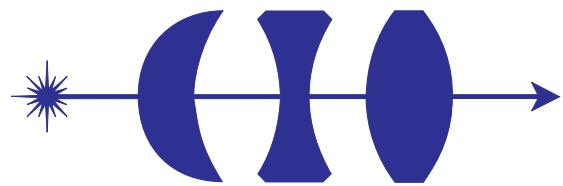


**CENTRO DE INVESTIGACIONES EN ÓPTICA
A.C.**



**Centro de Investigaciones
en Óptica A. C.**

**Diseño y construcción de un espectrómetro
de THz para el estudio de la dinámica de
portadores en compuestos de silicio
nanoestructurado**

Tesis presentada por:

Ing. Sofía Carolina Corzo García

Como requisito parcial para obtener el grado de
Maestra en Ciencias (Óptica).

Asesor de tesis:
Dr. Enrique Castro Camus

Agosto de 2011

Resumen

En la presente tesis se reporta la implementación de un espectrómetro de THz para hacer experimentos de tipo “*pump-probe*”. Se inició con el desarrollo y evaluación de un método para unir mesas ópticas. Posteriormente se desarrolló un algoritmo que permite hacer diseños de recubrimientos dieléctricos multicapa para fabricar componentes ópticos como divisores de haz y películas antirreflectoras de ancho de banda amplio. Se diseñó y fabricó una plataforma de desplazamiento motorizada de alta resolución. Y para concluir el trabajo se armó el espectrómetro y se midió un pulso de THz.

Lista de Publicaciones

Artículos

- S.C. Corzo-Garcia, R.J. Medina-Lopez, S. Anderson, E. Castro-Camus, R. Carriles. *Reliable and economical method to join optical tables*. Optics and Lasers in Engineering Volume 49, Issue 11, November 2011, Pages 1251-1253

Trabajos en conferencias y presentaciones

- S.C. Corzo-Garcia, R.J. Medina-Lopez, S. Anderson, R. Carriles, A. Ruiz-Marquez and E. Castro-Camus. *Interferometric characterization of joined optical tables*, ICO-22, Puebla ,México, 15–19 August 2011.
- R.J. Medina-Lopez, S.C. Corzo-Garcia, S. Anderson, R. Carriles, A. Ruiz-Marquez and E. Castro-Camus,. *Stably joined optical tables*, SPIE Optics + Photonics, San Diego California, EUA, 21–25 August 2011.

Agradecimientos

A Dios.

A mis padres por su apoyo incondicional.

Al CONACyT por el soporte económico brindado.

A mi asesor de tesis por la dirección en la realización de este proyecto.

A mi compañera Julieta Medina López junto con la cual se realizó el trabajo reportado en el capítulo 3.

Al personal de los Talleres de Manufactura Mecánica, Pulido Óptico y del laboratorio de Películas Delgadas del CIO por su invaluable ayuda en el desarrollo de esta tesis.

Al Dr. Michael Johnston (Oxford, Reino Unido) por el emisor y detector fotoconductor.

Al Prof. Chennupati Jagadish (A.N.U., Australia) por el sustrato con el que se fabricó el detector fotoconductor.

Índice general

1. Introducción	2
1.1. Radiación en Terahertz	2
1.1.1. Emisión y Detección en THz	3
1.2. Radiación electromagnética pulsada	5
1.2.1. Dispersión	6
1.3. Semiconductores	8
1.3.1. Compuestos de Silicio	10
2. Espectroscopía en THz en el dominio del tiempo	13
2.1. Experimentos “ <i>pump-probe</i> ”	14
2.2. Sistema implementado	18
3. Método para unir mesas ópticas	19
3.1. Unión	20
3.2. Modelo matemático	21
3.3. Experimento interferométrico	24
4. Diseño y fabricación de recubrimientos dieléctricos para pulsos ultracortos	28
4.1. Reflexión y transmisión	29
4.1.1. Interfaz entre dos dieléctricos	29
4.1.2. Método matricial para sistemas multicapas	31
4.2. Algoritmo para diseño de sistemas multicapas	34
4.3. Resultados	37
5. Plataforma de retraso	42
5.1. Diseño mecánico	43
5.1.1. Mecanismo “ <i>anti-backlash</i> ”	46
5.2. Ensamble	47
6. Conclusiones	49
6.1. Trabajo futuro	50
A. Códigos en “<i>Matlab</i>”	52
Bibliografía	60

Capítulo 1

Introducción

1.1. Radiación en Terahertz

El desarrollo de dispositivos optoelectrónicos para la región del espectro electromagnético comprendida entre 300 GHz ($\lambda = 1\text{ mm}$) y 10 THz ($\lambda = 30\text{ }\mu\text{m}$) (radiación en Terahertz) es importante, debido a que, contar con fuentes de radiación electromagnética en THz permite la realización de estudios en diversas áreas. Por ejemplo; ecografías y tomografías de tejido fino con aplicaciones médicas [1], monitoreo de la atmósfera terrestre [1], caracterización de películas delgadas por interferometría en THz [2], estudio de la dinámica de portadores en materiales semiconductores [3], experimentos de espectroscopía en THz en el dominio del tiempo (THz-TDS). Este es un método versátil, útil para el análisis físico-químico de materiales, realizando pruebas no destructivas en materiales cerámicos [2], entre otros.

Hasta la década de los 80s, cuando se comenzó a generar radiación en THz mediante antenas fotoconductoras [4–6], esta región espectral era una de las menos estudiadas, debido a lo difícil que es generar dichas frecuencias, tanto por medios ópticos como electrónicos, además del limitado número de detectores adecuados para trabajar en esa región [7].

1.1.1. Emisión y Detección en THz

Existen diodos láser interbanda, que generan radiación en las regiones visible e infrarrojo cercano, por la recombinación radiativa de los electrones de la banda de conducción con los huecos de la banda de valencia. Para la generación en el infrarrojo medio no se cuenta con semiconductores adecuados, por lo que, en este caso se aplica el concepto de cascada cuántica, donde la radiación se genera por transiciones entre sub-bandas de un semiconductor heteroestructurado. En los semiconductores heteroestructurados, en principio, las energías de transición pueden hacerse a la medida, de tal modo que emitan en el rango del infrarrojo lejano y medio [7].

Conociendo las dificultades en la fabricación de fuentes de estado sólido de radiación en THz, muchas investigaciones se enfocaron en técnicas completamente ópticas para producir radiación en THz, usando pulsos ultracortos (fs) con láseres visibles y de infrarrojo cercano [7]. En este sentido se han logrado muchos avances. Utilizando materiales electroópticos ya conocidos, se logra la rectificación óptica que genera pulsos de THz, ya que cuando interactúa radiación óptica intensa con un medio no lineal, los componentes del espectro de un pulso laser muy corto estimulan un pulso rectificado también corto aunque mayor que el primero, cuyo rango espectral va desde fracciones y unas pocas unidades hasta decenas de THz [1].

Una de las primeras formas en las que se generó radiación de THz en 1990 [8], fue enfocando un rayo de un láser pulsado de colorante con amarré de modos (6 mW, 70 fs a 100 MHz), en medio de las líneas de transmisión de una antena fotoconductiva, que consiste en dos líneas paralelas de aluminio de 20 mm de longitud, 5 μm de espesor, separadas 20 μm . El modelo fue fabricado sobre una oblea intrínseca de arseniuro de galio de alta resistencia. Los resultados obtenidos con esta antena, comparados con los obtenidos usando

antenas fabricadas en silicio sobre obleas de zafiro tratadas mediante implantación de iones, muestran que las de arseniuro de galio sin implantación producen un transiente ligeramente más corto, con un espectro más amplio y una amplitud de señal aproximadamente 5 veces más grande [8].

En 1997 [9] se generó radiación de THz mediante un láser de Titanio-Zafiro con amarre de modos, bombeado por un láser de Argón, produciendo pulsos de luz de 80 fs (FWHM), con longitud de onda aproximada de 780 nm y tasa de repetición de 82 MHz. El pulso de bombeo de fs fue enfocado con una lente sobre el área entre los contactos polarizados de la antena fotoconductiva, la cual estaba montada sobre el lado plano de una lente hemisférica de silicio [9].

Para su detección, la radiación en THz emitida fue colimada y enfocada por un par de espejos parabólicos sobre un detector fotoconductivo. El detector fotoconductivo es excitado por un pulso de disparo, el cual es separado del pulso de bombeo con un divisor de haz, y la fotocorriente inducida (dc) por el campo de radiación incidente sobre el detector es medida por un amperímetro. Retrasar el pulso de prueba respecto del pulso de bombeo permite obtener la forma del pulso de THz [9].

El uso de cristales electroópticos permite vislumbrar oportunidades de teravisión, ya que permite convertir una imagen en THz en una imagen óptica con alta resolución en espacio y tiempo [1]. Usando un cristal electroóptico y una cámara CCD para convertir una imagen en el infrarrojo lejano, en una imagen óptica con resolución espacial limitada por difracción y resolución temporal en fs. Este sistema de imagen ofrece información sobre radiación en THz de cierto modo en tiempo real, midiendo la distribución espacial de fase y amplitud en 2D [10].

Otro método de detección es el de muestreo electroóptico en el espacio

libre (FSEOS por sus siglas en inglés), en el cual, la radiación en THz es detectada típicamente en un cristal de ZnTe <110> de 0.5-1.0 mm de espesor, aunque para aplicaciones de amplio ancho de banda debe ser de aproximadamente 10 μm . Se basa en el efecto Pockels, en el que un campo eléctrico aplicado sobre el cristal detector causa que éste se vuelva birrefringente. Cuando el pulso de muestreo óptico atraviesa el cristal en un punto al mismo tiempo que el pulso de THz, su polarización es ligeramente rotada. La magnitud de la rotación es proporcional a la magnitud del campo de THz, y la dirección de la rotación es proporcional al signo del campo. De esta manera, la amplitud del pulso es medida como función del tiempo, mediante el barrido de una línea de retraso, el cual determina el retraso relativo del pulso óptico y el pulso de THz. La señal es colectada con un amplificador “*lock-in*” amarrando la fase con un interruptor óptico, que modula el haz de generación de THz. La trayectoria del rayo de THz desde el transmisor hasta el receptor es usualmente encerrada y purgada con nitrógeno seco para minimizar la absorción de THz del vapor de agua en el ambiente [11].

Cuando se usa un sistema láser amplificado, los pulsos se detectan mejor por medio de FSEOS que por medio de antenas fotoconductoras [12, 13], ya que éste tienen la ventaja de ser un método de detección no resonante, por lo que el daño potencial sobre el cristal detector en la lectura de un haz enfocado es mucho menor [10, 14].

1.2. Radiación electromagnética pulsada

Para la generación de radiación en THz, tener pulsos ultracortos juega un papel muy importante. Estos pulsos se generan normalmente en forma de rayos láser. La duración de un pulso está directamente relacionada con el ancho espectral del mismo por la Transformada de Fourier del pulso [15]:

$$\varepsilon(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} E(\omega) e^{-i\omega t} d\omega, E(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} \varepsilon(t) e^{i\omega t} dt. \quad (1.1)$$

De tal forma que en condiciones ideales lo más corto que puede ser el pulso depende de su ancho de banda limitado por Transformada de Fourier.

El amplio ancho de banda óptico de los pulsos ultracortos, trae consigo problemas de dispersión cromática en los materiales a través de los que se propaga, lo que puede hacer que la duración del pulso se alargue [16].

1.2.1. Dispersión

La dispersión de un material es la variación de su índice de refracción con la frecuencia $n(\lambda)$ [17], por lo que este efecto se aprecia más en pulsos ultracortos debido a su amplio ancho de banda. La dispersión afecta los pulsos tanto en el dominio temporal como en el espacial.

Dispersión espacial o angular: Separa espacialmente las longitudes de onda del pulso al pasar por una interfaz ($dn/d\lambda$), de tal forma que para un mismo ángulo de incidencia θ_{in} , se presentan diferentes ángulos a la salida ya que: $\theta_{out}(azul) > \theta_{out}(rojo)$.

Dispersión temporal “Chirp”: Separa temporalmente las longitudes de onda del pulso al pasar a través de un medio ($d^2n/d\lambda^2$), debido a que las velocidades de fase para cada una son diferentes, en dispersión normal $v_g(azul) < v_g(rojo)$, lo que trae como resultado un alargamiento del pulso [18].

La fase espectral es la fase de cada frecuencia ($\varphi(\omega)$) dentro del pulso.

La **velocidad de fase** (v_{fase}) es la velocidad de propagación de las diferentes frecuencias presentes en el pulso. Es la relación entre el número de onda y la frecuencia angular.

La **velocidad de grupo** (v_g) es la velocidad de la envolvente del pulso,

es decir es la velocidad a la que varía la forma de la amplitud. Se define como el inverso de la derivada del número de onda respecto a la frecuencia angular.

El **retraso de grupo** (φ_1) se define como la derivada del cambio de la fase espectral respecto a la frecuencia angular.

$$\varphi_1 = \frac{d\varphi}{d\omega}. \quad (1.2)$$

La **dispersión del retraso de grupo** (**GDD** por sus siglas en inglés φ_2) se define como la derivada del retraso de grupo respecto a la frecuencia angular, o bien, la segunda derivada del cambio de fase espectral respecto a la frecuencia angular. La **dispersión de la velocidad de grupo** (**GVD** por sus siglas en inglés) es el GDD por unidad de área [16].

$$\varphi_2 = \frac{d^2\varphi}{d\omega^2}. \quad (1.3)$$

La dispersión normal ($v_g < v_{fase}$) se da en las regiones del material donde n crece conforme ω crece, y la dispersión anómala ($v_g > v_{fase}$) en las regiones de alta absorción del material, donde n decrece conforme ω crece.

Cuando un pulso atraviesa un medio dispersivo su fase cambia. En el dominio de las frecuencias, la fase a la salida (ecuación 1.4) $\varphi_{out}(\omega)$ es la suma de la fase del pulso incidente $\varphi_{in}(\omega)$ más un factor de fase inducido por el material $\varphi_H(\omega)$.

$$\varphi_{out}(\omega) = \varphi_{in}(\omega) + \varphi_H(\omega). \quad (1.4)$$

Donde:

$$\varphi_H(\omega) = k(\omega)L. \quad (1.5)$$

Este término es relevante debido a que la fase de un pulso determina su forma, así que, si podemos modificarla controladamente, podemos moldear

el pulso.

