



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA
DE MÉXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

Arreglo Experimental para la
Generación del
Segundo Armónico Láser en
Monómeros Cristalinos Enantioméricos
Ópticamente Puros

T E S I S
QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:
F Í S I C O
P R E S E N T A:
HÉCTOR CRUZ RAMÍREZ



DIRECTOR DE TESIS: M. en C. CARLOS JESÚS ROMÁN MORENO



FACULTAD DE CIENCIAS
SECCION ESCOLAR

m340786



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

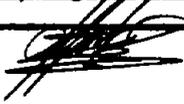
Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

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

Autorizo a la Dirección General de Bibliotecas de la UNAM a difundir en formato electrónico e impreso el contenido de mi trabajo recepcional.

NOMBRE: Héctor Cruz Ramírez

FECHA: 04-02-05

FIRMA: 



UNIVERSIDAD NACIONAL
AVENIDA 14
MEXICO

ACT. MAURICIO AGUILAR GONZÁLEZ
Jefe de la División de Estudios Profesionales de la
Facultad de Ciencias
Presente

Comunicamos a usted que hemos revisado el trabajo escrito:
"Arreglo Experimental para la Generación del Segundo Armónico Láser en
Monómeros Cristalinos Enantioméricos Ópticamente Puros"

realizado por Cruz Ramírez Héctor

con número de cuenta 9020406-7 , quien cubrió los créditos de la carrera de: Física

Dicho trabajo cuenta con nuestro voto aprobatorio.

Atentamente

Director de Tesis

Propietario M. en C. Carlos Jesús Román Moreno

Propietario Dr. Víctor Manuel Chapela Castañares

Propietario Dr. Jorge Alejandro Reyes Esqueda

Suplente Dr. Roberto Ortega Martínez

Suplente Dr. Enrique Geffroy Aguilar

Consejo Departamental de Física

Alicia Zarzosa Pérez
M. EN C. ALICIA ZARZOSA PEREZ

Agradecimientos

A mis padres Eloina y Héctor. A mis hermanos Angelica, Rafael y Claudia. A mis sobrinos Natalia y Alberto. Y a mi abuela Sebastiana.

A mi asesor de tesis M. en C. Carlos Jesús Román Moreno, al igual que al Dr. Roberto Ortega Martínez, M. en C. Antonio Rodríguez Rosales, Dra. María de Jesús Orozco Arellanes por su apoyo y confianza. A los investigadores del ICQ-ICUAP Dr. Victor Manuel Chapela Castañares y Dra. Judith Percino Zacarías por su apoyo y valiosas sugerencias. A los investigadores Dr. Enrique Geffroy Aguilar y Dr. Jorge Alejandro Reyes Esqueda por los comentarios a mi trabajo.

A la Facultad de Ciencias por todo lo que aprendí en los buenos y malos momentos. Al Centro de Ciencias Aplicadas y Desarrollo Tecnológico por el apoyo a mi trabajo.

A mis amigos Alberto Castro, Angel Cecilio, Carlos A., Christopher, Gabriel Cerón, Gabriel Luna, Hugo, Jose Luis Pineda, Jose Luis Leal y Diana, Juan Gomez, Leticia Plascencia, Luisa G. Jaime, Miguel Rangel, Octavio A., Toño Gaytan, Victor García y Yadira García.

Este trabajo recibió el apoyo de los proyectos del CONACYT No.4480-A9406 y 34921-E, DGAPA-UNAM No. IN104597. El equipo con el que se realizó el presente trabajo fue adquirido por el convenio UNAM-BID No. 95-B3-L-0236.

Índice general

1	Teoría: Segundo Armónico y Quiralidad	5
1.1	Las Ecuaciones de Maxwell	5
1.2	Óptica Lineal y No Lineal	6
1.2.1	Óptica lineal	8
1.2.2	Óptica No lineal	8
1.3	Propagación de la Luz	8
1.4	Moléculas Quirales	9
1.4.1	Quiralidad en Óptica Lineal	10
1.4.2	Quiralidad en Óptica No Lineal	10
1.5	Análisis de Quiralidad y Generación del Segundo Armónico . .	10
1.5.1	Tensores de Susceptibilidad Eléctrica y Magnética	10
1.5.2	Generación del Segundo Armónico	11
1.5.3	Estados de polarización	15
2	Arreglo Experimental	18
2.1	Introducción	18
2.2	Arreglo Experimental	18
2.3	Procedimiento Experimental	23
3	Resultados Experimentales y Conclusiones	29
3.1	Materiales Utilizados	29
3.2	Resultados Experimentales	30
3.3	Problemas Experimentales	31
3.4	Conclusiones	34
A	Polarizadores y Retardadores	38
A.1	Polarizadores	38

A.1.1	Cubo polarizador	38
A.1.2	Representación matemática	38
A.2	Retardadores	39
A.2.1	Retardador de cuarzo	39
A.2.2	Representación matemática	40
A.3	Polarizador y Retardador Actuando juntos	40
B	Láser Nd:YAG	42
B.1	Introducción	42
B.2	Medición de las Intensidades de Láseres de Nd:YAG	43
B.2.1	Láser Continuum Modelo Surelite II.	43
B.2.2	Láser Big Sky Modelo Ultra	45
B.3	Alineación de la Cavidad Óptica del Láser de Nd:YAG	45
C	Detectores	49
C.1	Detector Piroeléctrico	49
C.2	Fotodetector de Silicio Polarizado Electronicamente	49
D	LabVIEW	50
D.1	Automatización del láser	51
D.2	Automatización del Medidor de Potencia/Energía Moletron	51
D.3	Automatización del Controlador de Movimiento Newport	51
D.4	Automatización del Osciloscopio	52
D.5	Automatización de la Calibración	52
D.6	Control del Láser	52
D.7	Automatización del Experimento	53

Introducción

Como es conocido, la gran mayoría de compuestos orgánicos sintéticos tienden a cristalizar en sistemas cristalinos centrosimétricos y, por tanto, no exhiben generación de segundo armónico. Por ello, el diseño de nuevos compuestos orgánicos implica la consideración de diferentes estrategias para garantizar que los compuestos tengan las características adecuadas. Por ejemplo, si una molécula centrosimétrica se liga con otra molécula adecuada óptimamente pura¹, entonces puede cristalizar en un sistema cristalográfico enantiomorfo (no centrosimétrico), por lo tanto serían idóneas e interesantes para ser estudiadas sus propiedades de generación de segundo armónico [1, 2].

En este trabajo de tesis se propuso, se montó y se automatizó un arreglo experimental para estudiar las propiedades no lineales de generación de segundo armónico láser en moléculas quirales; que son nuevos monómeros que se obtienen por condensación de un cloruro de metacrililo con el grupo amino o alcohol, los cuales tienen en su estructura al responsable de la quiralidad. Dos de ellos presentan quiralidad porque contienen un carbono quiral (carbono con cuatro diferentes substituyentes) y otros por impedimento estérico que hace que sean quirales. Con el primer efecto se estudiarán los compuestos R-(+)- α -metilbecilmetacriloilamina, S(-)- α -metilbecilmetacriloilamina que se obtienen apartir de los enantiómeros puros S(-)- α - o S(+)- α -metilbecilamina y dentro del segundo grupo se estudiarán tres nuevos monómeros: R,R-(+)- α -1,2-difenil(1-metacilato)etanol, S,S(-)- α -1, 2-difenil(1-metacilato)etanol, S,S(-)- α -1,2-difenil(1,2-metacilato)etano que contiene los enantiómeros R,R-(+)- α -hidrobenzoin y el S,S(-)- α -hidrobenzoin [3, 4, 5, 6]. La investigación previa de estos monómeros se reporta en los Artículos [3, 7, 8, 9].

¹Ópticamente pura se refiere a que tenemos moléculas de un sólo tipo quiral, moléculas izquierdas o derechas.

Este trabajo de tesis está dividido en tres capítulos y cuatro apéndices:

- En el Capítulo 1 se describen los fenómenos ópticos no lineales a través de la polarización y la magnetización. Estos campos sirven como fuentes en la ecuación de onda. Se define la quiralidad y se hace un análisis, en un contexto ideal, de como influye en la generación del segundo armónico láser. Se establecen los parámetros experimentales para determinar el estado de polarización.
- En el Capítulo 2 se describe la propuesta, el montaje y la automatización del arreglo experimental para la generación del segundo armónico láser y la determinación de su estado de polarización. Se describe el algoritmo del procedimiento experimental.
- En el Capítulo 3 se muestran los resultados de los primeros experimentos realizados, los problemas encontrados al realizar estos y las propuestas para mejorar el arreglo experimental. También se enlistan los materiales utilizados en estos experimentos.
- En el Apéndice A se describen los polarizadores y retardadores utilizados y se analiza la determinación del estado de polarización utilizando un retardador y un polarizador. En el Apéndice B se describe el funcionamiento del láser de Nd:YAG utilizado, así como la calibración de éste y el procedimiento de alineación de la cavidad óptica. En el Apéndice C se describen los detectores utilizados. En el Apéndice D se resume el procedimiento de automatización con el programa de LabVIEW.

Capítulo 1

Teoría: Segundo Armónico y Quiralidad

1.1 Las Ecuaciones de Maxwell

Toda la dinámica de los fenómenos eléctricos y magnéticos y de su interacción con la materia está contenida en las ecuaciones de **Maxwell**, que para medios macroscópicos con polarización y magnetización diferente de cero son [10, 11, 12]:

$$\nabla \cdot (\epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}) = \rho \quad (1.1)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (1.2)$$

$$\nabla \times \vec{E} + \frac{\partial}{\partial t} \vec{B} = 0 \quad (1.3)$$

$$\nabla \cdot \frac{1}{\mu_0} (\vec{B} - \vec{M}) = \vec{J} + \frac{\partial}{\partial t} (\epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}) \quad (1.4)$$

y en las ecuaciones constitutivas [10, 11]:

$$\vec{P} = \vec{P}[\vec{E}, \vec{B}] \quad (1.5)$$

$$\vec{M} = \vec{M}[\vec{E}, \vec{B}] \quad (1.6)$$

$$\vec{J} = \vec{J}[\vec{E}, \vec{B}] \quad (1.7)$$

que relacionan los campos \vec{P} , \vec{M} y \vec{J} con \vec{E} y \vec{B} . Todos los campos vectoriales dependen de \vec{x} y t . \vec{E} y \vec{B} son el campo eléctrico y magnético, ρ y \vec{J} son la densidad de cargas libres y la densidad de flujo de las cargas libres, respectivamente. \vec{P} y \vec{M} son los campos llamados polarización y magnetización del medio, respectivamente.

Además se definen los campos \vec{D} y \vec{H} , llamados desplazamiento eléctrico e intensidad magnética, respectivamente, dados por:

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \quad (1.8)$$

$$= \epsilon \vec{E} \quad (\text{si } \vec{P} \text{ depende linealmente de } \vec{E}) \quad (1.9)$$

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \vec{M} \quad (1.10)$$

$$= \mu \vec{H} \quad (\text{si } \vec{M} \text{ depende linealmente de } \vec{H}) \quad (1.11)$$

además,

$$\vec{J} = \sigma \vec{E} \quad (\text{si } \vec{J} \text{ depende linealmente de } \vec{E}) \quad (1.12)$$

De las ecuaciones de Maxwell se deducen las siguientes características importantes en la óptica lineal [12]:

1. La naturaleza ondulatoria de la luz.
2. La luz es una onda transversal.
3. La velocidad de la luz queda expresada en términos de las propiedades electromagnéticas fundamentales de los materiales, $c^2 = \frac{1}{\epsilon\mu}$.
4. La relación de dependencia entre los campos eléctrico y magnético.
5. La luz, como onda electromagnética, tiene asociado un *momentum* y energía.

1.2 Óptica Lineal y No Lineal

La dependencia de \vec{P} y \vec{M} con respecto a \vec{E} y \vec{B} puede desarrollarse en una serie de Taylor, como sigue [13, 14, 15, 16, 17, 18, 19]:

Para \vec{P} :

$$\vec{P} = \vec{P}_0 + \epsilon_0 \chi^{ee} \cdot \vec{E} + \chi^{em} \cdot \vec{B} + \chi^{eee} : \vec{E}\vec{E} + \chi^{eem} : \vec{E}\vec{B} + \chi^{emm} : \vec{B}\vec{B} + \text{términos de mayor orden} \quad (1.13)$$

y para \vec{M} :

$$\vec{M} = \vec{M}_0 + \chi^{mm} \cdot \vec{B} + \chi^{me} \cdot \vec{E} + \chi^{mmm} : \vec{B}\vec{B} + \chi^{mme} : \vec{E}\vec{B} + \chi^{mee} : \vec{E}\vec{E} + \text{términos de mayor orden} \quad (1.14)$$

donde en el Cuadro (1.1) se muestra lo que representan las χ .

Susceptibilidad	Orden del tensor	Contribución	
		a	inducida por
χ^{ee}	2	\vec{P}	\vec{E}
χ^{em}	2	\vec{P}	\vec{B}
χ^{eee}	3	\vec{P}	\vec{E}
χ^{eem}	3	\vec{P}	\vec{E} y \vec{B}
χ^{emm}	3	\vec{P}	\vec{B}
χ^{mm}	2	\vec{M}	\vec{B}
χ^{me}	2	\vec{M}	\vec{E}
χ^{mmm}	3	\vec{M}	\vec{B}
χ^{mme}	3	\vec{M}	\vec{B} y \vec{E}
χ^{mee}	3	\vec{M}	\vec{E}

Cuadro 1.1: Los tensores de susceptibilidad cuantifican la respuesta del medio a un campo eléctrico y magnético.

