



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO
PROGRAMA DE MAESTRÍA Y DOCTORADO EN INGENIERÍA
INGENIERIA ELÉCTRICA–INSTRUMENTACIÓN CIENTÍFICA

INSTRUMENTACIÓN DE LA TÉCNICA DE REFLECTANCIA-TERMO-
TRANSITORIA (TTR) PARA LA CARACTERIZACIÓN DE LA DINÁMICA
ULTRARRÁPIDA DE PORTADORES DE CARGA EN SEMICONDUCTORES

TESIS
QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:
MAESTRO EN INGENIERÍA

PRESENTA:
CATALINA RAMÍREZ GUERRA

TUTOR PRINCIPAL
JESÚS GARDUÑO MEJÍA, CCADET

MÉXICO, D. F. NOVIEMBRE 2014



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.

JURADO ASIGNADO:

Presidente: Dra. Montiel Sánchez María Herlinda
Secretario: Dra. Rosete Aguilar Martha
Vocal: Dr. Garduño Mejía Jesús
1^{er}. Suplente: Dr. García Rocha Miguel
2^{do}. Suplente: Dr. Qureshi Naser

Lugar donde se realizó la tesis : Ciudad Universitaria, UNAM

TUTOR DE TESIS:

Dr. Jesús Garduño Mejía

*A mi madre
y por su terquedad a Eduardo.*

Agradecimientos

Gracias a todos aquellos que de manera directa o indirecta me ayudaron y acompañaron en esta jornada de mi vida.

Primero quiero agradecer a mi tutor y asesor el Dr. Jesús Garduño Mejía por su tiempo, sus conocimientos y toda la atención que me prestó durante el desarrollo de este trabajo. De igual manera le agradezco su gran paciencia, tolerancia, respeto y amabilidad. Pero sobre todo le agradezco por su ayuda y guía en aquellas numerosas ocasiones en que encontraba dificultades durante la instrumentación de la técnica. Aprovecho para agradecerle por los futuros estudiantes que formará, guiándolos y apoyándolos como lo hizo conmigo.

También quiero agradecer a los compañeros que con sus comentarios y dudas esporádicas me hicieron reflexionar sobre algunos temas. En especial le agradezco a Gaudencio Paz del grupo de Microondas por el intercambio de ideas y dudas. Y a Eduardo por sus pláticas, discusiones e intensos interrogatorios.

Le agradezco al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACyT) por la beca otorgada para la realización de mis estudios. De igual manera agradezco a los proyectos de la Dirección General de asuntos del Personal Académico-Universidad Nacional Autónoma de México, (DGAPA-UNAM: PAPIIT RR181212, IN-104112) y el proyecto del Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología, (CONACyT: CB 131746).

Finalmente gracias a mi familia. Gracias al esfuerzo de mi madre por inculcarme valores y el sentido de responsabilidad, por su confianza y esperanza depositadas en mí. Ella me guió a la superación académica y a unirme a la máxima casa de estudios, además me enseñó a ser siempre perseverante. Por lo cual le dedico éste trabajo. Gracias a mis hermanas por las grandes lecciones que han dado, las cuales me han motivado a superarme y a mi hermano por su confianza. Gracias a Oliver por ser un gran motivo...

Índice general

1. Introducción	1
2. Óptica ultrarrápida	4
2.1. Espectroscopía Ultrarrápida	6
2.2. Ancho temporal del pulso y retardo cero	7
2.2.1. Generación de segundo armónico y suma de frecuencias	9
2.2.2. Absorbedores saturables	11
3. Dinámica Ultrarrápida en Antenas de THz	15
3.1. Introducción	15
3.2. Dinámica ultrarrápida de red y electrónica en semiconductores	16
3.2.1. Excitación de portadores	16
3.2.2. Procesos de relajación	17
3.3. Dinámica de portadores en antenas fotoconductoras	20
4. Método Experimental	25
4.1. Sistema bombeo-prueba	25
4.2. Obtención del retardo cero	27
4.3. Obtención de la señal de Intensidad de Reflectancia ($\Delta R/R$)	29
4.3.1. Programa de automatización en LabView para la adquisición de datos	32
5. Resultados y análisis	36
5.1. Retardo cero y ancho temporal del pulso	36
5.2. Reflectancia transitoria	38

5.2.1. Modelo de ajuste de datos experimentales	38
5.2.2. Resultados de la Intensidad de la señal de Reflectancia	39
6. Conclusiones	52
6.1. Instrumentación de la técnica TTR	52
6.2. Caracterización de la antena fotoconductoras	53
A. Mode-Locking	56
A.1. Mode-Locking	56
A.2. Efecto Kerr Optico	58
A.2.1. Características del cristal del láser Ti:zaf	60
B. Método de la navaja	63
B.1. Teoría	63
B.1.1. Perfil de potencia de un haz láser	63
B.1.2. Propagación de un haz láser	66
B.2. Método	66
C. Características de la oblea de GaAs	69
D. Adquisición de datos	70
E. Programa de automatización en LabView	75

**Instrumentación de la técnica de Reflectancia-Termo-Transitoria (TTR)
para la caracterización de la dinámica ultrarrápida de portadores de carga
en semiconductores.**

por

Ramírez Guerra Catalina

Resumen

En este trabajo fue implementada una técnica de Espectroscopía de Resolución Temporal basada en Reflectancia Termo-Transitoria (TTR), para caracterizar la dinámica ultrarrápida de portadores de carga en un arreglo de dos líneas de transmisión coplanares depositadas en GaAs que trabajan como antenas de THz. El dispositivo utilizado es un sistema de bombeo-prueba que consiste en un arreglo de tipo autocorrelador no colineal, usando un haz láser de pulsos ultracortos con un ancho temporal de ~ 200 femtosegundos. Estos pulsos alcanzan fluencias de excitación capaces de perturbar la muestra para inducir, detectar y a la vez estudiar los procesos transitorios de la dinámica electrónica así como la transferencia de energía en escalas temporales de picosegundos y subpicosegundos. El instrumento experimental desarrollado tiene una sensibilidad mayor a 10^{-6} .

Se encontraron variaciones de los tiempos de relajación inmediatos a la excitación óptica con respecto a: el voltaje de polarización externo, la fluencia de excitación y la región de incidencia del haz de bombeo. Estas variaciones son atribuidas principalmente a la baja densidad de campo eléctrico entre los electrodos, debido a la gran separación entre las líneas ($300 \mu\text{m}$).

**Instrumentación de la técnica de Reflectancia-Termo-Transitoria (TTR)
para la caracterización de la dinámica ultrarrápida de portadores de carga
en semiconductores.**

by
Ramírez Guerra Catalina

Abstract

In this work a Time Resolved Spectroscopy technique based on Transient-Thermo-Reflectance was implemented to characterize the ultrafast dynamics of charge carriers in an arrangement of coplanar transmission lines fabricated on GaAs working as THz antennas. The experimental setup is a pump-probe system which consists on an array of non-collinear autocorrelator using a ultrashort-pulsed laser beam with a time width of ~ 200 femtoseconds. These pulses reach excitation fluence capable of disturbing the sample to induce, detect and simultaneously study the transient processes of electron dynamics and energy transfer on time scales of picosecond and subpicosecond. The developed instrument has a sensitivity larger than 10^{-6} . Changes on the relaxation times immediately to the optical excitation were found respect to: external bias voltage, excitation fluence and focussing incidence position of pump beam. This changes are mainly attributed to the low density of electric field between the electrodes, due to the large separation between the lines ($300 \mu\text{m}$).

Capítulo 1

Introducción

La aparición de los láseres desde 1960 (1-1) [2], ha generado avances científicos y tecnológicos que a su vez han servido para desarrollar nuevas y diferentes fuentes de luz coherente incluso láseres de pulsos ultracortos (con anchos temporales del orden de femtosegundos). El uso de estos láseres se extiende a las ramas del conocimiento en donde se estudien procesos tan cortos temporalmente. Por otro lado la potencia pico de salida de estos pulsos es suficientemente alta para realizar tareas y/o producir procesos que no pueden ser generados por el uso de un láser en modo continuo (CW). La capacidad de concentrar la energía de salida tanto temporal como espacialmente hacen de los láseres de pulsos ultracortos la única herramienta capaz de medir escalas temporales de estas magnitudes así como reproducir y/o estudiar efectos no lineales en la materia.



Figura 1-1: *Dr. Theodore Maiman de Hughes Research Laboratories [1]*

El trabajo de ésta tesis fue la instrumentación de la técnica Transient-Thermo-Reflectance (TTR), capaz de medir procesos transitorios de escala temporal de picosegundos y subpicosegundos. El arreglo consiste de un sistema bombeo-prueba que es un interferómetro de Michelson (autocorrelador). Fueron implementadas una serie de técnicas para reducir ruido en las mediciones, obtenido con cada una mejores relaciones señal/ruido. Este método se implemento para

estudiar la dinámica electrónica de los portadores de carga en una antena fotoconductive de arsenuro de galio (GaAs), ante cambios de diferentes variables. La antena es excitada ópticamente con un pulso láser de ancho temporal ~ 200 fs. Entre las respuestas ante excitación óptica del GaAs se encuentra la generación de radiación en THz, ésta señal está ligada a la dinámica electrónica, y a la vez es un ejemplo donde se requiere una técnica capaz de caracterizar dichos tiempos.

La tesis consta de cinco capítulos y cuatro apéndices. El primer capítulo aborda las aplicaciones de los láseres pulsados y se describe la espectroscopía de resolución temporal. También se describen dos métodos que se complementan para encontrar la posición donde los pulsos de prueba y bombeo se traslapan temporal y espacialmente. El segundo capítulo trata acerca de la dinámica electrónica de los portadores en GaAs con y sin depósito de Au; se describen los procesos transitorios así como sus tiempos de duración producidos por la excitación óptica. Los detalles de la técnica TTR y el método experimental seguido, se encuentran en el tercer capítulo. Al final del mismo se encuentra el modelo teórico de ajuste de las curvas de Reflectancia transitoria y el procedimiento del programa de algoritmos evolutivos.

El capítulo cuatro trata del modelo teórico de ajuste y de los resultados obtenidos de los tiempos de relajación electrónica (inmediatos a la excitación), en una serie de experimentos donde varían el voltaje externo de polarización, la posición de incidencia del haz en la antena y la fluencia de excitación. En el quinto capítulo se muestran las conclusiones de tales experimentos y las posibles explicaciones de los comportamientos encontrados.

Por último hay cuatro apéndices: en el primero se explica el proceso para generar pulsos ultracortos en el láser Ti:zaf. El segundo refiere a la técnica de la navaja para medir el radio o tamaño del spot del haz láser. Las especificaciones de la oblea de GaAs se encuentran en el tercer apéndice. En el cuarto se explica el método de medición usando un “lock-in” y se justifica el uso del modulador opto-mecánico modulando un solo haz. Finalmente se explica el programa de automatización del dispositivo experimental.

Bibliografía

- [1] PÁGINA DEL 50 ANIVERSARIO DEL LÁSER 2010 EN COLABORACIÓN DE APS, OSA, SPIE E IEEE-PS <http://www.laserfest.org/lasers/history/early.cfm>
- [2] HECHT EUGENE. *Optica*. Ed Addison Wesley Iberoamericana, Madrid, 2000. pp 722.

Capítulo 2

Óptica ultrarrápida

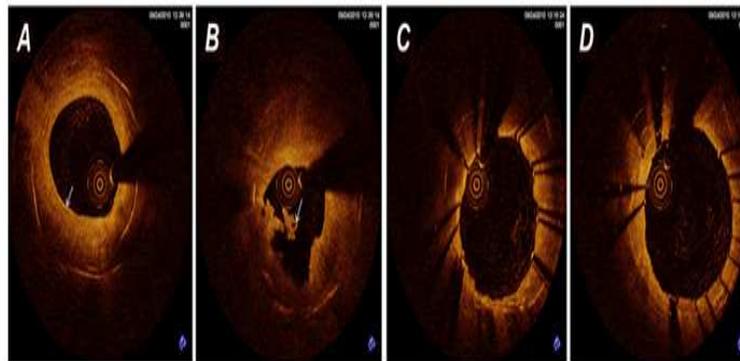
Un láser pulsado emite paquetes de ondas electromagnéticas como producto de procesos de modulación intracavidad ultrarrápidos. Cuanto menor sea la duración del pulso mayor será el pico de intensidad. La energía a la salida de láseres pulsados, puede ser concentrada tanto temporal como espacialmente por lo cual existe una gran cantidad de aplicaciones en casi todas las áreas del conocimiento y desarrollo. Con ellos pueden realizarse actividades que requieren características extremas tales como un control preciso para realizar operaciones quirúrgicas (como cirugía refractiva) o bien, dotar a científicos de una fuerza controlable para contener un plasma como el generado en experimentos de cosmología [1]. Además son la única herramienta con la que pueden estudiarse fenómenos de la naturaleza en escalas de unos cuantos picosegundos y subpicosegundos.

Entre estas fuentes se encuentran los láseres de pulsos (con ancho temporal) de femtosegundos, algunas de sus aplicaciones son el procesamiento y estudio, tanto de materiales como de óptica no lineal en diferentes sistemas, físicos, químicos, biológicos y de ingeniería.

Algunos ejemplos son:

- Espectroscopía y obtención de imágenes.
 - Espectroscopía no lineal: Dispersión Estimulada de Raman (SRS por sus siglas en ingles).
 - Detección y toma de imágenes de procesos biológicos, como Tomografía de coherencia óptica (OCT), figura (2-1a) [2].

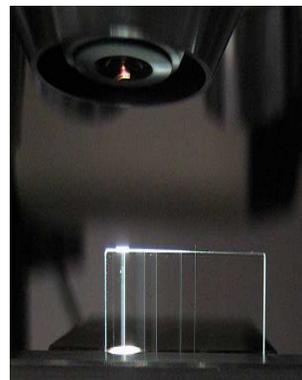
- Generación de luz blanca supercontinua con aplicaciones en espectroscopía y toma de imágenes.
 - Espectroscopia de resolución temporal, de lo cual trata este trabajo de tesis.
- Fabricación de microdispositivos y microestructuras (micromaquinado) [1].
- Polimerización de dos fotones (2PP).
 - Deposición por láser pulsado (PLD), figura (2-1b).
 - Escritura láser de guías de onda fotónicas para crear dispositivos de microfluidos con sistema de detección óptica y medición, figura (2-1c)



(a) *Imágenes obtenidas con la técnica OTC de la arteria coronaria.*



(b) *Deposición por láser pulsado (PLD).*



(c) *Escritura láser de guías de ondas.*

Figura 2-1: Aplicaciones de láseres pulsados.

2.1. Espectroscopía Ultrarrápida

La interacción entre la materia y la energía hace posible conocer propiedades de la materia al recopilar medidas de los procesos resultantes de dicha interacción. Existen diferentes tipos de espectroscopias de acuerdo a la energía incidente (luz, ondas sonoras, etc), el proceso de interacción (absorción, reflexión, transmisión, fluorescencia) y la materia (átomos, moléculas, etc).

La interacción materia y energía en forma de luz hace posibles varias aplicaciones de los láseres. Cuando la materia es expuesta a un haz óptico intenso, ocurren una serie de fenómenos transitorios (lineales y no-lineales) como reflexión, absorción, o SHG entre otros como se muestra en la figura (2-2)

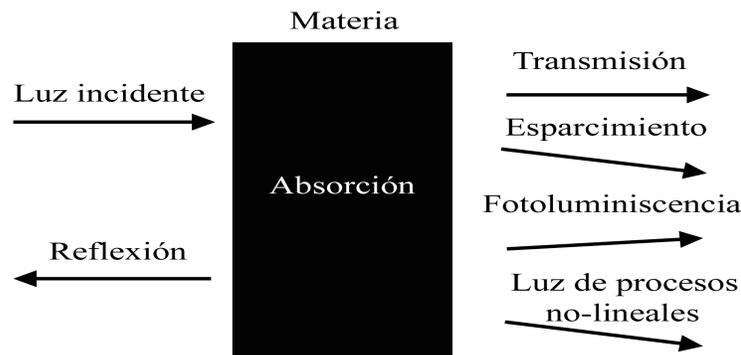


Figura 2-2: Procesos resultantes de la interacción de luz-materia.

Con un detector colectamos la luz resultante de alguno de estos procesos (obteniendo medidas de intensidad), dado que el detector tiene un tiempo de respuesta mucho mayor que la duración del proceso ocasionado por el pulso, entonces, se obtiene un promedio de la señal en un tiempo determinado, pero que no contiene información del proceso transitorio.

Para poder obtener información del proceso transitorio es necesario realizar mediciones del mismo en diferentes tiempos (en escalas de picosegundos y subpicosegundos). La idea de usar un pulso para capturar un evento transitorio surgió en 1867 con la fotografía estroboscópica, mientras que el primer experimento usando un láser pulsado, en un sistema de bombeo-prueba con retardo, fue utilizado para medir la reflectancia transitoria en una muestra de Germanio [8].

La espectroscopía ultrarrápida o de resolución temporal, se basa en el uso de láseres de pulsos ultracortos (del orden de fs). Consiste en “observar” un proceso ultrarrápido y transitorio con un pulso láser para poder conocer la evolución temporal de dicho proceso. Un método es el uso de un sistema bombeo-prueba.

Las medidas obtenidas con éste arreglo tienen resolución temporal de picosegundos y subpicosegundos debido al uso de pulsos ultracortos con un ancho temporal de varios fs. En esta técnica un pulso láser, entrante al arreglo experimental, es dividido en uno intenso llamado pulso de bombeo y uno débil llamado pulso de prueba. El bombeo es usado para inducir procesos fuera de equilibrio a través de excitación óptica ultrarrápida en una muestra; induce procesos transitorios. En un arreglo experimental tipo Michelson no colineal, se controla y varía la longitud de camino óptico del haz de prueba, consiguiendo un retraso temporal entre los dos pulsos. Para cada retardo (posición de una platina de traslación), la prueba toma una “fotografía instantánea” del proceso transitorio, llegando a un área del detector un número de fotones por unidad de tiempo, que éste integrará y promediará. Esta medida promedio corresponde a la intensidad promedio para un retardo en la curva de Intensidad de la señal reflejada o transmitida del pulso de prueba. El sistema de bombeo-prueba se muestra en la figura (2-3) para detección de Reflectancia.

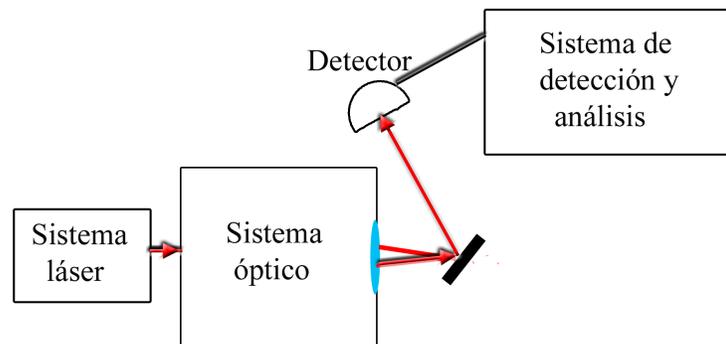


Figura 2-3: Sistema de prueba-bombeo.

2.2. Ancho temporal del pulso y retardo cero

Para poder realizar estudios de procesos ultrarrápidos generados de la interacción luz-materia, es necesario conocer el ancho temporal del pulso, ya que este representa nuestra escala

de medida temporal. Otro parámetro de igual importancia es el retardo cero: el tiempo en el cual dos pulsos se traslapan en tiempo y espacio en un arreglo tipo autocorrelador como el usado para realizar este trabajo y descrito en la sección anterior.

Existen diferentes técnicas para caracterizar un pulso (conocer su intensidad y fase), pueden clasificarse como autoreferenciadas y las que utilizan un pulso de referencia. Dentro del primer grupo se encuentra la autocorrelación que puede ser de intensidad o interferométrica [4].