Al desarrollar el segundo término de la ecuación 1.5 en serie de Taylor, el primer término corresponde al inverso de la velocidad de fase, el segundo es el inverso de la velocidad de grupo y el tercero a la dispersión del retraso de grupo (GDD), que corresponde a la dispersión de velocidad de grupo en un pulso por el espesor (L) del material atravesado $GDD = GVD \cdot L$.

$$\varphi_H(\omega) = \varphi_0 + \varphi_1 \frac{\omega - \omega_0}{1!} + \varphi_2 \frac{(\omega - \omega_0)^2}{2!} + \dots \quad (1.6)$$

La dispersión angular produce GDD negativa, la cual se puede utilizar para compensar la dispersión de los pulsos al propagarse a través de componentes ópticas, y de esta manera mantener cortos los pulsos.

Bajo este principio funcionan los compresores de pulsos, utilizando rejillas de difracción o pares de prismas, para producir la dispersión angular (GDD negativo) [18].

La forma de la fase espectral modifica la forma y duración del pulso (figura 1.1), de tal forma que la mínima duración de un pulso ocurre cuando la fase es lineal. Tomando en cuenta que el GDD es la segunda derivada de la fase respecto a la frecuencia (ecuación 1.3), si éste es igual a cero, se asegura que la fase es lineal.

1.3. Semiconductores

Los semiconductores como su nombre lo indica, son materiales que poseen un nivel de conductividad, localizado entre los extremos de un dieléctrico y un conductor. Los semiconductores de aplicación práctica en electrónica son monocristalinos [19]. Su conductividad puede ser alterada significativamente por modificaciones en la temperatura, su concentración de dopantes, o por

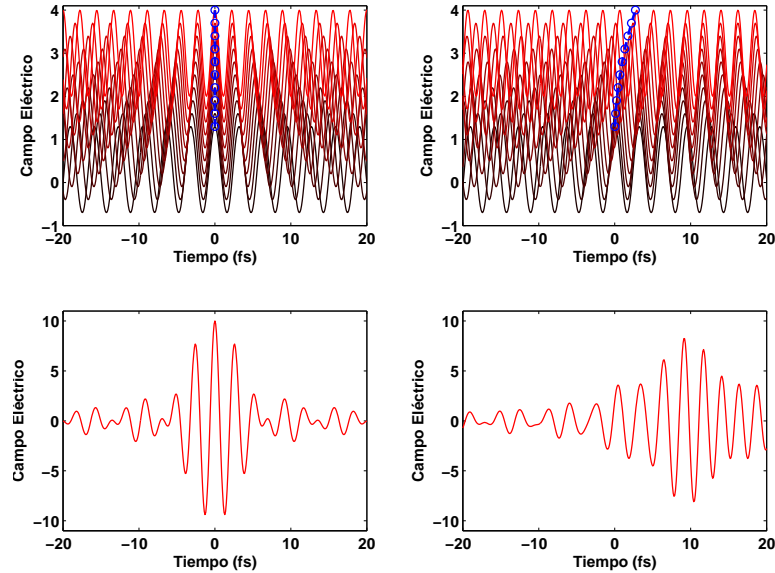


Figura 1.1: Relación entre la fase espectral y la duración y forma del pulso. En los paneles de arriba. Líneas de negro a rojo: frecuencias dentro del pulso. Circunferencias azules: fase de cada frecuencia. Línea punteada azul: fase espectral del pulso. En los paneles de abajo. Forma y duración del pulso.

iluminación con luz. Para la fabricación de dispositivos semiconductores electrónicos se utiliza principalmente el silicio (Si) [20].

Desde décadas pasadas se ha investigado la dinámica de portadores en semiconductores, utilizando técnicas de bombeo prueba (*“pump-probe”*). Sin embargo, en la actualidad sigue siendo un área relevante de investigación, debido a los nuevos materiales que se han ido desarrollando, en gran parte por la continua miniaturización de dispositivos semiconductores al régimen de nanoescalas [21].

Es muy importante comprender la dinámica de portadores de carga en semiconductores nanoestructurados para poder utilizar estos materiales en dispositivos electrónicos y optoelectrónicos. Es posible estudiar el transiente de fotoconductividad de semiconductores nanoestructurados en sustratos dieléctricos usando métodos de THz resueltos en tiempo. La espectroscopía

en Terahertz en el dominio del tiempo (THz-TDS por sus siglas en inglés) es una técnica que permite conocer la dinámica de cuasipartículas en escalas de tiempo por debajo de 1 ps a más de 1 ns sin contacto [22].

1.3.1. Compuestos de Silicio

El silicio es un semiconductor que ha sido ampliamente estudiado. En microelectrónica son muy usados materiales dieléctricos como el óxido de silicio, el nitruro de silicio, los oxinitruros, los fosfosilicatos (PSG, óxido de silicio dopado con fósforo) y los borofosfosilicatos (BPSG, óxido de silicio dopado con fósforo y boro) [23]. En la tecnología de circuitos integrados, las películas de óxido y nitruro de silicio se emplean como dieléctricos de compuerta, máscaras para procesos, aislantes intermetálicos, etc. En óptica integrada se fabrican guías planas de luz con estructuras de óxido de silicio/oxinitruro de silicio [23]. Sin embargo, cuando se modifica la estructura del silicio en escalas nanométricas cambia sus propiedades, dando lugar a compuestos que resultan muy prometedores, como el silicio policristalino que tiene potencial de aplicación en la industria nano-electrónica. La investigación detallada de películas ultradelgadas de silicio nanocrystalino, es esencial para el entendimiento en general de las propiedades de la estructura de semiconductores al orden de nanómetros, estas estructuras se pueden estudiar por difracción de electrones y microscopía electrónica de transmisión [24].

El estudio de la emisión de luz del silicio poroso y de diferentes compuestos dieléctricos de silicio con “*nanoclusters*” de silicio (nc-Si) dentro de su estructura es importante para la producción de dispositivos optoelectrónicos integrados de bajo costo. En estos materiales el origen de tal fotoluminiscencia (PL) es siempre asociada a los efectos de confinamiento cuántico, en los que la posición del pico de energía PL depende fundamentalmente del

tamaño de los nc-Si. Muchos trabajos recientes han mostrado que la pasivación de la superficie del nc-Si juega un papel crucial, en la reducción de procesos no radiativos y así mejora la eficiencia de la PL, y también mejora la estabilidad de las emisiones. A pesar de eso, todavía hay controversia sobre la importancia y la influencia de la superficie química del nc-Si y de los diferentes pasivadores en la mejora de la PL [25].

Para obtener compuestos de silicio con nc-Si se puede utilizar la técnica de “*plasma-enhanced chemical vapor deposition*” (PECVD) que se basa en utilizar radiación para disociar los gases reaccionantes y obtener radicales libres capaces de reaccionar entre sí a temperaturas menores que las necesarias por los gases no disociados [23].

En la referencia [25] se presenta la PL en muestras de películas delgadas de nitruro de silicio enriquecidas en silicio, depositadas mediante PECVD a 3 diferentes presiones, haciendo uso de mezclas de $SiH_2Cl_2/NH_3/H_2$. Después del depósito de las películas partes de cada muestra fueron recocidas en nitrógeno. Los resultados obtenidos muestran que la fotoluminiscencia del nc-Si depende no solo de su tamaño y densidad, sino también del estado y naturaleza de la superficie de pasivación provista por la matriz amorfa. Se encontró un corrimiento de la PL hacia el azul, el cual, de acuerdo con el modelo de confinamiento cuántico viene de los nc-Si conforme se va incrementado el contenido de oxígeno (O) en la matriz amorfa. El cambio en las características de la PL de las muestras recocidas muestran que la sustitución de hidrógeno (H) por nitrógeno (N) como pasivador de superficie de nc-Si tiene menos efectos sobre la eficiencia de la PL, y la pasivación con O produce una significativa mejora de esta eficiencia [25].

Del estudio de diferentes condiciones de depósito para la obtención de nitruros de silicio, se han encontrado condiciones adecuadas para que los

nitruros tengan características relevantes como: bajas corrientes de fuga y campos de ruptura dieléctricos elevados; bajo contenido de H y estén libres de enlaces Si-H (aplicaciones ópticas); bajos valores de rugosidad superficial; alta resistencia a la oxidación térmica hasta 1125°C. Las cuales hacen de los nitruros de silicio un material potencialmente atractivo [26].

Capítulo 2

Espectroscopía en THz en el dominio del tiempo

La espectroscopía óptica ultrarrápida, es un método que permite medir la dinámica de cuasi-partículas en función de parámetros como la energía de los fotones, la densidad de portadores fotoinyectados y la temperatura, con una resolución temporal de femtosegundos (fs). La alta resolución temporal permite medir procesos dinámicos que ocurren por ejemplo en las escalas de tiempo fundamentales de la electrónica de red. Se han realizado muchos estudios con espectroscopía ultrarrápida en pozos y puntos cuánticos [27–29], y combinaciones de los mismos [30]. Realizar mediciones en nanoalambres de semiconductores [22, 31–34] representa una gran oportunidad, ya que el conocimiento detallado de la dinámica ultrarrápida de portadores en estas nanoestructuras cuasi-1D es importante para aplicaciones nanofotónicas de dichos materiales.

La espectroscopía en el dominio del tiempo (TDS por sus siglas en inglés) permite conocer la evolución temporal del campo eléctrico de un pulso electromagnético al atravesar una muestra, mediante la comparación con otro

pulso de referencia [15]. Este tipo de experimentos consisten en medir dos formas temporales de pulsos electromagnéticos: el pulso inicial (pulso de referencia) y el pulso propagado. Éste último cambia su forma al pasar a través de la muestra que se está estudiando. Mediante análisis de Fourier de ambos pulsos, se puede obtener la absorción y la dispersión de la muestra resueltas en frecuencia. El rango útil de frecuencias del método es determinado por la duración del pulso generado por la fuente y por la resolución en tiempo de los procesos de detección [35].

La espectroscopía en THz en el dominio del tiempo (THz-TDS) mide la evolución del transiente de THz como función del tiempo, esto se hace mediante una línea de retraso variable entre el pulso de referencia y el pulso de THz como se ilustra en la figura 2.1. Como se mencionó en el capítulo 1, la radiación en THz tiene un ancho de banda amplio, lo que permite obtener información de la muestra analizada dentro de un espectro amplio de frecuencias que abarca el infrarrojo lejano [8, 15], esto es especialmente relevante debido a que los espectros de conductividad en esta región contienen información sobre el transporte de cargas en escalas nanoscópicas [36]. Esta técnica permite también determinar el coeficiente de absorción e índice de refracción de una muestra de manera simultánea [11].

2.1. Experimentos “*pump-probe*”

Experimentos de tipo “*pump-probe*” se han utilizado para hacer diversos estudios dinámicos de moléculas [37] por ejemplo: la evolución del radical OH al modo HDO cuando se disuelve en D_2O [38], la isomerización de cromóforo bacteriorodopsina [39] y la vibración de ondas en el contorno del estado electrónico de dímeros de sodio [40]. También para realizar mediciones de efectos coherentes derivados del “*exciton bleaching*” en el GaAs de bulto [41],

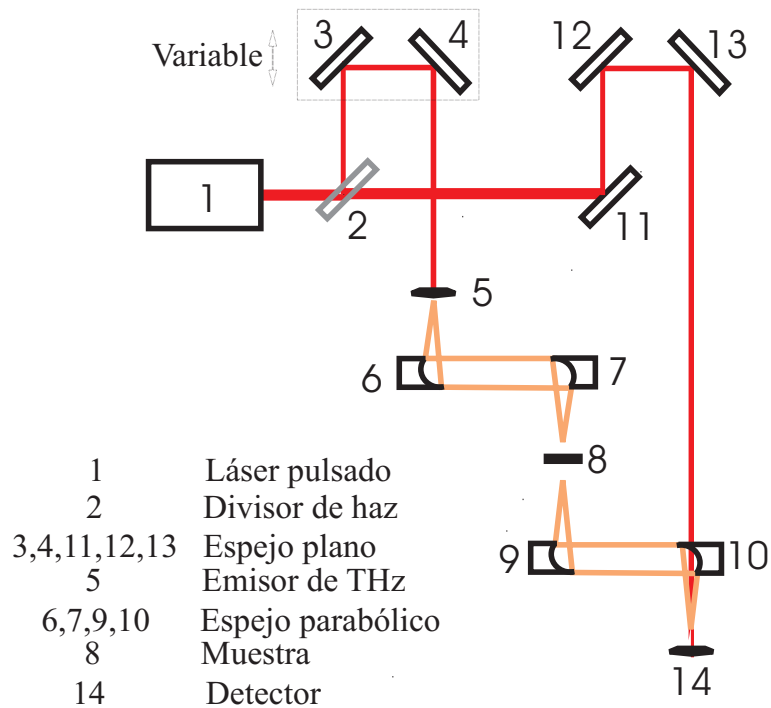


Figura 2.1: Esquema de un arreglo para THz-TDS.

medir la conductividad en nanoalambres semiconductores [31] de: ZnO [32], GaAs [22], Germanio [33] y Silicio [34] por citar algunos de los trabajos que se han realizado y mostrar algunas áreas donde es importante esta técnica.

Los experimentos “*pump-probe*” permiten analizar el comportamiento dinámico de muestras excitadas mediante pulsos ópticos. Cuando la muestra es un semiconductor, el pulso óptico de bombeo excita portadores a la banda de conducción, estos portadores pueden movilizarse o recombinarse. Según la dinámica de movilización y recombinación de los portadores, la transmisión del pulso de prueba es diferente [15]. Por lo tanto el comportamiento de la muestra se puede monitorear mediante la evolución del mismo punto (el pico por ejemplo) del pulso de prueba conforme se varía el tiempo de retraso entre los pulsos de bombeo y prueba [11].

