medio es amplificador o atenuador, en cuyo caso esta prueba no aplica. Entonces, la onda incidente se encuentra descrita por la siguiente ecuación

$$E_1(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} A_1 \exp[-i(\omega t - kz)] + c.c. \quad (2.1)$$

Donde \vec{r} es el vector de dirección, z es la dirección que escogemos como la dirección de propagación de la onda, A_1 la amplitud de la misma, ω su frecuencia y k la magnitud del vector de onda.

En el límite de la variación espacial y temporal lenta¹, la ecuación escalar

¹Ver sección 2.3.2 eq. 2.18

obedecida por (2.1) es

$$\nabla^2 A_1 + [\omega^2 \mu \epsilon(\vec{r}) - k^2] A_1 + 2ik \partial A_1 / \partial z = 0 \quad (2.2)$$

Conjugemos ahora la ecuación anterior, tendremos

$$\nabla^2 A_1^* + [\omega^2 \mu \epsilon(\vec{r}) - k^2] A_1^* - 2ik \partial A_1 / \partial z = 0 \quad (2.3)$$

La ecuación (2.3) es la *misma* que la ecuación (2.2) pero aplicada a una onda que se propaga en la dirección $-z$, esta onda tiene la forma

$$E_2(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} A_2 \exp[-i(\omega t + kz)] + c.c. \quad (2.4)$$

Por lo tanto podemos relacionar las amplitudes de ambas ondas de la siguiente manera

$$A_2(\vec{r}) = a A_1^*(\vec{r}) \quad (2.5)$$

donde a es una constante. Entonces, una onda E_2 cuya amplitud compleja es dondequiera la compleja conjugada de E_1 (excepto por una constante) y que se propaga en sentido inverso a esta, satisface la misma ecuación de onda que E_1 . Esto significa que si una onda E_1 atraviesa un medio aberrador, se puede generar otra onda E_2 , que es la conjugada de E_1 , y entonces E_2 se propagará en sentido inverso y su amplitud A_2 será en todo momento la compleja conjugada de A_1 . Por lo tanto, ambos frentes de onda en todo momento coinciden.

Pasa entonces lo siguiente, si un haz de luz viaja a través de un medio que introduce aberraciones en la fase de la onda, entonces, como la onda de fase conjugada recorrerá exactamente el mismo camino que recorrió la onda incidente, y como formalmente es una onda que es la inversión temporal de la primera, a través de su recorrido en el sentido inverso, irá cancelando estas aberraciones, dando como resultado una onda con las mismas características de la primera, libre de aberraciones. Esto se ilustra en la Figura 2.1.

2.2 Formación de las rejillas

Ya se ha hablado de varios aspectos de la conjugación de fase óptica, sin embargo no se ha dicho nada respecto a los cambios que sufre el material durante el proceso de generación del fenómeno. En esta sección hablaremos brevemente de las rejillas de difracción que se forman en el material y que

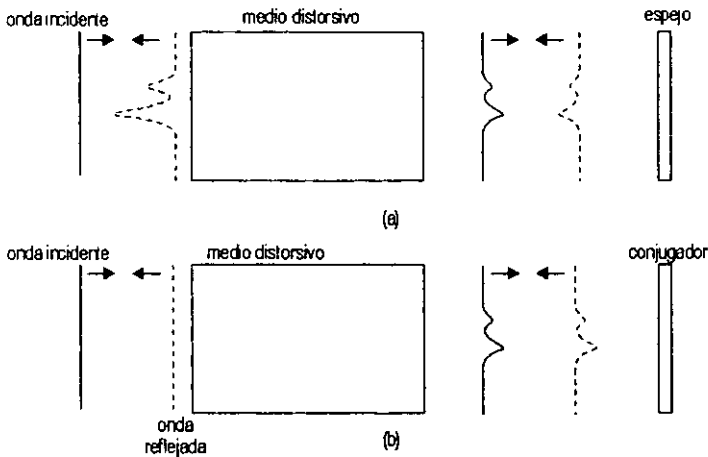


Figura 2.1: (a) Un espejo convencional refleja la luz pero no corrige las distorsiones que ésta pueda traer, las diferencias en la fase aumentan y se acumulan cada vez que se atraviesa un medio aberrador. (b) Un conjugador de fase corrige las distorsiones introducidas en la fase de la luz que es conjugada.

son las responsables del fenómeno de conjugación de fase óptica.

Acerca del método experimental que se utiliza para conseguir la conjugación de fase, podemos decir que es similar al de grabado de un holograma, más adelante habrá una descripción detallada de tal proceso, en esta sección sin embargo, nos enfocaremos en lo que sucede en el material.

Para obtener conjugación de fase necesitamos grabar un cierto tipo de holograma sobre una película delgada, describiremos muy brevemente el proceso para grabar cualquier tipo de holograma. Se hacen converger dos haces láser provenientes de la misma fuente sobre una película fotográfica, uno de estos haces se llama *haz de prueba* y el otro *haz de bombeo*. La luz del haz de prueba incide sobre la película después de haber sido reflejada en el objeto del cual se quiere obtener el holograma, la luz del haz de bombeo, en cambio, incide directamente sobre la placa.

Ahora, lo que se graba en la placa fotográfica es el patrón de interferencia de los dos haces debido a lo siguiente: Como el haz de prueba se reflejó

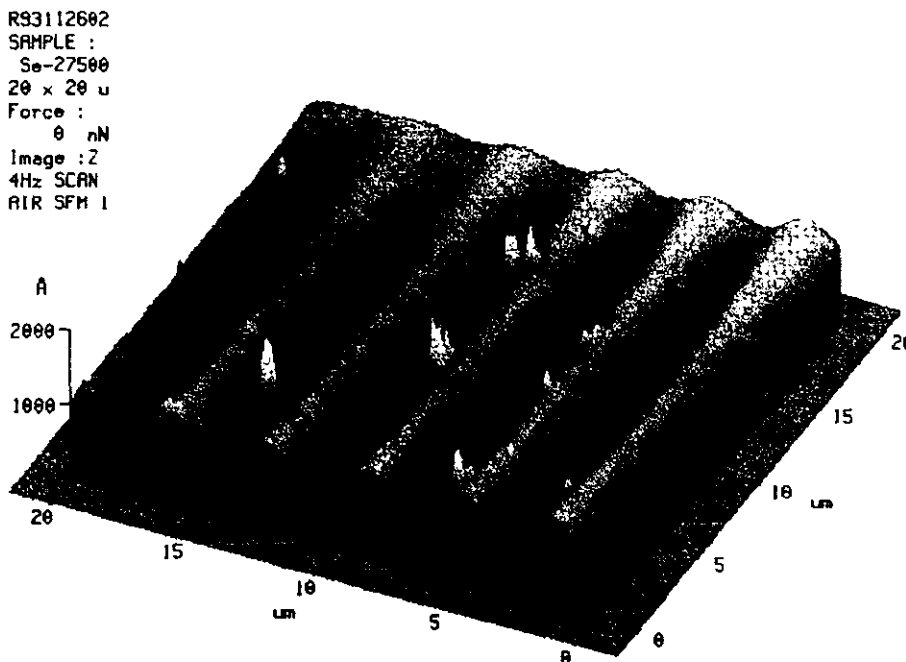


Figura 2.2: Imagen tomada mediante microscopía de fuerza atómica sobre la rejilla de difracción grabada sobre una película delgada de *Se*.

previamente sobre un objeto, al incidir sobre la placa lleva la información del objeto por medio de las diferencias de fase introducidas por la reflexión, como el haz de bombeo no sufrió ningún cambio en su fase, habrá una interferencia en cualquier punto donde se encuentren ambos haces.

En el caso de nuestro experimento, el proceso es similar, sin embargo no existe ningún objeto, ambos haces inciden directamente sobre la película delgada de Ge_xSe_{100-x} ó Te_xSe_{100-x} pero con un ángulo que en este caso fue de 10° , el patrón de interferencia resultante es una rejilla de difracción que se forma en el material [8, 9, 10, 11], ocupando un área de tamaño similar al área iluminada por los haces (ver Figuras 2.2 y 2.3).

El proceso exacto de formación de estas rejillas aún no ha sido explicado a

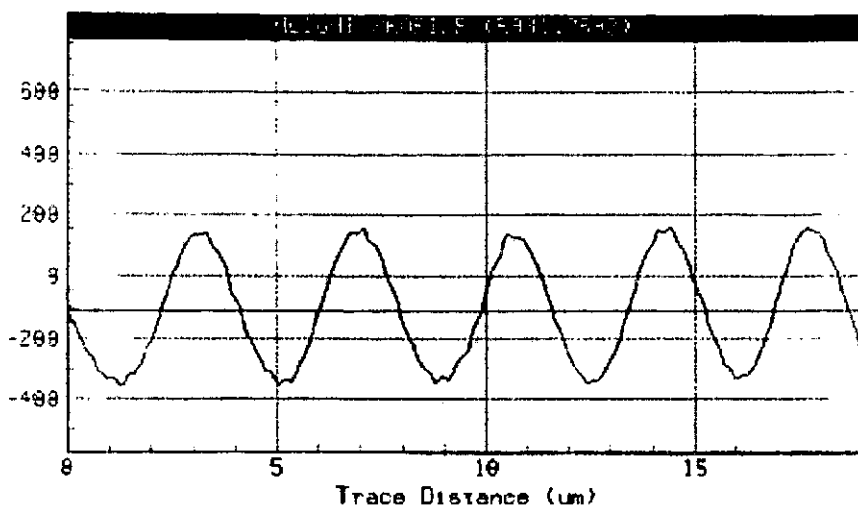


Figura 2.3: Gráfica que muestra el patrón de alturas de la rejilla de difracción de la Figura 2.2.

satisfacción de todos, sin embargo, sus características sí se conocen muy bien debido a pruebas de microscopía, en especial microscopía de fuerza atómica. Para el caso en el que las rejillas son grabadas sobre una película delgada, las crestas y los valles esperados se observan claramente. Más adelante en este capítulo, y una vez que hayamos explicado la configuración necesaria para la conjugación, hablaremos nuevamente de las rejillas. Veremos que no es solamente una sino varias.

2.3 Teoría de la conjugación de fase

Esta sección será dedicada a la teoría involucrada en el fenómeno de conjugación de fase óptica. No es el propósito del presente trabajo presentar un desarrollo detallado de la misma, sin embargo se explicarán en las siguientes subsecciones los principales aspectos teóricos involucrados².

²Para un desarrollo más detallado ver [8, 7].

2.3.1 Ecuación de onda no-lineal

Ya que nuestro objeto de estudio resulta ser un fenómeno óptico no lineal necesitamos de una ecuación que sea capaz de describirlo, una ecuación de onda *no lineal*. Las ecuaciones de Maxwell en unidades MKS son:

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho_f \quad (2.6)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (2.7)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (2.8)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \vec{J} \quad (2.9)$$

donde estamos considerando un medio sin cargas libres, esto significa que $\rho_f = 0$. Por razones de continuidad tendremos también que $\vec{J} = 0$.

Ahora, el desplazamiento eléctrico \vec{D} es el campo eléctrico debido al campo externo \vec{E} mas el campo generado por el medio, esto es, la polarización \vec{P} . Asimismo la inducción magnética \vec{B} es la suma del campo magnético externo \vec{H} mas el campo magnético \vec{M} generado por el medio.