La autocorrelación de intensidad nos proporciona una estimación del ancho temporal, aunque no mide la forma del pulso. Además de proporcionar una estimación del ancho temporal es posible conocer la posición del retardo cero (retardo en el que los dos pulsos se superponen completamente). Esta técnica consiste en dividir un haz en dos réplicas, retardar uno con respecto del otro y sobreponerlos sobre un material que tradicionalmente es no lineal. El campo eléctrico resultante de la respuesta de este material será proporcional al producto de los campos de los haces traslapados. La intensidad de esta señal será proporcional al producto de las intensidades de los haces incidentes [6]:

$$I_{material} \propto (t, \tau) \alpha I(t)I(t - \tau) \quad (2-1)$$

La intensidad de la señal es medida por un detector “lento” comparado con los anchos temporales de los pulsos que inciden en la muestra, por lo que en realidad la medición es una integral en el tiempo definida como autocorrelación de intensidad ó de segundo orden:

$$A^2(\tau) = \int_{-\text{inf}}^{\text{inf}} I(t)I(t - \tau)dt \quad (2-2)$$

La posición del retardo cero, como se mencionó antes puede ser obtenida por la autocorrelación, ya que corresponde al tiempo para el cual ésta alcanza su máximo, momento en el que los pulsos se traslapan completamente. La autocorrelación puede ser obtenida de la respuesta temporal de un material no-lineal como el cristal β -borato de bario o de un absorbedor saturable como un filtro de color. En este trabajo se aplicaron ambas técnicas de conversión de frecuencias no lineal y saturación de absorción para la medida del ancho temporal de los pulsos y localización del tiempo de retardo cero, las cuales se describen en las siguientes secciones.

2.2.1. Generación de segundo armónico y suma de frecuencias

Cuando la luz incide en un material induce una polarización dentro del mismo, si la intensidad de ésta es muy alta entonces la respuesta óptica dependerá de los términos de orden superior del campo eléctrico aplicado, según la ecuación de la polarización:

$$P(t) = P_{(1)}(t) + P_{(2)}(t) + P_{(3)}(t) + \dots = \epsilon_0(\chi_{(1)}E(t) + \chi_{(2)}E^2(t) + \chi_{(3)}E^3(t) + \dots) \quad (2-3)$$

donde $P_{(i)}$ es la polarización no lineal de i-ésimo orden y $\chi_{(i)}$ es la susceptibilidad de i-ésimo orden, para $i \neq 1$ el cual corresponde a efectos lineales. Además P es función del tiempo.

Uno de los procesos no lineales asociado a χ_2 es Sum Frequency Generation (SFG). Dos haces no colineales de luz intensa inciden en un material con frecuencias ν_1 y ν_2 respectivamente, a su salida, se observará luz de las mismas frecuencias de excitación y de la suma y resta de éstas frecuencias. En la figura (2-4) se muestra el diagrama de niveles energéticos de la SFG, considerando un sistema material-fotones.

Este proceso es de baja eficiencia, depende principalmente de la fase relativa entre los dos

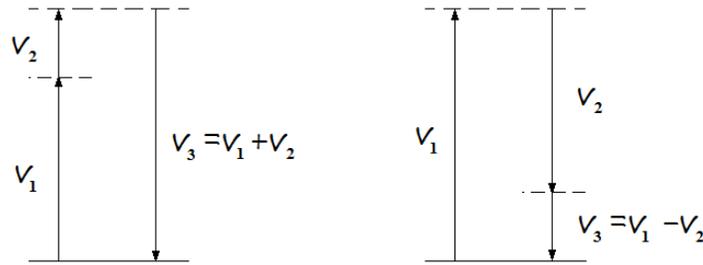


Figura 2-4: Diagrama de niveles energéticos de SFG.

campos incidentes y la onda emitida por el material, como respuesta a dichos campos. El fotón resultante es la suma (resta) de dos fotones (incidentes) por lo cual debe conservarse la energía y el momento, a la vez estas condiciones servirán para aumentar la eficiencia del proceso encontrando condiciones necesarias para maximizar la generación.

Debe conservarse la energía de donde concluimos que $h\nu_3 = h\nu_1 + h\nu_2$ o $h\nu_3 = h\nu_1 - h\nu_2$. A la vez se conserva el momento, a lo que se le llama empatamiento de fases (*phase-matching*). La

Intensidad de la señal obtenida a la salida del material es proporcional a:

$$I\nu_3 \propto \left| \frac{e^{i\Delta kL} - 1}{\Delta kL} \right|^2 = \frac{\sin^2(\Delta kL/2)}{(\Delta kL/2)^2} \quad (2-4)$$

donde L es la longitud de penetración dentro del material. El término de la derecha indica que la Intensidad generada por procesos no lineales alcanzará su máximo cuando $\Delta kL/2 = 0$ por lo que $\Delta k = 0$, es decir:

$$k_1 + k_2 = k_3 \text{ usando que } k = \frac{n\omega}{c} \text{ con } \omega = 2\pi\nu \quad (2-5)$$

$$\text{obtenemos que } n_1\omega_1 + n_2\omega_2 = n_3\omega_3 \quad (2-6)$$

Un caso particular de SFG es la Generación de Segundo armónico (*SHG* por sus siglas en inglés) mostrado como diagrama de bloques en (2-5) donde la luz incidente son dos haces de frecuencia ν_1 y ν_2 , a la salida del material la luz tiene frecuencias iguales a ν_1 , ν_2 y $2\nu_1$.

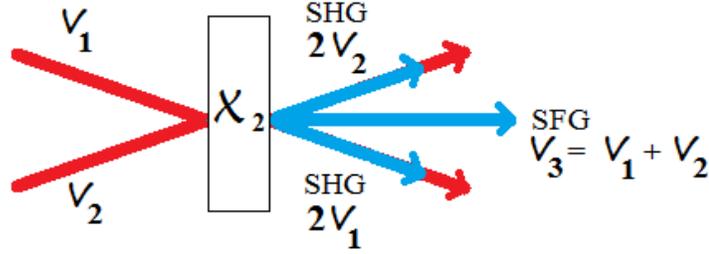


Figura 2-5: Diagrama de niveles energéticos de SFG.

A partir de la ecuación de conservación de la energía podemos escribir $h\nu_3 = h\nu_1 + h\nu_2$ de donde concluimos que $\nu_3 = 2\nu_1$, para $\nu_1 = \nu_2$.

Considerando que (en éste trabajo) la polarización de los dos haces incidentes es la misma entonces el phase-matching es tipo I. Al satisfacer ésta condición dada por (2-6), con $\omega_1 = \omega_2$ concluimos que:

$$2n_1\omega_1 = n_3\omega_3 \text{ lo cual implica que } n_1 = n_3 \text{ ya que } \omega_3 = 2\omega_1 \quad (2-7)$$

Sin embargo el índice de refracción de un material no puede ser el mismo para dos diferentes fre-

cuencias, pues varía según ésta. Para cumplir esta condición y por lo tanto el phase-matching, es necesario modificar o encontrar condiciones bajo las cuales se cumpla (2-7) y es posible usando cristales birrefringentes. Existen dos formas; la modificación del índice de refracción del material variando su temperatura y; la variación del ángulo de incidencia respecto al cristal. En éste caso se utilizó un cristal uniaxial (β -borato de bario). Si el campo eléctrico incidente tiene vector de propagación paralelo al eje del cristal, viajará a través del material con la misma velocidad (sin que el material sufra cambios en el índice de refracción, para estas direcciones), éste es el rayo ordinario. El rayo extraordinario viaja en otra dirección por lo cual cambia su velocidad, el índice de refracción depende del ángulo entre el vector de propagación y el eje del cristal. Por lo anterior al variar el ángulo del cristal respecto al haz incidente se alcanza un intervalo de ángulos en los que la condición $n_1 = n_3$ es posible. De esta manera se eficientiza el proceso de phase-matching y consecuentemente se maximiza la intensidad de la señal de SFG y SHG.

Si el pulso incidente tiene un perfil gaussiano, entonces la autocorrelación también será representada por una función gaussiana. El ancho de la autocorrelación cumple:

$$\sigma_{A^2} = \sqrt{2}\sigma_{pulso} \quad (2-8)$$

Por lo que un ajuste teórico gaussiano de las medidas experimentales, proporcionará el ancho temporal del pulso a través de (2-8) y el retardo cero corresponderá al tiempo en el que dicho ajuste alcance su máximo.

2.2.2. Absorbedores saturables

Los absorbedores saturables tienen características aplicables relacionadas con el uso de fuentes láser, estas son: a) el nivel de irradiancia necesario para producir saturación, la respuesta temporal ante un pulso de luz, la absorción y las propiedades espectrales. Cuando un pulso láser que contiene fotones con determinada energía incide en un material, estos excitarán a los portadores de carga dentro del material provocando una disminución de la población del estado

base éste comportamiento es modelado con la ecuación [3]:

$$n(t) \propto \frac{n_0}{(1 + (I/I_s))} e^{-(1+I/I_s)t} \quad (2-9)$$

donde n_0 es la población del estado base e I_s es la irradiancia de saturación del material.

La respuesta temporal de un filtro saturable se define como, el tiempo (t_r) requerido para que la señal normalizada de absorción decaiga a $1/e$ a partir de su máximo y puede expresarse como [7]:

$$t_r \propto \alpha[1/(1 + (I/I_s))] \quad (2-10)$$

Dicha respuesta es casi instantánea como se muestra en la figura (2-6); la figura muestra el comportamiento del coeficiente de absorción bajo iluminación y sin iluminación constante para una intensidad de saturación I_s . En el t_0 de la gráfica anterior el coeficiente de absorción

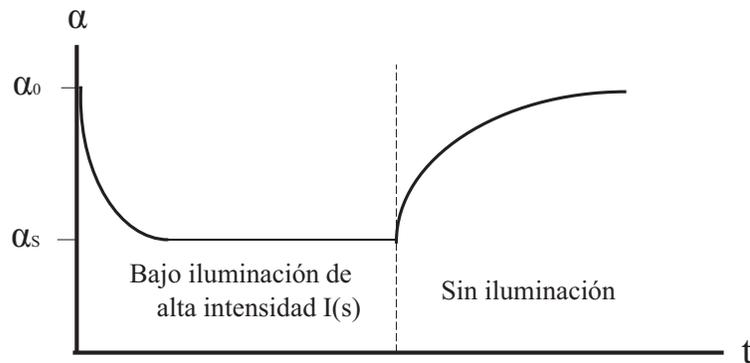


Figura 2-6: *Comportamiento temporal del coeficiente de absorción de un filtro saturable.*

es α_0 , correspondiente a luz poco intensa (efectos lineales). Al iluminar el material con luz intensa como la de un haz láser el coeficiente de absorción disminuye. Lo anterior se debe a una disminución de la densidad de población del estado base por la excitación de portadores de carga a niveles energéticos superiores; ocurre un efecto de saturación y parte de la luz incidente puede ser transmitida [3].

Cualitativamente la cantidad de luz transmitida es inversamente proporcional al coeficiente de absorción, esto se puede ver en la figura (2-7)

Como este proceso ocurre bajo iluminación intensa es un método para conocer (sólo de manera aproximada), la posición del retardo cero. El máximo de ésta señal de intensidad depende

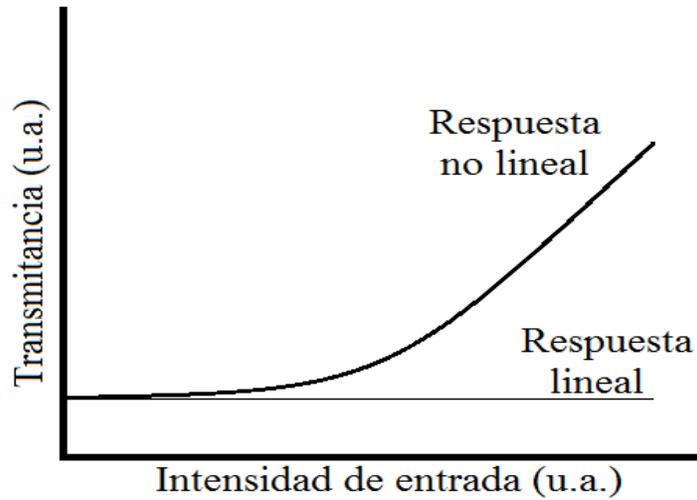


Figura 2-7: *Transmitancia de un absorbedor saturable.*

del ángulo de incidencia del haz; puede sufrir un corrimiento si el ángulo es remplazado por su opuesto respecto a la normal del plano que contiene a lente de enfoque (2-8). Lo anterior se debe a la variación de la distancia recorrida por cada uno de los haces incidentes en el filtro y por tanto un corrimiento del tiempo de retardo cero.

Éste método es una forma relativamente sencilla de aproximar la posición del retardo cero, sólo es necesario incidir un haz con intensidad igual o mayor a la intensidad de saturación del material. La técnica complementa al método descrito anteriormente que utiliza SHG.

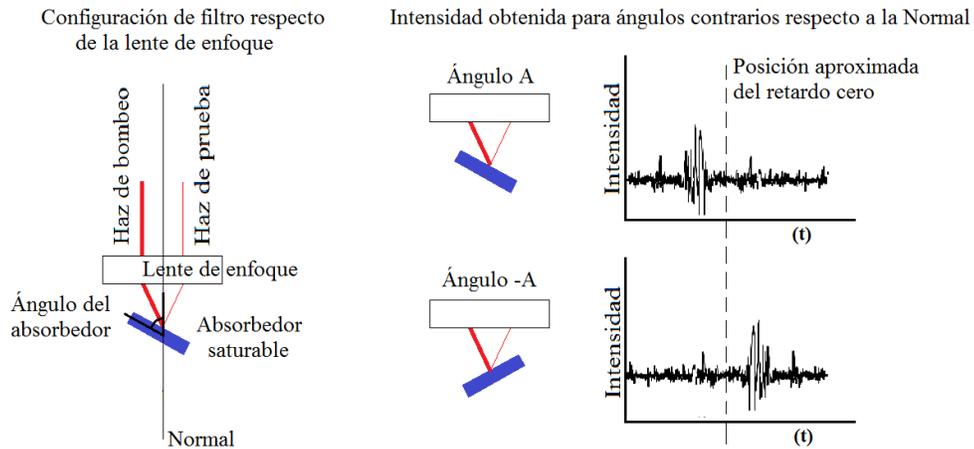


Figura 2-8: *Izquierda arreglo del filtro respecto a la lente. Derecha diferencia en el corrimiento de la señal obtenida al variar el ángulo del filtro.*

Bibliografía

- [1] *The Science and Applications of Ultrafast, Ultraintense Lasers (SAUUL)*. Washington DC, Junio 17-19, 2002.
- [2] DR. IGUER F. ALADRO MIRANDA, DRA. LÁZARO ROSA, ET AL. *Tomografía de Coherencia Óptica y Angiografía coronaria como complemento en decisiones terapéuticas*. CorSalud, Revista de enfermedades cardiovasculares. Vol. 4 No. 4 2012.
- [3] MICHAEL HERCHER *An analysis of Saturable Absorbers* Applied Optics, May 1967, Vol. 6. No. 5
- [4] <http://www.iqo.uni-hannover.de/ultrafastlaseroptics.html>
- [5] GARDUÑO-MEJÍA JESÚS *Ultrashort Pulse Shaping and Characterization* Centro de Ciencias Aplicadas y Desarrollo Tecnológico , UNAM. Laboratorio de Pulsos Ultracortos.
- [6] TREVINO RICK *Frequency-Resolved Optical Gating: The Measurement of Ultrashort Laser Pulses* Ed Springer Science. 1^{ra} edición. New York, 2000
- [7] SIEGMAN ANTHONY E. *Lasers* University Science Books. Mill Valley, California. 1986
- [8] PAMELA M. NORRIS, ANDREW P. CAFFREY, ROBERT J. STEVENS, ET AL. *Femtosecond pump-probe nondestructive examination of materials*. Rev. Sci. Instrum. 2003, 74:1

Capítulo 3

Dinámica Ultrarrápida en Antenas de THz

En esta sección se explica la dinámica de portadores de carga en antenas de THz que fueron caracterizadas por medio de la técnica de espectroscopía de resolución temporal TTR. Las antenas bajo estudio están basadas en líneas de oro depositadas en un sustrato de GaAs. Las técnicas para construir la antena fueron fotolitografía para hacer el patrón usando una resina fotosensible, y evaporización para depositar el oro. Fueron desarrolladas por un estudiante del Grupo de Fotónica de Microondas [1].

3.1. Introducción

Los semiconductores son materiales eléctricamente aislantes en el cero absoluto (≈ -273.15 °C), al aumentar la temperatura su resistividad disminuye. Los electrones están ligados a sus átomos, la banda de valencia se encuentra ocupada y la banda de conducción vacía. Al excitar térmicamente a los portadores de carga pasan de una banda de energía totalmente llena (donde no hay conducción) a otra banda desocupada, en esta última los electrones pueden moverse libremente. Por lo anterior muchas de las propiedades de estos materiales son explicadas por la estructura de sus bandas y las interacciones electrónicas haciendo uso de técnicas que aumentan la temperatura del material.

Cuando un electrón es excitado deja su estado ligado pasando de la banda de valencia a la

de conducción, donde hay un continuo de estados y puede moverse en toda la red del cristal, generando conductividad eléctrica. Este electrón es una cuasi-partícula, cuyo tiempo de vida es ~ 1 ps en antenas de THz. A la vez en la banda de valencia se crea una cuasi-partícula nombrada hueco, que tiene las características opuestas a las del electrón y puede ser visto como un portador de carga positiva. Este hueco es ocupado por un electrón de la misma banda y el hueco que éste dejó lo llenará otro electrón de valencia y así sucesivamente, por lo que el hueco produce movimiento de cargas, i.e. conducción eléctrica.

Los electrones pueden ser excitados usando luz visible, el material absorbe energía al ser iluminado y si la energía del fotón es mayor o igual a la banda prohibida (*bandgap*) provoca una conductividad transitoria. Este es el principio de funcionamiento de aparatos detectores o recolectores de luz como los fotodiodos.

3.2. Dinámica ultrarrápida de red y electrónica en semiconductores

Cuando un pulso láser ultracorto incide y es absorbido en un semiconductor este se relaja en cuatro etapas [3]: a) excitación de portadores; b) termalización, c) difusión de portadores libres y d) efectos térmicos y estructurales [4]. Estos procesos aunque corresponden a diferentes escalas de tiempo ocurren traslapándose como se muestra en la figura (3-1).

3.2.1. Excitación de portadores

El proceso dominante de excitación de portadores es la absorción de fotones con energía mayor al bandgap. Otro proceso de excitación es la absorción multifotón cuyo incremento es proporcional a la intensidad del pulso. Existen otros procesos de excitación que serán descritos más adelante.

Los procesos coherentes tienen duraciones cortas debido al esparcimiento, que provoca el desfase entre el campo eléctrico de excitación y el campo eléctrico de respuesta del material. Después de que se pierde la coherencia los portadores de carga son libres. La absorción de fotones por estos portadores libres incrementa la energía del plasma de electrones-huecos, sin alterar la

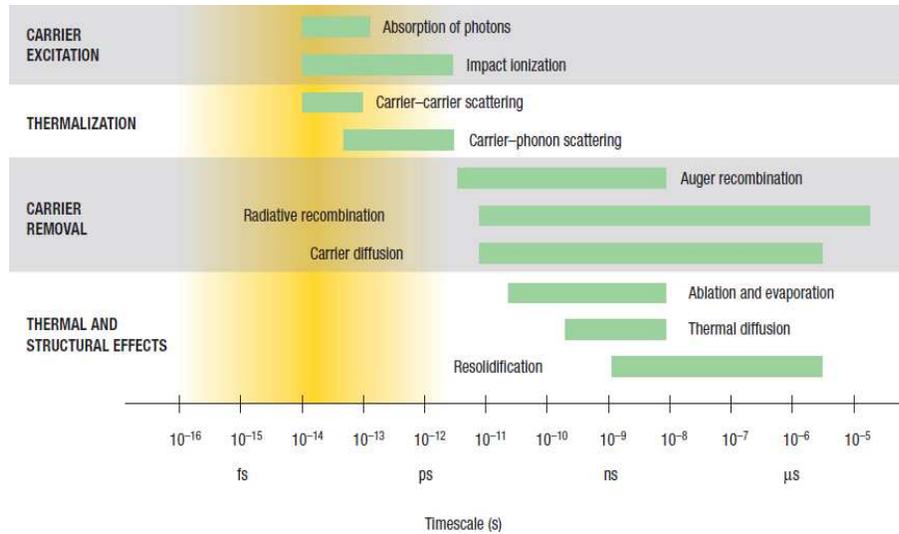


Figura 3-1: *Procesos transitorios y su duración en un semiconductor excitado ópticamente con un pulso ultracorto [4].*

población.

Los procesos de excitación son: excitación por un fotón (3-2 A), al causar saturación comienza a surgir absorción multifotón (3-2 B) creando más portadores libres y finalmente la relajación de los portadores más energéticos pueden crear más portadores por ionización de impacto (3-2 C).

