



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO
PROGRAMA DE MAESTRÍA Y DOCTORADO EN INGENIERÍA
INGENIERÍA ELÉCTRICA-INSTRUMENTACIÓN

INSTRUMENTACIÓN DE UNA FUENTE DE
RADIACIÓN THz CON ESPECTRO CONTROLADO

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

PRESENTA:
M. I. GAUDENCIO PAZ MARTÍNEZ

TUTOR PRINCIPAL:
DR. NASER QURESHI, CCADET-UNAM

COMITÉ TUTOR:
DR. OLEG V. KOLOKOLTSEV FLATOV, CCADET-UNAM
DR. JESÚS GARDUÑO MEJÍA, CCADET-UNAM

MÉXICO, D.F. OCTUBRE 2015



Universidad Nacional
Autónoma de México



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: Dr. Jesús Garduño Mejía

Secretario: Dra. Laura Oropeza Ramos

1er. Vocal: Dr. Naser Qureshi

2do. Vocal: Dr. Oleg V. Kolokoltsev Flatov

3er. Vocal: Dr. Carlos Gerardo Treviño Palacios

Lugar donde se realizó la tesis: Centro de Ciencias Aplicadas y Desarrollo Tecnológico, UNAM

TUTOR DE TESIS:

DR. NASER QURESHI

FIRMA

Agradecimientos

Agradezco a los investigadores que contribuyeron con sus ideas en la realización de este trabajo y por todos los conocimientos que me transmitieron: Dr. Naser Qureshi, Dr. Carlos Gerardo Treviño Palacios, Dr. Oleg Kolokoltsev, Dr. Jesús Garduño Mejía y Dr. Augusto García Valenzuela.

Le agradezco al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACyT) por la beca otorgada para la realización de mis estudios de doctorado. De igual manera agradezco al proyecto PAPIIT IN104513 por el apoyo en la adquisición de materiales.

Resumen

En esta tesis se presenta la instrumentación de una fuente de radiación THz utilizando el método de interruptor fotoconductor. Para la fabricación de los emisores se ha diseñado e implementado un sistema de litografía directa con una resolución cercana a 800 nanómetros, la cual es adecuada para fabricar las antenas fotoconductoras que tienen dimensiones del orden de micras. En los experimentos realizados se emplean antenas con dos tipos de substratos semiconductores, cada uno con propiedades diferentes. Se presenta un estudio para cuantificar la tolerancia al desenfoque y sus efectos en los parámetros de radiación de un sistema de espectroscopía terahertz en el dominio del tiempo (THz-TDS). Los resultados muestran que el sistema THz-TDS presenta una tolerancia al desenfoque del haz de bombeo de hasta 4 rangos de Rayleigh. Cuando el patrón de difracción del haz láser desenfocado incide sobre la estructura del emisor el espectro de los pulsos THz presenta variaciones en su ancho de banda dependiendo de la región de excitación. Si el sistema está en foco óptimo, existe una diferencia entre el ancho de banda del pulso THz si el láser es enfocado en el centro del dipolo o entre las líneas coplanares de oro. También se muestra el resultado de un estudio parcial para explicar el mecanismo responsable de la tolerancia al desenfoque observado en los experimentos. Durante los experimentos se observó el grado de aberración que tienen las lentes hiperhemisféricas de silicio comúnmente utilizadas para colimar la radiación THz.

Las antenas fotoconductoras fabricadas se probaron con un láser de dos colores, el objetivo era observar radiación THz de banda estrecha por el batimiento de dos frecuencias en el semiconductor ultrarrápido. El detector piroeléctrico empleado presenta también una respuesta cuando el láser opera en un solo color, para comprobar si la observación es radiación THz se fabricaron rejillas de difracción para medir su longitud de onda. Los resultados no son concluyentes debido a la baja relación señal a ruido de los datos.

Abstract

In this thesis, the instrumentation of a terahertz radiation source using photoconductive switches is presented. A direct lithography system with 800 nanometers of resolution was designed and implemented for making the photoconductive antennas, the resolution is suitable because the antennas have micron size. In the experiments, antennas on SI-GaAS and LT-GaAs substrate were used. A study has been done to quantify the defocus alignment tolerance and its effects on radiation parameters on a terahertz time domain spectroscopy system (THz-TDS). The results show a tolerance to pump beam defocus of up to four Rayleigh lengths. When the defocused beam pattern hits the antenna structure, the pulse spectrum shows variations on bandwidth as a function of the excitation position. If the system is in focus, there is a difference in the signal bandwidth when the laser is focused on dipole gap and when is focused between the coplanar striplines, furthermore, from the results we observed the degree of aberration of hyperhemispherical silicon lens used for THz beam collimation. A partial study with the purpose of explaining tolerance to defocus is presented.

The photoconductive antennas were tested using a two color laser for THz radiation generation by beating two frequency on an ultrafast semiconductor, but the pyroelectric sensor used also has a response when the laser works in a single color. In order to measure the wavelength diffraction gratings were made, the results are inconclusive due to low signal to noise ratio of the data.

Índice general

1. Introducción	8
1.1. La banda Terahertz y sus aplicaciones	8
1.1.1. Aplicaciones en biología	9
1.1.2. Estudios sobre efectos de la radiación THz en tejido biológico	12
1.1.3. Aplicaciones en seguridad	13
1.1.4. Aplicaciones en astronomía	16
1.1.5. Microscopio THz	17
1.1.6. Medición de propiedades ópticas de materiales	19
2. Generación y detección de radiación terahertz pulsada usando se-	20
micconductores	
2.1. Generación de radiación terahertz pulsada usando antenas fotocon-	
ductivas	20
2.2. Diseños de antenas THz para aumentar la eficiencia	30
2.2.1. Emisión terahertz en singularidades en semiconductores pola-	
rizados	30
2.2.2. Incremento del rendimiento en antenas fotoconductoras usan-	
do electrodos plasmónicos	31
2.2.3. Aumento de la eficiencia de radiación terahertz en fotoconduc-	
tores mediante el uso de excitación elípticamente enfocado . .	33
2.2.4. Emisión THz por efecto Dember lateral	34
2.3. Efecto de los defectos en emisores fotoconductoras	35
2.4. Detección de radiación THz pulsada usando la técnica de espectros-	
copia en el dominio del tiempo.	38
3. Desarrollo y resultados	44
3.1. Arreglo experimental	44
3.2. Antena fotoconductiva sobre sustrato de SI-GaAs	46
3.3. Antena fotoconductiva sobre sustrato de LT-GaAs	51
3.3.1. Efecto de la corriente promedio observada en las antenas de	
SI-GaAs	53
3.4. Alineación y tolerancia al desenfoque de una fuente terahertz foto-	
conductiva	60
3.5. Experimento con un láser de dos colores	72
4. Conclusiones	81

Apéndice A. Desarrollo del sistema de fotolitografía	85
Apéndice B. Sensor piroeléctrico	89
Apéndice C. Filtros para la banda THz	91
Apéndice D. Campo radiado por dos hilos conductores paralelos separados una distancia h	94
Apéndice E. Artículo	98

Capítulo 1

Introducción

El objetivo de este trabajo es desarrollar y caracterizar una fuente de radiación electromagnética en el rango de frecuencias terahertz (THz) empleando el método de interruptor fotoconductor. El desarrollo del sistema se realizó en su totalidad en el laboratorio de Fotónica de Microondas del CCADET, se fabricaron muchos de los elementos ópticos necesarios, como espejos de oro, divisores de haz, monturas ópticas, etc. Para fabricar las antenas fotoconductoras de dimensiones micrométricas se diseñó e implementó un sistema de litografía directa que tiene una resolución de $0.8 \mu m$, con el cual es posible realizar emisores de diversas geometrías.

1.1. La banda Terahertz y sus aplicaciones

A lo ancho del espectro electromagnético existen varios rangos de frecuencias que se clasifican de acuerdo al mecanismo físico de generación de los fotones y sus aplicaciones, se tiene por ejemplo, la banda de microondas, radiación infrarroja, luz visible y rayos X. La banda de radiación terahertz (THz) se encuentra entre la región de microondas y el infrarrojo del espectro. La radiación con frecuencia de $1 THz$ tiene un período de $1 ps$, una longitud de onda de $\lambda=300 \mu m$, un número de onda de $k= 33 cm^{-1}$, y un fotón a esta frecuencia tiene una energía de $4.1 meV$. Estamos naturalmente rodeados de radiación THz, desde la radiación cósmica de fondo a radiación de cuerpo negro de los objetos a temperatura ambiente [1]. Aunque no existe un rango de frecuencias definido, muchos autores en libros y artículos coinciden en definir la banda THz al rango de frecuencias entre $100 GHz$ y $10 THz$. En esta banda del espectro no se desarrollaron aplicaciones ni investigación básica por muchos años debido a la falta de fuentes y detectores adecuados, por eso por mucho tiempo se le conoció como la *brecha THz*. En los últimos treinta años, los avances en los campos de la electrónica, la fotónica y la ciencia de materiales han provocado un progreso acelerado en el desarrollo de fuentes y aplicaciones en esta banda. La banda THz es un área de convergencia entre el campo de la electrónica y el campo de la fotónica. Ambos campos difieren significativamente en el marco teórico y en las aproximaciones técnicas para la generación y detección de radiación. Es el motivo por el cual es común encontrar sistemas híbridos en esta región del espectro. El marco teórico para el campo de la electrónica está basado principalmente en el electromagnetismo clásico y la teoría de transporte que describe las interacciones

entre electrones y huecos y su mecanismo de radiación. El fundamento teórico del campo de la fotónica es la mecánica cuántica y la radiación es generada en la transición de diferentes estados de energía. Las ondas electromagnéticas en electrónica son usualmente generadas por el movimiento de los portadores, sin embargo, las fuentes tradicionales de RF no pueden generar radiación en esta banda porque los movimientos de los portadores de carga no pueden seguir la velocidad de oscilación THz debido a la velocidad de saturación del electrón en los semiconductores. Por otro lado, los dispositivos fotónicos no operan correctamente por debajo de 10 THz porque la energía $h\nu$ ¹ de los fotones en este rango de frecuencias es menor o muy cercano al ruido térmico kT ².

A pesar de todas las dificultades técnicas, la naturaleza única de las ondas THz ha estimulado a los investigadores a desarrollar esta banda de frecuencias para aplicaciones variadas. La espectroscopía, microscopía e imagenología en el rango THz ha llegado a tener una gran variedad de aplicaciones en diversas áreas de la industria, ciencia y tecnología [2, 3, 4, 5, 6, 7].

1.1.1. Aplicaciones en biología

Las ondas THz interactúan con las resonancias vibracionales y rotacionales de muchas moléculas, esto resulta en absorción o radiación a frecuencias específicas dependiendo de la molécula, lo que hace posible que en este rango de frecuencias existan huellas características altamente selectivas de moléculas [8, 9, 10]. Un ejemplo de la huella de espectros THz de biomoléculas se presenta en la Figura 1.1, que muestra el espectro de tres hormonas esteroides: estrona, estriol y testosterona, tomadas a temperatura ambiente y a una temperatura de 13 K [11]. A pesar de la pronunciada similitud de las estructuras moleculares, los tres espectros muestran ya a temperatura ambiente una clara diferencia, a 13 K las líneas características son pronunciadas y estrechas.

¹ h es la constante de Planck

² k es la constante de Boltzmann

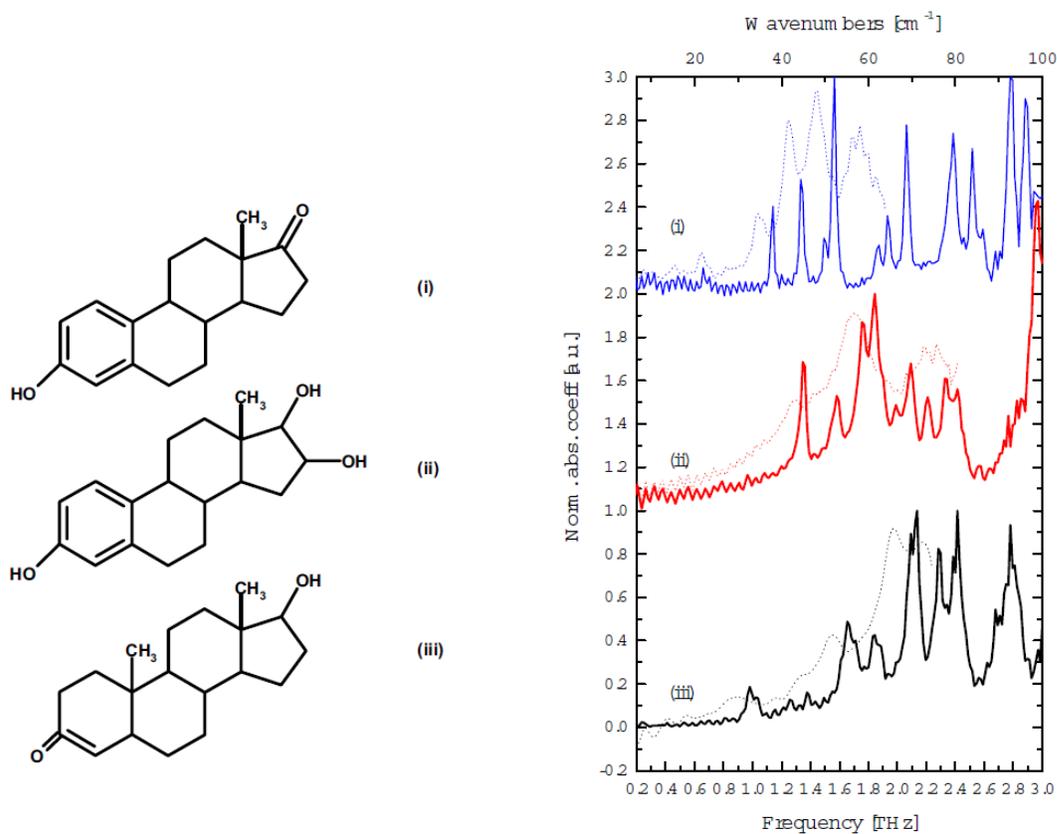


Figura 1.1: (a) Estructura molecular de las hormonas esteroides (i) estrona, (ii) estriol, y (iii) testosterona. (b) Espectro correspondiente a temperatura ambiente (línea discontinua) y enfriado a 13 K (línea sólida) [11].

El espectro THz de muestras biológicas pequeñas muestran claramente características de resonancia que son muy sensitivas a pequeños cambios de la estructura molecular [11]. Una demostración del carácter intermolecular del espectro THz particular de cada molécula se presenta en la Figura 1.2, donde el espectro de α -D-Glucosa policristalino y α -D-Glucosa monohidratado son comparados [12]. Aunque ambas muestras se diferencian únicamente por la molécula de agua que se ha agregado a la estructura cristalina de α -D-Glucosa hidratada, los espectros muestran una diferencia muy marcada. La sensibilidad de los espectros THz a la estructura cristalina puede ser utilizada para conocer la configuración de un cristal que tenga vibraciones moleculares en este rango de frecuencias.

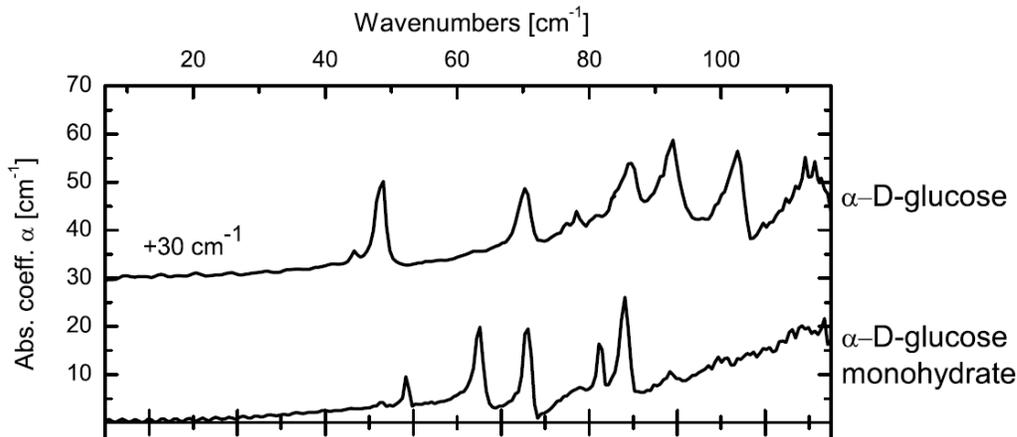


Figura 1.2: Espectro de absorción de α -D-Glucosa policristalino y α -D-Glucosa policristalino monohidratado. Los espectros son muy diferentes aunque solo se diferencian por la molécula de agua.

El agua es opaca a la radiación THz, pero una muestra muy delgada con alto contenido de agua puede ser parcialmente opaca. Bajo esta premisa es posible medir el contenido de agua en tejido biológico. La espectroscopía terahertz en el dominio del tiempo es una técnica que ha sido utilizada para medir el contenido de agua en plantas *In vivo*, es un método no invasivo y brinda a los botánicos una herramienta importante para medir la hidratación de las plantas en tiempo real [13, 14]. En la Figura 1.3 se muestra un espectrómetro para medir el contenido de agua, el cual está formado por una láser pulsado y un emisor fotoconductor. La señal THz es enfocada en la hoja por medio de espejos parabólicos, la señal llega al detector después de haber pasado a través de la hoja. Dependiendo del contenido de agua en la hoja va a ser el nivel de atenuación de la radiación. Una hoja verde, con mucho contenido de agua atenuará de manera significativa la radiación, pero una hoja seca con menor contenido de agua atenuará en menor grado la señal. De esta manera, a partir de la intensidad de la radiación se puede conocer el contenido de agua en una planta.

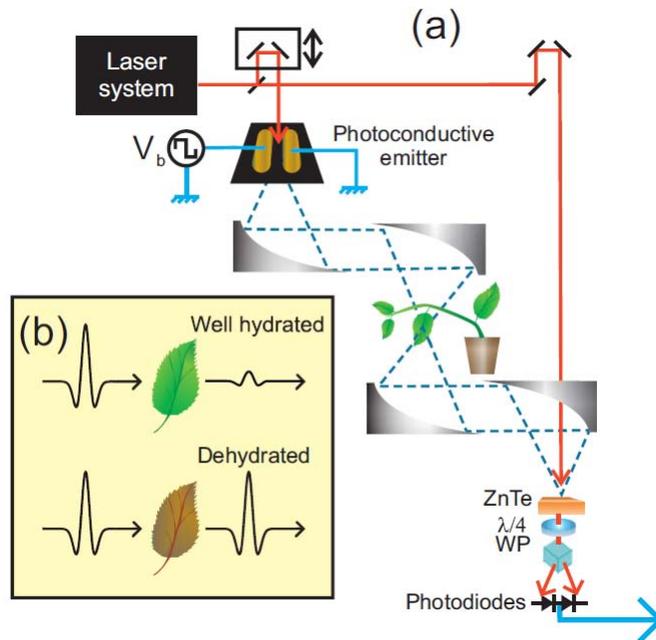


Figura 1.3: a) Representación esquemática del espectrómetro para medir contenido de agua en hojas. b) Principio de operación, las hojas verdes que tienen mayor contenido de agua van a atenuar fuertemente la radiación comparado a las hojas deshidratadas [13].

1.1.2. Estudios sobre efectos de la radiación THz en tejido biológico

Con el avance de las tecnologías basadas en radiación THz, y debido a sus potenciales aplicaciones, por ejemplo en imagenología con fines médicos o seguridad, se espera que la exposición de los humanos a ella se incremente, aunque se conoce relativamente poco sobre los efectos de esta radiación en sistemas biológicos. La energía de esta radiación no es suficiente para causar ionización en el ADN y otros materiales biológicos. La mayoría de los estudios de genotoxicidad no revelan ningún efecto en la estructura del ADN. El mayor impacto de la radiación THz en sistemas biológicos son efectos térmicos, debidos a la alta absorción de estas longitudes de onda por el agua. Titova et al. [15] investiga los efectos no térmicos en tejido de piel humana *In vitro* bajo exposición de radiación THz pulsada de banda ancha (0.2–2.5 THz) con una frecuencia de repetición de 1 KHz y energía de 1.0 μJ y 0.1 μJ . Se encontró que los pulsos THz intensos afectan fuertemente la expresión génica³ en la piel humana expuesta directamente a la radiación. La exposición a pulsos THz con una energía de 1.0 μJ por 10 minutos alteró la expresión de 442 genes, mientras la radiación por pulsos con 10 veces menos energía (0.1 μJ) durante el mismo periodo de tiempo afectó la expresión de 397 genes. En el trabajo de Bogomazova et al.[16], el cual es más reciente que el de Titova, se realizaron estudios de irradiación en células madres embrionarias humanas (hESCs, por sus siglas en inglés). Utilizando

³La expresión génica es el proceso mediante el cual la información codificada por los ácidos nucleicos (ADN) es convertida en estructuras funcionales en la célula, en su mayoría proteínas

radiación continua de 2.3 THz estudiaron el efecto en la transcripción genética ⁴, la mutación cromosómica ⁵ y la presencia de la histona γ H2AX ⁶. Los autores llegan a las siguientes resultados:

- a) Después de irradiar células madre con radiación THz durante 16 y 20 horas, un análisis morfológico no reveló ninguna diferencia entre las hESCs que fueron expuestas a la radiación y las que no.
- b) En cuanto a la mutación cromosómica, el análisis citogenético ⁷ no reveló ninguna diferencia entre las hESCs que fueron expuestas a radiación THz y las que no.
- c) La ruptura de la doble cadena es uno de los daños más peligrosos en el ADN y puede llevar a un reordenamiento cromosómico y a una apoptosis (destrucción o muerte celular programada), estos daños se puede encontrar examinando la presencia de la histona H2AX fosforilizada. Después de radiar durante 2 horas una muestra de 30 a 40 núcleos, se contaron el número de focos γ H2AX, estos no diferían significativamente entre las hESCs irradiadas y las hESCs de control.

Los resultados indican que la radiación THz no afecta la integridad del ADN de las células. Aunque se crea que las células madres son extremadamente susceptibles a agentes que dañan el ADN, no se observó ningún efecto genotóxico de la radiación THz en las células. No se inducen cambios en la morfología de la célula, ni mutación cromosómica. Los datos de los focos de γ H2AX difieren del trabajo de Titova et al. [15], que reportaron que la fosforilación de la histona H2AX en piel humana artificial se incrementó al ser expuesta a radiación THz. La conclusión de Bogomazova et al. [16] es que la exposición a radiación terahertz no afecta la expresión génica de genes claves para mantener la pluripotencia de las células madres humanas.

1.1.3. Aplicaciones en seguridad

Por el hecho de que ciertas moléculas tengan espectros característicos en la banda de THz, una aplicación que ha adquirido gran relevancia es el sensado de agentes químicos y biológicos para aplicaciones de defensa y seguridad. Liu et al. [17] mide el espectro de 15 explosivos y componentes relacionados, estas muestras incluyen TNT, RDX, HMX, PETN, tetryl (2,4,6-trinitropheny- n-methylnitramine), 2-amino-4,6-DNT (2- amino-4,6-dinitro- toluene), 4-amino-2,6-DNT, 4-nitrotolueno, 1,3,5-TNB (1,3,5-trinitro-benzene), 1,3-DNB (1,3-dinitro-benzene), 1,4-DNB, 2,4-DNT, 2,6-DNT, 3,5-dinitro aniline, y 2-nitro diphenyl anine. En la Tabla 1.1 se resumen los picos de absorción para estos componentes.

En la Figura 1.4 se muestra el espectro de absorción de 10 de los explosivos y componentes presentados en la Tabla 1.1, la medición se realizó a temperatura ambiente. Muchas de las líneas de absorción son debidas a vibraciones de la red o modos de fonones en la red cristalina de estos explosivos y sus componentes.

⁴La transcripción genética es el primer paso de la expresión génica en el que un segmento particular del ADN se copia en ARN (ácido ribonucleico). El ARN ayuda al ADN a transferir la información vital durante la síntesis de proteínas.

⁵La mutación cromosómica es una alteración en el número de genes o en el orden que estos tienen dentro de los cromosomas.

⁶Las histonas son proteínas básicas y de baja masa molecular. La presencia de la histona γ H2AX indica un daño de ruptura en la estructura primaria de la doble hélice del ADN. La causa más frecuente de la ruptura del ADN es la radiación ionizante y los compuestos químicos.

⁷La citogenética estudia la estructura, función y comportamiento de los cromosomas.

Explosivo y componentes relacionados	Pico de absorción medido [THz]
TNT	1.66, 2.20, 3.69, 4.71, 5.52, 8.28, 9.12, 9.78, 10.65, 11.01, 13.86, 15.15, 16.95, 17.37, 19.17, 19.89
RDX	0.82, 1.05, 1.50, 1.96, 2.20, 3.08, 6.73, 10.35, 11.34, 12.33, 13.86, 14.52, 17.74, 18.12, 20.13
HMX	1.78, 2.51, 2.82, 5.31, 6.06, 11.28, 12.00, 12.54, 12.96, 13.74, 14.55, 18.15, 18.60, 19.38
PETN	2.0, 2.84
Tetryl	5.97, 10.11, 11.28, 14.67, 16.14, 18.36
2-amino-4, 6-DNT	0.96, 1.43, 1.87, 3.96, 5.07, 6.27, 8.49, 9.87, 10.77, 12.15, 13.44, 16.68
4-amino-2, 6-DNT	0.52, 1.24, 2.64, 3.96, 5.04, 5.82, 7.53, 9.30, 10.20, 11.13, 13.86, 14.97, 17.70
4-Nitrotolueno	1.20, 1.37, 1.86, 6.75, 8.85, 10.83, 14.04, 15.66, 18.51
1,3,5-TNB	4.17, 4.62, 10.05, 11.19, 13.80, 15.75, 19.05
1,3-DNB	0.94, 1.19, 2.37, 10.56, 12.18, 15.33, 17.13
1,4-DNB	3.24, 3.96, 5.55, 10.38, 12.45, 13.29, 15.21, 15.54
2,4-DNT	0.45, 0.66, 1.08, 2.52, 4.98, 8.88, 10.56, 11.58, 12.81, 14.34, 15.69, 19.05, 20.04
2,6-DNT	1.10, 1.35, 1.56, 2.50, 5.61, 6.75, 9.78, 11.43, 13.32, 13.89, 15.39, 17.25
3,5-dinitro anilina	0.96, 1.20, 3.18, 4.62, 5.04, 5.91, 7.44, 10.62, 10.98, 14.46, 16.41, 18.18
2-nitro diphenyl anine	2.18, 2.58, 2.88, 3.45, 5.13, 6.18, 7.56, 10.08, 12.33, 13.05, 15.00, 15.60, 16.29, 17.34, 18.51, 19.32

Tabla 1.1: Picos de absorción THz de explosivos y componentes relacionados [17].

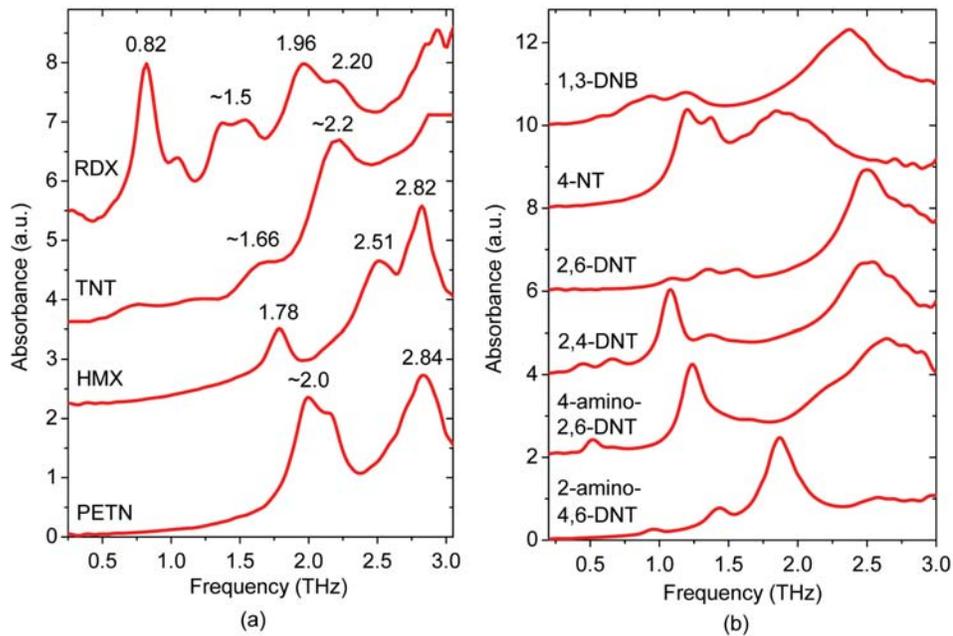


Figura 1.4: (a) Espectros absorción THz de RDX, TNT, HMX, PETN. (b) Espectros de absorción THz de componentes explosivos relacionados [17].

Las señales terahertz pueden penetrar a través de la ropa, piel, plástico, cartón, semiconductores y hasta incluso algunas paredes. Estas características de las ondas THz permiten aplicaciones similares a las de los rayos X. Los sistemas THz pueden trabajar como un radar, enviando pulsos de señales y realizando una imagen a partir del eco de la señal. Un escáner además de generar una imagen 3D del objeto, también puede revelar la composición química de los objetos analizados. En la Figura 1.5 se muestra una imagen en el visible y en THz [18], la imagen THz revela objetos escondidos en los materiales transparentes a las ondas THz.



Figura 1.5: Imagen realizada con ondas THz, es capaz de revelar objetos escondidos [18].

1.1.4. Aplicaciones en astronomía

El avance en la tecnología THz ha permitido también nuevos estudios en astronomía, permitiendo la exploración de regiones desconocidas del universo. Un ejemplo es el proyecto ALMA (*Atacama Large Millimeter Array*), que es un radiointerferómetro compuesto de antenas parabólicas de 12 metros de diámetro cada una. Este arreglo es capaz de ver cosas que no es posible con telescopios ópticos, como protogalaxias en los primeros años del origen del universo, nacimiento de estrellas y planetas como nuestro sistema solar, y materia relacionada con el origen de la vida como las moléculas orgánicas. En la Figura 1.9 se muestra una imagen en el visible de la galaxia NGC 1097 (izquierda) y una imagen obtenida en longitudes de onda THz de la región central con una longitud de 2100 años luz. Las observaciones de ALMA revelan una intensa emisión de polvo alrededor del agujero negro que existe en el centro de NGC 1097. En la Figura 1.7 se observa el espectro de emisión del centro de NGC 1097 a frecuencias THz [19]. Son claramente detectadas las líneas de emisión del ácido cianhídrico HCN ($J = 4 - 3$), y del ión formilo HCO⁺ ($J = 4 - 3$).

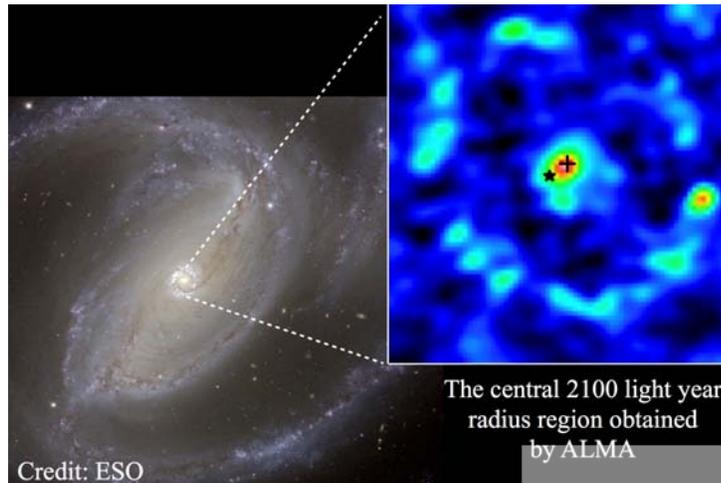


Figura 1.6: A la izquierda de la imagen, galaxia espiral NGC 1097 observada en el visible. A la derecha, una imagen en THz de la región central de 2100 años luz de longitud [19].

En un trabajo muy reciente, con observaciones hechas con ALMA, Öberg et al. [20] reportan por primera vez el descubrimiento de moléculas orgánicas complejas en un disco protoplanetario que rodea a una estrella joven llamada MWC480. La presencia de estas moléculas orgánicas, componentes esenciales para el desarrollo de la vida, reafirma la idea de que las condiciones que dieron lugar al nacimiento de la Tierra y el Sol no son únicas en el universo. Las observaciones indican la presencia de grandes cantidades de cianuro de metilo (HC_3CN), una molécula compleja basada en el carbono. Se detectaron también líneas de emisión de ácido cianhídrico (HC_3N) y $H^{13}CN$. En la Tabla 1.2 se muestran las líneas de emisión de las moléculas detectadas en el disco protoplanetario.

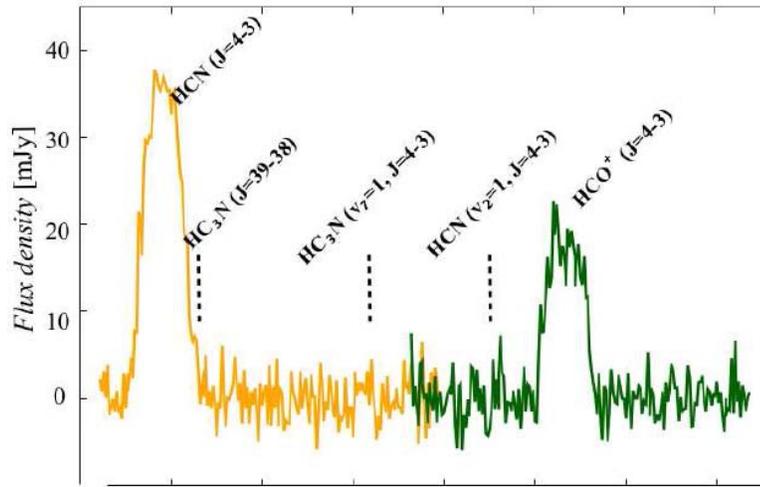


Figura 1.7: Espectro del centro de la galaxia NGC 1097, ácido cianhídrico HCN ($J = 4 - 3$) y ión formilo HCO^+ ($J = 4 - 3$) [19].

Molécula	Número cuantico de la transición, QN.	Frecuencia (THz)
$H^{13}CN$	$J = 3 - 2$	0.2590118
HC_3N	$J = 27 - 26$	0.2456063
CH_3CN	$14_0 - 13_0$	0.2575274
CH_3CN	$14_1 - 13_1$	0.2575224

Tabla 1.2: Líneas de emisión en el rango terahertz, de moléculas en el disco protoplanetario en la estrella MWC480 [20].

1.1.5. Microscopio THz

Como ya se ha mencionado, la radiación electromagnética THz presenta una gran variedad de interacciones luz-materia debido a que los fotones en este rango pueden excitar vibraciones moleculares y fonones, así como plasmones de conductores no metálicos. Por lo tanto, la radiación THz ofrece muchas posibilidades para caracterizar materiales y dispositivos, motivando muchos esfuerzos para desarrollar sistemas de imágenes THz [4]. Pero el límite de difracción limita la resolución espacial a aproximadamente $100 \mu\text{m}$. Con esta resolución el mapeo y espectroscopía de dispositivos micro o nanoelectrónicos, nanoestructuras semiconductoras, entidades celulares o moleculares no pueden ser realizados. Huber et al.[6] presenta un microscopio de campo cercano que alcanza una resolución de aproximadamente 40 nm . Para superar la barrera que impone el límite de difracción, se realiza una detección interferométrica de la radiación THz esparcida cuando una punta de microscopio de fuerza atómica interactúa con la muestra bajo estudio. En la Figura 1.8a se muestra el arreglo experimental, un láser a una frecuencia de 2.54 THz (5 mW) es enfocado sobre una punta de AFM, la luz es fuertemente confinada en la punta que tiene un radio de curvatura de 30 nm , la punta interactúa con la muestra de la forma tradicional en que lo hace un microscopio de AFM. La luz esparcida en la inter-

acción de la punta con la muestra es colectada por un espejo parabólico y para la detección se utiliza un interferómetro de Michelson. Para demostrar la resolución del microscopio se analiza un transistor, en la Figura 1.8b se muestra la comparación del mismo dispositivo en una imagen de un microscopio de transmisión de electrones, una imagen infrarroja de campo cercano, y una imagen THz de alta resolución. La imagen en THz verifica la capacidad de la microscopía THz de campo cercano para mapear entidades básicas del transistor: fuente (*source*), drenador (*drain*) y compuerta (*gate*). En contraste a la imagen en infrarrojo, la imagen THz logra observar las regiones altamente dopadas que se encuentran debajo de los contactos metálicos de mono-Siliciuro de Níquel (NiSi) de la compuerta, la fuente y el drenador del transistor.

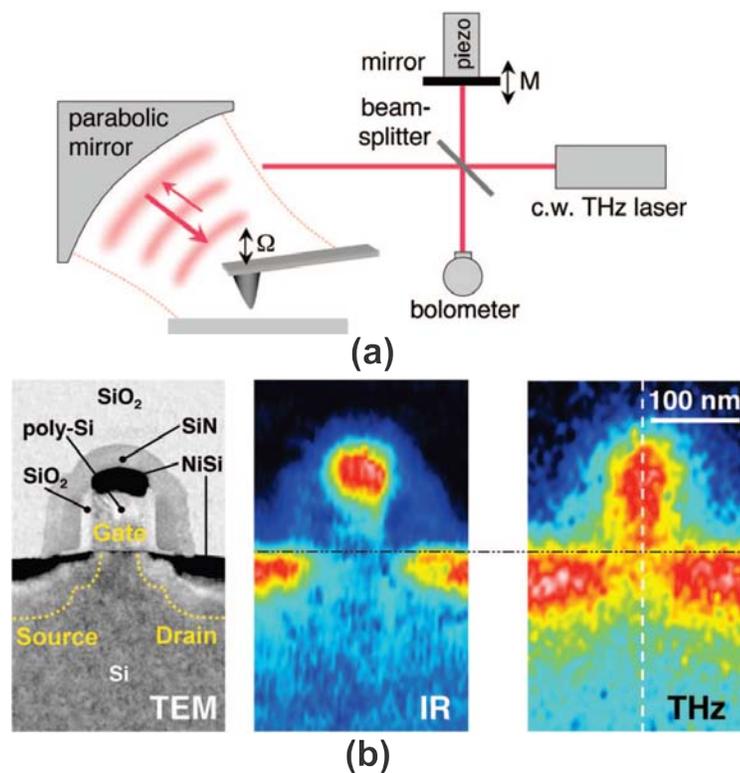


Figura 1.8: (a) Esquema experimental del microscopio THz con resolución nanométrica. (b) Imagen de un mismo transistor con un microscopio TEM, en infrarrojo y en longitud de onda THz de alta resolución [6].

Este trabajo de Huber et al.[6] fue publicado en el 2008, lo han mejorado y en el año 2015 se presentó ya como un microscopio comercial capaz de alcanzar una resolución espacial de 30 nm . El nombre comercial del producto es *neaSNOM*.

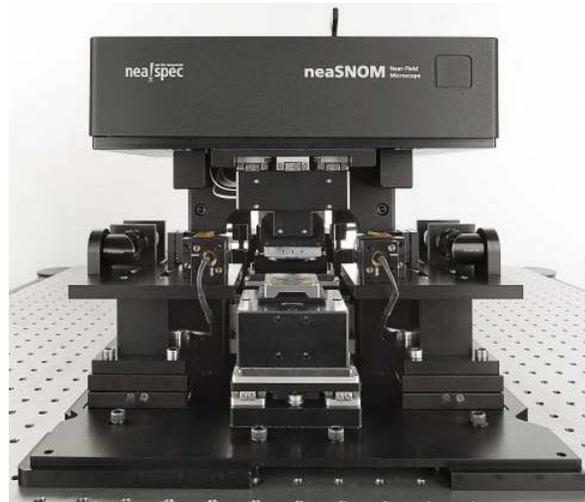


Figura 1.9: Microscopio comercial THz de campo cercano con resolución espacial de 30 nm (2015).

1.1.6. Medición de propiedades ópticas de materiales

Existen varios trabajos como el de Y. S. Jin et al. [21] que miden las propiedades ópticas de materiales en longitudes de onda THz, la caracterización de materiales dieléctricos es importante para poder fabricar elementos ópticos para esta banda del espectro. Un trabajo importante por ser pionero en México es el desarrollo de un láser que emite en una frecuencia entre 0.3 y 7.5 THz realizado por V. Beltrán et al. [22]. La fuente de bombeo es un láser de CO_2 y el medio activo es Alcohol-Metílico (CH_3OH). La longitud de onda de emisión depende de la línea espectral del láser de CO_2 que se utilice para bombear el medio activo. Una aplicación realizada con este láser es la medición del índice de refracción de polipropileno en un rango de 118 a $252 \mu\text{m}$ [23]. Los resultados son similares a los obtenidos por Y. S. Jin et al. [21], que en un trabajo posterior y utilizando radiación THz de banda ancha reporta un valor de $n = 1.49$ para polipropileno.

Capítulo 2

Generación y detección de radiación terahertz pulsada usando semiconductores

2.1. Generación de radiación terahertz pulsada usando antenas fotoconductoras

La generación de radiación electromagnética en el rango de frecuencias de THz mediante el uso de antenas fotoconductoras se reportó por primera vez en el trabajo pionero de Auston [24]. Este método de generación opera de la siguiente manera: sobre un sustrato semiconductor se fabrica una antena dipolo unida a dos películas coplanarias con alta conductividad, generalmente de oro de aproximadamente 150 nanómetros de espesor. Debido a que el periodo de la onda THz está en el orden de picosegundos, se requiere un sustrato semiconductor con portadores de carga con tiempos de vida muy cortos, alta movilidad y alto voltaje de ruptura. En la Figura 2.1a se muestra el emisor con todas las partes que la componen. Un láser pulsado, del orden de femtosegundos incide en el *gap* o centro del dipolo. Cada fotón del láser debe tener una energía $h\nu$ mayor que la energía de la banda prohibida del semiconductor. El láser genera electrones y huecos en el sustrato hasta una profundidad de aproximadamente $1 \mu m$, estos portadores de carga se mueven a través de las líneas del campo eléctrico estático aplicado entre las películas de oro, generando de esta manera una fotocorriente. Los electrones se aceleran en el dipolo emitiendo radiación THz. La mayor parte de la radiación es dirigida hacia el sustrato, cuando el frente de onda llega a la interfaz sustrato-aire, debido a la diferencia en el índice de refracción el haz THz diverge, para solucionar este problema se utiliza una lente de silicio para colimar el haz como se observa en la Figura 2.1b.