Las ecuaciones de Maxwell son un conjunto de ecuaciones diferenciales de primer orden acopladas. Para desacoplarlas y obtener un conjunto de ecuaciones diferenciales de segundo orden, consideremos un material no magnético tal que $\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$, sea además el desplazamiento eléctrico

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \quad (2.10)$$

la polarización puede ser dependiente del campo eléctrico, separemos esa dependencia en un término lineal y uno no lineal:

$$\vec{P} = \vec{P}_L + \vec{P}_{NL} = \epsilon_0 \overline{\chi}_L^{(1)} \cdot \vec{E} + \vec{P}_{NL} \quad (2.11)$$

por lo tanto el desplazamiento eléctrico es

$$\vec{D} = \epsilon_0 \epsilon \vec{E} + \vec{P}_{NL} \quad (2.12)$$

donde estamos asumiendo un medio isotrópico tal que la susceptibilidad lineal es $\overline{\chi}_L^{(1)} = \chi_L$ y la permitividad lineal es $\epsilon = 1 + \chi_L$, y entonces de las ecuaciones (2.8) y (2.9) tendremos

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial^2 \vec{D}}{\partial t^2} \quad (2.13)$$

por otro lado, de (2.6) y (2.12) obtenemos

$$\vec{\mathbf{E}} \cdot \nabla(\epsilon_0 \epsilon) + \epsilon_0 \epsilon \nabla \cdot \vec{\mathbf{E}} + \nabla \cdot \vec{\mathbf{P}}_{NL} = 0 \quad (2.14)$$

donde se usó la identidad $\nabla \cdot (\phi \vec{u}) = \vec{u} \cdot \nabla \phi + \phi \nabla \cdot \vec{u}$, si consideramos que el medio es homogéneo entonces el primer término de (2.14) es despreciable. Pediremos además que la polarización no lineal sea mucho mas pequeña que el campo incidente (esto puede no ocurrir para campos muy grandes). Entonces, $\nabla \cdot \vec{\mathbf{E}} \approx 0$. Usamos la identidad $\nabla \times \nabla \times \vec{u} = \nabla(\nabla \cdot \vec{u}) - \nabla^2 \vec{u}$ y obtenemos de (2.13)

$$\nabla^2 \vec{\mathbf{E}} = \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{\mathbf{D}}}{\partial t^2} \quad (2.15)$$

e inmediatamente de (2.10):

$$\nabla^2 \vec{\mathbf{E}} = \mu_0 \epsilon_0 \epsilon \frac{\partial^2 \vec{\mathbf{E}}}{\partial t^2} + \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{\mathbf{P}}_{NL}}{\partial t^2} \quad (2.16)$$

que es la ecuación de onda no lineal.

2.3.2 Aproximación de envolvente suave

A veces es difícil manipular la ecuación de onda no lineal, por esto comúnmente se reduce tal ecuación a una más simple de primer orden. Se utiliza entonces la aproximación de la envolvente suave³, la cual es válida solamente cuando las características del pulso (la envolvente y la fase) varían muy poco en un periodo óptico.

Tomemos la ecuación (2.16) y tomemos también la onda plana de un campo eléctrico.

$$E(z, t) = \frac{1}{2} A(z) \exp[i(kz - \omega t)] + c.c. \quad (2.17)$$

Esta es una onda de la misma forma que (2.1) y las cantidades de las cuales depende son las mismas. Supongamos ahora que la amplitud $A(z)$ del campo no varía significativamente a lo largo de distancias del orden de la longitud

³También conocida como aproximación de Born.

de onda. Se dice entonces que la amplitud tiene una envolvente suave, i.e., que se cumple la siguiente aproximación

$$\left| \frac{\partial^2 A(z)}{\partial z^2} \right| \ll \left| k \frac{\partial A(z)}{\partial z} \right| \ll |k^2 A(z)| \quad (2.18)$$

Bajo estas condiciones podemos escribir la ecuación (2.16) de la siguiente manera

$$\frac{1}{2} \left\{ \left(-k^2 + \frac{\omega^2 n^2}{c^2} \right) A(z) + 2ik \frac{\partial A(z)}{\partial z} \right\} \exp[i(kz - \omega t)] = \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{\mathbf{P}}_{NL}}{\partial t^2} \quad (2.19)$$

Esta última expresión se conoce como la ecuación de onda en su aproximación de envolvente suave y es el punto de partida para el desarrollo de la teoría del mezclado de cuatro ondas degenerado. La ecuación de onda no lineal produce una mezcla de campos incidentes que generan entre otros procesos conjugación de fase. Podemos hacer

$$n^2 = (1 + \chi'_l) + i\chi''_l$$

en (2.19) (en donde n^2 es el índice de refracción del medio), y como

$$k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} (1 + \chi'_l)$$

tendremos que (2.19) adoptará la forma

$$\frac{1}{2} \left\{ i \frac{\omega^2}{c^2} \chi''_l A(z) + 2ik \frac{\partial A(z)}{\partial z} \right\} \exp[i(kz - \omega t)] = \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{\mathbf{P}}_{NL}}{\partial t^2} \quad (2.20)$$

2.3.3 Mezclado de cuatro ondas degenerado

El acoplamiento entre el campo eléctrico y el medio es lo que decide las propiedades ópticas no lineales del material. Si las amplitudes del campo eléctrico no son muy grandes, este acoplamiento puede ser expresado como una expansión en serie de potencias del campo, esto es

$$\vec{\mathbf{P}}(\vec{\mathbf{E}}) = \epsilon_0 \chi^{(1)} \vec{\mathbf{E}} + \epsilon_0 \chi^{(2)} \vec{\mathbf{E}} \vec{\mathbf{E}} + \epsilon_0 \chi^{(3)} \vec{\mathbf{E}} \vec{\mathbf{E}} \vec{\mathbf{E}} + \dots \quad (2.21)$$

Como ya hemos mencionado anteriormente las características lineales están dadas por el primer término, los ordenes superiores corresponden a las características no lineales. Ahora, se ha supuesto hasta este momento que el medio

es homogéneo e isotrópico, esta característica debe entonces preservarse en la polarización no lineal. Si le aplicamos a esta un campo eléctrico \vec{E} , de (2.21) tenemos

$$\vec{P}^+(\vec{E}) = \epsilon_0 \chi^{(2)} \vec{E} \vec{E} + \epsilon_0 \chi^{(3)} \vec{E} \vec{E} \vec{E} + \dots$$

si aplicamos ahora un campo $-\vec{E}$ obtenemos

$$\vec{P}^-(\vec{E}) = \epsilon_0 \chi^{(2)} \vec{E} \vec{E} - \epsilon_0 \chi^{(3)} \vec{E} \vec{E} \vec{E} + \dots$$

Entonces, si como ya dijimos, un cambio en el campo eléctrico debe verse reflejado en la polarización no lineal debido a la isotropía y homogeneidad del medio, tenemos que hacer los términos de orden par igual a cero. Esto es⁴,

$$\chi^{(2)} = \chi^{(4)} = \dots = 0$$

La polarización no lineal para los medios que cumplen con esto entonces se escribe de la siguiente forma

$$\vec{P}^+(\vec{E}) = \epsilon_0 \chi^{(3)} \vec{E} \vec{E} \vec{E} + \epsilon_0 \chi^{(5)} \vec{E} \vec{E} \vec{E} \vec{E} + \dots \quad (2.22)$$

Tomemos ahora el primer término de este resultado y la ecuación (2.20), para escribir

$$\frac{1}{2} \left\{ i \frac{\omega^2}{c^2} \chi_1'' A(z) + 2ik \frac{\partial A(z)}{\partial z} \right\} \exp[i(kz - \omega t)] = \frac{\chi^{(3)}}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} E_t E_t E_t \quad (2.23)$$

con E_t el campo eléctrico total aplicado al medio. Esta cantidad puede escribirse de la forma

$$E_t(z, t) = \frac{1}{2} e^{i\omega t} \sum_j A_j(z) e^{ik_j z} + c.c. \quad (2.24)$$

con $j = 1, \dots, 4$

La expresión anterior nos permite ahora escribir lo siguiente (sección A.1 del apéndice)

$$E_t E_t E_t = \frac{1}{8} \left[\sum_j A_j(z) e^{ik_j z} \right]^3 e^{-i\omega t} \quad (2.25)$$

Con esto podemos escribir (2.23) como

$$i \frac{\omega^2}{2c^2} \chi_1'' \sum_j A_j(z) e^{ik_j z} + ik \sum_j e^{ik_j z} \frac{\partial A_j(z)}{\partial z} = -\frac{\omega^2 \chi^{(3)}}{8c^2} \left[\sum_j A_j(z) e^{ik_j z} \right]^3 \quad (2.26)$$

⁴Los medios que cumplen con esto resultan ser simétricos ante inversiones espaciales.

2.3.4 El acoplamiento espacial

Se define el campo con dependencia únicamente espacial como

$$E_j(z) = A_j(z)e^{ik_j z} \quad (2.27)$$

Ahora, si se desarrolla el término entre paréntesis de la ecuación (2.26) y se utiliza la expresión anterior se puede escribir algo como lo siguiente,

$$\left[\sum_j A_j(z)e^{ik_j z} \right]^3 = [E_1(z) + E_2(z) + E_3(z) + E_4(z)]^3$$

que al desarrollar dará un número de sumandos de la forma $E_u E_v E_w$, $E_u^2 E_v$ y E_u^3 con $u, v, w = 1, \dots, 4$. (2.26) puede entonces escribirse como (sección A.2 del apéndice)

$$i \frac{\omega^2}{2c^2} \chi_l'' \sum_j A_j(z)e^{ik_j z} + ik \sum_j e^{ik_j z} \frac{\partial A_j(z)}{\partial z} = \frac{\omega^2 \chi^{(3)}}{8c^2} \sum_{uvw} (E_u E_v E_w + E_u^2 E_v + E_u^3) \quad (2.28)$$

Multiplicamos esta ecuación por e^{-ijz} y hagamos $j = l$ con $l = 1, \dots, 4$, tendremos

$$i \frac{\omega^2}{2c^2} \chi_l'' A_l(z) + ik \frac{\partial A_l(z)}{\partial z} = - \frac{\omega^2 \chi^{(3)}}{8c^2} \sum_{uvw} (E_u E_v E_w + E_u^2 E_v + E_u^3) e^{-ik_l z} \quad (2.29)$$

donde se despreciaron los términos con $e^{i(k_j - k_l)z}$ con $j \neq l$ ya que, por su rápida oscilación, al integrar en tiempo grandes su contribución será nula. Aplicamos ahora la condición de acoplamiento espacial que relaciona los cuatro vectores de onda involucrados de la siguiente manera.

$$\vec{k}_1 + \vec{k}_2 + \vec{k}_3 + \vec{k}_4 = 0 \quad (2.30)$$

Esta condición es sumamente importante, implica que en la configuración del mezclado de cuatro ondas hay una conservación del momento total. Debido a la configuración mostrada en la figura 2.4, podemos imponer las condiciones $\vec{k}_1 = -\vec{k}_2$ y $\vec{k}_3 = -\vec{k}_4$ sobre el lado derecho de la ecuación 2.29. Se obtendrán entonces cuatro ecuaciones diferenciales parciales acopladas que corresponden a las amplitudes $A_l(z)$.