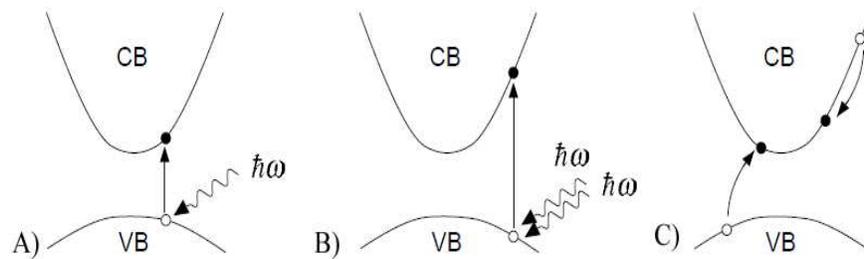


Figura 3-2: *Excitación de portadores en un semiconductor. A) Excitación por un fotón. B) Absorción multifotón. C) Ionización de impacto*

3.2.2. Procesos de relajación

Estos procesos de relajación electrónica incluyen tanto la disminución de los portadores libres y la disipación de energía de los mismos. Estos procesos son mostrados en la figura (3-3).

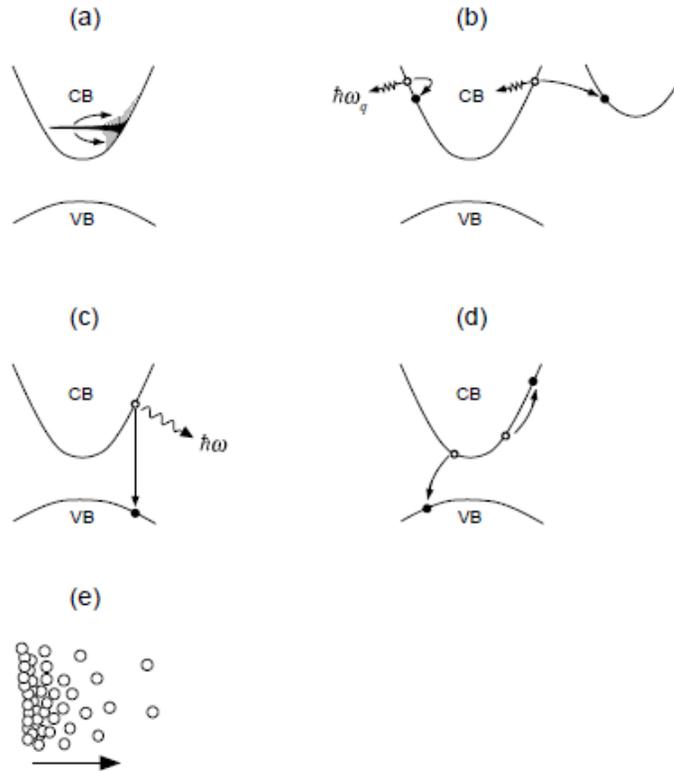


Figura 3-3: Representación de los procesos transitorios en un semiconductor excitado ópticamente con un pulso ultracorto. A, B) Termalización fuera de equilibrio. C) Recombinación radiativa. D) Recombinación no radiativa. E) Difusión de portadores.

Termalización

Después de ser excitados los portadores son redistribuidos en la banda de conducción logrando una termalización (fuera de equilibrio). Estos procesos ocurren en los primeros 20 fs [5], inmediatamente después de la excitación. El primero es un proceso de dispersión portador portador, no existe pérdida de energía ni de población de portadores excitados, pero si genera un desfase en menos de ≈ 10 fs En el segundo (electrón-fonón) los portadores pierden o ganan energía por absorción o emisión de un fonón. No cambia la población pero si hay pérdida de energía por emisión espontánea de fonones, transferidos a la red.

Difusión de portadores libres

Cuando los portadores y la red están en equilibrio el material tiene una temperatura bien definida. Pero existe un exceso de portadores libres con respecto al estado de equilibrio térmico por lo cual ese exceso de portadores se elimina por recombinación electrón-hueco o por difusión fuera de la región de excitación. Estos procesos ocurren en una escala de tiempo de 1 ns [7]. La recombinación puede ser radiativa y no radiativa, en la primera un fotón es emitido por un portador para liberar el exceso de energía (luminiscencia).

La recombinación no radiativa incluye diferentes procesos. Recombinación Auger donde un electrón se recombina con un hueco y el exceso de energía excita a un electrón de la banda de conducción. Por lo cual la energía del plasma de portadores excitados es la misma y la energía por portador aumenta, aunque disminuye la población de portadores libres. Otro proceso es la difusión de portadores que los remueve fuera de la región de excitación sin modificar la población de portadores libres.

Efectos estructurales y térmicos

El material es calentado cuando es excitado por un pulso ultracorto y alcanza su temperatura de equilibrio en pocos ps. Si la temperatura de la red alcanza el punto de fusión o ebullición se derrite o evapora aunque no de manera inmediata. Primero se genera esta fase en la superficie del material. La energía del pulso se convierte a energía cinética de los iones de la red, entonces las moléculas o grupos de iones pueden abandonar la superficie provocando ablación.

La difusión térmica evita la expansión de ésta fase ya que enfría la región fotoexcitada. Sí no ocurren cambios de fase el material alcanza la temperatura ambiente (en ms), de lo contrario se resolidifica o condensa pero la estructura o fase pueden ya no ser las originales [6] figura (3-4).

De las secciones anteriores se observa que los procesos de excitación y relajación son complejos; ocurren diferentes procesos de excitación a la vez y la relajación puede comenzar al mismo tiempo que la excitación. Simultáneamente provocan cambios estructurales (que pueden o no regresar a su estado original dependiendo de la fluencia de excitación), que a su vez modificarán a sus predecesores. Esta interacción genera un gran número de portadores libres y es la dinámica electrónica de portadores y de la red.



Figura 3-4: Representación de los procesos transitorios en un semiconductor excitado ópticamente con un pulso ultracorto. A) Difusión térmica, B) Ablación. C) Resolidificación o condensación.

3.3. Dinámica de portadores en antenas fotoconductoras

Después de haber descrito los procesos que pueden ocurrir en el sustrato después de la excitación a continuación describiremos los procesos que suceden en el sustrato con líneas de transmisión depositadas en él (3-5).

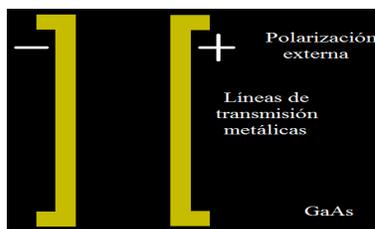


Figura 3-5: Antena fotoconductoras con polarización externa.

La dinámica electrónica (en el sistema “líneas de transmisión-sustrato”), se debe principalmente a dos procesos ultrarrápidos: a) la polarización instantánea inducida por un pulso óptico y b) el transporte de portadores generados debido a la polarización externa del arreglo y la polarización instantánea [8].

Cuando el pulso láser incide en la antena induce cambios ultrarrápidos del transporte de fotocorriente:

$$env \tag{3-1}$$

donde e es la carga de los portadores, n la densidad de portadores y v la velocidad de los portadores. A su vez éstos generan radiación electromagnética, ya que toda carga acelerada

emite radiación aunado a recombinación radiativa descrita anteriormente (para el GaAs la frecuencia es de THZ). Los procesos que intervienen en los cambios de la fotocorriente son dos:

- La aceleración de los fotoportadores por efecto del campo eléctrico externo:

$$en \frac{\partial v}{\partial t} \quad (3-2)$$

- El cambio ultrarrápido de la densidad de portadores debido a la excitación óptica cuando un pulso de fs incide en el sustrato

$$ev \frac{\partial n}{\partial t} \quad (3-3)$$

Simultáneamente ocurren los procesos vistos en las secciones anteriores. Todos estos procesos son influidos por efectos de carga espacial (inducidos por polarización externa) debidos principalmente por la distribución no uniforme del campo eléctrico inducido (factor importante en la generación de radiación [9], ya que éste acelera a los portadores). La distribución de carga en este arreglo bajo polarización externa no es uniforme; el campo se concentra cerca del electrodo positivo.

Para dos electrodos depositados en GaAs y sometidos a un voltaje de polarización externo (sin pulso de excitación) se observa un campo eléctrico no uniforme. En un arreglo con separación de 80 μm el 90 % del potencial aplicado puede concentrarse dentro de 5 μm alrededor del electrodo positivo [9]. Cerca del ánodo se genera una región de carga espacial provocada por atrapamiento (trap-occupancy) de portadores. Los electrones son más susceptibles de caer en estos estados en comparación a los huecos. Entonces el ánodo tiene acumulación de electrones y pérdida de huecos, éste cambio en la densidad de portadores por atrapamiento genera una región de carga espacial fija. El comportamiento del transporte de portadores depende del voltaje aplicado.

En el mismo arreglo pero considerando la incidencia de un pulso ultrarrápido cerca del ánodo existe una inyección de corriente y una iluminación no uniforme, provocando una disminución de la carga espacial cerca del electrodo positivo debido a los huecos creados por la excitación de electrones. Lo anterior provoca un apantallamiento del campo debido a la polarización externa. Esto ocasiona que la dirección de la velocidad de los portadores (entre los electrodos) se

vuelva aleatoria provocando colisiones y la pérdida de la fotocorriente. La señal de la radiación emitida contendrá información de la dinámica electrónica; la señal es la derivada temporal de la fotocorriente esto sucede en la generación de THz [11].

Por lo anterior observamos que en el electrodo positivo el campo eléctrico aumenta (trap-enhanced field TEF) por:

- Efectos geométricos distribución no uniforme del campo
- Cambios de la carga espacial (por trap-occupancy)
- Inyección de fotoportadores (principal proceso responsable del apantallamiento)

Bibliografía

- [1] PAZ MARTÍNEZ GAUDENCIO *Instrumentación de una fuente de radiación THz con espectro controlado*. Tesis en proceso. UNAM México, 2014-2015
- [2] KITTEL, CHARLES *Introduction to solid state physics* John Wiley & Sons, Inc. USA, 8th ed. 2005.
- [3] *The Science and Applications of Ultrafast, Ultraintense Lasers (SAUUL)*. Washington DC, Junio 17-19, 2002.
- [4] S. K. SUNDARAM, E. MAZUR *Inducing and probing non-thermal transitions in semiconductors using femtosecond laser pulses* Nature Materials, 2002, Vol. 1.
- [5] LI HUANG *Semiconductors under Ultrafast Laser Excitation: Optical Studies of the Dynamics*. Harvard University Cambridge, Massachusetts October, 1997.
- [6] E. N. GLEZER, Y. SIEGEL, L. HUANG, E. MAZUR *The behavior of χ_2 during laser-induced phase transitions in GaAs*. Phys. Rev. B. 51, 1995
- [7] P. T. LANSBERG. *Recombination in Semiconductors*. Cambridge, Cambridge University Press (1991).
- [8] Z. S. PIAO, MASAHIKO TANI, KIYOMI SAKAI. *Carrier Dynamics and Terahertz Radiation in Photoconductive Antennas*. Jpn. J. Appl. Phys. Vol. 39 Part 1 No. 1, January 2000.
- [9] STEPHEN E. RALPH AND D. GRISCHKOWSKY *Trap-enhanced electric fields in semiconductors: The role of electrical and optical carrier injection*. Appl. Phys. Lett. 59 (16), 14 October 1991.

- [10] D KRÖKEL, D. GRISCHKOWSKY, M. B. KETCHEN *Subpicosecond electrical pulse generation using photoconductive switches with long carrier lifetimes*. Appl. Phys. Lett 54(11). March 1989.
- [11] P UHD JEPSEN, R. H. JACOBSEN, AND S. R. KEIDING *GENERATION AND DETECTION OF TERAHERTZ PULSES FROM BIASED SEMICONDUCTOR ANTENNAS*. J. Opt. Soc. Am. B/Vol. 13, No. 11. November 1996.

Capítulo 4

Método Experimental

Para conocer los tiempos de la dinámica electrónica en un par de líneas de transmisión depositadas en GaAs, se implemento la técnica TTR. El dispositivo experimental es un interferómetro de Michelson, un autocorrelador no colineal. Este representa un sistema de prueba-bombeo con línea de retardo. Los datos experimentales medidos con un detector de Si son enviados a un detector sensitivo a la fase (Lock-in Amplifier Stanford Research Systems, SR810), para extraer datos correspondientes a una frecuencia de referencia. Para cada retardo se obtiene una Intensidad promedio. El total de estas medidas para un intervalo de tiempo representa una curva de Intensidad de Reflectancia Transitoria. Este procedimiento fue realizado por la automatización con un programa en LabView del sistema: Estación de traslado-Adquisición de datos.

4.1. Sistema bombeo-prueba

El experimento constó de dos partes, obteniendo en cada una: a) el tiempo correspondiente al retardo cero y la medida del ancho temporal del pulso y b) la curva de Intensidad de Reflectancia Transitoria ($\Delta R/R$). En ambos casos el sistema experimental es el mismo, con ligeras modificaciones para obtener la señal de Reflectancia. El diagrama del sistema bombeo-prueba se muestra en la figura (4-1) El haz entrante al sistema proviene de un láser de Ti:zaf (Coherent MIRA 900), bombeado con un láser Verdi (Coherent 7G) que emite un haz de salida con longitud central de 532 nm con una potencia entre 5.25-7 W (otras de sus especificaciones se

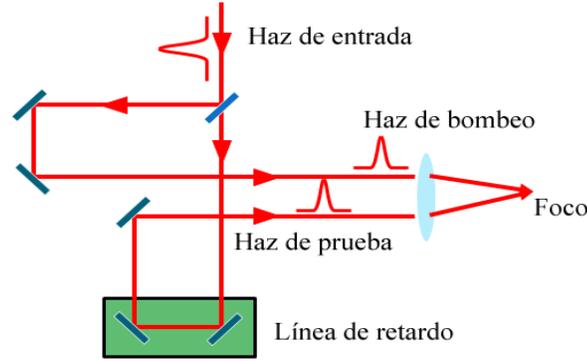


Figura 4-1: Diagrama del sistema prueba-bombeo.

encuentran en el apéndice C). El láser Ti:zaf tiene una potencia media de ≈ 0.3 W en ML y ≈ 0.5 W en CW. El ancho temporal de los pulsos es ≈ 200 fs @ 800 nm. La tasa de repetición de los pulsos es 76 MHz mientras que la energía de cada pulso es $\approx 3.95 \times 10^{-9}$ J.

Un divisor de haz tipo “Beam Sampler” cortado en cuña (BSF05-B Thorlabs, 1:10 [2]), el cual divide el pulso de entrada en un pulso de prueba (débil) y un pulso de bombeo (intenso). El pulso de bombeo sigue una trayectoria fija dentro del sistema.

El haz de prueba es desviado a un espejo cúbico (Hollow Mirror) montado en una estación móvil que representa lo que se conoce como línea de retardo. La estación de traslado es una platina (PI, M414.3PD [3]), cuyo desplazamiento mínimo es $1 \mu\text{m}$.

Este retraso entre los pulsos genera una diferencia de camino óptico, para obtenerlo se considera que el tiempo de retardo (t_r) es igual a la diferencia de camino óptico ($\Delta C.O.$) entre la velocidad del pulso (c), entonces:

$$t_r = \Delta C.O./c = 2d/c \quad (4-1)$$

$\Delta C.O. = C.O._{prueba} - C.O._{bombeo}$, d es la distancia recorrida por el espejo cúbico en la línea de retardo a partir de la posición donde $\Delta C.O. = 0$ (retardo cero) como se ilustra en la figura (4-2). El haz de prueba recorre la misma distancia que el espejo, después se refleja en él y regresa paralelamente, recorriendo la misma distancia.

Los dos haces inciden paralelos en un doblete acromático (Edmund, NT45-794 para infrarrojo cercano) cuya distancia focal es de 30 mm. Este compensa efectos de distorsiones espacio-

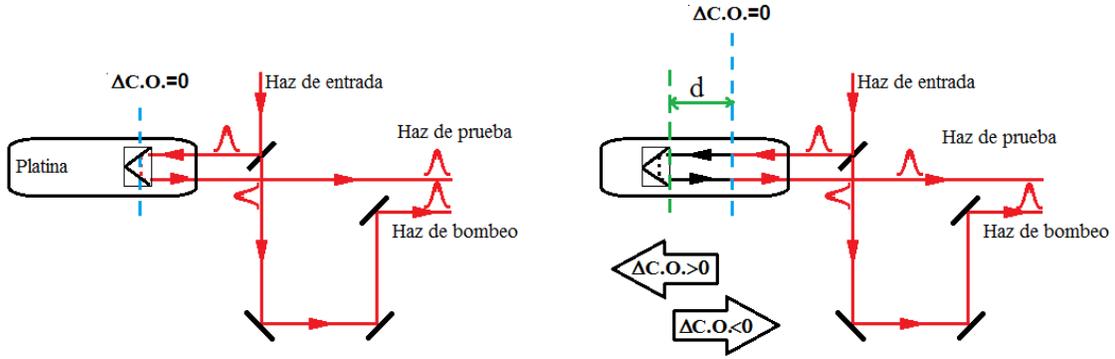


Figura 4-2: Diferencia de camino óptico.

temporales generados por la aberración cromática y esférica de los pulsos de femtosegundos [4]. El diámetro del spot en el foco es $\approx 6\mu\text{m}$. Esta medida fue obtenida por el método de la navaja (apéndice B). La fluencia de excitación es $\approx 10\text{J}/\text{m}^2$.

4.2. Obtención del retardo cero

Para localizar el traslape espacio-temporal de los pulsos en la posición focal de la lente acromática, a la salida del sistema descrito en la sección anterior y en el punto focal de la lente fue colocado un cristal $\beta - BBO$ de $100\mu\text{m}$, casi paralelo a la lente de enfoque (evitando retroreflexiones debido a que esto introduce ruido en la detección). Los haces de luz a la salida del cristal se propagan en diferentes direcciones. La señal de interés correspondiente a SFG, fue filtrada del resto empleando diafragmas y un filtro azul para bloquear el NIR @ 800nm , como se muestra en la figura (4-3) y poder medir su Intensidad.

Debido a la diferencia de intensidades entre los haces de bombeo y prueba no es fácil ver la señal de suma de frecuencias. Para lograr la condición de phase-matching en este trabajo se implementaron dos formas: a) rotar el cristal sobre dos de sus ejes y b) usar una placa retardadora acromática (Thorlabs, centrada 800nm) para cambiar la polarización de los haces. El cristal es colocado frente a la lente acromática (girando sobre el eje Z , como se muestra en la figura (4-4), con una inclinación tal que las reflexiones de los haces incidan sobre la montura de la lente y no sobre ella, reduciendo en parte el ruido debido a esparcimiento. A la vez evita

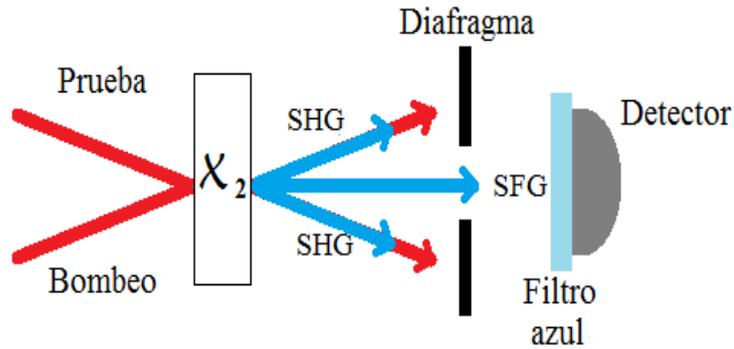


Figura 4-3: Arreglo experimental para encontrar el retardo cero usando un cristal no lineal.

que las retrorreflexiones entren a la cavidad láser, de hacerlo perturban el sistema provocando la pérdida de Mode-Locking.

Posteriormente se modifica la polarización de los haces. En un plano a la salida del cristal se logra que la intensidad de SHG generado por el haz de prueba sea ligeramente visible, rotando la placa retardadora a la entrada del sistema y variando la distancia entre la lente y el cristal. Posteriormente con ligeros recorridos de la platina se busca la señal correspondiente a SFG. Una vez encontrado el retardo cero, el cristal fue rotado sobre el eje Y maximizando la condición phase matching.

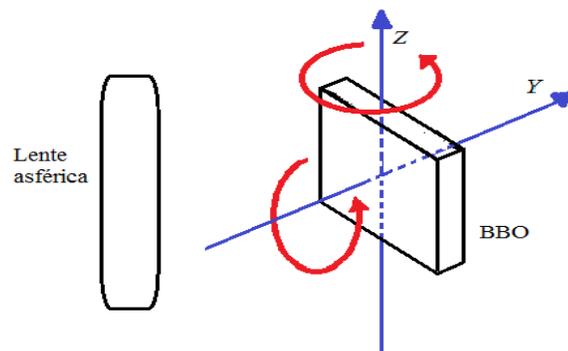


Figura 4-4: ejes de rotación del cristal para optimizar la señal SFG.