La técnica “*pump-probe*” consiste en dividir el haz principal de pulsos en

dos brazos, uno de ellos se dirige directamente a la muestra, éste se llama pulso de bombeo, el otro brazo es el pulso de prueba y se retrasa respecto al pulso de bombeo, de tal forma que interactúen en la muestra a diferentes tiempos antes o después de la excitación (figura 2.2), lo que permite monitorear la variación temporal de un punto del pulso de prueba y por tanto de la dinámica de transmisión o reflexión de la muestra después de un estímulo transiente [15].

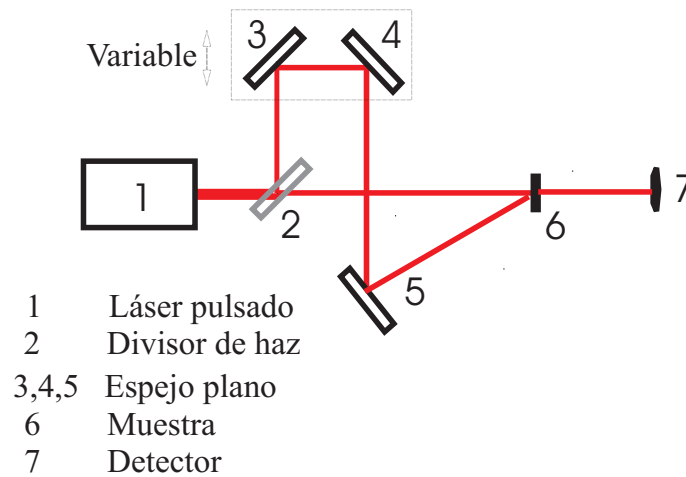


Figura 2.2: Esquema de un arreglo para experimento “*Pump-Probe*”.

Los experimentos de bombeo óptico-prueba en THz (OPTP), han sido utilizados para el estudio de la dinámica ultrarrápida de relajación y recombinación de portadores. Por ejemplo en la referencia [42] se demostró que los tiempos de la recombinación en el grafeno dependen de la densidad de portadores. En la referencia [43] se obtiene el tiempo de captura (en nanoislas autoensambladas de ErAs embebidas en GaAs y depositadas en una estructura de red) incrementando el periodo de la red y la fluencia de bombeo, lo que muestra su potencial aplicación en detectores de THz.

Los experimentos OPTP consisten en dividir un tren de pulsos en infrarrojo cercano con duración de fs, en tres brazos (figura 2.3), uno de ellos es

utilizado para bombear la muestra, otro es llevado al emisor de THz antes de pasar por la muestra donde se traslapa con el pulso de bombeo (entre ellos hay una línea de retraso variable que permite conocer la evolución temporal de un mismo punto del transiente de THz), y el tercero se usa para activar el detector electroóptico en diferentes tiempos de traslape con el de THz (entre ellos hay una línea de retraso variable que permite conocer la evolución temporal del transiente de THz) [35].

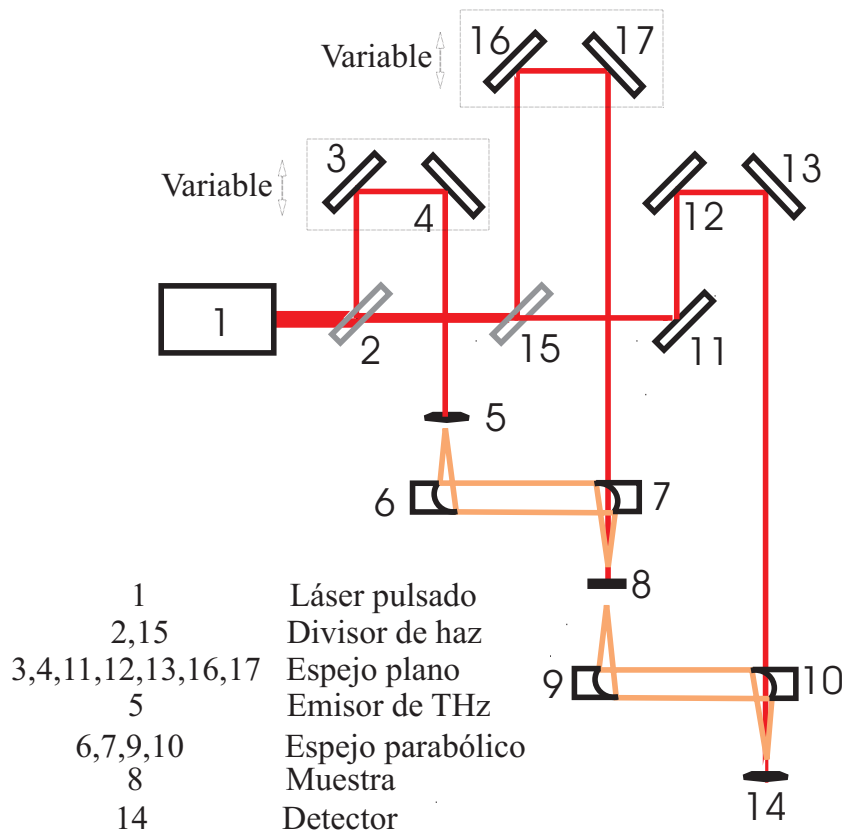


Figura 2.3: Esquema de un arreglo para THz-TDS “Pump-Probe”

La técnica OPTP es ideal para analizar los mecanismos de relajación ultrarrápida en materiales, debido a que muchos materiales tienen energías de excitación en el rango óptico y los pulsos de THz por su baja energía son sensibles a la conductividad de estos materiales, siendo así un método para

medir la conductividad sin contacto [3].

2.2. Sistema implementado

Para implementar el espectrómetro de THz para experimentos OPTP en el laboratorio de óptica ultrarrápida del CIO se tuvo que hacer frente a varios problemas. Primeramente se necesitaba unir las dos mesas ópticas con las que cuenta, para que funcionaran como una sola. No se contaba con plataformas de retraso, por lo que había que diseñar y construir una, y tampoco se disponía de divisores de haz para hacer la separación de los brazos del espectrómetro, por lo que se requería también diseñar y construir divisores de haz de 25 % para la región del espectro electromagnético comprendida entre 750 y 850 nm.

Cada uno de estos problemas fue resuelto, reportando los resultados en los capítulos 3-5.

El espectrómetro que se implementó en el laboratorio de óptica ultrarrápida del CIO, incluye los elementos construidos en el desarrollo de este proyecto y además, es alimentado por un láser de Titanio-Zafiro (800 nm, 300 mW, 50 fs); para la generación de THz se utiliza una antena fotoconductiva de SI-GaAs polarizada por una onda cuadrada de +80 V a 10KHz.

La detección se realiza con una antena fotoconductiva de 3 contactos [44] fabricada sobre un sustrato de GaAs implantado con iones de arsénico. Un amplificador “*lock-in*” SR830 amarrado a una referencia TTL de la onda cuadrada de 10 KHz con la que se polarizó el emisor, sirve para atenuar el ruido filtrando la señal.

Capítulo 3

Método para unir mesas ópticas

Antes de iniciar con la implementación del espectrómetro, se presentó la necesidad de unir las dos mesas ópticas del laboratorio de óptica ultrarrápida del CIO. Pero esto no es algo que ocurre solamente en este laboratorio, ya que, debido a la complejidad de algunos experimentos, en ocasiones es deseable unir mesas ópticas, por ejemplo; los experimentos de aceleración óptica de partículas [45] y los de microscopía no-lineal [46] requieren en ocasiones mesas grandes y de geometrías complejas.

Los fabricantes de mesas ópticas ofrecen sistemas de mesas de diferentes tamaños y medidas preparados para unirse en la forma en la que sea necesario. Sin embargo el costo de los segmentos preparados para ser unidos, es aproximadamente 25% más elevado que el de una mesa similar sin dicha preparación.

Además del elevado costo, es necesario comprar las mesas preparadas desde la primera vez, y si ya se tiene una mesa óptica con experimentos montados la cual se quiere unir a otra, es necesario desmontar los experimentos y enviar la mesa nuevamente con el fabricante, lo cual es un proceso muy tardado.

En la referencia [47] se presenta un método para unir mesas ópticas, en el que se evalúa su rigidez mediante un interferómetro de Michelson [48,49]. Sin

embargo en este artículo no se discuten aspectos como el efecto que genera sobre la unión la aplicación de cargas significativas y la configuración de las conexiones neumáticas de las patas de las mesas.

En este capítulo se presenta un método para unir mesas ópticas sin preparación previa. Se unieron dos mesas ópticas (3000 mm×1500 mm×310 mm, Thorlabs PTR 52514; y 3750 mm×1500 mm×310 mm, Thorlabs PTR 52515) formando una “T” descentrada (descentrada 325 mm, como se muestra en la figura 3.1), y usando interferometría de Michelson, se evaluó la rigidez de la unión al aplicar esfuerzo mecánico sobre la mesa en diferentes posiciones. Se comparó el comportamiento de dos configuraciones diferentes para las conexiones neumáticas y posteriormente utilizando la mejor configuración, se comparó el comportamiento del sistema de mesas unidas con una mesa independiente, sin unir.

3.1. Unión

Las mesas se unieron utilizando veinticuatro placas de acero inoxidable AISI302 maquinado como se muestra en la figura 3.1, doce de ellas se fijaron en la parte superior de las mesas con tornillos M6, utilizando los agujeros en la superficie. En la superficie inferior se taladraron y machuelaron agujeros M6 para fijar las doce placas restantes. Las placas fueron colocadas mientras ambas mesas estaban flotadas sobre el sistema neumático, después de unir las se desflotaron para relajar el sistema neumático y posteriormente se volvieron a flotar. Es importante resaltar que el mayor esfuerzo no recae sobre las placas sino sobre los cantos de las mesas ya que están el uno contra el otro.

Para definir un plano se necesitan tres puntos, por lo que en una mesa convencional tres de las patas son maestras (cuentan con un sensor de altura) y una es esclava de una de las maestras. Sin embargo en el sistema de dos

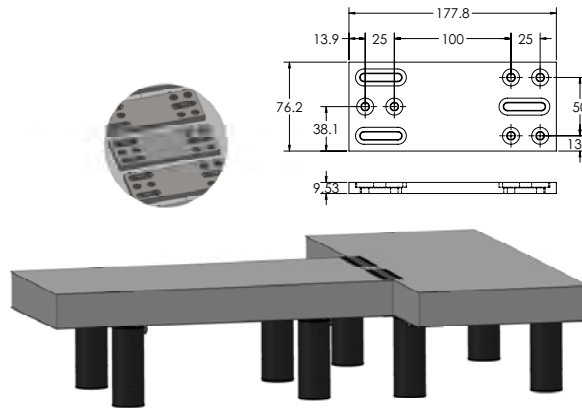


Figura 3.1: Representación en tres dimensiones de las mesas ópticas unidas. Dentro del círculo se muestran los detalles de las placas de acero inoxidable que se usaron para unir las mesas. Las dimensiones de las placas se muestran en la esquina superior derecha (en mm).

mesas unidas, tenemos ocho patas, de las cuales únicamente tres deben ser maestras, así que existen diferentes combinaciones para conectar maestras y esclavas.

Se consultó directamente al fabricante cómo conectar las patas esclavas con las maestras y sugirió, que esta conexión no debería atravesar la unión entre las mesas. La configuración sugerida por el fabricante (configuración A) es mostrada en la figura 3.2 (i). Siguiendo el criterio del fabricante no todas las patas esclavas están conectadas a la pata maestra más cercana, por lo que decidimos probar una configuración alternativa donde conectamos las patas esclavas con la maestra más cercana. Esta configuración alternativa se muestra en la figura 3.2 (ii) (configuración B).

3.2. Modelo matemático

Se hizo un análisis estático en dos dimensiones, para estimar con cuál de las dos configuraciones se produce menor esfuerzo sobre la unión. En equi-

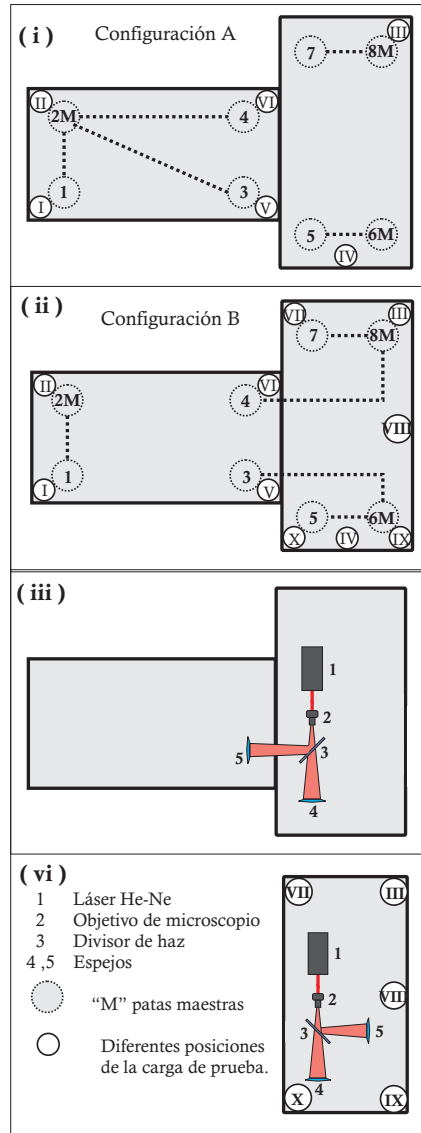


Figura 3.2: (i) Configuración A de patas maestras (M) y esclavas, y posiciones (en números Romanos) sobre las cuales se aplicó la carga de prueba en la primera comparación. (ii) Configuración B de patas maestras (M) y esclavas, y posiciones (en números Romanos) sobre las cuales se aplicó la carga de prueba en la primera y segunda comparación. Las líneas punteadas representan las conexiones neumáticas entre patas maestras y esclavas. (iii) Interferómetro de Michelson sobre el sistema de mesas unidas con un brazo pasando a través de la unión. (iv) Interferómetro de Michelson sobre una mesa independiente y posiciones sobre las cuales se aplicó la carga de prueba en la segunda comparación.

librio, las fuerzas en las patas conectadas a una misma maestra son iguales, y la torca producida por el peso y las fuerzas de las patas en dos direcciones ortogonales sobre un plano paralelo a la superficie de las mesas es igual a cero, así que para la configuración A

$$\begin{pmatrix} 1 & -1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & -1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & -1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & -1 \\ 1 & 1 & 1 & 1 & 1 & 1 & 1 & 1 \\ x_1 & x_2 & x_3 & x_4 & x_5 & x_6 & x_7 & x_8 \\ y_1 & y_2 & y_3 & y_4 & y_5 & y_6 & y_7 & y_8 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} F_1 \\ F_2 \\ F_3 \\ F_4 \\ F_5 \\ F_6 \\ F_7 \\ F_8 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ mg \\ \tau_y \\ \tau_x \end{pmatrix},$$

donde F_i es la fuerza en la i -ésima pata localizada en (x_i, y_i) , m la masa total de las mesas, g es 9.81 m/s^2 y τ_x y τ_y son las torcas producidas por el peso de las mesas en los ejes x y y las cuales fueron calculadas numéricamente usando una malla fina (1 mm por lado) de la distribución de masa de la mesa en forma de "T".