Mezclado de cuatro ondas degenerado

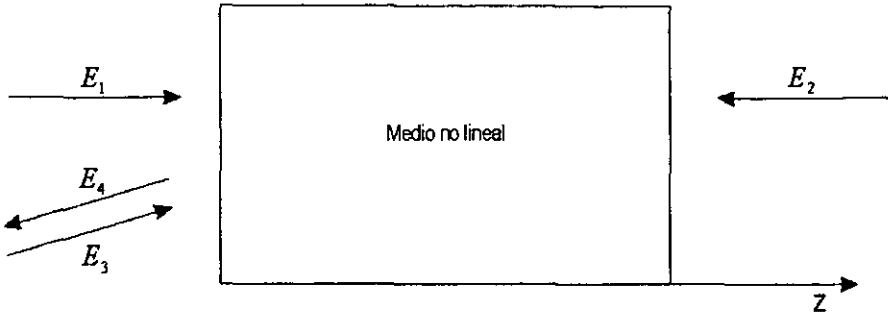


Figura 2.4: Configuración estándar de los campos involucrados en el mezclado de cuatro ondas.

2.3.5 Conjugación de fase

Las cuatro ecuaciones diferenciales mencionadas en la sección anterior son las siguientes,

$$\frac{\partial A_1(z)}{\partial z} = -\alpha_1 A_1(z) + ik''(|A_1(z)|^2 + |A_2(z)|^2)A_1(z) \quad (2.31)$$

$$\frac{\partial A_2(z)}{\partial z} = \alpha_1 A_2(z) - ik''(|A_1(z)|^2 + |A_2(z)|^2)A_2(z) \quad (2.32)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_3(z)}{\partial z} &= -\alpha_1 A_3(z) - ik'' A_1(z) A_2(z) A_4^*(z) \\ &\quad - ik''(|A_1(z)|^2 + |A_2(z)|^2)A_3(z) \end{aligned} \quad (2.33)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_4(z)}{\partial z} &= \alpha_1 A_4(z) - ik'' A_1(z) A_2(z) A_3^*(z) \\ &\quad - ik''(|A_1(z)|^2 + |A_2(z)|^2)A_4(z) \end{aligned} \quad (2.34)$$

Estas ecuaciones salen de (2.29) y la condición (2.30) (sección A.3 del apéndice A).

Tenemos entonces un sistema de ecuaciones diferenciales acopladas donde sus soluciones son $A_1(z)$, $A_2(z)$, $A_3(z)$, $A_4(z)$. Estas son las amplitudes de las ondas involucradas en el proceso de generación de una onda de fase conjugada, los vectores de onda correspondientes se muestran en la Figura 2.4. Recuérdese que, aunque la figura muestra una dependencia que no sólo es

de z , los desarrollos matemáticos se hicieron pensando en una configuración muy cercana a la colinealidad con el objetivo de simplificarlos.

Las amplitudes $A_1(z)$ y $A_2(z)$ son independientes de las amplitudes $A_3(z)$ y $A_4(z)$. Esto ya que se tiene un sistema de ecuaciones acopladas en donde se asume que $A_3(z)$ y $A_4(z)$ son muy pequeñas en comparación con $A_1(z)$ y $A_2(z)$.

Entonces, de acuerdo con la Figura 2.4, dados dos campos con vectores de onda \vec{k}_1 y \vec{k}_2 que presentan la configuración adecuada además de otro campo con vector \vec{k}_3 , se generará una cuarta onda con vector de onda \vec{k}_4 que tendrá todas las características de una onda de fase conjugada con respecto a la onda de vector \vec{k}_3 .

2.4 Sobre las rejillas de difracción

La teoría del mezclado de cuatro ondas trata con tres ondas incidentes que interfieren y forman una rejilla, mencionaremos lo siguiente con el propósito de tener una idea clara del sistema en el momento de la discusión. Con tres ondas incidentes, tres rejillas son formadas [5].

En la Figura 2.5 se muestran las diferentes rejillas que se forman en el mezclado de cuatro ondas. Pensemos que se tiene una configuración donde inciden tres ondas con vectores de onda \vec{k}_1 , \vec{k}'_1 y \vec{k}_i donde las dos primeras son las ondas de bombeo y se tienen \vec{k}_i ondas incidentes a ser conjugadas. Esto es, se generarán las $\vec{k}_s = -\vec{k}_i$ ondas correspondientes a \vec{k}_i . (a) La rejilla formada por \vec{k}_1 y las \vec{k}_i ondas dispersa la onda \vec{k}'_1 para dar $\vec{k}_s = \vec{k}'_1 \pm (\vec{k}_1 - \vec{k}_i)$, (b) la formada por \vec{k}'_1 y \vec{k}_i dispersa \vec{k}_1 para dar $\vec{k}_s = \vec{k}_1 \pm (\vec{k}'_1 - \vec{k}_i)$ y (c) la rejilla formada por \vec{k}_1 y \vec{k}'_1 dispersa \vec{k}_i para dar $\vec{k}_s = \vec{k}_i \pm (\vec{k}_1 - \vec{k}'_1)$. La teoría predice entonces la existencia de tres rejillas de difracción dispuestas en la configuración mostrada. Las rejillas que pueden ser fácilmente vistas por medio de un microscopio son las perpendiculares a los haces de bombeo.

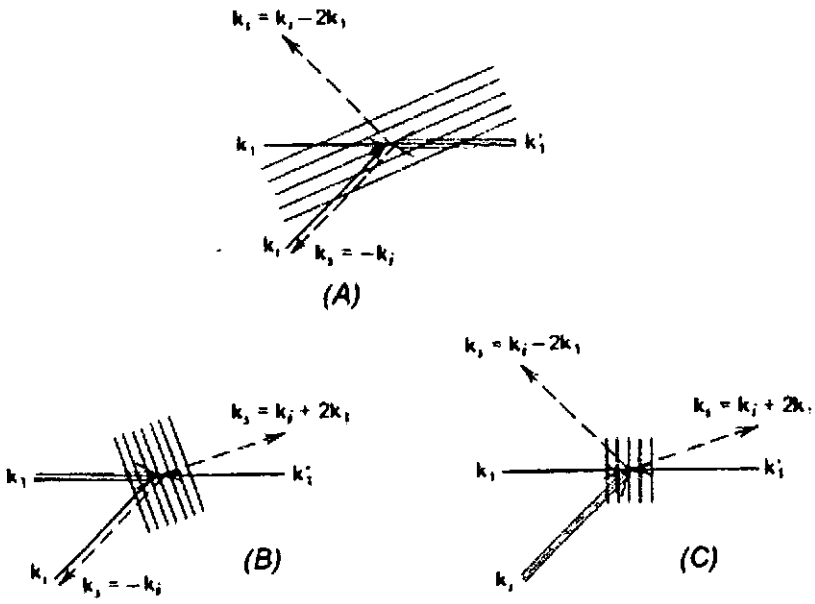


Figura 2.5: Mezclado de cuatro ondas degenerado resultante de la dispersión de una onda incidente por la rejilla formada por las otras dos ondas incidentes.

Capítulo 3

Corrección de una imagen

3.1 Características de las películas

Ciertos materiales calcogenuros fueron el interés de esta tesis, los experimentos fueron realizados sobre películas delgadas amorfas de Te_xSe_{100-x} y Ge_xSe_{100-x} [8, 12, 13, 9]. Durante los experimentos realizados se trabajó con valores de x superiores al 80% y menores al 98.5%.

Durante la década pasada estos materiales despertaron mucho interés debido a que presentan un fuerte comportamiento no lineal inclusive a intensidades muy bajas. Las películas delgadas de calcogenuros amorfos han sido consideradas un muy buen medio óptico de grabado de información [12]. Además de la conjugación de fase óptica, biestabilidad óptica [14] y memoria óptica reversible [15] (con varios ciclos de grabado-borrado) se han reportado también en este tipo de materiales, esto los hace especialmente interesantes para aplicaciones tecnológicas. Los modelos teóricos actuales que tratan de explicar estos fenómenos se basan principalmente en efectos térmicos y cambios fotoestructurales. Sin embargo, procesos como el de la grabación de una rejilla de difracción no han sido totalmente explicados aún.

Se trabajó principalmente con películas delgadas cuya concentración de Se era superior al 85%, una alta concentración de este elemento es deseable debido a que la eficiencia de la conjugación aumenta grandemente con un ligero aumento en la concentración de Se . Las películas, cuyo sustrato es un portaobjetos de microscopio, fueron preparadas mediante dos procesos

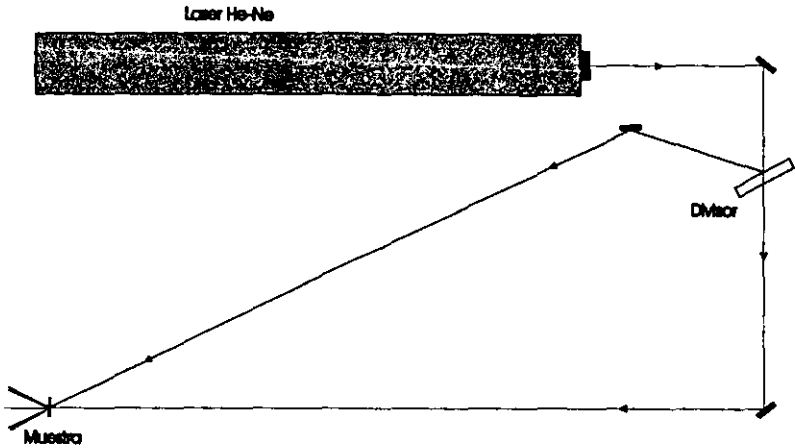


Figura 3.1: Montaje experimental utilizado para la obtención de la conjugación de fase.

especiales para obtener películas delgadas. Uno de ellos es el conocido como *ablación láser* [16] el cual presenta ventajas sobre otros métodos mas comunes en cuanto a la calidad de la muestra obtenida y el control (muy preciso) que se tiene del espesor, que en los experimentos realizados fue de entre $1\mu\text{m}$ y $4\mu\text{m}$. El otro proceso, el de evaporación, es más común y funciona calentando directamente la muestra en un horno.

3.2 Descripción del método experimental

El montaje empleado para conjugación de fase por medio del mezclado de cuatro ondas degenerado se muestra en la figura 3.1. A continuación se describirá el proceso generador de una onda de fase conjugada vía mezclado de cuatro ondas sobre películas delgadas de vidrios calcogenuros, principalmente $\text{Ge}_x\text{Se}_{100-x}$. Las ondas involucradas serán las que aparecen en la Figura 2.4.

Todo el dispositivo experimental se colocó sobre una mesa holográfica estable, esto es necesario ya que con las intensidades del láser utilizado, el tiempo de respuesta del material es de minutos, cualquier movimiento puede borrar la rejilla o grabarla mal. Se trabajó a 1 atm. de presión, en el aire y a temperatura ambiente [17].

Se divide en dos un haz láser $He - Ne$ ($\lambda = 632.8$ nm) obteniéndose un haz que será llamado *haz de bombeo* (E_1) y un segundo que será llamado *haz de prueba* (E_3), estos haces son equivalentes a los haces de prueba y de bombeo que se explicaron en la Sección 2.2. El láser utilizado fue de la marca *Spectra Physics* Modelo 127-35, mismo que proporcionaba una potencia a la salida de 25 mW aproximadamente.

El haz de bombeo se hace incidir perpendicularmente sobre la película delgada¹. El haz de prueba, en cambio, se obliga a incidir sobre la película con un cierto ángulo con respecto a la normal, en nuestro caso ese ángulo fue de 10° . El requerimiento de perpendicularidad de E_1 es básico para la conjugación de fase, si el ángulo que subtenden el haz incidente y el que se retropropaga después de incidir sobre la muestra, es diferente de cero, se grabará una rejilla de difracción y se generará una cuarta onda pero ésta no regresará por donde llegó y por lo tanto no se tendrá conjugación de fase.