En la Tabla 2.1 podemos ver una lista de materiales fotoconductoros ultrarrápidos utilizados para fabricar fuentes fotoconductoras [25]. Los más comúnmente utilizados han sido el Arseniuro de Galio crecido a bajas temperaturas (LT-GaAs), Arseniuro de Galio dopado con cromo, Silicio sobre Zafiro dañado por radiación (RD-SOS), Fosforo de Indio (InP), Arseniuro de Galio Semiaislante (SI-GaAs) y Arseniuro de Indio y Galio (InGaAs). Últimamente el InGaAs ha empezado a usarse con más frecuencia ya que por la energía de su banda prohibida ($0.74 eV$) puede

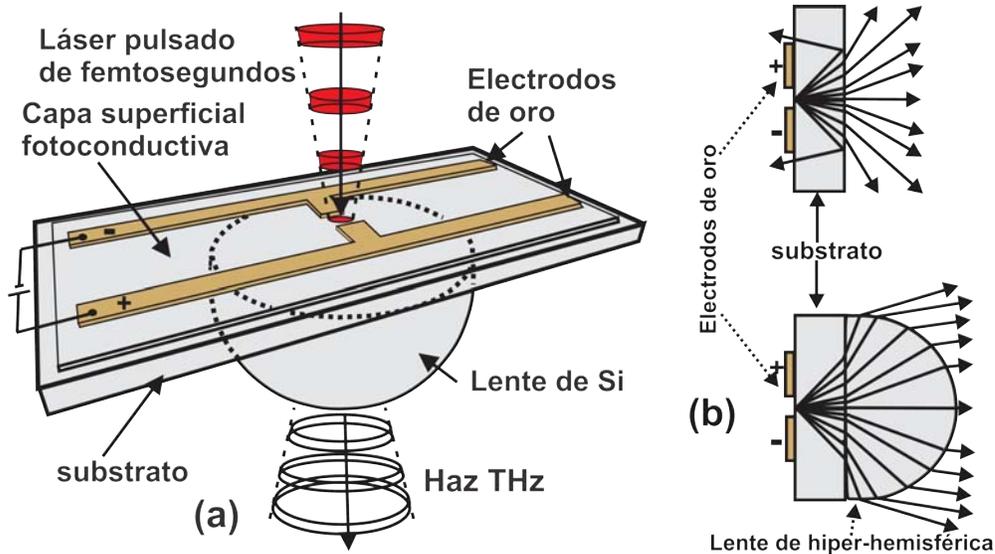


Figura 2.1: a) Emisor THz fotoconductor con las partes que lo componen. b) Por la diferencia en el índice de refracción del aire y el sustrato, pero haciendo uso de una lente hiperhemisférica se puede colimar una parte de la radiación.

operar con un láser de $1.5 \mu\text{m}$ [26]. De esta manera se puede emplear la tecnología láser existente utilizada en telecomunicaciones, reduciendo de esta manera los costos. En este trabajo se utilizaron antenas fabricadas sobre GaAs y LT-GaAs. El GaAs es crecido con el método conocido como Crecimiento Epitaxial por Haces Moleculares (MBE, por sus siglas en inglés) [27, 28, 29]. El cristal es crecido sobre un sustrato mantenido a $600 \text{ }^\circ\text{C}$, a esta temperatura de deposición son formadas películas de cristal de alta calidad. Si el GaAs es crecido a una temperatura mucho más baja, aproximadamente $250 \text{ }^\circ\text{C}$, se forma un material diferente que no es un semiconductor cristalino de alta calidad porque está lleno de defectos y es altamente aislante [29]. A este tipo de GaAs se le conoce como LT-GaAs. La gran cantidad de defectos en el LT-GaAs produce bandas intermedias en la banda prohibida del semiconductor. El efecto de estos defectos es reducir el tiempo de vida de los portadores ya que funcionan como trampas para los portadores de carga. Los defectos en los semiconductores juegan un papel muy importante en el desarrollo de fuentes fotoconductoras THz. El SI-GaAs tiene tiempos de vida típicamente de 10 ps a 1 ns . La introducción de defectos en el LT-GaAs reduce el tiempo de vida a valores por debajo de 1 ps [30]. Los defectos en el LT-GaAs son debidos principalmente a exceso de Arsénico, que produce un defecto estructural conocido como de antisitio. El LT-GaAs comúnmente se crece sobre un sustrato de SI-GaAs [31, 32, 33, 34], en algunos casos también se crece sobre silicio [35]. Debido a que la absorción de la luz infrarroja usada para fuentes THz ocurre en una profundidad de aproximadamente $1 \mu\text{m}$, la película de LT-GaAs crecida sobre los sustratos es del orden de $1\text{-}2 \mu\text{m}$.

La determinación analítica de la forma temporal del campo electromagnético radiado por una antena cuando es excitada por una corriente pulsada es un problema de considerable complejidad, incluso cuando la antena está radiando en el espacio libre [36]. A diferencia de las antenas que operan en una banda estrecha donde el

Material fotoconductorivo	Tiempo de vida (ps)	Movilidad ($cm^2/(V.s)$)	Resistividad ($\Omega \cdot cm$) (Voltaje de ruptura, V/cm)	Band gap (eV)
SI-GaAs dopado de Cr	50 – 100.0	≈ 1000	10^7	1.43
LT-GaAs	0.3	150 – 200	10^6 (5×10^5)	1.43
SI-InP	50 – 100.0	≈ 1000	4×10^7	1.34
Ion-Implanted InP	2 – 4.0	200	$> 10^6$	1.34
RD-SOS	0.6	30		1.10
Amorphous Si	0.8 – 20.0	1	10^7	1.10
MOCVD CdTe	0.5	180		1.49
$LT - In_{0.52}Al_{0.48}As$	0.4	5		1.45
Ion-implanted Ge	0.6	100		0.66
SI-GaAs	≈ 20	5000	10^7 (10^4)	1.42
InGaAs	3	12×10^3	$(2.1 - 2.7) \times 10^7$ (2×10^5)	0.74

Tabla 2.1: Características de materiales fotoconductorivos ultrarrápidos [25].

campo radiado es siempre una función sinusoidal del tiempo, en las antenas con excitación pulsada la forma temporal del campo radiado varía de un ángulo de observación a otro en la región de campo lejano. El campo eléctrico de la antena excitada con una señal pulsada y limitada en el tiempo se puede ver como compuesta de un gran número de frecuencias, las cuales se adicionan en diferentes proporciones y direcciones porque cada componente de frecuencia produce un patrón de emisión diferente, dando como resultado que los parámetros del campo radiado cambie con el ángulo de observación.

Para encontrar la forma de la corriente pulsada que se produce al ser excitado el material fotoconductorivo se requiere un modelo que describa el movimiento de los portadores de carga en el semiconductor. La dinámica de los portadores de carga en estas antenas ha sido estudiada por varios autores [37, 38]. Se utiliza un modelo clásico del gas de electrones libres conocido como el modelo de Drude-Lorentz. El cual se desarrolla considerando las propiedades del LT-GaAs, pero el resultado es aplicable a otro tipo de semiconductores.

Cuando un semiconductor polarizado es excitado por un láser pulsado con fotones de mayor energía que su *band gap*, se generan electrones y huecos en la banda de conducción y valencia respectivamente. En una escala temporal muy pequeña, estos portadores son atrapados en los estados intermedios creados por los defectos después de un tiempo conocido como tiempo de atrapamiento. La dependencia temporal de la densidad volumétrica de portadores estará dada por la siguiente ecuación:

$$\frac{dn}{dt} = -\frac{n}{\tau_c} + G(t), \quad (2.1)$$

donde n es la densidad volumétrica de portadores, $G(t)$ es la tasa de generación de portadores debido al láser pulsado, y τ_c es el tiempo de atrapamiento. Los portadores de carga son acelerados en el campo eléctrico estático que existe entre los electrodos,

y en su interacción con defectos en la estructura cristalina y fonones acústicos experimentan esparcimiento que afecta su velocidad, produciendo pérdida de momento. La aceleración de electrones y huecos en el campo eléctrico está dada por:

$$\frac{v_{e,h}}{dt} = -\frac{v_{e,h}}{\tau_s} + \frac{q_{e,h}}{m_{e,h}} E, \quad (2.2)$$

donde $v_{e,h}$ es la velocidad promedio de los portadores (electrones y huecos), $q_{e,h}$ es la carga, $m_{e,h}$ es la masa efectiva, τ_s es el tiempo de relajación del momento, y E es el campo eléctrico local. El subíndice e,h indica que el término es aplicable tanto al electrón como al hueco. La Figura 2.2 ilustra en qué consiste el efecto de apantallamiento del campo eléctrico (*screening*), donde se observa que los portadores generados se van a mover en direcciones opuestas bajo la influencia del campo eléctrico estático. Los electrones en dirección al ánodo y los huecos hacia el cátodo, ésta separación espacial de portadores de carga crea una polarización inversa al campo eléctrico aplicado en los electrodos, dando como resultado una reducción del campo eléctrico local. Como consecuencia E será menor al campo de polarización E_b y estará dado por la siguiente ecuación,

$$E = E_b - \frac{P}{\alpha\epsilon}, \quad (2.3)$$

donde P es la polarización inducida por la separación espacial de electrones y huecos, ϵ es la constante dieléctrica del sustrato, y α es un factor geométrico del material fotoconductor. Tanto los portadores libres como los atrapados en los niveles intermedios contribuyen al efecto de apantallamiento del campo eléctrico [37]. La dependencia temporal de la polarización P está dada por la siguiente ecuación:

$$\frac{dP}{dt} = -\frac{P}{\tau_r} + J, \quad (2.4)$$

donde τ_r es el tiempo de recombinación entre un electrón y un hueco, y J es la densidad de corriente debida a la contribución de electrones y huecos,

$$J = env_h - env_e, \quad (2.5)$$

donde e es la carga de un protón, $-e$ la del electrón, v_e y v_h son las velocidades del electrón y del hueco respectivamente. La variación de la corriente eléctrica produce radiación electromagnética. En un dipolo Hertziano simple la radiación en campo lejano E_{THz} es proporcional a la derivada de la corriente respecto al tiempo y está dada por la ecuación

$$E_{THz} \propto \frac{\partial J}{\partial t}. \quad (2.6)$$

Para simplificar las ecuaciones se introduce una velocidad relativa v entre un electrón y un hueco,

$$v = v_h - v_e. \quad (2.7)$$

Reescribiendo la ecuación 2.5 queda de la siguiente manera:

$$J = env, \quad (2.8)$$

por lo tanto, el campo eléctrico radiado puede ser expresado como

$$E_{THz} \propto ev \frac{\partial n}{\partial t} + en \frac{\partial v}{\partial t}. \quad (2.9)$$

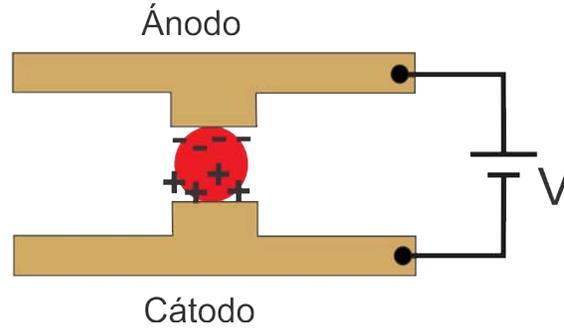


Figura 2.2: Efecto de apantallamiento debido a la separación de los portadores de carga.

El primer término del lado derecho de la ecuación 2.9 representa la radiación electromagnética debido a la tasa de cambio de la densidad de carga, y el segundo representa la radiación electromagnética que es proporcional a la aceleración de los portadores bajo la acción del campo eléctrico E .

En la Ecuación 2.1 no se conoce de manera exacta la tasa de generación de portadores de carga $G(t)$, sin embargo, si se considera que la forma del pulso de excitación puede ser aproximada como una función gaussiana, se puede describir mediante la ecuación

$$G(t) = Ae^{-\left(\frac{t}{t_0}\right)^2}, \quad (2.10)$$

donde t_0 es la duración del pulso láser, usualmente femtosegundos, el término A es el valor pico de la densidad de portadores como resultado de la excitación óptica y está dado mediante la siguiente expresión [39]

$$A = \frac{\eta P_0}{hfV}, \quad (2.11)$$

donde η es la eficiencia de conversión óptica a eléctrica (portadores generados por una cantidad dada de fotones), P_0 es la potencia pico del láser, h es la constante de Planck, f es la frecuencia central del láser, V es el volumen en el que se absorbe la energía óptica y en el que se generan los portadores. El conjunto de ecuaciones 2.1 a 2.4, puede ser resuelto fácilmente usando un método numérico como el de Runge-Kutta.

Piao et al. [37] presenta resultados de la dinámica de portadores en LT-GaAs utilizando las ecuaciones del modelo de Drude-Lorentz. En la Figura 2.3a se presenta la forma de la fotocorriente para distintos valores del tiempo de atrapamiento τ_c (0.1, 0.5, 1, 2.0, y 5.0 ps). Si τ_c es grande el pulso de corriente es más ancho y a medida que se reduce, el ancho del pulso también se reduce. Esto demuestra que el tiempo de

atrapamiento en los estados intermedios del semiconductor repercute en el ancho de banda de la radiación THz. En la Figura 2.3b se presenta la derivada de la corriente, que como ya se ha indicado da la forma del pulso THz. El pico positivo de la radiación THz surge del rápido incremento del flanco de subida del pulso de corriente, el pico negativo es producto del flanco de bajada. El pico negativo es siempre más pequeño que el positivo, esto es debido al tiempo de vida finito de los portadores.

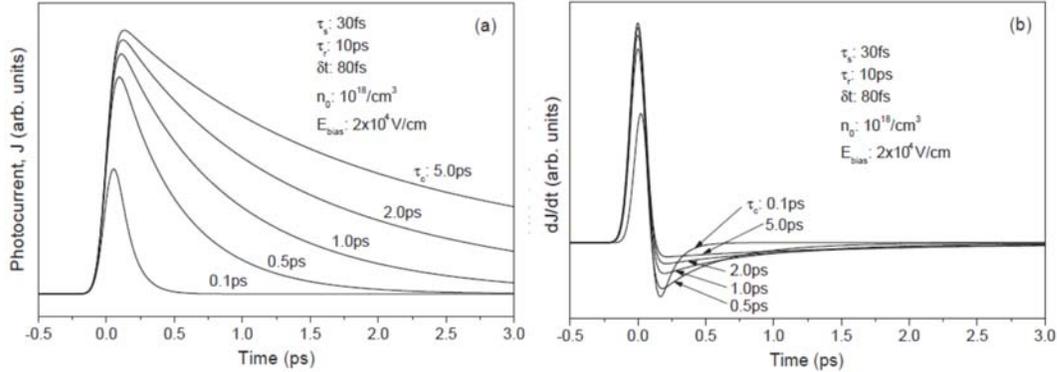


Figura 2.3: a) Forma de onda de la fotocorriente pulsada y b) derivada respecto al tiempo de la corriente. Las curvas corresponden a distintos tiempos de atrapamiento que toman valores τ_c de 0.1, 0.5, 1, 2.0, y 5.0 ps [37].

La Ecuación 2.9 que da la radiación THz está compuesta de dos términos, uno es proporcional al cambio de la densidad de portadores y el otro es proporcional a la aceleración de las cargas. La Figura 2.4a corresponde a la forma de onda de la radiación THz que es proporcional a la aceleración de portadores para diferentes tiempos τ_c . La Figura 2.4b corresponde a la parte del pulso THz que tiene su origen en el cambio de la densidad de portadores vdn/dt . De las curvas se observa que la radiación debido al cambio de la densidad de portadores es mayor que la producida por la aceleración de portadores. La forma de onda proporcional a ndv/dt cambia mucho para distintos valores de τ_c , en cambio la que es proporcional a vdn/dt no depende mucho del tiempo de atrapamiento. Esta situación no es extraña ya que el cambio de densidad de portadores es muy rápido desde el primer instante en que el pulso incide en el sustrato, en cambio cuando la excitación láser ya ha desaparecido los portadores que no se han recombinado debido a que τ_c es finito siguen sufriendo la acción del campo eléctrico estático. Es esta la razón que la escala de tiempo de la radiación producida por la aceleración es más grande y no cambia mucho con el valor de τ_c .

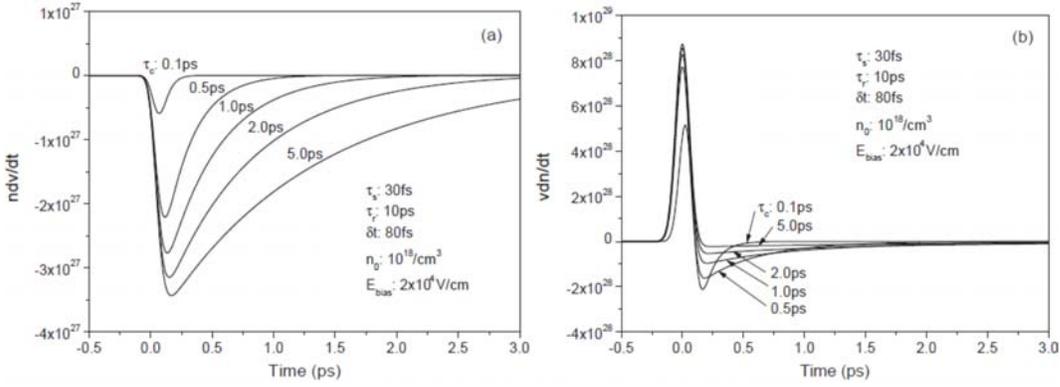


Figura 2.4: (a) Forma de onda del pulso THz proporcional a la aceleración de portadores, ndv/dt y (b) cambio de la densidad de portadores, vdn/dt con tiempos de atrapamiento τ_c de 0.1, 0.5, 1, 2.0, y 5.0 ps [37].

Como ya se ha mencionado, los portadores de carga al desplazarse en el campo eléctrico estático existente entre los electrodos crean una polarización inversa al campo aplicado E_b debido a la separación espacial entre electrones y huecos. La consecuencia de esto es una reducción del campo eléctrico local, el cual se verá reflejado en el transporte de cargas y por lo tanto en la radiación generada. En la Figura 2.5a se observa una gráfica del campo eléctrico local para distintos valores de densidad de portadores. A una densidad n_0 pequeña (10^{18} cm^{-3}) el efecto de apantallamiento es muy bajo, el campo eléctrico local apenas se ve reducido. A medida que la densidad de portadores aumenta, el campo eléctrico local empieza a reducirse, hasta que a densidades muy altas (10^{20} y 10^{21} cm^{-3}) alcanza un valor muy cercano a cero. En la Figura 2.5b se presenta la forma del pulso radiado para valores n_0 de 10^{18} , 10^{19} , 10^{20} , y 10^{21} cm^{-3} . Se puede observar que la forma del pulso cambia en función del nivel de apantallamiento, llegando a oscilar a un valor $n_0 = 10^{21} \text{ cm}^{-3}$.

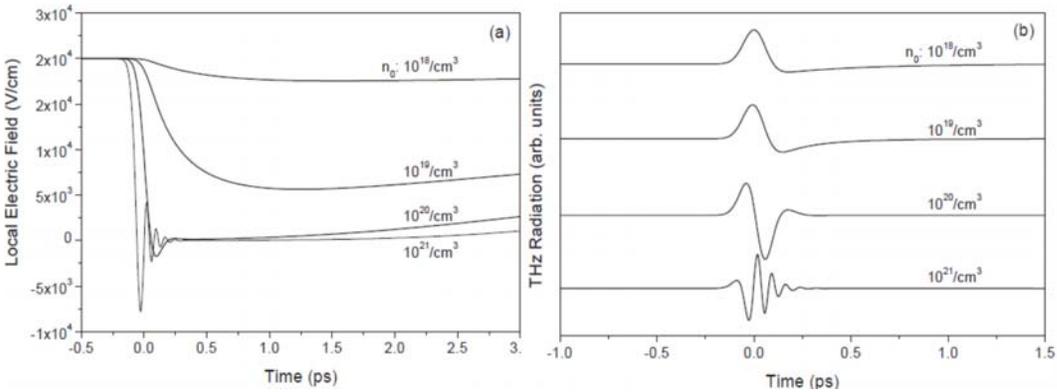


Figura 2.5: a) Reducción del campo eléctrico local debido a la densidad de portadores n_0 . b) Pulso THz para densidades de generación n_0 de 10^{18} , 10^{19} , 10^{20} , y 10^{21} cm^{-3} . El tiempo de atrapamiento se mantiene constante y tiene un valor $\tau_c = 0.5 \text{ ps}$ [37].

En la Ecuación 2.6, que indica que el campo eléctrico radiado es proporcional a la derivada de la corriente se está considerando que la región donde es enfocado el láser actúa como una fuente puntual. Ezdi et al. [40] demuestra que esta consideración es correcta en una primera aproximación que es válida para dipolos mucho más pequeños que la longitud de onda de excitación. Al considerar una fuente puntual se está ignorando la propagación del pulso en la película de oro que forman los brazos del dipolo. El análisis del campo eléctrico cuando la antena es excitada por un pulso se tiene que hacer en el dominio del tiempo. Existen muy pocos trabajos que hayan realizado el análisis bajo esta perspectiva, comúnmente el análisis de antenas se realiza considerando una excitación con ondas armónicas. Ezdi et al. [40, 39] modela el campo eléctrico THz emitido por una antena fotoconductiva utilizando un modelo realizado por Smith [36] para la radiación de antenas en el dominio del tiempo. Si se considera una distribución de corriente lineal dependiente del tiempo se puede encontrar los vectores potencial y escalar, con los cuales es posible encontrar las ecuaciones de campo eléctrico y magnético en campo lejano. El campo eléctrico para un alambre de cualquier longitud en función de la distribución de corriente debida a los portadores de carga está dado por [39]:

$$E(r, t) = \frac{\mu_0 c \sin\theta}{4\pi r (1 - \cos\theta)} \left\{ i \left(t - \frac{r}{c} \right) - i \left(t - \frac{r}{c} - \frac{h}{c} (1 - \cos\theta) \right) \right\}. \quad (2.12)$$

La ecuación indica que cuando la antena es excitada con un pulso de banda ancha la señal radiada por la antena varía de un ángulo a otro. El tiempo de propagación del pulso sobre el conductor es $\tau = h/c$, donde h es la longitud del conductor. La señal radiada a diferentes ángulos de elevación está compuesto por pulsos separados en el tiempo por $\Delta t = \frac{h}{c} (1 - \cos\theta)$, sustituyendo Δt en la Ecuación 2.12 se obtiene lo siguiente:

$$E(r, t) = \frac{\mu_0 h}{4\pi r \Delta t} \left[i \left(t - \frac{r}{c} \right) - i \left(t - \frac{r}{c} - \Delta t \right) \right] \sin\theta. \quad (2.13)$$

Si la señal de excitación varía lentamente comparado a Δt , condición que se cumple cuando $h \ll \lambda$, el término entre el corchete de la Ecuación 2.13 se convierte en la derivada en el tiempo de la corriente, por lo tanto el campo eléctrico radiado puede ser escrito como:

$$E(r, t) = \frac{\mu_0 h}{4\pi r} \frac{di \left(t - \frac{r}{c} \right)}{dt} \sin\theta, \quad (2.14)$$

y para el caso especial en que $\theta = 90^\circ$,

$$E(r, t) = \frac{\mu_0 h}{4\pi r} \frac{di \left(t - \frac{r}{c} \right)}{dt}. \quad (2.15)$$

Cuando la señal de excitación varía más lento que el tiempo de viaje del pulso sobre el conductor, el campo eléctrico radiado es proporcional a la derivada con respecto al tiempo de la corriente. Esta condición se cumple para dipolos comúnmente usados para generar radiación THz. Los dipolos que obedecen esta condición se conocen como dipolos Hertzianos y su característica es que su longitud física es mucho más corta que la longitud de onda de operación.

Las ecuaciones presentadas hasta ahora dan el campo radiado por un alambre de corriente h , usando este conocimiento previo se puede calcular el campo debido

a un dipolo. Se considera un modelo en el que la antena está formada por cuatro elementos de corriente, el campo eléctrico de cada uno está dado por la Ecuación 2.12. Los cuatro elementos que modelan la antena se muestran en la Figura 2.6, cada uno de ellos tiene una fuente (círculo) y un absorbedor perfecto (rectángulo negro). El elemento 1 de la Figura 2.6b representa la aceleración del pulso de corriente cuando entra al brazo superior del dipolo, en su recorrido por la estructura viaja a velocidad constante. El pulso se desacelera al llegar al extremo del brazo, se refleja y retorna en dirección contraria a la que arribó, este pulso reflejado es el que representa el elemento 2. De la misma manera, el elemento 3 representa el pulso de corriente que se propaga en el brazo inferior del dipolo, cuando este se refleja al llegar al extremo se desacelera y se refleja, este pulso reflejado es representado por el elemento 4. En resumen, los elementos 1 y 3 representan el pulso de corriente que entró a los brazos del dipolo en el punto de excitación, los elementos 2 y 4 representan a los pulsos reflejados en los extremos del dipolo y que viajan de regreso al punto de excitación de la antena.

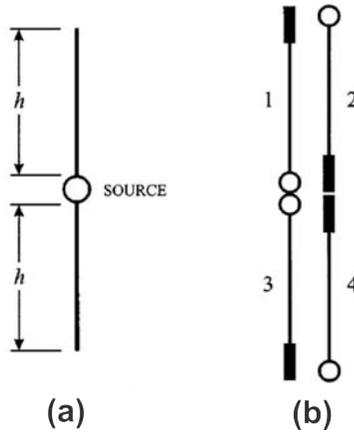


Figura 2.6: (a) Dipolo de longitud $2h$. (b) El dipolo se modela como una combinación de 4 alambres por los que circula una corriente que se genera en una fuente (círculo) y termina en un absorbedor perfecto (rectángulo) [40].

El campo radiado por cada elemento está dado por la Ecuación 2.12, si se adiciona la contribución de cada elemento se obtiene el campo eléctrico total radiado por el dipolo y representado por la siguiente ecuación [40]:

$$E(r, t) = \frac{\mu_0 c}{2\pi r \sin\theta} \left\{ i \left(t - \frac{r}{c} \right) + i \left(t - \frac{r}{c} - \frac{2h}{c} \right) - i \left(t - \frac{r}{c} - \frac{h}{c} (1 - \cos\theta) \right) - i \left(t - \frac{r}{c} - \frac{h}{c} (1 + \cos\theta) \right) \right\}, \quad (2.16)$$

Para adaptar la ecuación a una antena fotoconductiva THz tiene que tomarse en cuenta el substrato que modifica la velocidad de propagación en los brazos del dipolo. La velocidad de propagación en un conductor con un dieléctrico en un lado y el espacio libre en el otro está dada por:

$$v_1 \approx \frac{c}{\sqrt{\epsilon_{eff}}}, \quad (2.17)$$

donde

$$\epsilon_{eff} = \frac{\epsilon_r + 1}{2}, \quad (2.18)$$

la velocidad de propagación dentro del sustrato estará dado por

$$v_2 \approx \frac{c}{\sqrt{\epsilon_r}}. \quad (2.19)$$

Incorporando estas velocidades en la Ecuación 2.16 se obtiene la siguiente ecuación modificada para el campo eléctrico radiado,

$$E_{THz}(r, t) = \frac{\mu_0 c}{2\pi r \sin\theta} \left\{ i \left(t - \frac{r}{v_2} \right) + i \left(t - \frac{r}{v_2} - \frac{2h}{v_1} \right) \right\}, \quad (2.20)$$

El primer término es el campo radiado por el pulso de corriente cuando los portadores se aceleran al entrar al dipolo. El segundo término corresponde a la radiación emitida cuando las cargas se desaceleran en el momento en que el pulso reflejado retorna a la fuente. En esta última ecuación se ha ignorado el tercer y cuarto término de la Ecuación 2.16, los cuales corresponden a la radiación producida por la desaceleración de las cargas cuando el pulso de corriente alcanza los extremos del dipolo. La radiación producida en los extremos se descarta porque se considera que no alcanza a ser colimada por la lente hiperhemisférica de la Figura 2.1, el foco de la lente de silicio coincide con el centro del dipolo. En la Ecuación 2.20 no se está considerando el efecto de la lente de silicio hiperhemisférica. Para encontrar el campo en el punto Q que está más allá de la superficie de la lente, como se ilustra en la Figura 2.7, es necesario usar la integral de difracción de Fresnel-Huygens [40, 39] junto con el campo eléctrico E_{THz} de la Ecuación 2.20. La ecuación que da el campo en el punto Q estará dado por:

$$E_{THzQ} \approx -\frac{1}{4\pi} \frac{\partial}{\partial t} \int_S \frac{E_{THz}(t - \frac{r'}{c})}{r'} (\cos(n_s, r') - n_1 \cos(n_s, r)) dS, \quad (2.21)$$

la integral se realiza sobre toda la superficie de la lente, por eso el ángulo de los cosenos son función del vector normal a la superficie n_s . Con las ecuaciones anteriores ya es posible encontrar el campo eléctrico emitido por una antena fotoconductiva considerando todos los elementos que forman el sistema. Primero se soluciona numéricamente las Ecuaciones 2.1 a 2.5 para encontrar J , entonces la densidad de corriente se utiliza en la ecuación 2.20 para encontrar el campo eléctrico radiado. Para tomar en cuenta el efecto de la lente se sustituye E_{THz} en la Ecuación 2.21 y se resuelve numéricamente para encontrar el campo eléctrico E_{THzQ} en un punto más allá de la superficie de la lente de silicio.

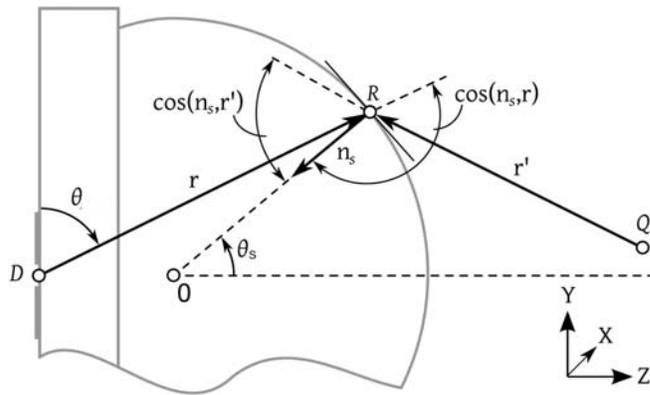


Figura 2.7: Diagrama esquemático de la propagación a través de la lente hiperhemisférica y la solución de la integral de difracción de Fresnel-Kirchhoff [40].

2.2. Diseños de antenas THz para aumentar la eficiencia

La emisión de radiación terahertz con fuentes fotoconductoras ha demostrado ser relativamente fácil de implementar, y por esto ha sido la técnica más comúnmente utilizada. Actualmente, la potencia máxima generada con este método está en el orden de microwatts. Existen muchos factores que afectan la eficiencia de estos emisores y por lo tanto muchos de los esfuerzos van encaminados en realizar diseños más eficientes. Una de las principales ventajas de las fuentes terahertz con respecto a fuentes basadas en fenómenos ópticos no lineales es que su eficiencia no está restringida por el límite de Manley-Rowe [41]. Esto es debido a que una pareja electrón-hueco generada por un fotón del láser pulsado puede generar varios fotones THz al llegar a la estructura de la antena. El electrón al acelerarse puede emitir un fotón THz y al desacelerarse otro. Por lo tanto, la eficiencia de radiación teóricamente puede ser muy cercano al 100 %, pero en la realidad existen varios fenómenos que afectan la eficiencia de los fotoconductores ultrarrápidos, por ejemplo el efecto de apantallamiento eléctrico (*screening*), la velocidad de saturación de los portadores, esparramiento de los portadores en la estructura cristalina, etc.

2.2.1. Emisión terahertz en singularidades en semiconductores polarizados

Muchos trabajos de antenas fotoconductoras reportan un incremento de la señal THz cuando el láser pulsado es enfocado cerca del ánodo, el fenómeno ocurre en diferentes substratos semiconductores [42, 43]. Brener et al. [43] reporta un claro incremento en la emisión THz cuando el haz laser excita zonas cercanas a las esquinas del brazo del dipolo, esto se observa claramente en la Figura 2.8. Este aumento en la eficiencia de emisión en las esquinas es debido a que el campo eléctrico tiene una singularidad en esta región, por lo tanto es muy intenso. El aumento en la emisión es de hasta un orden de magnitud cuando se eligen geometrías en forma de puntas triangulares para crear la singularidad. Los portadores de carga son acelerados fuertemente en las regiones muy cercanas a las puntas. La Figura 2.9 muestra como varía y aumenta la potencia THz en función de la geometría de la punta del ánodo [44].

Se puede observar que el mayor incremento se presenta cuando los dos brazos del dipolo terminan en una sola punta triangular (TT0). Iluminar exactamente sobre una singularidad siempre es más eficiente que excitar todo el *gap*.

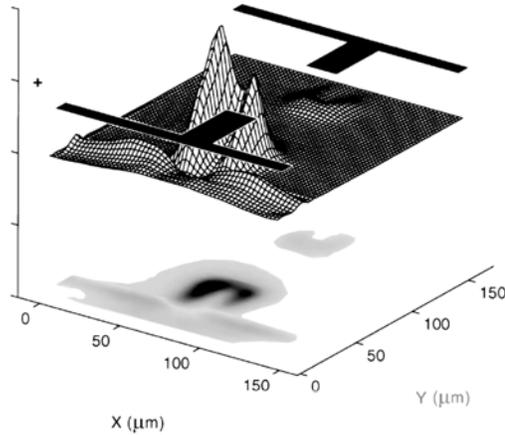


Figura 2.8: Escaneo de la intensidad de la señal THz sobre la estructura mostrada en color negro para un voltaje de 60 V. Se puede observar el incremento de la radiación cerca de las esquinas del ánodo [43].

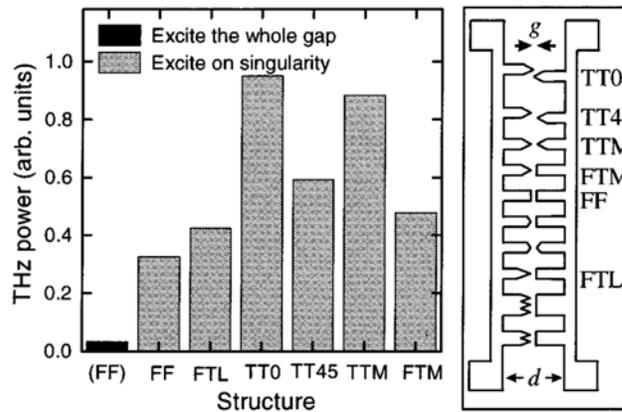


Figura 2.9: Potencia THz como función de la estructura de la punta de un dipolo de $60 \mu\text{m}$ de longitud, se varía la geometría de la punta del ánodo. Las condiciones del experimento son un voltaje de 20 V y una excitación de 20 mW , el centro del dipolo tiene $5 \mu\text{m}$ [44].

2.2.2. Incremento del rendimiento en antenas fotoconductoras usando electrodos plasmónicos

La eficiencia de los emisores fotoconductoros se ve afectada por la longitud relativamente grande del camino medio libre que deben recorrer los portadores de carga para alcanzar los electrodos, y aunado a la baja velocidad de deriva de los portadores repercute en la cantidad de portadores que son colectados por los electrodos. Incluso si el haz del láser pulsado es enfocado hasta alcanzar un spot cercano al límite de

difracción cerca del ánodo, solo una pequeña porción de los electrones generados ópticamente pueden alcanzar el ánodo en una escala temporal de picosegundos [41]. La mayoría de los portadores generados por el láser se recombinarán en el sustrato antes de alcanzar los electrodos, por lo tanto no contribuirán eficientemente en la generación de radiación THz. El tiempo de tránsito en dispositivos fotoconductorivos es el tiempo que le toma al electrón recorrer la distancia que existe entre el punto generación y el electrodo está dado por la siguiente ecuación [45]:

$$\tau_{tr} = \frac{s}{v_{dr}}, \quad (2.22)$$

donde v_{dr} es la velocidad de deriva y s la separación entre los contactos. Por ejemplo, para un dipolo como el de la Figura 2.1 con una separación de $5 \mu m$ en el centro y asumiendo una velocidad de saturación de $v_{dr} = v_{sat} = 10^7 \text{ cm/s}$ el tiempo de tránsito será de 50 ps , esto corresponde a muchos periodos de una señal de 1 THz y es mayor que el tiempo de vida en semiconductores típicamente utilizados. Berry et al. [41] presenta una modificación a las antenas tradicionales, agrega a los emisores fotoconductorivos contactos plasmónicos de $20 \mu m$ de longitud como se muestra en la Figura 2.10a. El periodo de las rejillas tiene dimensiones del orden de nanómetros. Estos electrodos en forma de rejilla están diseñados para mejorar la eficiencia cuántica de los emisores fotoconductorivos. Esta geometría ayuda para que se exciten ondas de plasmones superficiales. Debido a la naturaleza bidimensional de las rejillas el proceso de enfoque del haz óptico sobre ellos es fuertemente dependiente de la polarización y se ha encontrado que la mayor eficiencia se alcanza cuando el haz de bombeo tiene polarización transversal magnética [46]. Los plasmones superficiales permiten la transmisión de una gran porción del bombeo óptico a través de las rejillas hacia el sustrato. La absorción de luz y generación más alta de portadores ocurre en la interface semiconductor-metal. En la Figura 2.10b se compara la radiación THz de un emisor con contactos plasmónicos (azul) y un emisor convencional (rojo) para un valor de polarización de 40 V y distintos valores de la potencia del haz de bombeo. Se observa un aumento en la emisión de hasta dos órdenes de magnitud. En la Figura 2.10c se muestra la potencia máxima THz para un emisor con contacto plasmónicos (azul) y un emisor THz convencional (rojo) para una potencia de bombeo constante de 100 mW y variando el voltaje de polarización hasta el punto de falla de la antena, se nota claramente también un aumento en la emisión de hasta 2 órdenes de magnitud. En la misma figura se observa como el voltaje de falla para el emisor con electrodos plasmónicos es un poco mayor al contacto convencional. La potencia máxima obtenida llega a los $100 \mu W$, un record en emisores fotoconductorivos.

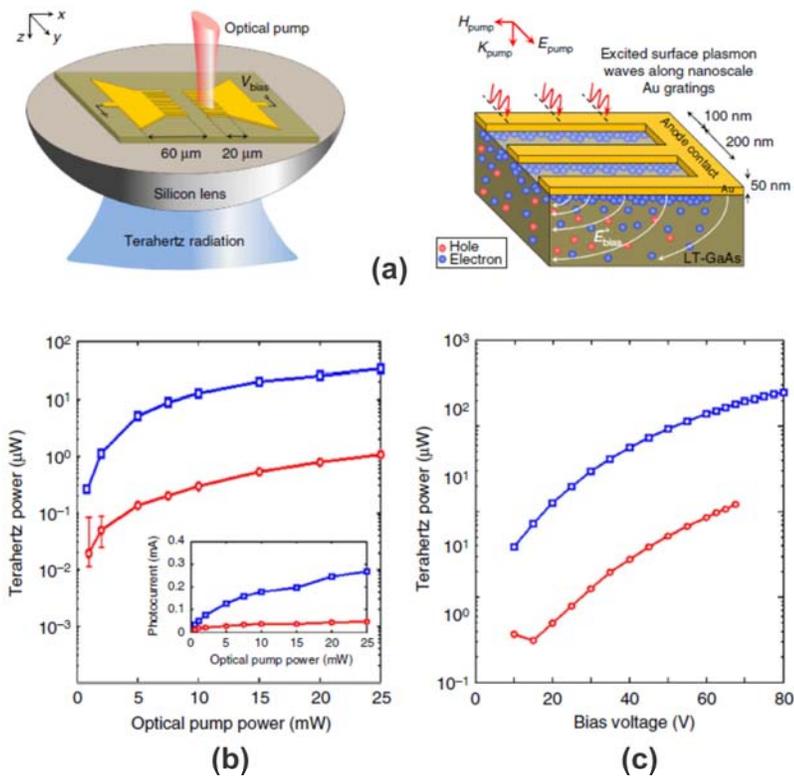


Figura 2.10: (a) Emisor fotoconductorio THz que incorpora contactos plasmónicos para reducir el tiempo de tránsito de los portadores a los electodos incrementando la eficiencia cuántica. (b) Comparación de la radiación THz debido a un emisor con contactos plasmónicos (azul) y un emisor común polarizados a 40 V y variando la potencia del haz bombeo. (c) Emisión THz máxima medida en el emisor con contactos plasmónico (azul) y un emisor convencional (rojo), la potencia del haz de bombeo se mantiene constante a 100 mW y se varía el voltaje de polarización hasta el punto de falla del emisor. La curva roja llega hasta unos 70 V porque falla antes que el emisor de contacto plasmónico [41].

2.2.3. Aumento de la eficiencia de radiación terahertz en fotoconductores mediante el uso de excitación elípticamente enfocado

Otro fenómeno que afecta la eficiencia de emisores fotoconductivos es el apantallamiento del campo eléctrico o *screening* (Sección 2.1). Los portadores de carga generados provocan que a cierto nivel de densidad se alcance una saturación porque un aumento de la potencia de bombeo ya no produce un incremento de la radiación terahertz. La polarización inversa que produce la separación espacial de portadores reduce el campo eléctrico local. La velocidad de deriva de los portadores se ve muy afectado por el *screening*, ya que el rápido desarrollo de este actúa como un freno para la aceleración de los portadores. Kim et al [47] demuestra que mediante el uso de un spot elíptico cuyo eje mayor es paralelo al campo eléctrico aplicado es posible reducir el efecto de apantallamiento. En la Figura 2.11 se presenta la velocidad de

deriva (*drift velocity*) para tres tipos de spot, la curva continua corresponde a un spot circular, la curva discontinua representa la velocidad de deriva cuando el spot de excitación tiene una forma elíptica con el eje mayor paralelo a la dirección del campo eléctrico aplicado y la curva punteada corresponde a una excitación elíptica con el eje mayor perpendicular al campo eléctrico aplicado. Se observa claramente la diferencia de la velocidad de deriva para los tres tipos de iluminación, la más alta se obtiene mediante el spot elíptico con eje mayor paralelo al campo aplicado entre los electrodos. Las propiedades de transporte de los portadores de carga generados en fuentes fotoconductoras dependen marcadamente de la distribución espacial inicial de estos portadores y mediante la elección adecuada de la forma del spot de excitación óptica se puede obtener un aumento de la eficiencia de radiación.