Otra técnica para aproximar la posición del retardo cero es el uso de un absorbedor saturable en este caso un filtro azul pasa banda (Comar, 390GB25). En el sistema descrito anteriormente sólo remplazamos el cristal por un filtro de color que atenúa en $800 \text{ nm} \approx 10\%$. Debe tener

una inclinación respecto a la normal del plano que contiene a la lente de esférica, evitando retrorreflexiones. El montaje experimental se muestra en la figura (4-5)

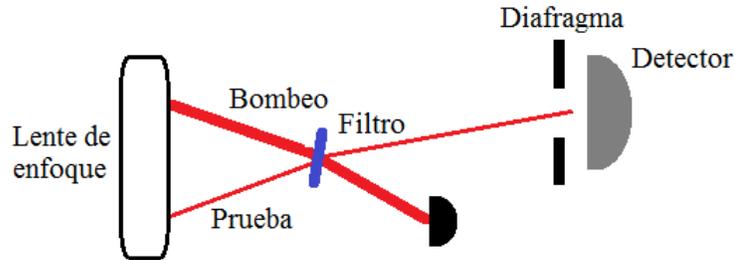


Figura 4-5: *Arreglo experimental para encontrar el el retardo cero usando un filtro azul.*

4.3. Obtención de la señal de Intensidad de Reflectancia ($\Delta R/R$)

El dispositivo experimental es similar al descrito en la sección anterior cambiando la posición del detector y remplazando el cristal β -BBO por una antena fotoconductiva con una inclinación tal, que permite seleccionar y medir la señal de Reflectancia (4-6). El haz de bombeo es más

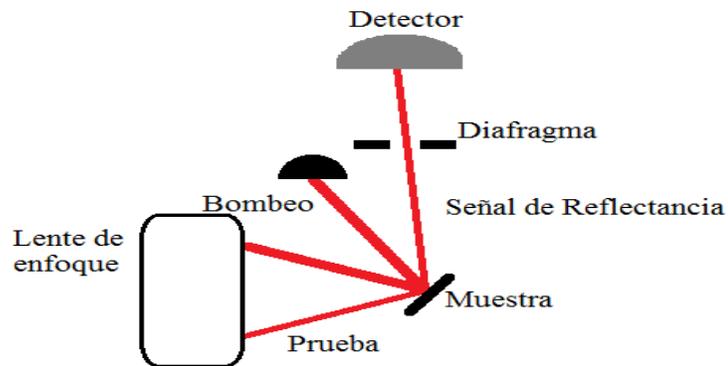


Figura 4-6: *Arreglo experimental para encontrar la señal de Intensidad de Reflectancia.*

intenso ($>90\%$) que el haz de prueba, al incidir sobre la muestra genera esparcimiento en todas direcciones incluyendo la dirección de propagación de la señal de reflectancia a medir, además sus intensidades son comparables. Para filtrar el ruido generado por esparcimiento se utilizaron diferentes técnicas: a) uso de trampas de luz y diafragmas, b) mediciones en campo lejano y c) mediciones moduladas a diferentes frecuencias haciendo uso de un chopper y enviando las medidas experimentales a un amplificador sensitivo a la fase. Cada una de éstas técnicas serán

descritas en las siguientes secciones.

La antena esta constituida por un rectángulo (corte de una oblea) de GaAs, cuyas dimensiones son $\approx 10 \times 8$ mm y grosor de $625 \mu\text{m}$. En el GaAs fueron depositados un par de líneas paralelas de transmisión de Au por evaporación. Las dimensiones de las líneas se muestran en la figura (4-7). La longitud de las líneas es 5 mm y su grosor $50 \mu\text{m}$. La separación entre ellas es $300 \mu\text{m}$. La señal de reflectancia, depende de variables que pueden ser manipuladas con material y equipo de laboratorio tales como: el voltaje de polarización externo ($V_{P_{ext}}$) el cual a su vez varia la corriente (I) que pasa através del circuito; la región de incidencia del haz láser respecto a las líneas de transmisión y; la fluencia de excitación óptica que es la energía por pulso por unidad de área incidente. Para modificar este parámetro fue colocado un atenuador variable a la entrada del sistema. Variando estos parámetros fueron realizados una serie de experimentos.

La figura (4-7) muestra el circuito en serie compuesto por la antena fotoconduktiva, la fuente de voltaje y un amperímetro. La Intensidad de Reflectancia fue medida para variaciones de $V_{P_{ext}}$ en una posición fija entre las líneas de transmisión. Este procedimiento se repitió para diferentes posiciones alrededor del electrodo positivo. Otro experimento consistió en mantener constante $V_{P_{ext}}$ mientras la región de incidencia es variable.

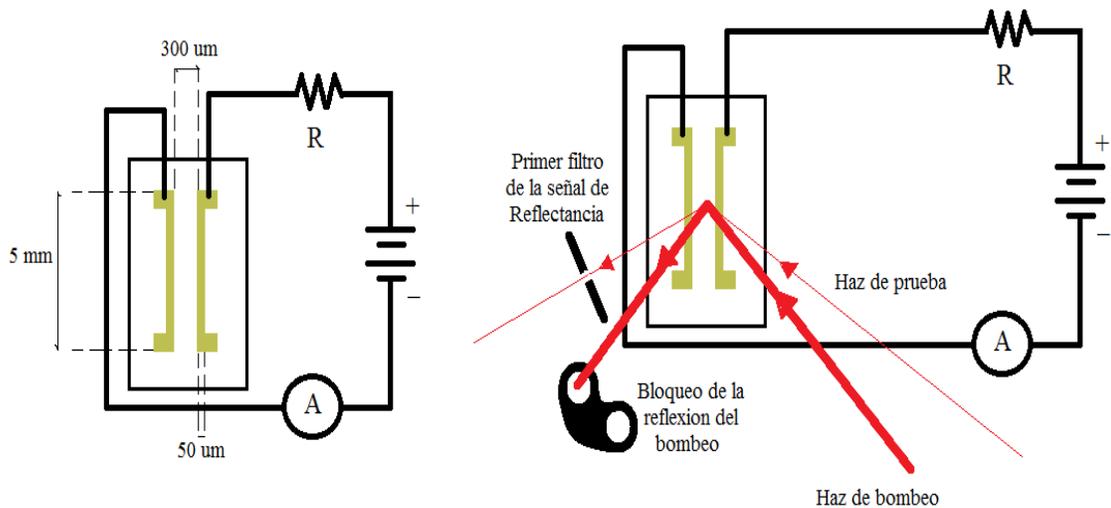


Figura 4-7: Izquierda: Dimensiones y conexiones de la antena. Una fuente de voltaje alimenta el circuito compuesto por la antena conectada en serie con una resistencia de valor fijo, mientras un multímetro mide la corriente. Derecha: Haces incidentes y reflejados, selección de la señal de Reflectancia.

Los pulsos bombeo y prueba inciden en la antena como se muestra en la figura anterior y generan esparcimiento. Otra fuente de esparcimiento debido a la llegada de los haces al sustrato, es la posible incidencia de la frontera de uno de ellos sobre el oro depositado (línea de transmisión). Lo anterior se debe a: la inclinación de la antena $\approx 45^\circ$ respecto del plano de la lente de enfoque y, al espesor de las líneas de transmisión (decenas de nm) como se muestra en la figura (4-8).

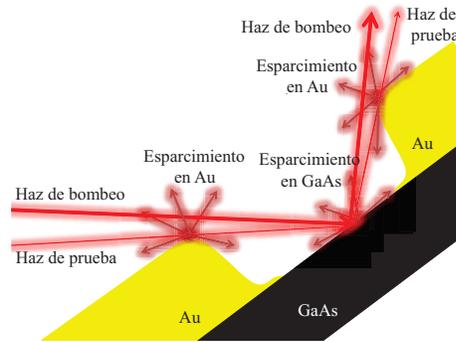


Figura 4-8: *Esparcimiento por incidencia de haces en la muestra.*

El esparcimiento viaja en todas direcciones. Para filtrar la señal de interés se utilizaron una serie de diafragmas a lo largo del recorrido de la señal hasta llegar al detector. El haz de bombeo reflejado fue bloqueado con una trampa de luz. El grosor de la pared de dicha trampa es comparable a la distancia entre los haces ≈ 2 mm, por lo que también se genera esparcimiento. El haz de Reflectancia atraviesa un diafragma, la luz de esparcimiento que atraviesa con ella, se separa del haz por viajar en diferentes direcciones. Si el haz de Reflectancia viaja una distancia suficientemente larga (en éste caso ≈ 80 cm), se separará de la luz que contiene ruido y que viaja en direcciones muy cercanas a la misma. El haz pasa a través de atenuadores (considerando que el voltaje máximo de entrada al Lock-In es 1 V). Finalmente cerca del detector se coloca un tubo de diámetro interno de 3 mm que limita la luz incidente en el detector. El tubo funciona como un filtro espacial. La figura (4-9) muestra de manera esquemática el trayecto recorrido por la señal de Reflectancia y la figura (4-10) muestra el dispositivo experimental. El ruido que logra llegar al detector será disminuido por el uso del Lock-In.

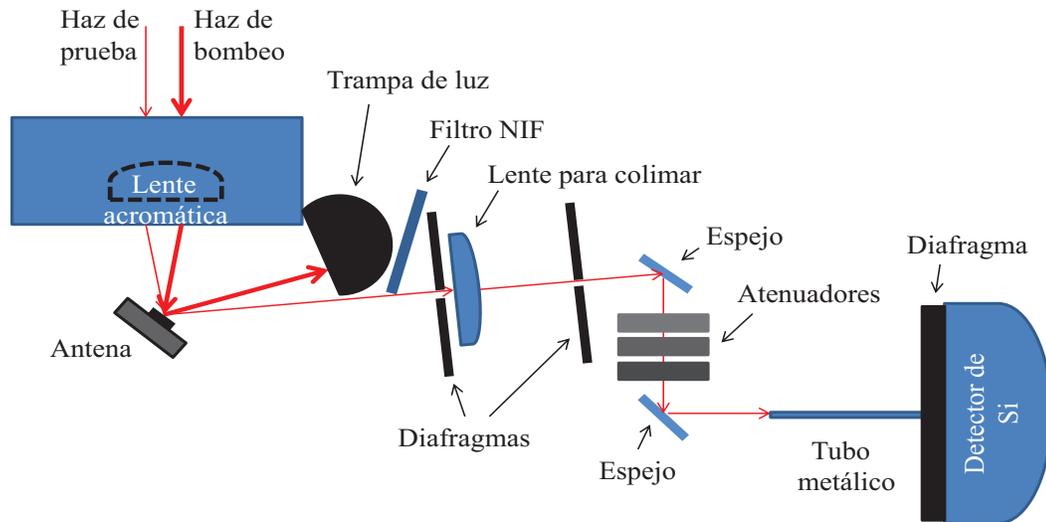


Figura 4-9: *Trayecto de la señal de Reflectancia.*



Figura 4-10: *Montaje experimental.*

4.3.1. Programa de automatización en LabView para la adquisición de datos

Se llevaron a cabo mediciones con diferentes intervalos de tiempo < 20 ps considerando que la corriente circulando por la muestra puede quemar la antena (debido a procesos térmicos provocados por fluencias altas). Las medidas son promedios de varias corridas de tomas de datos experimentales (de Intensidad & tiempo). Para realizar el análisis de los tiempos de relajación

fueron tomados intervalos de tiempo de ≈ 4 ps, (variación de paso 1 μm). Las corridas de mayor duración (> 10 ps), muestran el comportamiento de la señal, en tres regiones de tiempo, diferenciadas por el tamaño de paso en cada una.

La etapa de traslación consta de una platina cuyo desplazamiento mínimo es 1 μm el cual corresponde a 3.34 fs acorde a 4-1. Para cada desplazamiento (retardo entre los pulsos de bombeo y prueba) fue medida la intensidad de la luz a analizar usando un detector (Thorlabs, DET10A-Si) con un tiempo de respuesta de 1 ns [1]. La luz incidente en el detector genera una fotocorriente que se traduce en un voltaje. El haz de bombeo fue modulado usando un chopper opto-mecánico así la señal detectada tendría una frecuencia dada (en este caso de 2000 Hz) y separada del ruido debido a esparcimiento (en los diferentes elementos del sistema).

En el caso de detección de SFG los dos haces fueron modulados, obteniendo medidas con menor ruido (Apéndice D).

En los tres casos (antena, cristal y filtro) la medida obtenida por el detector de Si es transmitida al Lock-in y a una Tarjeta de Adquisición de Datos (National Instruments, DAQmx NT-USB-6211). Estas dos medidas son usadas para calcular el cambio transitorio de la Reflectancia $\Delta R/R$, disminuyendo los efectos de variaciones de potencia del láser Ti:zaf, por lo que se eliminan posibles fluctuaciones no ocasionadas por esparcimiento.

La automatización del sistema constó de dos etapas que se unen en un solo programa (Apéndice D). La platina es controlada por comandos dados por el fabricante los cuales son compatibles con Lab-View. El tamaño del desplazamiento y el tiempo de espera en esta posición son controlados por el usuario. Para cada posición el detector de Si mide una Intensidad promedio, esta es enviada al Lock-in (ΔR) y a la DAQmx (R), las dos medidas son registradas en el programa con los que calcula el cociente $\Delta R/R$ para cada tiempo y crea un archivo de datos (dado por el usuario, en la dirección que elija), y una gráfica en tiempo de Intensidad contra posición (retardo). El programa también se realiza la conversión de distancia a tiempo (ps) de acuerdo con 4-1. Al final de la corrida muestra una gráfica de Intensidad contra tiempo (ps)

El procedimiento se repite para la cantidad de corridas dadas por el usuario. Las medidas de Intensidad de cada corridas son anexadas por columnas en el archivo de datos. Cuando todas las corridas han sido realizadas el programa calcula el promedio de ellas, guardando los datos

en la última columna del archivo de datos.

Bibliografía

- [1] <https://www.thorlabs.com/catalogpages/V21/1570.PDF>
- [2] <http://www.thorlabs.com/catalogpages/V21/846.PDF>
- [3] <http://www.physikinstrumente.com/product-detail-page/m-413-701754.html>
- [4] F. C. ESTRADA-SILVA, J. GARDUÑO MEJÍA, M. ROSETE AGUILAR, ET. AL. *Aberration effects on femtosecond pulses generated by nonideal achromatic doublets*. Appl. Opt. 48, 4723-4734, 2009.

Capítulo 5

Resultados y análisis

Los resultados obtenidos en este trabajo se dividen en dos secciones. La primera se refiere a el ancho temporal del pulso y la localización del retardo cero.

La dinámica electrónica depende de diferentes variables intrínsecas (del material) y extrínsecas relacionadas con la excitación de la muestra. En la segunda parte de este capítulo se muestran los resultados obtenidos para una serie de experimentos que dependen de variables extrínsecas.

5.1. Retardo cero y ancho temporal del pulso

Para poder conocer la posición del retardo cero fueron utilizadas dos técnicas, la primera incluye el uso de un filtro de color (absorbedor saturable) y la segunda el uso de un cristal β -BBO (cristal birrefringente). La primer técnica solo sirve para aproximar la posición del retardo cero ya que el máximo de la señal depende de la inclinación del filtro respecto a la lente de enfoque (capítulo 2). Una vez aproximada la posición del retardo se utiliza el cristal para conocer dicha posición.

La curva obtenida de la señal de luz transmitida del filtro de color se muestra en la figura (5-1), donde se compara con la señal de SFG. Se observa un corrimiento de los máximos, el de SFG corresponde al retardo cero mientras que el máximo de Transmisión se desplaza hacia un lado debido al ángulo del filtro respecto al plano de la lente acromática.

Por otro lado la figura (5-2) muestra la curva de Intensidad de la señal de SFG, obtenida al

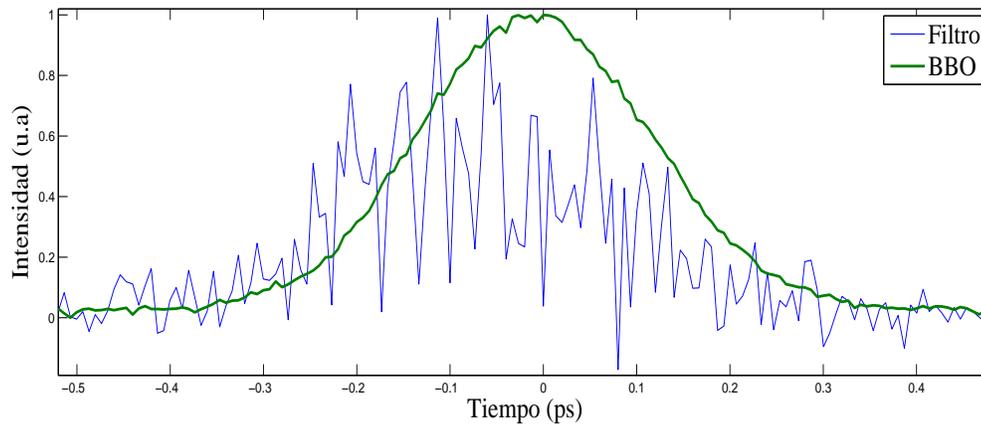


Figura 5-1: *Intensidad de transmitancia del filtro comparada con la señal SFG obtenida por el uso del cristal β -BBO.*

excitar el β -BBO. De acuerdo a la relación entre el ancho de Autocorrelación de segundo orden y el ancho temporal del pulso, el valor obtenido fue 163 fs con un RMS= 0.0865.

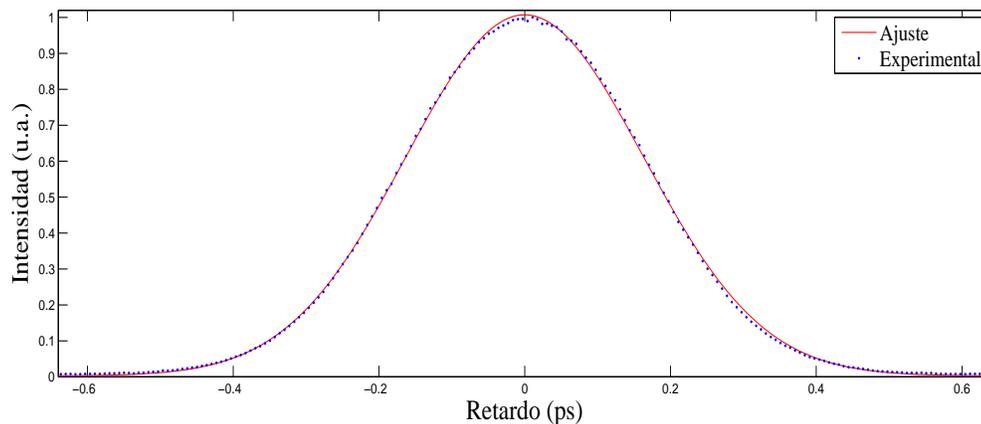


Figura 5-2: *Ajuste gaussiano y datos experimentales de la señal SFG obtenida por el uso del cristal β -BBO.*

La posición del retardo cero corresponde al valor máximo de la autocorrelación anterior. Este parámetro varía (cambios \pm 1 mm), con pequeños cambios en los caminos ópticos de los haces ocasionados por fallas en la alineación del láser Ti:zaf, debidas a desajustes de las monturas dentro de la cavidad posiblemente por efectos térmicos. Por lo anterior el retardo cero debía ser calculado cada vez que el láser perdía la alineación o era realineado. Estos cambios ocurrían aproximadamente cada 2 meses.

5.2. Reflectancia transitoria

Las medidas de Intensidad de Reflectancia fueron ajustadas considerando tres tiempos correspondientes a diferentes momentos de excitación y relajación de la antena fotoconductiva, variando diferentes parámetros.

5.2.1. Modelo de ajuste de datos experimentales

Considerando la relación entre la dinámica de portadores y la respuesta óptica del material, entonces la señal de Reflectancia dependerá de un tiempo t_1 que consideraremos constante, correspondiente al ancho temporal del pulso de bombeo que excita a los portadores de carga; de un tiempo de relajación inmediato a la excitación t_2 y un tiempo de relajación para procesos con mayor duración t_3 , tal que $t_2 < t_3$.

Los procesos de dinámica electrónica dependen de la fluencia de excitación. La cual es la energía del pulso incidente, por unidad de area (spot de incidencia). Esta dependencia dificulta el poder asociar tiempos determinados a cada proceso (de la dinámica electrónica en la antena), además de considerar, que algunos de ellos se traslapan en tiempo.