Ahora, la Figura 2.2 muestra una onda E_2 que es inyectada por detrás del medio, éste es un requerimiento para el método de mezclado de cuatro ondas [5, 3, 9]. En el presente experimento, sin embargo, no se requirió de tal onda², pero la teoría dice que ésta debe existir y en la configuración correcta para el éxito de la conjugación de fase. En la sección siguiente se discutirá este asunto.

E_1 y E_3 se hacen converger sobre la muestra y esto provoca una interferencia entre ellos. Esta interferencia provoca la formación de una rejilla de difracción sobre la película, misma que puede ser observada con un microscopio óptico. La difracción de los haces incidentes puede observarse por medio de una pantalla puesta detrás de la muestra, esta difracción se observa como puntos de una cierta intensidad, la cual se comporta de manera análoga a como lo hace la intensidad del haz de fase conjugada.

Conforme la rejilla de difracción es grabada se va generando el haz conjugado E_4 , mismo que es colineal en todo momento a E_3 pero viajando en

¹Una pantalla con un agujero por donde pasa E_1 es colocada para ayudar (por medio de la reflexión sobre la película) a obtener la perpendicularidad del arreglo.

²Por lo menos no explícitamente.

sentido inverso. Una vez que la película ha estado suficiente tiempo bajo la radiación de los haces, se tapa el haz de prueba E_3 dejando solamente el de bombeo E_4 , como la rejilla ya esta grabada se debe de observar una intensidad en la misma dirección del haz de prueba pero viajando en sentido contrario, si esto ocurre solo es prueba de que se ha grabado una rejilla de difracción que retropropaga el haz de manera similar a como lo hace un conjugador.

Sin embargo, para comprobar que sin lugar a dudas está ocurriendo un proceso de conjugación de fase, se tiene que corregir la distorsión de una imagen (como ha sido explicado que debe suceder anteriormente en esta tesis).

3.3 Sobre el proceso y la conjugación de fase

Las franjas de la rejilla tienen una densidad lineal de 275 líneas/mm [8, 9]. Si se varía el ángulo entre E_1 y E_4 se puede modificar esta densidad, un menor ángulo entre estos haces repercute en una densidad menor y a la inversa. Dependiendo de la intensidad del láser, hasta cuatro órdenes de difracción pueden observarse en la pantalla.

En la sección anterior se mencionó la no necesidad de inyectar detrás de la muestra la onda E_2 , esto al parecer viola la configuración necesaria para obtener el resultado deseado. La explicación más inmediata es que la reflexión de E_1 sobre el sustrato³ de la película, proporciona la onda (E_2) necesaria para la conjugación. Una de las ideas inmediatas fue inyectar E_1 por el lado del sustrato para así disminuir la reflexión, esta sería ahora con la interfase material-aire como se muestra en la Figura 3.2. El resultado no cambió en lo absoluto, se siguió detectando la señal de conjugación de fase y con la misma intensidad que originalmente se observó .

Otro asunto perturbador era que si el grosor de la película era muy grande, entonces la absorción del material causaría una disminución muy grande en la intensidad que llegase hasta el sustrato, sin embargo parecía ser que bajo casi cualquier intento de eliminar el reflejo de E_1 (E_2) la señal siempre se

³Dependiendo del tipo de sustrato, esta reflexión puede llegar a ser muy intensa.

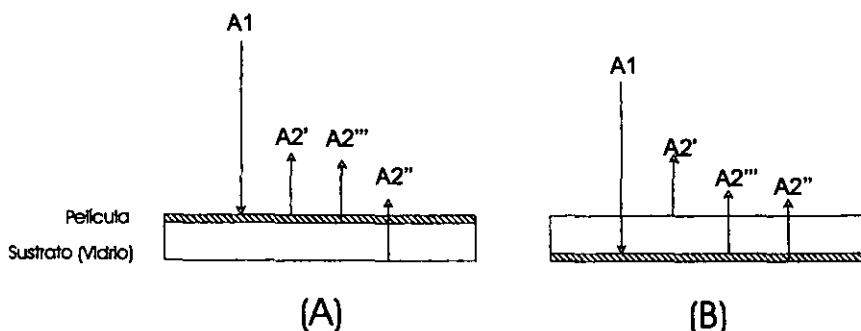


Figura 3.2: Configuraciones probadas. En (A), el haz incide directamente sobre la película, en (B), el haz incide sobre la película sólo después de haber pasado a través el vidrio. Nótese que $A_2 \approx A_2' + A_2'' + A_2'''$.

detectaba. De hecho, en [18, 8] se reporta un aumento paulatino de la intensidad de la señal de conjugación conforme el grosor de la película también aumenta. Esto pasa hasta que se alcanza una saturación.

La solución final fue tratar de obtener conjugación de fase sobre un trozo de material en *bulto*, de esta manera se garantizaría que la intensidad de E_1 fuera nula en cualquier interfase que fuera candidata a provocar una reflexión. Los resultados de este experimento se describen más adelante.

3.4 Grabado y corrección de una imagen

Grabar y corregir una imagen representó al principio mayor problema del que aparentaba. Existen publicaciones donde se reporta reconstrucción de imágenes mediante conjugación de fase [19], sin embargo pocas donde se utilice el mezclado de cuatro ondas degenerado sobre películas delgadas. Debido a esto, no se contaba con un antecedente para el método.

Con la experimentación se identificaron algunas de las características que tiene que tener el montaje para que la reconstrucción se realice exitosamente:

- La imagen a ser reconstruida no puede ser demasiado pequeña ya que se puede perder resolución, esta tiene que estar iluminada totalmente por el haz.

- No se debe de permitir ninguna clase de movimiento en el montaje, ya que se borrará la rejilla o se grabará mal.
- La superficie sobre la cual incidirán los haces (la película o el material en bulto) tiene que ser capaz de reflejar estos de manera especular, no es deseable una reflexión difusa por varias razones, entre ellas está el hecho de que parte del haz incidente no se estaría reflejando perpendicularmente a la superficie.
- El objeto que haga de aberrador no puede ser demasiado dispersivo ya que toda la intensidad que contiene a la imagen debe de quedar dentro de la zona iluminada por el haz de bombeo sobre la muestra. Si hay intensidad que no quede dentro de esta zona se perderá información acerca de la imagen con la consecuencia de una reconstrucción muy deficiente.
- Se debe de mantener al mínimo el número de elementos ópticos que manipulan la imagen en su recorrido, la intensidad de ambos haces no puede ser demasiado baja, ya que no se grabará la rejilla.

Finalmente la solución para el montaje fue encontrada, para el proceso de grabado y reconstrucción de la imagen (ver Figura 3.3), el haz de prueba fue expandido mediante una lente biconvexa ($f = 2.54$ cm) de manera que el haz iluminara justamente una imagen de 5.5×1.8 mm.

La distancia entre la salida del láser y la muestra fue de 257 cm para el caso del haz de bombeo y 265 cm para el haz de prueba. La imagen fue impresa en un portaobjetos de microscopio con letras autoadesivas. El haz divergente que contenía a la imagen fue después focalizado sobre la película por medio de otra lente biconvexa ($f = 25$ cm), ambos haces entonces convergen sobre la muestra, interfiriendo entre ellos y grabando la rejilla de difracción en la película.

La corrección de una imagen previamente distorsionada era necesaria para comprobar que la conjugación de fase estaba realmente sucediendo en estos materiales, para este propósito se hizo lo siguiente: Justo antes de llegar a la muestra, la imagen convergente fue distorsionada por un fuerte elemento aberrador que en este caso fueron dos platos de Petri dispuestos uno detrás de otro para aumentar el efecto de distorsión. Una vez que la imagen fue grabada, se tomaron cuatro fotografías justo en el mismo plano donde se

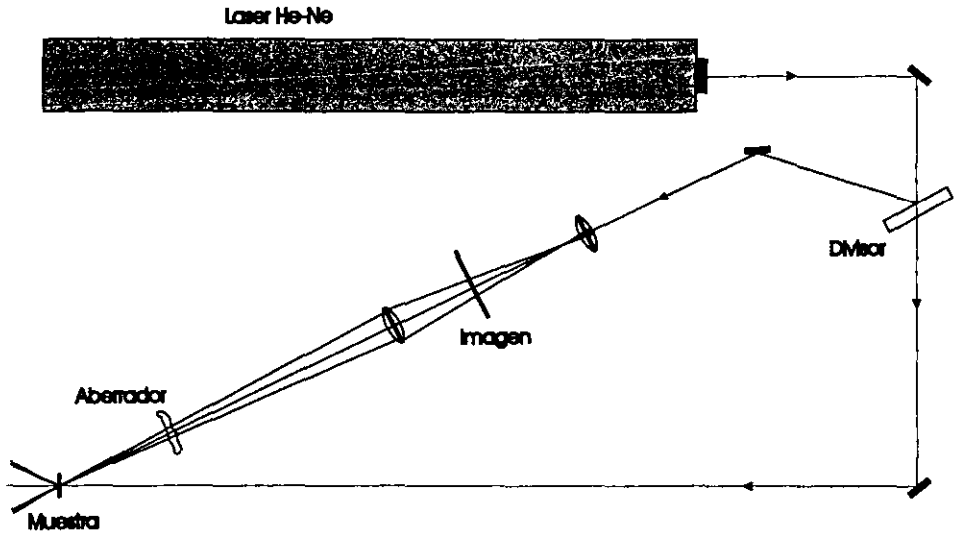


Figura 3.3: Configuración utilizada para la corrección de una imagen previamente distorsionada.

encontraba originalmente la imagen, ya que este sería el plano donde ambas imágenes serían más similares en caso de una conjugación exitosa.

Se fotografió (a), la imagen original que fue grabada en la película, (b), la imagen distorsionada después de haber sido reflejada perpendicularmente en un espejo convencional, (c), la imagen corregida mediante la conjugación de fase y (d), la misma que (c) pero con los platos de petri dispuestos de manera perpendicular, en el siguiente capítulo se aclara la razón.

Las fotografías fueron tomadas exponiendo directamente la película fotográfica (Blanco y Negro ISO 400, Tri X de Kodak) mediante una cámara tipo reflex a la que le fue removido el objetivo. Muchos tiempos de exposición diferentes fueron necesarios para cada imagen, la razón fue que no hay manera de saber cuál es el tiempo de exposición con el cual la fotografía tendrá las características de intensidad y contraste suficientes para apreciar bien la imagen. Se escogieron 4 fotografías (las que muestran mejor la imagen), mismas que serán presentadas y descritas en el Capítulo 5.

Capítulo 4

La señal en función del tiempo

La serie de experimentos que se describen en este breve capítulo no se encuentran dentro de los objetivos del trabajo, los cuales son meramente cualitativos. Sin embargo, con la curiosidad como principal motivadora, se trató de descubrir información que pudiera estar en el comportamiento temporal de la señal.

En la principal referencia para este trabajo [9] se menciona el comportamiento de la intensidad de la señal de conjugación de fase en el tiempo. Con el objetivo de reproducir las curvas que ahí se presentaban, se modificó el montaje para poder realizar mediciones de intensidad. Pronto se hizo patente el hecho de que a tiempos cortos¹ la señal de conjugación tenía un comportamiento un tanto extraño.