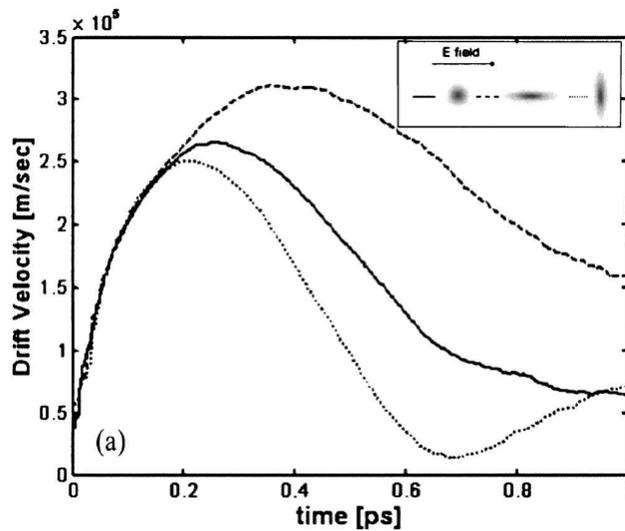


Figura 2.11: Velocidad de deriva de los portadores de carga cuando el spot del haz de excitación tiene forma circular (curva continua), cuando tiene forma elíptica con el eje mayor paralelo al campo eléctrico aplicado (curva discontinua) y excitación elíptica perpendicular al campo eléctrico aplicado (curva punteada) [47].

2.2.4. Emisión THz por efecto Dember lateral

El llamado efecto *photo-Dember* es otro mecanismo de emisión THz basado también en el transporte ultrarrápido de portadores de carga [48, 49, 50], pero a diferencia de las antenas fotoconductoras no requiere la aplicación de un campo eléctrico. La radiación se produce cuando se ilumina la superficie de un semiconductor con un láser pulsado con fotones de energía mayor que la de la banda prohibida. La absorción del pulso cerca de la superficie crea un gradiente grande de portadores que crean una corriente de difusión, como se muestra en la Figura 2.12a. Debido a la diferencia entre la movilidad de electrones y huecos, estos se separan espacialmente en una escala de tiempo de picosegundos, creando un dipolo perpendicular a la superficie (2.12a). Este dipolo resultante radiará en dirección paralela a la superficie, por lo tanto existirá un pobre acoplamiento de esta radiación al espacio libre. Un mejor acoplamiento de la radiación puede ser obtenido si el gradiente de portadores es orientado paralelo a la superficie para crear un dipolo con la misma orientación,

como se muestra en la Figura 2.12b. Como consecuencia la radiación THz será perpendicular a la superficie y paralelo al haz de excitación, de esta manera puede acoplarse más eficientemente la radiación al espacio libre. Un gradiente paralelo a la superficie es fácilmente inducido por el recubrimiento parcial de la misma por medio de una película metalizada [48, 50]. El campo eléctrico debido a la separación de cargas está dado por la ecuación,

$$E_{Dember} = \frac{k_B T}{e} \left(\frac{1}{n} \right) \left(\frac{\mu_e - \mu_h}{\mu_e + \mu_h} \right) \frac{dn}{dx}, \quad (2.23)$$

donde μ_e y μ_h son las movilidades de los electrones y huecos respectivamente, n es la densidad de portadores y x es la coordenada espacial perpendicular a la superficie.

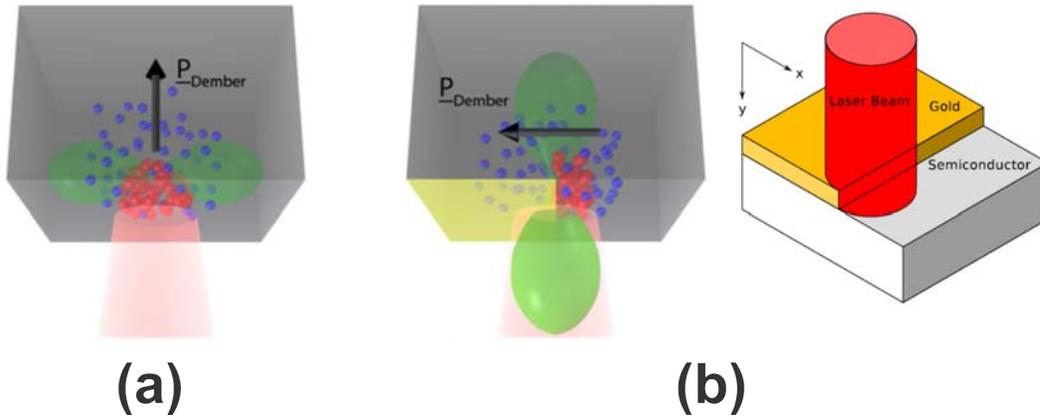


Figura 2.12: (a) Efecto dember cuando la superficie de un semiconductor es iluminada por un láser pulsado, la polarización en este caso es perpendicular a la superficie. (b) y (c) Excitación de un gradiente paralelo a la superficie mediante un recubrimiento parcial con una película metalizada [48].

2.3. Efecto de los defectos en emisores fotoconductorivos

Los defectos en los semiconductores juegan un papel muy importante en la ciencia de semiconductores y la tecnología. La importancia de los defectos depende del material, tipo de defecto y propiedades que están siendo consideradas. Aunque muchos sólidos mantienen sus propiedades esenciales cuando se les introduce pequeñas cantidades de átomos distintos a los que lo conforman, ciertas propiedades como la conductividad, la movilidad y tiempo de vida de portadores cambian dramáticamente con la introducción de defectos e impurezas [51]. En la Figura 2.13 se muestran los defectos conocidos como de dimensión cero o defectos puntuales, el defecto de vacancia es la ausencia de un átomo en el sitio donde debería estar. El defecto intersticial es la existencia de átomos en lugares donde normalmente no existen. El defecto conocido como vacancia-intersticial ocurre cuando un átomo deja su sitio creando una vacante y al mismo tiempo el átomo ocupa una posición intersticial. Cuando dos átomos forman un enlace de tal manera que ambos están en su sitio,

pero simétricamente desplazados se tiene el caso de defecto de división intersticial [52].

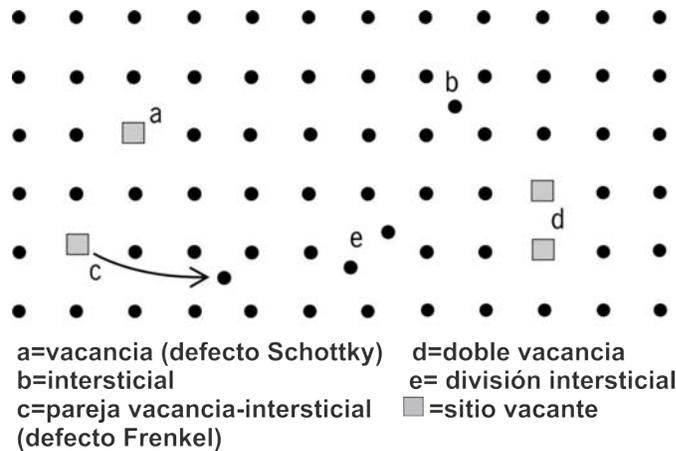


Figura 2.13: Diferentes tipos de defectos de dimensión cero o defectos puntuales.

En un material cristalino con más de un tipo de ión, cada especie ocupa su propia subred cristalina. Si un átomo intercambia su sitio en la red cristalina se crea un defecto conocido como de antisitio [53]. Existen también defectos estructurales que tienen su origen en el proceso de crecimiento del cristal, son producidos por las tensiones de compresión que da origen a las dislocaciones en la red cristalina.

La banda prohibida (*band gap*), que es la región de energía que está libre de estados electrónicos y está delimitada por la banda de valencia y la banda de conducción, se ve modificada por los defectos, los cuales agregan estados de energía a esta banda [51]. Los estados agregados pueden proveer portadores de carga a las bandas de conducción y valencia a energías mucho menores que el de la banda prohibida. Los defectos activos eléctricamente en semiconductores tienen diferentes características dependiendo de la localización de sus estados de energía con respecto a los límites de la banda de conducción o de valencia. Los defectos superficiales tienen energías del orden de decenas de mili-electrón volts respecto a los bordes de la banda prohibida, es decir, se requiere muy poca energía para liberarlos. Los defectos profundos residen típicamente en el tercio medio de la energía de la banda prohibida. Se les conoce como defectos profundos porque la energía que se requiere para liberarlos es mucho mayor que la energía térmica a temperatura ambiente. En SI-GaAs los niveles profundos puede atrapar portadores producidos ópticamente por fotones con energía mayor que el *band gap*, y después liberarse térmicamente [28]. Los portadores liberados pueden producir una corriente en un circuito externo. La temperatura a la que las diferentes trampas liberan sus portadores puede ser usado para determinar su energía de ionización. En este principio se basa la espectroscopía de corriente estimulada térmicamente [28, 54], que consiste en aumentar la temperatura a una tasa constante mientras se mide la corriente cuando se aplica voltaje. La corriente en el circuito externo mostrará una serie de picos correspondiente a la trampa que libera los portadores de carga. Por esta técnica de espectroscopía es que se conoce como EL2 a una trampa muy estudiada en SI-GaAs y que será de gran importancia en emisores fotoconductivos. Los cristales de SI-GaAs generalmente no están dopa-

dos y son crecidos por la técnica de LEC o VGF [55], este semiconductor presenta la característica de un estado donante profundo (EL2) que compensa los aceptores superficiales de carbono que son introducidos involuntariamente a través de los calentadores de grafito e impurezas en la atmósfera de gas inerte en el proceso de crecimiento. El origen y la micro estructura del defecto EL2 ha sido un tópicó de investigación por muchos años, actualmente es comúnmente aceptado que el EL2 tiene su origen en un defecto de antisitio de Arseniuro (As_{Ga}) y varios otros defectos de punto formados durante el proceso de precipitación de As [56].

En emisores terahertz se presenta un fenómeno relacionado con las trampas profundas que es conocido como *Trap Enhanced Field* (TEF), el cual consiste en una fuerte mejora del campo eléctrico en el ánodo de una estructura metal-semiaislante-metal [57]. El efecto es dependiente de la posición respecto al ánodo y se ha observado que hasta el 90 % del potencial aplicado en electrodos de $80 \mu m$ de separación puede existir en los primeros $5 \mu m$. Al aplicar un voltaje de solo $60 V$ se puede obtener una densidad de campo eléctrico de más de $40 kV/cm$ cerca del ánodo. Los mecanismos físicos responsables de esta mejoría del campo eléctrico son: (i) distribución no lineal del campo eléctrico cuasi estático (efectos geométricos), (ii) saturación de la velocidad del electrón, (iii) cargas espaciadas de aceptores residuales sin compensar resultado del aumento de la ocupación de trampas profundas y (iv) inyección de carga. Las trampas están inicialmente ocupadas por huecos a una polarización de equilibrio de $0 V$. Cuando una pequeña corriente es introducida las trampas son ocupadas en mayor medida por electrones, debido a que existe mayor área transversal de captura de electrones que de huecos. Como resultado un gran número de aceptores ionizados sin compensar crean una región de cargas separadas espacialmente. En la Figura 2.14b se ilustra como actúa el TEEF, una pequeña corriente provoca que los electrones liberados queden atrapados en los aceptores, como consecuencia dejan muchos aceptores si compensar, provocando la existencia de muchas cargas positivas en el ánodo.

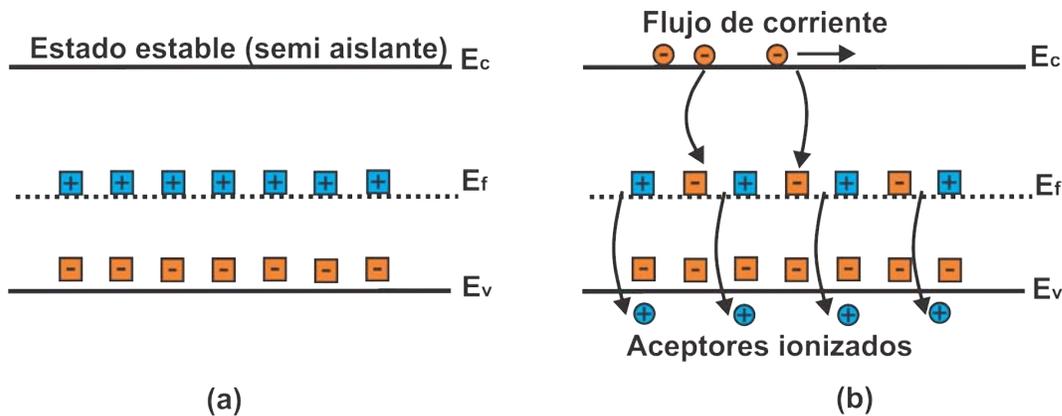


Figura 2.14: Diagrama de bandas para el fenómeno de TEF. (a) Estado estable, semiaislante. (b) Ocupación de las trampas EL2 por electrones que dejan aceptores ionizados sin compensar [58].

El efecto del TEF es claramente notable si se compara la radiación THz emitida

cuando se excita ópticamente el ánodo y el cátodo mientras se mantiene fija la potencia del haz de bombeo. La Figura 2.15 muestra la comparación de la radiación THz cuando se excita el ánodo (cuadrado) y el cátodo (triángulo) [58], existe una diferencia de hasta tres órdenes de magnitud entre la potencia de los dos casos, lo que demuestra la importancia del efecto que tiene el fenómeno de TEEF.

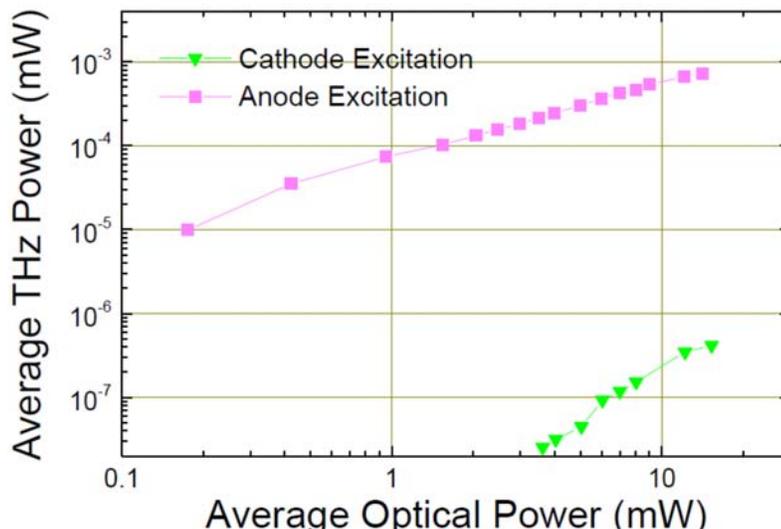


Figura 2.15: Radiación THz observada de la excitación del ánodo (cuadrado) y el cátodo (rectángulo) [58].

2.4. Detección de radiación THz pulsada usando la técnica de espectroscopía en el dominio del tiempo.

El sistema de espectroscopía en el dominio del tiempo, TDS por sus siglas en inglés (*Time Domain Spectroscopy*) es la tecnología más utilizada para realizar espectroscopía en el rango THz. Combina la generación de un pulso usando un láser de femtosegundos en un cristal no lineal o una antena fotoconductiva y detección coherente mediante el uso de un cristal electro óptico o también una antena fotoconductiva. Aunque la potencia THz emitida es del orden de microwatts, el rango dinámico del sistema TDS puede ser tan alto como 10⁶ [1], que se logra gracias a su naturaleza de conmutación en el tiempo y detección coherente que reduce considerablemente el ruido de fondo. La técnica TDS tiene resolución temporal intrínseca, se obtiene directamente la forma del campo eléctrico E y no solo $|E|^2$ [59], su principal ventaja en espectroscopía es que se obtiene tanto la parte real como la imaginaria de la constante dieléctrica compleja, sin ser necesario el análisis de Kramers-Kronig.

En la Figura 2.16 se muestra el diagrama de un sistema TDS típico usando antenas fotoconductivas. La fuente de excitación es un láser pulsado que puede tener un ancho de pulso entre 20 fs a 200 fs y de 70 a 80 MHz de frecuencia de repetición. El pulso óptico es dividido en dos partes usando un divisor de haz, el que va hacia el transmisor se le llama bombeo y el que se dirige hacia el receptor se le conoce como haz de prueba. El bombeo al incidir en el transmisor genera un transitorio de corriente que a su vez emite radiación THz pulsada como se describió

en la Sección 2.1. La radiación es enfocada con espejos parabólicos en una muestra que se desea analizar, después de pasar por la muestra el pulso THz es enfocado en la antena fotoconductive usando otros espejos parabólicos.

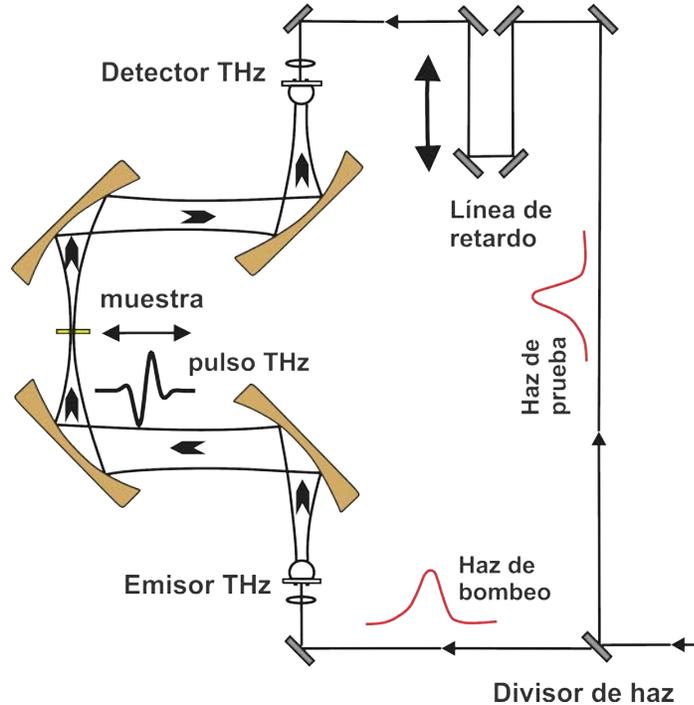


Figura 2.16: Diagrama esquemático de un espectrómetro THz en el dominio del tiempo, al pulso láser de femtosegundos que excita al emisor se le conoce como haz de bombeo, y el pulso láser que excita al detector se le conoce como haz de prueba. El camino óptico del haz de bombeo sumado al camino óptico del pulso THz debe coincidir en el detector con el camino óptico del haz de prueba para que se obtenga una fotocorriente en el detector.

El haz de prueba pasa por una línea de retardo, un sistema mecánico automatizado controlará el desplazamiento de dos de los espejos, variando así la longitud del camino óptico. A diferencia del emisor, el receptor no está polarizado con un campo eléctrico estático, los portadores de carga generados por la prueba se aceleran debido al campo eléctrico THz. El pulso electromagnético y el haz de prueba deben coincidir temporalmente en el detector para que exista una corriente de los portadores de carga. El receptor funciona de manera inversa al emisor, el pulso THz debe ser enfocado por la lente hiperhemisférica de silicio en el *gap* de la antena. La corriente del detector es proporcional a la intensidad del campo eléctrico incidente. La condición necesaria para que opere el sistema TDS es que el camino óptico del haz de bombeo sumado al del haz THz debe ser igual al camino óptico del haz de prueba. Variando el retardo en el tiempo entre el pulso THz y el haz de prueba se obtiene la forma temporal completa del pulso.

La fotocorriente $J(\tau)$ inducida en el dipolo receptor cuando la radiación THz incidente acelera las cargas generadas por la prueba en un tiempo de retardo τ , es

descrita usando la siguiente ecuación [59]:

$$J(\tau) = e\mu \int n(t - \tau)E(\tau)dt, \quad (2.24)$$

donde $E(\tau)$ es el campo eléctrico THz incidente, $n(t)$ el número de portadores generados por el haz de prueba, e la carga del portador y μ la movilidad de los portadores. La corriente generada en el detector es la convolución entre el campo eléctrico THz que incide en la antena receptora y la fotoconductividad inducida por la prueba en el semiconductor. La corriente es muy pequeña, del orden de picoampere, por lo que generalmente se utiliza la técnica de Lock-In.

Si se asume que la duración del pulso láser y el tiempo de vida de los portadores son mucho más cortos que el ancho temporal de la onda THz, $n(t)$ en la Ecuación 2.24 puede ser considerado como una función delta, entonces la fotocorriente es:

$$J(\tau) \propto e\mu E(\tau). \quad (2.25)$$

De esta manera, la corriente en la antena receptora refleja directamente la forma del campo eléctrico THz. Por otro lado, cuando el tiempo de vida de los portadores es significativamente más largo que el ancho temporal de la onda THz, $n(t)$ en la Ecuación 2.24 es considerado como una función escalón. Por lo tanto la señal estará dada por

$$\frac{dJ(\tau)}{d\tau} \propto e\mu E(\tau). \quad (2.26)$$

Y su transformada de Fourier es:

$$J(\omega) \propto \frac{E(\omega)}{\omega}. \quad (2.27)$$

Esto indica que la señal detectada es inversamente proporcional a la frecuencia. En la práctica el pulso del láser tiene un tiempo de subida finito y los portadores de carga excitados decaen lentamente debido a un tiempo de vida finito. Por lo tanto en semiconductores usados comúnmente (Tabla 2.1) se presenta un caso intermedio al representado por las Ecuaciones 2.25 y 2.26, en este caso $n(t)$ estará dado por

$$n(t) = \int I(t')R(t - t')dt', \quad (2.28)$$

donde $I(t)$ es la forma del láser de prueba y $R(t)$ es el tiempo de respuesta de los portadores de carga del semiconductor. Se asume que $I(t) \propto \text{sech}^2(1.76t/\Delta t)$, donde Δt es el ancho del pulso. $R(t)$ se estima mediante la medición de la reflectancia transitoria [60]. Usando el teorema de la convolución de la transformada de Fourier, la Ecuación 2.28 es transformado a la siguiente ecuación:

$$n(\omega) \propto I(\omega)R(\omega), \quad (2.29)$$

donde $n(\omega)$, $I(\omega)$, $R(\omega)$ son la transformada de Fourier de $n(t)$, $I(t)$, y $R(t)$, respectivamente. Usando el mismo teorema, la ecuación 2.24 se transforma en la siguiente ecuación

$$J(\omega) \propto n(\omega)E(\omega). \quad (2.30)$$

Sustituyendo la Ecuación 2.29 en 2.30 se obtiene finalmente la corriente de la antena receptora:

$$J(\omega) \propto [I(\omega)R(\omega)]E(\omega). \quad (2.31)$$

El término $I(\omega)R(\omega)$ da la sensibilidad espectral de la antena fotoconductiva [59]. Los detectores que obedecen la Ecuación 2.25 se conocen como detectores de muestreo directo [61]. El láser genera un pico de conductividad y como se muestra en la Figura 2.17a la fotocorriente es proporcional al campo eléctrico en un tiempo dado τ . La Ecuación 2.26 es la resolución de la integral de la Ecuación 2.24 cuando el tiempo de vida es mucho mayor que el ancho del pulso THz. En este caso $n(t)$ se puede ver como una función escalón y el límite inferior de integración es el tiempo τ . En este caso, en vez de tener un pico de conductividad, el circuito conduce por un periodo mucho más largo de tiempo como se ilustra en la Figura 2.17b y la corriente en los electrodos es proporcional a la integración del campo eléctrico THz. Los detectores fotoconductivos que obedecen esta regla se conocen como detectores integradores.

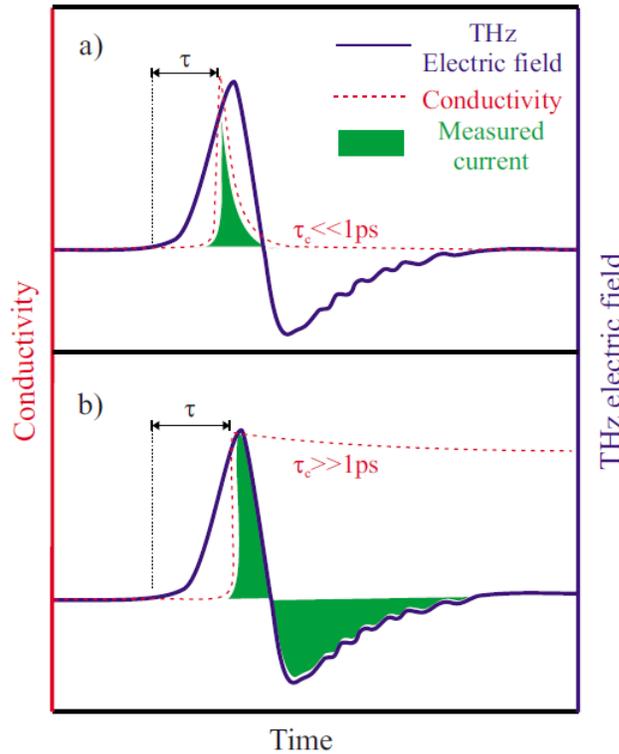


Figura 2.17: Representación de un pulso THz, la conductividad y la corriente inducida entre los contactos del detector. (a) Cuando el tiempo de vida $\tau \ll 1 \text{ ps}$, (b) situación en que el tiempo de vida $\tau \gg 1 \text{ ps}$ [61].

Para realizar espectroscopía de cierto tipo de muestras, la geometría en transmisión como el de la Figura 2.16 no es adecuada. En particular, el agua y otros solventes polares presentan una absorción muy fuerte en el rango THz. Por otra parte, los modos de los fonones en cristales iónicos tienen absorciones que exceden el rango dinámico del experimento. También los objetos muy voluminosos son imposibles de medir en el modo de transmisión. Un método para superar estas limitaciones

es operar el espectrómetro TDS en modo reflexión. Thrane et al. [62] y Rønne et al. [63] realizan espectroscopía en agua líquida con un sistema TDS en reflexión. El arreglo experimental se muestra en la Figura 2.18 y es similar al presentado en la Figura 2.16, pero en el camino óptico del pulso THz se le agrega un divisor de haz de silicio del 50 %. Una parte del haz va a una celda con una ventana de silicio pulida que contiene la muestra líquida, un porcentaje del pulso THz se refleja en la ventana y la otra en la interfaz silicio-líquido, las dos señales reflejadas inciden en el detector.

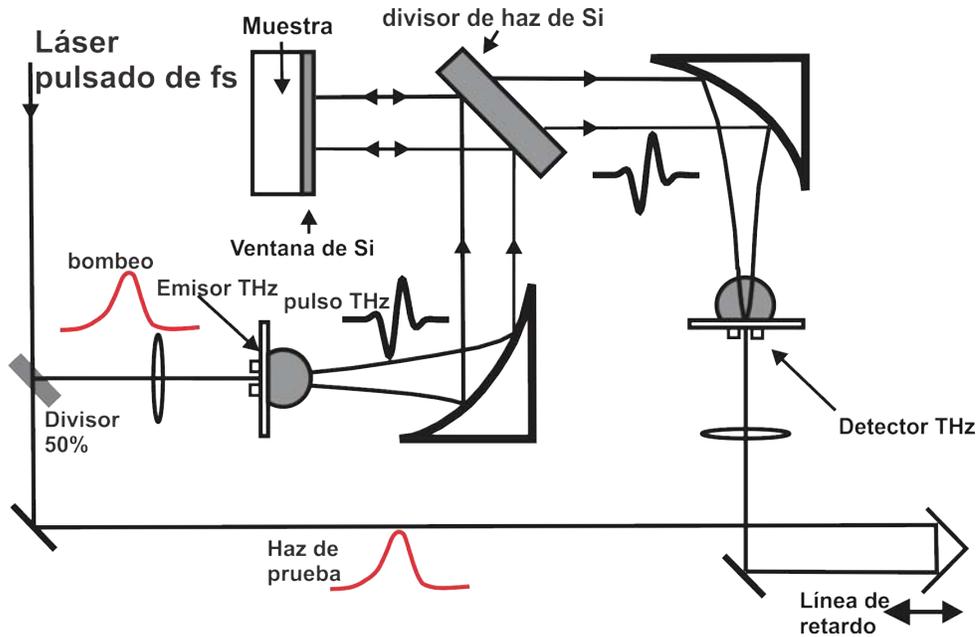


Figura 2.18: Arreglo experimental para realizar espectroscopía THz en reflexión para muestras polares [63].

La configuración anterior no es del todo adecuada para situaciones prácticas, ya que es válida para reflexión especular únicamente. Para aplicaciones en que la superficie de la muestra no es especular se utiliza una configuración para reflexión difusa como la presentada por Liu et al [64]. El arreglo es igual al TDS de la Figura 2.16, pero en la sección donde se enfoca la radiación en la muestra se coloca una esfera integradora. El papel de la esfera es recoger y enviar al detector toda la radiación que provenga de la muestra, cualquiera que sea su dirección de salida. En la Figura 2.19 se presenta este arreglo, los componentes de la esfera integradora están enmarcados en el recuadro gris, y las partes principales son dos espejos elipsoidales.

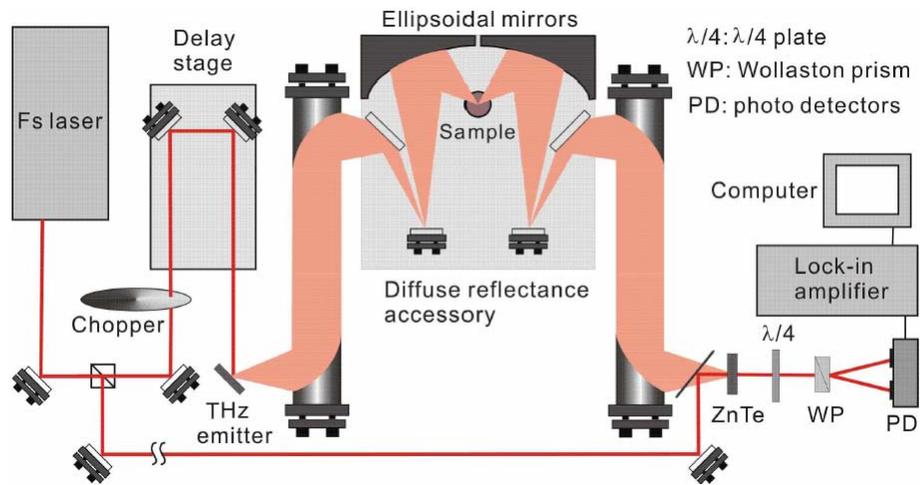


Figura 2.19: Sistema TDS con un accesorio de reflectancia difusa [64].

Capítulo 3

Desarrollo y resultados

3.1. Arreglo experimental

En La Figura 3.1 se muestra el arreglo experimental para generación y detección de radiación THz utilizando antenas fotoconductoras. La fuente de luz para generar los portadores de carga en el semiconductor es un láser pulsado de Titanio:Zafiro ($Ti : Al_2O_3$), modelo MIRA 900 de Coherent, con una frecuencia de repetición de $76 MHz$ y el ancho total del pulso a la mitad del máximo de su perfil es de ~ 200 fs. El haz infrarrojo es atenuado a una potencia adecuada para no dañar tanto al emisor como al receptor fotoconductor. La potencia promedio del haz al pasar por el atenuador es de aproximadamente $18 mW$. Una vez acondicionado el haz infrarrojo este incide en un divisor de haz con una proporción de 50:50, del divisor salen 2 haces, cada uno con una potencia promedio de $9 mW$ (0.1184 nJ/pulso). A uno de los haces se le denominara como el de bombeo, al otro como el haz de prueba. El haz de bombeo pasa por un modulador opto-mecánico (*chopper*) que modula el tren de pulsos a una frecuencia de $500 Hz$. El haz de prueba es direccionado a un sistema que se le conoce como línea de retardo, parte importante de un sistema TDS. La línea de retardo está formada por 4 espejos y una estación de traslación lineal motorizada como puede observarse en la Figura 3.1. Los espejos E1 y E2 se mantiene fijos, E3 y E4 pueden desplazarse hacia adelante y hacia atrás por medio de un control de los movimientos del motor paso a paso desde una computadora. El desplazamiento controlado de los espejos E3 y E4 permite aumentar o disminuir la longitud del camino óptico del haz de prueba. El efecto de variar el camino óptico es un retardo temporal del haz de prueba respecto al de bombeo. La resolución mínima de la línea de retardo es de $1.250 \mu m$, que corresponde a una resolución temporal de 4.1667 fs.

El haz de prueba es enfocado en la antena receptora usando una lente esférica de $10 mm$. El bombeo y la prueba son guiados al transmisor y al receptor respectivamente a través de espejos de oro fabricados en el CCADET por el método de evaporación. El material empleado en la fabricación de los espejos es oro, este metal presenta una reflectividad de más de 96% a una longitud de onda de $800 nm$, el espesor de la superficie reflectora de cada espejo es de $130 nm$. Los haces de bombeo y prueba tienen que ser enfocados en estructura con dimensiones micrométricas, la superficie semiconductor en el que se debe enfocar la luz tiene $5 \mu m$ y el tamaño del spot del láser en foco es de aproximadamente $5 \mu m$ de diámetro. Para obtener

un spot de tales dimensiones se utilizan lentes esféricas, para enfocar el bombeo en el emisor se emplea una lente de 10 mm de distancia focal y 6.28 mm de diámetro. Para enfocar el haz de prueba en el receptor se usa una lente de 12 mm de distancia focal y 6.28 mm de diámetro.

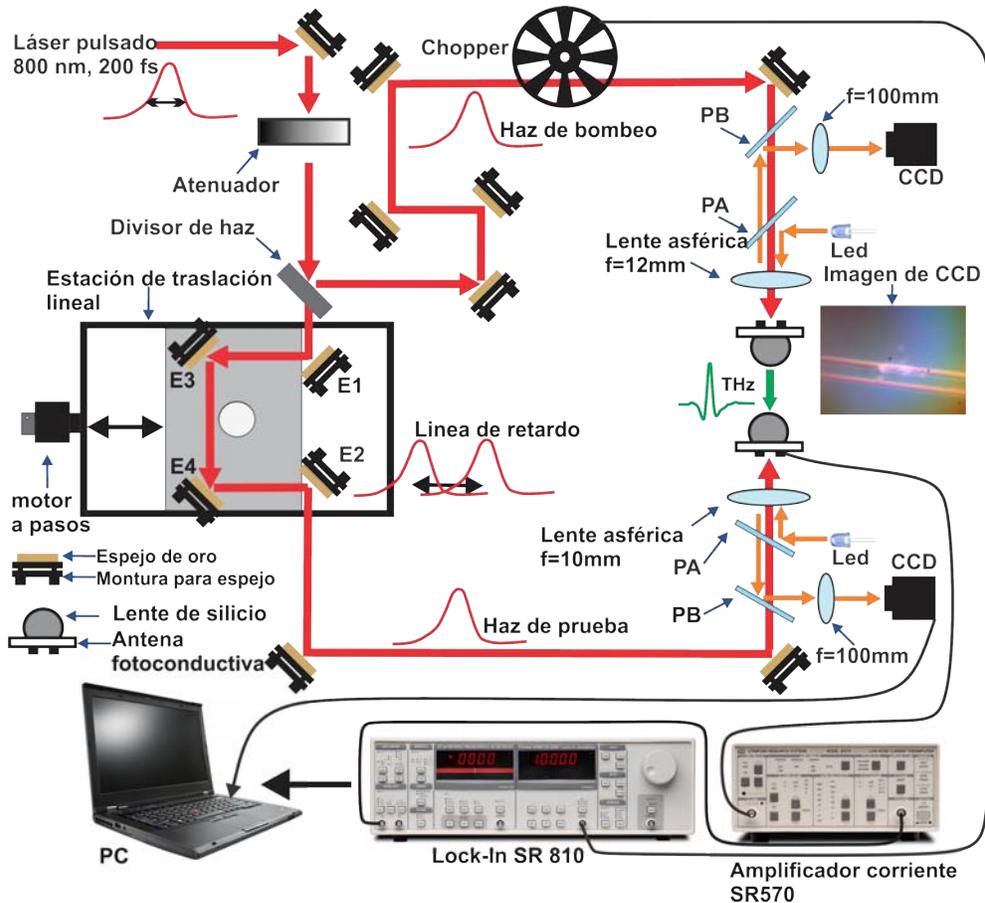


Figura 3.1: Arreglo experimental para emitir y detectar radiación THz.

Debido al tamaño del spot y la antena es necesario hacer uso de un sistema especial para enfocar el láser tanto en el emisor como en el receptor. En la Figura 3.1 se muestra los dos sistemas de visión implementados, ambos funcionan exactamente igual y están formados por los mismos componentes ópticos. Los componentes son una fuente de luz visible, portaobjetos de vidrio con un espesor menor a 1 mm y un sensor CCD. El sensor CCD se obtuvo quitándole la lente a una cámara *web*. Un led visible es usado como fuente de iluminación, su luz es dirigida hacia la antena en el mismo camino óptico del haz láser por medio del portaobjetos PA de la Figura 3.1. El haz visible es enfocado sobre la antena con las mismas lentes esféricas que el haz de bombeo y prueba. Una parte del visible enfocado sobre la antena se refleja y al regresar por el mismo camino óptico en el que incidió emerge de la lente esférica como una onda plana. Una parte de la luz visible que incide en el portaobjetos PB se refleja hacia una lente de 100 mm de distancia focal, esta lente enfoca la luz en

el CCD, obteniendo de esta manera la imagen de la antena en la computadora. Así es posible observar el spot y centrarlo en el *gap* de las antenas.

3.2. Antena fotoconductiva sobre sustrato de SI-GaAs

En este trabajo se desarrolló un sistema para realizar microlitografía por escritura directa. La resolución del sistema es cercana a 800 nm, por lo cual es adecuado para fabricar antenas para emisión de radiación THz.

Se utilizaron antenas con dos sustratos diferentes, Arseniuro de Galio semiaislante (SI-GaAs) y Arseniuro de galio crecido en bajas temperaturas (LT-GaAs). El LT-GaAs es mucho más caro que el SI-GaAs debido a lo complicado de su proceso de crecimiento. Cuando se empezó este trabajo todavía no era posible conseguir comercialmente obleas de este sustrato. Las antenas fabricadas en el laboratorio de Fotónica de microondas del CCADET están desarrolladas en un sustrato de SI-GaAs. La antena de LT-GaAs utilizada es fabricada por *Fraunhofer Heinrich Hertz Institute* y comercializada por la empresa alemana *Menlo Systems*. En los experimentos que se describen en este trabajo se utiliza como emisor las antenas de SI-GaAs y LT-GaAs, pero como receptor siempre se emplea una antena comercial de LT-GaAs.

El sustrato de SI-GaAs usado es del fabricante AXT y sus especificaciones se presentan en la Tabla 3.1. Usando este sustrato se construyeron antenas de tipo dipolo y *Bow-Tie* (Figura A.2, Apéndice A). Esta Sección se enfoca en la antena de SI-GaAs.

Material:	VGF GaAs Crystal Wafer	
Grade:	Semi-Insulating, Undoped	
Diameter:	76.2 ± 0.4	mm
Orientation:	$(100) \pm 0.5^\circ$	Angle: N/A
Primary Flat	Length: 22 ± 1	mm
Secondary Flat	Length: 12 ± 1	mm
Carrier Conc:	N/A	/cc.
Resitivity:	$\geq 1 \times 10^7$	$\Omega \cdot cm$
Mobility:	≥ 5500	cm^2/V
Etch Pit Density (EPD):	1500 – 5000	cm^{-2}
Thickness:	625 ± 20	μm
Total Thickness Variation (TTV):	≤ 4	μm
WARP:	≤ 10	
Surface Finish:	Side 1: Polished	Side 2: Polished

Tabla 3.1: Características del semiconductor SI-GaAs empleado.

En la Figura 3.2 se muestra la antena THz fabricada sobre un sustrato de SI-GaAs. La película que forma el patrón en forma de H es de oro y tiene un espesor de 120 nm, y por lo tanto es mayor que la profundidad de penetración de una onda electromagnética con frecuencia de 1 THz en oro, que es aproximadamente de 80 nm

[65]. El dipolo tiene una longitud de $20 \mu\text{m}$, el espacio o *gap* en el centro del dipolo es de $5 \mu\text{m}$. En este espacio es donde se enfoca el láser pulsado de femtosegundos. En la Figura 3.2b se observan dos imágenes obtenidas con un microscopio AFM de la misma antena.

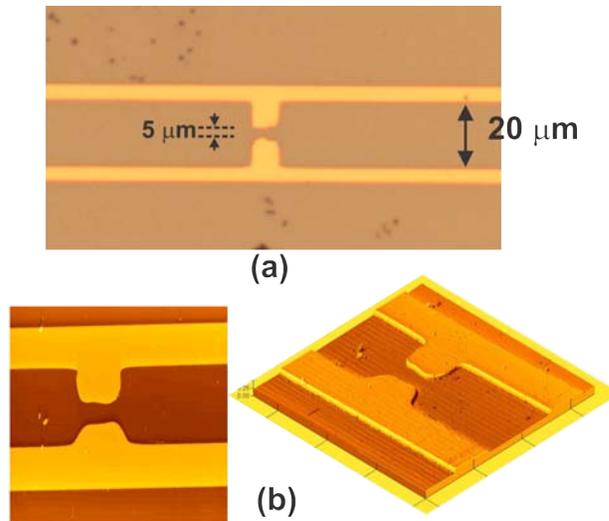


Figura 3.2: (a) Imagen en un microscopio óptico de la antena THz, el dipolo tiene una longitud de $20 \mu\text{m}$, la separación en el centro del dipolo tiene $5 \mu\text{m}$ (*gap*). (b) Imagen del dipolo THz en un microscopio AFM.

La estructura en forma de H tiene 4 contactos donde se deben soldar los conductores para aplicar el campo eléctrico estático. En la Figura 3.3 se muestra la estructura completa donde del lado derecho se observa la soldadura de indio con la que se han soldado los conductores. Se usa soldadura de indio debido a la facilidad con la que se manipula al soldar y debido a su bajo punto de fusión no se sobrecalienta la película de oro, evitando de esta manera dañarlo. La estructura completa tiene $3000 \mu\text{m}$ de largo, y también se puede observar en la figura el láser incidiendo en el dipolo que se encuentra en el centro de la estructura.

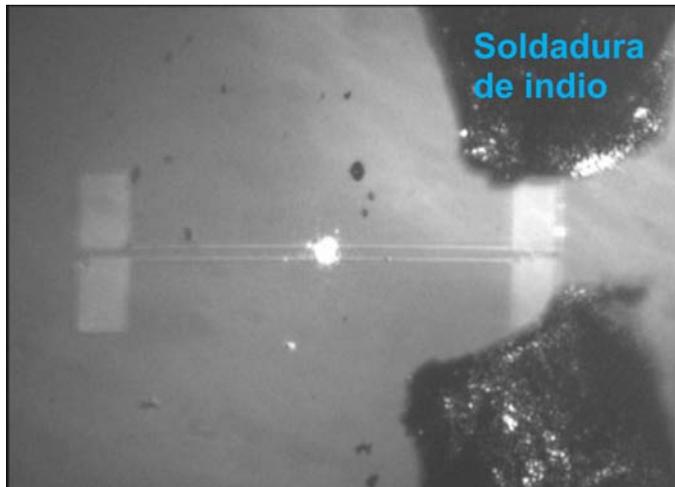


Figura 3.3: Soldadura de indio para soldar los contactos de oro y aplicar el voltaje de DC. En la imagen se ve el láser incidiendo en el centro del dipolo.