Para la configuración B se construyó un sistema análogo:

$$\begin{pmatrix} 1 & -1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & -1 \\ 1 & 1 & 1 & 1 & 1 & 1 & 1 & 1 \\ x_1 & x_2 & x_3 & x_4 & x_5 & x_6 & x_7 & x_8 \\ y_1 & y_2 & y_3 & y_4 & y_5 & y_6 & y_7 & y_8 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} F_1 \\ F_2 \\ F_3 \\ F_4 \\ F_5 \\ F_6 \\ F_7 \\ F_8 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ mg \\ \tau_y \\ \tau_x \end{pmatrix}.$$

Resolviendo ambos sistemas se obtuvo la fuerza en cada pata, y con ellas se calculó la torca parcial producida a cada lado de la unión, lo cuál permitió medir cuál de las dos configuraciones produce un mayor esfuerzo sobre la unión. La torca obtenida fue de 20763 Nm para la configuración A y 20428 Nm para la configuración B. La diferencia de 335 Nm ($\sim 1.6\%$) entre las torcas sugiere que en la configuración B las fuerzas están mejor distribuidas, produciendo menor esfuerzo sobre la unión.

3.3. Experimento interferométrico

La rigidez de la unión se midió utilizando un interferómetro de Michelson y aplicando un peso de 745 N en las posiciones del I al X mostradas en la figura 3.2. Este peso es significativamente mayor al que se aplica normalmente sobre las mesas ópticas.

El interferómetro se construyó utilizando un laser He-Ne con una longitud de onda de $\lambda = 632.8$ nm, el cual fue enfocado utilizando un objetivo de microscopio 20 X. Uno de los brazos del interferómetro se pasó a través de la

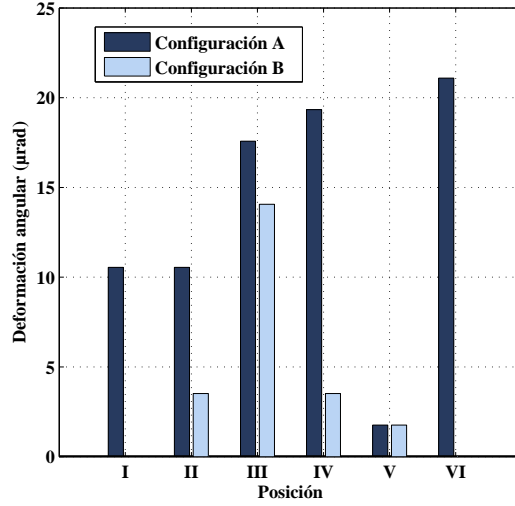


Figura 3.3: Ángulo de deformación en microrradiaes medido por interferometría, cuando se aplica peso en cada una de las posiciones para ambas configuraciones de patas; la configuración A es la sugerida por el fabricante y la configuración B es la configuración alternativa que se probó.

unión como se muestra en la figura 3.2 (iii). La deformación causada en la unión por el peso aplicado se cuantificó contando el número de franjas (N) que se desplazaron en el patrón de interferencia al aplicar el peso, usando la siguiente ecuación para calcular el ángulo de deformación

$$\theta = \arctan \frac{N \cdot \lambda}{h_b},$$

donde h_b es la altura del rayo medida a partir de la superficie de la mesa. Debido a que la medición se llevó a cabo contando las franjas, la incertidumbre asociada es una franja completa, es decir: $\delta\theta \approx 3.5 \mu\text{rad}$.

Se midió tres veces la deformación producida por el peso aplicado en cada uno de los puntos (figura 3.2(i)) para confirmar la repetitividad de las mediciones. Los ángulos de deformación se presentan en la figura 3.3 en función de la posición de la fuerza aplicada. Es importante tener en cuenta que incluso en el peor de los casos (configuración A posición VI) la deformación

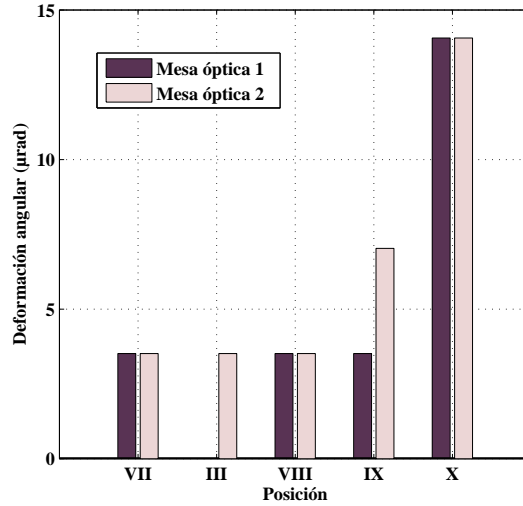


Figura 3.4: Ángulo de deformación en microrradianes medido por interferometría, cuando se aplica peso en cada una de las posiciones en el sistema de mesas unidas (mesa óptica 1) y en una mesa independiente (mesa óptica 2).

es pequeña ($\sim 20 \mu\text{rad}$), y que esta deformación se produjo aplicando una fuerza inusualmente grande para el uso cotidiano (745 N). También es interesante notar que la deformación fue mayor o igual en todas las posiciones en la configuración A que en la configuración B. Por lo tanto para mediciones posteriores se eligió la configuración B.

Se realizó una segunda comparación con el fin de evaluar si la unión afecta el comportamiento mecánico de los segmentos de la mesa. Para esta segunda comparación también se utilizó un interferómetro de Michelson, pero en esta ocasión se colocaron ambos brazos en el mismo segmento de la mesa, y también se colocó el interferómetro de Michelson en la misma posición sobre una mesa independiente de las mismas características que el segmento de la mesa unida. Nuevamente se aplicó el peso en diferentes posiciones (mostradas en la figura 3.2 (ii) y (iv)), se calcularon los ángulos de deformación y los resultados se muestran en la figura 3.4. Es interesante remarcar que las deformaciones son iguales (dentro de la incertidumbre de la medición) para los

dos casos, lo que demuestra que el esfuerzo producido por la unión no afecta significativamente a la estabilidad mecánica de los segmentos.

Con estos resultados se concluye que tenemos un método simple, económico y estable para unir mesas ópticas y que, además nos permite reconfigurar la forma de unir las siempre que sea necesario.

Capítulo 4

Diseño y fabricación de recubrimientos dieléctricos para pulsos ultracortos

Los recubrimientos dieléctricos de capas delgadas pueden modificar las propiedades de reflexión y transmisión y la fase de la luz en superficies ópticas. Es deseable controlar estas propiedades mediante el diseño de recubrimientos [50] antirreflectores [51–53], divisores y filtros de haz, con diferentes razones de reflexión/transmisión que operan en diferentes regiones del espectro electromagnético [54, 55].

El manejo de los pulsos ultracortos utilizados en nuestro sistema de espectroscopía en THz requieren del uso de filtros de interferencia dieléctricos, algunos ejemplos son los espejos y los divisores de haz. Estos filtros poseen funciones de Reflectancia $R(\lambda)$ y Transmitancia $T(\lambda)$ características. Comercialmente se pueden adquirir en diferentes regiones del espectro electromagnético. Estos elementos ópticos suelen ser costosos, por lo que en este capítulo se presenta un algoritmo que permite diseñar multicapas de mate-

riales dieléctricos. Con este algoritmo se diseñaron recubrimientos que se depositaron en el Laboratorio de Películas Delgadas del Centro de Investigaciones en Óptica (CIO). Éstos se implementaron en nuestro sistema de espectroscopía.

4.1. Reflexión y transmisión

4.1.1. Interfaz entre dos dieléctricos

Cuando una onda de radiación electromagnética incide sobre la interfaz entre dos medios homogéneos, una parte se refleja y otra se transmite. El porcentaje de la radiación que se transmite se calcula mediante el coeficiente de transmisión (t) y el porcentaje que se refleja por el coeficiente de reflexión (r) [56].

Estos coeficientes dependen del estado de polarización de la onda incidente:

1. Cuando el vector de campo eléctrico de la onda incidente es perpendicular al plano de incidencia y se le llama polarización eléctrica transversal TE.

2. Cuando el vector de campo magnético de la onda incidente es perpendicular al plano de incidencia y se llama polarización magnética transversal TM [17].

Existen diferentes convenciones para denominar estos coeficientes. Debido a la orientación del campo eléctrico respecto a la superficie de incidencia; la polarización TE es perpendicular, “*senkrecht*” en alemán por lo que a los coeficiente de transmisión y reflexión se les coloca una *s* como subíndice indicando su polarización; y la polarización TM es paralela, “*parallel*” en alemán, por lo que a estos se les coloca como subíndice una *p* [56].

Los coeficientes de transmisión y reflexión son conocidos también como coeficientes de Fresnel y sus expresiones son:

$$r_s = \frac{\text{sen}(\theta_1 - \theta_2)}{\text{sen}(\theta_1 + \theta_2)}, \quad (4.1)$$

$$t_s = \frac{2\cos(\theta_1)\text{sen}(\theta_2)}{\text{sen}(\theta_1 + \theta_2)}, \quad (4.2)$$

$$r_p = -\frac{\tan(\theta_1 - \theta_2)}{\tan(\theta_1 + \theta_2)}, \quad (4.3)$$

$$t_p = \frac{2\cos(\theta_1)\text{sen}(\theta_2)}{\text{sen}(\theta_1 + \theta_2)\cos(\theta_1 - \theta_2)}. \quad (4.4)$$

Donde θ_1 es el ángulo de incidencia y θ_2 es el ángulo de refracción, calculado por ley de Snell ($n_1\text{sen}\theta_1 = n_2\text{sen}\theta_2$) [17].

Los coeficientes de transmisión y reflexión son razones de amplitudes complejas, a partir de los cuales es posible calcular la transmitancia T y reflectancia R . Estas últimas son la relación del flujo de energía entre la onda transmitida o reflejada y la onda incidente.

La reflectancia (R) se define como la fracción de la luz incidente que es reflejada, y se expresa como cuadrado del valor absoluto del coeficiente de reflexión [17]:

$$R = |r|^2. \quad (4.5)$$

La transmitancia T se determina por ley de conservación de energía (considerando que no existe absorción en el medio) como [20]:

$$T = 1 - R. \quad (4.6)$$

4.1.2. Método matricial para sistemas multicapas

Se dice que un medio con propiedades constantes a lo largo de cada plano perpendicular a una dirección fija está estratificado. La teoría del medio estratificado es de considerable importancia en relación con las multicapas (sucesión de películas delgadas paralelas).

Los recubrimientos multicapas tienen útiles aplicaciones. Por ejemplo: en la construcción de películas antirreflejantes (recubrimientos que reducen la reflectancia de una superficie), películas que aumentan la reflectancia de superficies de manera controlada, dando como resultado divisores de haz de porcentajes variados, en condiciones apropiadas se pueden emplear recubrimientos multicapas como filtros y polarizadores [49].

Para conocer la transmitancia y reflectancia de un sistema multicapas, es necesario considerar la contribución de cada una de las capas que constituyen el sistema. La contribución de cada interfaz está dada por los coeficientes de Fresnel, pero además es necesario considerar el cambio de fase que se genera por la propagación de las ondas a través de cada película, el cual depende del índice de refracción del material y su espesor.

$$\phi = \frac{2\pi n_p d_p}{\lambda}. \quad (4.7)$$

Donde n_p y d_p son el índice de refracción y el espesor de la película respectivamente [20].

Cuando la onda incide a un ángulo diferente de cero, el camino óptico que influye sobre el cambio de fase es el espesor de la película multiplicado por el coseno del ángulo de propagación en la película.

Definiéndose entonces de manera general la ecuación para la fase como:

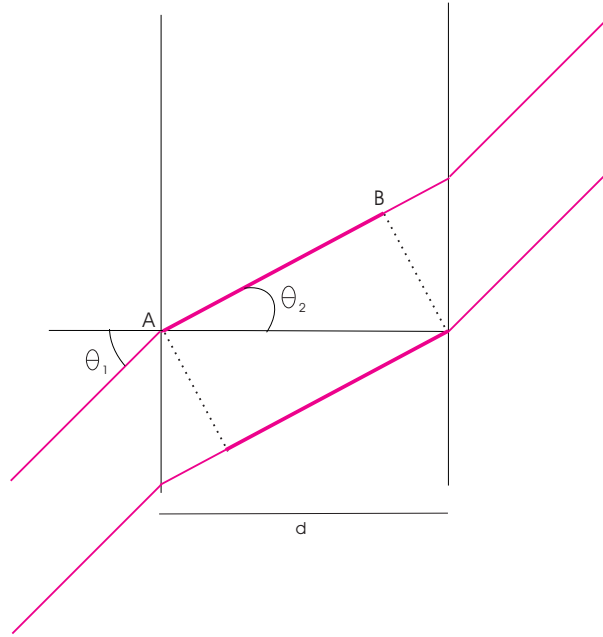


Figura 4.1: Propagación en una película delgada. Línea gruesa (segmento AB): camino óptico recorrido por el frente de onda plano ($c.o. = d \cos \theta_2$) que produce la diferencia de fase entre dos frentes consecutivos.

$$\phi = \frac{2\pi n_p d_p \cos(\theta_p)}{\lambda}. \quad (4.8)$$

Donde: θ_p (θ_2 de la figura 4.1) es el ángulo de propagación en la película [20].