El primer superíndice de cada tensor χ indica lo siguiente: si el primer índice es e las transiciones cuánticas son debidas al momento dipolar eléctrico inducido; y si es m las transiciones son debidas al momento dipolar magnético. Los restantes superíndices indican las fuentes de las respectivas transiciones inducidas: si el superíndice es e la fuente es el campo eléctrico, y si es m es el campo magnético.

1.2.1 Óptica lineal

La óptica lineal es representada por los términos de primer orden en el desarrollo, esto es:

$$\vec{P}^{\text{lineal}} = \vec{P}_0 + \epsilon_0 \chi^{ee} \cdot \vec{E} + \chi^{em} \cdot \vec{B} \quad (1.15)$$

$$\vec{M}^{\text{lineal}} = \vec{M}_0 + \chi^{mm} \cdot \vec{B} + \chi^{me} \cdot \vec{E} \quad (1.16)$$

donde \vec{P}_0 representa que el medio tiene una polarización permanente (ferroeléctricos) y \vec{M}_0 representa que el medio tiene una magnetización permanente (ferromagnéticos).

1.2.2 Óptica No lineal

La óptica no lineal de primer orden es representada por los términos de segundo orden en el desarrollo, esto es:

$$\vec{P}^{\text{no lineal}} = \chi^{eee} : \vec{E}\vec{E} + \chi^{eem} : \vec{E}\vec{B} + \chi^{emm} : \vec{B}\vec{B} \quad (1.17)$$

$$\vec{M}^{\text{no lineal}} = \chi^{mmm} : \vec{B}\vec{B} + \chi^{mem} : \vec{E}\vec{B} + \chi^{mee} : \vec{E}\vec{E} \quad (1.18)$$

1.3 Propagación de la Luz

En el vacío, la luz¹ es considerada, en un contexto electromagnético, como solución de las siguientes ecuaciones de onda:

$$\nabla^2 \vec{E} = \epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{E} \quad (1.19)$$

$$\nabla^2 \vec{B} = \epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{B} \quad (1.20)$$

y cuando entra en un medio con polarización y magnetización diferente de cero, la luz es solución de las ecuaciones:

¹Un medio de índice $n \approx 1$ se puede considerar como vacío

$$\nabla^2 \vec{E} - \epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial \vec{J}}{\partial t} + \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}}{\partial t^2} + \frac{\partial}{\partial t} \nabla \times \vec{M} + \nabla (\nabla \cdot \vec{E}) \quad (1.21)$$

$$\nabla^2 \vec{B} - \epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{B}}{\partial t^2} = -\mu_0 \nabla \times \vec{J} - \mu_0 \frac{\partial}{\partial t} \nabla \times \vec{P} - \nabla \times (\nabla \times \vec{M}). \quad (1.22)$$

Así, si una onda proviene del vacío, Ecuaciones (1.19) y (1.20), entra a un medio con polarización y magnetización diferente de cero, Ecuaciones (1.21) y (1.22), los campos \vec{E} y \vec{B} deben cumplir ciertas condiciones de frontera, de donde se deducen las *Ecuaciones de Fresnel*.

1.4 Moléculas Quirales

La quiralidad es definida de la siguiente forma: sea una molécula, por ejemplo la molécula A mostrada en la Figura (1.1), y colocamos un espejo delante de ella, entonces la molécula B es la imagen de la molécula A. Si la molécula B después de hacer cualquier traslación y/o rotación no podemos hacerla coincidir con la molécula A, decimos que las moléculas A y B son quirales o moléculas enantiomorfas [20].

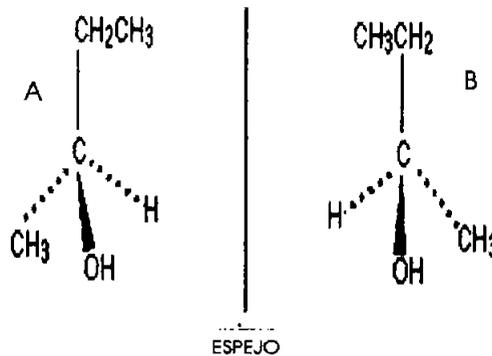


Figura 1.1: Moléculas quirales. La línea representa un espejo. La molécula B es una imagen especular de la molécula A. Si para cualquier traslación y rotación la molécula B no coincide con la molécula A, decimos que A y B son moléculas quirales o moléculas enantiomorfas.

1.4.1 Quiralidad en Óptica Lineal

La actividad óptica lineal puede verse de la siguiente forma: cuando un haz de luz linealmente polarizada incide sobre un material quiral transparente, al salir de éste, la dirección del plano de polarización (respecto al plano de incidencia) ha rotado [21]. Los efectos producidos por la actividad óptica, son: rotación óptica, dicroísmo circular y dispersión rotatoria óptica. La actividad óptica y sus efectos son determinados en la óptica lineal [12, 21] tomando en cuenta la interacción del momento dipolar magnético inducido por la luz incidente. Un ejemplo clásico de material que muestra actividad óptica lineal es el azúcar.

1.4.2 Quiralidad en Óptica No Lineal

La actividad óptica también se observa en fenómenos no lineales. Por ejemplo, se ha observado que en cristales iónicos y semiconductores inorgánicos la intensidad del segundo armónico (solamente este parámetro) depende del sentido de la polarización circular del haz incidente a la frecuencia fundamental del láser [13]. Este fenómeno no puede ser explicado con la aproximación dipolar eléctrica en que se basa la teoría de la óptica no lineal para cristales iónicos y semiconductores inorgánicos. La explicación requiere considerar las transiciones dipolares magnéticas [13, 14].

1.5 Análisis de Quiralidad y Generación del Segundo Armónico

En los siguientes párrafos se realizará un análisis de cómo se representa matemáticamente las propiedades de la moléculas quirales y se desarrollará la deducción de la ecuación de onda para el segundo armónico láser tomando en cuenta las Ecuaciones (1.15), (1.17) y (1.18). Por lo cual, se argumenta la viabilidad del dispositivo propuesto y montado.

1.5.1 Tensores de Susceptibilidad Eléctrica y Magnética

Las Ecuaciones (1.13) y (1.14) muestran que las propiedades de la materia están plasmadas en los tensores de susceptibilidad. Para nuestros propósitos

(generación del segundo armónico) solamente los tensores: χ^{eee} , χ^{eem} y χ^{mee} son importantes; ya que los términos mayores o iguales a los de tercer orden son despreciados, así como los términos que sólo dependen del campo magnético.

La quiralidad se representa por las propiedades de simetría de los tensores. Los materiales quirales tienen menos simetrías, ya que, ante una transformación de inversión espacial no quedan invariantes, lo cuál permite que algunas componentes de los tensores χ^{eee} , χ^{eem} y χ^{mee} , que se anulan en un material no quiral, no se anulan en los que sí lo son. Estas componentes se llaman *componentes quirales*. Hay componentes que no se anulan independientemente de si el material es quiral o no quiral, a estas componentes se les llama *componentes aquirales*.

1.5.2 Generación del Segundo Armónico

A continuación realizaremos un análisis que nos permita deducir las características del segundo armónico formado en un material quiral, dentro del contexto de la teoría electromagnética. Las propiedades del material quiral están representadas matemáticamente por los tensores χ^{eee} , χ^{eem} y χ^{mee} . El análisis está basado en los Artículos: [2, 16, 17, 22, 23, 24, 25, 26, 27, 28].

El sistema de referencia (sistema de referencia de laboratorio) utilizado es el siguiente: el eje z tiene la dirección de propagación del haz, y el plano xy es perpendicular a la mesa óptica. Los ejes x , y y z forman un sistema derecho y el eje y es perpendicular a la mesa óptica. Supongamos que tenemos una onda incidente monocromática ω_0 (la onda fundamental) que se propaga en la dirección z , ver Figura (1.2), tiene la forma²³:

$$\vec{\mathcal{E}}(\omega_0) = \begin{pmatrix} \mathcal{E}_x(z, t; \omega_0) \\ 0 \end{pmatrix} + \text{c.c.} = \begin{pmatrix} \mathcal{A}(z)e^{i(\omega_0 t - k_{\omega_0} z)} \\ 0 \end{pmatrix} + \text{c.c.}, \quad (1.23)$$

²Por lo cual el campo magnético sería:

$$\vec{\mathcal{B}}(z, t; \omega_0) = \begin{pmatrix} 0 \\ \mathcal{B}_y(\omega_0) \end{pmatrix} + \text{c.c.} = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{\mathcal{A}(z)}{c} e^{i(\omega_0 t - k_0 z)} \end{pmatrix} + \text{c.c.}$$

³c.c. = complejo conjugado.

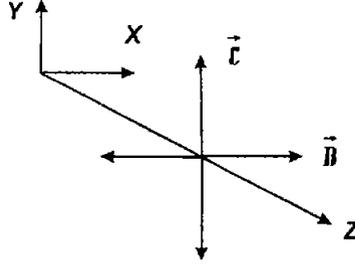


Figura 1.2: La onda $\vec{\mathcal{E}}(\omega_0)$ que representa al haz láser a la frecuencia fundamental ω_0 se propaga en la dirección z y tiene polarización lineal (está polarización es representada por el símbolo \mathcal{P}). La dirección de polarización es a lo largo del eje y .

donde el campo depende de z y t y “;” indica que ω_0 es un parámetro que resalta la frecuencia de la onda que representa el campo eléctrico y magnético. Cuando este haz se propaga en el medio no lineal dispersivo, el segundo armónico se generará y tendrá la forma⁴

$$\vec{\mathcal{E}}(z, t; 2\omega_0) = \begin{pmatrix} E_x(z, t; 2\omega_0) \\ E_y(z, t; 2\omega_0) \end{pmatrix} + \text{c.c.} = \begin{pmatrix} A_x(z) e^{i(2\omega_0 t - k_{2\omega_0} z)} \\ A_y(z) e^{i(2\omega_0 t - k_{2\omega_0} z)} \end{pmatrix} + \text{c.c.} \quad (1.24)$$

El siguiente paso es establecer la ecuación de onda en el medio no lineal, con algunas restricciones. Supondremos que no existen corrientes eléctricas $\vec{J} = \vec{0}$; y además que la luz es una onda transversal $\nabla \cdot \vec{\mathcal{E}} = 0$. La Ecuación de Onda (1.21) sería entonces⁵:

$$\nabla^2 E_i(2\omega_0) - \epsilon_0 \mu_0 (1 + \chi^{ee}(2\omega)) \frac{\partial^2}{\partial t^2} E_i(2\omega_0) = \mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} P_i(2\omega_0) + \frac{\partial}{\partial t} (\nabla \times \vec{M}(2\omega_0))_i. \quad (1.25)$$

⁴El análisis está enfocado en el segundo armónico, por lo cual, tenemos la funcionalidad con $2\omega_0$. Para la onda incidente utilizamos las letras \mathcal{E} y \mathcal{A} y para la onda dentro del medio (segundo armónico láser) utilizamos las letras E y A .

⁵El subíndice i toma los valores x , y y z . También se hace la suposición de que la disipación es despreciable y el medio es isotrópico, entonces el tensor χ^{ee} se reduce a un número real χ^{ee} .

La polarización y la magnetización quedan (despreciando los términos mayores o iguales al tercero, y los que tienen que ver solamente con el campo magnético):

$$\begin{aligned} P_i(2\omega_0) &= 2(\chi_{ixx}^{eee} + \frac{1}{c}\chi_{ixy}^{eem})\mathcal{E}_x^2(\omega_0) + \text{c.c.} \\ &= 2(\chi_{ixx}^{eee} + \frac{1}{c}\chi_{ixy}^{eem})\mathcal{A}^2(z)e^{2i(\omega_0 t - k_{\omega_0} z)} + \text{c.c.}, \end{aligned} \quad (1.26)$$

$$\begin{aligned} M_i(2\omega_0) &= 2\chi_{ixx}^{mee}\mathcal{E}_x^2(\omega_0) + \text{c.c.} \\ &= 2\chi_{ixx}^{mee}\mathcal{A}^2(z)e^{2i(\omega_0 t - k_{\omega_0} z)} + \text{c.c.}, \end{aligned} \quad (1.27)$$

donde se ha considerado la Ecuación (1.23). El miembro derecho de la Ecuación (1.25) queda como:

$$\begin{aligned} &\mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} P_i(2\omega_0) + \frac{\partial}{\partial t} (\nabla \times \vec{M}(2\omega_0))_i = \\ &= -8\mu_0 \omega_0^2 (\chi_{ixx}^{eee} + \frac{1}{c}\chi_{ixy}^{eem}) \mathcal{A}^2(z) e^{2i(\omega_0 t - k_{\omega_0} z)} + \\ &+ s_i \delta \omega_0 \chi_{yxx}^{mee} \left(i \mathcal{A}(z) e^{2i(\omega_0 t - k_{\omega_0} z)} \frac{d}{dz} \mathcal{A}(z) - \mathcal{A}^2(z) e^{2i(\omega_0 t - k_{\omega_0} z)} \right) + \text{c.c.}, \end{aligned} \quad (1.28)$$

con s_i igual a -1 si $i = x$, a 1 si $i = y$ y a 0 si $i = z$. Si suponemos que la atenuación de la onda fundamental, dentro del medio, es pequeña [22, 29], podemos hacer $\mathcal{A}(z) \approx \text{constante} = \mathcal{A}$ y la ecuación anterior queda como:

$$\begin{aligned} &\mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} P_i(2\omega_0) + \frac{\partial}{\partial t} (\nabla \times \vec{M}(2\omega_0))_i = \\ &= \left(-8\mu_0 \omega_0^2 (\chi_{ixx}^{eee} + \frac{1}{c}\chi_{ixy}^{eem}) - s_i \delta \omega_0 \chi_{yxx}^{mee} \right) \mathcal{A}^2 e^{2i(\omega_0 t - k_{\omega_0} z)} + \text{c.c.} \end{aligned} \quad (1.29)$$