La unión del SI-GaAS y el oro forman un contacto Schottky. Es deseable un contacto óhmico debido a la linealidad de la curva voltaje-corriente y la menor resistencia del contacto; sin embargo, debido a las dificultades técnicas y el tiempo que llevaría encontrar el método para fabricarlo, en este trabajo se han realizado las antenas con contacto Schottky solamente. Se caracterizó la respuesta voltaje-corriente bajo condiciones de iluminación de la antena aplicando un voltaje entre los electrodos de oro y midiendo la corriente a través de la antena. En la Figura 3.4 se muestra la respuesta en el rango de -10 a $+10$ volts donde se aprecia una resistencia grande hasta un voltaje menor a 5 volts, pero para un valor de voltaje mayor, la corriente se empieza a incrementar rápidamente. Esta región presenta una resistencia baja comparada con la región donde el voltaje es menor de 5 volts.

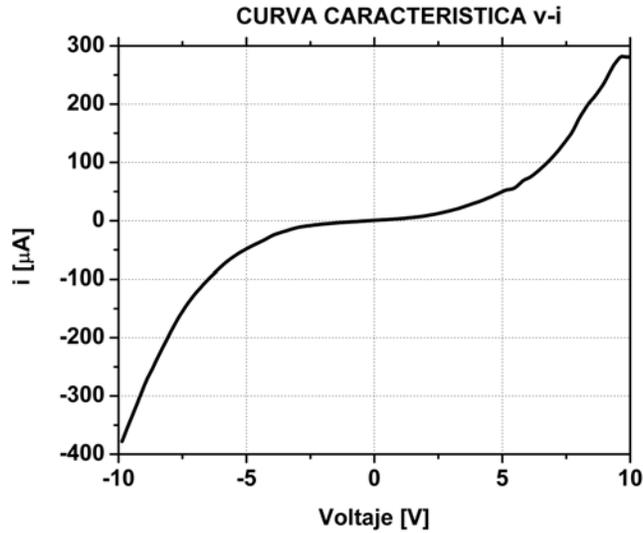


Figura 3.4: Curva característica VI de la antena sobre SI-GaAs, en un rango de voltaje de -10 a $+10$.

En la Figura 3.5 se presenta el resultado experimental de emisión de radiación THz con una antena fabricada en SI-GaAs. La Figura 3.5a corresponde a emisión THz cuando el láser es enfocado en el centro del dipolo. En la parte alta de la figura se observa el pulso THz en una ventana de tiempo de 10 ps . A este pulso se le aplica el algoritmo de la FFT para obtener su espectro de frecuencias, que se presenta debajo de la curva del pulso. En la curva del espectro, la línea horizontal discontinua marca el nivel de ruido. A partir del nivel de ruido se puede estimar el ancho de banda, de acuerdo a N. Vieweg et al. [26]. De esta manera se encuentra que el ancho de banda para excitación en el centro del dipolo es de aproximadamente 1 THz .

También se realizó un experimento enfocando el láser pulsado entre las películas de oro coplanares, el resultado se puede observar en la Figura 3.5b. El uso de líneas coplanares es común en generación de radiación THz [42, 66, 67, 68, 69, 70]. Al incidir el láser entre las películas de oro el dipolo no tiene ningún efecto, es como si no existiera. Los emisores con líneas coplanares tienen una ganancia más baja comparada con el dipolo Hertziano [69, 70], pero tienen la ventaja de que el ancho de banda del pulso radiado es mayor. En la Figura 3.5b se muestra el pulso y el espectro, en este experimento el láser pulsado es enfocado cerca del electrodo positivo para obtener la mayor eficiencia debido al efecto TEF descrito en la Sección 2.13. El espectro en la Figura 3.5b tiene un ancho de banda mayor que el de la Figura 3.5a, llegando hasta 2 THz . En ambos casos el experimento se ha realizado bajo las mismas condiciones, la potencia del haz de bombeo se mantuvo en 9 mW , que considerando el tamaño del punto de enfoque ($5\mu\text{m}$) corresponde a una fluencia de 6.031 J/m^2 .

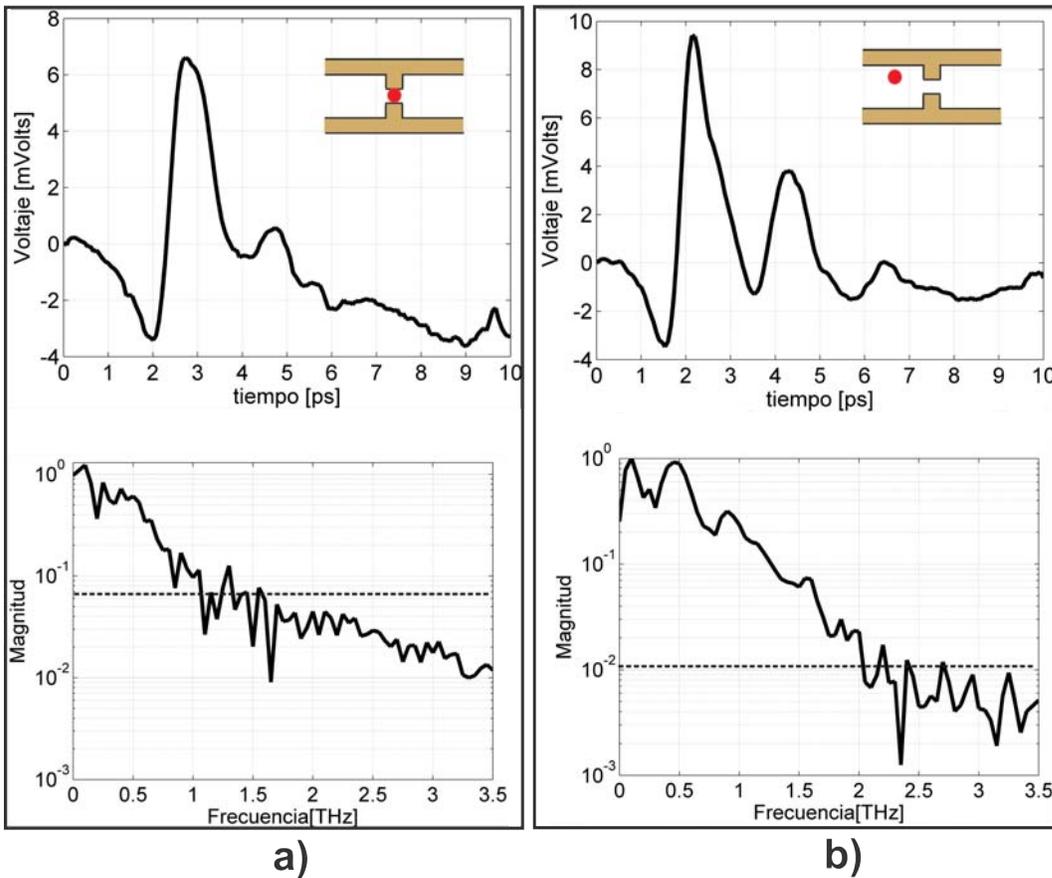


Figura 3.5: (a) Pulso en el tiempo y espectro THz para un dipolo sobre substrato de SI-GaAs, cuando el láser pulsado es enfocado en el centro del dipolo. (b) Pulso en el tiempo y espectro THz para un dipolo sobre substrato de SI-GaAs, cuando el láser pulsado es enfocado entre las líneas de oro. La línea horizontal discontinua en el espectro marca el nivel de ruido.

El voltaje de polarización aplicado a los electrodos durante las pruebas fue de 6 V. Bajo estas condiciones de polarización, en el centro del dipolo de $5 \mu m$ se tiene un campo eléctrico de $12 kV/cm$, y entre las líneas de oro separadas $20 \mu m$ el campo eléctrico es de $3 kV/cm$. En ambos casos el campo eléctrico aplicado es menor que el campo de ruptura dieléctrica de $100 kV/cm$ del SI-GaAs. Los resultados mostrados en la Figura 3.5 corresponden a un campo eléctrico de solo el 10% del campo de ruptura de este semiconductor. La potencia de radiación de todas las antenas fotoconductoras se incrementa cuadráticamente con el voltaje aplicado [69]. El problema que se presenta en estas antenas fabricadas es el aumento exponencial de la corriente para un valor mayor a 5 V. Al incrementarse el voltaje, la corriente también se incrementa rápidamente dañando la película conductora de oro, este daño ocurre para un valor mayor a 7 V, que produce una corriente $\geq 200 \mu A$. Comparando la radiación de los dos casos, se observa una mayor eficiencia cuando se enfoca la luz entre las líneas coplanares de oro, comparado a la iluminación en el centro del dipolo. Tani et al. [69] atribuye esto a que debido al pequeño tamaño del centro

del dipolo ($5 \mu m$) se produce un efecto de saturación más notable comparado a la mayor distancia que existe entre las líneas coplanares. El tema del daño sufrido por la película de oro con la corriente se tratará en una sección posterior.

3.3. Antena fotoconductiva sobre sustrato de LT-GaAs

La antena comercial de LT-GaAs que se utilizó en el sistema TDS tiene las mismas dimensiones que las antenas fabricadas en SI-GaAs, $20 \mu m$ de longitud y $5 \mu m$ en el centro del dipolo. La unión metal semiconductor es un contacto óhmico. El arreglo experimental para las pruebas es el mismo que el empleado con antenas de SI-GaAs (Figura 3.1), solamente se sustituye la antena emisora de SI-GaAs por el de LT-GaAs. En la Figura 3.6 se presenta la curva característica de voltaje-corriente para el mismo rango de voltaje que la presentada anteriormente para SI-GaAs (Figura 3.4).

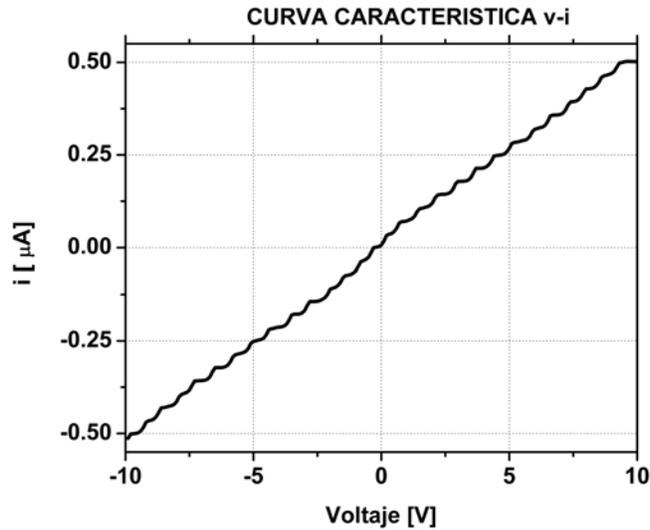


Figura 3.6: Curva característica VI de la antena sobre comercial sobre un sustrato de LT-GaAs, en un rango de voltaje de -10 a $+10$.

Se puede observar la linealidad y alta resistencia que presenta esta antena si se compara con la antena de SI-GaAs, la corriente para el mismo rango de voltaje (-10 a $+10$) varía de $-0.5 \mu A$ a $0.5 \mu A$. Esta corriente es 300 veces menor que la corriente en la antena con contacto Schottky. El voltaje aplicado es $34 V$, y considerando las dimensiones del *gap*, el campo eléctrico es de $70 kV/cm$ en esta región, valor menor al voltaje de ruptura de $500 kV/cm$ del LT-GaAs. Además de su alto voltaje de ruptura, es posible aplicar un voltaje mayor en las terminales debido a la alta resistencia del LT-GaAs y por lo tanto la corriente será pequeña en la película de oro.

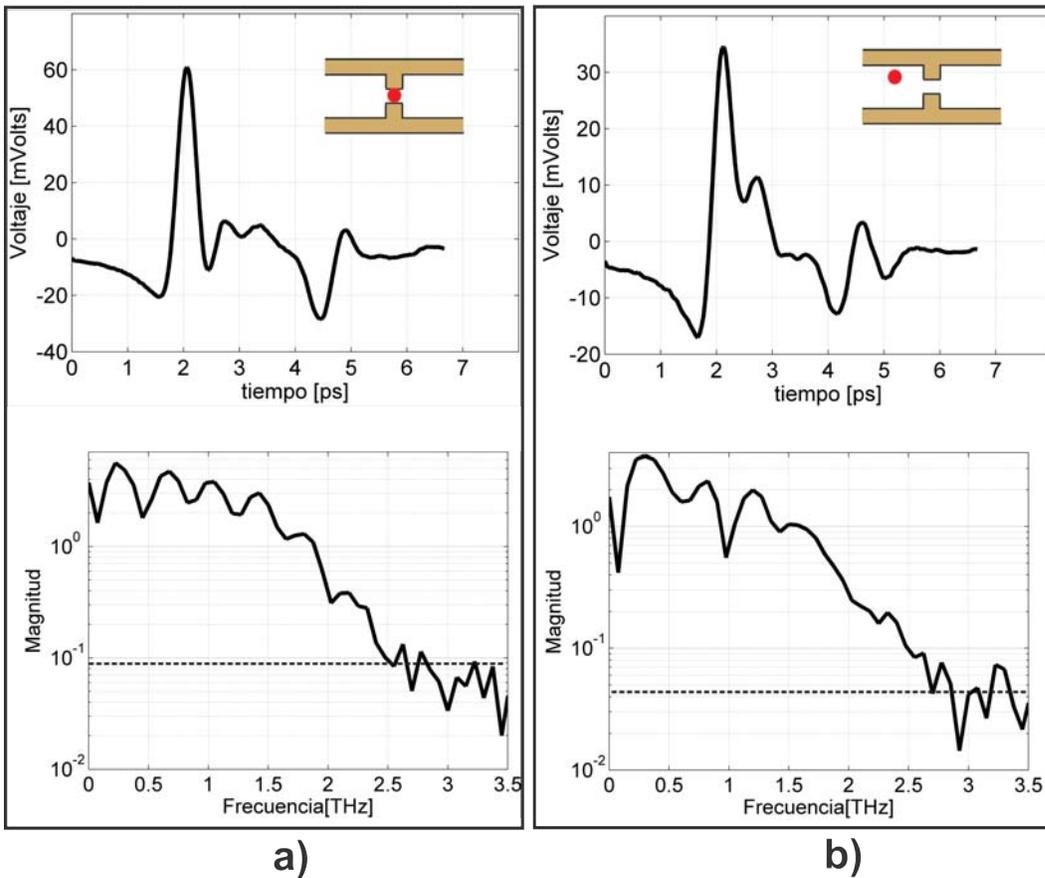


Figura 3.7: (a) Pulso en el tiempo y espectro THz para un dipolo sobre substrato de LT-GaAs, cuando el láser pulsado es enfocado en el centro del dipolo. (b) Pulso en el tiempo y espectro THz para un dipolo sobre substrato de LT-GaAs, cuando el láser pulsado es enfocado entre las líneas de oro. La línea horizontal discontinua en el espectro marca el nivel de ruido

En la Figura 3.7 se presenta el resultado experimental de emisión THz usando las antenas fotoconductoras de LT-GaAs. La figura 3.7a corresponde al caso en que el láser pulsado se enfoca en el centro del dipolo y la Figura 3.7b cuando el láser incide entre las líneas de oro coplanares. Esta antena, a diferencia de la antena en substrato de SI-GaAs presenta mayor eficiencia cuando el haz es enfocado en el centro del dipolo. La amplitud del pulso en el caso a) tiene el doble de amplitud pico que el pulso THz del caso b). La línea horizontal discontinua en el espectro marca el nivel de ruido, se observa que el ancho de banda es más grande cuando se excita el semiconductor entre las películas de oro, siendo de casi $2.75 THz$. Por otra parte, cuando se enfoca en el centro del dipolo se tiene un ancho de banda de aproximadamente $2.5 THz$. La diferencia en el ancho de banda entre ambos casos no es muy marcada como el presentado en antenas sobre SI-GaAs. Probablemente, la antena de LT-GaAs es más eficiente al ser iluminado en el centro del dipolo debido al tiempo de vida muy corto de los portadores de carga, y estos, al recombinarse en una escala de tiempo menor a un 1 ps reducen un poco el efecto de blindaje del campo

eléctrico (*screening*) predicho por la Ecuación 2.3. También hay que considerar que cuando se enfoca el haz de bombeo entre las líneas coplanares el campo eléctrico efectivo es de 17.5 kV/cm , este valor es menor que el campo eléctrico en el centro del dipolo.

Al comparar el ancho de banda de la radiación THz en substratos de SI-GaAs y LT-GaAs es claro que este es menor para el SI-GaAs. Se conoce que un tiempo de vida grande de los portadores limita la generación de altas frecuencias, el LT-GaAs tiene un tiempo de vida menor a 1 ps y el SI-GaAs mayor a 1 ps. Una parte de los componentes de alta frecuencia se genera en la rápida subida de la fotocorriente debido al rápido incremento de portadores ($\frac{\partial n}{\partial t}$), primer término del lado derecho de la Ecuación 2.9. Un tiempo de recombinación pequeño provoca que la fotocorriente se reduzca rápidamente ($-\frac{\partial n}{\partial t}$) después de que el pulso de excitación ha desaparecido, y por lo tanto también contribuye de manera importante en la generación de componentes de altas frecuencias en el pulso radiado. Es por esta razón que las antenas en LT-GaAs tienen mayor ancho de banda que los fabricados en substrato de SI-GaAs.

Hou et al. [71] realizó pruebas con transmisores THz de películas de oro coplanares de diferentes distancias de separación, sugiere que antenas con una distancia mayor entre sus conductores de oro pueden ser más eficientes debido a que se necesita un tamaño de spot mayor para iluminarlo, y por lo tanto la distancia entre los portadores excitados se incrementa reduciendo su densidad, disminuyendo de esta manera el efecto de blindaje del campo eléctrico local.

3.3.1. Efecto de la corriente promedio observada en las antenas de SI-GaAs

En las antenas que se fabricaron sobre substrato de SI-GaAs se ha observado una corriente promedio alta circulando en la película de oro cuando el láser pulsado incide en el semiconductor. Una corriente alta limitará el voltaje que se puede aplicar a la antena a un valor no mayor a 7 V. La corriente puede generar daño en la película de oro cuando se mantiene por un periodo de tiempo prolongado. El daño es ocasionado principalmente por el calentamiento debido al efecto Joule. En los experimentos realizados se observó que la corriente promedio en el emisor se ve reflejada de alguna manera en la señal del detector. Se colocó un multímetro en serie con el transmisor para medir la corriente, se monitorea el multímetro mientras el sistema TDS se encuentra en operación. Mientras transcurre el tiempo, la corriente empieza a bajar lentamente, hasta llegar a un valor mínimo donde ya no varía. Al polarizar el emisor se registró una corriente máxima de $250 \mu A$, y la mínima fue de $190 \mu A$. Mientras la corriente en el emisor disminuía, se registró el pulso THz detectado por la antena fotoconductiva que operaba como receptor. En la Figura 3.8 se muestra una serie de pulsos THz registrados, se puede observar que cada pulso tiene una señal de fondo, la cual disminuye coincidiendo con la disminución de la corriente promedio que circula por el transmisor. Una posible explicación es que la corriente promedio está provocando calentamiento del substrato por efecto Joule, y el incremento de temperatura produce un aumento en la emisión de cuerpo negro. Esta radiación de cuerpo negro, podría ser registrada por el sistema debido a que está modulado a la misma frecuencia de modulación del láser de bombeo que produce el calentamiento del substrato. La disminución de la corriente promedio en

el transmisor podría deberse a un efecto capacitivo, también es posible que debido al calentamiento del semiconductor existe un incremento del esparcimiento de los portadores de carga por efecto de los fonones, provocando que los electrones pierdan momento y no todos alcancen los contactos de oro, disminuyendo de esta manera la corriente.

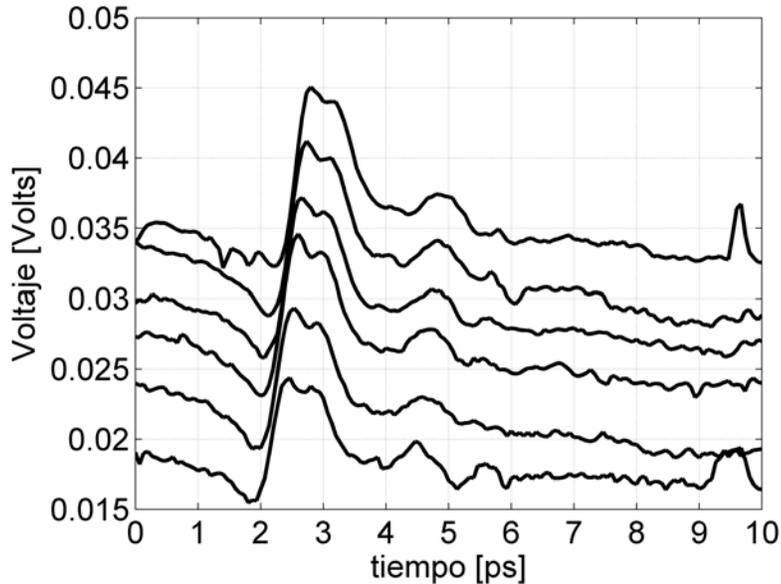


Figura 3.8: Serie de pulsos THz emitidos por una antena de SI-GaAs registrados por el receptor, se observa que las señales presentan una componente de directa. La señal con la componente de directa mayor es la primera en ser registrada, y cuando se realiza la lectura del siguiente pulso la componente disminuye gradualmente conforme pasa el tiempo.

En los semiconductores ocurren muchos fenómenos complejos, por ejemplo Zano ni et al. [72], reportan emisión de radiación electromagnética en un rango de energía de 1.7 a 2.9 eV (λ : 427-729 nm) en transistores HEMT y MESFET basados en GaAs utilizados en comunicaciones de microondas y milimétrico. En estos dispositivos, bajo condiciones de polarización se presentan regiones donde el campo eléctrico es muy alto, varias decenas de kV/cm . En estas condiciones la energía promedio del electrón excede a la energía térmica, dando como resultado el fenómeno conocido como *Hot electron*. Este fenómeno a veces es deseable, como en los diodos de efecto Gunn, pero otras veces es indeseable como en los transistores de efecto de campo, ya que produce una degradación de las características del transistor. La emisión observada en estos transistores no es producto del voltaje de ruptura. Los autores sugieren tres mecanismos físicos para la emisión de estos fotones: (a) emisión interbanda de huecos, (b) *bremsstrahlung* y (c) recombinación electrón-hueco. Lo anterior indica que la radiación de fondo observada en los emisores THz de SI-GaAs puede tener su origen en algún fenómeno físico como los observados en estos transistores basados en GaAs, que ocurren cuando se polariza el dispositivo y dan origen a regiones en el semiconductor donde el campo eléctrico es muy alto, campos del mismo orden de

magnitud que los encontrados en los emisores fotoconductivos THz.

La señal de fondo, que está correlacionada con la alta corriente promedio es un problema para la eficiencia de los emisores fotoconductivos de SI-GaAs que se fabricaron, en algunas de ellas esta señal puede ser tan alta que incluso es mayor que el pulso THz. En la Figura 3.9 se muestran los resultados de un experimento llevado a cabo con tres antenas de las mismas dimensiones fabricadas en un mismo *chip* de SI-GaAs. Las tres antenas se probaron bajo las mismas condiciones de polarización y potencia del haz de bombeo.

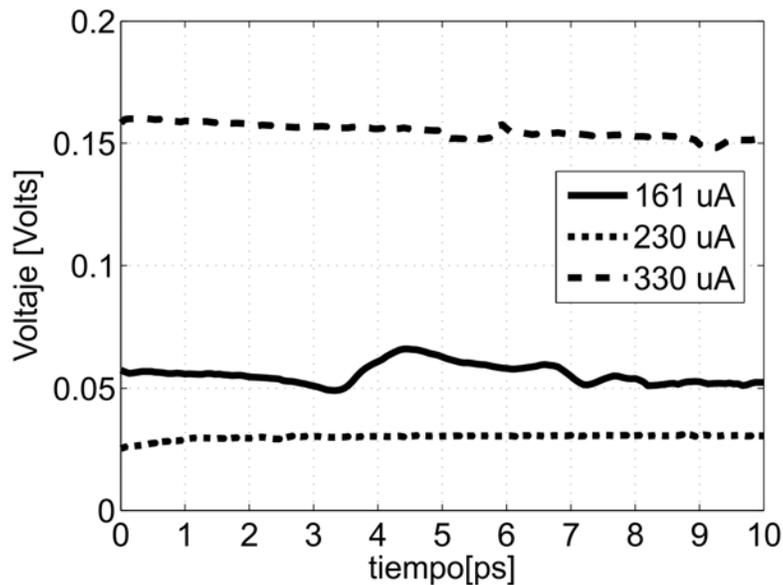


Figura 3.9: Señal en el receptor debida a la emisión de tres antenas fabricadas en un mismo substrato, el pulso THz se observa únicamente en la curva con línea continua. En las otras curvas se observa únicamente una señal continua.

De los tres dipolos, se observó la emisión del pulso únicamente en uno de ellos, que corresponde a la curva continua de la Figura 3.9. Con las otras dos antenas solo se obtiene un nivel de señal continuo. Aunque las condiciones bajo las que se realizó el experimento son exactamente iguales, las corrientes son diferentes. En la antena donde existe el pulso, la corriente que circula en el emisor es de $161 \mu A$. En la antena donde la corriente es de $330 \mu A$ (curva con línea discontinua de la Figura 3.9) no existe el pulso, pero la señal continua vista en el detector es alta, más del doble que la registrada en el caso donde se tiene el pulso THz. En la antena por la que circuló $230 \mu A$ tampoco se obtuvo un pulso THz, pero la señal continua detectada en el receptor debida a este emisor es ligeramente menor que el de la antena que si presentó el pulso. Es evidente que las tres antenas aunque sean de las mismas dimensiones, presentan características eléctricas muy diferentes. Se comportan como si tuvieran resistencias diferentes, a pesar de estar fabricadas en el mismo substrato. Esto no es del todo extraño si consideramos que el crecimiento del Arseniuro de Galio es muy complejo desde el punto de vista tecnológico, de tal manera que una misma oblea puede presentar características diferentes en distintas regiones de la misma.

La antena por la que circuló $330 \mu A$ se comenzó a dañar después de unos minutos de operación. En la Figura 3.10 se puede observar el daño que puede producir en la antena la corriente excesiva que circula en las películas de oro. En la Figura 3.10a se observa la película de oro quemada, el electrodo que sufre mayor daño es el ánodo. En la Figura 3.10b se muestra un daño aún mayor porque el semiconductor resultó afectado por el paso de la corriente, y la película de oro que formaba el dipolo se ha evaporado debido al calentamiento. En los trabajos publicados de fuentes THz con SI-GaAs no se reporta una corriente del nivel observado en las pruebas [69, 71] [73]. Este hecho sugiere tal vez que en el proceso de fabricación la superficie del semiconductor se está contaminando con defectos que produce una reducción de la resistencia. La medición de la resistencia de la antena usando un multímetro y sin iluminación del láser tiene un valor aproximado de $20 \times 10^6 \Omega$, mientras que Shi et al. [73] para una antena con contacto óhmico reportan una resistencia de $1.2 \times 10^7 \Omega$. En lo que si se ha encontrado una similitud con lo ya publicado es el incremento de la temperatura en un área cercana al ánodo cuando se ilumina con un spot pequeño [73], como se puede comprobar en la Figura 3.10a donde el mayor daño se produce en el ánodo.

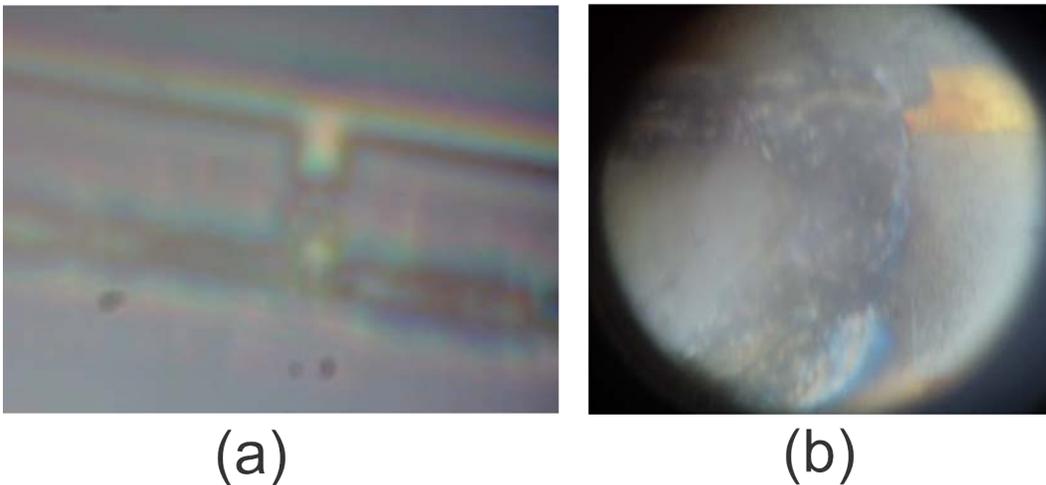


Figura 3.10: (a) Película de oro dañada por la corriente. (b) Película y sustrato dañado por la corriente.

Se ha observado que el daño de la película de oro es un efecto acumulativo, mientras más tiempo se encuentra operando la antena fotoconductiva, mayor es el daño que sufre. No existen muchos trabajos enfocados en el estudio de la disipación de potencia y comportamiento térmico de interruptores fotoconductivos THz. Vermeersch et al. [74] demuestran que el calentamiento por efecto Joule del electrodo de oro presenta una respuesta térmica rápida, ya que el electrodo retorna rápidamente al equilibrio térmico después del transitorio de corriente. La temperatura superficial de la película retorna al nivel de la temperatura ambiente antes de la llegada del siguiente pulso, la duración del transitorio térmico es aproximadamente de $4 ps$ cuando los pulsos de excitación tienen una separación de $13.2 ns$ entre ellos. Estos resultados sugieren que la corriente ultrarrápida no es el único culpable de la

degradación de la película de oro.

En la antena comercial se ha medido una corriente máxima de $14 \mu A$ cuando opera como transmisor, la cual es menor a los $200 \mu A$ que se registra en el emisor de SI-GaAs. Es probable que en el proceso de fabricación de los emisores de SI-GaAs la superficie del semiconductor se contamine con defectos que modifican su banda electrónica, creando defectos superficiales cercanos a la banda de conducción. Estos defectos son liberados con la energía térmica y crean una corriente que circula a través de los electrodos.

Otro aspecto a considerar es la forma en que se realiza la conexión de los electrodos de oro a los conductores de cobre que polarizan la antena, como se observa en la Figura 3.3, la soldadura de indio toca el electrodo de oro y el semiconductor al mismo tiempo. En esta situación se tiene dos contactos diferentes y no se conoce qué efecto puede tener en la inyección de portadores sobre la barrera. La altura de la barrera Schottky está dada por [75]:

$$\phi_b = \phi_m - \chi_s, \quad (3.1)$$

donde ϕ_m es la función de trabajo del metal y χ_s es la afinidad electrónica del semiconductor. El oro tiene una función de trabajo de 5.10 eV, el indio de 4.2 eV y la afinidad electrónica del GaAs es de 4.07 eV. Con estos datos se obtiene una altura de la barrera en el contacto oro-GaAs de 1.07 eV, y para el contacto indio-GaAs una altura de 0.13 eV. La altura de la barrera en ambos contactos es muy diferente, y debido a que es menor en el contacto indio-GaAs, los electrones térmicos tienen más probabilidad de pasar la barrera Schottky que existe en la misma. La presencia de dos contactos diferentes puede no ser deseable debido a que el circuito puede comportarse de forma impredecible. Por ejemplo en la Figura 3.11 se muestra la corriente de oscuridad (*dark current*) de uno de los dipolos fabricados, el eje vertical está en escala logarítmica. Para valores menores a 6.5 V se tienen corrientes por debajo de $1 \mu A$, el equipo de medición utilizado no tiene la resolución para medir una corriente menor a este valor, pero se observa que para un voltaje mayor la corriente empieza a incrementarse rápidamente, para un voltaje de 14 V la corriente súbitamente alcanza un valor de $400 \mu A$, y para un voltaje de polarización de 16 V la corriente llega hasta un valor de $1000 \mu A$, esta corriente es muy alta considerando que la densidad del campo eléctrico es de 32 kV/cm, valor muy alejado del voltaje de ruptura de $100 kV/cm$ del SI-GaAs. Esta corriente de oscuridad alta puede estar contribuyendo de manera significativa a la corriente total observada y puede tener su origen principalmente en los electrones térmicos inyectados en la unión indio-GaAs.

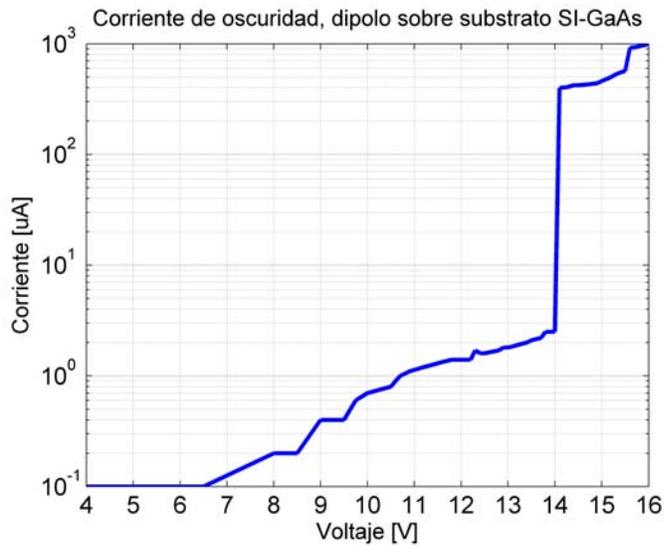


Figura 3.11: Corriente de oscuridad para un dipolo Hertziano fabricado sobre un sustrato de SI-GaAs.

Al calentar el indio para soldar los contactos, una parte del material fundido se evapora y contamina el sustrato en regiones cercanas al electrodo. Estos residuos de indio, aunado a la oxidación y otros contaminantes pueden estar contribuyendo a la contaminación de la superficie y por lo tanto cambiando sus propiedades. En general, los defectos superficiales agregados de forma involuntaria se pueden quitar mediante un proceso conocido como *annealing*, que consiste en calentar el sustrato aumentando la temperatura hasta un máximo y luego enfriarlo con el mismo perfil de temperatura que se siguió para llegar al máximo [76, 77]. A las antenas fabricadas no se les aplicó el proceso de *annealing* porque no se cuenta con el equipo y la experiencia para realizarlo, además, la soldadura de indio no aguantaría el proceso debido a su bajo punto de fusión. La señal de fondo observada en los pulsos THz de la Figura 3.8, que en algunas antenas fabricadas sobre el mismo sustrato puede ser mayor que la amplitud pico del pulso THz no se ha reportado en otros trabajos. Lo que si se ha reportado es que la corriente promedio afecta la estabilidad de los emisores debido al calentamiento del sustrato, Shi et al. [78] reporta que las antenas de SI-GaAs sin disipador tardan más tiempo en alcanzar la estabilidad que los que tienen disipador, es decir, la amplitud de la señal THz va a variar a medida que pasa el tiempo en lugar de ser constante. En la Figura 3.12 se compara la amplitud de emisión de dos antenas con un *gap* de $150 \mu\text{m}$. La antena con disipador es estable, la antena sin disipador tiene una disminución en su señal cuando pasa el tiempo. Esto demuestra que la corriente promedio que calienta el sustrato cerca del ánodo afecta al pulso THz. Los autores indican que las antenas con *gap* grande son más estables porque tienen más superficie para disipar el calor. También se plantea que las antenas con contactos de oro grandes pueden ayudar a disipar de manera eficiente el calor debido a que la conductividad térmica del oro es de $318 \text{ W/cm}\cdot\text{°C}$, 5.8 veces mayor que la del GaAs que es de $0.55 \text{ W/cm}\cdot\text{°C}$. El calentamiento debido a la corriente de oscuridad es una limitante en la eficiencia de los emisores fotoconductivos, tanto en operación como interruptor ultrarrápido como en la generación por batimiento de dos colores.

Se ha demostrado que colocando un material cristalino transparente directamente sobre la superficie activa se puede disipar eficientemente el calor, este material debe tener muy alta conductividad térmica, se ha empleado con éxito diamante y carburo de silicio (SiC) [79].

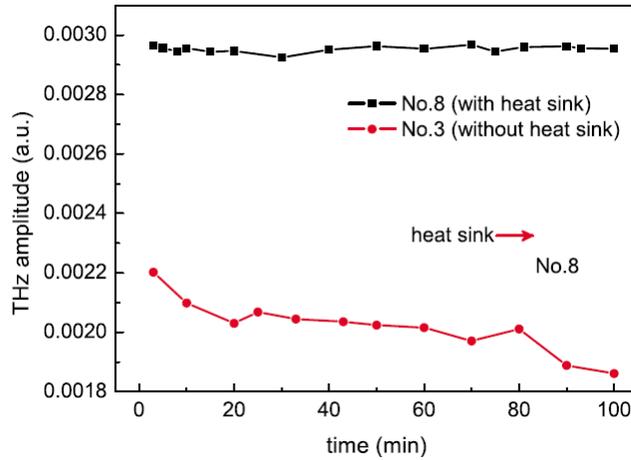


Figura 3.12: Estabilidad de una dos antenas con un *gap* de $150 \mu m$. Con disipador (curva con cuadrados) y sin disipador (curva con círculos) [78].

En la mayoría de las antenas fabricadas la señal de directa que se observa en el detector es un problema, muchas veces es incluso mucho mayor que la amplitud pico del pulso, como se puede observar en la Figura 3.9. Se puede afirmar que el fenómeno que está produciendo esta señal y que sin duda está correlacionado con la corriente promedio del emisor está opacando al pulso ultrarrápido de corriente. En el trabajo de C. Ramírez-Guerra [60] se midió la Reflectancia-Termo-Transitoria de un emisor de $250 \mu m$ y fabricado de la misma manera que los dipolos usados en los experimentos. En la Figura 3.13 se presentan las curvas de reflectancia medidas para distintos valores de corriente circulando a través de la antena. Estas curvas indican que la generación rápida de portadores si existe cuando el láser pulsado incide en el substrato, estos a su vez generan un pulso de corriente ultrarrápido que sin duda debe emitir un pulso THz, pero este pulso se ve opacado por la señal de directa que se observa en el detector sobre la que algunas veces está montado el pulso THz y en otras ocasiones es tan grande que es imposible encontrar el pulso.

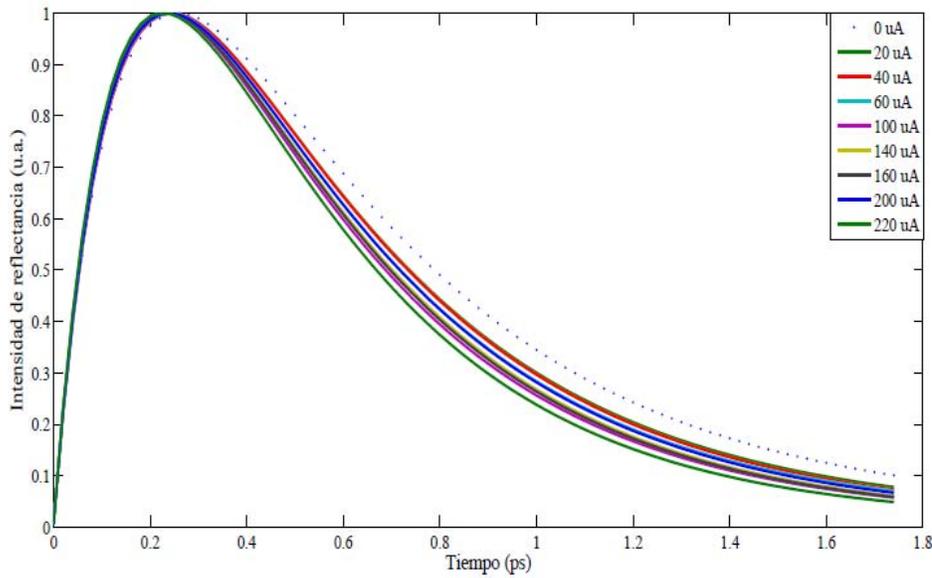


Figura 3.13: Señal de Reflectancia-Termo-Transitoria para un emisor fabricado de $250 \mu\text{m}$ de *gap*, se observa que los tiempos de recombinación se ven afectados por la corriente promedio que circula en el emisor [60].

La Figura 3.13 revela un hecho importante, el tiempo de recombinación cambia dependiendo del nivel de corriente circulando a través del emisor. Esto puede ser una explicación a la diferencia en el ancho de banda de los pulsos generados en el centro del dipolo y entre las líneas coplanares de la Figura 3.5. Cuando la corriente es cero se tiene un tiempo de recombinación más largo, a medida que la corriente aumenta este disminuye.

3.4. Alineación y tolerancia al desenfoco de una fuente terahertz fotoconductiva

Para aplicaciones en campo es necesario contar con un sistema TDS portátil para que pueda ser transportado fuera del laboratorio. Para lograr tal objetivo, es necesario un acoplamiento robusto entre un láser pulsado y el circuito fotoeléctrico, condición importante para el desarrollo de instrumentación THz miniaturizada, integrada y embebida. En esta sección se presenta un estudio del efecto en los parámetros de radiación THz cuando se varía el foco y la alineación del láser pulsado en una fuente fotoconductiva. Se pretende cuantificar la tolerancia al desenfoco del sistema de espectroscopía terahertz en el dominio del tiempo, los resultados se presentaron en un artículo de investigación que ya se ha publicado [80]. El artículo se presenta en la Sección E.

Un parámetro utilizado para cuantificar el desenfoco es la Distancia o Rango Rayleigh. La variación del radio $(\omega(z))$ de un haz con distribución Gaussiana en función de la coordenada z , que es la dirección de propagación, está dada por [81]:

$$\omega(z) = \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi \omega_0^2}\right)^2}, \quad (3.2)$$

donde ω_0 es el radio de la cintura, el punto más estrecho del haz (punto focal de la lente) como se observa en la Figura 3.14, y λ es la longitud de onda del láser. La distancia de Rayleigh de un haz se define como la distancia desde su cintura hasta el punto en la dirección de propagación (eje z) donde el radio de la cintura se ha incrementado un factor de $\sqrt{2}$ y el área de la sección transversal del haz se ha incrementado por un factor de 2 respecto al que tenía en su cintura. La definición nos indica que $\omega(z) = \sqrt{2}\omega_0$, para que esta condición se cumpla en la Ecuación 3.2 $z = Z_R$ debe tener el valor:

$$Z_R = \frac{\pi\omega_0^2}{\lambda}, \quad (3.3)$$

donde Z_R es el Distancia de Rayleigh.