En sistemas con muchas capas calcular la reflectancia total resulta tedioso, este cálculo se simplifica si se aplica el método matricial llamado matriz de transferencia.

En un sistema de múltiples capas, cada capa modifica la onda incidente de dos maneras diferentes, desviando el ángulo de propagación debido a la interfaz, y cambiando la fase de la onda debido a la distancia (proporcional al espesor de la película) que se propaga, y existe un formalismo matricial que nos permite calcular estas contribuciones, para obtener el desempeño espectral de un sistema multicapas.

Para cada interfaz del sistema se calcula el efecto que tienen las amplitudes de los campos ante un cambio de medio mediante la matriz de transferencia:

$$M_t = \frac{1}{t_{21}} \begin{pmatrix} t_{12}t_{12} - r_{12}r_{21} & r_{21} \\ -r_{12} & 1 \end{pmatrix}, \quad (4.9)$$

donde t y r son los coeficientes de Fresnel (ecuaciones 4.1-4.4 para cada polarización de la onda incidente) [20]. La contribución del cambio de fase a través de la capa se calcula mediante la matriz de propagación:

$$M_p = \begin{pmatrix} \exp(-i\phi) & 0 \\ 0 & \exp(i\phi) \end{pmatrix}, \quad (4.10)$$

donde ϕ se calcula con la ecuación 4.8 [20].

Multiplicando estas dos matrices se obtiene la matriz de transferencia de cada capa del sistema:

$$M_n = M_s M_p, \quad (4.11)$$

y multiplicando las matrices de todas las capas (en sentido inverso) se obtiene la matriz total del sistema:

$$M = M_5 M_4 M_3 M_2 M_1. \quad (4.12)$$

De los elementos de la matriz total del sistema (M) se puede obtener los coeficientes de Fresnel totales, ya que la matriz M está construida como se muestra en la ecuación 4.13

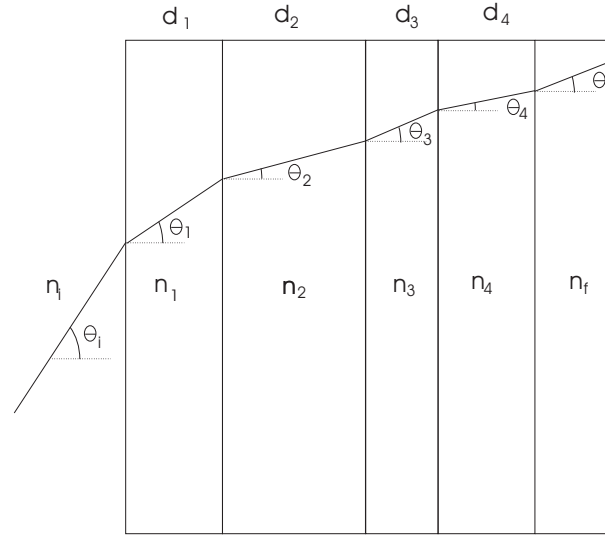


Figura 4.2: Sistema multicapas

$$M = \begin{pmatrix} \frac{1}{t^*} & \frac{r}{t} \\ \frac{r^*}{t^*} & \frac{1}{t} \end{pmatrix}. \quad (4.13)$$

Teniendo los coeficientes se puede obtener R y T con las ecuaciones 4.5 y 4.6. Si se hace para diferentes longitudes de onda (λ) se pueden obtener las gráficas de R y T respecto de λ [20].

Si la onda incidente no está polarizada, se calcula R para ambas polarizaciones (s y p) y el promedio de ambas es la R del sistema para una onda no polarizada.

4.2. Algoritmo para diseño de sistemas multicapas

Como se trató en la sección 4.1.2, el análisis [57] de multicapas mediante el método matricial es relativamente sencillo obtener las funciones de $R(\lambda)$ y $T(\lambda)$ y más aun, si se usa como auxiliar un “*software*” para agilizar los

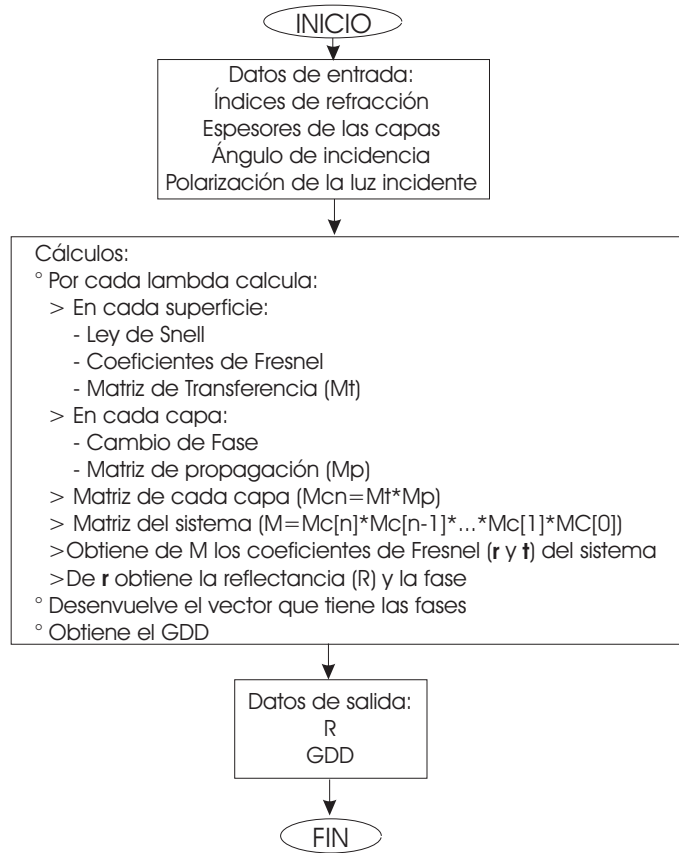


Figura 4.3: Lógica de la función multigdd

cálculos. Y como se menciona en la sección 1.2.1 tener $GDD = 0$ permite mantener los pulsos cortos.

Sin embargo, la síntesis [57] de multicapas, es decir, dada la función de $R(\lambda)$ ó $T(\lambda)$ diseñar un sistema multicapas con esta respuesta espectral (problema inverso) no resulta un cálculo directo.

Para hacer frente a este problema se implementó una función de análisis en matlab(multigdd), que recibe como parámetros los índices de refracción, los espesores de las capas, el ángulo de incidencia y la polarización, y devuelve $R(\lambda)$ y $GDD(\lambda)$, mediante el algoritmo representado en la figura 4.3. El código de este algoritmo lo puede encontrar en el apéndice A.

Se optó por realizar la síntesis mediante refinamiento [57], lo que significa que el parámetro a variar para ajustar $R(\lambda)$ y $GDD(\lambda)$ es el espesor de un

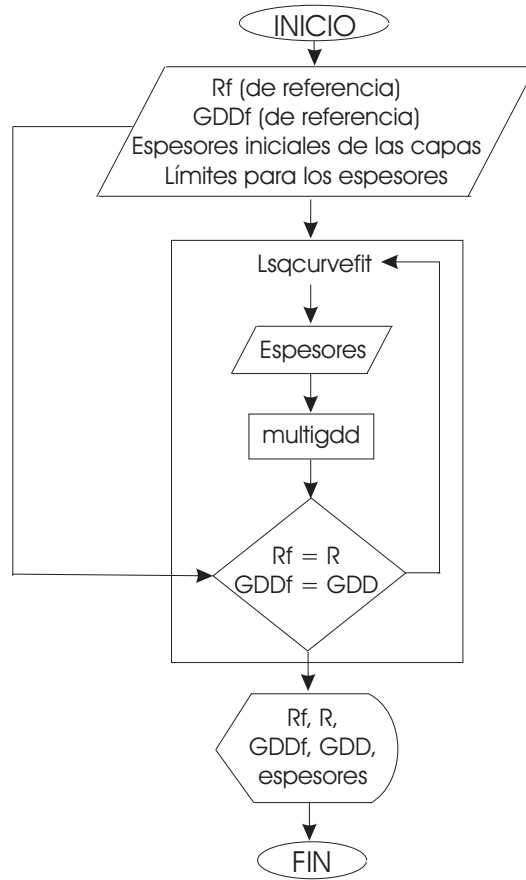


Figura 4.4: Diagrama de flujo de la rutina

número definido de capas con índices de refracción fijos.

Para esto se desarrolló una rutina iterativa en la que dadas las funciones $R(\lambda)$ y $GDD(\lambda)$, valores iniciales para el espesor de las capas, los índices de refracción de las capas, el ángulo de incidencia y la polarización de la luz incidente, y la función `multigdd`, por aproximaciones de mínimos cuadrados ajusta los espesores iniciales, para que $R(\lambda)$ y $GDD(\lambda)$ que calcula la función `multigdd` se ajusten a las introducidas inicialmente en la rutina. Para hacer este ajuste se utilizó una función predefinida en matlab como `LSQCURVEFIT`. La rutina creada funciona en base al algoritmo esquematizado en la figura 4.4. El código de este algoritmo lo puede encontrar en el apéndice A.

En este programa no se considera a los materiales como dispersivos

aunque si lo son, dandonos esto una primera aproximación de los diseños. Se plantea como trabajo futuro que el programa considere el índice de refracción complejo como función de λ .

4.3. Resultados

Con la rutina que se describió en la sección anterior, se calcularon los espesores para 2 sistemas multicapas que en la región de 750 a 850 nm, con luz incidente a 45° en polarización p , se comportaran: una como antirreflejante y la otra como divisor de haz de 25 %.

Como en el laboratorio de películas delgadas del CIO se cuenta con: Sulfuro de Zinc (ZnS) de índice de refracción 2.3 [$n(700)=2.332$, $n(900)=2.301$] y Fluoruro de magnesio (MgF_2) de índice de refracción 1.38 [$n(700)=1.3878$, $n(900)=1.3859$]. Se realizó el cálculo de los espesores para capas intercaladas de estos materiales, obteniendo como resultado:

antirreflejante: (1 capa)

Material	Sustrato	MgF_2	Aire
Espesor (nm)	-	167.3	-

divisor de haz: (5 capas)

Material	Sustrato	ZnS	MgF_2	ZnS	MgF_2	ZnS	Aire
Espesor (nm)	-	35.8	54.5	82	100	100	-

Para analizar la estabilidad de los diseños, se tomó como base el diseño obtenido por el algoritmo desarrollado, se variaron aleatoriamente los espesores, utilizando una distribución gaussiana con una desviación estándar de 1 y 2 nm, y se simularon los resultados para 100 pruebas distintas, obteniendo

como resultado las gráficas de la figura 4.5.

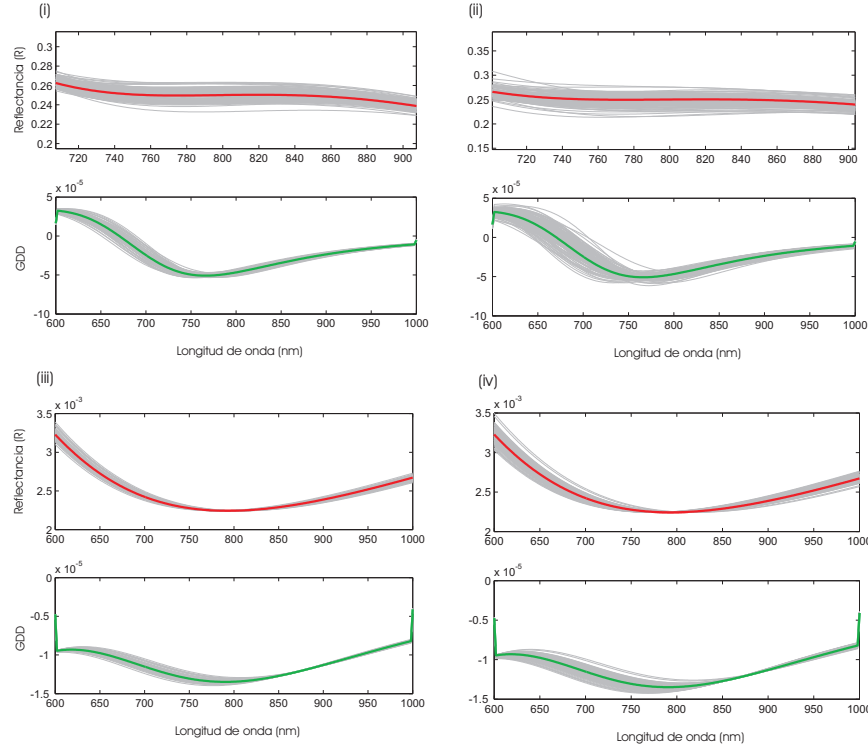


Figura 4.5: Simulación de errores para las películas. Línea gruesa roja: R simulada con los espesores calculados. Línea gruesa verde: GDD simulada con los espesores calculados. Líneas grises: R y GDD respectivamente simulados para desviaciones de: (i) 1 nm (antirreflejante), (ii) 2 nm (antirreflejante), (iii) 1 nm (divisor de haz) y (iv) 2 nm (divisor de haz).

Como se observa en la figura 4.5 los diseños son estables al no mostrar comportamiento significativamente distinto con las variaciones antes mencionadas. En el laboratorio de películas delgadas del CIO se pueden depositar películas con una precisión de aproximadamente ± 1 nm en el grosor. Así que los diseños se depositaron sobre sustratos de sílica fundida de índice de refracción 1.45 [$n(700)=1.455$, $n(900)=1.451$], se depositó en un sustrato el antirreflejante, en otro el divisor de haz y en tres sustratos ambos (antirreflejante por un lado y divisor de haz por el otro), de tal forma que se obtuvieron 3 muestras diferentes: Una con antirreflejante en una sola superficie, una con antirreflejante en una superficie y divisor de haz en la otra superficie, y una

con divisor de haz en una sola superficie.