Uno de los aspectos del fenómeno que todavía no se han explicado, es el del mecanismo de formación de las rejillas. Resulta entonces importante el análisis del comportamiento de la señal en tiempos cortos², ya que es en éstos lapsos en los cuales se puede decir con certeza que ocurre la formación de las rejillas, cualquier conocimiento extra en este aspecto contribuirá en algo al entendimiento del fenómeno.

Para esta parte del estudio, el montaje experimental tuvo que ser modificado un poco (Figura 4.1). Ya que la señal de conjugación de fase recrea

¹Los tiempos en los cuales se realizaron las curvas con anterioridad eran de entre media y 5 horas.

²Tiempos del orden de minutos.

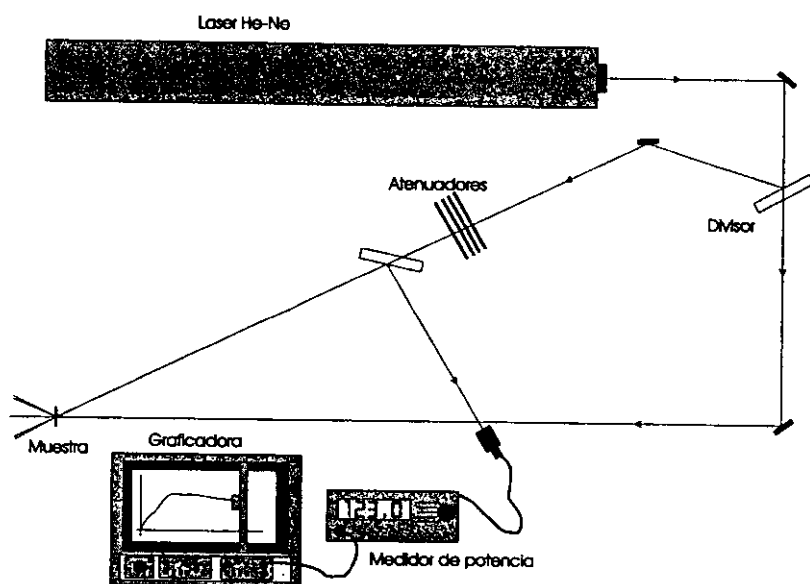


Figura 4.1: Montaje experimental utilizado para medir el comportamiento de la señal en el tiempo.

exactamente el mismo camino del haz de prueba, se recurrió a un divisor de haz para su detección. La señal de conjugación de fase, al regresar por el mismo camino por el cual incidió, se vio desviada mediante un divisor de haz y enviada hacia un medidor de potencia. Se utilizó un medidor *Gamma Scientific* modelo 460-1A. La información que éste arrojaba era enviada a una graficadora, las gráficas fueron después digitalizadas.

El láser utilizado fue el mismo que el que se usó en la corrección de una imagen (ver página 25). Ambos haces (prueba y bombeo) fueron focalizados sobre la muestra tanto mediante un telescopio que le fue ajustado al láser como sin él, logrando con ello una mayor potencia. En los casos en los que se utilizó, el telescopio focalizaba al máximo los haces sobre la muestra. Para obtener diferentes intensidades de bombeo con y sin telescopio, se utilizaron atenuadores de densidad neutral. La evolución de la señal fue registrada mediante una graficadora conectada a la salida del medidor de potencia.

Como estos experimentos tuvieron carácter cuantitativo y para futuras referencias y comparación con otros trabajos, se presentan a continuación las cantidades involucradas³.

Longitud de onda del láser:

$$\lambda = 632.8\text{nm (He-Ne)}$$

Eficiencia del conjugador:

12.5%

Diámetro de iluminación:

<i>Con telescopio</i>	<i>Sin telescopio</i>
.123 mm bombeo.	2.94 mm bombeo
.127 mm prueba.	2.98 mm prueba

Áreas iluminadas:

<i>Con telescopio</i>	<i>Sin telescopio</i>
$1.198 \times 10^{-2} \text{ mm}^2$ bombeo	6.78 mm^2 bombeo
$1.278 \times 10^{-2} \text{ mm}^2$ prueba	6.97 mm^2 prueba

³Las cantidades fueron calculadas mediante óptica gaussiana básica a partir de los valores proporcionados por el fabricante del láser y las lentes utilizadas [20]. La eficiencia se define como el cociente entre la intensidad recibida y la intensidad reflejada.

Potencias:

<i>Con telescopio</i>	<i>Sin telescopio</i>
8.7 mW bombeo	14.2 mW bombeo
1.07 mW prueba	2.45 mW prueba

Intensidades:

<i>Con telescopio</i>	<i>Sin telescopio</i>
.73 W/mm ² bombeo	2.1×10^{-3} W/mm ² bombeo
8.4^{-2} W/mm ² prueba	3.5×10^{-4} W/mm ² prueba

Distancias:

<i>Con telescopio</i>	<i>Sin telescopio</i>
257.5 cm bombeo	244.5 cm bombeo
265.0 cm prueba	252.0 cm prueba

Lo que se buscó principalmente en esta serie de experimentos fue encontrar un comportamiento del cual se pudiera extraer información importante que sirviera para entender el proceso de formación de las rejillas. Para lograr esto, se realizaron muchas series de mediciones variando intensidad de bombeo y prueba.

Capítulo 5

Resultados experimentales

5.1 La corrección

Una vez que se tuvo la seguridad de que el experimento estaba en efecto conjugando una imagen, se decidió sobre la naturaleza de las fotografías a tomar. Se optó por realizar cuatro fotografías, éstas fueron las siguientes.

Imagen original. Se tomó con el objetivo de mostrar la diferencia entre la imagen original y cualquier otra que fuera tomada. Figura 5.1.

Distorsión. Esta imagen fue lograda de la siguiente manera. Como se explicó en el capítulo anterior, justo antes de llegar a la película, el haz que contenía la imagen fue distorsionado haciéndose pasar a través de dos platos de petri consecutivos. En este caso la película delgada fue reemplazada por un espejo convencional que retropropagó esta imagen distorsionada de vuelta al lugar de la imagen original, reproduciendo con esto, la dirección de propagación del haz conjugado. En este punto fue donde se tomó esta fotografía, cabe mencionar que en este caso la imagen pasó dos veces por el arreglo de platos de petri, i.e, cuatro a través de cada uno, siendo distorsionada cada vez más en el proceso. Figura 5.2.

Corrección. Para este caso se volvió a colocar la película en su lugar original (en vez del espejo) de manera que retropropagaba el haz de bombeo conjugándolo. Lo que se obtiene con esta configuración es la conjugación de fase deseada y la seguridad de una corrección exitosa de la imagen. Al igual que en el caso anterior, la imagen pasa dos veces a

través del arreglo de platos de petri. Sin embargo, como fue conjugada por la película, las distorsiones introducidas en la imagen de ida fueron canceladas al regreso como era de esperarse. Figura 5.3.

Corrección con los platos de petri perpendiculares. Si uno observa un plato de petri con cuidado notará que presenta un patrón de círculos concéntricos, esto es por su proceso de fabricación. Bien, si se observa la imagen del caso anterior se notarán unos patrones verticales, éstos corresponden a los círculos concéntricos mencionados, los cuales dispersaban tanto la luz, que fue imposible captar toda la información de la imagen sobre la película. Es decir, los patrones de los discos hacen imposible satisfacer por completo la tercera característica mencionada en la sección 3.4. Figura 5.4.

Para comprobar que en efecto eran éstos patrones los que evitaban la corrección ideal se movió uno de los platos de manera que sus patrones quedaban dispuestos perpendiculares entre sí. Cabe mencionar que un arreglo de platos de petri mostró ser el único que satisfacía al máximo las características de la sección 3.4 de entre muchos tipos de aberradores probados.

5.2 La señal en función del tiempo

Un número considerable de curvas fueron obtenidas en esta serie de experimentos. Se registró el cambio en la intensidad de la señal de conjugación de fase durante tiempos que oscilaron entre 5 minutos y 6 horas. Al mismo tiempo se probaron diferentes intensidades de prueba y bombeo.

El comportamiento en tiempos largos ha sido ya reportado [9], esto, y la curiosidad de conocer la evolución de la señal en sus inicios, hizo que el experimento se enfocara más en este aspecto.

Los experimentos fueron encaminados a registrar el comportamiento de la señal a tiempos cortos e intensidades sumamente bajas. El vínculo entre la formación de las rejillas y la intensidad de conjugación de fase es un asunto de interés. A partir de discusiones con el Dr. Haro y el Dr. Guasti se llegó a la conclusión de que es en los primeros minutos de la irradiación que sucede la formación de la rejilla y es por lo tanto interesante, analizar el

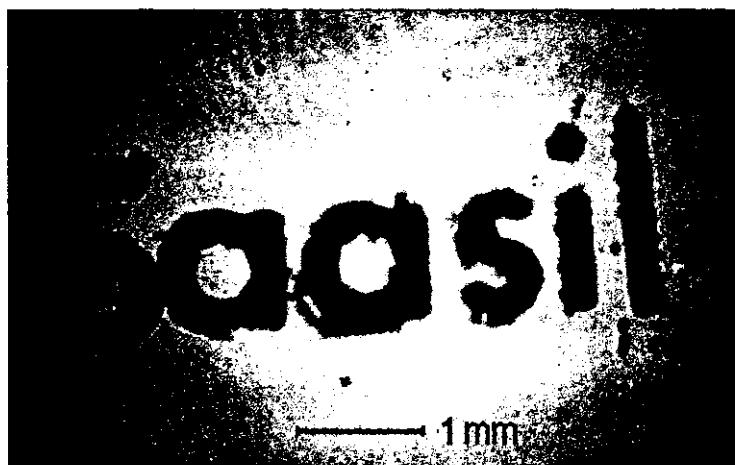


Figura 5.1: Imagen original a ser distorsionada y corregida. Muestra la palabra *saasil*, cuyo significado es luz en maya.

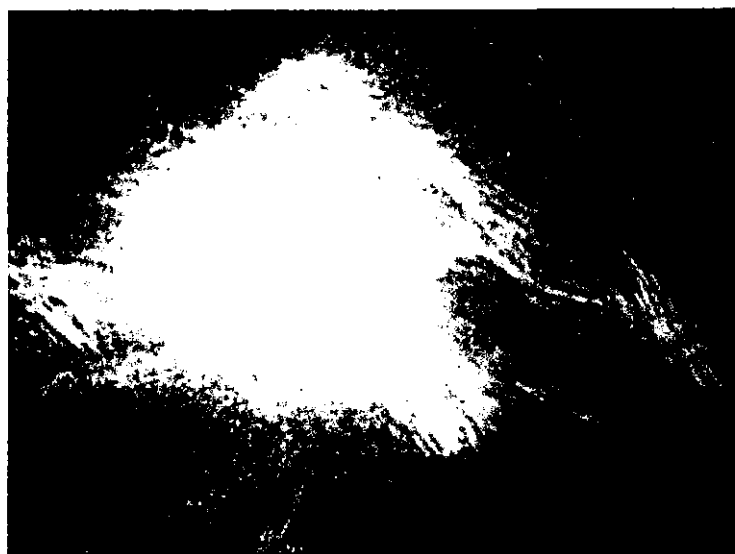


Figura 5.2: Distorsión resultante mediante una reflexión convencional.



Figura 5.3: Imagen originalmente distorcionada corregida mediante el conjugador.



Figura 5.4: Imagen corregida pero con los patrones de los platos de petri dispuestos perpendicularmente. Se puede apreciar el cambio con respecto a la Figura 5.3.