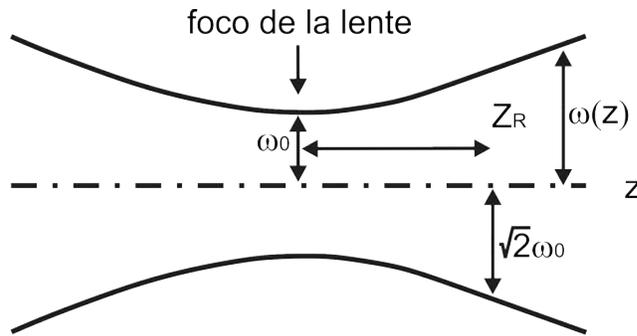


Figura 3.14: Definición de la Distancia de Rayleigh.

En la figura 3.15 se presenta el arreglo experimental utilizado en el experimento para cuantificar la tolerancia al desenfoco. Como transmisor se utiliza una antena de LT-GaAs, como detector una antena del mismo tipo. El experimento se realizó escaneando en dos dimensiones la estructura en forma de H de la antena mientras el láser de bombeo se mantiene fijo, se realizan dos tipos de escaneo, uno rápido y otro lento. En el escaneo rápido únicamente se mide la amplitud pico del pulso THz en cada pixel, formando así un mapa de intensidad pico como función de la posición de excitación sobre la estructura de la antena. Cada pixel es de $2.5 \mu m$ de resolución, y el área escaneada es de $80 \times 80 \mu m$, el mapeo es similar al realizado en el microscopio LTEM [82]. En el escaneo lento la forma completa del pulso THz en el dominio del tiempo es registrada en cada pixel. El área estudiada es la misma, pero cada paso en el escaneo (tamaño del pixel) es de $7.5 \mu m$ para mantener el tiempo de adquisición de datos en límites razonables. En ambos casos el experimento se realizó primero con el láser en foco, luego la estructura de la antena se mueve hacia adelante y hacia atrás de la posición del foco. De esta manera se varía el tamaño y forma del spot del láser, para distinguir, se le pondrá un signo positivo al desenfoco cuando la antena se acerca a la lente esférica L1 de 12 mm, y un signo negativo cuando se aleja de la lente. La potencia del haz de excitación es de 9 mW. El arreglo experimental es el mismo que el presentado en la Figura 3.1, pero la cámara CCD puede ser sustituida por un detector de silicio para registrar la luz infrarroja reflejada en la antena que sigue el mismo camino de la luz visible reflejada de la Figura 3.1. De esta forma, mientras se realiza el escaneo se obtiene de manera simultánea una imagen

de la antena a partir del infrarrojo reflejado, permitiendo correlacionar el mapa de radiación terahertz con la estructura física de la antena. En la Figura 3.15 se muestra encerrada en un círculo esta imagen y en ella se aprecia claramente la estructura en forma de H.

Como se ilustra en la Figura 3.15 no toda la radiación THz colimada por la lente hiperhemisférica del emisor es capturada por la lente de silicio del receptor. El haz transmitido tiene un ángulo de divergencia de $\sim 30^\circ$ [83]. La lente para enfocar el haz de bombeo es de 12 mm y cuando el haz está en foco tiene un diámetro de $5 \mu\text{m}$. Debido a que la longitud de onda del láser es $\lambda = 800 \text{ nm}$, el Rango de Rayleigh es: $Z_R = 98.1747 \mu\text{m}$.

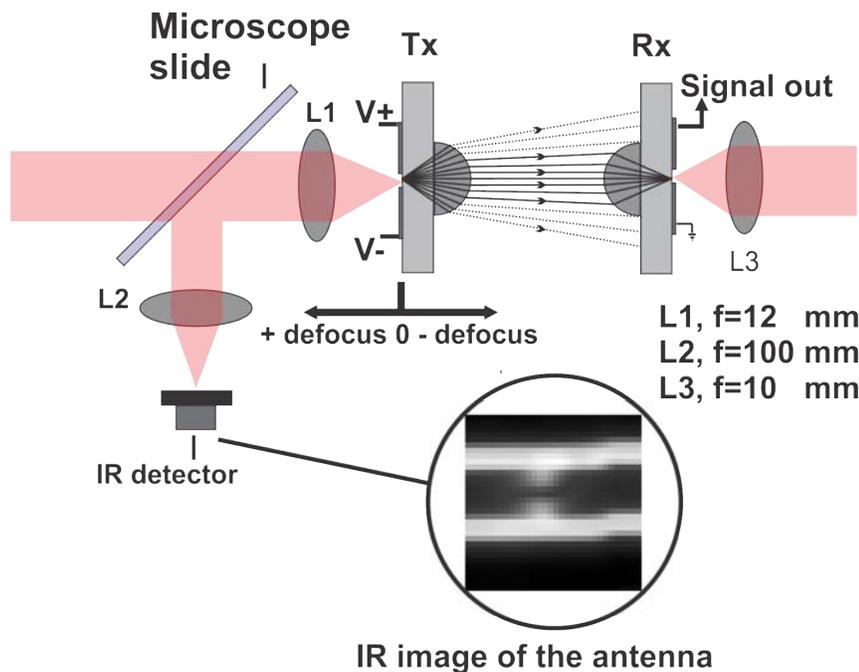


Figura 3.15: Arreglo experimental para el experimento de tolerancia al desenfoco, como transmisor es utilizado una antena fotoconductiva de LT-GaAs [80].

En la Figura 3.16, se presenta la gráfica de amplitud pico como función del grado de desenfoco, se puede observar que hay una distancia de hasta $200 \mu\text{m}$, de desenfoco, 2 distancias de Rayleigh donde la amplitud es casi plana, y a 3 distancias de Rayleigh, la amplitud pico ha caído a la mitad del máximo.

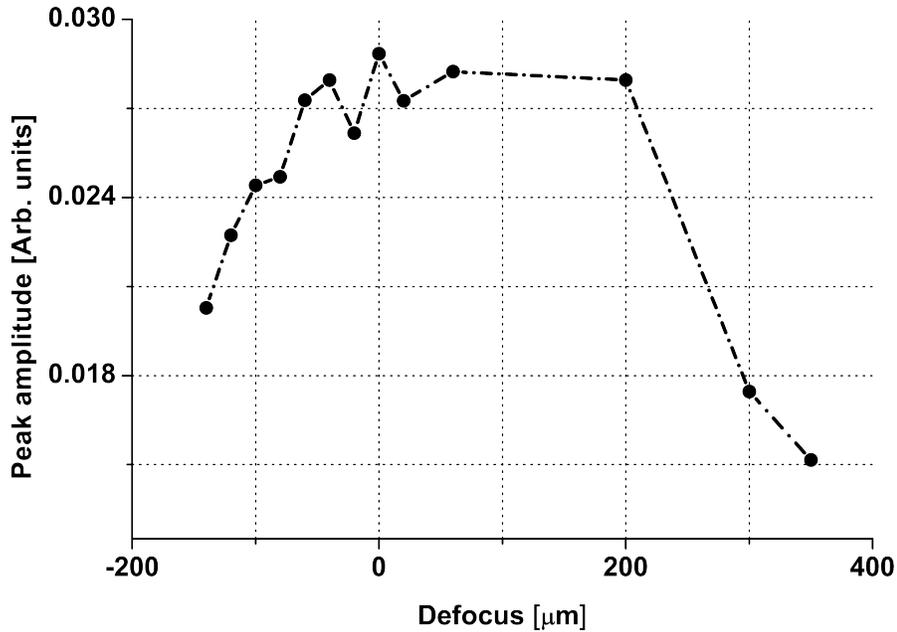


Figura 3.16: Amplitud pico del pulso terahertz como función del grado de desenfoco [80].

La Figura 3.17 muestra una serie de mapas de amplitud pico como función de la posición de excitación, cada mapa es realizado a distintas distancias de desenfoco. Para un mejor entendimiento del mapa de intensidad, con la ayuda de la imagen de reflexión infrarroja de la Figura 3.15 la posición de la antena con forma de H se ha dibujado sobre el mapa. Cuando la estructura está en foco, la mayor intensidad se encuentra cerca del centro del dipolo, como era de esperar. Se observa que para una distancia de desenfoco de $+200 \mu\text{m}$, 2 longitudes de Rayleigh, la situación cambia un poco, el campo eléctrico THz es más intenso en una región del tamaño de la longitud de la antena ($20 \mu\text{m}$) y centrada en su *gap*. Cuando el desenfoco es de $+300 \mu\text{m}$ se observa que el campo eléctrico más intenso está distribuido uniformemente en un área casi circular que cubre casi toda el área bajo estudio y centrada en el *gap* de la antena. A una distancia de desenfoco de $350 \mu\text{m}$ la distribución del campo eléctrico THz tiene dos regiones donde presenta mayor intensidad, pero en el centro o *gap* del dipolo la intensidad es baja. Observando estos mapas de intensidad, se nota que el efecto de mejoramiento del campo eléctrico por trampas [57, 43] no es muy pronunciado cerca de las líneas coplanares de oro.

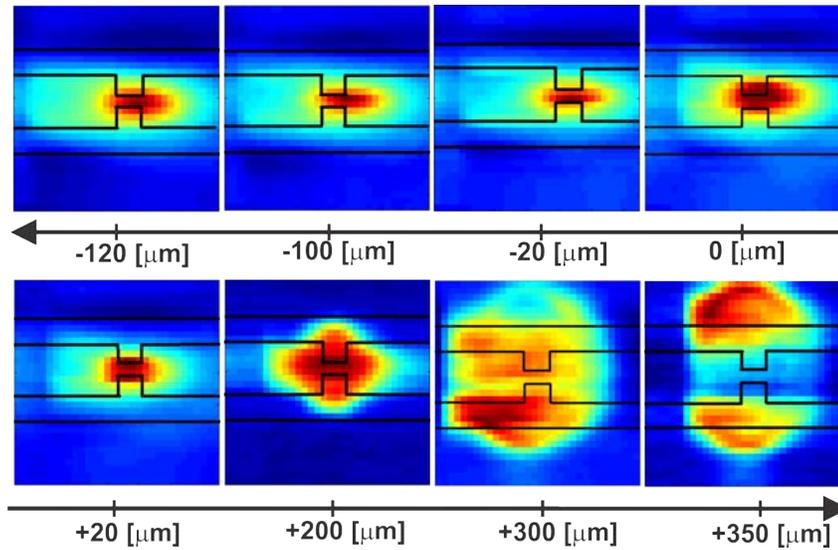


Figura 3.17: Mapa normalizado de la distribución de amplitud THz pico sobre la estructura en forma de H que forma el transmisor, la prueba se ha realizado para distancias de desenfoco seleccionadas, en un rango de aproximadamente 5 longitudes de Rayleigh. El color rojo indica la amplitud máxima, y el azul la mínima [80].

En la Figura 3.18, sobre el mapa de intensidad THz cuando el sistema está ópticamente enfocado, se han marcado pixeles en renglones seleccionados para mostrar como es el pulso. Cada renglón consta de 11 trazas, una para cada pixel, el pulso de color rojo corresponde al primer pixel a la izquierda, el verde al siguiente, y así sucesivamente hasta el de color negro que corresponde al pixel a la extrema derecha del mapa. Los pulsos de amplitud máxima se encuentran en el renglón 2 y corresponde a pixeles en el centro del dipolo, región donde el campo eléctrico estático es más intenso. En los renglones 1 y 3, los pulsos tienen una amplitud uniforme, pero su amplitud pico es mucho menor comparado a los del renglón 2. La película de oro de la parte alta del mapa corresponde al ánodo (+V) y la película de abajo es el cátodo. En los renglones 4 y 5 situados por encima del ánodo se observa que la fase del pulso cambia 180° respecto a los pulsos que se encuentran del ánodo hacia la parte baja del mapa. Las líneas de campo eléctrico van del ánodo al cátodo entre las 2 películas de oro que forman la estructura. Aunque las líneas de campo eléctrico están confinadas entre los electrodos de oro, los resultados muestran que existe radiación THz cuando el semiconductor es excitado fuera de esta región. Las observaciones indican que en la región donde no existen líneas de campo eléctrico está ocurriendo el fenómeno de radiación por efecto *photo-Dember* (Sección 2.2.4). En la Figura 3.19 se observa que cuando el láser incide fuera del espacio que existe entre las líneas coplanares, los electrones debido a su movilidad se difunden en la región debajo de la película de oro, provocando que el vector de polarización P_{D1} esté orientado en dirección a esta película. En la misma figura se puede observar que cuando el láser incide entre las películas de oro, los electrones se mueven en dirección al ánodo y los huecos hacia el cátodo, por lo tanto el vector de polarización P tiene una dirección opuesta a P_{D1} . Debido a que P y P_{D1} son vectores opuestos, forman un ángulo de

180° , esto explica la diferencia de fase de 180° entre los pulsos de los renglones 4 y 5 con los pulsos generados entre las líneas coplananares. Por debajo del cátodo no se observa el cambio de fase, esto se debe a que en esta región los electros en el efecto *photo-Dember* se difunden hacia el cátodo, por lo tanto el vector de polarización P_{D2} y P forman un ángulo de 0° , por eso el pulso THz emitido por ambos estará en fase.

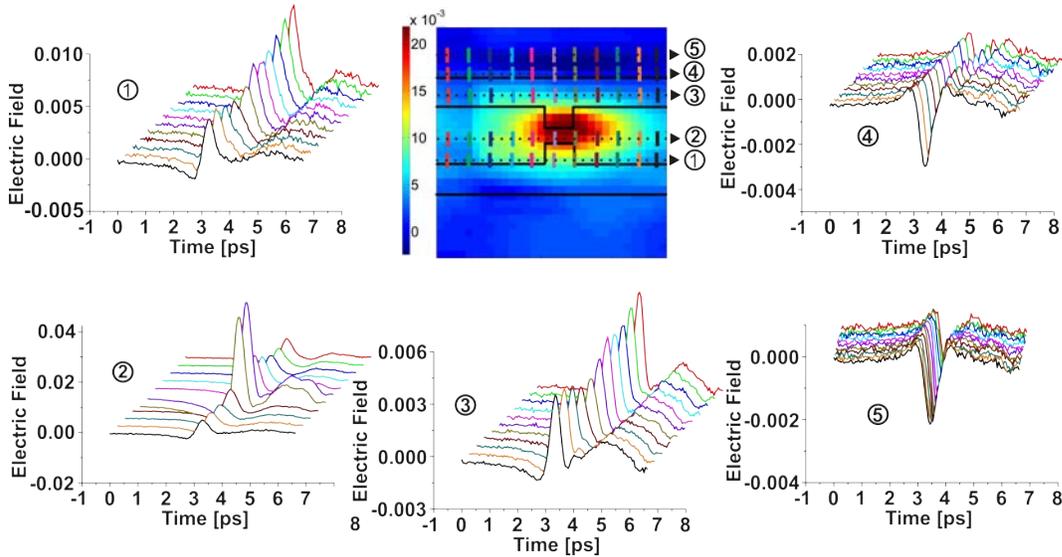


Figura 3.18: Mediciones de campo eléctrico THz como función del tiempo cuando el láser pulsado está en foco. En la figura se presentan la forma temporal de renglones seleccionados, cada renglón tiene once pulsos, uno por cada pixel. La máxima señal se encuentra en el centro del dipolo, como se espera. Los pulsos por encima del ánodo están desfasados 180° respecto a los pulsos del renglón 1 a 3. El pulso de color rojo corresponde al primer pixel de la izquierda en el área escaneada, y el pulso negro al último pixel a la derecha [80].

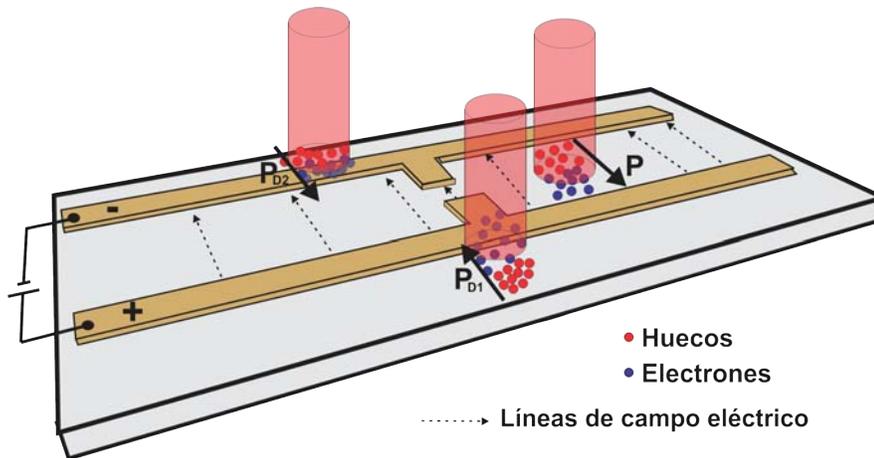


Figura 3.19: La excitación del láser pulsado en una región donde no hay líneas de campo eléctrico produce radiación THz por efecto *photo-Dember*. El vector de polarización P_{D1} tiene una dirección inversa a la dirección del vector de polarización P de los portadores entre los electrodos de oro. El vector de polarización P_{D2} debido al efecto *photo-Dember* en la región por debajo del cátodo tiene la misma dirección que el vector P .

En la Figura 3.20 se muestra la distribución de los pulsos para una distancia de desenfoco de $200 \mu m$ o dos distancias de Rayleigh. La amplitud de los pulsos presentan una distribución uniforme en una región que rodea el centro del dipolo, en los renglones 1 a 3 se observa que la amplitud de los pulsos aumenta en esta región. En el renglón 4 se encuentran los pulsos con mayor amplitud. Los renglones 5 y 6 son muy similares al 2 y 3, indicando simetría en la distribución de la radiación tanto en la dirección vertical como en la horizontal respecto al centro del dipolo. También se observa en el renglón 7 pulsos muy débiles, cercanos al nivel del ruido con una diferencia de 180° respecto a las otras señales, iguales a los presentados en la Figura 3.18.

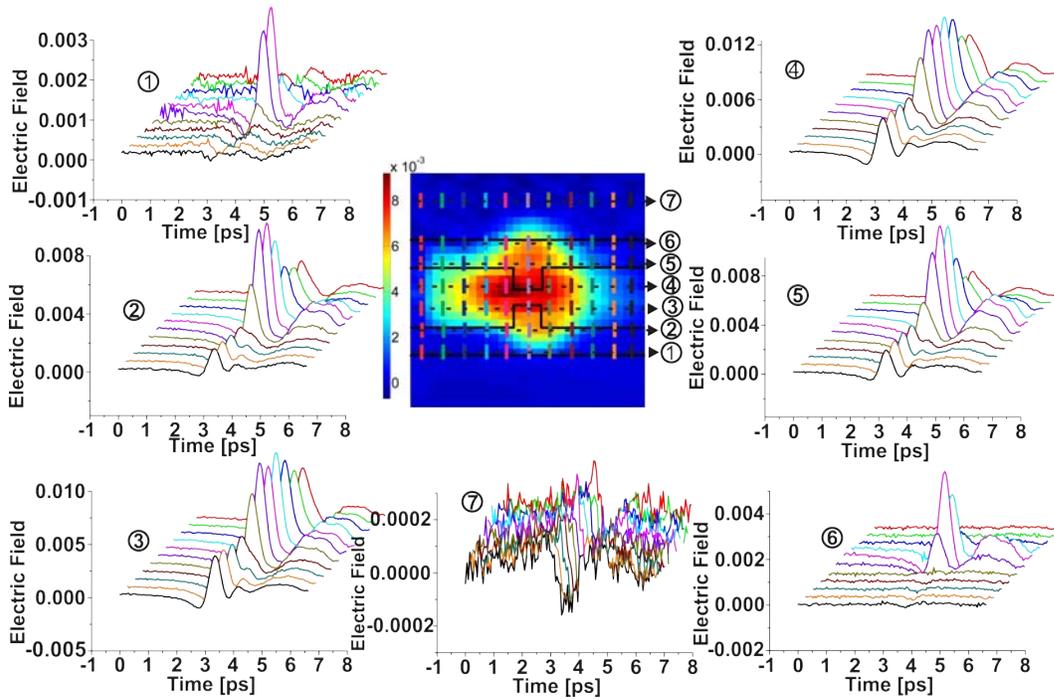


Figura 3.20: Mediciones de campo eléctrico THz para una distancia de desenfque de $200 \mu m$, 2 distancias de Rayleigh [80].

En la Figura 3.21 se presenta puntos seleccionados del campo eléctrico THz cuando se tiene un desenfque de $300 \mu m$. El campo eléctrico THz está distribuido uniformemente en una área casi circular centrado en el *gap* del dipolo. Como se puede comprobar al observar los pulsos de los renglones 1 a 7. A 3 longitudes de Rayleigh la amplitud de los pulsos han caído a la mitad de la amplitud que tienen los pulsos cuando el sistema está perfectamente enfocado, pero se observa que existe una región relativamente grande donde puede incidir el láser y aun así tener pulsos THz con amplitud pico similares. La forma casi circular que presenta el mapa de intensidad en la figura es debido a la convolución del patrón de difracción del haz desenfocado y la estructura en forma de H particular de esta antena fotoconductiva. Para este grado de desenfque ya no se observa las señales desfasadas 180° que se registraron en las Figuras 3.18 y 3.20. Esta situación no es extrañar, ya que al excitar el semiconductor con un haz que no está óptimamente enfocado el efecto *photo-Dember* es ineficiente.

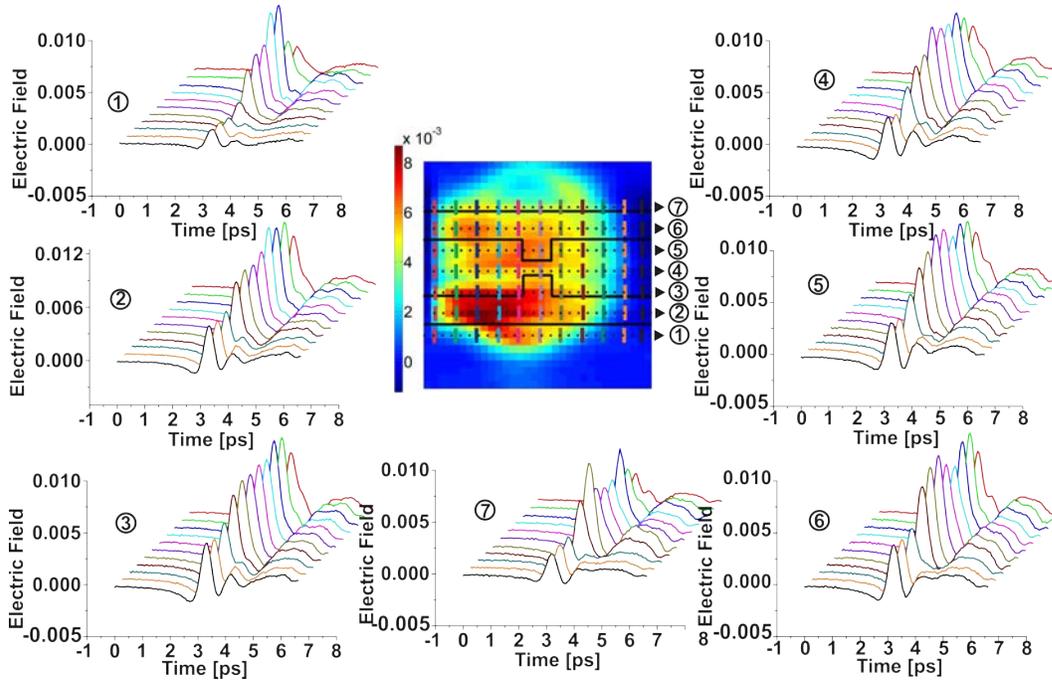


Figura 3.21: Mediciones de campo eléctrico THz para una distancia de desenfoco de $300 \mu m$, 3 longitudes de Rayleigh [80].

En la Figura 3.22 se presenta el espectro THz de pulsos seleccionados para 3 casos, cuando el sistema está en foco, cuando hay $200 \mu m$ de desenfoco y $300 \mu m$ de desenfoco. Se han seleccionado 5 pixeles de un renglón que pasa por el centro del dipolo, en los tres casos el espectro de un mismo pixel tiene el mismo color y en la imagen se indica a que pixel corresponde cada color. La curva de los espectros están normalizados y en escala lineal, para una comparación adecuada entre ellos. El espectro presenta una variación menor cuando se tiene el foco óptimo, sin embargo a $200 \mu m$ y $300 \mu m$ de desenfoco se nota una variación mayor en el ancho de banda. El desenfoco parece cambiar el ancho del espectro THz, para comprobarlo se necesita realizar pruebas tomando datos con mayor resolución temporal. Para aplicar el algoritmo de la FFT en este caso únicamente se contaba con 128 puntos.

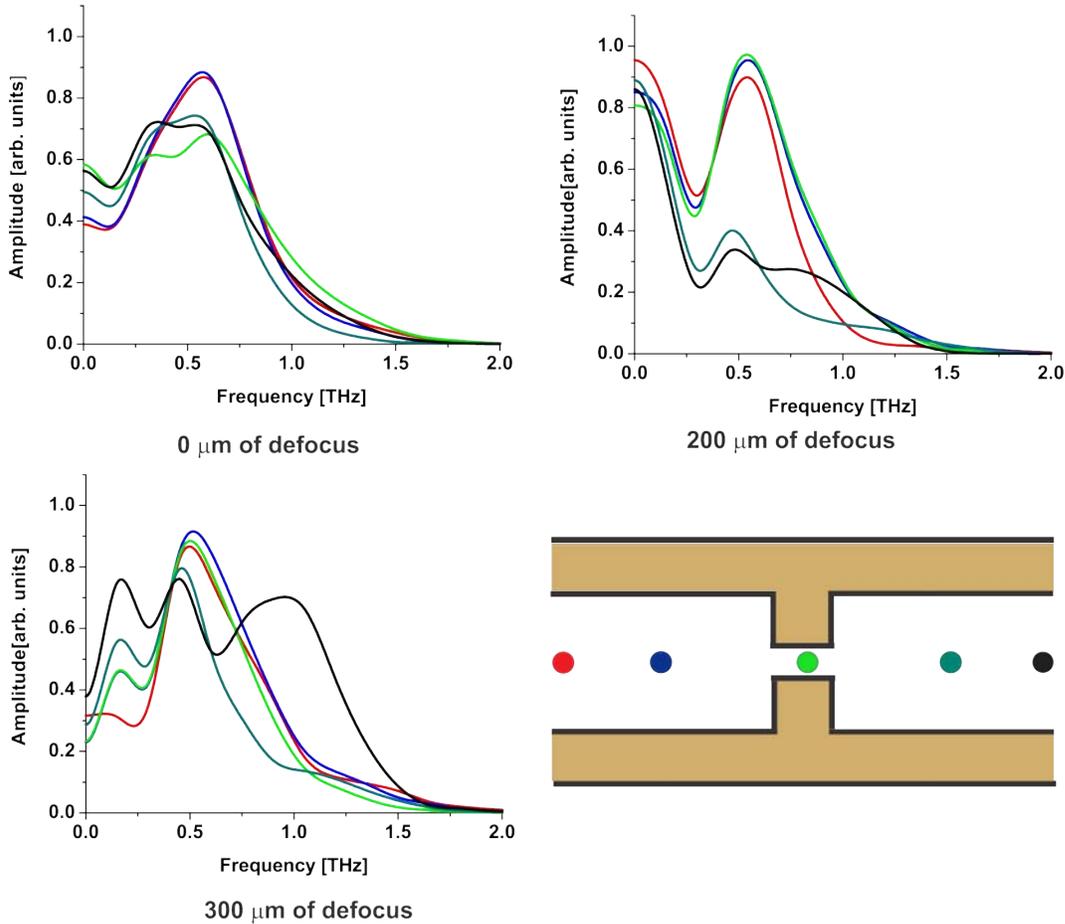


Figura 3.22: FFT de puntos seleccionados para (a) sistema en foco, (b) 200 μm de desenfoco y (c) 300 μm de desenfoco. Los puntos de colores se corresponden con la curva del mismo color, indicando en que pixel se ha tomado el espectro.

Con los pulsos THz del escaneo lento, se calcula la variación de la eficiencia de generación de la antena fotoconductiva cuando se tienen distintos grados de desenfoco. La Figura 3.23 muestra un mapa de distribución de la energía, cada pixel tiene 7.5 μm de resolución y cada imagen cubre un área de 80 \times 80 μm . La energía total en cada pixel fue calculada aplicando el teorema de Parseval a cada pulso THz en el dominio del tiempo. La variación de la energía en cada pixel con el desenfoco, es un indicativo del cambio en la eficiencia de generación del emisor fotoconductivo al cambiar los parámetros de alineación del láser pulsado. Es interesante el hecho de que la distribución de energía presenta una variación muy pequeña a una distancia de desenfoco de -150 μm ($1.5Z_R$) comparado al caso de foco óptico, como puede observarse en la Figura 3.23a. A 2 y 3 longitudes de Rayleigh, Figuras 3.23c y 3.23d, la energía ha disminuido únicamente un factor de 10 y está uniformemente distribuido alrededor del dipolo. Una caída de únicamente un factor de 10 en la eficiencia de generación es un buen valor para un nivel de desenfoco tan alto ($3Z_R$). En la alineación del haz de bombeo y prueba en el sistema TDS se utilizan estaciones de

movimiento de precisión, y por lo mismo tienen un costo elevado, pero si se tiene un nivel de tolerancia al desenfoco aceptable se pueden utilizar componentes más económicos, reduciendo significativamente los costos de todo el sistema.

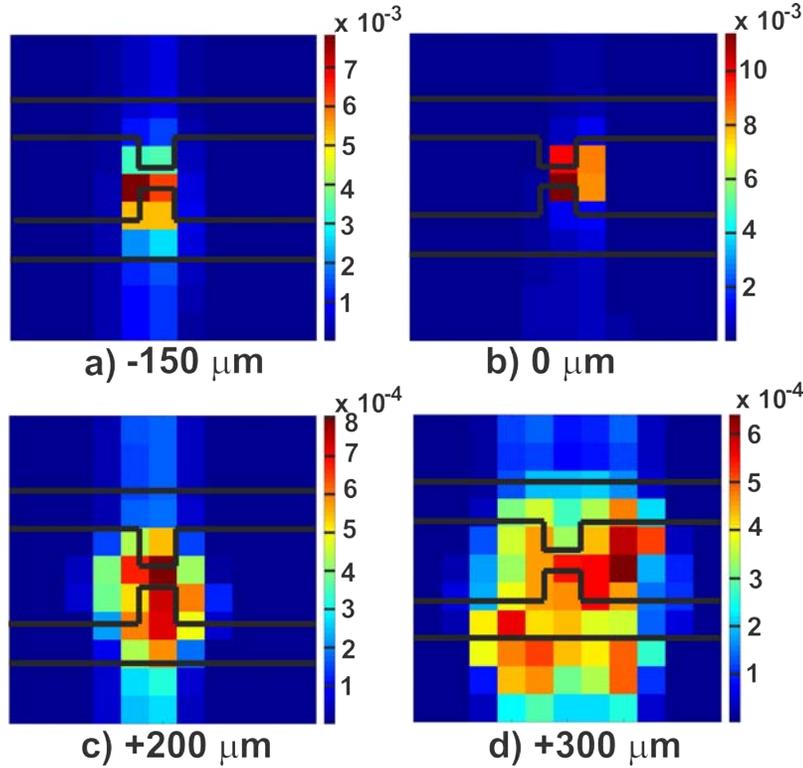


Figura 3.23: Distribución de la energía para, a) $-150 \mu m$ de desenfoco, b) en foco, c) $200 \mu m$ de desenfoco y d) $300 \mu m$. En cada pixel se ha utilizado el teorema de Parseval para encontrar la energía a partir del pulso en el dominio del tiempo [80].

En los mapas de distribución de intensidad y eficiencia de generación de las Figuras 3.17 y 3.23 se puede observar que a partir de cierta distancia de desenfoco la radiación se distribuye uniformemente en un área centrada en el centro del dipolo. Cuando el láser de bombeo está fuera de foco, el patrón de difracción del haz desenfocado ilumina al mismo tiempo una región mayor del semiconductor, como se muestra en la Figura 3.6a, aunque la fluencia disminuya, la radiación generada en cada punto del área iluminada contribuye de forma aditiva al pulso THz total que es radiado. Los portadores de carga en LT-GaAs tienen un tiempo de vida por debajo de $1 ps$ debido a su alta densidad de defectos, este es el motivo que el camino libre medio en el cristal sea muy corto. No existe interacción entre los portadores de carga generados en distintas regiones porque se recombinan antes de alcanzar a recorrer la distancia que los separa. Por lo anterior, se puede considerar que los portadores generados mediante el haz desenfocado en regiones separadas una distancia adecuada, pueden actuar como fuentes independientes de radiación y cada fuente contribuye a la radiación en campo lejano. Si se considera dos corrientes, i_1 e i_2 , generados en el semiconductor como se muestra en la Figura 3.6b se puede realizar un pequeño cálculo para conocer su contribución en la radiación en campo lejano.

Para facilitar el cálculo del campo eléctrico, los dos pulsos de corriente se consideran como si fuera dos hilos de corriente. El cálculo completo realizado se presenta en el Apéndice D y está basado en el análisis en el dominio del tiempo de antenas bajo excitación pulsada realizados por Smith [36] y Ezdi et al. [40]. Primero se considera dos hilos de corriente en el espacio libre y después se considera una velocidad efectiva v_{ef} debido a la propagación del pulso en el semiconductor. El campo eléctrico total encontrado al resolver las ecuaciones en zona lejana está dado por:

$$E_T(r, t) = \frac{Z_0 v_{ef} \hat{\mathbf{a}}_\theta \text{sen} \theta}{4\pi r (c - v_{ef} \cos \theta)} \left[I_s \left(t - \frac{r}{c} \right) - I_s \left(t - \frac{r}{c} - \left(\frac{1}{v_{ef}} - \frac{\cos \theta}{c} \right) l \right) \right] \\ + \frac{Z_0 v_{ef} \hat{\mathbf{a}}_\theta \text{sen} \theta}{4\pi (r + h \cos \theta) (c - v_{ef} \cos \theta)} \left[I_s \left(t - \left(\frac{1}{c} \right) (r + h \cos \theta) \right) \right. \\ \left. - I_s \left(t - \frac{1}{c} (r + h \cos \theta) - \left(\frac{1}{v_{ef}} - \frac{\cos \theta}{c} \right) l \right) \right], \quad (3.4)$$

donde Z_0 es la impedancia del espacio libre, v_{ef} es la velocidad efectiva del pulso de corriente en el substrato, l es la distancia recorrida por el pulso y h es la distancia de separación entre los dos pulsos de corriente. De la Ecuación 3.4 se puede observar que los pulsos están separados en el espacio por un factor de $h \cos \theta$ (Figura 3.25) y cuando h tiende a cero los pulsos se acercan y su suma contribuye de manera más significativa al campo total.

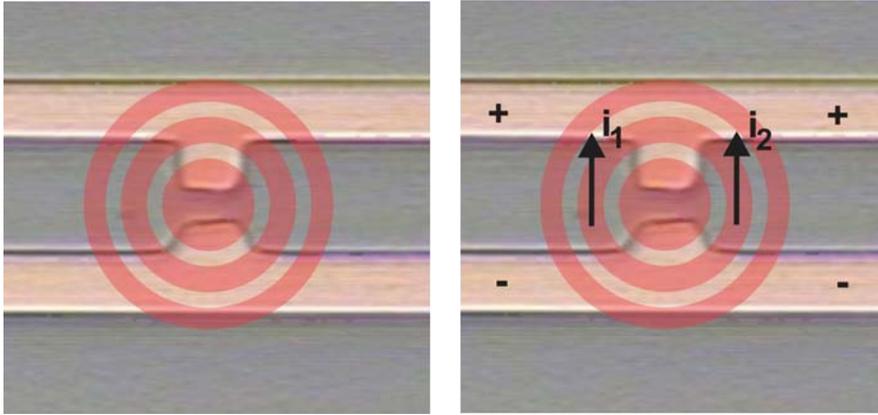


Figura 3.24: a) Iluminación del emisor fotoconductor por el haz desenfocado. b) Corrientes generadas por la excitación de portadores en dos regiones del semiconductor.

A partir de la Ecuación 3.4 y la Figura 3.25, se observa que, dependiendo de la separación de los pulsos de corriente en el substrato y el ángulo de observación, la suma de los pulsos producto de las dos corrientes genera un pulso total cuyo ancho temporal va a variar dependiendo de la separación h y del ángulo θ . Al variar el ancho temporal del pulso cambiará el ancho de banda del espectro. Esto explicaría los espectros de la Figura 3.22a y 3.22b, que parecen variar cuando el haz está desenfocado y también con la posición sobre el substrato donde incide el láser. La Ecuación 3.4 confirma la idea de que el fenómeno detrás de la tolerancia al desenfoco es la suma de los campos producidos por corrientes generadas en distintas regiones donde el haz del láser desenfocado genera portadores de carga.

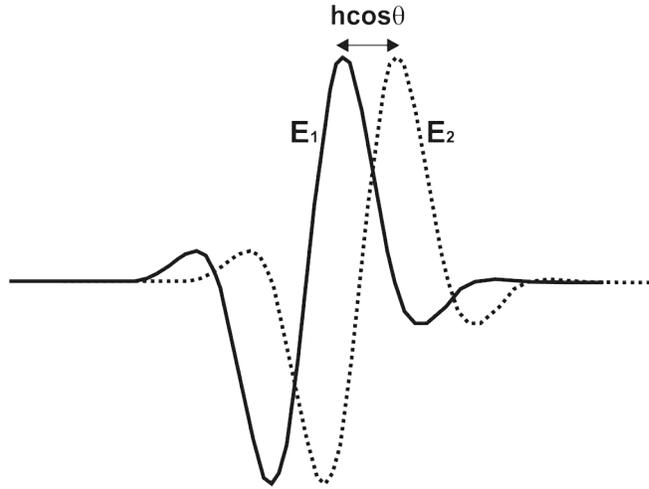


Figura 3.25: Pulsos THz producidos por dos pulsos de corriente propagándose en el semiconductor y separados por una distancia h .

En los experimento para conocer la tolerancia al desenfoque, el foco de la lente hiperhemisférica de silicio está fija con respecto al centro del dipolo (Figura 3.15). Como ya se explicó anteriormente, la antena se mueve $80 \mu m$ en dirección vertical y horizontal, con el centro del dipolo en la región central del área analizada, por lo tanto, cuando el láser excita las regiones extremas del área bajo estudio, la región donde se genera la radiación se encuentra a más de $30 \mu m$ del centro de la lente de silicio. Esta radiación también es colimada por la lente y llega al detector, esto indica que las lentes hiperhemisféricas de silicio utilizadas en sistemas TDS tienen un alto grado de aberración. Por lo tanto, los modelos como el presentado en la Ecuación 2.20 de la Sección 2.1 son muy idealizados, debido a que el autor [40, 39] descarta en su modelo que describe el campo eléctrico los pulsos emitidos en los extremos del dipolo, pero como se ha observado experimentalmente la lente colima radiación generada en regiones del substrato que se encuentran fuera del foco de la lente.

3.5. Experimento con un láser de dos colores

Con las antenas fabricadas se realizaron pruebas de generación terahertz usando un láser de dos colores. El láser es un Ti:zaf de construcción casera operando alrededor de 800 nm de forma continua (CW) [84]. La generación de radiación coherente en el rango THz mediante el proceso conocido como foto-mezclador (*photomixing*) en semiconductores ultrarrápidos, fue reportado por primera vez por Brown et al. [31]. Se requiere una fuente de luz láser sintonizable y semiconductores con tiempos de vida ultracortos. El principio de generación se basa en la conversión heterodina de dos haz de luz láser enfocadas sobre el semiconductor; la frecuencia de cada haz es ν_1 y ν_2 (Figura 3.26), con potencia promedio P_1 y P_2 respectivamente. La diferencia en longitud de onda entre los dos colores debe ser del orden de 2 nm , esto es una condición para que en el proceso de batimiento se obtenga longitudes de onda en el rango THz. La potencia instantánea incidente P_i en el substrato está dado por [31]:

$$P_i = P_0 + 2\sqrt{mP_1P_2}[\cos 2\pi(\nu_1 - \nu_2)t + \cos 2\pi(\nu_1 + \nu_2)t], \quad (3.5)$$

Donde $P_0 = P_1 + P_2$ es la potencia total incidente promediada sobre un periodo de tiempo largo, m es la eficiencia de batimiento y puede tomar valores entre 0 y 1, es un parámetro que depende de la superposición espacial de las dos fuentes láser. Por otra parte, cada fotón debe tener una energía mayor a la energía de la banda prohibida del semiconductor utilizado. El primer término coseno de la Ecuación 3.5 modula la fotoconductancia a la diferencia de frecuencia $\nu = \nu_2 - \nu_1$. El segundo coseno que corresponde a la suma de frecuencias, tiene una frecuencia dos veces mayor que la frecuencia óptica, por lo tanto, su variación temporal está en una escala mucho menor que el tiempo de vida de los portadores en el semiconductor y por lo tanto no modula la fotoconductividad de manera significativa. Un campo eléctrico estático es aplicado mediante una batería para acelerar los portadores modulados en el semiconductor. La corriente modulada circula a través de la estructura resonante emitiendo de esta manera fotones THz. Debido a la diferencia entre el índice de refracción del semiconductor y el aire, una lente hiperhemisférica es utilizada para colimar la radiación.

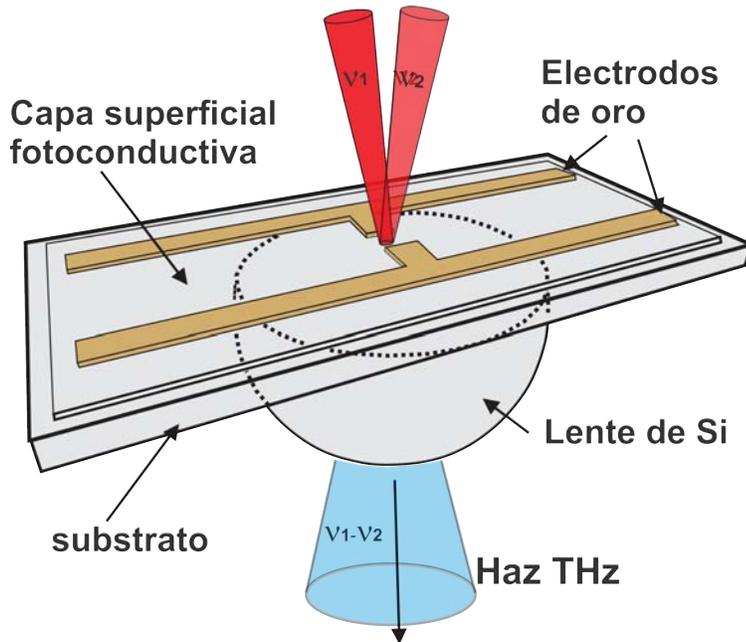


Figura 3.26: Principio de generación THz usando un foto-mezclador.