Por otro lado, si suponemos que la solución a la Ecuación (1.25) es de la forma [22], ver Ecuación (1.24):

$$E_i(z, t) = A_i(z) e^{i(2\omega_0 t - k_{2\omega_0} z)}. \quad (1.30)$$

Sustituyendo la Ecuación (1.30) y la Ecuación (1.29) en la Ecuación (1.25), tenemos:

$$\begin{aligned} & \left(\frac{d^2}{dz^2} A_i(z) - ik_{2\omega_0} \frac{d}{dz} A_i(z) \right) e^{i(2\omega_0 t - k_{2\omega_0} z)} = \\ & = \left(-8\mu_0 \omega_0^2 (\chi_{ixx}^{eee} + \frac{1}{c} \chi_{ixy}^{eem}) - s_i 8\omega_0 \chi_{yxx}^{mee} \right) \mathcal{A}^2 e^{2i(\omega_0 t - k_{\omega_0} z)}. \end{aligned} \quad (1.31)$$

Luego, suponiendo que la amplitud A_i varía lentamente con respecto a z , tendremos $|\frac{d^2 A_i}{dz^2}| \ll |\frac{d A_i}{dz}|$. Por lo tanto, la Ecuación (1.31) queda:

$$\begin{aligned} ik_{2\omega_0} \frac{d}{dz} A_i(z) = & \left(8\mu_0 \omega_0^2 (\chi_{ixx}^{eee} - \frac{1}{c} \chi_{ixy}^{eem}) + \right. \\ & \left. + s_i 8\omega_0 \chi_{yxx}^{mee} \right) \mathcal{A}^2 e^{i(k_{2\omega_0} - 2k_{\omega_0})z} \end{aligned} \quad (1.32)$$

Al resolver la Ecuación Diferencial (1.32) las componentes A_x y A_y dependen de las componentes χ_{ixx}^{eee} , χ_{ixy}^{eem} y χ_{yxx}^{mee} , con $i = x, y$. En un medio sin pérdidas y sin dispersión[1, 16, 22] las componentes del tensor χ^{eee} son números reales y las componentes de los tensores χ^{eem} y χ^{mee} son números complejos. La quiralidad se representa en el comportamiento de las componentes χ_{xxx}^{eee} , χ_{xxy}^{eem} , χ_{yxx}^{mee} , χ_{yxx}^{eee} y χ_{yxy}^{eem} ante una transformación espacial, por ejemplo:

$$\begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} -x \\ y \\ z \end{pmatrix}. \quad (1.33)$$

Entonces, el campo eléctrico y magnético se transforman de la siguiente forma [10, 11, 30]:

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} -E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} \text{ y } \begin{pmatrix} B_x \\ B_y \\ B_z \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} B_x \\ -B_y \\ -B_z \end{pmatrix}. \quad (1.34)$$

mientras que, la polarización y magnetización se transforman de la siguiente forma

$$\begin{pmatrix} P_x \\ P_y \\ P_z \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} -P_x \\ P_y \\ P_z \end{pmatrix} \text{ y } \begin{pmatrix} M_x \\ M_y \\ M_z \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} M_x \\ -M_y \\ -M_z \end{pmatrix}. \quad (1.35)$$

En la Figura (1.3) se muestra una representación de estas transformaciones. En un material no quiral algunas de las componentes χ_{xxx}^{eee} , χ_{xxy}^{eem} , χ_{yxx}^{mee} , χ_{yxx}^{eee} y χ_{yxy}^{eem} se anulan, pero en un material quiral éstas no se anulan. Por el análisis de los Artículos [16, 17] en un material quiral solamente pueden darse la combinación de $a\chi_{ixy}^{eem} + b\chi_{yxy}^{eem}$ (con a y b constantes) estableciendo una fase relativa entre las componentes E_x y E_y de π , por ser estos complejos. Por lo tanto, concluimos, que si el haz fundamental está linealmente polarizado (horizontal), el estado de polarización del segundo armónico láser es elíptico.

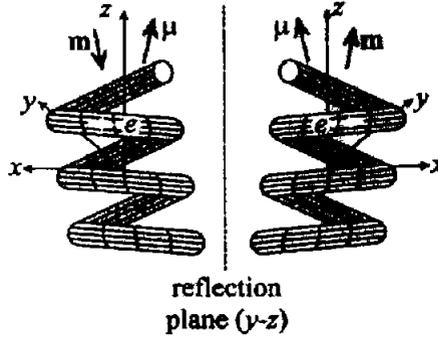


Figura 1.3: Ante una transformación dada por $x \rightarrow -x, y \rightarrow y$ y $z \rightarrow z$, el momento dipolar eléctrico se transforma igual que las coordenadas, pero el momento dipolar magnético se transforma un forma contraria.

1.5.3 Estados de polarización

Para analizar los estados de polarización se puede utilizar el siguiente procedimiento: el haz incidente teniendo un estado de polarización definido lineal (\mathcal{P}), circular derecho (\mathcal{R}), circular izquierdo (\mathcal{L}) o elíptico (\mathcal{E}) —ver Apéndice (A)—; pasa por un retardador de $\lambda/4$ —Ecuación (A.4)— y después por un polarizador lineal —Ecuación (A.2)—. Entonces para cada posición angular del retardador de $\lambda/4$, medimos la irradiancia para dos posiciones del polarizador lineal: $\theta = 0$ y $\theta = \frac{\pi}{2}$, ver Ecuación (A.2). Por último, obtenemos la diferencia de éstas irradiancias, ver Ecuación (A.9); y la graficamos, $I_{\parallel} - I_{\perp}$ contra el ángulo del eje óptico del retardador de $\lambda/4$ con respecto al eje x , ver Gráficas (1.4) y (1.5).

Como se observa en las Figuras (1.4) y (1.5) el comportamiento de la diferencia $I_{\parallel} - I_{\perp}$ depende del estado de polarización del haz incidente en el retardador de $\lambda/4$. Observando esas gráficas se llega a la conclusión de que se puede distinguir el estado de polarización de la haz incidente analizando estas gráficas, y claramente el comportamiento de un haz con estado de polarización \mathcal{E} es totalmente distinguible de los demás.

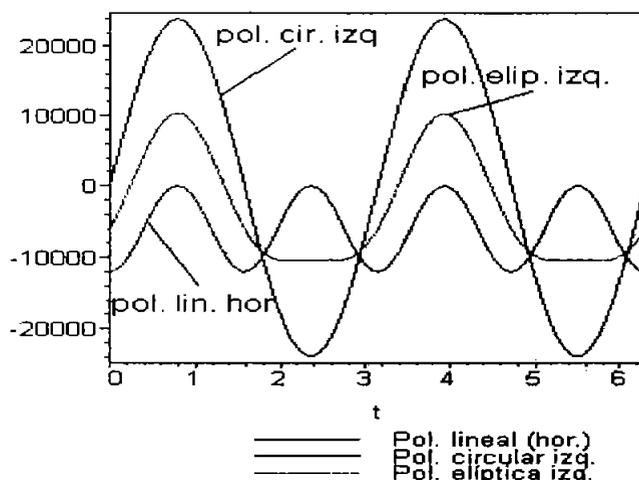


Figura 1.4: En el eje horizontal es τ en radianes (τ es el ángulo que hace el eje óptico del retardador con el eje x), y el eje y es $I_{\parallel} - I_{\perp}$ en W/m^2 . La magnitud del campo eléctrico de la luz con estado de polarización \mathcal{P} horizontal y \mathcal{R} es 3×10^3 V/m. Las magnitudes de las componentes del campo eléctrico con estado de polarización \mathcal{E} izquierda es $E_x = 1,500\sqrt{3}$ V/m y $E_y = 1,500$ V/m.

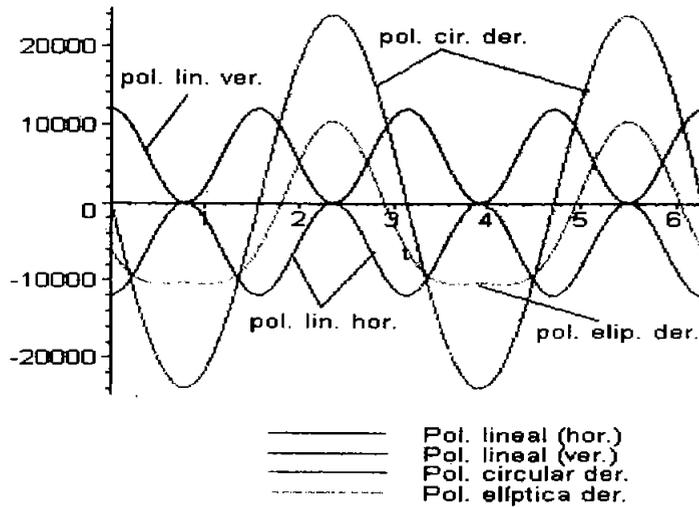


Figura 1.5: En el eje horizontal se representa τ en radianes (donde τ es el ángulo que hace el retardador de $\lambda/4$ con el eje x) y el eje vertical se representa $I_{\parallel} - I_{\perp}$ en W/m^2 . La magnitud del campo eléctrico de la luz con estado de polarización \mathcal{P} horizontal, vertical y \mathcal{L} es 3×10^3 V/m. Las magnitudes de las componentes del campo eléctrico con estado de polarización \mathcal{E} derecha es $E_x = 1,500\sqrt{3}$ V/m y $E_y = 1,500$ V/m.

Capítulo 2

Arreglo Experimental

2.1 Introducción

El objetivo principal fue proponer, montar y automatizar un arreglo experimental para determinar el estado de polarización del *segundo armónico* [17]. Para poder observar un comportamiento distinto y distinguible del material quiral respecto a los no quirales, en lo que se refiere a sus propiedades ópticas no lineales, en particular, la generación del segundo armónico láser. El arreglo está basado en los Artículos [16, 17, 19].

2.2 Arreglo Experimental

Un esquema del arreglo experimental propuesto se muestra en la Figura (2.1). En la Figura (2.2) se muestra una fotografía de todo el arreglo y en la Figura (2.3) se muestra una fotografía de las consolas de control de los instrumentos, del osciloscopio y de la computadora. En el diagrama existen tres partes importantes:

- I.- La generación del haz láser a la frecuencia fundamental (ω_0), determinar su estado de polarización y medir la energía por pulso.
- II.- La irradiación de la muestra con el haz láser para generar el segundo armónico láser (2ω). Colectar la mayor cantidad de luz y eliminar el remanente del haz láser de la frecuencia fundamental.

III.- La Determinación del estado de polarización del segundo armónico láser.

A continuación, describimos con más detalle el arreglo experimental, Figura (2.1):

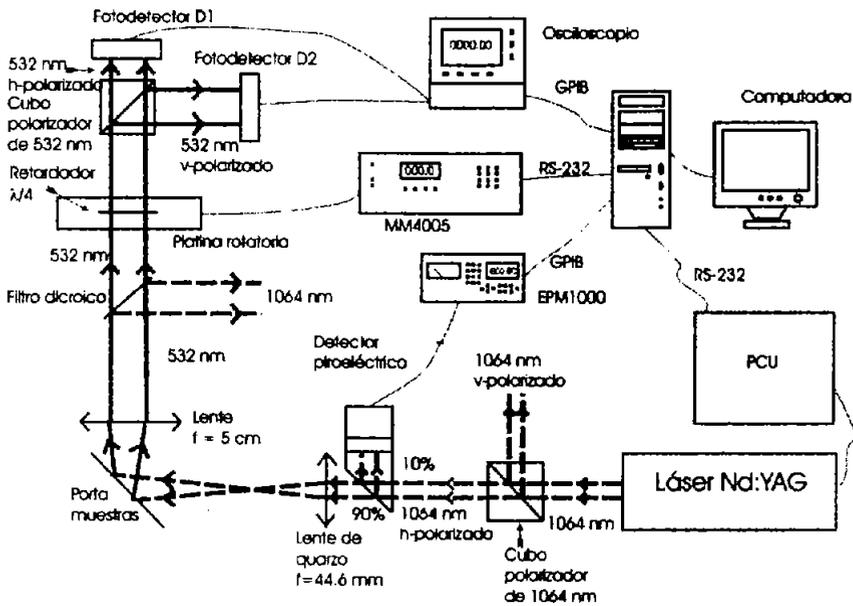


Figura 2.1: Diagrama del arreglo experimental.

- I: Como fuente de radiación se utilizó un láser pulsado de Nd:YAG (ver Apéndice B), marca Continuum, modelo Surelite II-10, emitiendo en la longitud de onda fundamental $\lambda_0 = 1064 \text{ nm}$ ($\omega_0 = 2\pi \frac{c}{\lambda_0}$).