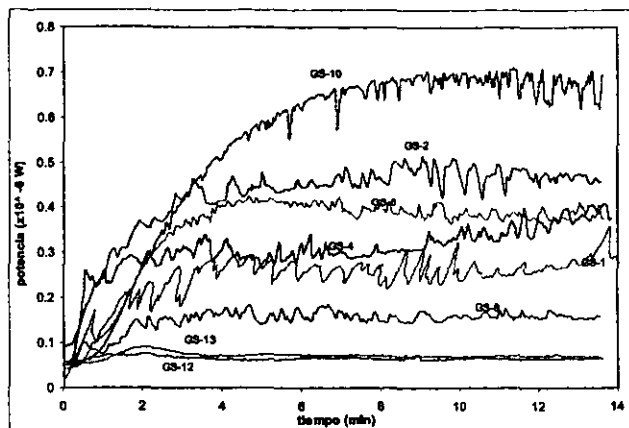


Figura 5.5: Serie de curvas realizadas en tiempos de entre 0 y 15 minutos e intensidades de bombeo sumamente bajas y con atenuaciones progresivas, mismas que están representadas por los números GS-1,...,13, los cuales están en una escala logarítmica.

comportamiento de la señal durante ese tiempo.

El comportamiento de la señal durante estos lapsos se registró a muy baja intensidad sin el telescopio¹ y a una intensidad mayor con éste enfocado al máximo. De entre todas las series de gráficas realizadas se muestra la serie hecha a baja intensidad y a un tiempo de entre 0 y 15 minutos y atenuaciones progresivas del haz de bombeo hasta la no detección de la señal. Como puede apreciarse en la Figura 5.5², las magnitudes de la intensidad no son proporcionales a la magnitud de la intensidad de bombeo, puede verse fácilmente que la señal más grande fue obtenida bajo una de las atenuaciones más grandes que se pudieron lograr con los filtros de densidad neutral utilizados.

Para que este efecto pueda ser apreciado aún mejor presentamos una gráfica que muestra las intensidades en función de la atenuación, 13 minutos después de empezar a iluminar la muestra.

En general las curvas observan un comportamiento similar, muestran un

¹Ver Capítulo 4 para los valores de la intensidad.

²GS se refiere a la serie de gráficas hechas sin el telescopio.

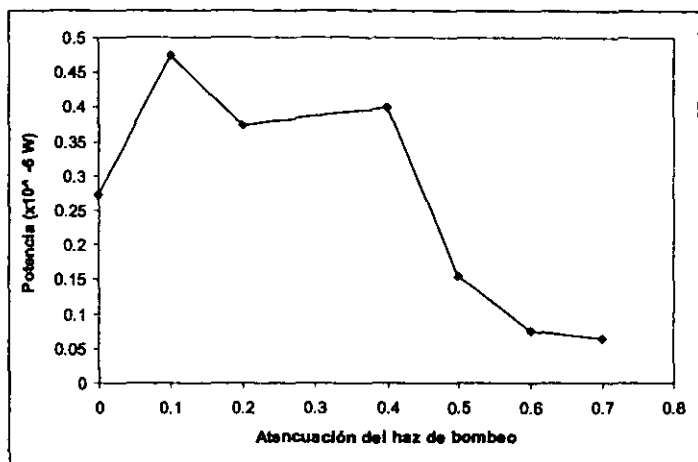


Figura 5.6: Potencia de conjugación vs atenuación 13 minutos después de empezada la iluminación de la muestra.

crecimiento importante en un principio para después conservar un mismo nivel de intensidad con ciertas oscilaciones a veces periódicas. Este comportamiento sugirió tratar de ajustarlas a una ecuación del tipo que se observa en la carga de un capacitor y que también se presenta en algunos fenómenos de crecimiento de cristales, esto es, una ecuación del tipo

$$I = V(1 - \exp^{-at}) \quad (5.1)$$

En las Figuras 5.6 a 5.12 se muestran, separadas, las curvas de la Figura 5.5 junto con la curva de regresión correspondiente.

Las ecuaciones resultantes de las regresiones aplicadas son las siguientes:

GS-1

$$y = .25(1 - \exp^{-.71 t})$$

$$\chi^2 = .0006$$

GS-2

$$y = .41(1 - \exp^{-.68 t})$$

$$\chi^2 = .00039$$

GS-4

$$y = .24(1 - \exp^{-.75 t})$$

$$\chi^2 = .00093$$

GS-6

$$y = .36(1 - \exp^{-.53 t})$$

$$\chi^2 = .00102$$

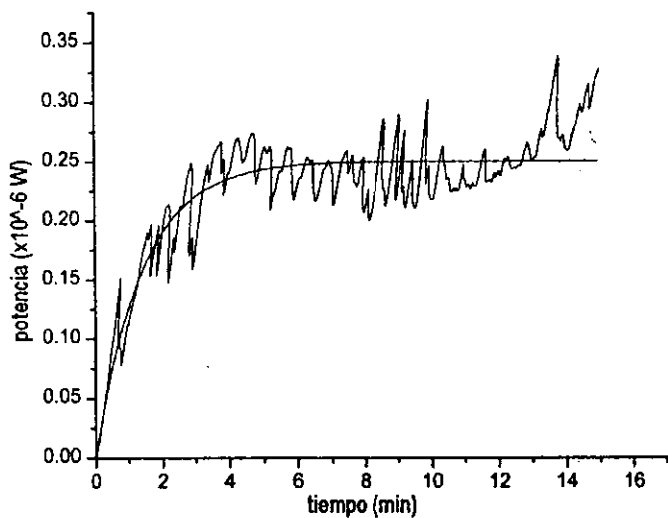


Figura 5.7: Curva GS-1.

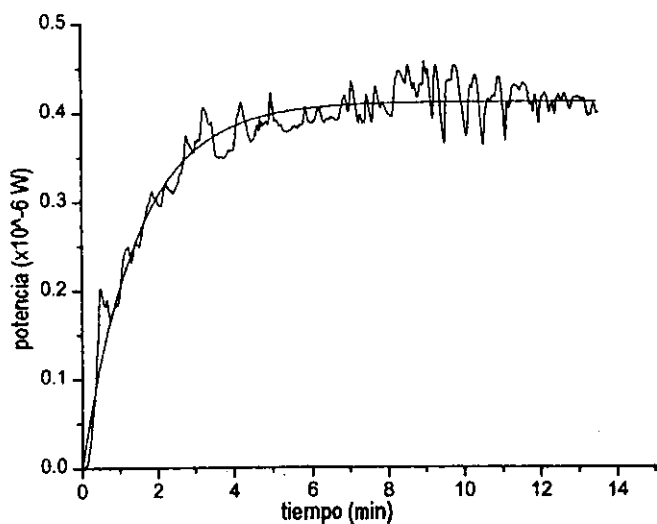


Figura 5.8: Curva GS-2.

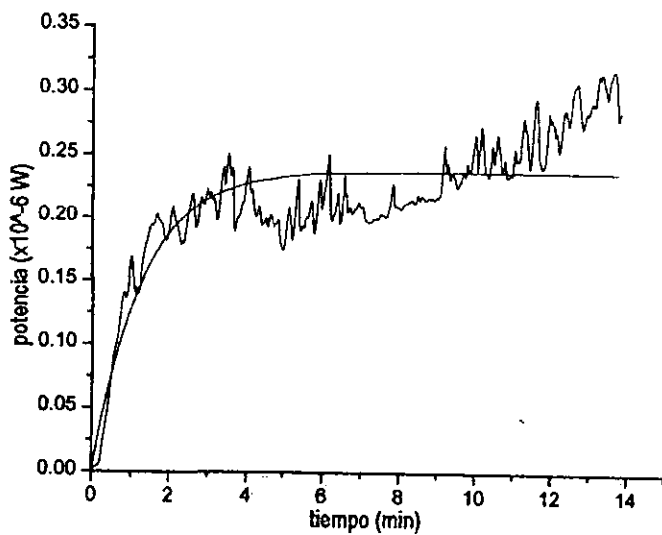


Figura 5.9: Curva GS-4.

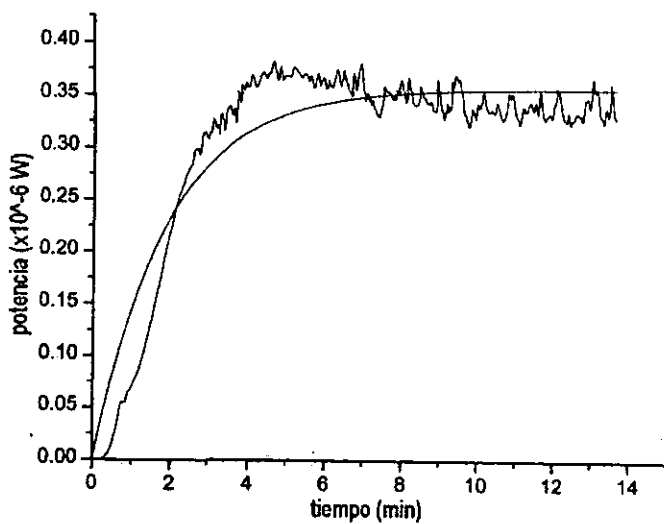


Figura 5.10: Curva GS-6.

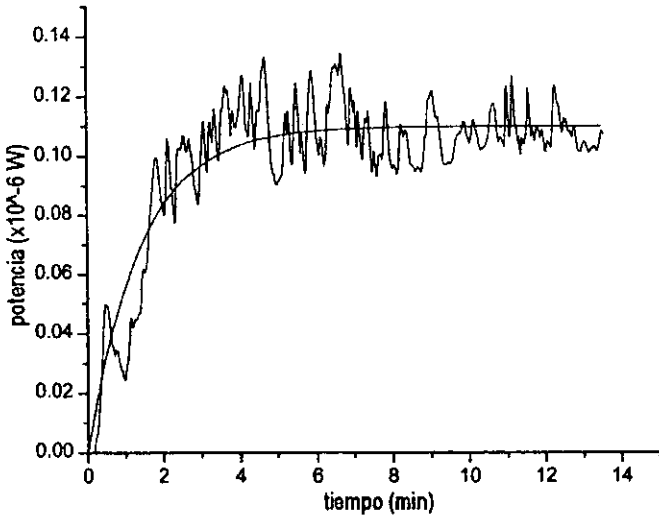


Figura 5.11: Curva GS-8.

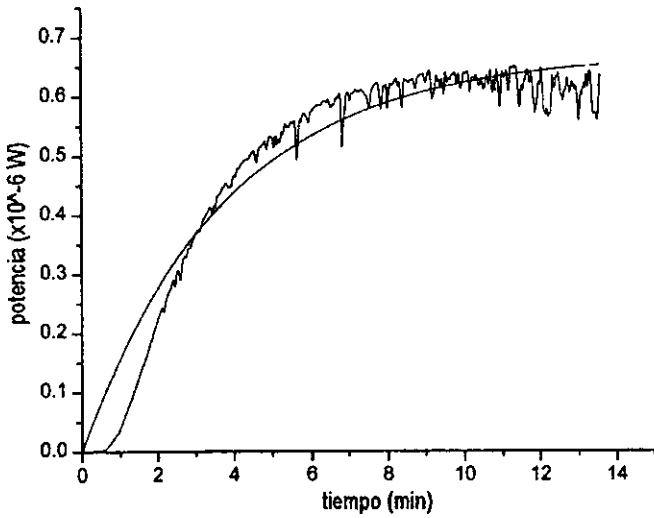


Figura 5.12: Curva GS-10.