En la Figura 3.27 se muestra el arreglo experimental. El láser de dos colores es enfocado con una lente esférica de 25 mm de distancia focal y 25 mm de diámetro. La lente de silicio hiperhemisférica utilizada tiene 10 mm de diámetro. La luz infrarroja es modulada a 10 Hz con un modulador mecánico (*chopper*) para utilizar un amplificador Lock-In. El amplificador Lock-In es configurado con un tiempo de integración de 1 segundo y una sensibilidad de 10 μV . El detector utilizado es un sensor piroeléctrico comercial modelo QS2-THz-BL, tiene un amplificador integrado, en el Apéndice B se describe las características de este sensor. Al ser un detector térmico, el dispositivo podrá detectar radiación electromagnética en un amplio rango de frecuencias, que va de la región THz, pasando por el infrarrojo cercano, medio y

hasta el visible, como se puede comprobar en la curva de absorptancia ¹ presentada en la Figura B.1.

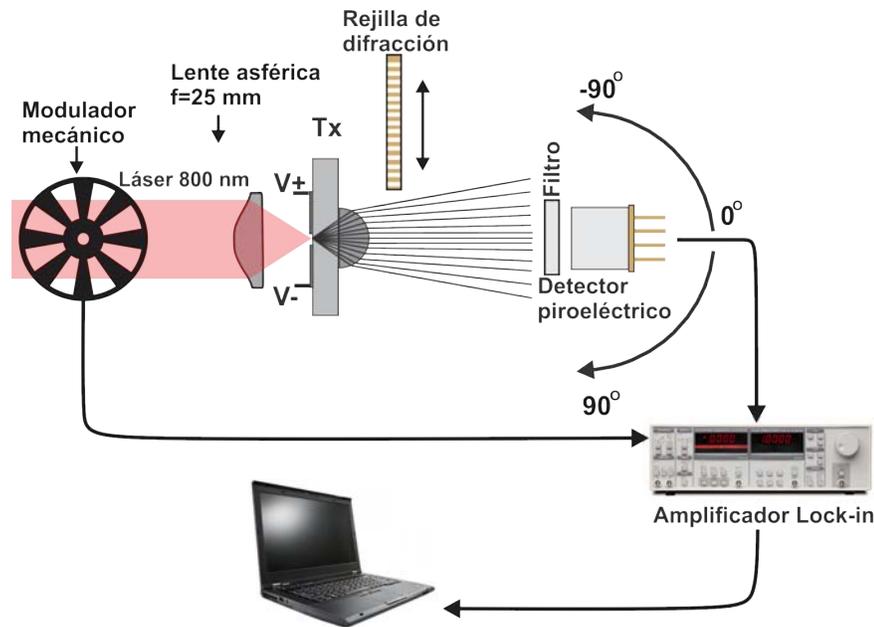


Figura 3.27: Experimento con láser de dos colores.

Debido al ancho de banda del sensor, es necesario limitar a la región THz la radiación que incide en el mismo. Para filtrar la radiación no deseada se utilizó tres tipos de materiales con ventanas en la región THz. Para bloquear la luz del láser infrarrojo se hace uso de un filtro comercial de infrarrojo cercano (BF-39). Los otros materiales empleados son el teflón (PTFE por sus siglas en inglés) y Polietileno de alta densidad (HDPE). En la Figura C.1 del Apéndice C se presentan los espectros de transmisión de estos materiales. Utilizando como referencia estas curvas, se toma un valor promedio de la transmisión en los distintos rangos de frecuencias para cada material ², de esta manera se obtiene una curva promedio que se presenta en la Figura C.3 del Apéndice C. Haciendo uso de las curvas promediadas se estima el efecto combinado de los tres materiales, de esta manera se obtiene la respuesta del filtro equivalente que se presenta en la Figura 3.28, de esta manera, la radiación que incide en el sensor tiene longitudes de onda en el rango de 20-1000 μm (0.3 THz-15 THz), que corresponde a la región THz. Se bloquea el infrarrojo cercano y medio, también el visible.

¹En castellano no existe una traducción para la palabra *absorptance*, la traducción más adecuada sería absorptancia. Es una medida de la radiación incidente que absorbe un cuerpo u objeto, se define como el cociente entre la radiación absorbida y la radiación total incidente sobre el objeto.

²Por ejemplo, para la curva de PTFE, Figura C.1b, en el rango de 100 a 1000 μm se fija un valor para la transmisión de 90%.

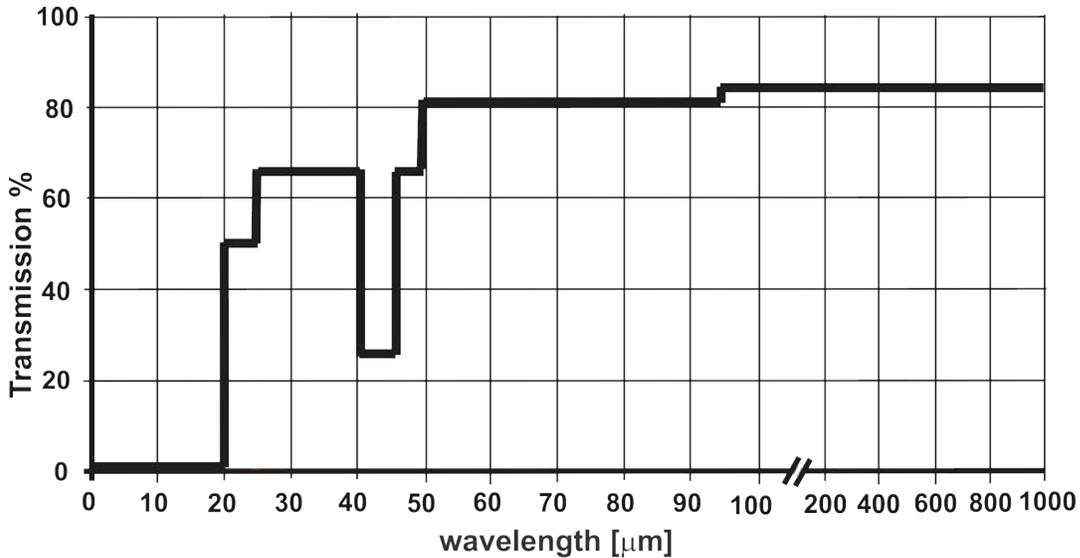


Figura 3.28: Curva de transmisión equivalente al efecto combinado de tres materiales distintos, BF-39, PTFE y HDPE.

En el arreglo experimental de la Figura 3.27 se coloca el filtro al detector y ambos se montan sobre un sistema mecánico que les permite rotar alrededor de la antena fotoconduktiva y una rejilla de difracción.

En los primeros experimentos se encontraron resultados de los que aún no se tiene una explicación del mecanismo físico que lo produce. La Ecuación 3.5 muestra que la fotoconduktancia es modulada a frecuencias THz cuando existe un batimiento de las dos frecuencias del láser, cuya diferencia en longitud de onda es aproximadamente 2 nm , sin embargo se encontró que el detector respondía tanto si el láser estaba operando en dos colores o si operaba en un solo color.

En la Figura 3.29a se muestra la señal del detector cuando el láser incide en la antena fotoconduktiva y el láser se cambia de modo de operación, de un color a dos colores. La gráfica se obtiene de la siguiente manera, con el detector colocado enfrente del emisor y sin la rejilla de difracción se bloquea el haz del láser, de esta manera no incide sobre la antena fotoconduktiva. En estas condiciones, la respuesta del detector es una señal correspondiente únicamente al nivel de ruido del sistema, en la figura este nivel de ruido es del orden de 0.5 mV . Cuando se desbloquea el haz láser y logra incidir sobre el fotoconduktor, la respuesta del detector aumenta y se distingue claramente sobre el nivel de ruido. En el eje horizontal de la curva presentada en la Figura 3.29a se tiene el tiempo de observación en minutos, la ventana de tiempo en la figura corresponde 16 minutos. En la gráfica se ha marcado dos regiones, la parte señalada con el número 1 corresponde a la señal cuando el láser operaba en modo continuo y un solo color, el espectro del láser operando en este modo se muestra en la Figura 3.29b, la longitud de onda es de 805 nm . Esta parte de la curva al que se ha etiquetado con el número 1 corresponde a un tiempo de observación de aproximadamente 6 minutos. La parte de la gráfica marcada como 2 corresponde al momento en que el láser empezó a operar en dos colores, su espectro se muestra en la Figura 3.29b). Esta sección corresponde a una observación de aproximadamente

4 minutos. La amplitud de la señal en 1 y 2 no presenta una diferencia importante. Se realizaron pruebas usando distintas geometrías de antenas como las presentadas en la Figura A.4 del Apéndice A y en todos se encuentra señal cuando el láser opera en un color, la potencia promedio del láser es aproximadamente 9 mW en todas las pruebas realizadas.

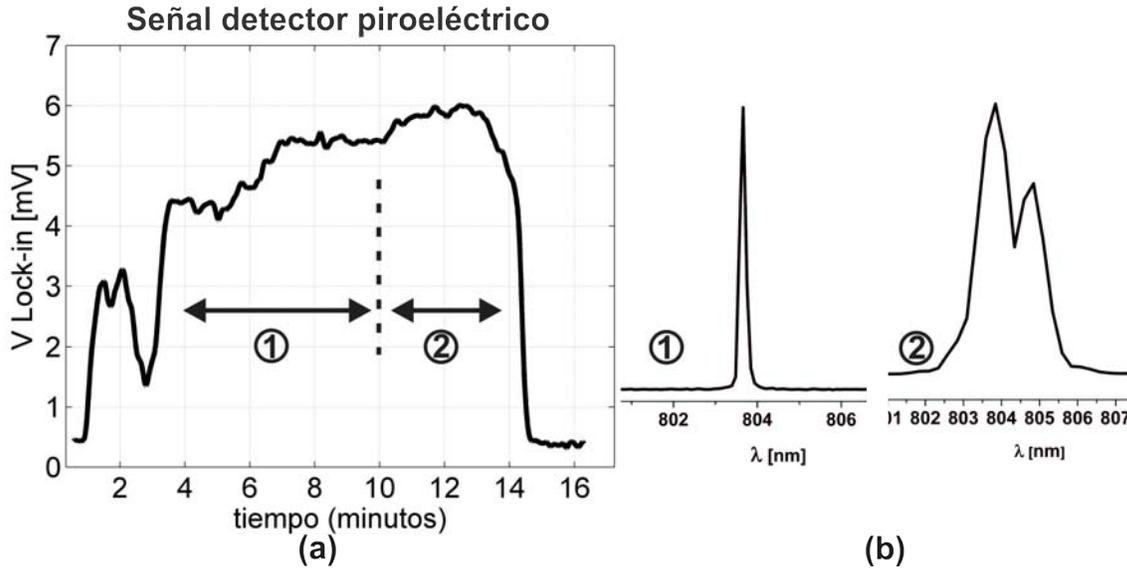


Figura 3.29: a) Señal del detector piroeléctrico cuando el láser opera en un color y en dos colores, la región de la curva etiquetada como 1 (un color) corresponde a aproximadamente 6 minutos de observación y la parte de la curva etiquetada como 2 (dos colores) corresponde a un tiempo de observación de 4 minutos. El nivel de ruido en la gráfica es del orden de 0.5 mV . b) Espectros del láser operando en uno y dos colores.

En teoría no debería existir radiación con la excitación de un solo color, en el espectro de la Figura 3.29b se observa que el ancho de banda del láser en un color es menor a $\Delta\lambda = 2.05\text{ nm}$, por lo tanto no es posible que exista un batimiento entre los modos presentes dentro del ancho de banda del láser que produzca diferencias de frecuencias en el rango THz. Por la respuesta del filtro equivalente de la Figura 3.28 la señal debe estar entre 20 y $1000\ \mu\text{m}$. Debe existir otro mecanismo aparte del batimiento de los dos colores que es responsable de la generación, si es que esta se presenta en el rango THz, como sugiere la respuesta del filtro.

Para comprobar la existencia de señal en un color, se llevó a cabo un experimento excitando el fotoconductor con un diodo láser de 660 nm . En la Figura 3.30 se muestra dos gráficas para comparar la señal cuando el emisor es excitado con el láser continuo de un color (Figura 3.30a) y el diodo láser (Figura 3.30b). El experimento se realizó moviendo el detector en una trayectoria circular alrededor de la antena, 0° corresponde a la posición en el que el detector está enfrente del emisor (Figura 3.27), el movimiento a la derecha de la antena se considera ángulos positivos y a la izquierda negativos. En la Figura 3.30 se observa una gran similitud entre la forma de las dos gráficas, la señal aumenta cuando el detector está posicionado del lado

derecho del emisor, por esta distribución de la señal detectada, la radiación parecería corresponder a una emisión cuadripolar, reportada ya en este tipo de antenas por Rudd et al. [85].

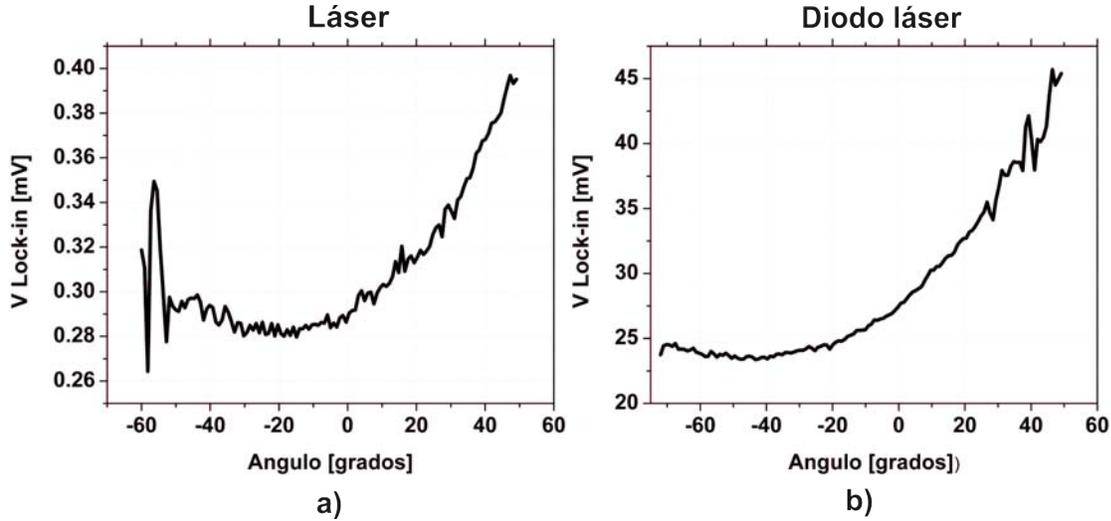


Figura 3.30: Comparación de las señales cuando la antena fotoconductiva es excitada con un láser y un diodo láser.

Los resultados anteriores muestran que probablemente existe emisión en el rango THz cuando la antena fotoconductiva es bombeada con un láser continuo o un diodo láser, en principio debe existir emisión solo cuando se tienen dos colores, ya sea con un láser de dos colores o dos diodos láser con un $\Delta\lambda = 2.05 \text{ nm}$. Con el detector piroeléctrico no se puede conocer la longitud de onda de la señal, se presume que debe estar entre 20 y 1000 μm . Para intentar medir la longitud de onda de la emisión observada, se fabricó unas rejillas de difracción. Las rejillas fabricadas son de transmisión, estas se componen de líneas de oro de 130 nm de espesor sobre un portaobjetos de vidrio. La rejilla se coloca en forma paralela al emisor y el detector se mueve con un sistema automatizado en una trayectoria circular, el eje de rotación es el emisor. Este movimiento del detector permite encontrar los máximos de cada orden de interferencia. Se utilizó rejillas con periodos de 500 micras, 1 mm y 2mm, en la Figura 3.31 se presenta el patrón de interferencia para rejillas con períodos de 500 μm (Figura 3.31a), 1 mm (Figura 3.31b) y 2 mm (Figura 3.31c). A las curvas de interferencia se le ajusta una curva senoidal. En la curva de ajuste se encuentra el ángulo de separación entre los distintos órdenes de difracción mediante la siguiente ecuación:

$$d \sin(\theta_m) = m\lambda, \quad (3.6)$$

donde d es la distancia entre dos aberturas de la rejilla, θ_m es el ángulo entre un orden de difracción y el próximo a él, m es el orden de difracción. De la Figura 3.31 se puede observar que con las distintas rejillas la longitud de onda debe estar entre 234 y 241 μm . Este fenómeno se observó de manera casual en el desarrollo de este trabajo, pero no se tiene una explicación del mecanismo físico que estaría

produciendo radiación THz en las antenas fotoconductoras fabricadas. En la Figura 3.31 se observa que el patrón de interferencia se presenta un nivel de ruido alto. Es únicamente en el experimento con la rejilla de 2 mm (Figura 3.31c) donde se observa con un poco de claridad tres órdenes de difracción. Es necesario intentar mejorar la relación señal ruido para obtener resultados más concluyentes. Lo que se puede afirmar es que al detector no está llegando ninguna componente del láser de excitación. La respuesta del filtro empleado indica que la radiación está en la región THz. La corriente en la antena en estos experimentos se mantuvo en los mismos niveles que la corriente promedio en las pruebas con láser pulsado de la Sección 3.2. No se descarta que exista una relación entre esta señal observada con el láser continuo y la señal de fondo registrada en las Figuras 3.8 y 3.9 de la Sección 3.3.1.

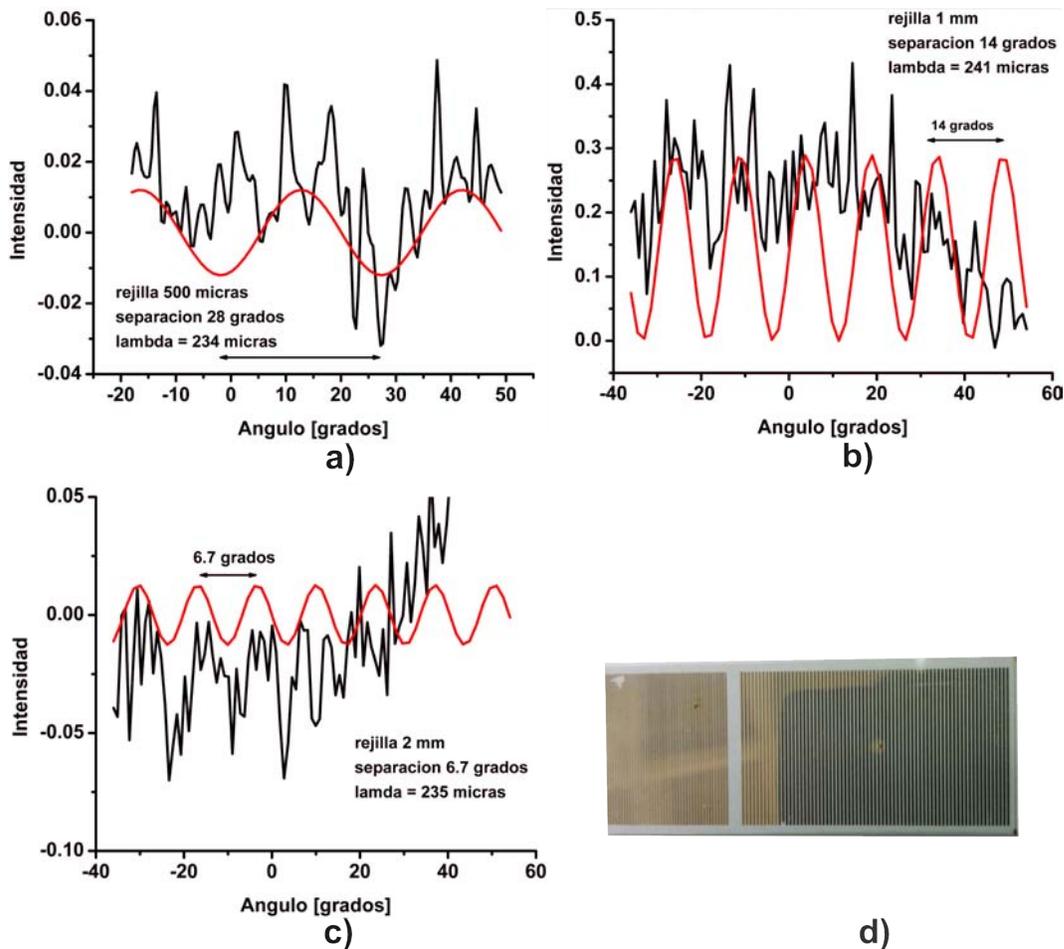


Figura 3.31: Patrón de interferencia y curva de ajuste para a) una rejilla de $500 \mu\text{m}$, b) 1 mm y c) 2 mm . d) Rejilla de difracción con líneas de oro.

También se realizó un experimento excitando las antenas con el láser pulsado MIRA 900 de la Sección 3.1. La antena se escaneó en dos dimensiones, el área estudiada es de $2000 \mu\text{m}$ en X y $800 \mu\text{m}$ en Y, como se observa en la Figura 3.32. El láser se enfoca sobre el sustrato de la antena, después el haz se mantiene fijo mientras

la estructura se mueve en X y Y. La resolución de cada pixel es de $18.75 \mu m$, tanto en dirección horizontal como en la vertical. El detector utilizado es el mismo piroeléctrico con los materiales empleados como filtro. El detector se coloca enfrente del emisor, siempre fijo mientras se lleva a cabo el escaneo. La primer prueba realizada consiste en hacer pulsar el láser mientras se mide la corriente promedio a través de la antena y la señal del detector piroeléctrico al mismo tiempo, el resultado se muestra en la Figura 3.32b. Se observa claramente la correlación entre la corriente y la señal detectada, un aumento de corriente produce un incremento de señal. La señal más intensa en el mapa ocurre cuando el láser incide entre las películas coplanares de oro. En la figura se observa que la región de mayor intensidad tiene forma ondulada, cuando debería ser recta debido a que las líneas coplanares son paralelas. La ondulación se debe a un problema mecánico, la estación motorizada del eje X presentó oscilaciones debido a un mal acoplamiento de los motores. Esto no quita validez al resultado ya que la señal siempre viene de una región en la estructura en forma de H, la mayor intensidad siempre tiene su origen en la excitación de la región entre las películas de oro, donde existe el campo eléctrico más intenso. Después, el MIRA 900 se configura para operar en modo continuo y se repite el mismo experimento. En la Figura 3.32c se observa la corriente y la señal del detector con el láser en modo continuo, se observa claramente la correlación entre ambas y nuevamente la mayor intensidad ocurre cuando se excita la región entre las líneas coplanares. Si se compara el caso pulsado con el continuo se llega a la conclusión que es casi igual, existe una diferencia muy pequeña entre ambos casos. Estas pruebas descartan que la señal observada con el láser de un color y el diodo láser sea ruido inducido en el sistema de medición del sensor piroeléctrico. No existe duda que la señal que registra el sensor se origina al excitar la región donde existe el campo eléctrico estático, además está sin duda relacionado con la corriente observada que circula por el emisor. Lo extraño de las observaciones es la similitud entre los resultados de excitación pulsada y continua, tanto en los niveles de corriente como en la señal del detector. Esto refuerza la idea que existe algún mecanismo de radiación en las antenas fabricadas que aún no se comprende, y sin duda debe tener alguna relación con la señal de directa observada (3.8) por el detector en los experimentos de emisión pulsada de la Sección 3.3.1.

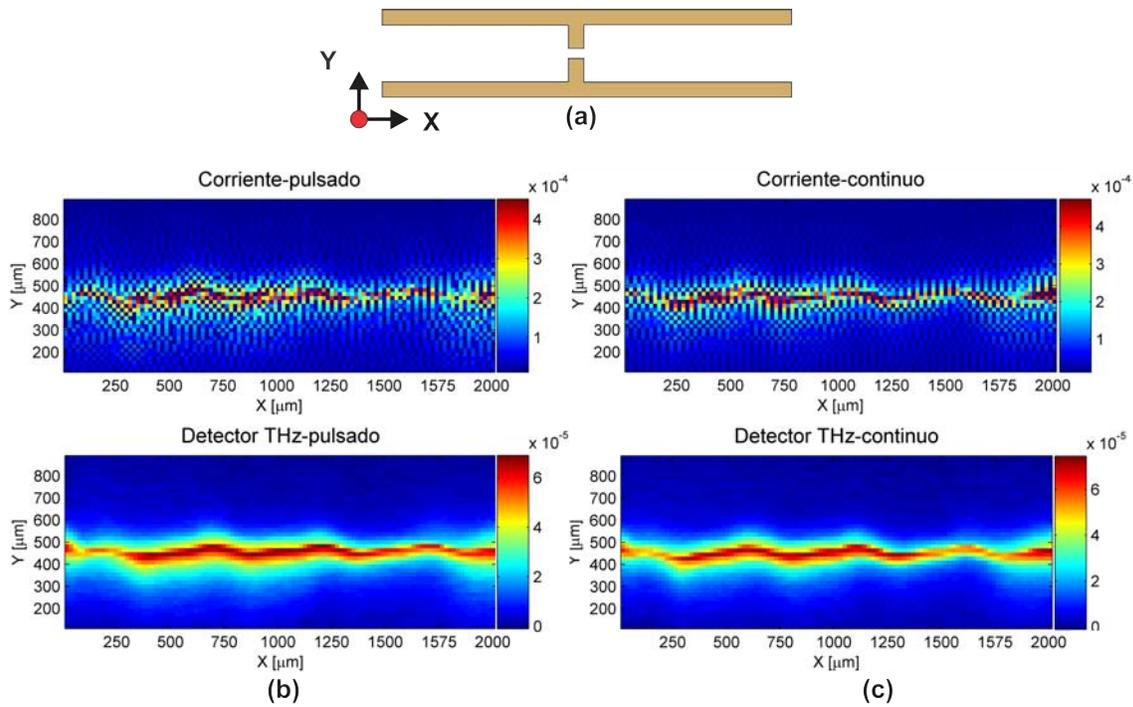


Figura 3.32: a) Escaneo en dos dimensiones de la estructura en forma de H, el rango de observación en X es de $2000 \mu\text{m}$, y en Y de $800 \mu\text{m}$. b) Mapa de intensidad de corriente y señal del detector cuando el emisor se excita con el láser en modo pulsado. c) Mapa de intensidad de corriente y señal del detector cuando el emisor se excita con el láser en modo continuo.

Capítulo 4

Conclusiones

Los avances en ciencia y tecnología terahertz han sido muchos en los últimos años, su impacto en otras áreas relacionadas, tanto en ciencia como en tecnología también se ha incrementado. Por lo que actualmente es un campo con muchas aplicaciones potenciales, para poder desarrollar estas aplicaciones en espectroscopía, microscopía, tomografía etc. es necesario contar con una fuente de radiación en esta banda del espectro. En este trabajo se ha desarrollado una fuente de radiación THz-TDS usando antenas fotoconductoras, el sustrato utilizado fue Arseniuro de Galio semiaislante (SI-GaAs) y antenas comerciales de Arseniuro de Galio crecido en bajas temperaturas (LT-GaAs). Para la fabricación de las antenas fotoconductoras se requiere un sistema de litografía capaz de alcanzar resoluciones micrométricas. Una parte importante de este trabajo fue el desarrollo de un sistema de litografía de bajo costo por escritura directa (Apéndice A), que en las pruebas realizadas se alcanzó una resolución de $0.8 \mu m$. El desarrollo del sistema con todo el proceso en cuarto limpio para encontrar las condiciones óptimas para la fabricación con la resolución requerida se completó en un periodo de un año. En el desarrollo de la fuente se fabricaron muchos de los componentes con la infraestructura ya existente en el laboratorio de Fotónica de Microondas. Los espejos de oro y el divisor de haz empleados en el sistema TDS fueron fabricados mediante la técnica de evaporación térmica.

Las antenas con sustrato de SI-GaAs presentan algunos problemas que tienen su origen probablemente en la limpieza durante el proceso de fabricación. Los pulsos THz emitidos por estos emisores tienen un rango dinámico adecuado, pero puede mejorar mucho si se aumenta el voltaje con el que se polarizan. Debido a la alta corriente promedio solo se polarizaron con un voltaje máximo de $7 V$ ($14 kV/cm$), valor más pequeño que el voltaje de ruptura para SI-GaAs. Si el voltaje de polarización pudiera aumentarse también aumentaría la potencia THz. Los emisores de SI-GaAs presentaron mayor eficiencia y ancho de banda de emisión cuando el láser pulsado se enfoca entre las películas de oro. En emisores de LT-GaAs ocurre lo contrario, es más eficiente cuando el haz de bombeo se enfoca en el centro del dipolo (*gap*) de $5 \mu m$ que entre las líneas de oro coplanares. La principal diferencia entre los sustratos de SI-GaAs y LT-GaAs es la movilidad y el tiempo de vida de los portadores. Dependiendo del sustrato que se va a utilizar se elige la geometría más eficiente. Por la alta movilidad del SI-GaAs es más adecuado en geometrías con un *gap* más grande que el tamaño del spot. Con un *gap* mayor se atenúa un poco el

efecto de *screening* y el número de portadores que alcanzan los electrodos no se ve muy afectada gracias a la alta movilidad. Por otra parte, si se utiliza un sustrato de LT-GaAs es mejor utilizar geometrías con un *gap* cercano a las dimensiones del spot debido a que los portadores tienen una movilidad menor y se busca reducir el camino medio libre para que más de estos alcancen los electrodos. Además, con este sustrato el efecto de *screening* se atenúa un poco en distancias muy cortas debido al tiempo de recombinación de sub-picosegundos.

En emisores de radiación THz pulsada es necesario un semiconductor con tiempos de recombinación menor a 1 ps para generar radiación de amplio espectro. Un tiempo de recombinación pequeño produce un pulso de corriente con un ancho temporal pequeño. Un pulso de corriente estrecho radia un pulso THz con más componentes espectrales. El tiempo de vida de los portadores modula las características temporales del pulso de corriente en el semiconductor y a su vez el ancho espectral del pulso radiado.

En los experimentos realizados se utilizó una antena comercial de LT-GaAs como detector; no obstante, es posible usar las antenas de SI-GaAs, ya que el tiempo de vida mayor a 1 ps de sus portadores de carga no limita el ancho de banda en el que puede operar como detectores, como aclara Castro et al. [61], un detector de este tipo opera en un modo de muestreo directo o integrador (Figura 2.17). La ventaja de usar una antena de sustrato de LT-GaAs como detector es que la relación señal a ruido es muy alta. Si en un sistema TDS particular el tema del ruido no es tan importante, un detector con tiempos de vida mayor a 1 ps puede ser empleado sin afectar el rango de frecuencias en que puede trabajar.

El SI-GaAs es una buena opción para desarrollar antenas fotoconductoras, su desventaja frente al LT-GaAs es el mayor tiempo de recombinación de los portadores de carga. La desventaja del LT-GaAs es su alto precio, derivado de las dificultades técnicas de su crecimiento, una oblea de LT-GaAs de 58.8 mm de diámetro cuesta 2000 dólares, mientras una oblea de SI-GaAs de 76.2 mm de diámetro cuesta 100 dólares. El SI-GaAs es entonces una alternativa económica al LT-GaAs. Para reducir el tiempo de recombinación, al cristal de SI-GaAs se le puede introducir defectos por radiación. Se ha demostrado que se puede reducir su tiempo de vida hasta 0.5 ps mediante la implementación de iones de H^+ [86, 87]. Muy recientemente también se ha demostrado que irradiando el sustrato de SI-GaAs con iones de carbono hasta 2 μm de profundidad, se reduce el tiempo de vida de ~ 70 ps a ~ 0.55 ps [88, 89]. Utilizando este sustrato irradiado como emisor THz ha resultado en un incremento de la potencia de hasta 100 veces respecto a emisores sobre SI-GaAs sin irradiar [88], y utilizados como detectores ha permitido aumentar la relación señal a ruido [89].

En los experimentos realizados para cuantificar la tolerancia al desenfoque del sistema TDS, se observó que incluso a tres rangos de Rayleigh de desenfoque, la amplitud pico máxima ha caído únicamente a la mitad del valor de la amplitud de la señal cuando el sistema está en foco óptimo. Para un desenfoque mayor de $1.5Z_R$, la radiación está uniformemente distribuida sobre un área centrada en el *gap* del dipolo. En el mapa de distribución de la energía de la Figura 3.23 se muestra con mayor claridad el efecto de cambiar los parámetros de alineación, a $1.5Z_R$ la eficiencia de generación no disminuye de manera significativa. Para un valor de desenfoque de $3Z_R$ la eficiencia de generación ha disminuido solo un orden de magnitud y la energía está distribuida uniformemente en un área casi circular con centro en el *gap*

del dipolo. La distribución particular de la radiación y la energía a niveles grandes de desenfoque sugiere que al ser iluminado el semiconductor con el patrón de difracción del haz desenfocado, se excitan portadores en toda el área iluminada que actúan como emisores independientes, y el pulso emitido por cada uno de estos emisores se suman en campo lejano de manera que la potencia del pulso THz producto de esta suma se mantiene en niveles razonables. Es posible considerar la emisión en regiones separadas del semiconductor como fuentes independientes porque el tiempo de vida de los portadores en LT-GaAs es muy corto (<1 ps), por lo tanto, el camino libre medio también es también muy corto. Esto asegura que los portadores generados en regiones separadas algunas micras no interaccionan entre ellos. Para demostrar la adición de pulsos THz detrás de la tolerancia al desenfoque, se realizó un estudio parcial del campo eléctrico en la zona lejana debido a dos pulsos de corriente, el resultado es la Ecuación 3.4 que muestra como los dos pulsos se suman y el efecto total dependerá de la distancia de separación entre las corrientes y el ángulo de observación.

El nivel de tolerancia del arreglo THz-TDS hace posible reducir el costo del mismo. Para enfocar el haz en el centro de la antena y encontrar el foco óptimo se utilizan estaciones de movimiento de alta resolución que son muy caros, pero debido a la tolerancia del sistema se puede utilizar elementos con una precisión más baja y de menor costo.

Los experimentos también revelan el grado de aberración de las lentes de silicio hiperhemisféricas utilizadas para colimar la radiación. Se observó que coliman la radiación generada en puntos alejados hasta $30 \mu m$ del foco de la lente. Este indica cierta tolerancia al desenfoque de la lente hiperhemisférica.

En el experimento de la tolerancia al desenfoque se revela que sobre la estructura de la antena se pueden tener hasta dos mecanismos de generación. Entre los contactos de oro donde existe las líneas de campo eléctrico se crea la corriente pulsada que radía un pulso THz. En el exterior de esta región, donde no existen líneas de campo, cerca de los contactos de oro se encontró emisión THz mediante el efecto conocido como *photo-Dember*. Dependiendo en que contacto se genera puede estar en fase o desfasada con los pulsos generados por la aceleración de cargas en el campo eléctrico entre los contactos de oro.

En el experimento realizado con el láser de dos colores se observó que el detector registra una señal incluso si el láser se encuentra operando en un color. Utilizando un diodo láser también se registró señal, finalmente se realizó un experimento con el láser MIRA 900 operando tanto en modo pulsado como continuo. En todos los casos se presenta una respuesta del sensor piroeléctrico. Por los materiales empleados como filtros para el sensor, la radiación debe tener una longitud de onda entre 20 y $1000 \mu m$. Si lo observado es radiación THz, el mecanismo de generación no encaja con los dos métodos más utilizados de generación en semiconductores, el transitorio de corriente generado por el láser pulsado y el batimiento de dos colores. Los resultados para medir la longitud de onda de la señal no revelan de forma irrefutable su frecuencia, debido principalmente a la baja relación señal a ruido de los datos. Se necesita realizar un estudio más detallado, incluso utilizando un detector diferente al piroeléctrico empleado. Los resultados presentados en la Figura 3.32 descartan que la señal observada sea algún tipo de inducción electromagnética en el sistema de medición. Existe una clara correlación entre la señal y la corriente

que circula a través del emisor fotoconductor.

Es muy probable que la señal continua que se observa en la Figura 3.8 en el experimento con láser pulsado esté relacionada con la señal que registra el sensor piroeléctrico con excitación de un color. Ambas están asociadas a la corriente que circula en el emisor. La señal de directa sobre la que aparece el pulso THz no está reportada en otros trabajos donde se estudia el efecto de la alta corriente de oscuridad de las antenas sobre SI-GaAs. En un trabajo de 1991, Zanoni et al. [72] reportan emisión electromagnética en transistores HEMT y MESFET fabricados en GaAs. Esta radiación se genera en regiones del transistor donde existen campos eléctricos muy altos, la longitud de onda de la emisión observada está en el rango de 427 a 729 *nm*. El nivel del campo eléctrico entre los contactos de los emisores que se fabricaron en este trabajo pueden ser similares a los presentados en los transistores mencionados, pero no es posible que el sensor piroeléctrico registre esas longitudes de onda debido a que las ventanas aplicadas no presentan una buena transmisión en el visible. Además, esas longitudes de onda serían reflejadas en un cierto porcentaje por el sustrato de GaAs y la lente de silicio, por lo tanto si llegan al detector estarían muy atenuadas. Es importante encontrar el origen de esta señal, el primer paso debe ser medir correctamente su longitud de onda para así poder encontrar el mecanismo físico que lo está produciendo.

Apéndice A

Desarrollo del sistema de fotolitografía

La fabricación de las antenas fotoconductoras requiere un sistema de litografía que sea capaz de alcanzar una resolución de al menos $1 \mu m$. Debido a que en el CCADET no se contaba con uno, la primera parte de esta tesis consistió en el desarrollo de un sistema de litografía directa para fabricar las antenas utilizando un proceso de *Lift-off* estándar. El sistema es de bajo costo y fácilmente reconfigurable. En la Figura A.1 se muestra el diagrama esquemático, el primer componente es un diodo láser con una longitud de onda $\lambda=405 \text{ nm}$. El diodo empleado es adecuado debido a su bajo precio y porque la resina positiva AZ3330 que se utilizó es sensible a la línea h del espectro de emisión de una lámpara de mercurio. La luz del diodo láser es colimada primero por un condensador, luego se utiliza un atenuador variable para regular la potencia del haz y de esta manera controlar la exposición de la resina. El haz de 405 nm es enfocada en el sustrato por una lente esférica que trabaja en el límite de difracción, tiene una distancia focal de 4.6 mm y una apertura numérica de 0.53. Dependiendo del espesor del sustrato sobre el que se trabaja, el haz tiene que ser enfocado sobre la superficie del mismo y para poder hacerlo de manera sencilla los componentes encerrados en el rectángulo discontinuo de la Figura A.1 están montados en una estación lineal que permite acercarlos o alejarlos del sustrato y así encontrar el foco óptico. La luz reflejada de la superficie (Línea azul discontinua) que retorna por la lente es reflejada hacia una pantalla de color blanco por medio de un portaobjetos, la posición de la lente se ajusta hasta que la imagen del spot proyectado en la pantalla sea del mismo tamaño del haz que entra por la lente esférica, cuando esto ocurre se obtiene el foco óptico. La muestra sobre la que se realizará la escritura es colocada sobre una estación de movimiento bidimensional que tiene acoplado motores a pasos, los cuales son controlados por la técnica de micropasos a través de unos amplificadores de corriente que reciben la señal de control desde una tarjeta de *National Instruments*. Las coordenadas del patrón a grabar son escritas en un archivo de texto, un programa realizado en *LabVIEW* realiza la lectura de este archivo, y a partir del mismo calcula los pasos que tienen que realizar las motores para formar la figura deseada. El patrón se va construyendo a partir de líneas sencillas, el programa envía la orden para encender el láser y al mismo tiempo manda los pasos para mover un eje de la estación, al terminar la línea

el láser se apaga, se envían los pasos necesarios para mover el eje lento y así cambiar de línea. En seguida el eje rápido retorna a su posición inicial para proceder a escribir la nueva línea, el proceso se repite hasta completar el patrón deseado. La potencia del láser es mayor de la necesaria, entonces, para controlar la potencia del haz se usa en primer lugar un atenuador, y para un control fino de la exposición desde el programa se puede variar la frecuencia de los pasos. Con los motores utilizados y la técnica de micropasos el sistema es capaz de mover la muestra con una resolución de 625 nm .

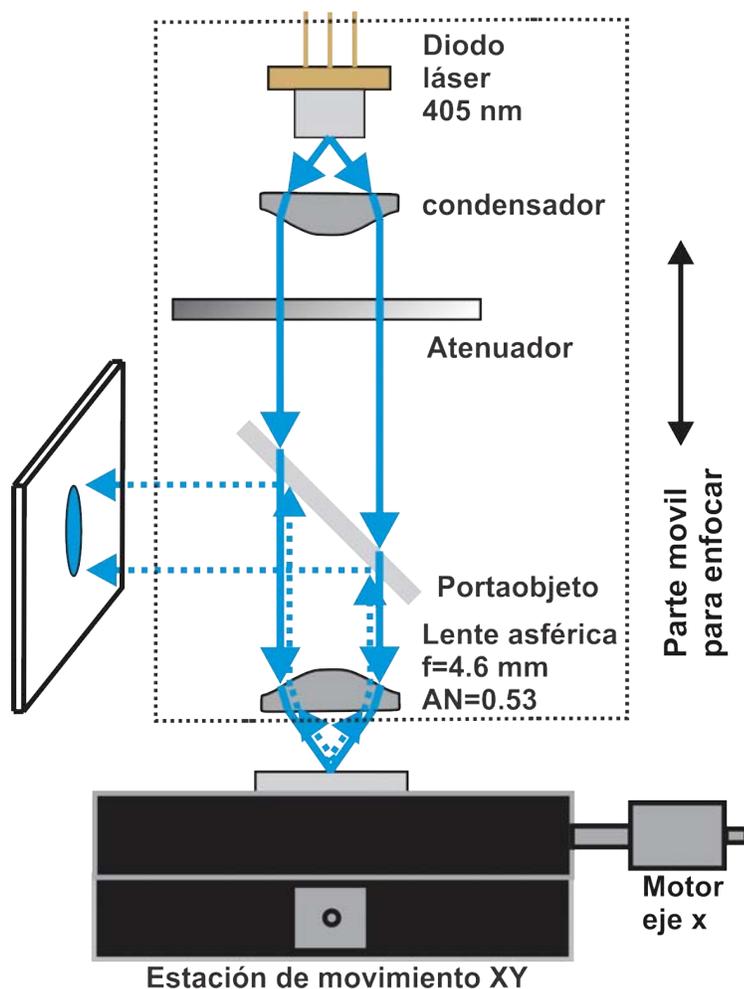


Figura A.1: Diagrama del sistema de litografía por escritura directa.