Los espesores reales depositados fueron:

antirreflejante: (1 capa)

Material	Sustrato	MgF_2	Aire
Espesor (nm)	-	167	-

divisor de haz: (5 capas)

Material	Sustrato	ZnS	MgF_2	ZnS	MgF_2	ZnS	Aire
Espesor (nm)	-	35.7	55	82	100.1	100.1	-

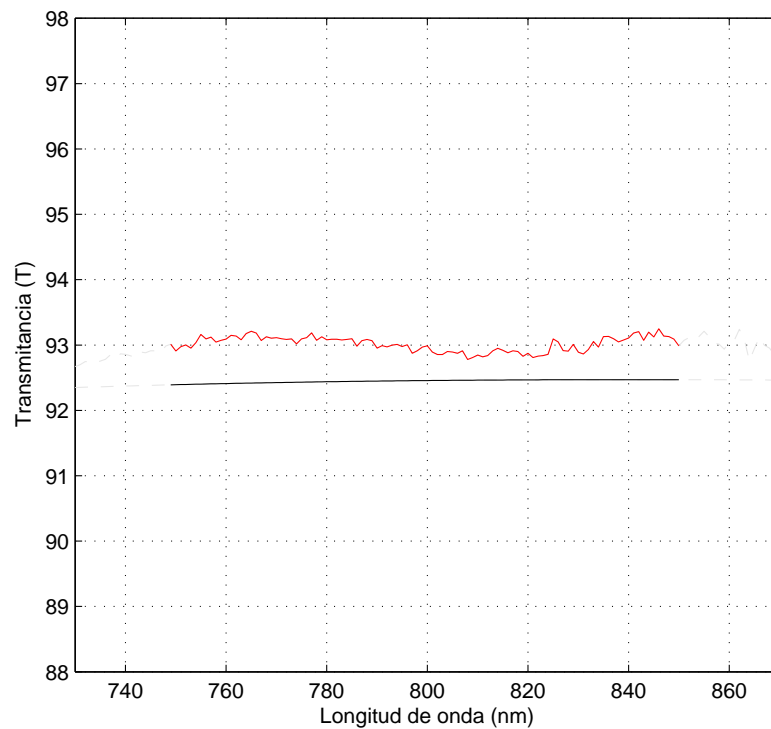


Figura 4.6: Sustrato con película antirreflejante sobre una superficie, rojo: resultado experimental, negro: resultado de la simulación.

Se midió la transmitancia de las 3 muestras con un espectrofotómetro

(con luz incidente a 45° sin polarizar) y se comparó con las graficas obtenidas simulando los espesores reales de luz incidente a 45° sin polarizar, obteniendo los resultados graficados en las figuras 4.6-4.8:

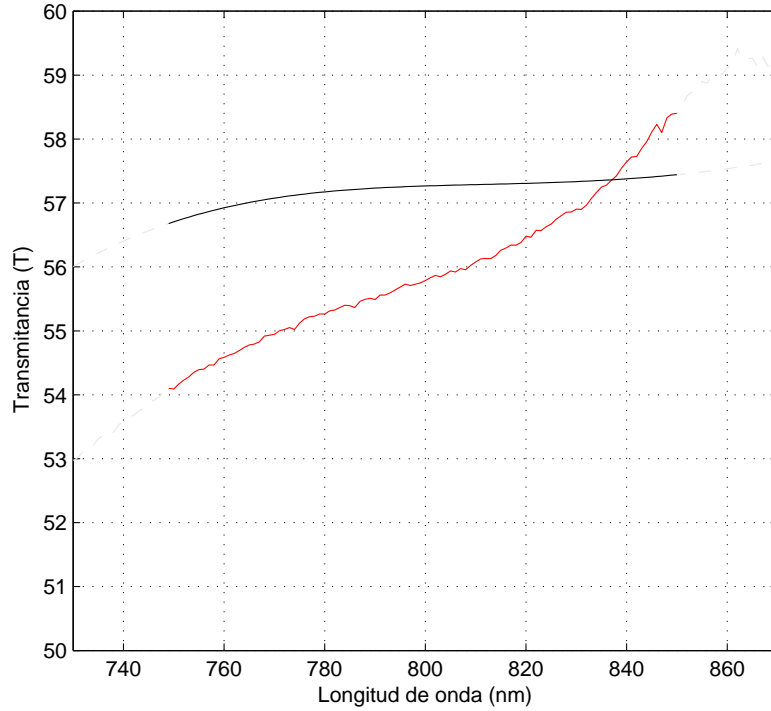


Figura 4.7: Sustrato con película divisora de haz sobre una superficie, rojo: resultado experimental, negro: resultado de la simulación.

En las gráficas se puede observar que las películas depositadas se comportan de manera parecida a los diseños con un ligero corrimiento. Para determinar este corrimiento y qué tan buenos son los diseños se utilizó como función de mérito [57] la desviación estandar (s) ecuación 4.14.

$$s = \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_{j=1}^n [Tm(\lambda_j) - Ts(\lambda_j)]^2} \quad (4.14)$$

Donde: $n = 201$ que es el número de puntos graficados, $Tm(\lambda)$ es la transmitancia medida y $Ts(\lambda)$ es la transmitancia simulada. Obteniendo co-

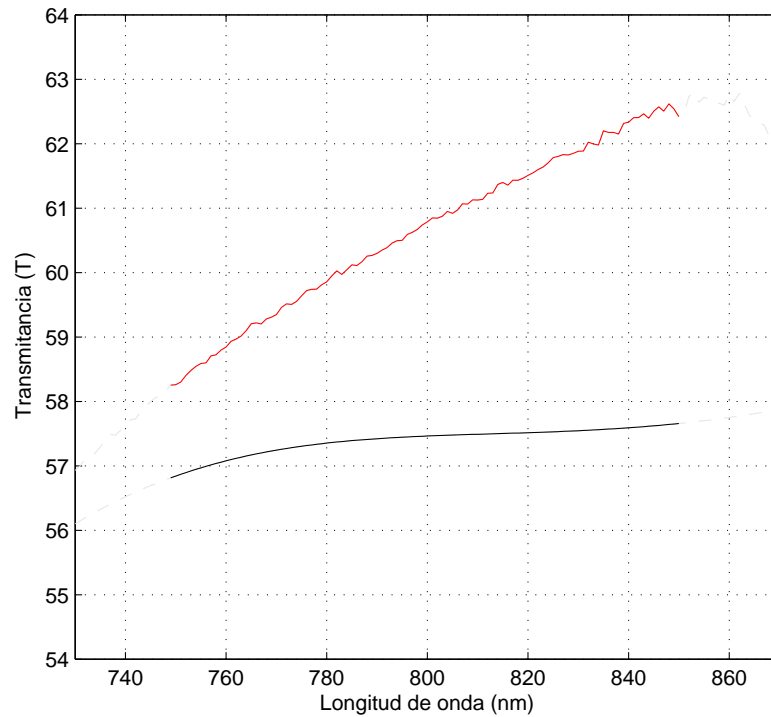


Figura 4.8: Sustrato con película divisora de haz sobre una superficie y película antirreflejante sobre la otra, rojo: resultado experimental, negro: resultado de la simulación.

mo resultado:

Antirreflejante solo – $s=0.58\%$

Divisor de haz solo – $s=1.59\%$

Antirreflejante en una superficie y divisor en la otra – $s=3.43\%$

Concluyendo que con el programa desarrollado se pueden diseñar filtros ópticos para nuestro sistema de espectroscopía, que comprados resultan altamente costosos.

Capítulo 5

Plataforma de retraso

Dentro del sistema de espectroscopía en THz es muy importante tener control sobre el tiempo de retraso entre el pulso óptico y el de THz, y en los experimentos “*pump-probe*” sobre el retraso entre el bombeo y la prueba. Para lo que se usan plataformas de retraso.

En este capítulo se presentan las piezas de la plataforma de retraso que se diseñó y manufacturó en el taller mecánico del CIO.

1 Carro en forma de “T”.

1 Tornillo sin fin.

2 Ejes de traslación.

2 Soportes laterales.

1 Base.

1 Mecanismo “*anti-backlash*”.

Los planos del diseño de las piezas contienen toda la información necesaria para construir cada pieza, están en unidades del Sistema Internacional (SI) [58], consideran el mínimo de vistas necesarias para describir completamente

la pieza, líneas de dimensión y especificaciones de tolerancia, materiales y cantidad [59].

El material de cada pieza se seleccionó dependiendo de sus propiedades y disponibilidad. Para el tornillo sin fin y los ejes se utilizó acero inoxidable AISI302 por su dureza, resistencia mecánica y tenacidad [60] [59]; para el mecanismo “*anti-backlash*” se utilizó latón amarillo por su resistencia mecánica y facilidad de formado y unión [60] [59]; y para el resto de las piezas aluminio aleación 6061-T6 por ser ligero y de fácil maquinado [60].

5.1. Diseño mecánico

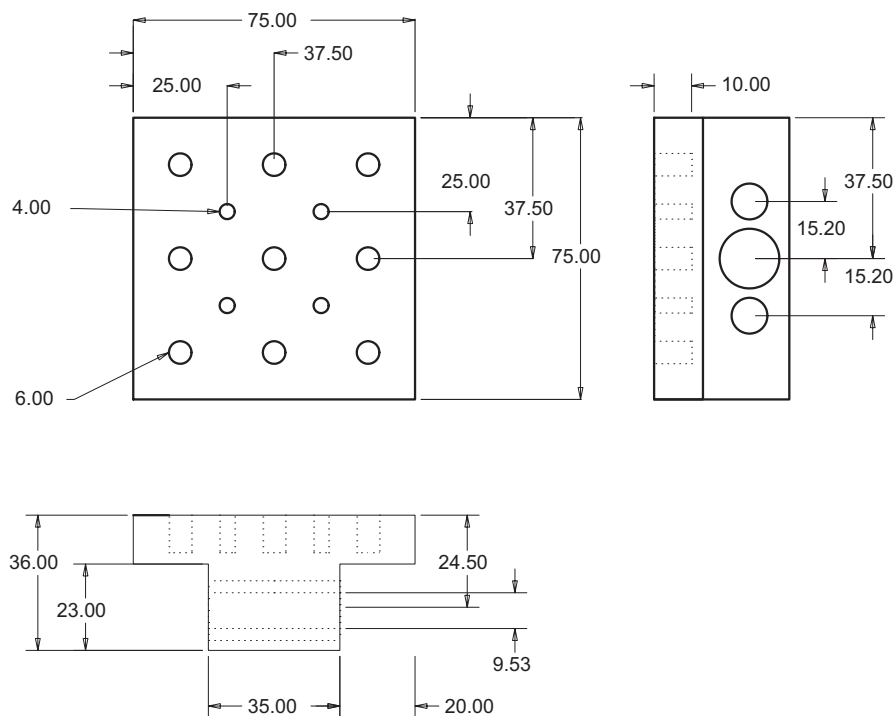


Figura 5.1: Carro: vista en planta, frontal y lateral derecha. Dimensiones en mm.

Se necesitaba una plataforma de desplazamiento lineal de paso fino (0.5 mm por vuelta del tornillo sin fin), sobre la cual se pudieran montar

2 espejos, que tuviera un recorrido de 50 mm, una altura total de 1, 1.5 o 2 pulgadas y que además, ocupara el menor espacio posible.

La primera pieza que se diseñó fue el carro de aluminio (figura 5.1), en forma de “T” para conseguir mayor recorrido en menor espacio, con una superficie superior de 75 x 75 mm permitiendo hacer 3 x 3 agujeros para tornillos M6 con espacios de 25 mm entre agujeros y 2 x 2 agujeros para tornillos M4 igualmente espaciados, intercalados con los M6.

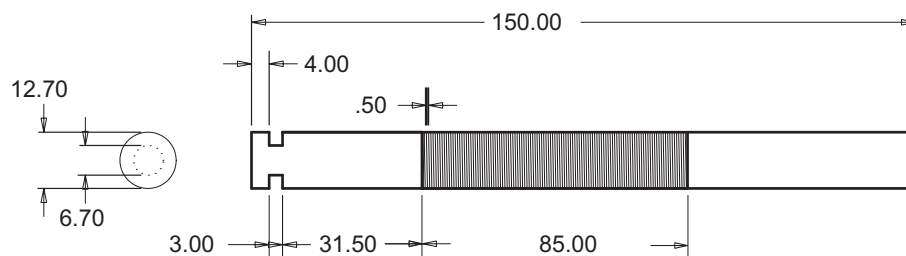


Figura 5.2: Tornillo sin fin. Dimensiones en mm.

Para tener un desplazamiento fino, se decidió que el mecanismo sería movido por un motor a pasos. El motor que se utilizó fue un motor de 1.875 grados por paso, lo que significa 192 pasos por vuelta, el cual ensamblado al tornillo sin fin de acero de 0.5 mm paso (figura 5.2), nos permite tener una plataforma de desplazamiento con una resolución de $2.604 \mu\text{m}$ por paso del motor.

Para garantizar la estabilidad del movimiento, el tornillo sin fin atraviesa el carro por el centro y a cada lado de éste hay un eje de acero de traslación (figura 5.3).

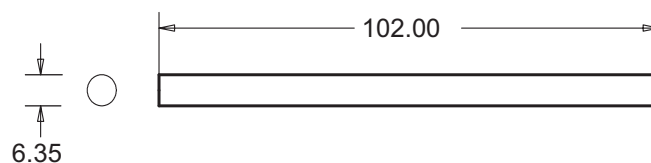


Figura 5.3: Ejes de desplazamiento. Dimensiones en mm.

Para sostener los extremos del tornillo sin fin y los ejes, se diseñaron dos soportes de aluminio (figura 5.4). Y para sujetar los ejes y el tornillo a los soportes se usaron coples y opresores.