Aún así, aproximadamente podemos asociar algunos procesos a cada uno de los tiempos del ajuste teórico de acuerdo con la teoría del capítulo 4. El tiempo t_1 correspondería a: la excitación de portadores de carga (absorción de fotones); ionización por impacto; dispersión portador-portador y dispersión portador-fonón. El tiempo t_2 correspondería probablemente a dispersión portador-portador y dispersión portador-fonón. Finalmente t_3 correspondería a: dispersión portador-fonónl y al régimen de recombinación: recombinación Auger y recombinación radiativa además de difusión de portadores.

De acuerdo con estos tiempos podemos representar la Intensidad de Reflectancia transitoria ($\Delta R/R$) como producto de decaimientos exponenciales [2] en función del tiempo t : correspondiente a cada retardo entre los pulsos de bombeo y prueba:

$$R = A \{1 - \exp(-t/t_1)\} \{ \exp(-t/t_2) \} + B \{1 - \exp(-t/t_2)\} \{ \exp(-t/t_3) \} + C \{1 - \exp(-t/t_3)\} \quad (5-1)$$

Para poder realizar el ajuste teórico de las curvas experimentales acorde con (5-1) se hace uso de un código de algoritmos evolutivos. El programa consta de las siguientes etapas:

1. Dadas una serie de valores iniciales para los parámetros a ajustar (en éste caso: A, B, C, t_2 y t_3), llamados génes. Este conjunto de génes serán definidos como un “padre1”
2. Obtener “padre2” a partir de una mutación de “padre1”
3. Obtener n “hijos” por recombinación de “padre1” y “padre2” más una tasa de mutación de cada gen.
4. Calcular los valores de $R_{teorico}$ para cada “hijo”.
5. Calcula el error RMS entre $R_{teorico}$ y $R_{experimental}$.
6. Renombra a “padre2”=“ $hijo_i$ ”, tal que $RMS_i < RMS_{j,j \neq i}$.
7. Repite los pasos anteriores hasta obtener un RMS < a una cota dada por el usuario o el número de iteraciones sea mayor a 1000.
8. De esta forma los parámetros calculados corresponden al individuo que se aproxima mejor a los datos experimentales, bajo un criterio de error mínimo.

5.2.2. Resultados de la Intensidad de la señal de Reflectancia

Una vez que ha sido encontrada la posición del retardo cero (sección anterior), fue medida la señal de Reflectancia-Termo-Transitoria para líneas de transmisión rectas y paralelas de Au depositadas en GaAs. La señal fue medida en un intervalo que contiene al retardo cero, ya que es en ésta región, donde los pulsos de bombeo y prueba se traslapan; es (en ésta región), donde el pulso de prueba puede “fotografiar” los cambios inducidos en la antena por la excitación óptica del pulso de bombeo. En las siguientes secciones se muestran los resultados obtenidos según el ajuste teórico dado por (5-1), de las curvas de Intensidad de Reflectancia transitoria usando el programa de algoritmos evolutivos descrito en la sección anterior. En cada experimento el parámetro de interes es t_2 . Los valores de la Reflectancia transitoria dependen del tiempo. Cada tiempo corresponde a un retardo entre los pulsos. A la vez esta señal depende de otras variables como: el voltaje externo de polarización aplicado, la posición de incidencia del haz sobre el sustrato y la fluencia de excitación como se mencionó antes. En las siguientes tres secciones se reportan los resultados para diferentes combinaciones de dichos parámetros.

Resultados de señal de Reflectancia bajo polarización externa variable y región de incidencia del haz constante

En éste experimento la región de incidencia del haz corresponde al punto medio entre los electrodos. Cada curva de Reflectancia corresponde a un valor de corriente inducida. La corriente depende del voltaje externo aplicado por lo cual varía al modificar éste último.

A continuación se muestran los análisis de cuatro diferentes conjuntos de datos experimentales usando una resistencia de $100\text{ k}\Omega$ en las figuras (5-3 a 5-6). Los diferentes conjuntos de datos fueron medidos en diferentes días y bajo condiciones ambientales muy parecidas, obteniendo resultados reproducibles.

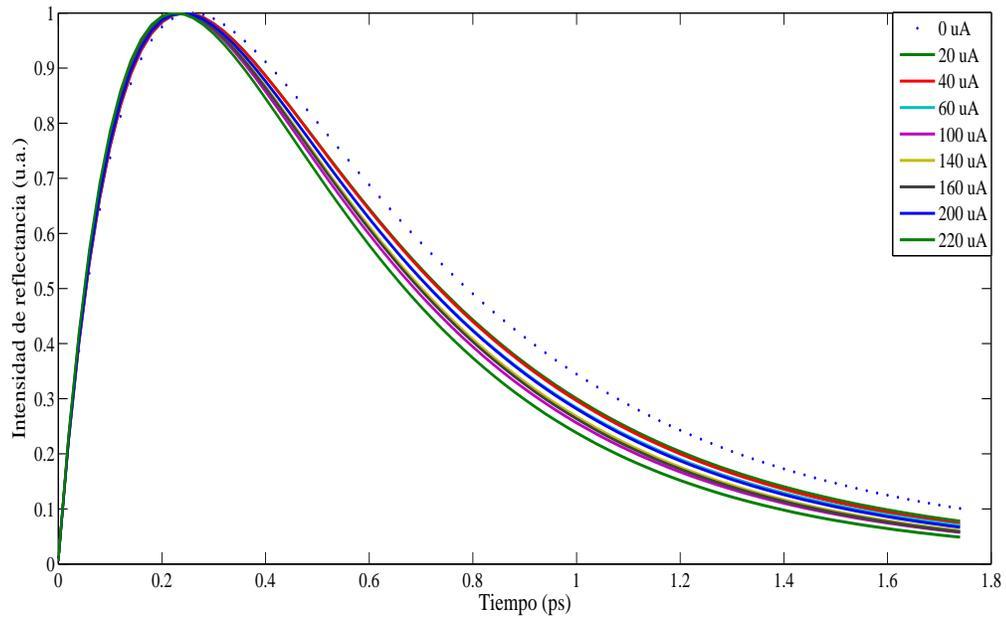


Figura 5-3: Ajustes de la señal de Reflectancia, del primer conjunto de datos.

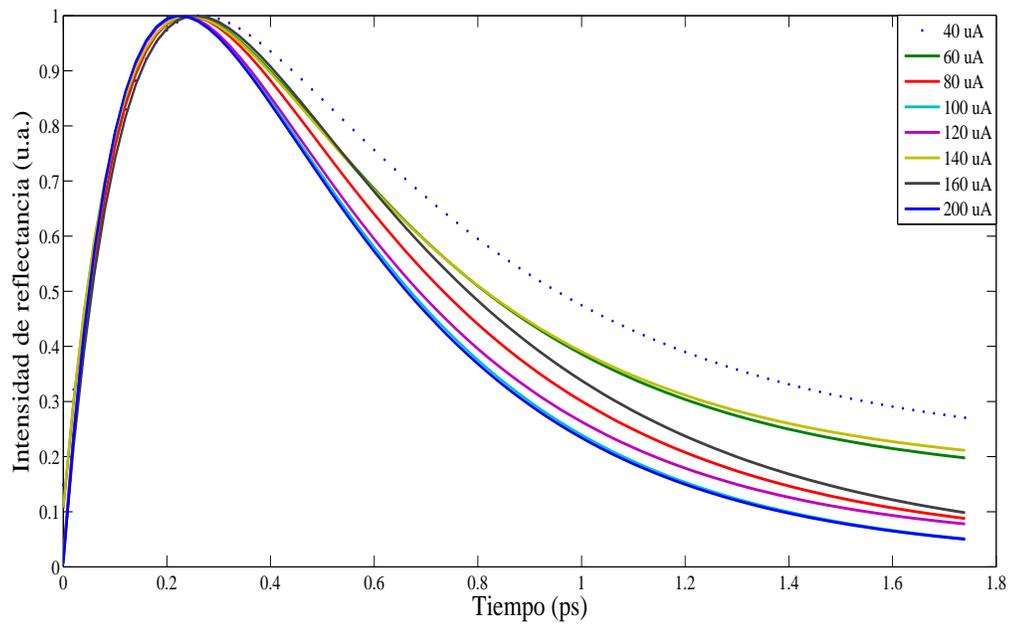


Figura 5-4: Ajustes de la señal de Reflectancia, del segundo conjunto de datos.

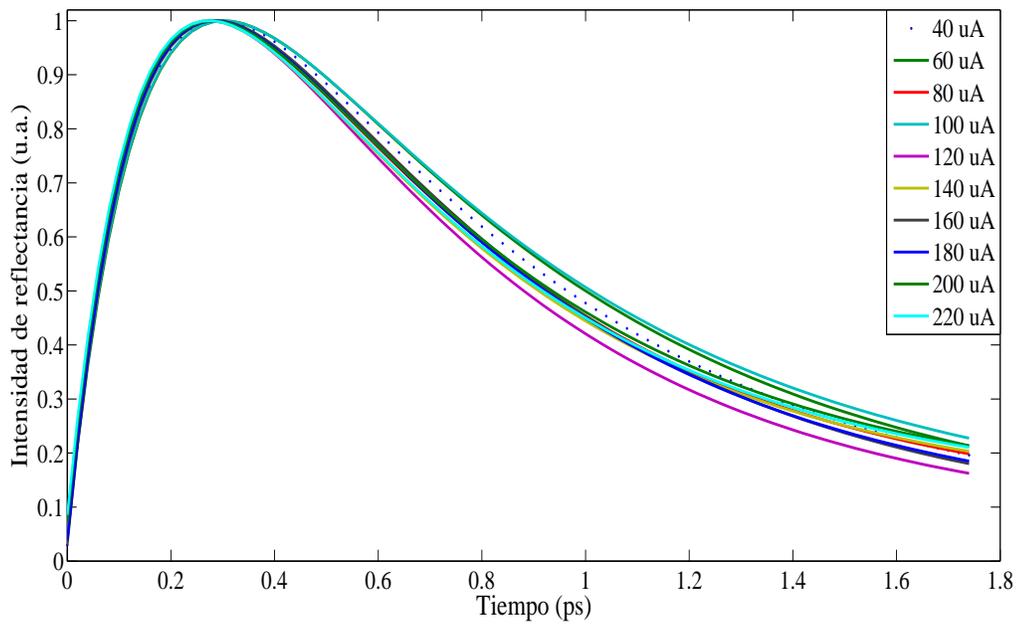


Figura 5-5: Ajustes de la señal de Reflectancia, del tercer conjunto de datos.

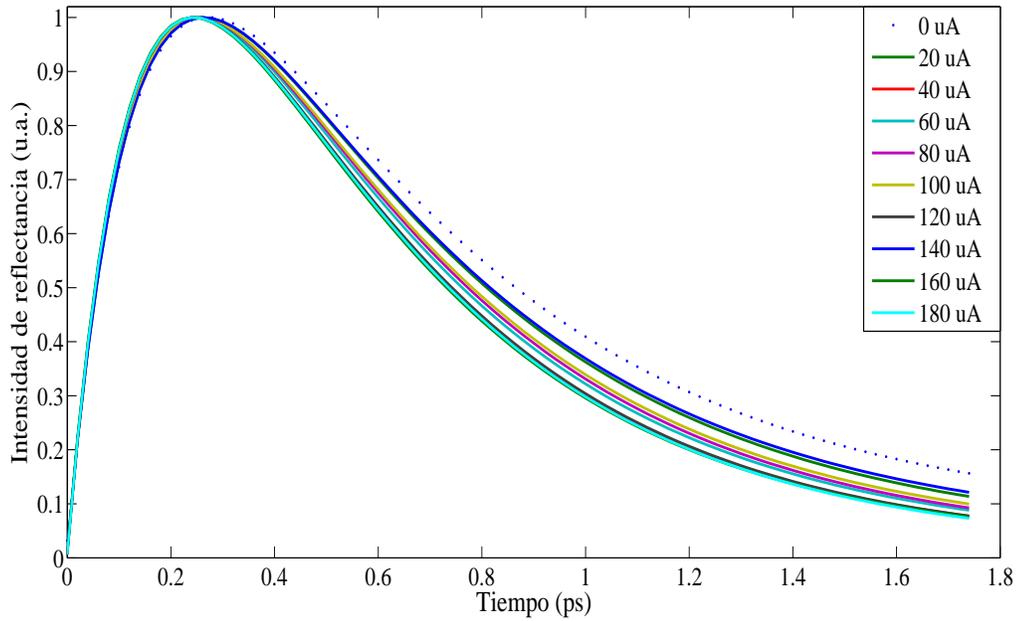


Figura 5-6: Ajustes de la señal de Reflectancia, del cuarto conjunto de datos.

En la tabla (A-1) se muestran los valores del valor RMS de cada ajuste con respecto a los datos experimentales, así como el RMS promedio, de los cuatro conjuntos de datos.

Corriente (uA)	RMS			
	Primer conjunto de datos.	Segundo conjunto de datos.	Tercer conjunto de datos.	Cuarto conjunto de datos.
0	0.08549			0.05928
20	0.11571			0.08539
40	0.09207	0.08928	0.08135	0.07968
60	0.08776	0.08161	0.05523	0.08990
80		0.06123	0.03417	0.08670
100	0.08538	0.09545	0.05367	0.09429
120		0.07188	0.05040	0.09056
140	0.11415	0.07118	0.05966	0.05582
160	0.11496	0.13416	0.05583	0.08311
180			0.05588	0.1109
200	0.14047	0.08067	0.04980	
220	0.11735		0.04740	
RMS Promedio	0.10593	0.08568	0.05434	0.08356

Tabla 5-1: Errores de los ajustes y promedio, para cada conjunto de datos.

En las gráficas anteriores se observa la disminución del ancho de las señales al incrementar la corriente, indicando que el tiempo de relajación electrónico inmediato a la excitación óptica (t_2), es inversamente proporcional a la corriente. Para corroborar éste comportamiento fue realizado un ajuste lineal entre el tiempo de relajación (t_2), y la corriente inducida para cada conjunto de datos. Estos ajustes se muestran en las figuras (5-7 a 5-10).

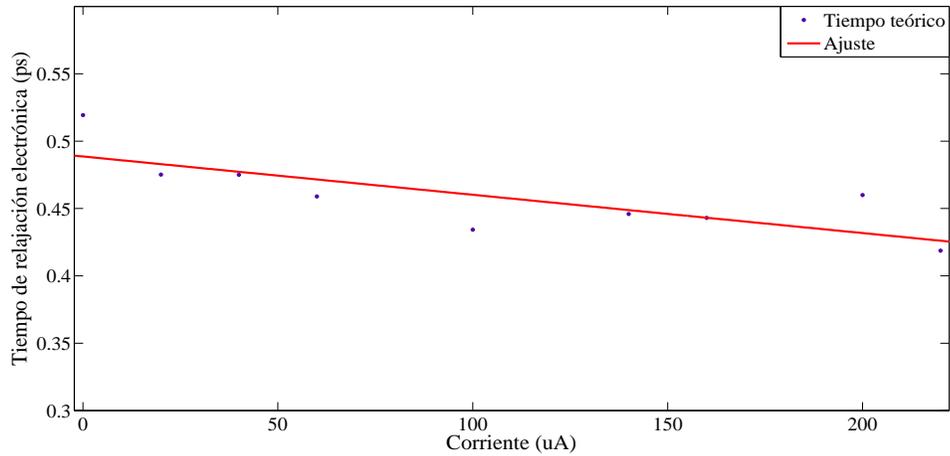


Figura 5-7: *Tiempo de relajación electrónica contra corriente, del primer conjunto de datos.*

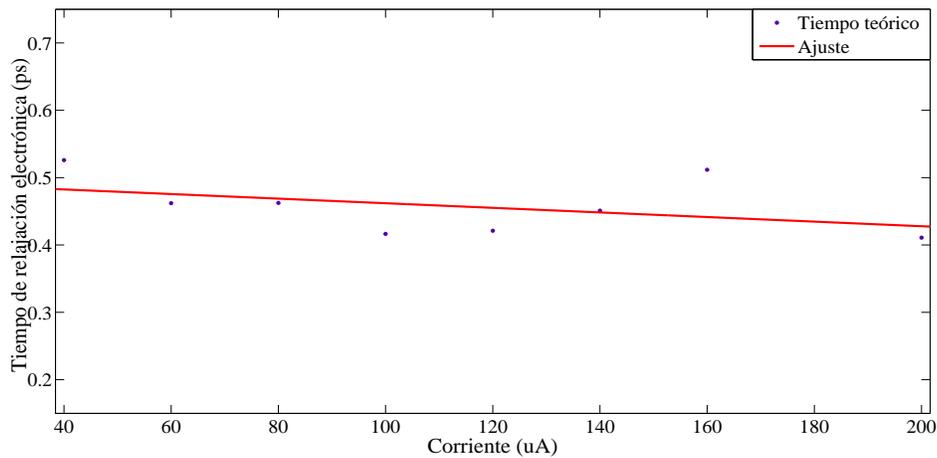


Figura 5-8: *Tiempo de relajación electrónica contra corriente, del segundo conjunto de datos.*

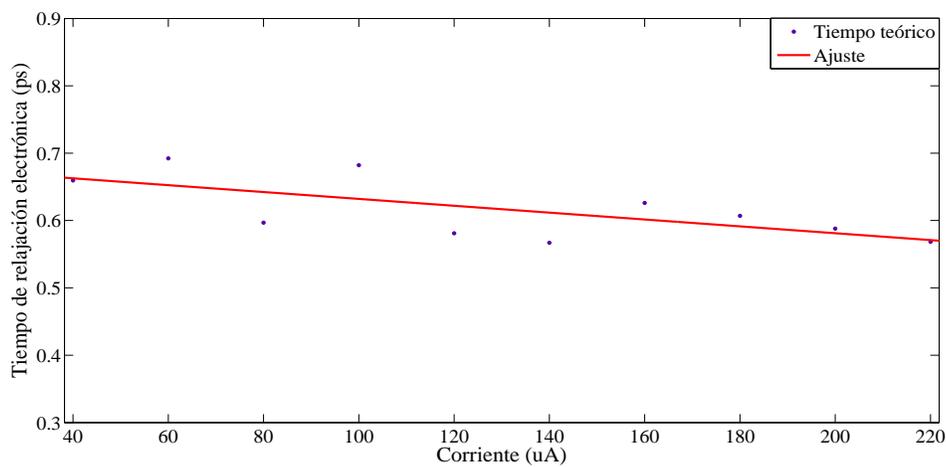


Figura 5-9: *Tiempo de relajación electrónica contra corriente, del tercer conjunto de datos.*

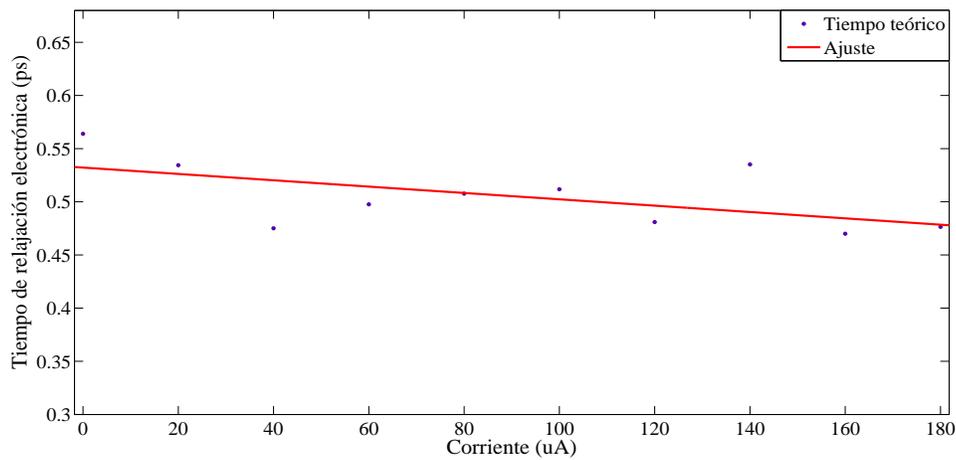


Figura 5-10: *Tiempo de relajación electrónica contra corriente, del cuarto conjunto de datos.*

Los valores de las pendientes del ajuste lineal de la relación entre el tiempo de relajación electrónica inmediata a la excitación y la corriente inducida se muestran en la tabla (5-2).

Conjuntos de datos.					Pendiente promedio (ps/ μ A)
	Primero	Segundo	Tercero	Cuarto	
Pendiente (ps/ μ A)	-2.8×10^{-4}	-3.41×10^{-4}	-5.1×10^{-4}	-2.9×10^{-4}	-3.6×10^{-4}
RMS	0.01964	0.04197	0.03666	0.02725	0.03138

Tabla 5-2: *Pendientes de los ajustes lineales entre el tiempo de relajación electrónica contra corriente aplicada en la antena.*

Todos los valores obtenidos de las pendientes de los ajustes teóricos son negativas. Por lo anterior podemos concluir que el tiempo t_2 disminuye al aumentar la corriente externa aplicada.