En la Figura A.2 se muestra la imagen hecha con un microscopio de fuerza atómica de uno de los primeros dispositivos fabricados. Con líneas de colores (A, B, C y D) se marca las diferentes secciones de la antena para mostrar su perfil y dimensiones. La línea roja (A) que pasa sobre el sustrato y un brazo del dipolo fue diseñada a $10 \mu\text{m}$, pero de la figura se puede observar que su dimensión real es $14.2 \mu\text{m}$. Las películas de oro coplanares fueron diseñadas también para tener un ancho de $10 \mu\text{m}$, el perfil de la línea verde (B) muestra que la dimensión obtenida en una de ellas es de $13.7 \mu\text{m}$, y en la otra de $14.1 \mu\text{m}$. La línea azul (C) pasa

por el dipolo, del perfil de esta sección se puede ver que la dimensión del centro del dipolo no es regular y en su parte más ancha tiene $6.72 \mu m$, hay partes donde este es más estrecho. El centro del dipolo se había diseñado para tener una longitud de $5 \mu m$. El error en las dimensiones de la antena fabricada son pequeñas comparadas al diseñado, y para reducirlo se tiene que ajustar de manera fina el enfoque del haz y la exposición.

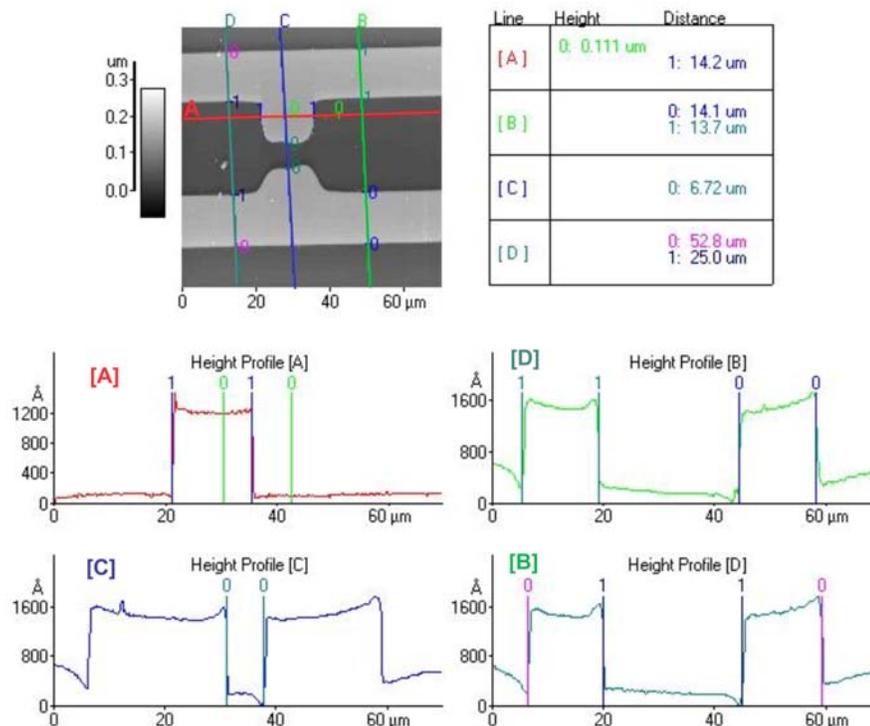


Figura A.2: Medidas hechas con un microscopio AFM de las antenas fotoconductoras fabricadas con el sistema de litografía.

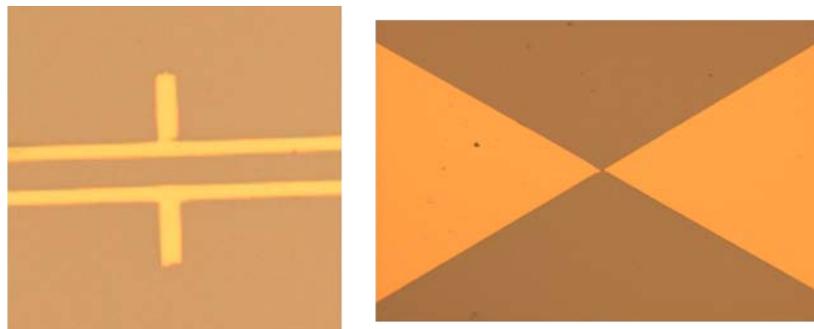
La resolución en un sistema de escritura directa está limitado por el límite de difracción de la luz, el tamaño del spot D estará determinado por la longitud de onda y el tipo de lente utilizado. El tamaño del spot que se puede obtener está dado por la siguiente ecuación [90]:

$$D = \frac{\lambda}{NA}, \quad (A.1)$$

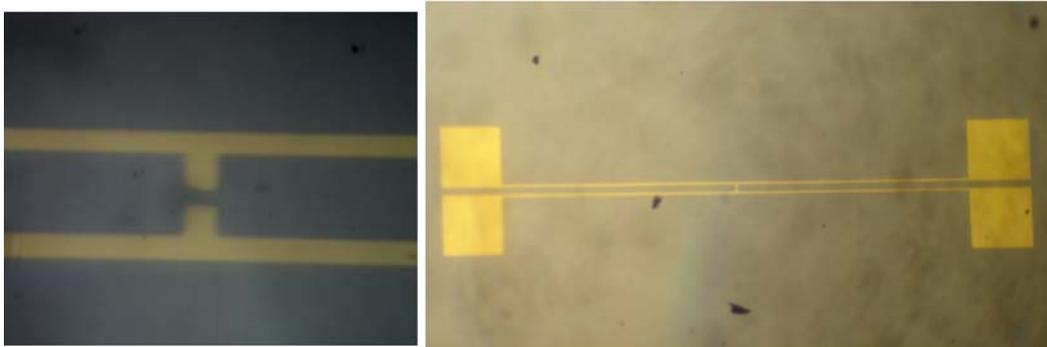
donde λ es la longitud de onda y NA es la apertura numérica de la lente. La resolución teórica del sistema es de $0.7 \mu m$, en la Figura A.3 se muestra puntos de oro de diferentes dimensiones sobre un sustrato de silicio, los puntos más pequeños tienen una dimensión de aproximada $0.8 \mu m$, valor muy cercano al teórico. En la Figura A.4 se muestran diferentes geometrías de antenas fabricadas. Las imágenes de la Figura A.4a fueron obtenidas mediante un microscopio de campo oscuro y las imágenes de la Figura A.4b con un microscopio óptico común.



Figura A.3: Puntos de oro fabricados utilizando un proceso de *Lift-off* estándar mediante el uso del sistema de litografía directa para exponer la resina fotosensible.



(a)



(b)

Figura A.4: Imágenes de distintas geometrías fabricadas usando el sistema de litografía directa y un proceso de *Lift-off* estándar. a) Imágenes de un microscopio de campo oscuro y b) imágenes de un microscopio óptico común.

Apéndice B

Sensor piroeléctrico

En algunos de los experimentos realizados en este trabajo se utilizó un sensor piroeléctrico. El efecto piroeléctrico ocurre de la siguiente manera: cuando la temperatura de un cristal varía uniformemente o es sometido a una tensión unidireccional se produce un desplazamiento de los iones positivos respecto a los negativos, de tal manera que el cristal se polariza eléctricamente. Los detectores piroeléctricos son fuentes de corriente alterna cuya corriente de salida varía inversamente con el espesor del material y la tasa de cambio de la temperatura. La responsividad está dada por

$$R = \frac{\alpha p(T)}{\rho c_p d}, \quad (\text{B.1})$$

donde $p(T)$ es el coeficiente piroeléctrico, α es el coeficiente de absorción del material, ρ es la densidad del cristal, c_p es el calor específico y d es el espesor del cristal. La responsividad tiene en este caso unidades de A/W (Ampere/Watt). El detector utilizado es el modelo QS2-THz-BL fabricado por *Gentec*, el absorbedor de radiación que tiene es el cristal de Tantalato de Litio ($LiTaO_3$) y tiene una apertura efectiva de $2 \times 2 \text{ mm}$. El detector tiene una respuesta espectral de 0.1 a $1000 \mu\text{m}$. En la Figura B.1 se presenta la curva de absorción del detector, se observa que a $1000 \mu\text{m}$ (0.3 THz) la absorción es del 50% y a $300 \mu\text{m}$ (1 THz) es de 83% . Los datos de calibración del detector se presentan en la Tabla B.1, la responsividad está dada en unidades de V/W y no en A/W como debería de ser de acuerdo a la Ecuación B.1, la razón de esto es que el detector trae integrado en su encapsulado tanto el sensor como un amplificador que acondiciona la señal, por lo tanto en la salida se presenta una señal de voltaje. De los datos de calibración proporcionados por el fabricante se conoce que la potencia equivalente de ruido (NEP) es de $5.4 \text{E-}10 \text{ W/Hz}^{1/2}$, esto permite medir niveles de radiación THz de hasta 50 nW .

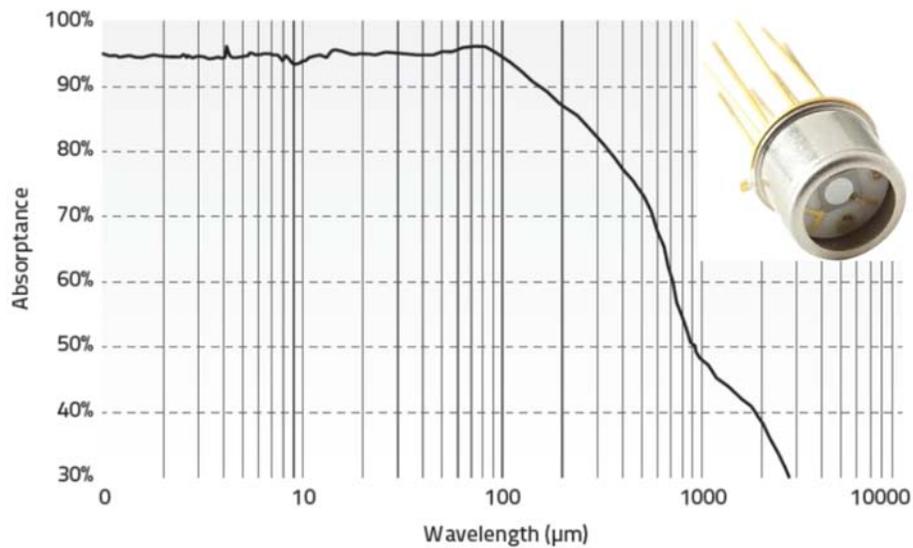


Figura B.1: Curva de absorptancia del sensor piroeléctrico QS2-THz-BL.

Parámetro	Valor	Condiciones
Responsividad	1.45E+5 V/W	$\lambda = 632.8 \text{ nm @ } 5 \text{ Hz}$
Voltaje de ruido	7.85E-5 V	1 Hz de ancho de banda @ 5 Hz
Potencia equivalente de ruido (NEP)	5.4E-10 W/Hz ^{1/2}	1 Hz de ancho de banda @ 5 Hz

Tabla B.1: Parámetros de calibración del sensor piroeléctrico QS2-THz-BL.

Apéndice C

Filtros para la banda THz

Con el avance de la ciencia y tecnología terahertz se ha podido realizar estudios de diversos materiales como los polímeros [21, 91, 92, 93] para conocer sus propiedades ópticas en este rango de frecuencias. Con esta información se pueden utilizar para realizar filtros para detectores como bolómetros, celdas Golay y piroeléctricos. Para el detector piroeléctrico utilizado en este trabajo se utilizó como filtros el Politetrafluoroetileno o teflón (PTFE), Polietileno de alta densidad (HDPE) y un filtro de infrarrojo cercano cuyo nombre comercial es BF-39.

En la Figura C.1 se puede observar los espectros de transmisión de PTFE y HDPE en el rango de 0 a 1000 μm [94]. Se observa como el PTFE tiene algunas ventanas de transmisión en el infrarrojo medio y cercano (Figura C.1 a), y tiene buena transmisión en el rango THz (Figura C.1 b). En la Figura C.1 c se observa que el HDPE tiene una muy baja transmisión en el infrarrojo medio y cercano, también presenta buena transmisión en el rango THz.

En la Figura C.2 se muestra el espectro de transmisión de un filtro comercial con número de parte BF-39 para el infrarrojo cercano, este filtro se utilizó para filtrar el láser infrarrojo. De las curvas de transmisión de las Figuras anteriores, en cada rango se toma un promedio idealizado para obtener las curvas que se presentan en la Figura C.3, esta Figura ayudará a conocer el efecto de combinar los tres materiales.

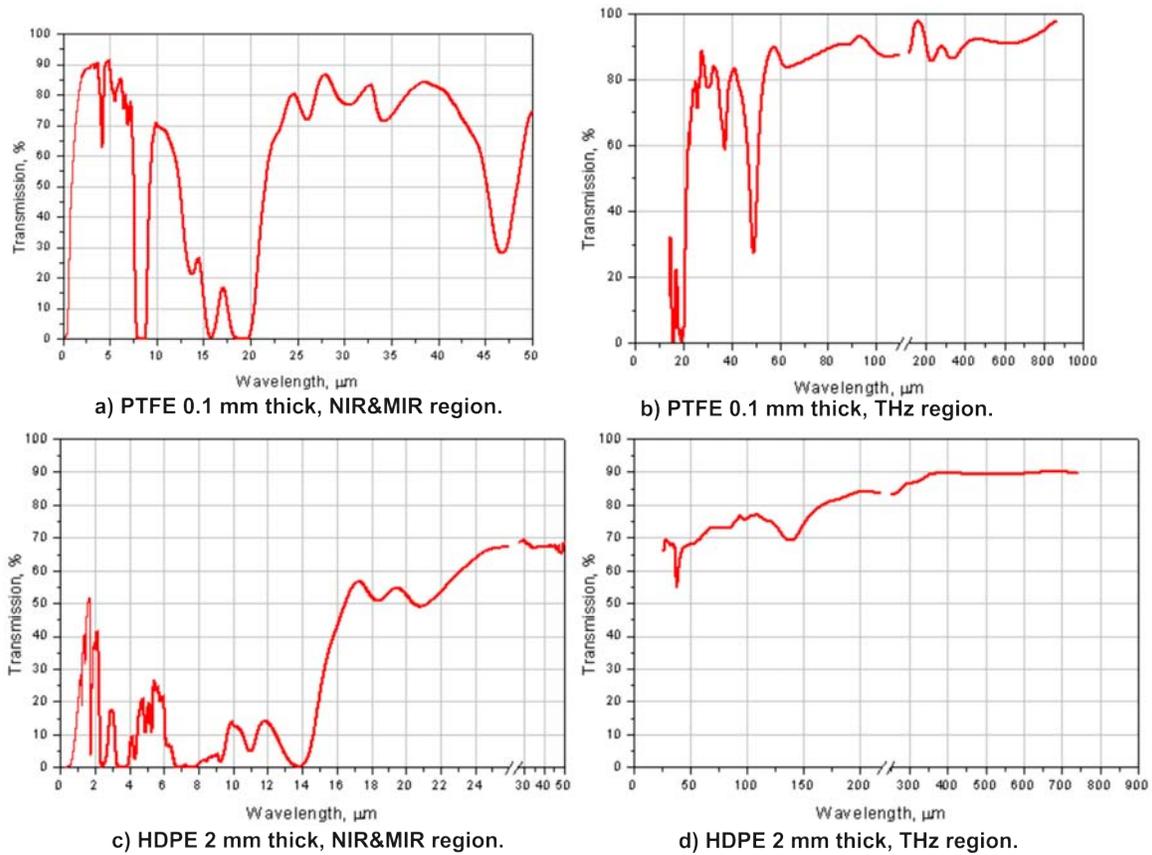


Figura C.1: a) Transmisión del teflón (PTFE) en el infrarrojo medio y cercano, b) Transmisión del teflón (PTFE) en la región THz. c) Polietileno de alta densidad (HDPE) en el infrarrojo medio y cercano, d) Polietileno de alta densidad (HDPE) en la región THz [94].

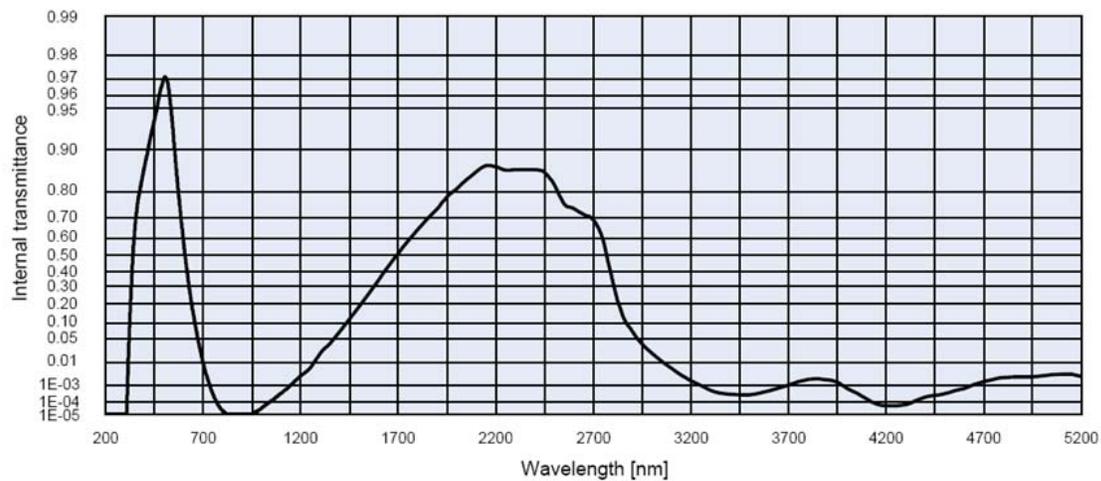


Figura C.2: Espectro de transmisión del filtro BF-39 para el infrarrojo cercano.

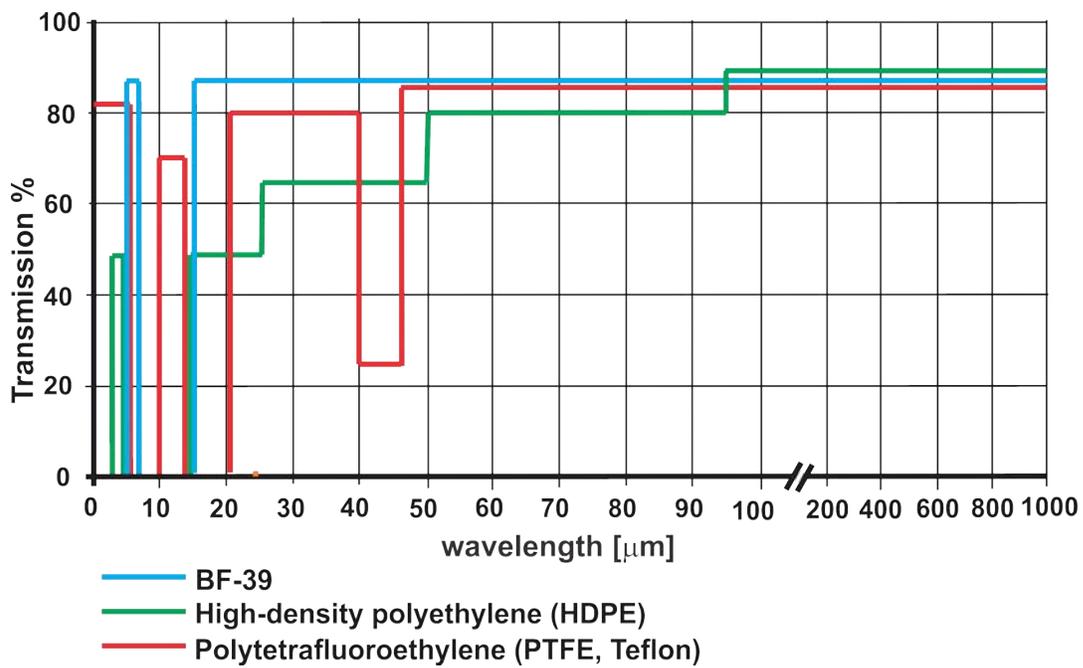


Figura C.3: Curvas de transmisión idealizada de 3 materiales diferentes, BF-39 (azul), polietileno de alta densidad (verde), teflón (rojo).

Apéndice D

Campo radiado por dos hilos conductores paralelos separados una distancia h

Se calcula el campo eléctrico en campo lejano debido a dos hilos conductores separados una distancia h como se muestra en la Figura D.1

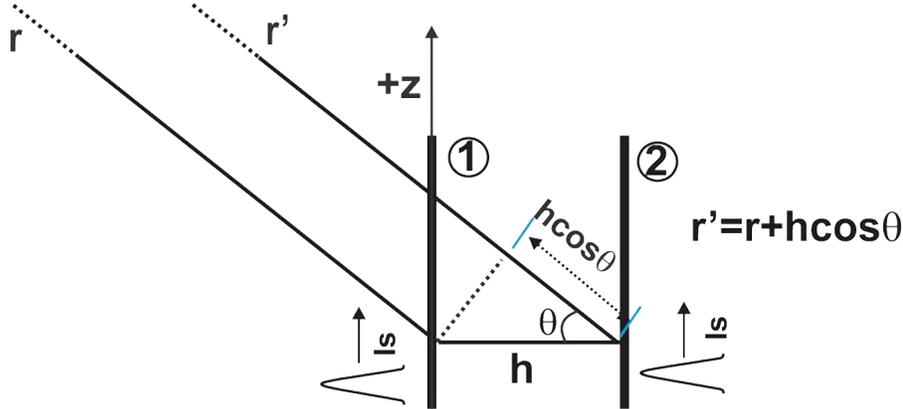


Figura D.1: Geometría para el cálculo del campo eléctrico en campo lejano.

Partiendo de la ecuación del campo eléctrico en campo lejado para un hilo de corriente dada en el libro de Collin [95], para el hilo de corriente 1 se tiene:

$$E = -ik_0 Z_0 \frac{e^{ik_0}}{4\pi r} \int_0^l [\hat{\mathbf{a}}_\theta \text{sen} \theta] I_0 \left(\frac{e^{ik_0 z'} + e^{-ik_0 z'}}{2} \right) e^{-ik_0 z' \cos \theta} dz', \quad (\text{D.1})$$

Donde Z_0 es la impedancia del espacio libre. Calculando la transformada inversa de Fourier.

$$\int_{-\infty}^{\infty} E_1(r, \omega) e^{-i\omega t} d\omega = -i \int_{-\infty}^{\infty} \frac{Z_0 e^{i\frac{\omega}{c} r}}{4\pi r} \int_0^l [\hat{\mathbf{a}}_\theta \text{sen} \theta] I(z', \omega) e^{-i\frac{\omega}{c} z' \cos \theta} dz' e^{-i\omega t} d\omega, \quad (\text{D.2})$$

$I(z', \omega)$ es la transformada de Fourier de la corriente $I(z', t)$ y está dado por:

$$I(z', \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} I_s(t' - \frac{z'}{c}) e^{i\omega t'} dt',$$

haciendo un cambio de variables

$$u = t' - \frac{z'}{c}$$

$$I(z', \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} I_s(u) e^{i\omega(u + \frac{z'}{c})}. \quad (\text{D.3})$$

Sustituyendo en D.2

$$\begin{aligned} & \int_{-\infty}^{\infty} E_1(r, \omega) e^{-i\omega t} d\omega = \\ & - \frac{Z_0 \hat{\mathbf{a}}_\theta \text{sen}\theta}{4\pi r} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^l i \frac{\omega}{c} I(u) e^{i\omega(u + \frac{z'}{c})} e^{-i \frac{\omega}{c} z' \cos\theta} e^{-i\omega t} e^{\frac{\omega}{c} r} dz' d\omega du \\ & = - \frac{Z_0 \hat{\mathbf{a}}_\theta \text{sen}\theta}{4\pi r} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^l i \frac{\omega}{c} I(u) e^{i \frac{\omega}{c} (1 - \cos\theta) z'} e^{i\omega(\frac{r}{c} + u - t)} dz' d\omega du \end{aligned}$$

Integrando en z'

$$\begin{aligned} & = - \frac{Z_0 \hat{\mathbf{a}}_\theta \text{sen}\theta}{4\pi r} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{I(u)}{1 - \cos\theta} \left(e^{i \frac{\omega}{c} (1 - \cos\theta) l} - 1 \right) e^{i\omega(\frac{r}{c} + u - t)} d\omega du \\ & = - \frac{Z_0 \hat{\mathbf{a}}_\theta \text{sen}\theta}{4\pi r (1 - \cos\theta)} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} I(u) \left[e^{i \frac{\omega}{c} (1 - \cos\theta) l} e^{i\omega(\frac{r}{c} + u - t)} - e^{i\omega(\frac{r}{c} + u - t)} \right] d\omega du \\ & = - \frac{Z_0 \hat{\mathbf{a}}_\theta \text{sen}\theta}{4\pi r (1 - \cos\theta)} \int_{-\infty}^{\infty} I(u) \left[\int_{-\infty}^{\infty} e^{i\omega((1 - \cos\theta)\frac{l}{c} + \frac{r}{c} + u - t)} d\omega - \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\omega(\frac{r}{c} + u - t)} d\omega \right] du \end{aligned}$$

Realizando la transformada de Fourier:

$$\begin{aligned} & = - \frac{Z_0 \hat{\mathbf{a}}_\theta \text{sen}\theta}{4\pi r (1 - \cos\theta)} \int_{-\infty}^{\infty} I(u) \left[\delta\left(\left(1 - \cos\theta\right)\frac{l}{c} + \frac{r}{c} + u - t\right) - \delta\left(\frac{r}{c} + u - t\right) \right] du \\ & = - \frac{Z_0 \hat{\mathbf{a}}_\theta \text{sen}\theta}{4\pi r (1 - \cos\theta)} \left[\int_{-\infty}^{\infty} I_s(u) \delta\left(\left(1 - \cos\theta\right)\frac{l}{c} + \frac{r}{c} + u - t\right) du - \int_{-\infty}^{\infty} I_s(u) \delta\left(\frac{r}{c} + u - t\right) du \right] \end{aligned}$$

Realizando las integrales en u :

$$= - \frac{Z_0 \hat{\mathbf{a}}_\theta \text{sen}\theta}{4\pi r (1 - \cos\theta)} \left[I_s\left(t - \frac{r}{c} - \left(1 - \cos\theta\right)\frac{l}{c}\right) - I_s\left(t - \frac{r}{c}\right) \right]$$

Finalmente:

$$E_1(r, t) = \frac{Z_0 \hat{\mathbf{a}}_\theta \text{sen} \theta}{4\pi r (1 - \cos \theta)} \left[I_s \left(t - \frac{r}{c} \right) - I_s \left(t - \frac{r}{c} - (1 - \cos \theta) \frac{l}{c} \right) \right]. \quad (\text{D.4})$$

Para el hilo de corriente 2, considerando r' de la Figura D.1:

$$\int_{-\infty}^{\infty} E_2(r, \omega) e^{-i\omega t} d\omega = -i \int_{-\infty}^{\infty} \frac{Z_0 e^{i\frac{\omega}{c} r'}}{4\pi r'} \int_0^l [\hat{\mathbf{a}}_\theta \text{sen} \theta] I(z', \omega) e^{-i\frac{\omega}{c} z' \cos \theta} dz' e^{-i\omega t} d\omega, \quad (\text{D.5})$$

La corriente es similar al caso 1:

$$I_s(z', \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} I_s(u) e^{i\omega(u + \frac{z'}{c})}. \quad (\text{D.6})$$

Sustituyendo $r' = r + h \cos \theta$ en la Ecuación D.5

$$\begin{aligned} & \int_{-\infty}^{\infty} E_2(r, \omega) e^{-i\omega t} d\omega = \\ & - \frac{Z_0 \hat{\mathbf{a}}_\theta \text{sen} \theta}{4\pi(r + h \cos \theta)} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^l i \frac{\omega}{c} I(u) e^{i\omega(u + \frac{z'}{c})} e^{-i\frac{\omega}{c} z' \cos \theta} e^{-i\omega t} e^{i\frac{\omega}{c}(r + h \cos \theta)} dz' d\omega du \\ & = - \frac{Z_0 \hat{\mathbf{a}}_\theta \text{sen} \theta}{4\pi(r + h \cos \theta)} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^l i \frac{\omega}{c} I(u) e^{i\frac{\omega}{c}(1 - \cos \theta)z'} e^{i\omega(\frac{r}{c} + u - t)} dz' d\omega du \\ & = - \frac{Z_0 \hat{\mathbf{a}}_\theta \text{sen} \theta}{4\pi(r + h \cos \theta)} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^l i \frac{\omega}{c} I(u) e^{i\frac{\omega}{c}(1 - \cos \theta)z'} e^{i\omega(\frac{r}{c} + \frac{h}{c} \cos \theta + u - t)} dz' d\omega du \end{aligned}$$

Integrando en z'

$$\begin{aligned} & = - \frac{Z_0 \hat{\mathbf{a}}_\theta \text{sen} \theta}{4\pi(r + h \cos \theta)} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{I_s(u)}{1 - \cos \theta} \left[e^{i\frac{\omega}{c}(1 - \cos \theta)l} - 1 \right] e^{i\omega(\frac{r}{c} + \frac{h}{c} \cos \theta + u - t)} d\omega du \\ & = - \frac{Z_0 \hat{\mathbf{a}}_\theta \text{sen} \theta}{4\pi(r + h \cos \theta)(1 - \cos \theta)} \int_{-\infty}^{\infty} I_s(u) \left[\int_{-\infty}^{\infty} e^{i\omega((1 - \cos \theta)\frac{l}{c} + \frac{1}{c}(r + h \cos \theta) + u - t)} d\omega \right. \\ & \quad \left. - \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\omega(\frac{r}{c} + \frac{h}{c} \cos \theta + u - t)} d\omega \right] du \end{aligned}$$

Haciendo la transformada inversa,

$$\begin{aligned} & = - \frac{Z_0 \hat{\mathbf{a}}_\theta \text{sen} \theta}{4\pi(r + h \cos \theta)(1 - \cos \theta)} \int_{-\infty}^{\infty} I_s(u) \left[\delta\left(\left(1 - \cos \theta\right)\frac{l}{c} + \frac{1}{c}(r + h \cos \theta) + u - t\right) \right. \\ & \quad \left. - \delta\left(\frac{1}{c}(r + h \cos \theta) + u - t\right) \right] du \end{aligned}$$

$$= -\frac{Z_0 \hat{\mathbf{a}}_\theta \text{sen} \theta}{4\pi(r + h \cos \theta)(1 - \cos \theta)} \left[\int_{-\infty}^{\infty} I_s(u) \delta\left((1 - \cos \theta) \frac{l}{c} + \frac{1}{c}(r + \cos \theta) + u - t\right) du \right. \\ \left. - \int_{-\infty}^{\infty} I_s(u) \delta\left(\frac{1}{c}(r + h \cos \theta) + u - t\right) du \right]$$

Resolviendo la integral en u,

$$= -\frac{Z_0 \hat{\mathbf{a}}_\theta \text{sen} \theta}{4\pi(r + h \cos \theta)(1 - \cos \theta)} \left[I_s \left(t - \frac{1}{c}(r + h \cos \theta) - (1 - \cos \theta) \frac{l}{c} \right) \right. \\ \left. - I_s \left(t - \left(\frac{1}{c} \right) (r + h \cos \theta) \right) \right]$$

Y finalmente, el campo eléctrico en campo lejano debido al hilo de corriente 2 es:

$$E_2(r, t) = \frac{Z_0 \hat{\mathbf{a}}_\theta \text{sen} \theta}{4\pi(r + h \cos \theta)(1 - \cos \theta)} \left[I_s \left(t - \left(\frac{1}{c} \right) (r + h \cos \theta) \right) \right. \\ \left. - I_s \left(t - \frac{1}{c}(r + h \cos \theta) - (1 - \cos \theta) \frac{l}{c} \right) \right]. \quad (\text{D.7})$$

El campo total en zona lejana debido a los hilos hilos de corriente 1 y 2, Ecuaciones D.4 y D.7 es:

$$E_T(r, t) = E_1(r, t) + E_2(r, t) = \frac{Z_0 \hat{\mathbf{a}}_\theta \text{sen} \theta}{4\pi r(1 - \cos \theta)} \left[I_s \left(t - \frac{r}{c} \right) - I_s \left(t - \frac{r}{c} - (1 - \cos \theta) \frac{l}{c} \right) \right] \\ + \frac{Z_0 \hat{\mathbf{a}}_\theta \text{sen} \theta}{4\pi(r + h \cos \theta)(1 - \cos \theta)} \left[I_s \left(t - \left(\frac{1}{c} \right) (r + h \cos \theta) \right) \right. \\ \left. - I_s \left(t - \frac{1}{c}(r + h \cos \theta) - (1 - \cos \theta) \frac{l}{c} \right) \right]. \quad (\text{D.8})$$

El pulso en el sustrato de los emisores fotoconductorivos va a tener una velocidad menor a c , por lo tanto se debe considerar una velocidad efectiva v_{ef} que tome en cuenta el efecto del dieléctrico, la cual se agrega a las Ecuaciones D.3 y D.6 en lugar de c . El procedimiento para resolver las ecuaciones con esta velocidad v_{ef} es el mismo que se ha seguido y la ecuación de E_t es:

$$E_T(r, t) = \frac{Z_0 v_{ef} \hat{\mathbf{a}}_\theta \text{sen} \theta}{4\pi r(c - v_{ef} \cos \theta)} \left[I_s \left(t - \frac{r}{c} \right) - I_s \left(t - \frac{r}{c} - \left(\frac{1}{v_{ef}} - \frac{\cos \theta}{c} \right) \frac{l}{c} \right) \right] \\ + \frac{Z_0 v_{ef} \hat{\mathbf{a}}_\theta \text{sen} \theta}{4\pi(r + h \cos \theta)(c - v_{ef} \cos \theta)} \left[I_s \left(t - \left(\frac{1}{c} \right) (r + h \cos \theta) \right) \right. \\ \left. - I_s \left(t - \frac{1}{c}(r + h \cos \theta) - \left(\frac{1}{v_{ef}} - \frac{\cos \theta}{c} \right) l \right) \right]. \quad (\text{D.9})$$

Apéndice E

Artículo

En este apéndice se presenta el artículo de investigación publicado con los resultados obtenidos en este trabajo de tesis. El artículo fue sometido en marzo de 2015 y aceptado en junio de 2015 en la revista *Journal of Infrared, Millimeter and Terahertz Waves*.

Focus and Alignment Tolerance in a Photoconductive Terahertz Source

Gaudencio Paz-Martínez¹ · Jesus Garduño-Mejía¹ ·
Oleg V. Kolokoltsev¹ · Carlos G. Treviño-Palacios² ·
Naser Qureshi¹

Received: 30 March 2015 / Accepted: 24 June 2015 /
Published online: 9 July 2015
© Springer Science+Business Media New York 2015

Abstract Robust coupling between a pulsed laser beam and a photoelectric circuit is an important issue in the development of miniaturized, integrated, and embedded terahertz instrumentation. Here, we present a study of the effect of varying the focus and alignment parameters of an excitation laser pulse on the emission characteristics of a standard Hertzian-dipole type terahertz photoelectric source. The objective is to quantify the tolerance of a terahertz time-domain spectroscopy system, and we study the variation of peak amplitude, waveform, phase, and energy distribution as a function of excitation position and defocus. We find that a terahertz source can be made relatively tolerant to variations in focus, alignment, and details of the geometry of the photoelectric system, providing a window for a more robust field operation.

Keywords Photoconductive switch · Terahertz imaging · Terahertz source · Terahertz spectroscopy

1 Introduction

Spectroscopy and microscopy in the terahertz (THz) range of the electromagnetic spectrum has a great variety of applications in diverse areas of industry, science, and technology [1–6]. This has been possible in large part due to advances in the generation of THz waves, and the photoconductive switch has enjoyed widespread use in terahertz time-domain spectroscopy (THz-TDS) [1]. In current applications of terahertz spectroscopy and microscopy, robust

✉ Naser Qureshi
naser.qureshi@ccadet.unam.mx

¹ Centro de Ciencias Aplicadas y Desarrollo Tecnológico (CCADET), Universidad Nacional Autónoma de México, Mexico, Distrito Federal, Mexico

² Instituto Nacional de Astrofísica, Óptica y Electrónica, (INAOE), Tonantzintla, Puebla, Mexico

integration of optics and terahertz circuitry has taken on an important role, especially in the development of compact THz-TDS instruments [7] for field work or for embedded sensors where manual alignment and maintenance is not an option.

Starting with Auston et al.'s work [8], numerous advances in terahertz generation using the photoconductive antenna method resulted from optimizing antenna structures [9]. For example, the use of sharp electrodes to create electric field singularities [10] or more complex systems such as plasmonic contact electrodes for increasing the quantum efficiency [11] has been used to increase power output. The details of the location of illumination have also been shown to affect radiation properties [12] but have received somewhat less attention. It has been shown, for example, that in addition to antenna structure, the exact illumination position [13, 14] and form [15] affect the resultant terahertz wave. One reason for this is the space-charge screening effect [16, 17], and it has been shown that a suitable illumination spot shape, for example, an elliptical spot [18], can significantly mitigate screening and improve the emission spectrum and power.

In this work, we seek to contribute to a clearer understanding of the effect of small changes in the laser excitation and map out in detail the effect of illumination position and spot size in a systematic way. Here, we use a standard illumination scheme where a laser beam is focused to a circular spot. We scan the complete H-shaped structure of a standard photoelectric terahertz source with a pulsed laser spot, in a setup similar an LTEM microscope [19] but using the emitter itself as a sample, and at each point record the terahertz electric field in the time domain using a photoelectric antenna structure as detector. An analysis of the peak amplitude, time evolution of the wave, and energy distribution is performed in selected regions of H-shaped structure. We scan the laser spot in focus and then defocus the spot in a controlled manner and look at the effect on the THz radiation parameters. We map out the regions of maximum emission efficiency and find regions where the emission characteristics are relatively insensitive to variations in the laser excitation parameters, providing a set of parameters for relatively robust operation in non-ideal operational conditions.

2 Experimental

The experimental setup is shown in Fig. 1. A mode locked Ti:sapphire laser with 150 femtosecond pulse width was used to excite a photoelectric switch at a wavelength of 800 nm and a 76 MHz repetition rate. The laser was focused using an aspheric lens that achieves a 5- μm spot size when in focus. The emitter was a 20- μm -long gold dipole patterned on low temperature gallium arsenide (LT-GaAs, manufactured by Menlo Systems), and an identical structure was used as detector in a standard time-domain spectroscopy (THz-TDS) configuration [1]. Spherical silicon lenses were attached at the emitter to partially collimate [20] the terahertz radiation and at the detector to capture the radiation. The detector was placed a few millimeters from the emitter.

The experiment was carried out by scanning the emitter antenna structure in two dimensions, while the excitation laser spot was fixed in the same position. Two types of scans were performed: one fast and the other slow. In the first case, only the peak amplitude of the emitted THz pulse was measured in order to form a peak intensity map as a function of excitation position on the antenna. In the second case, the entire shape of THz pulse was obtained in the time domain at each pixel by scanning the delay between the THz source excitation pulse and the detection pulse. For the case of the fast scan, each pixel was set at 2.5 μm and the scan area

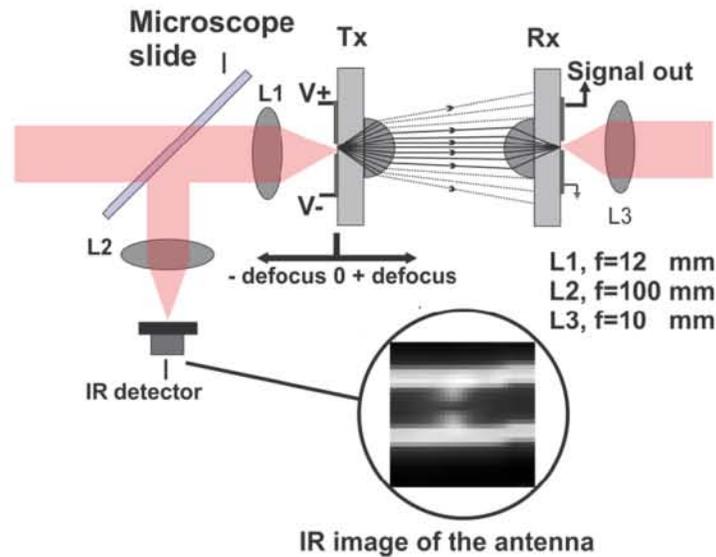


Fig. 1 Experimental setup. An LT-GaAs photoelectric terahertz source is spatially scanned in three dimensions as the emitted THz radiation is detected in a standard time-domain spectroscopy setup

was $80 \times 80 \mu\text{m}$. Scans were performed when the laser was in focus, and then the antenna was moved forward and backward from its focus position in order to vary the spot size. For the case of the slow scan, the scan area was identical but each step in the scan (or pixel size) was set to $7.5 \mu\text{m}$ in order to keep data acquisition times within reasonable limits. The excitation laser power was maintained at 9 mw.

A microscope slide was used to sample some of the light reflected from the photoconductive emitter during the scan, and this light was focused onto a silicon photodiode (Fig. 1). In this way, a simultaneous optical reflectivity image of the antenna was obtained, allowing us to correlate the terahertz emission map with the physical structure of the antenna.

3 Results

Firstly, we quantify the defocus tolerance. Figure 2 shows the peak amplitude of the terahertz pulse versus defocus distance. The minimum spot size was $5 \mu\text{m}$, and the Rayleigh length for the optical lens was $98 \mu\text{m}$. The most useful observation here is that there is a range of about $250 \mu\text{m}$, more than two Rayleigh lengths, in which the output power of the terahertz emitter is almost flat. After a defocus of 3 Rayleigh lengths, the maximum of THz signal has drop to half.