Para garantizar la polarización lineal horizontal al plano de incidencia del haz láser con que se radia a la muestra, éste fue pasado por un *cubo polarizador* (ver Apéndice A), de tal forma que se obtienen dos haces linealmente polarizados, ver Figura (2.4). El sistema de referencia (sistema de referencia de laboratorio) utilizado es el siguiente: el eje z tiene la dirección de propagación del haz, y el plano xy es perpendicular a la mesa óptica. Los ejes x , y y z forman un sistema derecho y el eje y es perpendicular a la mesa óptica. Entonces, la polarización lineal

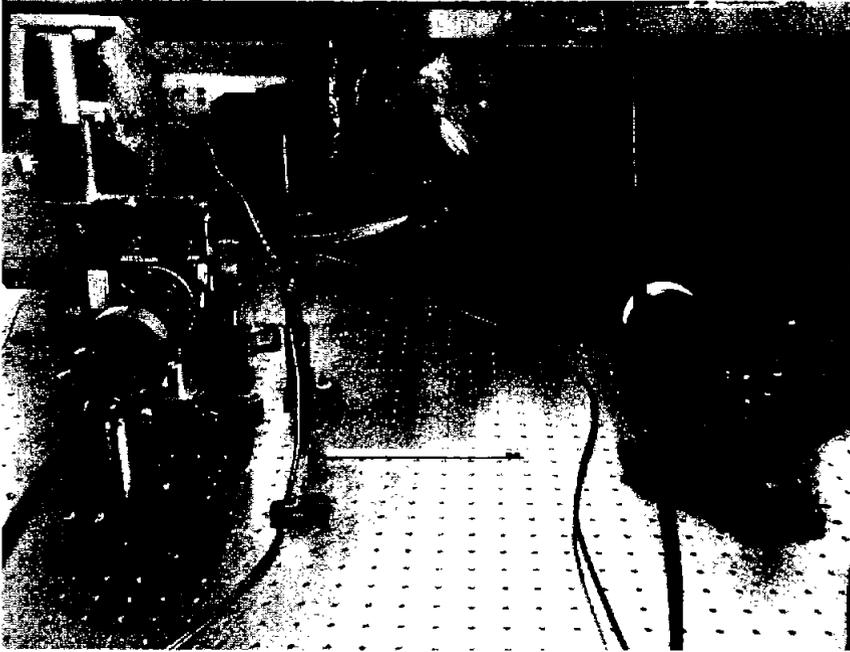


Figura 2.2: Fotografía del arreglo experimental.

horizontal (polarización horizontal) está sobre el eje x y la polarización lineal vertical (polarización vertical) está sobre el eje y . El polarizador de cubo divide al haz fundamental, propagándose en la dirección z , en dos haces ortogonales (plano xz). Un haz tiene la dirección de propagación $-x$ con polarización vertical y el otro tiene la dirección de propagación z con polarización horizontal. Éste último se utiliza para irradiar la muestra.

El haz polarizado horizontalmente fue llevado a un divisor de haz, Figura (2.4), de tal forma que el 90% sigue la misma dirección de propagación, y el 10% se desvía hacia el *detector piroeléctrico J25* (ver Apéndice C.1). Este detector fue controlado por medio de la consola EPM 1000, que a la vez fue controlada por una computadora, mediante un programa de LabVIEW. De esa forma, medimos la energía del haz fundamental láser.

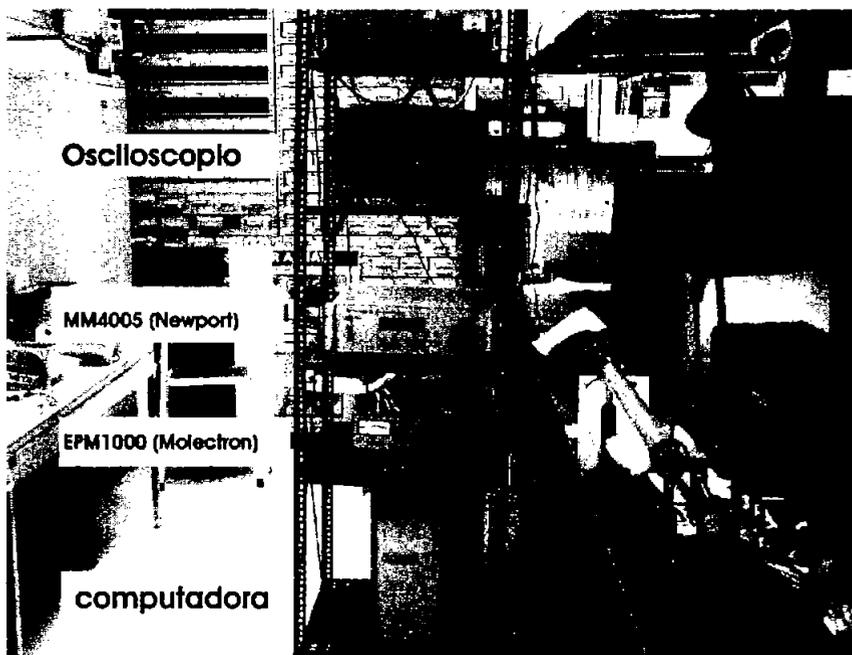


Figura 2.3: Fotografía de las consolas de control del detector piroeléctrico y de la platina rotatoria. También se muestran la computadora y el osciloscopio.

II.- La muestra fue colocada entre un portaobjetos y un cubreobjetos unidos con pegamento epóxico (portamuestras). Este portamuestras se colocó en un montura que tiene un desplazamiento vertical (en el eje y) y gira alrededor del eje y , ver Figura (2.5). El portamuestras forma un ángulo con respecto al eje z de 45° .

La muestra irradiada con el haz fundamental láser ($\lambda = 1,064 \text{ nm}$) genera el segundo armónico láser ($\lambda = 532 \text{ nm}$). La luz reflejada, segundo armónico + fundamental + luz de lámpara de Xenón (la lámpara de Xenón es la fuente de bombeo del láser de ND:YAG, que se encuentra dentro del láser; para ver una fotografía de la lámpara ir Apéndice B), fue colectada y colimada por una de lente de distancia focal $f = 5 \text{ cm}$, Figura (2.5); después, esta luz colectada fue pasada por un filtro dicróico para eliminar la mayor cantidad de remanente del haz fundamental láser, Figura (2.6).

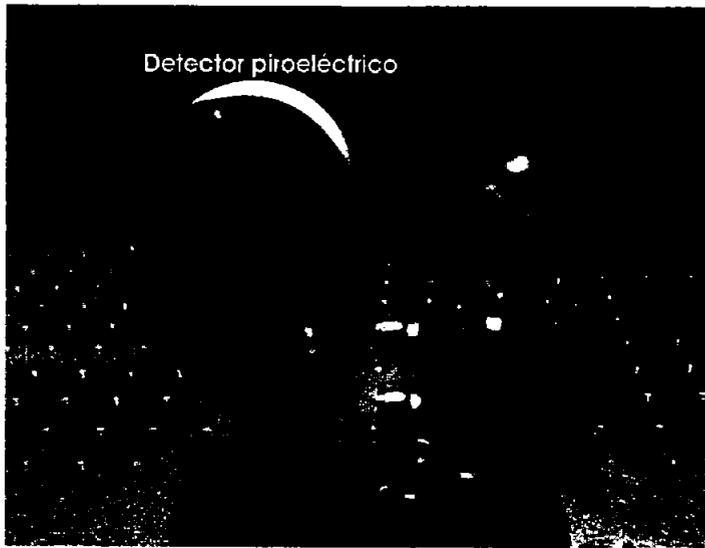


Figura 2.4: En la fotografía se muestra el divisor de luz que está unido al detector piroeléctrico y el cubo polarizador para 1064 nm.

III.- La luz colectada, después de pasar por el filtro dicróico, pasa por un retardador de $\lambda/4$ (ver Apéndice A.1.1 para detalles de este retardador), para el segundo armónico ($\lambda = 532$ nm), no así para el haz fundamental y la luz de la lámpara de Xenón, Figura (2.6). El retardador está montado en una platina rotatoria que fue controlada por la consola MM4005 de Newport, a su vez controlada por la computadora. Después pasa a través de un cubo polarizador para 532 nm. El haz colectado y colimado (aproximadamente) se divide en dos haces ortogonales con estados de polarización lineal: horizontalmente polarizado y verticalmente polarizado, que son enfocados por lentes de distancia focal $f = 3$ cm hacia fotodetectores (ver Apéndice C.2, para detalles técnicos de estos detectores) de silicio. Estos fotodetectores fueron conectados al osciloscopio digital TDS 744A de Tektronix, que a su vez fue conectado a la computadora. Ver Figuras (2.6) y (2.7).

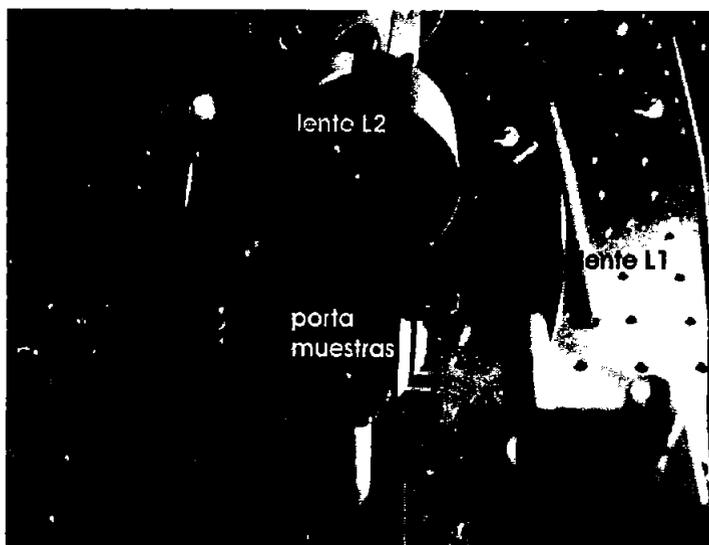


Figura 2.5: En la fotografía se muestra el porta muestras. La lente L1 es de cuarzo, para soportar la energía del láser Nd:YAG. La lente L2 tiene una distancia focal = 5 cm

2.3 Procedimiento Experimental

El algoritmo del procedimiento experimental se muestra en la Figura (2.8). Este procedimiento fue automatizado mediante el programa LabVIEW. LabVIEW es un lenguaje de programación llamado G. La programación se basa totalmente en gráficos (ver Apéndice D, para más detalles).

La consola de Molectron modelo EPM1000 y el osciloscopio Tektronix modelo TDS 744A fueron conectados a la computadora a través del Bus GPIB; el láser Nd:YAG de Continuum y la consola de Newport MM4005 fueron conectados en los puertos RS-232, ver Figura (2.1). Para todos estos instrumentos se crearon *Instrumentos Virtuales* y un panel donde fueron introducidos los parámetros correspondientes para cada muestra (ver Apéndice D).

El procedimiento consistió en los siguientes pasos (ver Figura (2.8):

Inicio: encender manualmente el láser, MM4005, EPM1000, el osciloscopio y la computadora.



Figura 2.6: Fotografía donde se muestra el porta muestras, el retardador (de $\lambda/4$), la platina rotatoria, la lente L3 ($f = 3$ cm) y la lente L4 ($f = 3$ cm). Estas lentes no se muestran en la Figura 2.1, pero fueron colocadas entre el cubo polarizador y los fotodetectores.

Establecer parámetros: los parámetros controlados para cada dispositivo, fueron los siguientes:

Láser :

1. Voltaje que se aplica a la lámpara de Xenón, que excita a la barra de Nd:YAG, que para todas las muestras fue una constante. Éste voltaje se fija de tal forma que la energía de cada pulso sea la suficiente para que todas las muestras generen el segundo armónico láser. Esto se logra irradiando todas las muestras a diferentes voltajes, entonces se elige el mínimo voltaje en el que todas las muestras generan el segundo armónico láser.
2. Frecuencia de repetición de pulsos, que para todas las muestras fue una constante: 10 Hz.

Detector Piroeléctrico :

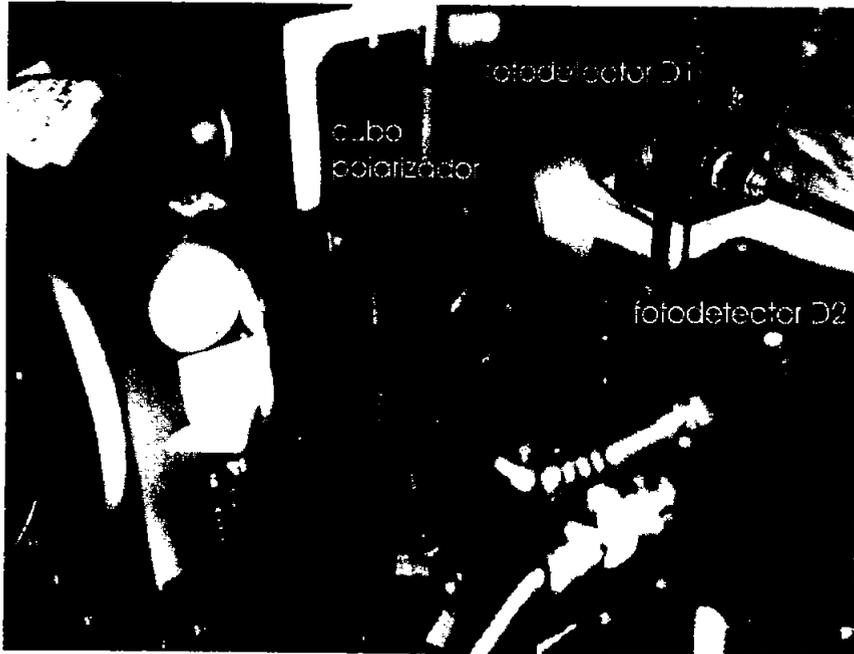


Figura 2.7: Fotografía donde se indica el cubo polarizador (para 532 nm), y los fotodetectores de silicio D1 y D2.

1. Responsividad del detector = 8.56×10^{-1} J/V, que fue una constante para todas las muestras, ver Apéndice (C.1).
2. Números de pulsos promediados, $n_p = 20$.
3. Elección del tipo de medición (energía, potencia, voltaje), que una vez elegido se conserva en todas las mediciones. La medición elegida fue energía.

Platina rotatoria :

1. Velocidad angular, y de ahí establecer el tiempo de recorrido de la platina. Por lo cual se establece un tiempo de espera antes de continuar con el programa.

Osciloscopio :

1. Establecer la escala temporal, que es la misma en todos los experimentos.
2. Determinar la escala del voltaje, que es la misma para todos

los experimentos.

3. El tipo de barrido, simple o de varias tomas y observar el promedio de ellas en la pantalla. Se eligió el tipo simple en todos los experimentos.
4. El tipo de medición realizada (área, voltaje máximo, etc.). Se eligió área para todas las muestras, ya que la integración $\int V(t) dt$ es directamente proporcional a la energía (ver Apéndice C.2).