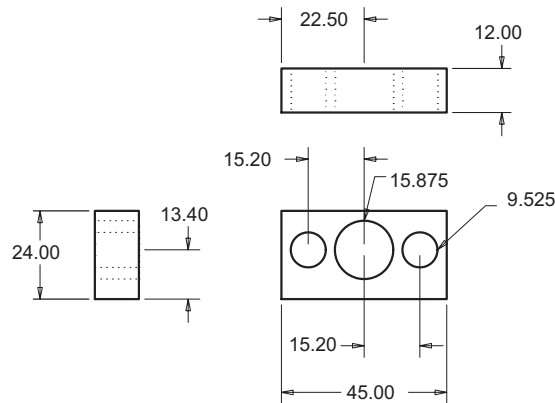


Figura 5.4: Soportes laterales: vista frontal, en planta y lateral izquierda. Dimensiones en mm.

Los soportes laterales son fijados a una base de aluminio (figura 5.5) por medio de tornillos M4, el motor también se monta sobre la base, para tener así la plataforma completa como un solo ensamble. Esta base tiene agujeros M6 para ser fijada a la mesa óptica.

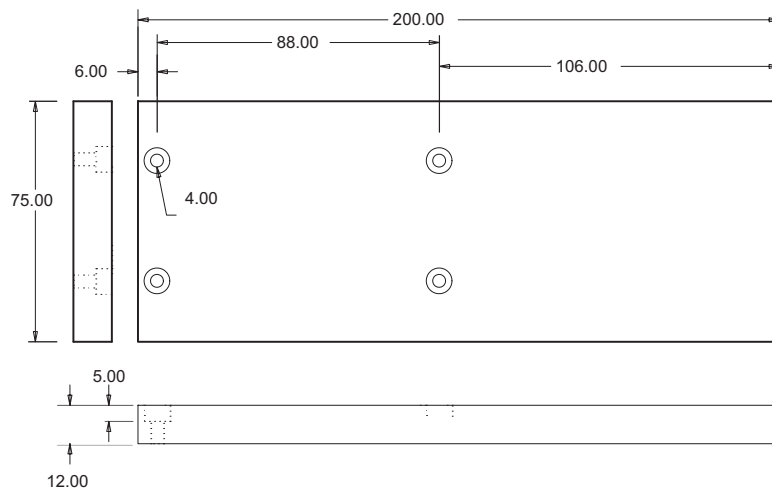


Figura 5.5: Base: vista en planta, frontal y lateral izquierda. Dimensiones en mm.

5.1.1. Mecanismo “*anti-backlash*”

Como se mencionó con anterioridad, la plataforma tiene una resolución de $2.604\mu\text{m}$ por paso del motor. Sin embargo, por más preciso que sea el maquinado, siempre existe un juego entre la cuerda del sin fin y el roscado por el que se desplaza. Por lo tanto para que este juego no afecte la resolución es necesario considerarlo a la hora de realizar los desplazamientos, de manera que, por ejemplo: si al primer punto deseado se llegó por la derecha, a todos los puntos en el mismo experimento hay que llegar por la derecha, y si hay necesidad de avanzar hacia la izquierda, es necesario avanzar de más en esa dirección para que la llegada exacta al punto, nuevamente sea por la derecha, y hacer esto a la hora de realizar un experimento resulta tedioso.

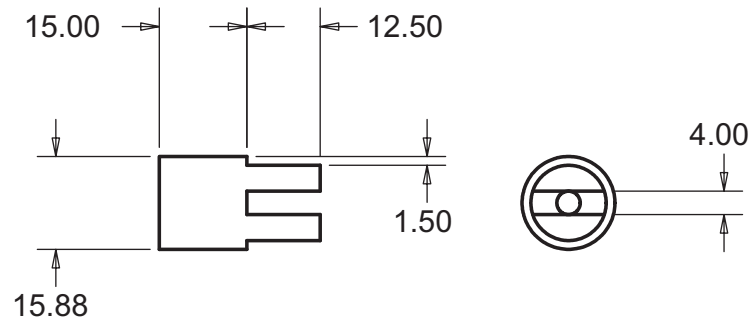


Figura 5.6: Pieza 1 del mecanismo “*anti-backlash*”. Dimensiones en mm.

Para evitar este problema, se diseñó un mecanismo “*anti-backlash*” entre el carro y el sin fin. Este mecanismo consta de dos piezas (figuras 5.6 y 5.7) de latón, con rosca para el sin fin, que tienen entre ellas un resorte que las mantiene tensas, de tal forma que sin importar el sentido de giro, la cuerda del sin fin siempre hace contacto con el mismo lado de la rosca.

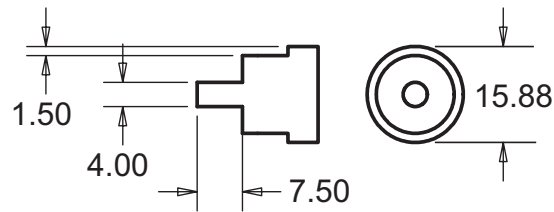


Figura 5.7: Pieza 2 del mecanismo “*anti-backlash*”. Dimensiones en mm.

5.2. Ensamble

Todas las piezas mencionadas hasta este punto se maquinaron en el taller mecánico de DFA (Dirección de Formación Académica) del CIO. Además de estas piezas en el taller mecánico del CIO se maquinaron los coples para sujetar los ejes y el tornillo sin fin a los soportes laterales y se anodizaron todas las piezas, dando como resultado una plataforma de desplazamiento fino ($2.604 \mu\text{m}$ por paso del motor) de $20 \times 7.5 \times 3.81$ cm, sin acoplar con el motor, y $27 \times 7.5 \times 5.08$ cm (figura 5.8) ya acoplada, lo cual cumple con el requerimiento mencionado al inicio al tener una altura total de 2 pulgadas.

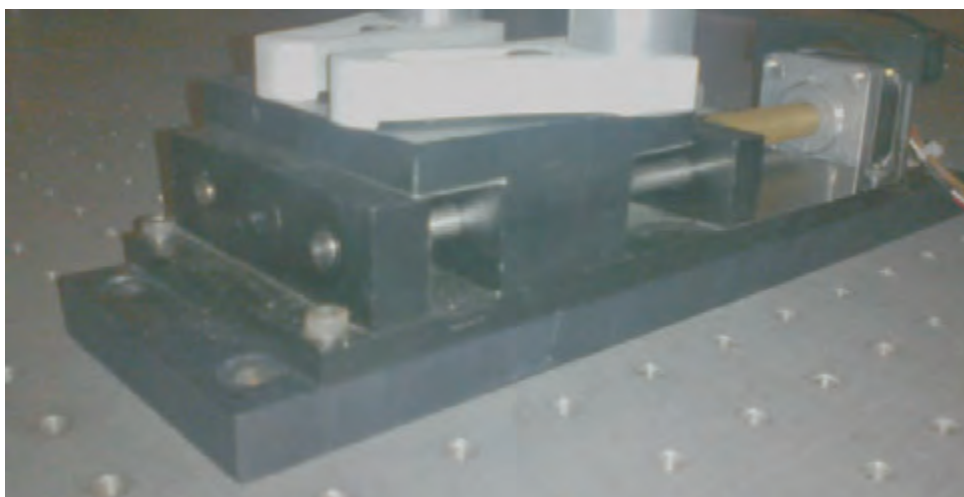


Figura 5.8: Plataforma de desplazamiento. Se observa en la fotografía que sobre el carro están montados dos pedestales para espejos.

Adicional a este trabajo, mi compañera Ing. Ruth Julieta Medina López diseñó un mecanismo para acoplar el motor a la plataforma y otra base que permite este acoplamiento, y desarrolló el circuito de control para el motor a pasos y un “*software*” para controlarlo desde una computadora.

Capítulo 6

Conclusiones

En esta tesis se reporta la implementación de un espectrómetro de THz.

Lo primero que se tuvo que hacer, antes de iniciar propiamente con la implementación del espectrómetro, fue unir las dos mesas ópticas con las que cuenta el laboratorio de óptica ultrarrápida del CIO, para lo cual se desarrolló un método alternativo al método comercial, el cual resultó económico y muy estable como se reporta en el capítulo 3.

Para implementar el espectrómetro se diseñaron elementos ópticos como divisores de haz de banda ancha para el manejo de pulsos ultracortos, los cuales son altamente costosos comercialmente. El diseño y fabricación de estos elementos se detalla en el capítulo 4. Otro reto que se enfrentó fue fabricar una plataforma motorizada de retraso de alta resolución; cuyo diseño y fabricación se reporta en el capítulo 5.

Para mostrar el funcionamiento del espectrómetro ensamblado con todos estos componentes, se realizó la medición un pulso de THz, el cual se muestra en la figura 6.1.

Este pulso demuestra que el espectrómetro se encuentra en condiciones de operar por lo que el objetivo central de la tesis se logró satisfactoriamente.

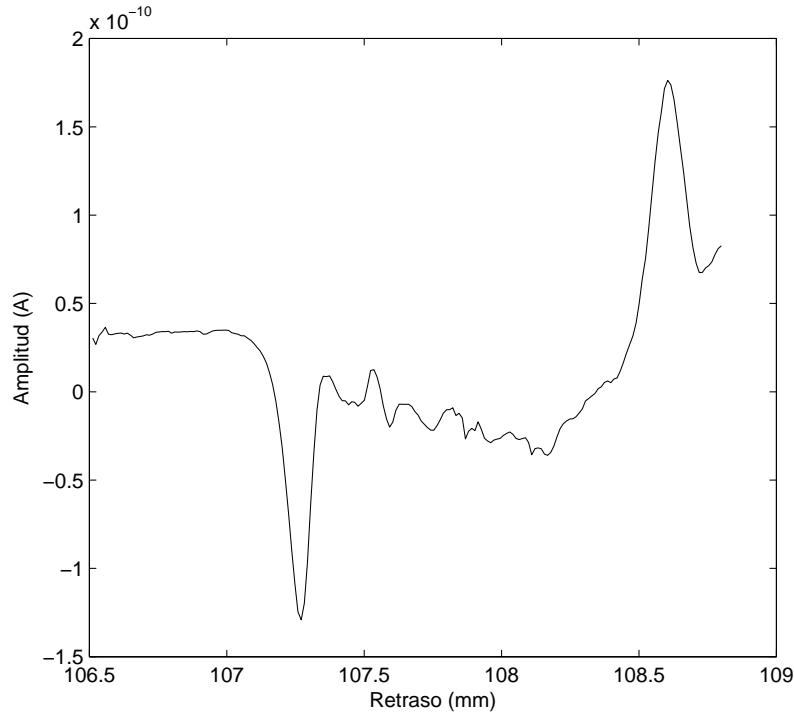


Figura 6.1: Amplitud (en amperios) de la señal de THz detectada.

6.1. Trabajo futuro

Realizar experimentos de tipo “*pump-probe*” usando el espectrómetro de THz para caracterizar: nanopartículas de bismuto, las cuales tienen un gran potencial de aplicaciones debido a las propiedades fotoluminiscentes, semiconductoras y piezoeléctricas de este elemento; también nanopartículas de silicio por implantación de iones, de muestras que proveerá el Instituto de Física de la UNAM y por PECVD de muestras que proveerá el Instituto de Materiales de la UNAM. Se espera que estos materiales sean de gran utilidad para construir celdas solares más eficientes.

Se espera determinar: tiempos de atrapamiento y recombinación en nanopartículas de silicio como función de su tamaño y condiciones de crecimiento, tiempos y eficiencias de generación de excitones y las propiedades

fotoluminiscentes en nanopartículas de silicio, la fotoconductividad resuelta en tiempo de diversos compuestos que contienen bismuto nanoestructurados para entender los procesos físicos involucrados en la dinámica de portadores de carga propios de estos materiales.

Con el objetivo de eficientar celdas solares basadas en silicio, es posible depositar recubrimientos dieléctricos antirreflejantes de banda ancha. Las películas delgadas para dichos recubrimientos pueden ser fabricadas por PECVD usando óxido y nitruros de silicio que tienen distintos índices de refracción. Estos recubrimientos pueden ser calculados usando el algoritmo desarrollado en el capítulo 4. Colegas del Instituto de Investigaciones en Materiales de la UNAM mostraron gran interés en esta propuesta que se pretende intentar en el futuro cercano.