GS-8

$$y = .11(1 - \exp^{-.70 t})$$

$$\chi^2 = .00012$$

GS-10

$$y = .67(1 - \exp^{-.26 t})$$

$$\chi^2 = .002$$

Nótese que el factor de correlación en las curvas GS-2 y GS-8 es notablemente pequeño, algo que es visualmente notorio en GS-2.

5.3 La prueba en *bulto*

En esta sección se hablará de los resultados obtenidos en un experimento que en un inicio no formaba parte de los objetivos planteados en este trabajo. Durante todo el trabajo con las películas delgadas estuvo presente la cuestión del porqué de la generación de la onda de fase conjugada siendo que la configuración necesaria de haces no estaba siendo totalmente respetada. Se decidió realizar una prueba simple que arrojara luz sobre esta cuestión.

Como se mencionó anteriormente, no es necesario inyectar un haz por detrás de la muestra. Sin embargo la teoría de la conjugación de fase óptica vía mezclado de cuatro ondas requiere de la existencia de tres ondas incidentes. Una idea que podría explicar el hecho de la detección de la señal aún en ausencia de la tercera onda es la posibilidad de una reflexión importante en la interfase muestra-vidrio y vidrio-aire como se ha mencionado anteriormente en la Sección 3.3.

¿Qué cambiaría si se pudiera comprobar que a pesar de la no existencia de esta reflexión sigue existiendo la conjugación? Tendría que haber entonces una teoría que explicara la generación de tal señal.

Surgió la siguiente idea, si se logra la grabación de una rejilla de difracción y detectar una señal de conjugación de fase en una muestra del material en *bulto*, entonces se estaría eliminando la posibilidad de una reflexión que no sea la que ocurre en la superficie del material. Surge entonces la pregunta ¿Por qué se detecta conjugación de fase óptica si nada más están interviniendo tres ondas? Lo que se trató de hacer en la última fase del estudio fue precisamente tratar de contestar esto.

Se escogió un pedazo de Ge_xSe_{100-x} (con un espesor lo suficientemente grande) para probar en ella la conjugación. Se tuvo que pulir la muestra para satisfacer una de las características explicadas en la sección 3.3.

Una vez que la muestra estuvo lo mejor pulida que se pudo mediante un pulido manual, aún así fue difícil encontrar un punto en la muestra que proporcionara la reflexión especular necesaria. La reflexión perfecta se buscó por medio de un haz retropropagado que se proyectaba en una pantalla con un agujero por el cual pasaba la luz.

Cuando fue montado el pedazo de muestra y su superficie actuando como la película delgada, todo el proceso de grabación del holograma fue el mismo que el usado para películas delgadas.

Se buscaba entonces obtener resultados similares a los obtenidos en las pruebas con películas delgadas. Una señal de conjugación fue observada con las mismas características antes, inclusive la intensidad fue lo suficientemente grande como para poder ser observada "a ojo".

No fue posible detectar con los medidores que se tenían esta señal, debido a que una mayor sensibilidad por parte de los medidores era requerida. El uso de un fotomultiplicador sería en este caso de gran utilidad.

Capítulo 6

Discusión y Conclusiones

6.1 Sobre la capacidad correctiva

Las fotografías mostradas en el capítulo anterior resultaron ser bastante explícitas. Si se revierte la dirección de propagación de la imagen con un espejo convencional, el resultado es una distorsión aún mayor. Es de hecho lo suficientemente grande como para enmascarar absolutamente toda la información sobre la imagen original.

Si se utiliza un conjugador para revertir la distorsión, se encuentra que, a pesar de la existencia de un muy fuerte elemento aberrador, la imagen corregida preserva casi la totalidad de la información original. Lo suficiente como para hacer legibles las letras impresas en el portaobjetos. En las aplicaciones para las cuales es especialmente útil la conjugación de fase, es poco probable encontrar elementos aberradores tan fuertes.

El interés en la conjugación de fase radica en aplicaciones como las mencionadas en el Capítulo 1, aplicaciones donde el elemento aberrador es la atmósfera terrestre o el medio amplificador de un sistema láser. En estos, las intensidades de luz son mayores y la dispersión es menor, se esperaría por lo tanto, una mejor corrección.

Analícemos con más detenimiento la corrección obtenida. Como puede apreciarse en la Figura 5.3, hay cierto patrón que ésta muestra que no debería de estar en el caso de una conjugación perfecta. Pero ¿Qué es una

conjugación perfecta? Intuitivamente podríamos decir que una corrección perfecta se logra cuando se obtiene unaimagen *idéntica* a la original. Esto implica poner toda la información que se tenía en la primera imagen de la misma forma en la cual se presentaba. Para lograr entonces una corrección perfecta primero se necesita recuperar toda la información original.

Si se tiene un aberrador muy fuerte, éste dispersará una cierta cantidad de luz, la cual no incidirá en el conjugador y por lo tanto no será conjugada y no regresará a donde estaba anteriormente. Si suponemos que *toda* la luz dispersada es mandada hacia la región del espacio entre los aberradores y la muestra, entonces la única manera de recuperar toda la información es mediante un conjugador de dimensiones infinitas. En la realidad incluso hay luz que se refleja en alguna de las superficies del aberrador o que es mandada hacia la región del espacio anterior al aberrador, lo cual implica que sólo un conjugador esférico centrado en el aberrador estaría lo más cerca posibles de la corrección perfecta.

Lo que vemos en la Figura 5.3 es la consecuencia de tener mucha información que se pierde. Sin embargo la comparación con la Figura 5.4 muestra lo que una conjugación puede hacer.

6.2 Sobre la prueba en el bulto

Esta prueba no forma parte de los objetivos planteados al inicio del trabajo. A lo largo de este, sin embargo, siempre estuvo presente el porqué de la conjugación y el cómo de la formación de las rejillas, aspectos que, como se ha mencionado en esta tesis, no han sido satisfactoriamente explicados en la literatura.¹

Se sabe muy bien que las rejillas de difracción son las responsables del proceso de conjugación de fase [21]. Se sabe también que se forman en la superficie del material (ver Figura 2.2) en el caso de películas delgadas, esto ha sido ampliamente comprobado mediante microscopía de fuerza atómica. Ahora, cuando se planteó hacer la prueba en el material en bulto, se esperaba que, al igual que para películas delgadas, las rejillas también se formasen en la superficie del material. Después de haber comprobado la existencia de

¹Para más información sobre conjugación de fase en medios absorbentes ver [22].

conjugación de fase en bulto, se dispuso de la muestra para su análisis bajo un microscopio óptico. La formación de rejillas de difracción se hizo presente.

Hubo una diferencia notable en la observación de rejillas en películas delgadas y en bulto. Cuando se observa la formación de la rejilla en una película delgada el plano de enfoque del microscopio está bien definido, más o menos enfoque repercute en enfoque o desenfocado de las rejillas. Cuando se observan en el material en bulto, sin embargo, el plano de enfoque parece no ser único, i.e, existen varios planos de enfoque para los cuales se observan rejillas de difracción bien definidas².

Ahora, si bien tanto la teoría de la formación de rejillas mediante láser como la teoría del mezclado de cuatro ondas degenerado explican la existencia de varios planos de formación como se explicó en la sección 2.4. estos planos no son paralelos entre si. La observación bajo microscopio óptico de varios planos aparentes de formación, implicaría que los planos son paralelos ya que se encuentran todos ellos dentro de la profundidad focal del microscopio .

Habiéndose observado por lo menos una rejilla de difracción en el material en bulto se dispuso de la muestra para su análisis bajo un microscopio de fuerza atómica. El resultado fue nulo, no se detectó la existencia de ninguna rejilla de difracción en la superficie del material. La conclusión entonces es obvia, el plano de las rejillas cuando se conjuga en bulto se encuentra a alguna distancia de la superficie, i.e, dentro del material. Sabemos que cuando se conjuga sobre una película delgada no es así, puesto que pruebas similares con microscopio de fuerza atómica han arrojado resultados como el de la Figura 2.2.

Por un lado existe la teoría de la conjugación de fase vía mezclado de cuatro ondas degenerado, ésta explica la generación de una cuarta onda de fase conjugada. Por el otro tenemos la teoría de la formación de rejillas por medio de láser [11], sin embargo el vínculo entre ambas teorías, al parecer todavía no está totalmente resuelto.

La existencia de un plano de formación por debajo de la superficie del

²Puede que haya más de una rejilla pero puede ser un efecto óptico y ser solo una. Este problema no se ha resuelto.

ESTA TESIS NO SALE
DE LA BIBLIOTECA

material revela un fenómeno que se aparta de lo reportado en la literatura. Sobre todo, la pregunta que se ha venido planteando a lo largo de este trabajo persiste: Si aparentemente se elimina la segunda onda necesaria para el mezclado de cuatro ondas degenerado ¿Cómo es que se obtiene una conjugación?

6.3 Sobre la señal en función del tiempo

La Figura 5.5 muestra la intensidad de la señal de conjugación de fase en función del tiempo y para varios niveles de atenuación de haz de bombeo. Como se ha mencionado, el objetivo de estas mediciones era buscar información en estas curvas que arrojará luz sobre la naturaleza de la formación de las rejillas.

Aunque no se llegó a nada concluyente respecto al proceso de formación, se logró revelar algunas características que podrían ser importantes para el entendimiento de este fenómeno. La Figura 5.5 revela un par de características comunes a todas menos las dos últimas curvas.

Oscilaciones:

Con excepción de las curvas GS-13 y GS-12, todas presentan algún tipo de periodicidad en algún tramo. Este tipo de comportamiento ya ha sido descrito en [23] bajo condiciones similares. Muchas de estas oscilaciones son sumamente periódicas, esto hace imposible descartarlas como aleatorias, como ejemplo las podemos observar muy claramente en toda la curva GS-1 y casi al final de la curva GS-2.

Podría esperarse que estas oscilaciones fueran un reflejo de ciertos cambios estructurales en la superficie del material. Sería entonces de gran importancia determinar si se encuentran asociadas al proceso mismo de formación de las rejillas o bien a efectos térmico y/o estructurales causados por la irradiación láser. La pregunta obligatoria en este punto es obvia: ¿Cómo está relacionada la amplitud de estas oscilaciones con la amplitud de las rejillas mismas?

Se antoja pensar que a una mayor profundidad de las rejillas corresponde una mayor intensidad o eficiencia en la conjugación. Esto se

podría saber mediante algún estudio que revele la amplitud de las rejillas al tiempo de grabación.

Forma de las curvas:

Como puede observarse de la Figura 5.5 y también como era de esperarse las curvas revelan un aumento importante de la intensidad al principio y luego una especie de estabilización, ésta se ve más claramente en la curva GS-10. Esta curva, por presentar el comportamiento más homogéneo es una candidata a ser la curva representativa del proceso en condiciones óptimas.

La forma que presentan todas menos las dos últimas curvas es muy similar a las curvas que se aparecen en el crecimiento de cristales [24] y la carga de capacitores por poner un par de ejemplos. Con esta idea en mente se procedió a realizar una regresión a estas curvas para tratar de ajustarlas a una comportamiento de este tipo. Cabe mencionar sin embargo que el ajuste resultó no estar tan alejado de la curva verdadera. ¿Podría el proceso de formación de las rejillas comportarse de una manera que es común a muchos fenómenos en la física?

Las formas de las curvas sugirieron intentar un ajuste del tipo $V(1 - \exp^{-at})$, cinco de las seis gráficas ajustadas mostraron un exponente similar³ y un factor χ^2 pequeño.