Establecer el ángulo inicial e incremento angular: El ángulo inicial elegido fue $\theta_i = -170^\circ$ respecto a la escala absoluta de la platina. Esta escala absoluta se define respecto a un switch mecánico en la platina. Y el ángulo final $\theta_f = 170^\circ$. La cantidad de iteraciones, $N + 1$ ($N = 3$), fue establecida mediante:

$$\begin{aligned}\theta_1 &= (1 - 1)\Delta\theta + \theta_i = \theta_i \\ &\vdots \\ \theta_j &= (j - 1)\Delta\theta + \theta_i \\ &\vdots \\ \theta_{N+1} &= ((N + 1) - 1)\Delta\theta + \theta_i = \theta_f\end{aligned}\tag{2.1}$$

la cantidad de iteraciones es constante en todos los experimentos.

Ciclo de toma de datos: se ejecuta un ciclo, cuya secuencia es la siguiente:

iteración = 1 : se realizaron los siguientes pasos:

1. Mover la platina rotatoria al ángulo θ_1 .
2. Mandar el comando de inicio de operación del láser. Desactivar obturador.
3. Esperar a que empiece a generarse el segundo armónico láser.
4. Tomar n_p pulsos con el detector piroeléctrico; y n_p señales con el osciloscopio, que en total son $2n_p$ por ser dos señales independientes, una para cada fotodetector de silicio. Estos datos son promediados y guardados en un archivo tipo "TXT".

5. Mandar el comando al láser para detener el laseado. Activar obturador.

iteración j -ésima : se realizaron los siguientes pasos:

1. Mover la platina rotatoria al ángulo θ_j .
2. Repetir los pasos 2 a 5 de la primera iteración.

iteración $N + 1$: que consiste en lo siguiente:

1. llevarlo al ángulo $\theta_{N+1} = \theta_f$.
2. Repetir los pasos 2 a 5 de las iteraciones anteriores.
3. Detener el ciclo.

Fin: Cerrar todos los puertos, guardar todos los datos y por último terminar el programa.

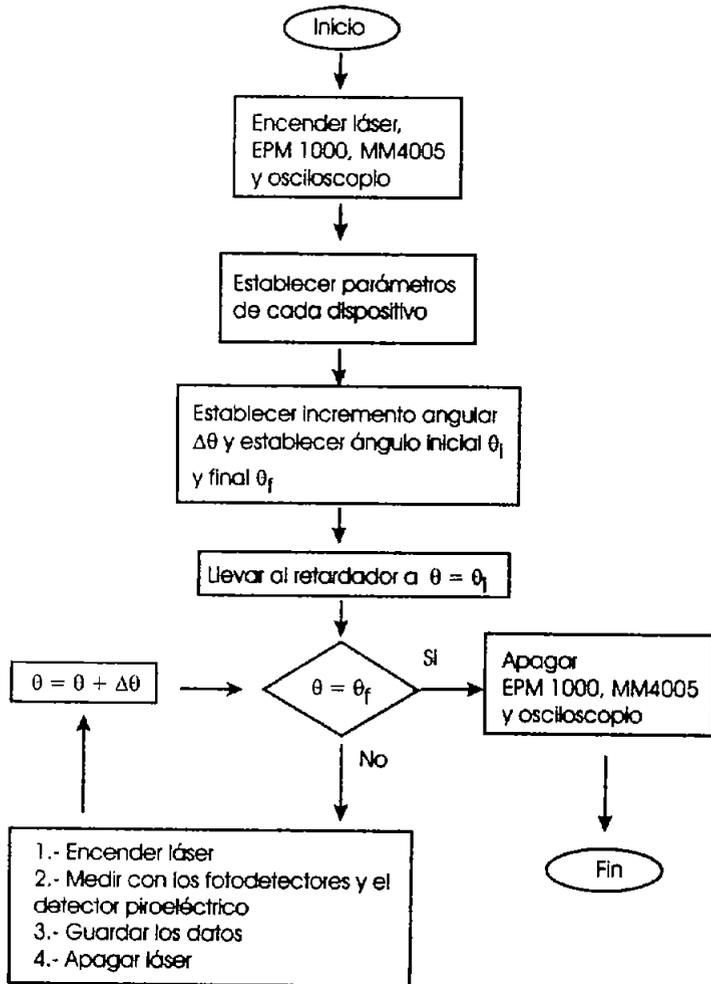


Figura 2.8: Algoritmo del procedimiento experimental

Capítulo 3

Resultados Experimentales y Conclusiones

Con el arreglo y el procedimiento experimental propuestos fueron realizados los primeros experimentos. En la Sección (3.1) se enlistan los materiales (quirales y aquirales) utilizados en estos experimentos; la Sección (3.2) se describe como se analizaron los datos experimentales; la Sección (3.3) se enlistan los problemas experimentales encontrados en la realización de estos experimentos y en la Sección (3.4) se describen los logros obtenidos y las propuestas para mejorar el arreglo experimental.

3.1 Materiales Utilizados

Las primeras pruebas se realizaron a los siguientes materiales:

1. o-MAFA (no quiral)
2. (S,S)-(-)-1,2-Diphenyl-1,2-ethanediol, material ópticamente puro(quiral)
3. (R,R)-(-)-1,2-Diphenyl-1,2-ethanediol, material ópticamente puro(quiral)
4. p-arsanílico (quiral)
5. o-arsanílico (no quiral)
6. Azúcar (quiral)

Debido a que el segundo armónico láser que genera el azúcar es muy intenso, éste se utilizó para alinear el arreglo experimental. También se irradió el portamuestras sin muestra (vidrio) para observar y tomar datos de la reflexión del haz a la frecuencia fundamental láser, por lo cual tenemos señales de referencia cuando no se genera el segundo armónico láser.

En los experimentos realizados con estas muestras, se establecieron los siguientes parámetros:

- Se promediaron 20 pulsos.
- El voltaje aplicado a lámpara de Xenón (que bombea la barra de Nd:YAG del láser) fue de 1.03 kV.
- La escala temporal del osciloscopio fue de 500 ns.
- La escala vertical del osciloscopio fue de 1 V.
- El tipo de medida tomada en el osciloscopio fue el área (energía).
- El tipo de medida tomada del detector piroeléctrico fue de energía.
- El número de iteraciones fue de 35.

3.2 Resultados Experimentales

Los datos experimentales fueron analizados mediante el programa *Origin 6.1*. Los datos fueron importados del archivo que el programa de LabVIEW creó, ver Apéndice (D). Se normalizaron los datos, para después obtener la diferencia de la $I_{\parallel} - I_{\perp}$. Finalmente se graficaron los resultados.

En las Figuras (3.1), (3.2), (3.3), (3.4) y (3.5) se muestran las gráficas de los resultados normalizados, con respecto al mayor dato obtenido, para el azúcar, o-arsanílico, o-MAFA, o-parsanílico y el vidrio, respectivamente. Como es observado en las gráficas, los datos cambian de un día a otro o en el mismo día. Los datos no son reproducibles, aunque las condiciones experimentales fueron las mismas para todas las muestras. Las restantes muestras presentaron un comportamiento similar (no se muestran sus respectivas gráficas).

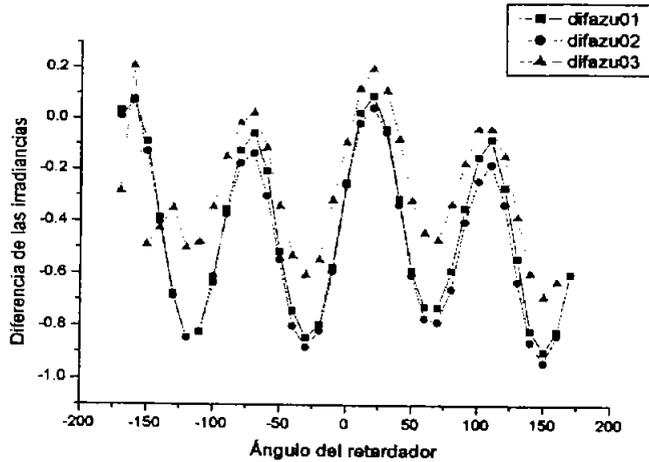


Figura 3.1: Gráfica de los datos experimentales para el azúcar, difazu01 y difazu02 se hicieron el mismo día con una hora de diferencia, y difazu03 se hizo un día después.

Comparando las gráficas anteriores (excepto las que muestran picos) con las Gráficas (1.4) y (1.5) se observa que el haz detectado presenta un estado de polarización horizontal, de donde se deduce que lo que se observa es el haz fundamental y no el segundo armónico generado por la muestra. Por otra parte, experimentalmente se observa que los fotodetectores de silicio tienen una respuesta mayor para $\lambda = 1064$ nm que para $\lambda = 532$, aunque las especificaciones del fabricante indican que la respuesta a ambas longitudes de onda es la misma.

3.3 Problemas Experimentales

Los siguientes problemas experimentales fueron los que se presentaron durante la realización de la tesis:

- Inestabilidad de emisión de los pulsos de luz del láser de Nd:YAG.
- La sensibilidad de los fotodetectores a la longitud de onda 1064 nm (el haz fundamental láser).

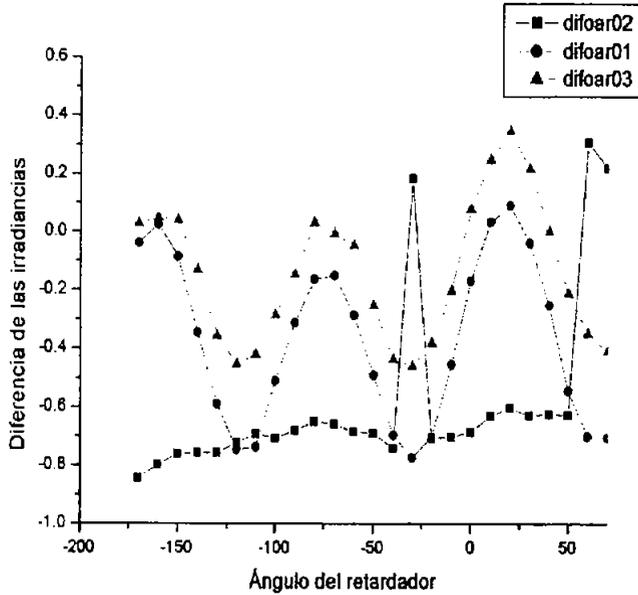


Figura 3.2: Gráfica de los datos experimentales para el o-arsanílico, difoar01 y difoar02 se hicieron el mismo día con una hora de diferencia, y difoar03 se hizo un día después.

- Alineación óptica del arreglo experimental propuesto.
- Problemas de ruido (luz ambiente, señales, etc.)
- Degradación de los materiales (quemado, distribución del grano, cantidad, etc.)
- La alineación del filtro dicróico, ya que debe formar un ángulo de 45° con respecto al haz láser. Cualquier variación de este ángulo implica un mal funcionamiento del filtro.
- El tiempo entre experimentos es importante debido a que las muestras se fotodegradan y disminuye la eficiencia de generación del segundo armónico láser con la temperatura, por lo cual entre más tiempo se irradie la muestra disminuye su eficiencia.

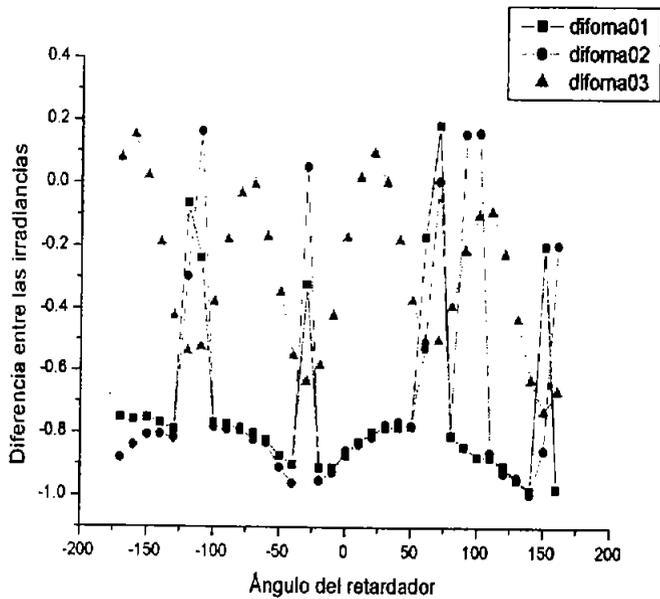


Figura 3.3: Gráfica de los datos experimentales para el o-MAFA, difoma01 y difoma02 se hicieron el mismo día con una hora de diferencia, y difoma03 se hizo un día después.

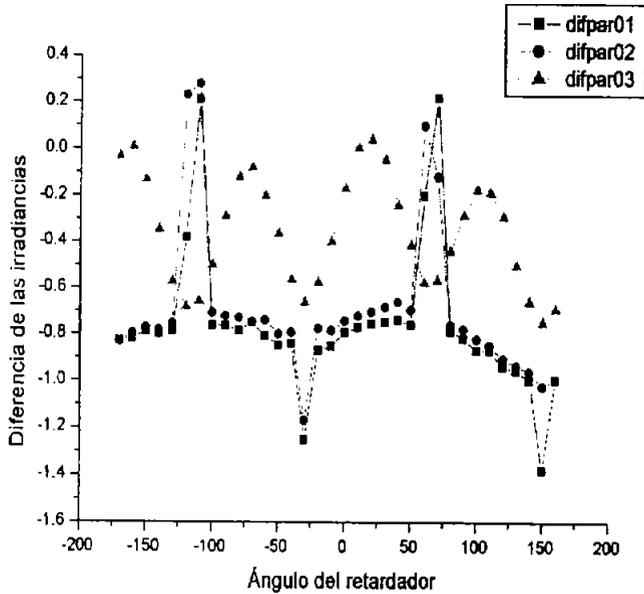


Figura 3.4: Gráfica de los datos experimentales para el p-arsanílico, difpar01 y difpar02 se hicieron el mismo día con una hora de diferencia, y difpar03 se hizo un día después.