Next, we quantify the defocus tolerance and include the effect of changing the center position of the excitation spot in the plane of the emitter. Figure 3 shows series maps of THz peak amplitude as a function of excitation position in two dimensions, each taken at a different defocus distance. For clarity, the position of H-shaped antenna is drawn over the map. When the laser is in focus, the largest THz signal is found when the antenna structure is excited near the dipole gap, as is well known. However, there is still a significant terahertz emission when the structure is illuminated between transmission lines, far from the dipole. Interestingly, there is a signal, albeit smaller, when the structure is illuminated *above* or *below* the transmission lines. This is likely related to carrier injection [21] and the short distance between transmission lines. Effectively, there is a large region, of the order of $50 \mu\text{m}$, even with a small spot size of

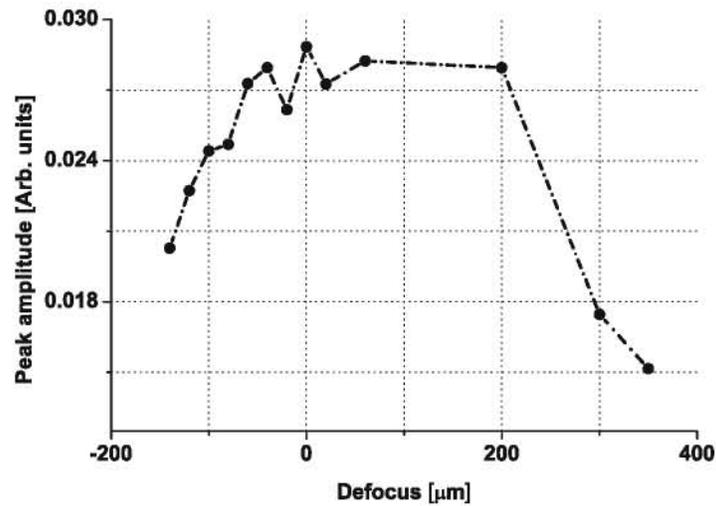


Fig. 2 Peak amplitude of the terahertz pulse as a function of defocus in the optimal excitation spot. The spot size is $5 \mu\text{m}$ and the Rayleigh length is $98 \mu\text{m}$

$5 \mu\text{m}$, over which the structure can be illuminated and produces a readily measureable THz signal. When the spot is defocused up to about $200 \mu\text{m}$ (2 Raleigh lengths), significant THz emission is achieved over a larger area close to the dipole gap, as one would expect. At defocus distances above $200 \mu\text{m}$, THz radiation is generated by illuminating over a much greater area, and we observe a peculiar lobe structure in the distribution. This can be understood as a convolution of the diffracted optical beam (which has a ring structure) with the antenna shape. We do not see a sharp increase in emission at the very edges of the dipole, which indicates that the trap enhancement effect near the anode [21, 22] is not important.

The effect of illumination position on the THz spectrum was also quantified. Figure 4 shows time-resolved measurements of the THz wave at selected points on the antenna structure when the excitation spot is optimally focused. In each row, the color line indicates the exact

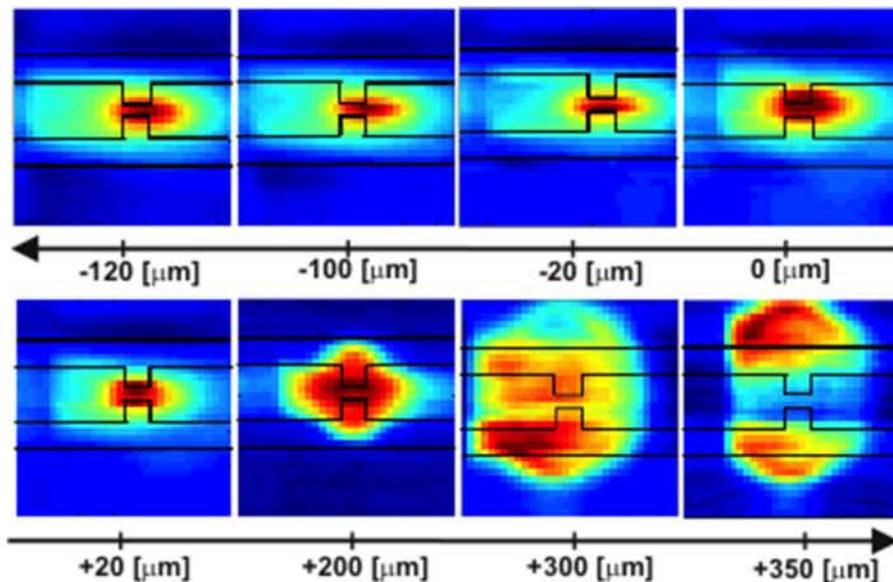


Fig. 3 Normalized map of the distribution of peak THz amplitude along the H-shaped structure for selected distances of defocus in the optical excitation, in a range of about five Raleigh lengths. Red indicates high amplitude and blue indicates low amplitude

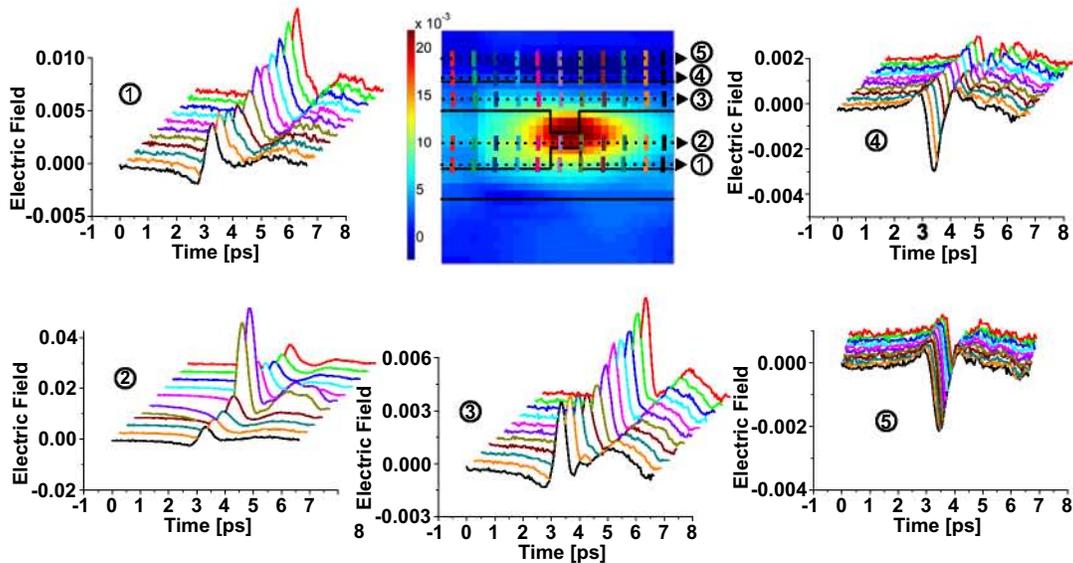


Fig. 4 Time-resolved electric field measurements of the THz wave when the emitter is illuminated at selected points with the laser in focus. *Curves* have been offset for clarity. The actual time value of the peak electric field does not change with position, and the electric field scale is arbitrary but comparable directly with Figs. 5 and 6

place where the center of the laser spot hits the emitter, starting from the left with red on the left to black on the right of the scan area. When the defocus is 0, line 2 passing through the center of the gap is found to contain the pulse with maximum amplitude, corresponding to THz emission in the center of the gap. This is the optimal excitation condition. Far from the gap, the peak amplitude drops significantly, but the form of the wave in the time domain does not change drastically. There is, therefore, a significant range of tolerance in the exact point at which the antenna is illuminated in which the THz wave is virtually unchanged. This is a non-trivial observation, in that we can change the point of illumination without changing the effective shape of the antenna. The data indicate that the emission spectrum is not strongly dependent on whether we illuminate the dipole or simply illuminate between two transmission lines.

Interestingly, when we illuminate outside of the transmission line area (i.e., above the H-shape), the phase of the THz wave changes abruptly by 180° as seen in lines 4 and 5, but the amplitude of this signal is small compared to the amplitude generated at the dipole center. This can be understood as a change in the direction of the bias electric field surrounding the transmission line structure. The contribution of this effect to the overall emission is small.

It is instructive to repeat this exercise at $200 \mu\text{m}$ of defocus (2 Rayleigh lengths), when the peak emitted power is still flat as a function of defocus. The result is shown in Fig. 5: the pulse shape is very similar to that in Fig. 4, and we see the same general behavior at different illumination points. However, the peak amplitude of the pulses begins to have a more uniform distribution near the gap compared to the focused case. In other words, we observe that the general shape of the THz wave does not change significantly with two Rayleigh lengths of defocus.

In a more extreme case of defocus, shown in Fig. 6, we see the result for a defocusing distance of $300 \mu\text{m}$ (3 Rayleigh lengths). The THz signal characteristics become very insensitive to the illumination position over a large area, the amplitude of electric field decreases almost four times compared to the maximum value when the laser is in focus

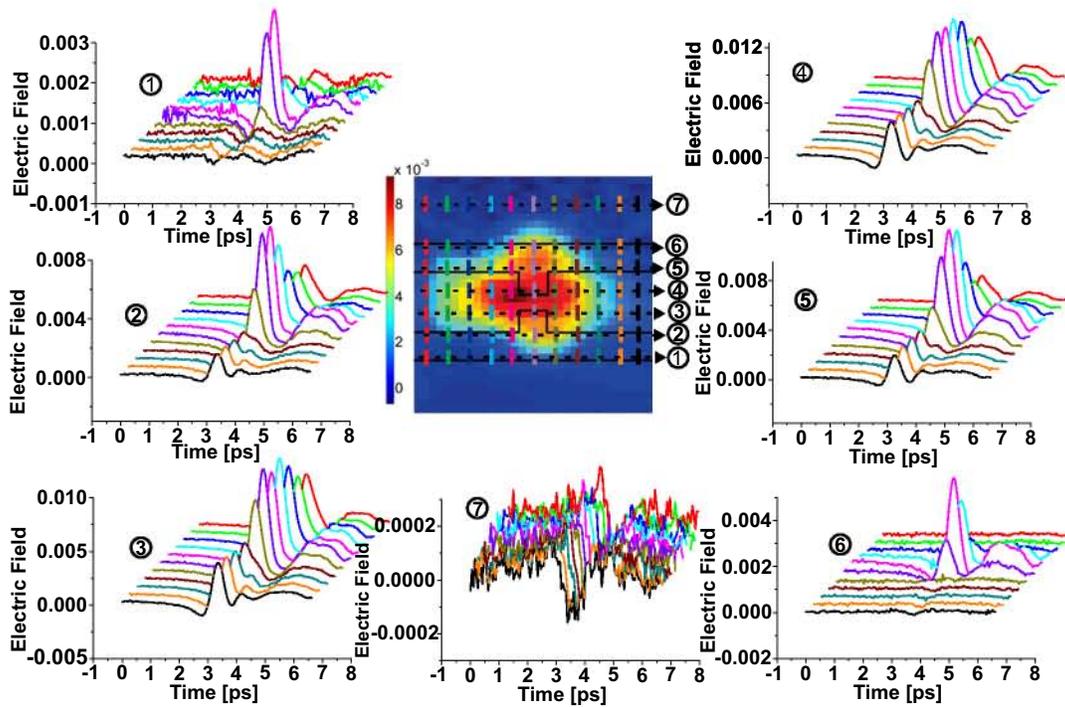


Fig. 5 Time-resolved electric field measurements of the THz wave when the emitter is illuminated at selected points with 200 μm of defocus

(consistent with Fig. 1), and the phase change effect in Fig. 4 disappears. The important point here is that with such an extreme defocus, we gain tolerance in the THz wave form and lose output power (as one would intuitively expect).

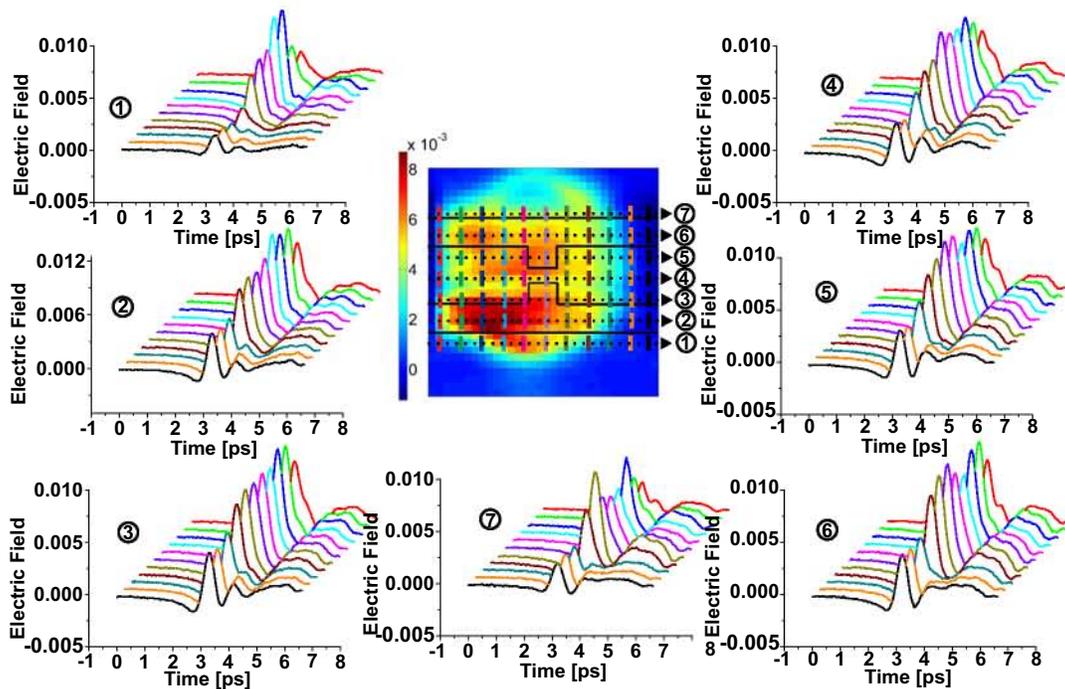


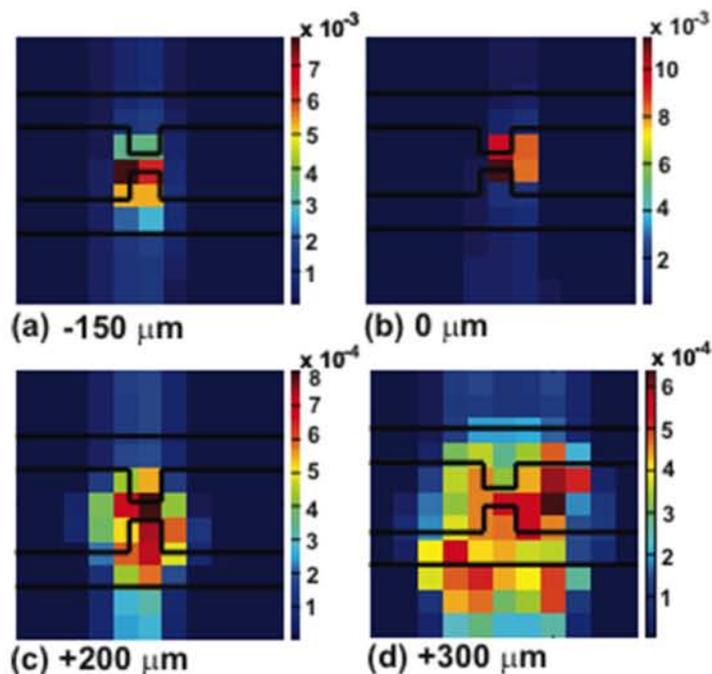
Fig. 6 Time-resolved electric field measurements of the THz wave when the emitter is illuminated at selected points with 300 μm of defocus

To quantify the efficiency of the THz emitter, Fig. 7 shows a map of energy distribution. Here, each pixel is $7.5 \mu\text{m}$ and each image covers an $80 \times 80 \mu\text{m}$ area and the total energy was calculated using the Parseval's theorem. It is interesting to note that the efficiency of THz generation suffers very little change when the system has a defocus of 1.5 Rayleigh lengths (Fig. 7a, b). At 2 to 3 Rayleigh lengths of defocus, the efficiency falls by a factor of 10 (Fig. 7c, d), and the energy is distributed in a region that covers the transmission lines and the dipole (Fig. 7d). This is an interesting result because it indicates that terahertz radiation may be generated in several regions of an antenna structure and these signals contribute to the total THz signal radiated into free space. The signal at 180° out of phase that is observed in Fig. 4, on top of H-shape (anode), is not a problem because it is a very small signal and its effect is small.

4 Conclusions

We have mapped the effect of defocusing and varying the illumination position on a standard LT-GaAs photoelectric terahertz source. We find a region of about 2 Rayleigh lengths of defocus where the system is relatively tolerant to defocusing the illumination beam, and there is little change in the peak power when illuminated at the center of the emission dipole. The exact illumination position has an observable but relatively small effect on the details of the emission spectrum, revealing a surprising insensitivity to the effective shape of the emitter. At 3 Rayleigh lengths of defocus, the efficiency of generation falls an order of magnitude, the peak amplitude a factor of approximately four and this changes very little when the center position of the illumination beam is scanned over an area of $80 \mu\text{m}$. At 1.53 Rayleigh lengths of defocus, the emitted terahertz radiation has similar parameters to the focused case, and a good tolerance to defocus. These parameters can be used to reduce the cost of a TDS system: instead of using a costly linear stage for fine focusing, a cheaper linear stage can be used.

Fig. 7 Energy distribution of the emitted radiation as a function of excitation position. The energy scale is arbitrary but are the same for maps (a–d) which correspond to defocus distances from -150 to $300 \mu\text{m}$



Acknowledgments This work was supported by grants PAPIIT IN104513 and IG100615 from Universidad Nacional Autónoma de México.

References

1. P. Uhd Jepsen, D. G. Cooke and M. Koch, “Terahertz spectroscopy and imaging – Modern techniques and applications”, *Laser Photonics Rev.* 5, No. 1, 124–166 (2011).
2. D. Grischkowsky, S. Keiding, M. Van Exter, and Ch. Fattinger, “Far-infrared time-domain spectroscopy with terahertz beams of dielectrics and semiconductors”, *J. Opt. Soc. Am. B* 7, 2006–2015 (1990).
3. W. L. Chan, J. Deibel, D. M. Mittleman, “Imaging with terahertz radiation”, *Rep. Prog. Phys.* **70** 1325–1379, (2007).
4. K. Ishihara, K. Ohashi, T. Ikari, et al., “Terahertz-wave near-field imaging with subwavelength resolution using surface-wave-assisted bow-tie aperture”, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 89, 201120, (2006).
5. R. Kersting, et al., “Terahertz near-field microscopy”, *Advances in Solid State Physics*, R. Haug, Editor. 2008, Springer-Verlag Berlin: Berlin. p. 203–222
6. A. J. Huber, F. Keilmann, J. Wittborn, J. Aizpurua, and R. Hillenbrand, “Terahertz Near-Field Nanoscopy of Mobile Carriers in Single Semiconductor Nanodevices”, *Nano Letters* 8 (11), 3766–3770 (2008).
7. N. Vieweg, F. Rettich, A. Deninger, H. Roehle, R. Dietz, T. Göbel, M. Schell, “Terahertz-time domain spectrometer with 90 dB peak dynamic range”, *J Infrared Milli Terahz Waves* 35:823–832 (2014).
8. D. H. Auston, K. P. Cheung, P. R. Smith, “Picosecond photoconducting Hertzian Dipoles”, *Appl. Phys. Lett.* **45**, 284 (1984).
9. Fumiaki Miyamaru, Yu Saito, Kohji Yamamoto, Takashi Furuya, Seizi Nishizawa, and Masahiko Tani, “Dependence of emission of terahertz radiation on geometrical parameters of dipole photoconductive antennas”, *Appl. Phys. Lett.* 96, 211104 (2010).
10. Y. Cai, I. Brener, J. Lopata, J. Wynn, L. Pfeiffer, J. Federici, “Design and performance of singular electric field terahertz photoconducting antennas”, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 71, No. 15, pp. 2076–2078 (1997).
11. C. W. Berry, N. Wang, M. R. Hashemi, M. Unlu, and M. Jarrahi, “Significant performance enhancement in photoconductive terahertz optoelectronics by incorporating plasmonic contact electrodes”, *Nature Communications* 4, 1622, (2013).
12. N. Khiabani, Y. Huang, and Yao-chun Shen, “Discussions on the main parameters of THz photoconductive antennas as emitters”, *Proceedings of the 5th European Conference on Antennas and Propagation*, (2011).
13. Ian S. Gregory, Colin Baker, William R. Tribe, Ian V. Bradley, Michael J. Evans, Edmund H. Linfield, A. Giles Davies, and Mohamed Missous, “Optimization of Photomixers and Antennas for Continuous-Wave Terahertz Emission”, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 41, 717, (2005).
14. M. Tani, S. Matsuura, K. Sakai, and S. Nakashima, “Emission characteristics of photoconductive antennas based on low-temperature-grown GaAs and semi-insulating GaAs”, *Appl. Opt.* 36, 7853–7859 (1997).
15. J. H. Kim, A. Polley, S. E. Ralph, “Efficient photoconductive terahertz source using line excitation”, *Opt. Lett.*, 30, 2490 (2005).
16. 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, 2424 (1996).
17. Z. Piao, M. Tani and K. Sakai, “Carrier dynamics and terahertz radiation in photoconductive antennas”, *Jpn. J. Appl. Phys.* Vol. 39 (2000) pp. 96–100.
18. D. S. Kim, D. S. Citrin, “Enhancement of terahertz radiation from photoconductors by elliptically focused excitation”, *Appl. Phys. Lett.*, 87, 061108, (2005).
19. H. Murakami, N. Uchida, R. Inoue, S. Kim, T. Kiwa and M. Tonouchi, “Laser Terahertz Emission Microscope”, *Proceedings of the IEEE* 12, 1646 (2007).
20. J. Van Rudd and D. M. Mittleman, “Influence of substrate-lens design in terahertz time-domain spectroscopy”, *J. Opt. Soc. Am. B*, 19 (2), 319 (2002).
21. S. E. Ralph, D. Grischkowsky, “Trap-enhanced electric fields in semi-insulator: The role of electrical and optical carrier injection”, *Appl. Phys. Lett.*, 59, 1972 (1991).
22. I. Brener, D. Cykaar, A. Frommer, L. N. Pfeiffer, J. Lopata, J. Wynn, K. West, and M.C. Nuss, “Terahertz emission from electric field singularities in biased semiconductors”, *Optics Letters*, 21, 1924 (1996)

Bibliografía

- [1] X. C. Zhang and J. Xu. *Introduction to THz waves Photonics*. Springer, 2010.
- [2] D. Grischkowsky, S. Keiding, M. Van Exter, and Ch. Fattinger. Far-infrared time-domain spectroscopy with terahertz beams of dielectrics and semiconductors. *J. Opt. Soc. Am. B* 7, 2006-2015, 1990.
- [3] K. Ishihara, K. Ohashi, and et al. T. Ikari. Terahertz-wave near-field imaging with subwavelength resolution using surface-wave-assisted bow-tie aperture. *Appl. Phys. Lett.*, vol. 89, 201120, 2006.
- [4] W. L. Chan, J. Deibel, and D. M. Mittleman. Imaging with terahertz radiation. *Rep. Prog. Phys.* 70 1325-1379., 2007.
- [5] R. Kersting, F. F. F. Buergens, G. Acuna, and G. C. Cho. Terahertz near-field microscopy. *Adv. in Solid State Phys.* 47, 203-222, 2008.
- [6] A. J. Huber, F. Keilmann, J. Wittborn, J. Aizpurua, and R. Hillenbrand. Terahertz near-field nanoscopy of mobile carriers in single semiconductor nanodevices. *Nano Letters* 8 (11), 3766-3770, 2008.
- [7] P. Uhd Jepsen, D. G. Cooke, and M. Koch. Terahertz spectroscopy and imaging – modern techniques and applications. *Laser Photonics Rev.* 5, No. 1, 124-166, 2011.
- [8] G. Carelli, D. Pereira, and F. Strumia. Heterodyne frequency measurements of FIR laser lines around 1.2 and 1.6 thz. *IEEE J. Quantum Electron.* 31, 144, 1995.
- [9] A. S. Pine, R. D. Suenram, E. R. Brown, and K. A. McIntosh. A terahertz photomixing spectrometer: Application to *so2* self broadening. *J. Mol. Spectrosc.* 175, 37, 1996.
- [10] D. M. Mittleman, R. H. Suenram, E. R. Brown, and K. A. McIntosh. Gas sensing using terahertz time-domain spectroscopy. *Appl. Phys. B* 67,379, 1998.
- [11] B. M. Fischer, H. Helm, and P. U. Jepsen. T-ray spectroscopy of biomolecules: from chemical recognition toward biochip analysis—horizons and hurdles. *Proc. SPIE* 6038, 603809 (2006), 2006.
- [12] B.M. Fischer, M. Franz, and Abbott. Thz spectroscopy as a versatile tool for investigating crystalline structures. *31st IRMMW-THz*, pp. 362, 2006.

- [13] E. Castro-Camus, M. Palomar, and A. A. Covarrubias. Leaf water dynamics of arabidopsis thaliana monitored in-vivo using terahertz time-domain spectroscopy. *Sci R.*, 3:1-5., 2013.
- [14] R. Gente and M. Koch. Monitoring leaf water content with thz and sub-thz waves. *Plant Methods*, 11:15, 2015.
- [15] I. V. Titova, A. K. Ayesheshim, A. Golubov, R. Rodriguez-Juarez, R. Woycicki, F. A. Hegmann, and O. Kovalchuk. Intense thz pulses down-regulate genes associated with skin cancer and psoriasis: a new therapeutic avenue? *Nature, Sci. Rep.* 3, 2363, 2013.
- [16] A. N. Bogomazova, E. M. Vassina, T. N. Goryachkovskaya, V. m. Popik, A. S. Sokolov, N. A. Kolchanov, M. A. Lagarkova, S. L. Kiselev, and S. E. Peltek. No DNA damage response and negligible genome-wide transcriptional changes in human embryonic stem cells exposed to terahertz radiation. *Nature, Sci. Rep.* 5, 7749, 2015.
- [17] H.-B. Liu, H. Zhong, N. Karpowicz, Y. Chen, and X.-C. Zhang. Terahertz spectroscopy and imaging for defense and security applications. *Proc. IEEE* 95, No.8, 1514, 2007.
- [18] D. Clery. Terahertz on a chip. *Science*, vol. 297, p.763, 2002.
- [19] T. Izumi, K. Kohno, S. Martín, and et al. Submillimeter alma observations of the dense gas in the low-luminosity type-1 active nucleus of ngc 1097. *Astron.Soc. Jap*, 2013.
- [20] K. I. Öberg, V. V. Guzmán, K. Furuya, C. Qi, Y. Aikawa, S. M. Andrews, R. Loomis, and D. J. Wilner. The comet-like composition of a protoplanetary disk as revealed by complex cyanides. *Nature* 520, 198-201, 2015.
- [21] Y. S. Jin, G. J. Kim, and S. G. Jeon. Terahertz dielectric properties of polymers. *Journal of the Korean Physical Society*, Vol. 49, No. 2, 2006.
- [22] V. Beltrán, J. Flores, and J. Jiménez. Continuous-wave far-infrared laser. *Instrumentation and Development* Vol. 3, No. 8, 1997.
- [23] J. Flores-Mijangos and V. Beltrán-Lopez. Far-infrared laser measurement of the refractive index of polypropylene. *APPLIED OPTICS* Vol. 42, No. 3, 2003.
- [24] D. H. Auston, K. P. Cheung, and P. R. Smith. Picosecond photoconducting hertzian dipoles. *Appl. Phys. Lett.* 45, 284, 1984.
- [25] K. Sakai. *Terahertz Optoelectronics*. Springer, Topics in Applied Physics Vol. 97, 2005.
- [26] N. Vieweg, F. Rettich, A. Deninger, H. Roehle, R. Dietz, T. Göbel, and M. Schell. Terahertz-time domain spectrometer with 90 db peak dynamic range. *J Infrared Milli Terahz Waves* 35:823-832, 2014.

- [27] A. Y. Cho. How molecular beam epitaxy (mbe) began and its projection into the future. *Journal of Crystal Growth*, 201/202, 1999.
- [28] S. Kasap and P. Capper (Eds.). *Handbook of Electronic and Photonic Materials*. Springer, 2006.
- [29] S. Vijarnwannaluk. *Optical studies of GaAs:C grown at low temperature and of localized vibrations in normal GaAs:C*. PhD thesis, Virginia Polytechnic Institute and State University, 2002.
- [30] Ian S. Gregory, Colin Baker, William R. Tribe, Ian V. Bradley, Michael J. Evans, Edmund H. Linfield, A. Giles Davies, and Mohamed Missous. Optimization of photomixers and antennas for continuous-wave terahertz emission. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 41, 717, 2005.
- [31] E. R. Brown, F. W. Smith, and K. A. McIntosh. Coherent millimeter-wave generation by heterodyne conversion in low-temperature-grown gaas photoconductors. *J. Appl. Phys.* 73 (3), 1993.
- [32] K. A. McIntosh, E. R. Brown, K. B. Nichols, O. B. McMahon, W. F. DiNatale, and T. M. Lyszczarz. Terahertz photomixing with diode lasers in low-temperature-grown gaas. *Appl. Phys. Lett.* 67 (26), 1995.
- [33] A. W. Jackson, J. P. Ibbetson, A. C. Gossard, and U. K. Mishra. Reduced thermal conductivity in low-temperature-grown gaas. *Appl. Phys. Lett.* 74, 16, 1999.
- [34] M. Marso, M. Mikulics, R. Adam, S. Wu, X. Zheng, I. Camara, F. Siebe, A. Förster, R. Güsten, P. Kordos, and R. Sobolewski. Ultrafast phenomena in freestanding lt-gaas devices. *Acta Physica Polonica A*, Vol. 107, No. 1, 2005.
- [35] K. Ma, R. Urata, D. A. B. Miller, and J. S. Harris. Low-temperature growth of gaas on si used for ultrafast photoconductive switches. *IEEE J. Quantum Electron.* 40, 6, 2004.
- [36] G. S. Smith. Teaching antenna radiation from a time-domain perspective. *Am. J. Phys.* Vol. 69, No. 3, 2001.
- [37] Z. Piao, M. Tani, and K. Sakai. Carrier dynamics and terahertz radiation in photoconductive antennas. *Jpn. J. Appl. Phys.* Vol. 39, pp. 96-100, 2000.
- [38] 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, 2424, 1996.
- [39] K. Ezdi. *Analysis and Simulation of Photoconductive Terahertz Antennas*. PhD thesis, Von der Fakultät für Elektrotechnik, Informationstechnik, Physik der Technischen Universität Carolo-Wilhelmina zu Braunschweig, 2010.
- [40] K. Ezdi, B. Heinen, C. Jördens, N. Vieweg, N. Krumbholz, R. Wilk, M. Mikulics, and M. Koch. A hybrid time-domain model for pulsed terahertz dipole antennas. *J. Eur. Opt. Soc. Rapid. Publ.* 4, 09001, 2009.

- [41] C. W. Berry, N. Wang, M. R. Hashemi, M. Unlu, and M. Jarrahi. Significant performance enhancement in photoconductive terahertz optoelectronics by incorporating plasmonic contact electrodes. *Nature Communications* 4, 1622, 2013.
- [42] D. Krökel, D. Grischkowsky, and M. B. Ketchen. Subpicosecond electrical pulse generation using photoconductive switches with long carrier lifetimes. *Appl. Phys. Lett.* 54 (11), 1989.
- [43] I. Brener, D. Cykaar, A. Frommer, L. N. Pfeiffer, J. Lopata, J. Wynn, K. West, and M.C. Nuss. Terahertz emission from electric field singularities in biased semiconductors. *Optics Letters*, 21, 1924, 1996.
- [44] Y. Cai, I. Brener, J. Lopata, J. Wynn, L. Pfeiffer, and J. Federici. Design and performance of singular electric field terahertz photoconducting antennas. *Appl. Phys. Lett.*, vol. 71, No. 15, pp. 2076-2078, 1997.
- [45] S. Preu, G. H. Döhler, S. Malzer, L. J. Wang, and A. C. Gossard. Tunable, continuous-wave terahertz photomixer sources and applications. *J. Appl. Phys.* 109, 061301, 2011.
- [46] C. W. Berry and M. Jarrahi. Plasmonically-enhanced localization of light into photoconductive antennas. *Proc. Conf. Lasers and Electro-Optics, CFI2*, 2010.
- [47] D. S. Kim and D. S. Citrin. Enhancement of terahertz radiation from photoconductors by elliptically focused excitation. *Appl. Phys. Lett.*, 87, 061108, 2005.
- [48] G. Klatt, F. Hilser, W. Qiao, M. Beck, R. Gebsl, A. Bartels, K. Huska, U. Lemmer, G. Bastian, M.B. Johnston, M. Fischer, J. Faist, and T. Dekorsy. Terahertz emission from lateral photo-dember currents. *Opt. Express* 18, 4939-4947, 2010.
- [49] G. Klatt, D. Stephan, M. Beck, J. Demsar, and T. Dekorsy. Large-area laser-driven terahertz emitters. *Electr. Lett.*, 2010.
- [50] M. E. Barnes, D. McBryde, G. J. Daniell, G. Whitworth, A. L. Chung, A. H. Quarterman, K. G. Wilcox, A. Brewer, H. E. Beere, D. A. Ritchie, and V. Apostolopoulos. Terahertz emission by diffusion of carriers and metal-mask dipole inhibition of radiation. *Opt. Express* 20, 8898-8906, 2012.
- [51] H. J. Queisser and E. E. Haller. Defects in semiconductors: Some fatal, some vital. *Science* V. 281, 1998.
- [52] A. Majid. *Study of Deep Levels Associated with some Heavy Transition-Metals in MOCVD GaAs*. PhD thesis, Quaid-i-Azam University, 2005.
- [53] J. A. Ball. *Computer Simulation of Disorder in Ceramic Materials*. PhD thesis, The Imperial College of Science, Technology and Medicine, 2006.
- [54] M. Pavlovic, M. Jaksic, H. Zorc, and Z. Medunic. Identification of deep trap levels from thermally stimulated current spectra of semi-insulating cdznte detector material. *J. Appl. Phys.* 104, 023525, 2008.

- [55] P. Capper. *Bulk Crystal Growth of Electronic, Optical and Optoelectronic Materials*. John Wiley & Sons, 2005.
- [56] J. Xia. *Development of Deep-Level Photo-Thermal Spectroscopy and Photo-Carrier Radiometry for the Characterization of Semi-Insulating Gallium Arsenide*. PhD thesis, University of Toronto, 2010.
- [57] S. E. Ralph and D. Grischkowsky. Trap-enhanced electric fields in semi-insulator: The role of electrical and optical carrier injection. *Appl. Phys. Lett.* **59**, 1991.
- [58] J. H. Kim. *Efficient Terahertz Photoconductive Source*. PhD thesis, Georgia Institute of Technology, 2008.
- [59] M. Ashida. Ultra-broadband terahertz wave detection using photoconductive antenna. *Jpn. J. Appl. Phys.* **47**, 8221, 2008.
- [60] C. Ramírez-Guerra. Instrumentación de la técnica de reflectancia-termo-transitoria (ttr) para la caracterización de la dinámica ultrarrápida de portadores de carga en semiconductores. Master's thesis, Universidad Nacional Autónoma de México, 2014.
- [61] E. Castro-Camus, L. Fu, J. Lloyd-Hughes, H. H. Tan, C. Jagadish, and M. B. Johnston. Photoconductive response correction for detectors of terahertz radiation. *J. Appl. Phys.* **104**, 053113, 2008.
- [62] L. Thrane, R. H. Jacobsen, P. U. Jepsen, and S. R. Keiding. Thz reflection spectroscopy of liquid water. *Chem. Phys. Lett.* **240**, p. 330, 1995.
- [63] C. Rønne, L. Thrane, , P. Astrand, A. Wallqvist, K. V. Mikkelsen, and S. R. Keiding. Investigation of the temperature dependence of dielectric relaxation in liquid water by thz reflection spectroscopy and molecular dynamics simulation. *J. Chem. Phys.* **107** (14), 8, 1997.
- [64] H. B. Liu, Y. Chen, G. J. Bastiaans, and X. C. Zhang. Detection and identification of explosive RDX by THz reflection spectroscopy. *Opt. Express*, vol. **14**. 415-423, 2006.
- [65] M. A. Seo, H. R. Park, S. M. Koo, D. J. Park, D. J. Park, O. K. Suwal, S. S. Choi, P. C. M. Planken, G. S. Park, N. K. Park, Q. H. Park, and D. S. Kim. Terahertz field enhancement by a metallic nano slit operating beyond the skin-depth limit. *Nature Photon.* Vol. **3**, 152-156, 2009.
- [66] N. Katzenellenbogen and D. Grischkowsky. Efficient generation of 380 fs pulses of thz radiation by ultrafast laser pulse excitation of a biased metal-semiconductor interface. *Appl. Phys. Lett.* **58**, 222, 1991.
- [67] R. H. Jacobsen, K. Birkelund, T. Holst, P. Uhd Jepsen, and S. R. Keiding. Interpretation of photocurrent correlation measurements used for ultrafast photoconductive switch characterization. *J. Appl. Phys.* **79** (5), 1995.

- [68] J. T. Kindt and C. A. Schmuttenmaer. Far-infrared dielectric properties of polar liquids probed by femtosecond terahertz pulse. *J. Phys. Chem.* *100*, 10373-10379, 1996.
- [69] M. Tani, S. Matsuura, K. Sakai, and S. Nakashima. Emission characteristics of photoconductive antennas based on low-temperature-grown gaas and semi-insulating gaas. *Appl. Opt.* *36*, 7853-7859, 1997.
- [70] A. Y. Elezzabi and P. Maraghechi. A versatile and reconfigurable setup for all-terahertz time-resolved pump-probe spectroscopy. *Rev. Sci. Instrum.* *83*, 053107, 2012.
- [71] L. Hou and W. Shi. Intense terahertz radiation from μm -gap gaas photoconductive antenna. *Journal of Physics: Conference Series* *276*, 012208, 2011.
- [72] E. Zanoni, S. Bigliardi, R. Capelletti, P. Lugli, F. Magistrali, M. Manfredi, A. Paccagnella, N. Testa, and C. Canali. Hot-carrier -induced radiation emission in AlGaAs/GaAs high electron mobility transistors and GaAs MESFETs. *CNR*, 1991.
- [73] W. Shi, L. Hou, and X. Wang. High effective terahertz radiation from semi-insulating-gaas photoconductive antennas with ohmic contact electrodes. *J. Appl. Phys.* *110*, 023111, 2011.
- [74] B. Vermeersch, G. Pernot, H. Lu, J. H. Bahk, and A. Gossard. Picosecond joule heating in photoconductive switch electrodes. *PHYSICAL REVIEW B* *88*, 214302, 2013.
- [75] J. Singh. *Semiconductor Devices*. John Willey and Sons, Inc, 2001.
- [76] C.R.M. Grovenor. *Microelectronic Materials*. CRC Press, 1989.
- [77] M. Metzger and R. Backofen. Optimal temperature profiles for annealing of gaas-crystals. *Journal of Crystal Growth* *220*, 6-15, 2000.
- [78] W. Shi, L. Hou, Z. Liu, and T. Tongue. Terahertz generation from si-gaas stripline antenna with different structural parameters. *J. Opt. Soc. Am. B*, *Vol. 26*, No. 9, 2009.
- [79] T. Ackemann, M. Alduraibi, S. Campbell, S. Keatings, P. Luke Sam, H. Fraser, A. S. Arnold, E. Riis, and M. Missous. Diamond heat sinking of terahertz antennas for continuous-wave photomixing. *J. Appl. Phys.* *112*, 123109, 2012.
- [80] G. Paz-martinez, J. Garduño-Mejía, O. V. Kolokoltsev, C. G. Treviño-Palacios, and N. Qureshi. Focus and alignment tolerance in a photoconductive terahertz source. *J. Infrared Milli Terahz Waves* *36*, 830-837, 2015.
- [81] H. Kogelnik and T. Li. Laser beams and resonators. *Appl. Opt.*, *vol. 5*, pp. 1550-1567, 1966.
- [82] H. Murakami, N. Uchida, R. Inoue, S. Kim, T. Kiwa, and M. Tonouchi. Laser terahertz emission microscope. *Proceedings of the IEEE* *12*, 1646, 2007.

- [83] J. Rudd and D. Mittleman. Influence of substrate-lens design in terahertz time-domain spectroscopy. *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 19, No. 2, 319, 2002.
- [84] C. G. Trevino-Palacios, O. J. Zapata-Nava, E. V. Mejia-Uriarte, N. Qureshi, G. Paz-Martinez, and O. Kolokolstev. Dual wavelength continuous wave laser using a birefringent filter. *Journal of the European Optical Society - Rapid publications, Europe*, v. 8, mar. 2013. ISSN 1990-2573, 2013.
- [85] J. V. Rudd, J. L. Johnson, and D. M. Mittleman. Quadrupole radiation from terahertz dipole. *Opt. Lett.* 25, 1556-1558, 2000.
- [86] M. B. Johnson, T. C. McGill, and N. G. Paulter. Carrier lifetimes in ion-damage gaas. *Appl. Phys. Lett.* 54(24), 1989.
- [87] M. Lambsdorff, J. Kuhl, J. Rosenzweig, A. Axmann, and Jo. Schneider. Subpicosecond carrier lifetimes in radiation-damaged gaas. *Appl. Phys. Lett.* 58 (17), 29, 1991.
- [88] A. Singh, S. Pal, H. Surdi, S. S. Prabhu, V. Nanal, and R. G. Pillay. Highly efficient and electrically robust carbon irradiated semi-insulating gaas based photoconductive terahertz emitters. *Appl. Phys. Lett.* 104(6), 063501, 2014.
- [89] A. Singh, S. Pal, H. Surdi, S. S. Prabhu, S. Mathimalar, Vandana Nanal, R. G. Pillay, and G.H. Döhler. Carbon irradiated semi insulating gaas for photoconductive terahertz pulse detection. *Optics Express*, Vol. 23, Issue 5, pp. 6656-6661, 2015.
- [90] editor M. Ohtsu. *Progress in Nano-Electro Optics III*. Springer Verlag, 2005.
- [91] M. Naftaly and R. E. Miles. Terahertz time-domain spectroscopy for material characterization. *Proceedings of the IEEE*, Vol. 95, No. 8, 2007.
- [92] P. D. Cunningham, N. N. Valdes, F. A. Vallejo, L. M. Hayden, B. Polishak, X. H. Zhou, J. Luo, A. K.Y. Jen, J. C. Williams, and R. J. Twieg. Broadband terahertz characterization of the refractive index and absorption of some important polymeric and organic electro-optic materials. *J. Appl. Phys.* 109, 043505, 2011.
- [93] D. Coquillat, P. Zagrajek, N. Dyakonova, K. Chrzanowski, J. Marczewski, Y. Kurita, A. Satou, K. Kobayashi, S. Boubanga Tombet, V. V. Popov, T. Sue-mitsu, T. Otsuji, and W. Knap. Detection of terahertz and mid-infrared radiations by inp-based asymmetric dual-grating-gate hemts. *39th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz waves (IRMMW-THz)*, 2014.
- [94] <http://www.tydexoptics.com/>. Thz materials. Technical report, Tydex, J.S.Co.
- [95] R. E. Collin. *Antennas and Radiowave Propagation*. McGraw-Hill, 1985.