Resultados de polarización externa constante, variando la región de incidencia del haz óptico de excitación.

En esta sección el voltaje de polarización externo permaneció constante 120 V. Mientras el spot del haz óptico de excitación fue colocado a diferentes distancias a partir del centro de la antena y corrido hacia el electrodo positivo, la convención para referirse a estas posiciones se muestra en la figura (5-11).

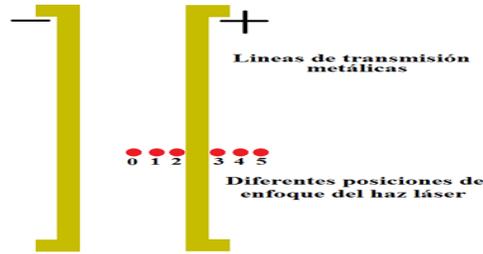


Figura 5-11: *Posiciones del spot de excitación respecto al electrodo positivo.*

Las posiciones corresponden a 0, 94, 118, 187, 226 y 271 μm respectivamente a partir del punto medio de las líneas de transmisión. En este sistema de referencia el intervalo 137-187 μm corresponde a posiciones dentro del electrodo positivo. Para cada posición se realizó un promedio de mínimo 4 tomas de datos. Los ajustes normalizados se muestran en la figura (5-12).

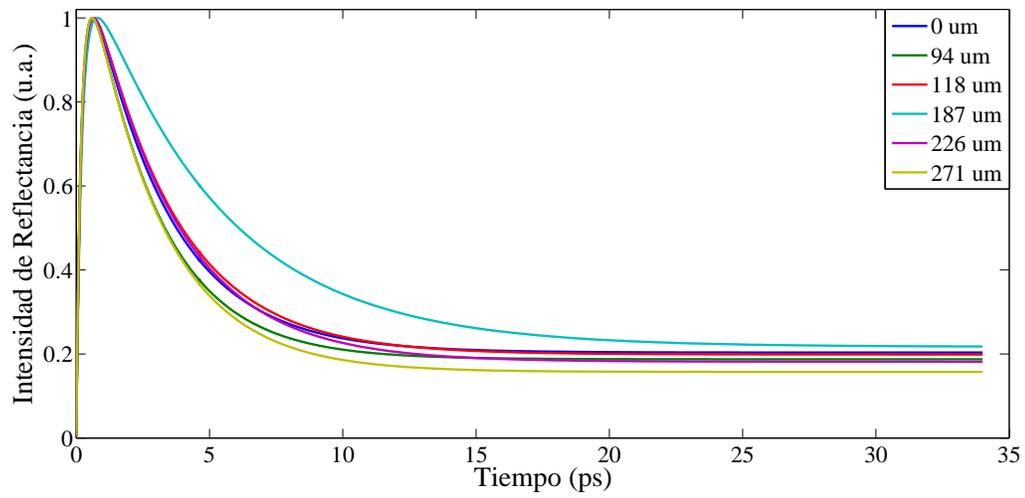


Figura 5-12: Ajustes de la señal de reflectancia, para diferentes posiciones alrededor del ánodo, con polarización externa constante

Los valores promedio del RMS de los ajustes para cada posición se muestran en la tabla (5-3).

Posición	Cero	Uno	Dos	Tres	Cuatro	Cinco
RMS promedio	0.8437	0.7046	0.5673	0.7770	0.5796	0.4703

Tabla 5-3: *RMS de los ajustes teóricos de la señal de Reflectancia para diferentes posiciones.*

Como se observa en la figura anterior, el tiempo de relajación inmediato a la excitación óptica t_2 incrementa al acercarse al electrodo positivo. Para corroborar este comportamiento fue realizado un ajuste teórico entre el tiempo t_2 y la posición de incidencia del haz sobre el sustrato. Este ajuste se muestra en la figura (5-13). Los datos fueron ajustados por una gaussiana cuya ecuación

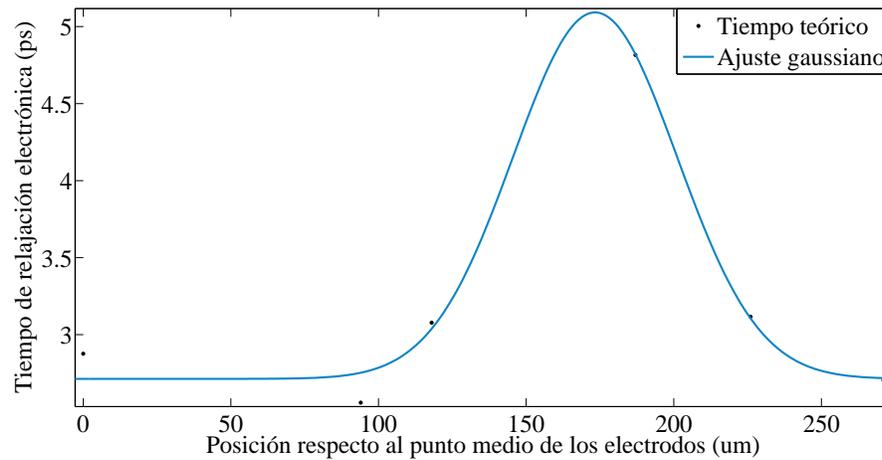


Figura 5-13: *Tiempo de relajación electrónica respecto a posiciones sobre el GaAs*

es: $t_2 = 2.379e^{-((p-173.3)/39.23)^2} + 2.71$, con un RMS =0.18. Este resultado concuerda con la observación esperada: una variación más notoria del tiempo t_2 , como consecuencia de un campo eléctrico mayor alrededor del electrodo positivo (capítulo 3). El máximo del ajuste gaussiano corresponde a $139.7 \mu\text{m}$, posición que se encuentra sobre el ánodo. No se obtuvieron datos experimentales en esta posición ya que corresponderían a la respuesta del Au y no a la del GaAs.

Resultados de voltaje de polarización externo constante variando la fluencia de excitación

La región de incidencia es fija (en el centro de los electrodos), sobre el GaAs como se muestra en la figura (5-14). El voltaje externo aplicado es constante ~ 72 V. Las medidas de Reflectancia fueron obtenidas variando la fluencia de excitación óptica, colocando un atenuador variable a la entrada del sistema.



Figura 5-14: Fotografía tomada con un microscopio de la posición de incidencia de las haces.

La figura (5-15) muestra los ajustes teóricos de las curvas de Intensidad de Reflectancia para diferentes fluencias de excitación óptica de acuerdo a (5-1), para diferentes fluencias de

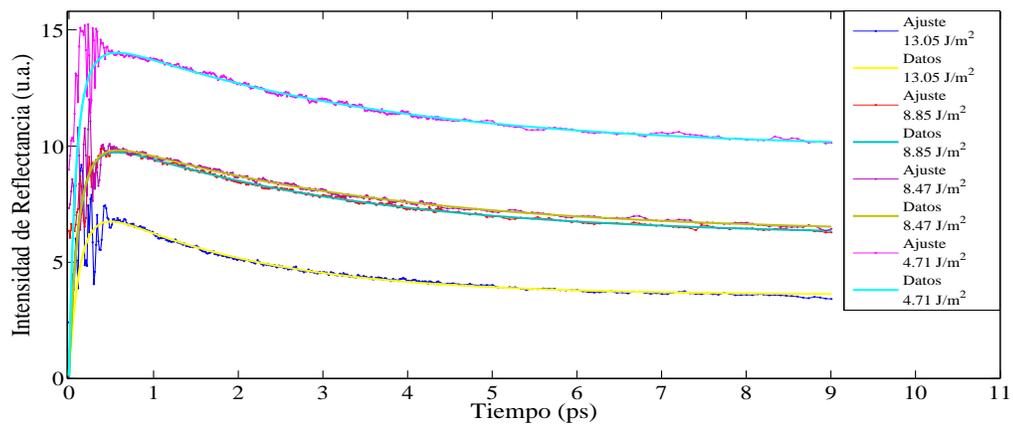


Figura 5-15: Curvas de Intensidad de Reflectancia para diferentes fluencias de excitación óptica.

excitación y también los datos experimentales obtenidos. En ésta gráfica se observan variaciones en los anchos de las curvas dentro del intervalo 0-1 ps y en el decaimiento correspondiente a tiempos > 6 ps.

En el intervalo 0-1 ps de la gráfica anterior se puede observar que los anchos de las curvas disminuyen al aumentar la fluencia de excitación, i.e. el tiempo t_2 disminuye ante incrementos de la fluencia de excitación. Para corroborar éste comportamiento fue realizado un ajuste lineal cuya ecuación es: $t_2 = -0.16 * f + 4.28$ donde f es la fluencia, con $RMS=0.41$. La relación entre t_2 y la fluencia de excitación no es lineal, pero la pendiente negativa de éste ajuste indica que t_2 es inversamente proporcional a la fluencia de excitación. El ajuste y los datos son mostrados en (5-16).

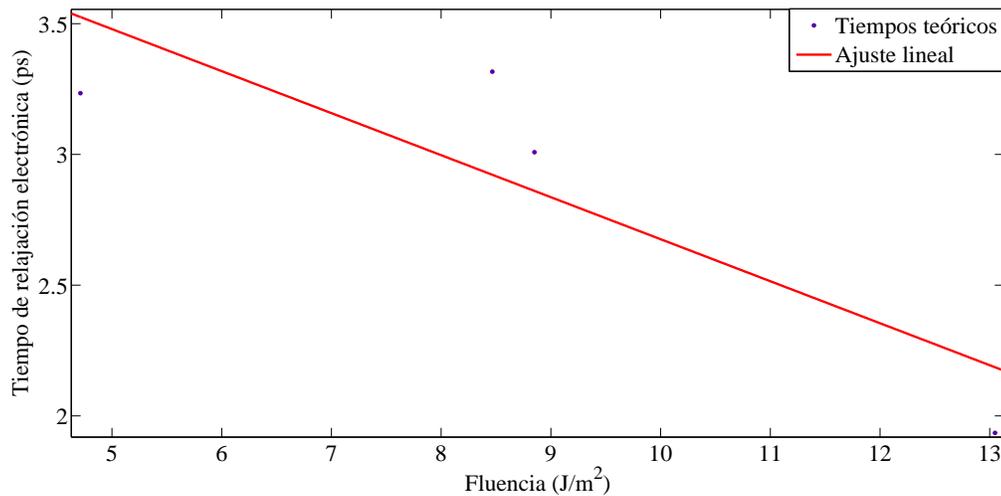


Figura 5-16: *Tiempo de relajación electrónica para diferentes fluencias de excitación óptica.*

De la figura (5-15) también se observa que al aumentar la fluencia de excitación, el decaimiento de la señal en el intervalo 6-9 ps, es menor. Para corroborarlo se obtuvieron los ajustes lineales de los datos experimentales de las curvas con fluencias $13.05 J/m^2$ y $4.71 J/m^2$ (dentro del intervalo 6-9 ps). Las ecuaciones de los ajustes son: $R=-0.044*t + 4.015$ con $RMS=0.005$ para $13.05 J/m^2$ y $R=-0.150*t + 11.500$ con $RMS=0.011$ para $4.71 J/m^2$. Por una comparación de las pendientes concluimos que el decaimiento de la curva debido a procesos del régimen de recombinación es inversamente proporcional a la fluencia de excitación óptica.

Bibliografía

- [1] D. Krökel, D. GRISCHKOWSKY Y M. B. KETCHEN. *Subpicosecond electrical pulse generation using photoconductive switches with long carrier lifetimes* Appl. Phys. Lett Vol. 54, No. 11, March 1989.
- [2] PRASANKUMAR ROHIT, TAYLOR ANTOINETTE. OPTICAL TECHNIQUES FOR SOLID-STATE MATERIALS CHARACTERIZATION. CRC Press, U.S.A. 2012.

Capítulo 6

Conclusiones

6.1. Instrumentación de la técnica TTR

La técnica TTR es relativamente sencilla para implementarse, es no destructiva (para fluencias de excitación $<20 \text{ J/m}^2$) y puede prescindir de detectores ultrarrápidos. Además la sensibilidad del arreglo es del orden de 10^{-6} V , discriminando señales de esta magnitud dentro de señales del orden de 10^{-1} V .

El polvo depositado en las antenas es una fuente no despreciable de ruido. La limpieza de la antena podría provocar daños en el deposito de oro, tales como remover partes del mismo provocando dejar inservible la antena. Otra fuente es el esparcimiento debido principalmente por el haz de bombeo. Estos niveles de ruido pueden ser disminuidos significativamente usando técnicas sencillas tanto en el arreglo experimental como en el modo de detección basado en el uso de un Lock-in.

Para señales con ruido de fondo mayor a la señal el método de detección modulando un sólo haz obtiene medidas con menor ruido, mejorando la relación señal a ruido.

El uso de absorbedores saturables (filtro de color), permite una localización rápida y sencilla del retardo cero. Su respuesta ante un haz incidente no requiere de condiciones como phase-matching y los detalles en el arreglo experimental son mínimos.

6.2. Caracterización de la antena fotoconductor

Se encontró una variación en el tiempo de relajación t_2 en todos los experimentos realizados y depende de la posición de incidencia en el arreglo así como de la fluencia de excitación y el voltaje externo aplicado. Lo cual es principalmente atribuido a:

1. la pureza del sustrato.
2. la baja densidad de campo eléctrico entre los dos electrodos ya que aceleran las cargas y estas emiten.

De acuerdo con los resultados obtenidos: El tiempo t_2 es inversamente proporcional a la fluencia de excitación debido a efectos de apantallamiento, por lo cual deja de existir corriente y la dinámica electrónica pasa a los siguientes procesos de relajación.

El tiempo de decaimiento de la señal es proporcional a la fluencia. El máximo de la Reflectancia es inversamente proporcional a la fluencia de excitación debido al apantallamiento, que en este caso es menor, permitiendo una mayor interacción entre portadores. A partir de lo anterior se observa que la energía se “distribuye” de diferente forma dependiendo de la fluencia, que excita diferentes procesos en la antena de acuerdo a su valor.

En sustratos crecidos a bajas temperaturas LT-GaAs los portadores quedan atrapados en estados electrónicos híbridos y a medida que varían estos tiempos de atrapamiento inducirán variaciones en los tiempos de relajación t_2 [1]. El sustrato usado para fabricar las antenas utilizadas en este trabajo es tipo SI-GaAs, cuya técnica de crecimiento reduce el número de defectos electrónicos, (permite considerarlo de alta pureza), por lo cual posiblemente la falta de estos estados híbridos disminuye dichas variaciones.

El voltaje externo inducido en los diferentes experimentos fue <120 V, mientras que el reportado en literatura [en el caso de generación de THz] es del orden de ~ 4 V alcanzando campos inducidos del orden de KV debido a la separación entre los electrodos. En este trabajo este parámetro es $300 \text{ } \mu\text{m}$ y el reportado en la literatura es usualmente de unas cuantas decenas de micrómetros. El campo eléctrico inducido a su vez afecta la dinámica de los portadores (cap 2), al ser bajo, es apantallado rápidamente por lo cual no se observan grandes variaciones de los tiempos de relajación inmediato a la excitación óptica t_2 . Por lo anterior probablemente para

poder observar mayores variaciones en el tiempo t_2 , la separación entre las líneas de transmisión debe ser menor para obtener un mayor campo eléctrico.

Bibliografía

- [1] ZHISHENG PIAO, MASAHIKO TANI y KIYOMI SAKAI *Carrier dynamics and terahertz radiation in photoconductive antennas*. Japanese Journal of Applied Physics., Vol. 39 No. 1, January 2000

Apéndice A

Mode-Locking

El laser de Ti:zaf desarrollado a mediados de los 1980 es usado para una gran variedad de estudios y aplicaciones debido a que puede ser sintonizado, gracias a su gran ancho espectral 660-1180 nm ($\Delta\lambda = 400\text{nm}$). El intervalo de la banda para excitarlo es de $\sim 400 - 600$ nm por lo que puede ser bombeado con láseres de Ar o láseres de Nd:YAG doblados en frecuencia.

Existen diferentes formas de generar pulsos láser entre ellas se encuentra el proceso Mode-Locking capaz de producir pulsos con duración del orden de fs. A la vez para generar Mode-Locking existen varias técnicas, una se basa en los fenómenos de Self-Focusing y Self-Phase Modulation producidos por efecto Kerr óptico. Estos procesos se encuentran presentes en un láser Ti:zaf El láser de Ti:zaf emite a su salida pulsos con ancho temporal del orden de hasta ≈ 6 fs lo cual es posible al proceso *mode-locking* dentro del cristal, mientras que la compresión de los pulsos depende también de un arreglo para compensar la dispersión de la velocidad de grupo (GVD), la cual es realizada típicamente con un par de prismas.

A.1. Mode-Locking

Dentro de la cavidad láser se encuentran viajando varios modos según la condición $L = n\lambda/2$ y la restricción del ancho de emisión del medio activo. La representación matemática del campo eléctrico del haz de salida está dada por la combinación de los campos de cada modo, asumimos

que la amplitud de todos los modos es la misma entonces:

$$E(t) = E_0 \sum_0^{N-1} e^{i\phi_n} e^{i\omega_n t} \quad (\text{A-1})$$

E_0 representa la suma de estas amplitudes, es la envolvente del haz de salida. La fase y frecuencia de cada modo están dadas por ϕ_n y ω_n . La intensidad de estos modos viajando aleatoriamente esta dada por:

$$I(t) = |E(t)|^2 = E_0^2 \sum_0^{N-1} e^{i\phi_n} e^{i\omega_n t} e^{-i\phi_n} e^{-i\omega_n t} = N E_0^2 \quad (\text{A-2})$$

En la figura A-1 se muestran 3 modos y un patrón periódico de intensidad.

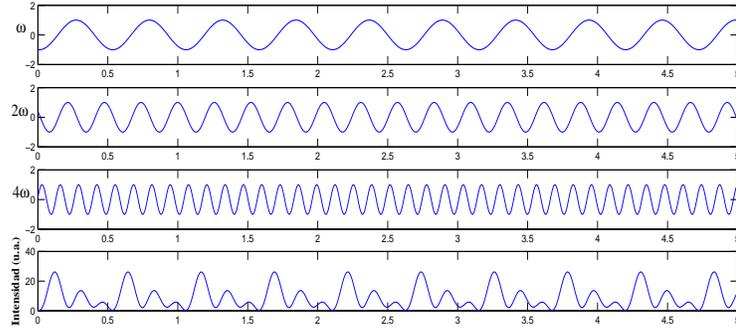


Figura A-1: *Tres modos de oscilación con frecuencias ω , 2ω y 4ω y patrón de intensidad para modos viajando con diferentes fases.*

Cuando los modos se desplazan dentro de la cavidad en fase entonces A-2 es escrita como:

$$E(t) = E_0 e^{i\phi_0} \sum_0^{N-1} e^{i\omega_n t} \text{ ya que } \phi_n = \phi_0 \text{ para todo } N \quad (\text{A-3})$$

La Intensidad después de un tratamiento matemático [2] esta dada por:

$$I(t) = E_0^2 \frac{\sin^2(N\Delta\omega t/2)}{\sin^2(\Delta\omega t/2)} \quad (\text{A-4})$$

La Intensidad alcanza su máximo cuando $\Delta\omega t/2$ tiende a cero, reescribiendo A-4 bajo ésta condición obtenemos que:

$$I(t)_{max} = N^2 E_0^2 \quad (\text{A-5})$$

de donde es más fácil observar que si los modos se encuentran en fase mayor será la Intensidad. En la figura A-2 se muestran 3 modos y su patrón de intensidad.

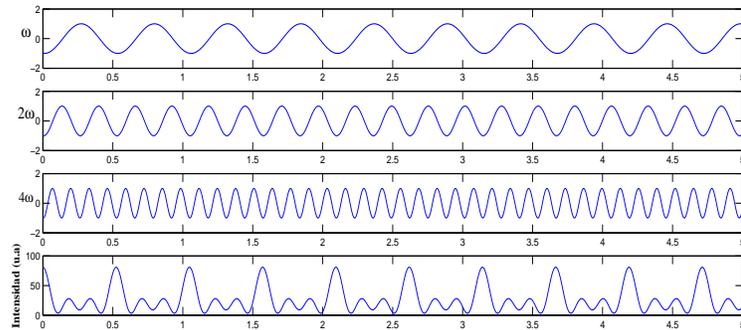


Figura A-2: Tres modos de oscilación con frecuencias ω , 2ω y 4ω y patrón de intensidad para modos viajando con fases iguales.