3.4 Conclusiones

- El experimento es difícil. La alineación óptica es crítica. La recolección de la mayor cantidad de luz del segundo armónico láser es difícil debido a que ésta emite en todas direcciones. Las muestras, por estar polimerizadas y en polvo, complican el arreglo experimental. En estos experimentos se deben manejar varias variables:
 1. El voltaje aplicado a la lámpara de Xenón que bombea la barra de Nd:YAG.
 2. El encendido y apagado del láser, así como el obturador [31].
 3. La toma simultánea de datos del detector piroeléctrico y de los dos fotodetectores de silicio, estos dos últimos mediante el osciloscopio.
 4. El control de la platina rotatoria.

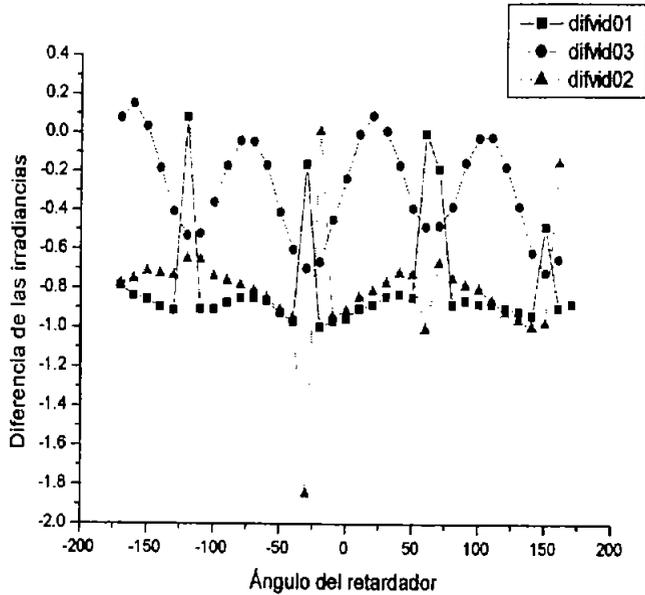


Figura 3.5: Gráfica de los datos experimentales para el vidrio, difvid01 y difvid02 se hicieron el mismo día con una hora de diferencia, y difvid03 se hizo un día después.

5. El control de los parámetros del osciloscopio y de la consola del detector piroeléctrico.
6. Guardar toda la información.

El experimento es lo suficientemente complejo como para que una sola persona controle y además capture los datos. Un experimento, barriendo un intervalo de 90° con incrementos de 10° se lleva un tiempo de una hora aproximadamente. Con la automatización, una sola persona es capaz de hacer el experimento barriendo un intervalo de 340° en incrementos de 1° realizándose en un tiempo de 3 horas aproximadamente.

- La instrumentación es muy importante en el desarrollo experimental de la ciencia básica, como en el desarrollo tecnológico. La automatización es una parte importante de la instrumentación pues disminuye

los tiempos de realización de los experimentos. Por ello es importante establecer en un laboratorio la automatización.

- El objetivo principal fue la automatización del arreglo experimental. Hablar de automatización implica el control de todos los instrumentos involucrados, el conocimiento de los protocolos de comunicación de cada uno de ellos (RS-232, GPIB, etc.), la creación de *Instrumentos Virtuales* que puedan ser utilizados en todos los experimentos que involucren esos instrumentos. En este trabajo se aprendieron los siguientes programas y protocolos:

1. LabVIEW
2. C++, para poder hacer las librerías DLL de instrumentos e integrarlos a LabVIEW.
3. El estándar VISA.
4. Los protocolos de comunicación: RS-232, GPIB.

También se aprendió el manejo y la automatización de los instrumentos:

1. Osciloscopio digital TDS 744A de Tektronix.
2. La consola EPM1000 del detector piroeléctrico de Molelectron.
3. El controlador de posición MM4005 de la platina giratoria de Newport.
4. El control remoto del láser Nd:YAG a través de su CPU.
5. La captura de la señal de los fotodetectores.
6. El análisis de los datos experimentales.

Además de los instrumentos siguientes (estos instrumentos no fueron utilizados en este experimento):

1. Motor de pasos para el monocromador fabricado Acton Research Corporation.
2. La consola para varios detectores fabricados por Coherent.

3. Una consola que controla tres platinas, una con movimiento lineal y dos rotatorias de Newport. Una tarjeta de adquisición de datos para un fotomultiplicador fabricado por EMI. La automatización de estos instrumentos es parte de una colaboración a una tesis doctoral en el área de esparcimiento, del grupo de Óptica Aplicada del CCADET-UNAM, Así como la sincronización de toma de datos y análisis de los mismos
4. Uno de los más grandes problemas experimentales es la dependencia tecnológica. Es por ello que la razón de incluir en el Apéndice B, la calibración del láser de Nd:YAG fabricado por Continuum y por Big Sky, como además la alineación de la cavidad láser, obedece a establecer información útil que no es dada en la compra de los instrumentos. Esto permite saber más del funcionamiento del láser y poder así arreglarlo, y no verlo como una caja negra.

Apéndice A

Polarizadores y Retardadores

A.1 Polarizadores

La función principal de los polarizadores es cambiar o crear (si el haz incidente no tiene estado de polarización definida) un estado de polarización determinado. Existen tres estados de polarización: polarización lineal \mathcal{P} ; polarización elíptica \mathcal{E} y polarización circular derecha \mathcal{R} e izquierda \mathcal{L} .

A.1.1 Cubo polarizador

En este trabajo se utilizaron dos cubos polarizadores: 05BC15PH.3 que es funcional en la longitud de onda 532 nm y el segundo 05BC15PH.9 que es funcional en 1064 nm, ambos de Newport. El haz entra de la forma mostrada en la Figura (A.1). El cubo, divide al haz en dos haces ortogonales con estados de polarización \mathcal{P} también ortogonales entre sí.

A.1.2 Representación matemática

Consideremos un campo eléctrico de la siguiente forma:

$$\vec{E} = \begin{pmatrix} E_x \\ E_y e^{i\varphi} \end{pmatrix} e^{i(\omega t - kz)} \quad (\text{A.1})$$

en la Figura (A.2) se puede observar el sistema de referencia escogido. La onda se propaga en el eje z . φ es el desfase de una componente con respecto a la otra y, dependiendo de su valor, la onda puede estar en un estado de polarización lineal, circular o elíptico.

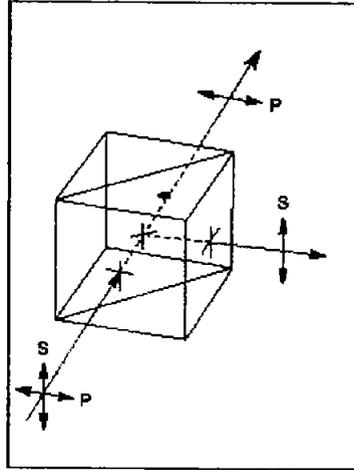


Figura A.1: Es importante que el haz entre como se muestra en la figura.

La representación matricial de un polarizador lineal es:

$$\mathcal{P}(\theta) = \begin{pmatrix} \cos^2\theta & \text{sen}\theta\cos\theta \\ \text{sen}\theta\cos\theta & \text{sen}^2\theta \end{pmatrix} \quad (\text{A.2})$$

donde θ es el ángulo que hace el eje de transmisión del polarizador con el eje x , ver Figura (A.2). Entonces la forma de la onda (\vec{E}^p) después de pasar por el polarizador, es igual a:

$$\vec{E}^p = \mathcal{P}(\theta) \cdot \vec{E} \quad (\text{A.3})$$

A.2 Retardadores

La operación de un retardador consiste en desfazar las componentes ortogonales del campo eléctrico entre sí. Existen dos formas de hacer esto: cuando tenemos **birrefringencia lineal** (retardadores estándares), y cuando tenemos **birrefringencia circular** (retardadores circulares).

A.2.1 Retardador de cuarzo

En este trabajo se utilizó un retardador de orden múltiple de $\lambda/4$ WPMH05-532 de Thorlabs para 532 nm.

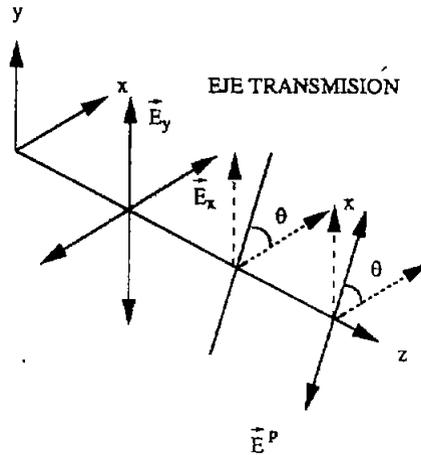


Figura A.2: Polarizador. El eje de transmisión del polarizador es representado por una línea que forma un ángulo θ con el eje x

A.2.2 Representación matemática

La representación matricial de un retardador, es en general, para cualquier valor del desfase α :

$$\mathcal{R}_\alpha(\tau) = \begin{pmatrix} \cos^2\tau e^{i\alpha} + \sin^2\tau & \frac{1}{2}\sin 2\tau(e^{i\alpha} - 1) \\ \frac{1}{2}\sin 2\tau(e^{i\alpha} - 1) & \sin^2\tau e^{i\alpha} + \cos^2\tau \end{pmatrix} \quad (\text{A.4})$$

donde el eje óptico es perpendicular a la dirección de propagación; τ es el ángulo que forma el eje óptico con el eje x , α es el desfase que produce el retardador en el eje óptico. Si el retardador es $\lambda/4$, $\alpha = \pi/2$, y si es $\lambda/2$, $\alpha = \pi$.

A.3 Polarizador y Retardador Actuando juntos

Si aplicamos a la onda (A.1) primero un retardador de $\lambda/4$ y después un polarizador lineal horizontal y luego uno perpendicular (que en este experimento sería colocar primero el retardador y después el cubo polarizador), el campo (\vec{E}^r) resultante sería:

$$\begin{aligned}
\vec{E}_{\parallel}^r &= \mathcal{P}(0)\mathcal{R}_{\frac{\lambda}{4}}(\tau)\vec{E} \\
&= \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} i\cos^2\tau + \sin^2\tau & \frac{1}{2}\sin 2\tau(i-1) \\ \frac{1}{2}\sin 2\tau(i-1) & i\sin^2\tau + \cos^2\tau \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y e^{i\varphi} \end{pmatrix} e^{i(\omega t - kz)} \\
&= \begin{pmatrix} E_x(i\cos^2\tau + \sin^2\tau) - \frac{E_y}{2}\sin 2\tau e^{i\varphi}(i-1) \\ 0 \end{pmatrix} e^{i(\omega t - kz)}
\end{aligned} \tag{A.5}$$

$$\begin{aligned}
\vec{E}_{\perp}^r &= \mathcal{P}\left(\frac{\pi}{2}\right)\mathcal{R}_{\frac{\lambda}{4}}(\tau)\vec{E} \\
&= \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} i\cos^2\tau + \sin^2\tau & \frac{1}{2}\sin 2\tau(i-1) \\ \frac{1}{2}\sin 2\tau(i-1) & i\sin^2\tau + \cos^2\tau \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y e^{i\varphi} \end{pmatrix} e^{i(\omega t - kz)} \\
&= \begin{pmatrix} 0 \\ -\frac{E_x}{2}\sin 2\tau(i-1) + E_y e^{i\varphi}(i\sin^2\tau + \cos^2\tau) \end{pmatrix} e^{i(\omega t - kz)}
\end{aligned} \tag{A.6}$$

donde \parallel indica que el eje de transmisión del polarizador es paralelo al eje x , y \perp que es perpendicular al mismo eje. Obteniendo las magnitudes, para después obtener la irradiancia, obtenemos:

$$\begin{aligned}
I_{\parallel} \sim |\vec{E}_{\parallel}^r|^2 &= E_x^2(\sin^4\tau + \cos^4\tau) + \frac{E_y^2}{2}\sin^2(2\tau) + \\
&+ E_x E_y \sin 2\tau \left(\cos\varphi(\cos^2\tau - \sin^2\tau) - \sin\varphi \right)
\end{aligned} \tag{A.7}$$

$$\begin{aligned}
I_{\perp} \sim |\vec{E}_{\perp}^r|^2 &= E_y^2(\sin^4\tau + \cos^4\tau) + \frac{E_x^2}{2}\sin^2(2\tau) + \\
&+ E_x E_y \sin 2\tau \left(\cos\varphi(\sin^2\tau - \cos^2\tau) + \sin\varphi \right)
\end{aligned} \tag{A.8}$$

Haciendo la diferencia entre I_{\parallel} y I_{\perp} , obtenemos:

$$\begin{aligned}
I_{\parallel} - I_{\perp} &= -(I_{\perp} - I_{\parallel}) = (E_x^2 - E_y^2) \left(\frac{1}{2}\sin^2(2\tau) + (\sin^4\tau + \cos^4\tau) \right) + \\
&+ 2E_x E_y \sin 2\tau \left(\cos\varphi(\sin^2\tau - \cos^2\tau) + \sin\varphi \right)
\end{aligned} \tag{A.9}$$

Apéndice B

Láser Nd:YAG

B.1 Introducción

El láser Nd:YAG (neodymium-yttrium aluminium garnet $(\text{Nd}_x\text{Y}_{1-x})_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$) fabricado por Continuum, modelo Surelite II-10, tiene las siguientes características [31]. El láser contiene de 0.9 a 1.4% de impurezas de Nd^{+3} . La inversión de población se obtiene de la absorción de la radiación de una lámpara de Xenón (Xe). La lámpara de Xe tiene un voltaje de polarización variable y el pulso crítico es otorgado a un máximo de 1.8 kV con una duración de 200 μs (FWHM). El láser Surelite II-10, constituido por un cristal de granate de yttrio aluminio dopado con neodimio, es la fuente de pulsos ópticos a la longitud de onda del fundamental (1064 nm). El láser cuenta con un oscilador de modo de operación Q-switch que da pulsos con una repetición de hasta 10 Hz y un ancho temporal, de cada pulso, de 5-7 ns. Cuando el haz del láser pasa a través de ciertos cristales ópticos no lineales, como el niobato de litio (LiNbO_3) o fosfato dihidrógeno de potasio-KDP (KH_2PO_4) se obtiene la generación de armónicos. El láser cuenta con cristales que producen el segundo, tercer y cuarto armónicos (532, 355 y 266 nm), respectivamente. Los cristales se colocan en la parte frontal del cuerpo del láser. Inmediatamente, a la salida, se coloca un arreglo de filtros ópticos marca Continuum modelo SSP, el cual tiene la función de separar las frecuencias armónicas del láser.