Apéndice A

Códigos en “*Matlab*”

Código de la función “multigdd” para análisis de multicapas, que recibe como parámetros los índices de refracción, los espesores de las capas, el ángulo de incidencia y la polarización, y devuelve $R(\lambda)$ y $GDD(\lambda)$:

```
function R= multigdd(p,lam)
es=p;
datos;
the(1)=thea;
nc=sum(size(p))-1;
n(1)=1;
n(nc+2)=1.45;
for h=1:sum(size(lam))-1
    for k=1:(nc+1)
        the(k+1)=asin((n(k)*sin(the(k)))/n(k+1));
        if the==0
            ta(k)=(2*n(k))/(n(k)+n(k+1));
            tb(k)=(2*n(k+1))/(n(k+1)+n(k));
            if a==1
                ra(k)=(n(k+1)-n(k))/(n(k)+n(k+1));
```

```

        rb(k)=(n(k)-n(k+1))/(n(k+1)+n(k));
    else
        ra(k)=- (n(k+1)-n(k))/(n(k)+n(k+1));
        rb(k)=- (n(k)-n(k+1))/(n(k+1)+n(k));
    end
else
    if a==1
        ra(k)=- (sin(the(k)-the(k+1)))/(sin(the(k)+the(k+1)));
        rb(k)=- (sin(the(k+1)-the(k)))/(sin(the(k+1)+the(k)));
        ta(k)=(2*cos(the(k))*sin(the(k+1)))/(sin(the(k)+the(k+1)));
        tb(k)=(2*cos(the(k+1))*sin(the(k)))/(sin(the(k+1)+the(k)));
    else
        ra(k)=- (tan(the(k)-the(k+1)))/(tan(the(k)+the(k+1)));
        rb(k)=- (tan(the(k+1)-the(k)))/(tan(the(k+1)+the(k)));
        ta(k)=(2*cos(the(k))*sin(the(k+1)))/(sin(the(k)+the(k+1))...
        *cos(the(k)-the(k+1)));
        tb(k)=(2*cos(the(k+1))*sin(the(k)))/(sin(the(k+1)+the(k))...
        *cos(the(k+1)-the(k)));
    end
end
end
M=(1/(tb(1)))*[(ta(1)*tb(1))-(ra(1)*rb(1)),rb(1);-ra(1),1];
for s=1:nc
    fi(s)=(2*pi*n(s+1)*es(s))/lam(h)*cos(the(s+1));
    Q=(1/(tb(s+1)))*[(ta(s+1)*tb(s+1))-(ra(s+1)*rb(s+1)),...
    rb(s+1);-ra(s+1),1];
    P=[exp(-fi(s)*1i),0;0,exp(fi(s)*1i)];
    M=Q*P*M;
end
tt=1/(M(2,2));
rt=M(1,2)*tt;
R1(h)=rt*conj(rt);
Fvar(h)=rt;

```



```
lb=di*0+1;
hb=di*0+200;
options = optimset('TolFun',1e-25,'MaxFunEvals',1e10,...
'MaxIter',1e40,'TolX',1e-12);
[d,resnorm,iterations] = lsqcurvefit(@multigdd,di,...
lam2,ydata,lb,hb,options);
R=multigdd(d,lam);
R1=[R(1:sum(size(lam))-1)];
R2=[R(sum(size(lam)):(sum(size(lam))-1)+(sum(size(lam))-1)];
subplot(2,1,1),plot(lam,R1),ylabel('R'),axis([600 1000 0 1])
hold on
subplot(2,1,2),plot(lam,R2,'g'),ylabel('GDD'),...
axis([600 1000 0 1])
hold on
    for t=1:s
        MR2(s,t)=d(t);
    end
end
subplot(2,1,1),plot(lam2,ydata1,'r');
subplot(2,1,2),plot(lam2,ydata2,'m'),xlabel('Longitud de onda (nm)');
hold off
ss=sum(d);
```

Bibliografía

- [1] RA Akhmedzhanov, AI Korytin, AG Litvak, AM Sergeev, and EV Suvorov. Generation and detection of ultrashort pulses of electromagnetic field in the terahertz range and their application for spectroscopy. *Radiophysics and Quantum Electronics*, 48(10):837–843, 2005.
- [2] R.A. Cheville. Perspectives on THz Time Domain Spectroscopy. *Journal of the Optical Society Of Korea*, 8(1):34–52, 2004.
- [3] KPH Lui and FA Hegmann. Fluence- and temperature-dependent studies of carrier dynamics in radiation-damaged silicon-on-sapphire and amorphous silicon. *Journal of Applied Physics*, 93:9012, 2003.
- [4] DH Auston, KP Cheung, and PR Smith. Picosecond photoconducting Hertzian dipoles. *Applied Physics Letters*, 45(3):284–286, 1984.
- [5] A.P. DeFonzo and C.R. Lutz. Optoelectronic transmission and reception of ultrashort electrical pulses. *Applied Physics Letters*, 51(4):212–214, 1987.
- [6] P.R. Smith, D.H. Auston, and M.C. Nuss. Subpicosecond photoconducting dipole antennas. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 24(2):255–260, 1988.
- [7] AG Davies, EH Linfield, and MB Johnston. The development of terahertz sources and their applications. *Physics in Medicine and Biology*, 47:3679, 2002.
- [8] D. Grischkowsky, S. Keiding, M. Exter, and C. Fattinger. Far-infrared time-domain spectroscopy with terahertz beams of dielectrics and semiconductors. *Journal of the Optical Society of America B*, 7(10):2006–2015, 1990.
- [9] M. Tani, S. Matsuura, K. Sakai, and S. Nakashima. Emission characteristics of photoconductive antennas based on low-temperature-grown GaAs and semi-insulating GaAs. *Applied optics*, 36(30):7853–7859, 1997.
- [10] Q. Wu, TD Hewitt, and X.C. Zhang. Two-dimensional electro-optic imaging of THz beams. *Applied Physics Letters*, 69(8):1026–1028, 1996.

-
- [11] C.A. Schmuttenmaer. Exploring dynamics in the far-infrared with terahertz spectroscopy. *Chem. Rev*, 104(4):1759–1780, 2004.
- [12] M.C. Beard, G.M. Turner, and C.A. Schmuttenmaer. Transient photoconductivity in GaAs as measured by time-resolved terahertz spectroscopy. *Physical Review B*, 62(23):15764–15777, 2000.
- [13] K. Reimann, RP Smith, AM Weiner, T. Elsaesser, and M. Woerner. Direct field-resolved detection of terahertz transients with amplitudes of megavolts per centimeter. *Optics letters*, 28(6):471–473, 2003.
- [14] Z. Jiang and X.C. Zhang. Terahertz imaging via electrooptic effect. *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, 47(12):2644–2650, 1999.
- [15] Claude Rulliere. *Femtosecond Laser Pulses Principles and Experiments*. 2003.
- [16] Rudiger Paschotta. *Encyclopedia of Laser Physics and Technology*. 2008.
- [17] Grant R. Fowles. *Introduction to modern optics*. 1975.
- [18] Rick Trebino. *Lectures of Ultrafast Optics*.
- [19] Boylestad Nashelsky. *Electrónica: teoría de circuitos y dispositivos electrónicos*. 2003.
- [20] B.E.A.Saleh. *Fundamentals of Photonics*. 2007.
- [21] E. Lioudakis, AG Nassiopoulou, and A. Othonos. Ultrafast carrier dynamics in highly implanted and annealed polycrystalline silicon films. In *Journal of Physics: Conference Series*, volume 10, page 263. IOP Publishing, 2005.
- [22] P. Parkinson, J. Lloyd-Hughes, Q. Gao, H.H. Tan, C. Jagadish, M.B. Johnston, and L.M. Herz. Transient terahertz conductivity of GaAs nanowires. *Nano Lett*, 7(7):2162–2165, 2007.
- [23] José Antonio Moreno Pastor. *Análisis de óxidos de silicio y estructuras multicapa para aplicaciones microelectrónicas*. PhD thesis, Universitat de Barcelona, 2000.
- [24] E. Lioudakis, A. Othonos, AG Nassiopoulou, C.B. Lioutas, and N. Frangis. Influence of grain size on ultrafast carrier dynamics in thin nanocrystalline silicon films. *Applied Physics Letters*, 90:191114, 2007.
- [25] G. Santana, BM Monroy, A. Ortiz, L. Huerta, JC Alonso, J. Fandiño, J. Aguilar-Hernández, E. Hoyos, F. Cruz-Gandarilla, and G. Contreras-Puentes. Influence of the surrounding host in obtaining tunable and strong visible photoluminescence from silicon nanoparticles. *Applied Physics Letters*, 88:041916, 2006.

- [26] Juan Enrique Hoyos García. Caracterización óptica y morfológica de partículas de silicio en una matriz SiN_x obtenidas por PECVD. 2006.
- [27] J. Shah. *Ultrafast spectroscopy of semiconductors and semiconductor nanostructures*, volume 115. Springer Verlag, 1999.
- [28] TB Norris, K. Kim, J. Urayama, ZK Wu, J. Singh, and P.K. Bhattacharya. Density and temperature dependence of carrier dynamics in self-organized InGaAs quantum dots. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 38:2077, 2005.
- [29] V.I. Klimov. Spectral and dynamical properties of multiexcitons in semiconductor nanocrystals. *Annu. Rev. Phys. Chem.*, 58:635–673, 2007.
- [30] P. Aivaliotis, S. Menzel, EA Zibik, JW Cockburn, LR Wilson, and M. Hopkinson. Energy level structure and electron relaxation times in InAs/In_xGa_{1-x}As quantum dot-in-a-well structures. *Applied Physics Letters*, 91(25):253502–253502, 2007.
- [31] R.P. Prasankumar, P.C. Upadhyaya, and A.J. Taylor. Ultrafast carrier dynamics in semiconductor nanowires. *physica status solidi (b)*, 246(9):1973–1995, 2009.
- [32] J.B. Baxter and C.A. Schmuttenmaer. Conductivity of ZnO nanowires, nanoparticles, and thin films using time-resolved terahertz spectroscopy. *The Journal of Physical Chemistry B*, 110(50):25229–25239, 2006.
- [33] J.H. Strait, P.A. George, M. Levendorf, M. Blood-Forsythe, F. Rana, and J. Park. Measurements of the carrier dynamics and terahertz response of oriented germanium nanowires using optical-pump terahertz-probe spectroscopy. *Nano letters*, 9(8):2967–2972, 2009.
- [34] C. Highstrete, M. Lee, A.L. Vallett, S.M. Eichfeld, J.M. Redwing, and T.S. Mayer. Disorder dominated microwave conductance spectra of doped silicon nanowire arrays. *Nano letters*, 8(6):1557–1561, 2008.
- [35] Susan L. Dexheimer. *Terahertz Spectroscopy: Principles and Applications*. 2007.
- [36] H. Nemeč, P. Kuzel, and V. Sundström. Charge transport in nanostructured materials for solar energy conversion studied by time-resolved terahertz spectroscopy. *Journal of Photochemistry and Photobiology A: Chemistry*, 2010.
- [37] Y.J. Yan and S. Mukamel. Femtosecond pump-probe spectroscopy of polyatomic molecules in condensed phases. *Physical Review A*, 41(11):6485, 1990.

- [38] S. Woutersen, U. Emmerichs, and HJ Bakker. Femtosecond mid-IR pump-probe spectroscopy of liquid water: Evidence for a two-component structure. *Science*, 278(5338):658, 1997.
- [39] W.T. Pollard, S.Y. Lee, and R.A. Mathies. Wave packet theory of dynamic absorption spectra in femtosecond pump-probe experiments. *The Journal of chemical physics*, 92:4012, 1990.
- [40] T. Baumert, V. Engel, C. Rottgermann, W.T. Strunz, and G. Gerber. Femtosecond pump-probe study of the spreading and recurrence of a vibrational wave packet in Na₂. *Chemical physics letters*, 191(6):639–644, 1992.
- [41] M. Joffre, D. Hulin, A. Migus, A. Antonetti, et al. Coherent effects in pump-probe spectroscopy of excitons. *Optics letters*, 13(4):276–278, 1988.
- [42] P.A. George, J. Strait, J. Dawlaty, S. Shivaraman, M. Chandrashekhara, F. Rana, and M.G. Spencer. Ultrafast optical-pump terahertz-probe spectroscopy of the carrier relaxation and recombination dynamics in epitaxial graphene. *Nano letters*, 8(12):4248–4251, 2008.
- [43] RP Prasankumar, A. Scopatz, DJ Hilton, AJ Taylor, RD Averitt, JM Zide, and AC Gossard. Carrier dynamics in self-assembled eras nanoislands embedded in GaAs measured by optical-pump terahertz-probe spectroscopy. *Applied Physics Letters*, 86:201107, 2005.
- [44] E. Castro-Camus, J. Lloyd-Hughes, MD Fraser, HH Tan, C. Jagadish, and MB Johnston. Detecting the full polarisation state of terahertz transients. *Arxiv preprint cond-mat/0603388*, 2006.
- [45] V. Malka, S. Fritzler, E. Lefebvre, M.M. Ailion, F. Burgy, J.P. Chambaret, J.F. Chemin, K. Krushelnick, G. Malka, SPD Mangles, et al. Electron acceleration by a wake field forced by an intense ultrashort laser pulse. *Science*, 298(5598):1596, 2002.
- [46] R. Carriles, D.N. Schafer, K.E. Sheetz, J.J. Field, R. Cisek, V. Barzda, A.W. Sylvester, and J.A. Squier. Invited review article: Imaging techniques for harmonic and multiphoton absorption fluorescence microscopy. *Review of Scientific Instruments*, 80:081101, 2009.
- [47] M. McClimans, R. Stites, J. McHugh, P. Burch, and S. Bali. A simple method to stably float a coupled system of optics tables. *Optics & Laser Technology*, 39(3):546–548, 2007.
- [48] A.A. Michelson. Xxviii. interference phenomena in a new form of refractometer. *Philosophical Magazine Series 5*, 13(81):236–242, 1882.
- [49] Emil Wolf Max Born. *Principles of optics*. 1999.

-
- [50] A.V. Tikhonravov, M.K. Trubetskov, and G.W. DeBell. Application of the needle optimization technique to the design of optical coatings. *Applied optics*, 35(28):5493–5508, 1996.
- [51] B.S. Chiou and J.H. Tsai. Antireflective coating for ITO films deposited on glass substrate. *Journal of Materials Science: Materials in Electronics*, 10(7):491–495, 1999.
- [52] JP Hannon, NV Hung, GT Trammell, E. Gerdau, M. Mueller, R. Ruffer, and H. Winkler. Grazing-incidence antireflection films. i. basic theory. *Physical Review B*, 32(8):5068, 1985.
- [53] GF Zhang, LJ Guo, ZT Liu, XK Xiu, and X. Zheng. Studies on diamond-like carbon films for antireflection coatings of infrared optical materials. *Journal of applied physics*, 76(2):705–707, 1994.
- [54] J. Kim, J.R. Birge, V. Sharma, J.G. Fujimoto, FX Kärtner, V. Scheuer, and G. Angelow. Ultrabroadband beam splitter with matched group-delay dispersion. *Optics letters*, 30(12):1569–1571, 2005.
- [55] J. Ciosek, JA Dobrowolski, G.A. Clarke, and G. Laframboise. Design and manufacture of all-dielectric nonpolarizing beam splitters. *Applied optics*, 38(7):1244–1250, 1999.
- [56] John M. Stone. *Radiation and optics: An introduction to the classical Theory*. 1963.
- [57] J. Roland Jacobsson. *Thin Film Technologies II*. 1986.
- [58] Joseph Edward Shigley. *Diseño en ingeniería mecánica*. 1981.
- [59] Dennis R. Short Cecil Jensen, Jay D. Helsel. *Dibujo y diseño en ingeniería*. 2004.
- [60] John T. DeWolf Ferdinand P. Beer, E. Russell Johnston Jr. *Mecánica de materiales*. 2007.