La idea detrás de obtener estas curvas con sus ajustes fue principalmente hacer un sondeo del comportamiento para ver si algo interesante estaba ocurriendo. Lo que se encontró fue que en efecto algo interesante hay en ese rango de tiempo. Con lo observado se puede decir que una buena parte del proceso total de formación de las rejillas ocurre en ese lapso aún a intensidades tan bajas.

6.4 Conclusiones finales y perspectivas

Como se mencionó en la introducción de este trabajo, la conjugación de fase se cumple si y solo si se revierte la dirección de propagación de la onda E_3 y su fase es la compleja conjugada de la fase de la onda incidente. Para

³GS-1, GS-2, GS-4, GS-8.

comprobar esto, la prueba única y suficiente es la corrección de una imagen.

Con los resultados expuestos en el capítulo anterior podemos decir que es posible obtener conjugación de fase vía mezclado de cuatro ondas degenerado sobre películas de vidrios calcogenuros del tipo Ge_xSe_{100-x} y Te_xSe_{100-x} . También podemos decir que la corrección de una imagen previamente distorsionada vía conjugación de fase se logra de la manera esperada y que ha sido descrita mediante otros métodos en la literatura [19], e incluso se ha obtenido una corrección de una mayor calidad a las que se han reportado [25].

Aunque la teoría de la conjugación de fase vía mezclado de cuatro ondas degenerado requiere de la inyección de tres ondas para obtener la cuarta (conjugada), las pruebas en el bulto de diselenuro de Germanio mostraron que, si esto es en verdad requerido, bajo ciertas condiciones no está clara la procedencia de una de estas ondas. Incluso habría bases para argumentar su no-existencia. De cualquier forma más investigación bajo estas condiciones es requerida.

Una mayor intensidad de bombeo no necesariamente significa un aumento en la intensidad en la señal de conjugación de fase, por lo menos no en el inicio de la formación de las rejillas.

La generación y evolución de la señal de conjugación de fase es aún interesante en tiempos tan cortos como los primeros minutos. La relación entre la formación de las rejillas y la intensidad de la señal de conjugación de fase puede encontrar respuesta en el análisis de la señal en estos primeros minutos conjuntamente con análisis de microscopía.

Futuros trabajos deben de estar encaminados a descubrir los mecanismos de formación de rejillas y cómo están éstas relacionadas a la intensidad en la señal de conjugación de fase, más puntualmente, se debe saber:

- ¿Qué cambios son los que suceden en el material que tienen como resultado la formación de las rejillas?
- ¿Cuál es el vínculo entre la estructura de las rejillas y la intensidad en la señal de conjugación?
- En el caso de conjugación en un pedazo de material, ¿a qué distancia

de la superficie (si no es en la superficie misma) ocurre la formación de las rejillas y porqué?

- La razón de que ocurra conjugación en un pedazo de material (bulto) aún cuando aparentemente se elimina una de las ondas involucradas en el mezclado de cuatro ondas degenerado.

Apéndice A

A.1

Tomemos la ecuación 2.24, para llegar a la ecuación 2.25, i.e, el producto $E_T E_T E_T$, se toma en cuenta el complejo conjugado (de 2.24) y en el producto se tienen términos del tipo

$$[A_j e^{i\omega t} + A_j^* e^{-i\omega t}]^3$$

De esta expresión se obtendrán términos que presentan una dependencia $e^{-i\omega t} e^{-i\omega t} e^{i\omega t}$, éstos sobreviven al acoplamiento temporal, los otros términos, los que tienen una dependencia $e^{i\omega t} e^{i\omega t} e^{-i\omega t}$, oscilan muy rápidamente y por lo tanto son despreciados. De este modo se llega a la expresión 2.25.

A.2

$$\left[\sum_j A_j(z) e^{ik_j z} \right]^3 = [E_1(z) + E_2(z) + E_3(z) + E_4(z)]^3 =$$
$$E_1^3 + E_1^2 E_2 + E_1^2 E_3 + E_1^2 E_4 + E_2 E_1^2 + E_2^2 E_1 +$$
$$E_1 E_2 E_3 + E_1 E_2 E_4 + E_3 E_1^2 + E_3 E_2 E_1 + E_3^2 E_1 +$$
$$E_1 E_3 E_4 + E_4 E_1^2 + E_1 E_4 E_2 + E_1 E_4 E_3 + E_4^2 E_1 +$$
$$E_2 E_1^2 + E_1 E_2^2 + E_1 E_2 E_3 + E_1 E_2 E_4 + E_2^2 E_1 +$$
$$E_2^3 + E_2^2 E_3 + E_2^2 E_4 + E_3 E_2 E_1 + E_3 E_2^2 + E_3^2 E_2 +$$
$$E_3 E_2 E_4 + E_4 E_2 E_1 + E_4 E_2^2 + E_4 E_3 E_2 + E_4^2 E_2 +$$
$$E_1^2 E_3 + E_1 E_2 E_3 + E_1 E_3^2 + E_1 E_3 E_4 + E_3 E_2 E_1 +$$

$$\begin{aligned}
& E_2^2 E_3 + E_2 E_3^2 + E_2 E_3 E_4 + E_3^2 E_1 + E_3^2 E_2 + \\
& E_3^3 + E_3^2 E_4 + E_4 E_1 E_3 + E_4 E_3 E_2 + E_4 E_3^2 + E_4^2 E_3 + \\
& E_1^2 E_4 + E_1 E_2 E_4 + E_1 E_3 E_4 + E_1 E_4^2 + E_4 E_2 E_1 + \\
& E_2^2 E_4 + E_2 E_3 E_4 + E_2 E_4^2 + E_4 E_3 E_1 + E_4 E_3 E_2 + \\
& E_3 E_4 + E_3 E_4^2 + E_4^2 E_1 + E_4^2 E_3 + E_4^3 \quad (A.1)
\end{aligned}$$

A.3

Sean

$$\alpha_l = \frac{1}{2} \frac{\omega^2 \chi_l''}{kc^2}$$

y

$$k'' = \frac{3}{4} \frac{\omega^2 \chi^{(3)}}{kc^2}$$

el coeficiente de absorción lineal y una constante, respectivamente, entonces de (2.29) podemos escribir

$$\begin{aligned}
\frac{\partial A_4(z)}{\partial z} + \alpha_l A_4 = & -\frac{1}{6} i k'' [A_1 A_2 A_3 e^{i(k_1+k_2+k_3-k_4)z} + A_1 A_2^* A_3 e^{i(k_1-k_2+k_3-k_4)z} \\
& + A_1^* A_2 A_3 e^{i(-k_1+k_2+k_3-k_4)z} + A_1^* A_2^* A_3 e^{i(-k_1-k_2+k_3-k_4)z} \\
& + A_1 A_2 A_3^* e^{i(k_1-k_2-k_3-k_4)z} + \dots + A_4^* e^{i(-3k_4-k_4)z}] \quad (A.2)
\end{aligned}$$

de todos estos sumandos sólo se quedan los que cumplen con la condición (2.30), i.e. $\vec{k}_1 + \vec{k}_2 + \vec{k}_3 + \vec{k}_4 = 0$. Con $\vec{k}_1 = -\vec{k}_2$ y $\vec{k}_3 = -\vec{k}_4$. Los demás desaparecen debido a que la amplitud de las ondas de bombeo se suponen mucho mayores que las amplitudes de las ondas de prueba o bien debido a que los términos son tan rápidamente oscilatorios que cuando se integre sobre la longitud de onda promediarán cero. Las demás ecuaciones tienen un desarrollo similar.

Bibliografía

- [1] M. Fink, *Time-Reversed Acoustics*, Scientific American, Nov, 1999.
- [2] R. A Fisher, *Optical phase conjugation*, Academic Press, 1983.
- [3] R.G. Caro, M. C. Gower, *Phase conjugation by degenerate Four-wave mixing in absorbing media*, IEEE J. of Quantum Elec, sep 1982.
- [4] V. Aboites, *Fusión nuclear por medio del láser*, Fondo de cultura económica, México, 1993.
- [5] Y.R. Shen, *The principles of nonlinear optics*, John Wiley & Sons, May 1984.
- [6] A. Singh, *Real-time hologram recording in SeGe films*, Appl. Opt. Vol. 26, No. 12, 1987.
- [7] M. Fernández Guasti, *Phase conjugation in calcium vapour and related nonlinear phenomena*, P.h.D Thesis, University of Oxford, 1983.
- [8] S. Camacho López, *Conjugación de fase óptica en capas delgadas de Ge_xSe_{100-x} , Te_xSe_{100-x}* , Tesis de maestría, Universidad Autónoma Metropolitana, México, 1994.
- [9] E. Haro Poniatowski, M. Fernández Guasti, S. Camacho López, *Phase conjugation in amorphous Selenium thin films*, Opt. Lett. Vol. 17, No. 4, 1992.
- [10] E. Haro Poniatowski, M. Fernández Guasti, S. Camacho López, F. Ruiz, *Phase conjugation, and spatial grating formation in amorphous chalcogenide thin films*, Physica A, 207, 1994.

- [11] H.J. Eichler, *Laser-induced grating phenomena*, Optica Acta, 1977, Vol. 24, No. 6, 631-642.
- [12] L. Song, P. Galarneau, R. A. Lessard, *Optical recording characteristics of GeSe thin films at $\lambda = 488$ nm*, Opt. Eng. Vol. 28, No. 3, marzo 1989.
- [13] M. Fernández Guasti, E. Haro Poniatowski, S. Camacho López, *Phase conjugation in amorphous germanium diselenide thin films*, Appl. Phys. Lett 58 (11), March 1991.
- [14] E. Haro Poniatowski, *Optical bistability in bulk GeSe₂*, Optics Communications, Vol. 70, No. 1, Feb 1989.
- [15] J.M. Ballesteros, *Holographic recording in ultrathin amorphous selenium films: recording mechanism and apparent erasability*, Appl. Phys A 65, 1997.
- [16] M. Fernández Guasti, *Pulsed-laser deposition of Selenium*, J. of Materials Science, 30, 1995.
- [17] L. Song, *Influence of the substrate temperature on the holographic properties of Se and GeSe thin films*, Appl. Opt. Vol. 28, No. 21, Nov, 1989.
- [18] E. Haro Poniatowski, M. Fernández Guasti, S. Camacho López, A. Gil Villegas, *Thickness dependence of the phase conjugate signal of amorphous selenium thin films*, Optics Communications 119 (1995).
- [19] J. Feinberg, *Self-pumped, continuous-wave phase conjugator using internal reflection*, Optics Letters, Vol. 7, No. 10, October 1982.
- [20] A. Siegman, *Lasers*, University Science books, 1986, U.S.A.
- [21] A. Singh, *Structural, morphological and optical recording characterization of selenium films*, Opt. Eng. Vol. 26, No. 9, sep 1987.
- [22] R.L. Abrams, *Degenerate four-wave mixing in absorbing media*, Optics Letters, Vol. 2, No. 4, April 1978.
- [23] O. Nordman, *Diffraction-efficiency oscillations in amorphous As₂S₃ films*, J. Opt. Soc. Am. B. V 16, No. 4, 1999.

- [24] J. Baram, V. Erukhimovitch, *Crystallization Kinetics*, Phys Rev B, 1 sept 1994.
- [25] J.H. Kwon, C.H. Kwak, S.S. Lee, *Phase conjugation in an amorphous As₂S₃ thin film*, Optics Letters, Vol 10, No 11, Nov 1985.