B.2 Medición de las Intensidades de Láseres de Nd:YAG

B.2.1 Láser Continuum Modelo Surelite II.

La calibración [31, 32] consiste en relacionar la energía de cada pulso de luz con respecto al voltaje aplicado a la lámpara de Xenón. El voltaje se controla a través del panel de control que se encuentra en el PCU [31]. Para calibrar tenemos que tener en cuenta que los detectores sólo resisten hasta cierta densidad óptica (D.O.); por lo cual, se debe disminuir hasta un valor que tolere el detector. Para tal efecto, existen dos procedimientos:

1. Se utiliza una lente de positiva de cuarzo (para que resista la energía de los pulsos provenientes del láser de Nd:YAG), para expandir el haz, y así disminuir la densidad óptica (D.O.) El esquema del dispositivo utilizado se muestra en la Figura (B.1). El intervalo, en el voltaje, va de 1.01 kV a 1.12 kV, ya que a voltajes mayores en el punto focal se ioniza al aire, teniendo como consecuencia la pérdida de energía. En la Figura (B.2) se muestran los resultados. Se corrió el experimento dos veces (automatizado con LabVIEW), después se obtuvo el promedio de las dos mediciones. En la figura se gráfica el voltaje de la lámpara de Xenón vs. la energía promedio I_p . Haciendo una regresión lineal obtenemos: $I_p = 327.43V - 324.40$, donde I_p es la energía promedio y V es el voltaje. La recta es yuxtapuesta a los datos experimentales (Figura B.2).

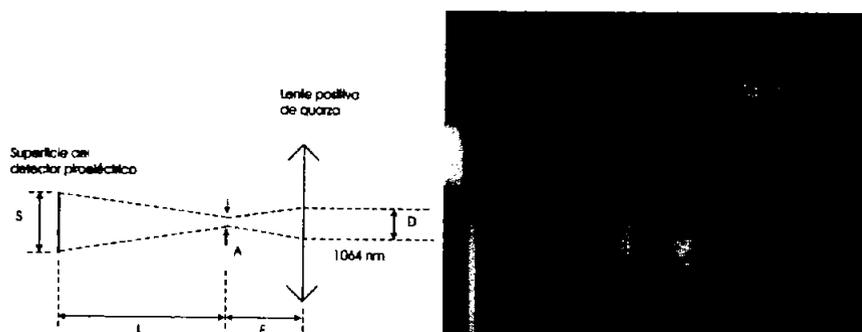


Figura B.1: Esquema y foto del arreglo experimental para calibrar y medir las intensidades del láser de Nd:YAG

Para ampliar el rango podemos hacer una variación del dispositivo, simplemente colocando un atenuador entre la salida del láser y la lente. El intervalo de cambio de voltaje de la lámpara de Xenón va de 1.01 kV a 1.25 kV. La energía que llega al detector es aproximadamente el 10 % de la energía entrante. En la Figura (B.2) se muestra el promedio, A_p , de tres corridas del experimento.

- Otra forma de realizar la calibración consiste en utilizar un divisor de haz, de tal forma que el 10 % llegue al detector y el 90 % a la muestra. En este caso debemos cambiar la responsividad del detector, de 8.56×10^0 a 8.56×10^{-1} [33]. Los resultados se muestran en la Figura (B.2). D es la energía medida, que es el 13 % de la energía entrante. El rango va de 1.01 kV a 1.25 kV.

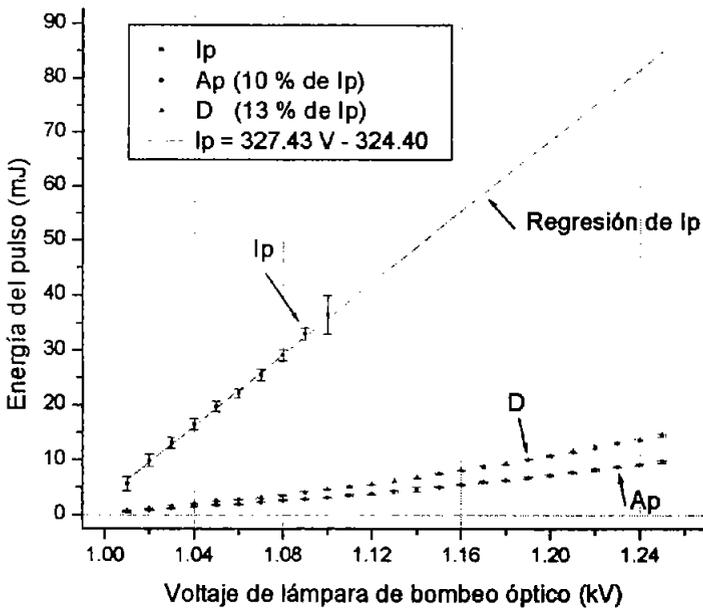


Figura B.2: Resultados de la calibración. I_p es la energía expandiendo el haz, A_p es la energía expandiendo y atenuándolo, D es la energía medida con un divisor de haz

B.2.2 Láser Big Sky Modelo Ultra

Con el propósito de continuar el experimento con otro láser, se midió y calibró el láser de Nd:YAG fabricado por Big Sky, modelo Ultra, cuyo medio activo es una barra de Nd:YAG y emite en las longitudes de onda 1064 nm y 532 nm al tener instalado el cristal generador del segundo armónico. La frecuencia de repetición de pulsos puede variar en los valores de 1 Hz a 10 Hz con un incremento de 0.5 Hz. En el láser se puede variar la intensidad del haz a través de una escala que tiene el intervalo 1-10 en incrementos de 0.5. La calibración consistió en medir la energía de cada pulso y relacionarla con esta escala.

El arreglo experimental para calibrar es similar al anterior con una lente de cuarzo y el detector piroeléctrico J25¹. Se calibró para cada una de las frecuencias. Se promediaron 20 pulsos. La energía promedio fue dividida por el área del detector piroeléctrico para obtener la densidad de energía (el área del detector fue de 9.62 cm²). En la Figura (B.3) se muestran los resultados. Con estos datos se obtuvo la densidad de energía en el punto focal. El diámetro del punto focal está dado por la fórmula: $f = \frac{dD\pi}{4\lambda}$, donde f es la distancia focal (44.6 mm para la lente de cuarzo utilizada), d el diámetro del haz láser en el punto focal, D el diámetro de la sección transversal del haz láser (de aproximadamente 5 mm en nuestro caso) y λ la longitud de onda, que en esta calibración es de 1064 nm. En la Figura (B.4) se muestran los resultados obtenidos.

B.3 Alineación de la Cavity Óptica del Láser de Nd:YAG

El procedimiento para la alineación es el siguiente:

1. Sacar el retardador, la celda Pockels y el espejo trasero de la cavity óptica, Figura (B.5), de tal forma que queden sólo la barra de Nd:YAG y el espejo acoplador (espejo de salida).
2. Utilizar un láser de Helio-Neon para alinear con el eje óptico del sistema

¹Sin embargo, éste no fue automatizado debido a que no se conocían los comandos para este láser

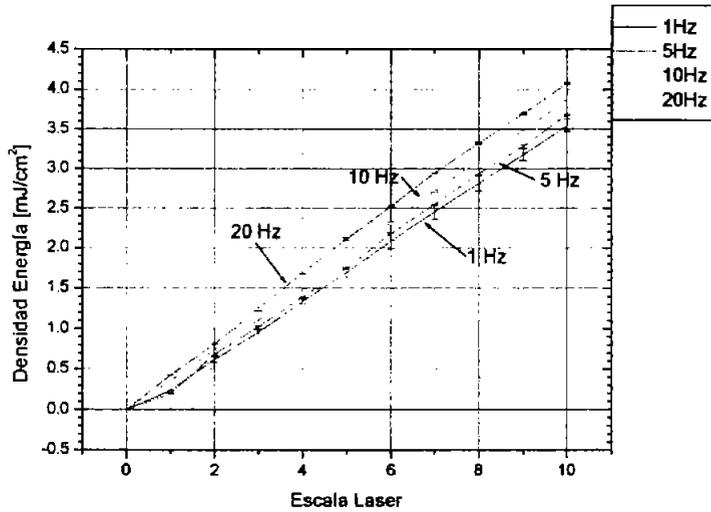


Figura B.3: Calibración del láser de Nd:YAG fabricado por Big Sky, modelo Ultra. El area del detector piroeléctrico fue 9.62 cm².

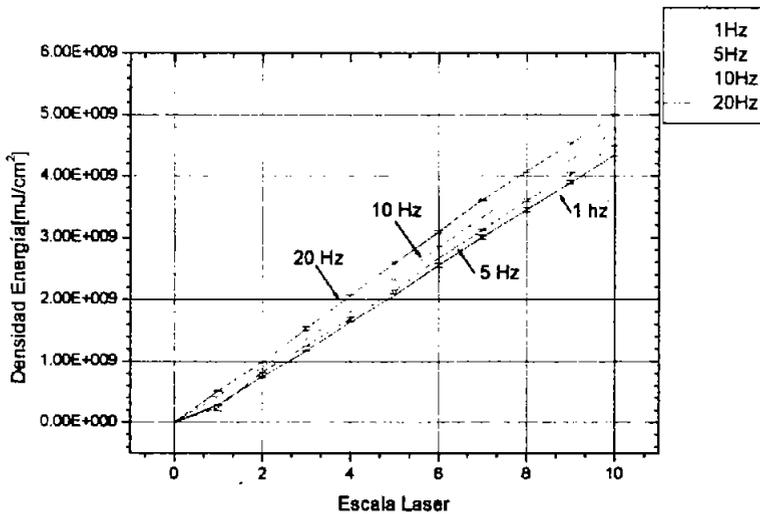


Figura B.4: Densidad de energía en el punto focal, el diámetro del punto focal fue 10 μm.

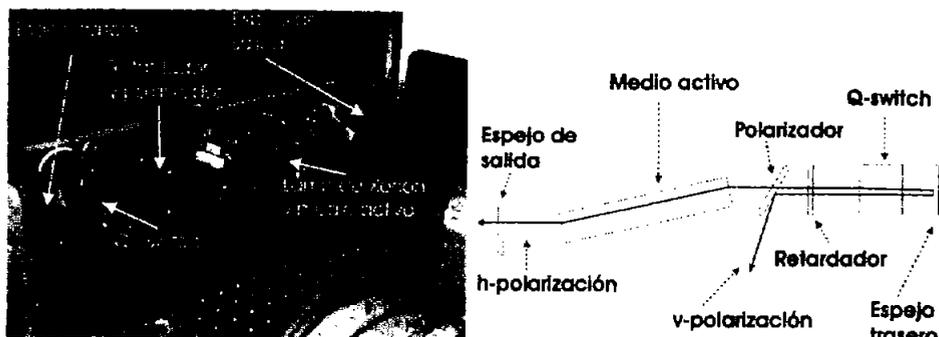


Figura B.5: fotografía y esquema de la cavidad láser. El retardador es $\lambda/4$. Todos los elementos ópticos mostrados fueron alineados.

- del láser la barra y el espejo acoplador. El haz debe pasar por el centro de la barra (que esta fija) y por el centro del espejo acoplador².
3. Colocar el espejo trasero y alinearlo con la barra y el espejo acoplador de tal forma que el haz del He-Ne no pierda su alineación.
 4. Colocar la celda Pockels y alinearla con el siguiente procedimiento:
 - a) Polarizar linealmente el haz del He-Ne que entra en la cavidad.
 - b) Colocar en la salida de la celda un analizador, que debe ser ortogonal al estado de polarización del haz que llega a la celda.
 - c) Colocar una pantalla después del analizador.
 - d) Colocar un difusor entre la celda y el analizador.

En la pantalla debe observarse un patrón de interferencia debida a la birrefringencia de la celda Pockels, se muestra en la Figura (B.5) como Q-Switch. Cuando el patrón es simétrico la celda estará alineada. Ya que la celda está alineada, quitar el analizador y el difusor de la cavidad.

²Según datos del fabricante éste tiene una transmitancia gaussiana y puede observarse una mancha marrón en el centro.

5. Colocar el retardador de tal forma que el haz pase por el centro.
6. Encender el láser y hacer los ajustes finos en el espejo trasero, para optimizar la alineación. La dirección del haz de He-Ne debe coincidir con la dirección del haz infrarrojo del láser de Nd:YAG. Esta dirección es determinada por dos diafragmas.

Apéndice C

Detectores

C.1 Detector Piroeléctrico

La consola de la marca Molectron Detector, Inc. modelo EPM1000, tiene un solo canal para conectar un detector piroeléctrico J25. Tiene tres modos de operación (Joule, Volts y Watts). El modo de medición de potencia en un rango de $100\mu\text{W}$ a 10 kW ; y también puede medir energía en un rango de 100 fJ a 300 J . La conexión utilizada fue a través de un puerto IEEE-488 (GPIB)[33].