Los patrones de Interferencia mostrados en A-1 y A-2, tienen tres diferencias principales (por período): a) en el segundo la envolvente tiene un pico central bien definido y angosto; b) en el primer caso la diferencia de amplitud entre los picos es casi la misma, mientras que en el segundo caso la amplitud del pico central es mucho mayor que la del resto; c) Existe una gran diferencia de amplitud entre los picos más altos de cada patrón. El segundo caso corresponde a Mode-Locking; la generación de plusos ultracortos es posible cuando todos los modos dentro de la cavidad viajan en fase, aunando a esto un ancho intervalo de emisión del medio activo (como ocurre con el cristal de Ti:zaf), entonces el número de modos es mayor por lo cual la Intensidad (y por ende la potencia) alcanzada será mucho mayor ya que $I\alpha N^2$.

A.2. Efecto Kerr Optico

Para lograr que los modos tengan la misma fase se requiere de un *shutter* dentro de la cavidad láser junto a uno de los espejos de la misma. Cuando el *shutter* se abre deja pasar los modos maximizando el campo eléctrico presente de los mismos y por lo tanto se encuentran en fase. Se abre con la rapidez necesaria para dejar pasar un pulso ultracorto. Existen dos tipos de *shutters*: activos y pasivos. Los primeros se abren y cierran por un mecanismo externo, mientras que los segundos se abren automáticamente.

Un *shutter* pasivo se abre en el momento en que el pulso incide en él, por lo cual al principio requiere de una pequeña perturbación en la cavidad, la vibración generará un primer pulso débil recorra la cavidad e incida en el *shutter*. *Kerr Lens Mode-Locking* (KML) es un *shutter* pasivo y es el proceso por el que se obtienen pulsos ultracortos en el láser Ti:zaf.

Cuando un haz láser intenso atraviesa un material no lineal induce una polarización, la cual es descompuesta en una serie de potencias del campo eléctrico:

$$P(t) = P^{(1)}(t) + P^{(2)}(t) + P^{(3)}(t) + \dots = \chi_{(1)}E(t) + \chi_{(2)}E^2(t) + \chi_{(3)}E^3(t) + \dots \quad (\text{A-6})$$

Un proceso de tercer orden es el efecto Kerr óptico, es una modulación del índice de refracción de un material que depende de la intensidad del haz incidente.

En el láser Ti:zaf este proceso ocurre en el cristal. Suponiendo que el haz de bombeo tiene un perfil gaussiano, la intensidad de su centro será mayor y decaerá en las orillas, al atravesar el material la zona expuesta a la parte central del rayo tendrá un índice de refracción mayor en el centro. Por lo anterior el haz se enfoca ligeramente dentro del material y un poco más cada vez que el haz pasa a través de él. Este proceso se conoce como *self-focusing* [2]. En la figura A-3 se observa el haz de bombeo entrando al cristal, saliendo de él el modo CW (línea negra) y el modo pulsado (línea roja). La apertura es el mecanismo que elimina la componente del modo continuo, lo único que se refleja en el espejo será la componente pulsada, por lo que obtendrá una ganancia cada vez que realice este proceso, hasta que finalmente se obtengan pulsos ultracortos. Si un pulso es generado dentro del medio producirá *self-focusing*, desplazándose dentro del material (por cambio del índice de refracción) o saliendo del material y reflejándose en el espejo con pocas pérdidas.

Una consecuencia del *self-focusing* es la auto modulación de fase *self-phase modulation* ya que el enfocamiento genera pulsos con ancho temporal más corto, provocando un ensanchamiento en el espectro de frecuencias (favorecido por el gran ancho de emisión del cristal), y una dispersión de velocidad de grupo (*GVD* por sus siglas en inglés), dentro del cristal. En la figura A-4 se muestra la cavidad del láser, existen dos prismas para corregir la *GVD*. El efecto Kerr es logrado usando la rejilla ajustable.

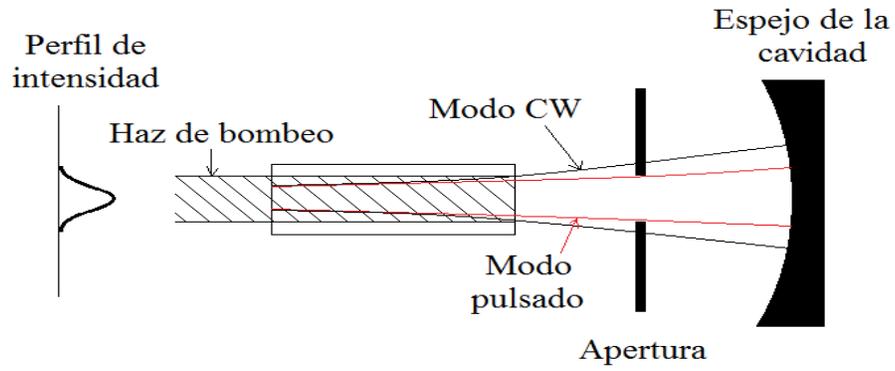


Figura A-3: Técnica usada en el láser Ti:zaf para lograr mode-locking.

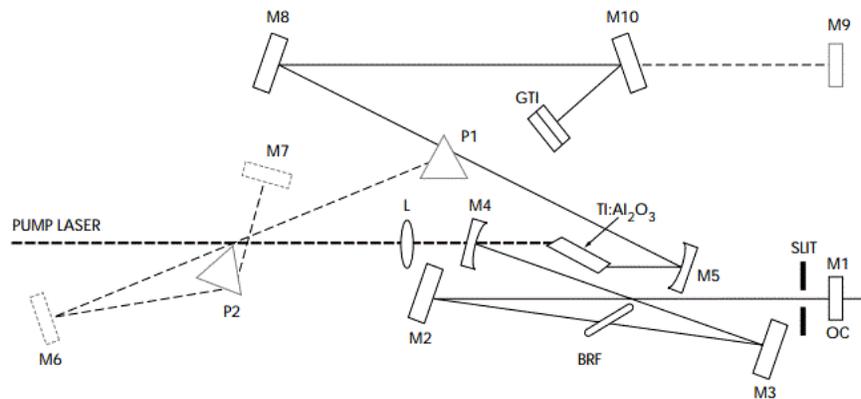


Figura A-4: Cavidad del láser Ti:zaf [3].

A.2.1. Características del cristal del láser Ti:zaf

Propiedades físicas		Propiedades láser	
Fórmula química	$Ti^{+3} : Al_2O_3$	Acción láser	4 niveles
Estructura	Hexagonal	Tiempo de vida Media (τ_2)	$3.2 \mu s$ (T=300 K)
Densidad	$3990 \text{ kg}/m_3$	Intervalo de emisión	660-1050 nm
Dureza	9	Intervalo de absorción	400-600 nm
Conductividad térmica	$40.19 \text{ J}/msK$	Pico de emisión	795 nm
Difusividad Térmica	$1.3 \times 10^{-5} m^2 s^{-1}$	Pico de absorción	488 nm
Calor específico	$775 \text{ J}/kg K$	Índice de refracción	1.76 @ 800 nm
Temperatura de fusión	$2050 \text{ }^\circ C$	Sección transversal (σ)	$3.5 \times 10^{-23} m^2$
$\Delta n/\Delta\theta$	$1 \times 10^{-6} K^{-1}$	Intensidad de saturación	$3 \times 10^9 W/m_2$
Parámetro de GDV	$5.794 \times 10^{26} s^2/m$	Índice de Refracción No Lineal	$3 \times 10^{-20} m_2/W$

Tabla A-1: Características del cristal $Ti^{+3} : Al_2O_3$.

Bibliografía

- [1] <http://www.iqo.uni-hannover.de/ultrafastlaseroptics.html>
- [2] SILFVAST WILLIAM T. *Laser Fundamentals*. Editorial Cambridge University Press, 2^{da} Edición. 2014.
- [3] *Manual de operación MIRA 900, Láser Ti:zaf*. Inc. Coherent.
- [4] GARDUÑO-MEJÍA JESÚS *Ultrashort Pulse Shaping and Characterization* Centro de Ciencias Aplicadas y Desarrollo Tecnológico , UNAM. Laboratorio de Pulsos Ultracortos.

Apéndice B

Método de la navaja

Este método es utilizado para medir el radio de un haz láser con perfil gaussiano. En este trabajo se requiere conocer la fluencia (energía por unidad de área) la cual es un parámetro importante de interacción muestra-luz incidente. El cálculo de la fluencia debe realizarse en el punto focal de la lente utilizada, por lo cual necesitamos algún método para estimar la cintura del haz después de atravesar por este elemento. Existen diferentes técnicas para obtener el perfil de intensidad óptica de un haz tales como perfiladores basados en cámaras, rejillas, diafragmas o esferas integradoras-chopper [1]. Se optó utilizar el método de la navaja por su sencillez, capacidad de medir escalas de submicrometros y baja dependencia de la calidad con que es colectada la potencia por el detector, además de conocer con anterioridad que el perfil del haz es gaussiano, de otro modo, la reconstrucción por integración de la curva de potencia obtenida (en una dimensión), no sería la mejor aproximación de la forma del perfil, de lo contrario deben usarse métodos más elaborados [2].

B.1. Teoría

B.1.1. Perfil de potencia de un haz láser

El perfil de intensidad de un haz láser viajando en la dirección z (ver figura B-1) esta descrito por la ecuación [3]:

$$I(x, y) = I_0 e^{-2x^2/\omega_x^2} e^{-2y^2/\omega_y^2} \quad (\text{B-1})$$

donde I_0 es la intensidad máxima y ω_x y ω_y son los radios del haz en la dirección x y y respectivamente. El radio es la distancia entre el eje del haz al punto donde la intensidad óptica decae a un valor de $1/e^2$ ($\approx 13.5\%$) asumiendo que el perfil dado por (B-1) es una función normalizada. Por otro lado en este mismo radio la fuerza del campo eléctrico decae a $1/e$ ($\approx 37\%$) de su valor máximo.

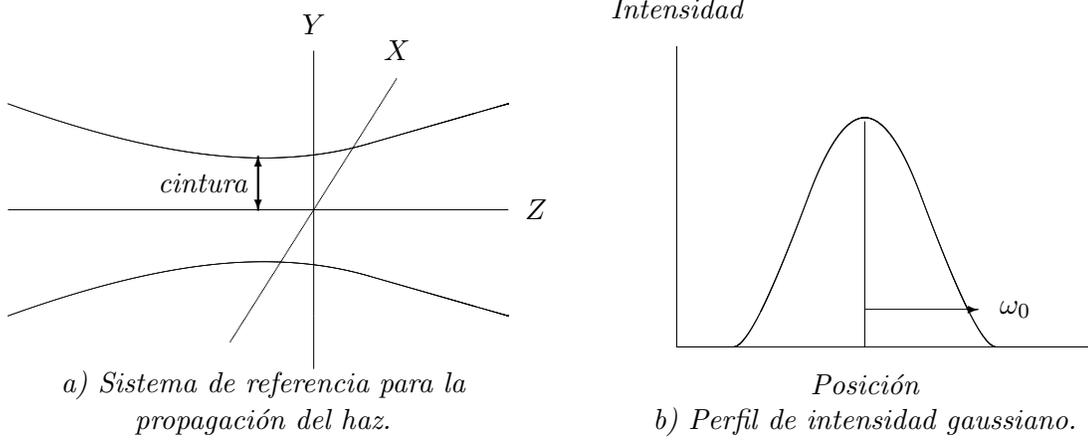


Figura B-1: Sistema de referencia y perfil de intensidad

Entonces la potencia total esta dada por:

$$P_T = I_0 \int_{-\infty}^{\infty} e^{-2x^2/\omega_x^2} dx \int_{-\infty}^{\infty} e^{-2y^2/\omega_y^2} dy = \frac{\pi}{2} I_0 \omega_x \omega_y \quad (\text{B-2})$$

Suponiendo que la navaja es desplazada en la dirección x (análogo para y por simetría de un haz con TEM_{00}), entonces la potencia en un punto de esta dirección es:

$$\begin{aligned} P(X) &= P_T - I_0 \int_{-\infty}^X e^{-2x^2/\omega_x^2} dx \int_{-\infty}^{\infty} e^{-2y^2/\omega_y^2} dy \\ &= P_T - \sqrt{\frac{\pi}{2}} I_0 \omega_y \int_{-\infty}^X e^{-2x^2/\omega_x^2} dx \\ &= P_T - \sqrt{\frac{\pi}{2}} I_0 \omega_y \left[\int_{-\infty}^0 e^{-2x^2/\omega_x^2} dx + \int_0^X e^{-2x^2/\omega_x^2} dx \right] \\ &= P_T - \sqrt{\frac{\pi}{2}} I_0 \omega_y \left[\sqrt{\frac{\pi}{8}} \omega_x + \int_0^X e^{-2x^2/\omega_x^2} dx \right] \\ &= \frac{P_T}{2} - \sqrt{\frac{\pi}{2}} I_0 \omega_y \int_0^X e^{-2x^2/\omega_x^2} dx \end{aligned} \quad (\text{B-3})$$

Para obtener la forma de una gaussiana dentro de la integral usamos el cambio de variable

$u^2 = 2x^2/\omega_x^2$ por lo que $dx = \omega_x du/\sqrt{2}$. Sustituyendo en (B-3) y haciendo un cambio de límites obtenemos que:

$$\begin{aligned} P(X) &= \frac{P_T}{2} - \sqrt{\frac{\pi}{2}} I_0 \omega_y \int_0^{\frac{\sqrt{2}X}{\omega_x}} e^{-u^2} \frac{\omega_x}{\sqrt{2}} du \\ &= \frac{P_T}{2} - \frac{\pi}{4} I_0 \omega_y \omega_x \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\frac{\sqrt{2}X}{\omega_x}} e^{-u^2} du \end{aligned} \quad (\text{B-4})$$

La definición de la función error es:

$$erf(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-u^2} du \quad (\text{B-5})$$

Por (B-5) y el valor de la potencia total calculado en (B-2), la ecaución (B-4) puede ser reescrita como:

$$P(X) = \frac{P_T}{2} \left[1 - erf\left(\frac{\sqrt{2}X}{\omega_x}\right) \right] \quad (\text{B-6})$$

que es la potencia en un punto x del desplazamiento de la navaja en la dirección X . La forma de esta curva para una posición en z se observa en la figura B-2, los valores de los parámetros σ y ω_0 son usados para encontrar el perfil de intensidad del haz como se observa en la misma figura.

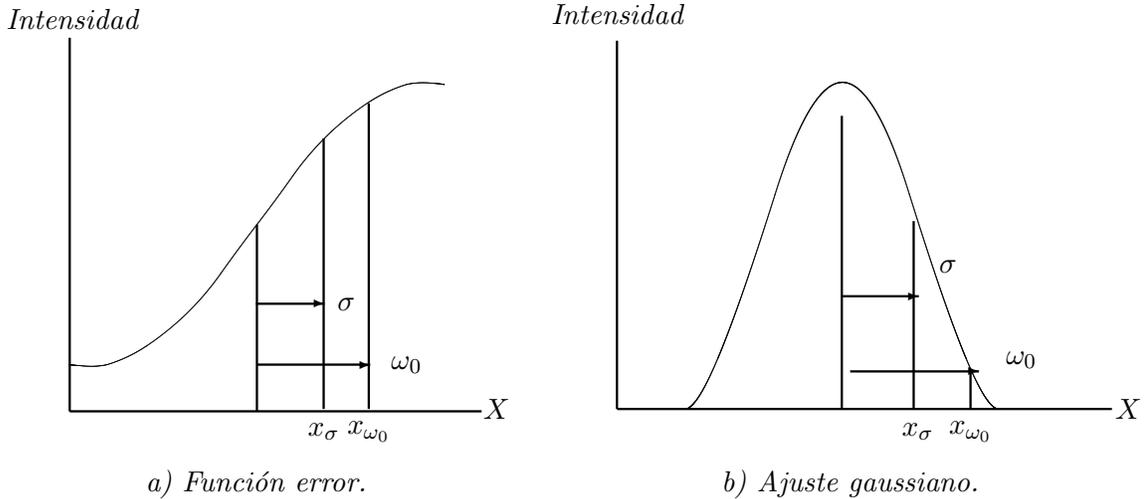


Figura B-2: Función error y ajuste gaussiano.

B.1.2. Propagación de un haz láser

La ecuación de propagación de un haz láser, i.e. la variación del radio del haz respecto a la coordenada z (dirección de propagación) esta dada por [4]:

$$\omega^2(z) = \omega_0^2 \left[1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi \omega_0^2} \right)^2 \right] \quad (\text{B-7})$$

donde $\frac{\lambda z}{\pi \omega_0^2}$ es la distancia de Rayleigh. Esta es la distancia desde la cintura del haz hasta el punto (en el eje z), donde se duplica el área del spot respecto al área de la cintura, es decir a una distancia de Rayleigh desde la cintura el área del spot será el doble del área de la cintura. Esto se muestra en la figura B-3.

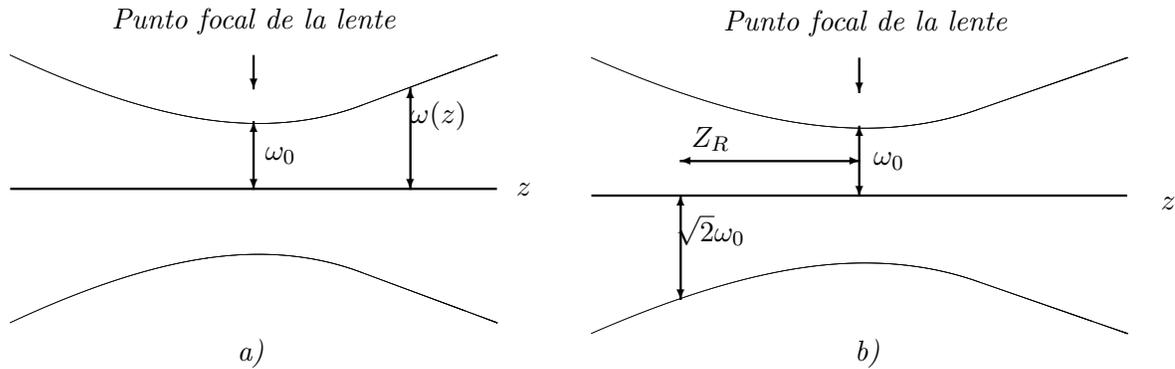


Figura B-3: a) Dependencia del radio con la distancia. b) Distancia de Rayleigh.

La ecuación (B-7) puede ser aproximada por una parábola de la forma:

$$\omega(z) = a + b(z - z_0)^2 \quad (\text{B-8})$$

donde a correspondería al radio de la cintura del haz láser.

B.2. Método

La técnica consiste básicamente en desplazar una navaja en dirección perpendicular a la trayectoria de un haz láser. Uno de los lados afilados de la navaja bloquea el haz y cambios en la potencia transmitida son registrados con algún fotodetector para cada desplazamiento de la navaja. De ser necesario según las características del detector dadas por el fabricante deben

usarse un o una combinación de atenuadores ópticos. El montaje experimental se muestra en la figura B-4

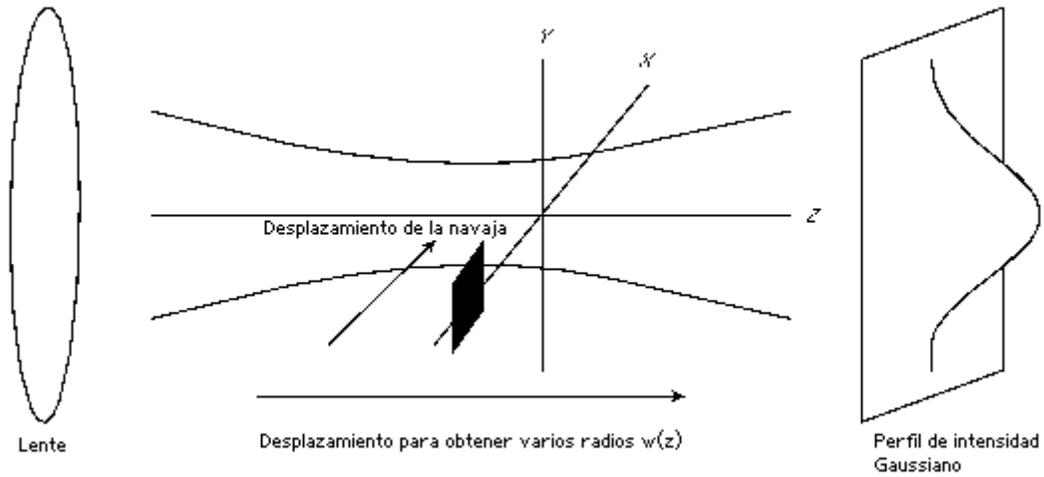


Figura B-4: Dispositivo experimental para el método de la navaja

Los datos obtenidos son ajustados analíticamente a una función error según la ecuación (B-9), de la forma.

$$P(X) = \frac{p}{2} \left[1 \pm \operatorname{erf} \left(\frac{\sqrt{2}(X - X_0)}{\omega(z)} \right) \right] \quad (\text{B-9})$$

donde p es la potencia, el signo \pm que antepone a la función error solo se refiere al hecho de comenzar las mediciones bloqueando o desbloqueando el haz con la navaja. X_0 es un desplazamiento en el eje x debido a que el origen del sistema de referencia para las mediciones no concuerda con el eje óptico, pero esto no tiene relevancia en las mediciones. Finalmente $\omega(z)$ es el tamaño del radio para un z fijo.

El procedimiento anterior se repite para diferentes posiciones en la dirección z . La curva obtenida de graficar los radios para diferentes valores de z puede ser ajustada según la ecuación (B-8) de donde se obtiene directamente el valor del radio en la cintura.

Bibliografía

- [1] D R SKINNER y R E WHITCHER *Measurement of the radius of a high-power laser beam near the focus of a lens.* Journal of Physics E: Scientific Instruments 1972, Vol. 5.
- [2] P. A. BÉLANGER, *Beam propagation and ABCD ray matrices.* Optics Letters, Vol. 16, No.4. February 15, 1991.
- [3] RUFINO DÍAZ-URIBE, MARTHA ROSETE-AGUILAR y ROBERTO ORTEGA-MARTÍNEZ, *Position sensing of a Gaussian beam with a power meter and a knife edge.* Revista Mexicana de Física. Vol. 39, No. 3. 1993 pp 484-492.
- [4] H. KGELINIK, T. LI, *Laser Beams and Resonators.* Applied Optics, Vol. 5, No. 10. October 1966.

Apéndice C

Características de la oblea de GaAs

En la tabla (C-1) se muestran algunas características (dadas por el fabricante), de la oblea usada como sustrato de la antena fotoconductiva.

Material	monocristal GaAs VGF
Dopaje	no-dopado
Diámetro	76.2 ± 0.4 mm
Resistividad	$\geq 1.0E7$ Ωcm
Grosor	625 ± 20 μm

Tabla C-1: *Especificaciones de la oblea de GaAs.*

Apéndice D

Adquisición de datos

Las mediciones realizadas en éste trabajo fueron tomadas con un detector de Si, en el que inciden un número de fotones por unidad de tiempo por unidad de área. Estos fotones inducen una fotocorriente que a su vez es convertida en voltaje por una resistencia de carga. Esta medida es un voltaje dc cuyo orden de magnitud es $\approx 10^{-3}\text{V}$. La señal de interés es del orden de nV y se encuentra mezclada con ruido del orden de mV; la señal es menor que el ruido (óptico) por tres ordenes de magnitud. Al ruido también contribuyen otras fuentes de luz y el generado dentro del circuito del detector. Por lo anterior, la medida de la señal es obtenida por el uso de un Lock-in Amplifier el cual puede detectar señales desde 2nV (y hasta 1V) [1].

Este realiza una “detección sensible a la fase”. El método consiste en modular la señal de interés con una frecuencia fija, lo cual se logra utilizando un modulador opto-mecánico (chopper) dentro del dispositivo experimental. El Lock-in solo detectará las señales que tengan frecuencia y fase iguales a las de referencia (dadas por el chopper), mientras que el resto de señales son rechazadas. La frecuencia de modulación depende del número de ranuras en el disco del chopper y la velocidad del mismo [2].

La Reflectancia es resultado de los diferentes procesos transitorios inducidos por el pulso de bombeo, sí modulamos el haz de bombeo la respuesta del material estará modulada por la misma frecuencia. El pulso de prueba “recoge” esta información y se refleja. Esta señal contiene una componente modulada por la frecuencia del bombeo, la cual es la medida esperada de Reflectancia termo transitoria. Cuando la medida (de voltaje) a sido enviada al Lock-in el análisis consiste en:

1. El lock-in detecta la frecuencia de referencia ω_r
2. Detecta la señal de medida por el detector de la forma $V_s \sin(\omega_r t + \theta_s)$, donde V_s es la amplitud y θ_s es la fase.
3. El Lock-in genera una señal de referencia $V_L \sin(\omega_L t + \theta_r)$, donde V_L es la amplitud y θ_r (para estar en fase con la modulación creada por el chopper).
4. Multiplica las señales (usando un detector sensible a fase PSD):

$$V_{PSD1} = V_s V_L \sin(\omega_r t + \theta_s) \sin(\omega_L t + \theta_r) \quad (D-1)$$

$$= 1/2 V_s V_L \cos([\omega_r - \omega_L]t + \theta_s - \theta_r) - 1/2 V_s V_L \cos([\omega_r + \omega_L]t + \theta_s + \theta_r) \quad (D-2)$$

son dos señales, cada una tiene frecuencia igual a la suma o resta de las frecuencias de referencia y la generada por el Lock-in. En nuestro caso $\omega_r = \omega_L$ por lo cual el segundo término de V_{PSD1} será una componente DC.

5. Las señales pasan a través de un filtro pasa-bajas, filtrando solo la componente DC obteniendo $V_{PSD1} = 1/2 V_s V_L \cos(\theta_s - \theta_r)$
6. Repite lo anterior para un segundo PSD cambiando la frecuencia de referencia en 90° . Obtiene $V_{PSD2} = 1/2 V_s V_L \sin(\theta_s - \theta_r)$. Estas dos señales pueden ser vistas como las componentes de un vector que representan a la señal de interés.
7. $V_{PSD1} = 1/2 V_s V_L \cos(\theta_s - \theta_r) \sim V_s \cos(\theta) = X$ con $\theta = \theta_s - \theta_r$ de la misma manera $V_{PSD2} \sim V_s \sin(\theta) = Y$
8. Calcula la magnitud de la señal como:

$$R = \sqrt{X^2 + Y^2} = V_s \quad (D-3)$$

notando que este valor no depende de la fase.

Ahora bien existen dos formas de modular usando el chopper: modulación de un solo haz y doble modulación de haces, que se ilustran en la siguiente figura (D-1).

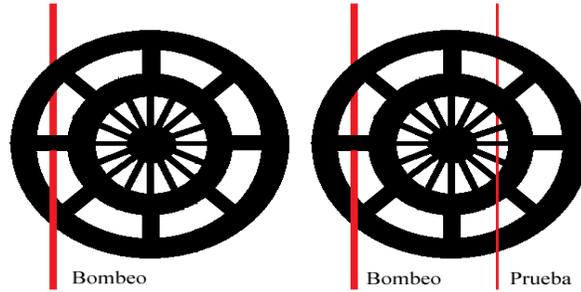
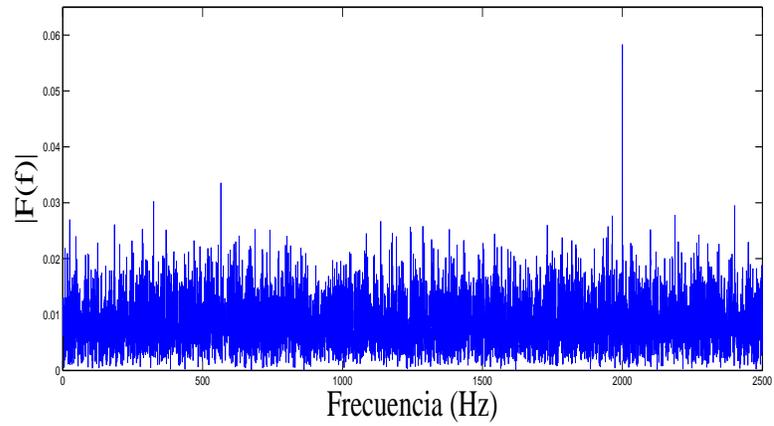


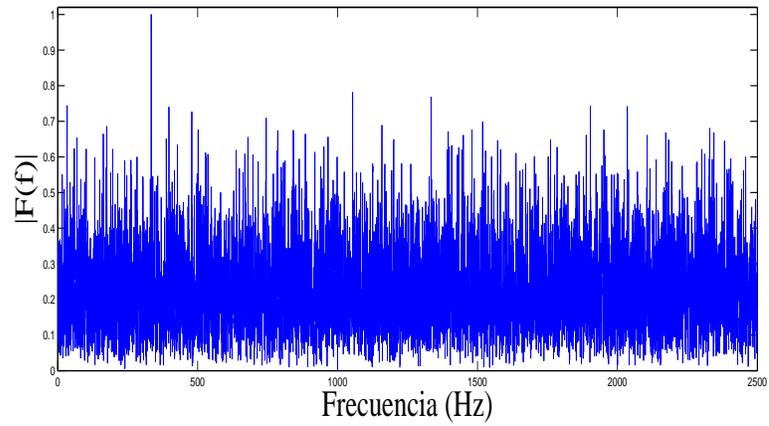
Figura D-1: Diferentes modulaciones por un modulador opto-mecánico. Izquierda: modulación de un solo haz. Derecha: doble modulación de haces

En este trabajo fueron usadas las dos técnicas, en la primer forma fue modulado el bombeo, en la segunda bombeo y prueba, obteniendo curvas más suaves con la primer técnica, debido a que la cantidad de ruido (considerando sólo el esparcimiento debido a la incidencia del bombeo y la prueba).

Lo anterior se confirma obteniendo la transformada de Fourier de la señal incidente en el detector para cada caso. En (D-2a) la frecuencia de 2000 Hz tiene una mayor amplitud respecto al ruido de fondo y corresponde a modulación de un sólo haz. Modulando el bombeo y la prueba con 2000 y 1666 Hz respectivamente, la frecuencia de referencia detectada por el Lock-In será entonces la resta de estas igual a 334 Hz. En (D-2b) se observa una mayor amplitud (para 334 Hz) respecto al caso anterior pero el nivel de ruido de fondo es mayor. Para estos cálculos demostrativos los cocientes señal a ruido son: a) en Modulación de un sólo haz ≈ 6 y b) para Doble Modulación de haces ≈ 4.1 .



(a) *Transformada de Fourier de la señal en modulación de un sólo haz.*



(b) *Transformada de Fourier de la señal en doble modulación de haces.*

Figura D-2: Transformada de Fourier de las señales usando diferentes modulaciones.

Bibliografía

- [1] *Manual MODEL SR810 DSP Lock-In Amplifier* Stanford Research System. California, 2000.
- [2] <http://www.bentham.co.uk/pdf/F225.pdf>

Apéndice E

Programa de automatización en LabView

El programa para automatizar el sistema bombeo-prueba con línea de retardo permite al usuario modificar diferentes parámetros como el tamaño de desplazamiento, a la vez muestra una serie de gráficas y consta de varios ciclos para medir la Intesidad de Reflectancia.

El usuario puede modificar los límites de desplazamiento de la platina y el tamaño de paso, la constante de tiempo, el número de corridas, entre otros parámetros. El programa recorre tres regiones con diferentes tamaños de paso cada una, esta opción es para realizar recorridos en intervalos largos de tiempo (≈ 15 ps). Los límites de cada región son escogidos por el usuario y corresponden a: “límite inferior”, “posición del retardo cero”, “bajada” (≈ 1.5 ps a partir del límite inferior) y “límite superior”.

También puede ver tres gráficas de la curva de Intensidad. La primera despliega las medidas en tiempo real, cuando acaba una corrida de datos la segunda muestra la curva obtenida. Finalmente cuando el programa a terminado el número de corridas elegidas por el usuario, la curva promedio se genera en la tercer gráfica. En la figura (E-1) se muestra la consola del usuario.

El diagrama de bloques se muestra en la figura (E-2). Afuera del ciclo se dan de alta el lock-in, la DAQmx y la platina “calibrando” las diferentes opciones de cada uno, por ejemplo tipo

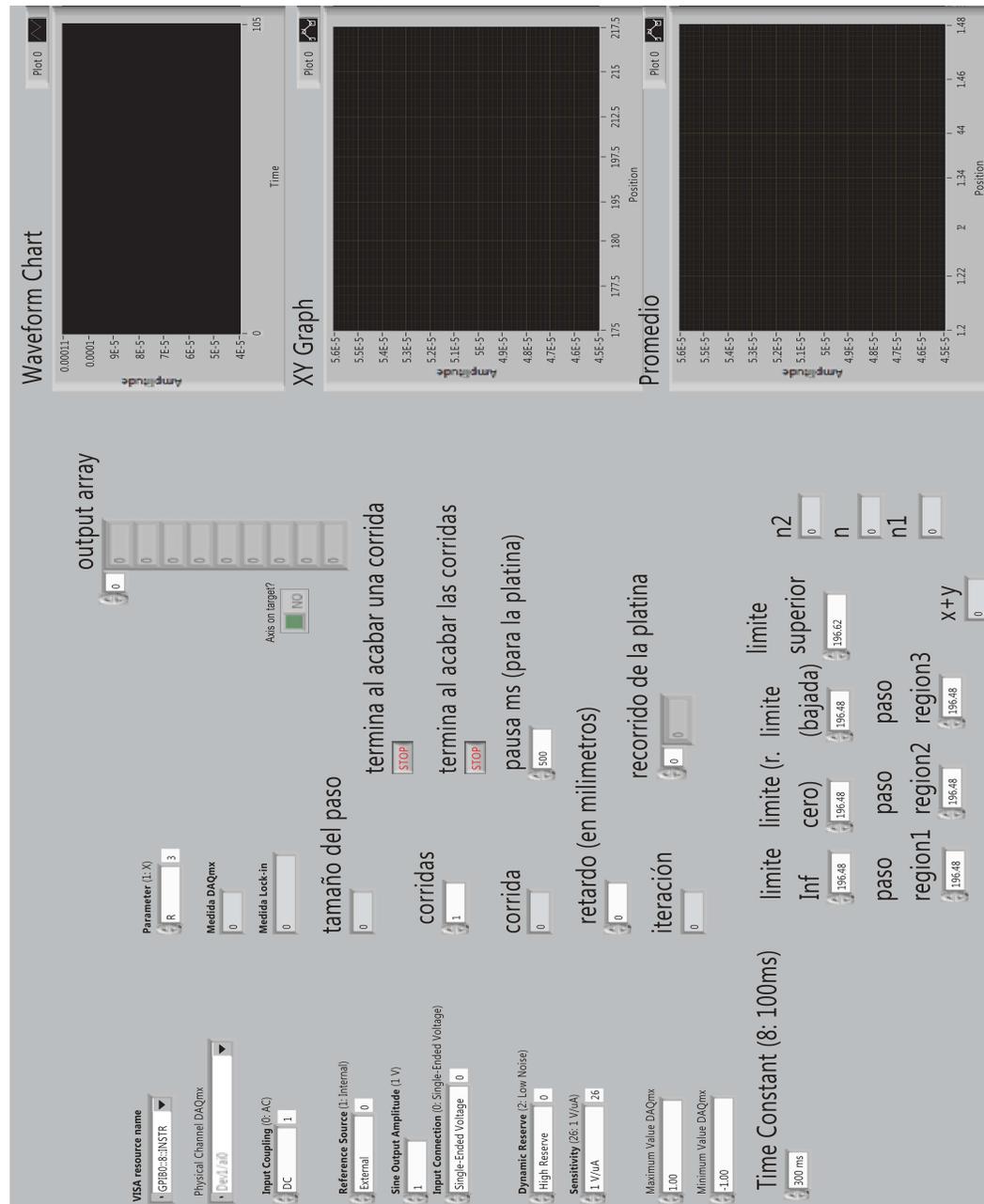


Figura E-1: Consola para el usuario del programa de automatización del sistema bombeo-prueba con línea de retardo.

de datos, canal de la DAQmx (canal conectado al detector de Si), etc. En el extremo derecho del diagrama, cuando el programa a terminado las mediciones escribe el arreglo de datos en un archivo de texto, en la dirección elegida por el usuario.

Los cuadros dentro del ciclo se explican de afuera hacia adentro:

1. Dos cuadros. En el primer cuadro el programa realiza todo el procedimiento de desplazamiento-medición para todas las corridas y en el segundo emite un sonido para avisar que el programa a terminado.
2. Repite el proceso desplazamiento-medición para el número de corridas que el usuario eligió. Grafica el promedio de todas las corridas.
3. Mediciones por corrida. Grafica en tiempo real las medidas obtenidas, al final de la corrida grafica la curva de Intensidad sólo para ésta corrida. Realiza la conversión distancia-tiempo y guarda en un arreglo los datos tiempo & Intensidad.
4. Representa dos casos. En el primero calcula la nueva posición de la platina según el tamaño de paso y la posición anterior, dentro del intervalo dado por el usuario, además envía la instrucción de desplazamiento a la platina. Ya que la platina se encuentra en la nueva posición, en el segundo caso (mostrado en la figura), el programa recopila las medidas de la DAQmx y del Lock-in para realizar el cociente $\Delta R/R$.

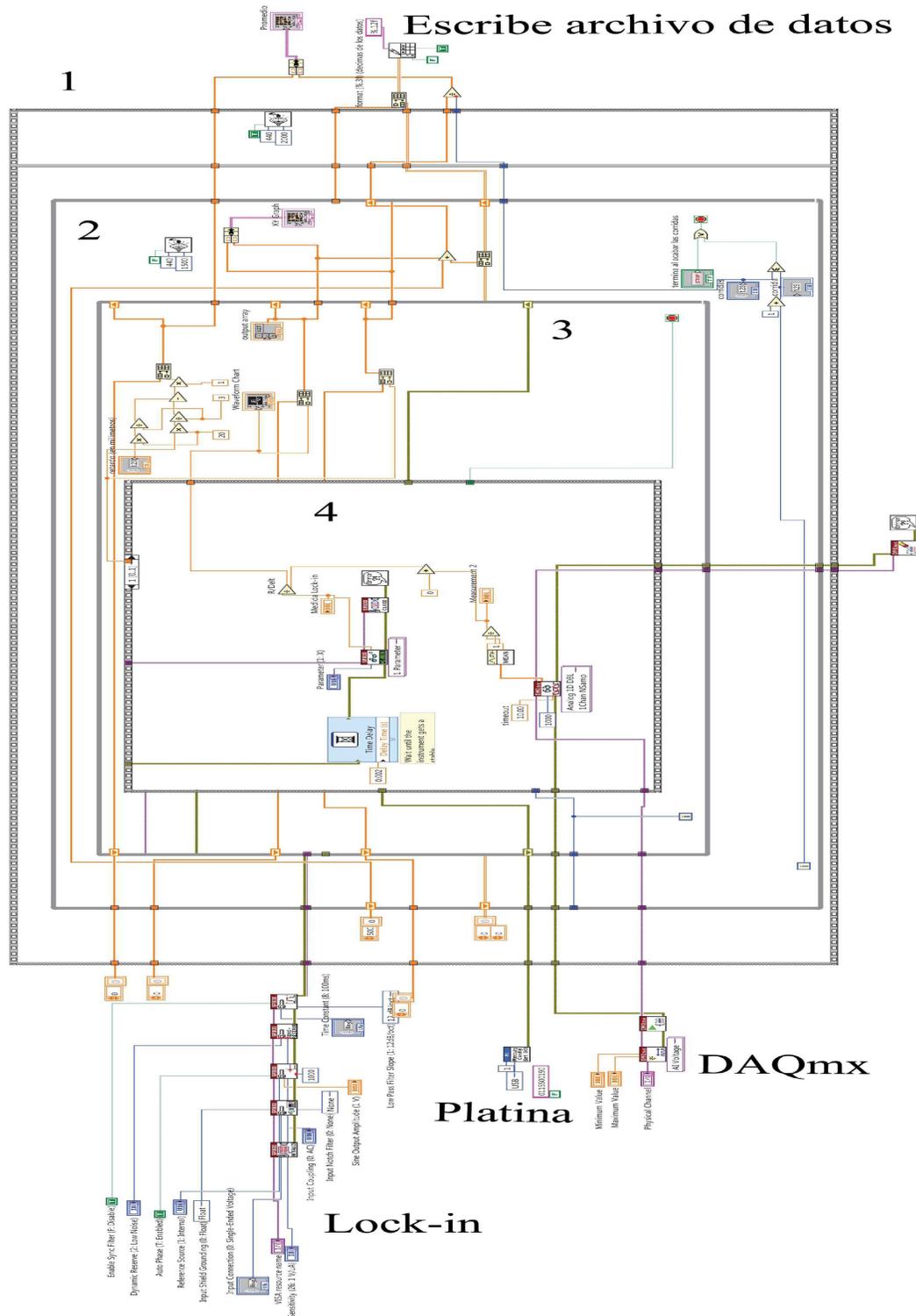


Figura E-2: Diagrama de bloques del programa de automatización del sistema bombeo-prueba con línea de retardo.