C.2 Fotodetector de Silicio Polarizado Electrónicamente

Hemos utilizado un fotodetector de la compañía EOT de la serie ET, que usa fotodiodos PIN con polarización electrónica inversa. Los fotodiodos mediante el efecto fotovoltaico convierten la energía de la luz incidente en corriente eléctrica. Se polariza inversamente con baterías de litio de 3V . Los fotodetectores deben ser conectados a un osciloscopio con una entrada de impedancia de 50Ω .

Si α es la sensibilidad del detector, que claramente es función de la longitud de onda: $\alpha = \alpha(\lambda)$, donde las unidades son: $[\alpha] = \text{Watts/Ampere}$, entonces la energía está dada por $E = \frac{\int V(t) dt}{\alpha(\lambda)}$, en Joules.

Apéndice D

LabVIEW

LabVIEW es un lenguaje de programación gráfico (también llamado G) que interpreta el código fuente. El código fuente es llamado *Instrumento Virtual*. Estos Instrumentos Virtuales están divididos en dos partes: el panel de control y el diagrama de bloques. El panel de control es la parte del programa donde se establece la interacción del usuario con el programa y así con los instrumentos. El diagrama de bloques es donde realmente se programa a través de un código gráfico. El código gráfico está basado en iconos conectados mediante hilos, estos últimos son la representación del *flujo de datos*, parte esencial de LabVIEW[34].

La comunicación con los instrumentos se realiza mediante el estándar **VISA**, que *LabVIEW* tiene integrado a través de librerías o macros. Las librerías están representadas por iconos [34, 35]. Los más importantes son:

Open: con este icono abrimos la comunicación entre la computadora y el instrumento mediante una dirección asignada. Las direcciones son establecidas mediante el programa *Measurement & Automation*, con este programa configuramos que tipo de instrumentos tenemos: GPIB, RS-232, etc.

Write: mediante esta librería enviamos los comandos específicos de cada dispositivo.

Read: mediante esta librería leemos del buffer la respuesta del instrumento.

Close: cerramos la comunicación con el instrumento.

D.1 Automatización del láser

Se creó un *Instrumento Virtual* para cada comando. El número de comandos es ocho. Siete son instrucciones para el láser y uno de petición (se envía un comando y esperamos respuesta del instrumento). La comunicación es a través del puerto RS-232 (serial). Las direcciones asignadas por *Measurement & Automation* a este tipo de protocolo son ASRLX::INSTR, donde X es un número entero, p. ej. 1 para COM1 o 2 para COM2, etc. En la Imagen (D.1) se muestra las imágenes del panel de control y el diagrama de bloques para algún *Instrumento Virtual*.

D.2 Automatización del Medidor de Potencia/Energía Molectron

Se creó para cada comando un *Instrumento Virtual*. La comunicación fue a través de GPIB. El programa *Measurement & Automation* asigna direcciones a este tipo de protocolos del tipo GPIBO::Y::INSTR, donde Y es la dirección previamente establecida en el instrumento. Hay que tomar en cuenta que la dirección $Y = 0$ está restringida, pues está asignada a la computadora que aloja al bus GPIB. En la Imagen (D.2) se muestra una imagen del panel de control y del diagrama de bloques de algún *Instrumento Virtual*.

D.3 Automatización del Controlador de Movimiento Newport

La cantidad de comandos es muy extensa, por lo cual sólo se utilizaron un número reducido de ellos creando sus respectivos *Instrumentos Virtuales*. La comunicación se estableció mediante el protocolo RS-232, pero en este caso la forma de conectar los cables es distinto del estándar [36]. En la Imagen (D.3) se muestra una fotografía del panel de control y del diagrama de bloques para alguna librería en particular.

D.4 Automatización del Osciloscopio

La cantidad de comandos es enorme en este caso, por lo cual sólo se utilizaron una pequeña cantidad de ellos haciendo sus respectivos *Instrumentos Virtuales* [37, 38]. En la Imagen (D.4) se muestra una imagen del panel de control y del diagrama de bloques.

D.5 Automatización de la Calibración

En este programa se sincronizaron dos instrumentos, el láser y el detector piroeléctrico. En la Imagen (D.5) se muestra una imagen del panel de control y del diagrama de bloques. Los parámetros manejados fueron: el voltaje aplicado en la lámpara de Xenón, el número de pulsos a promediar, las unidades del moletron y la responsividad del detector. Se creó un *Sub-Instrumento Virtual* para que la consola eligiera automáticamente la escala.

Este programa fue de mucha ayuda, pues una calibración manual llevaba un tiempo de alrededor de tres horas, con el programa tarda 20 minutos a lo más. Los datos (promedios) son guardados en un archivo tipo TXT y graficados en el panel de control. Los datos guardados se analizaron con el programa Origin. Los resultados se muestran en la Imagen (B.2). Los tres procedimientos explicados en la Sección (B.2) fueron realizados con el mismo programa, solamente variando la responsividad del detector.

D.6 Control del Láser

Con los *Instrumentos Virtuales* creados para cada comando del láser de Nd:YAG se realizó un programa donde en el panel de control se pudieran cambiar a voluntad todos los parámetros del láser, ver Imagen (D.6). La ventaja de haber hecho el programa está en que a cada comando se le asoció un *botón* o *menú* de tal forma que no hay la necesidad de seleccionar de un menú principal —como en el PCU del láser [31]— primero un comando, para después cambiar el valor correspondiente, sino que todos los valores pueden ser cambiados directamente en el panel de control.

D.7 Automatización del Experimento

El algoritmo propuesto en la Sección (2.3) fue realizado con *Instrumento Virtual*, ver Imagen (D.7). En el panel control se controlan todos los parámetros descritos en la sección antes mencionada. Además de poner comentarios, que también son guardados en el archivo TXT, como el nombre de la muestra, fecha, escala temporal y de voltaje del osciloscopio, la responsividad del detector piroeléctrico (d. p.), las unidades de los datos enviados por el d. p. y la escala del d. p. La ventaja está en el tiempo menor necesario para correr un sólo experimento, donde se miden 340 datos, que es igual a 3 horas, mientras que manualmente toma 1 hora tomar 10 datos.

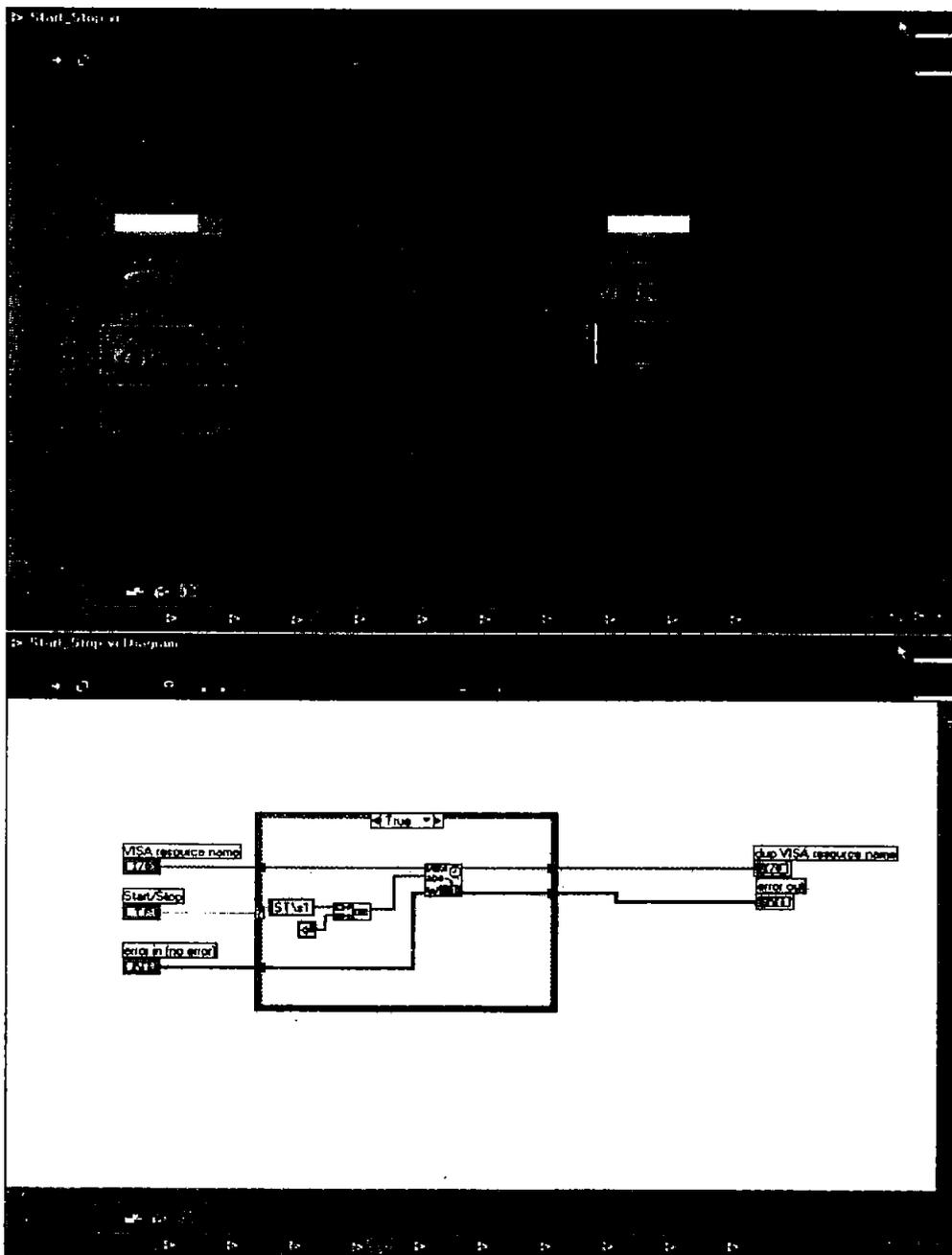


Figura D.1: Imagen del instrumento virtual (panel de control y diagrama) para el láser

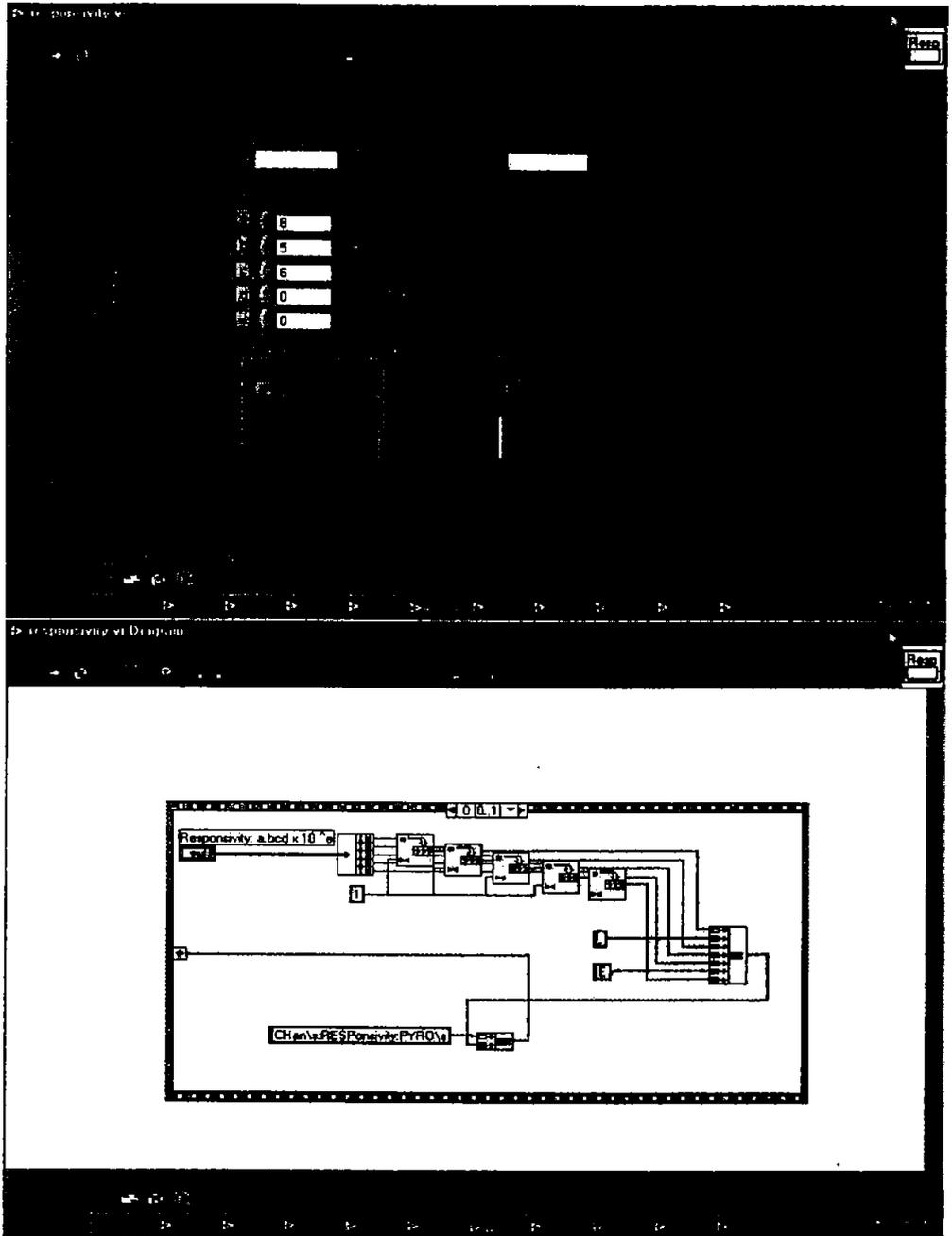


Figura D.2: Imagen del instrumento virtual (panel de control y diagrama) para la consola EPM1000

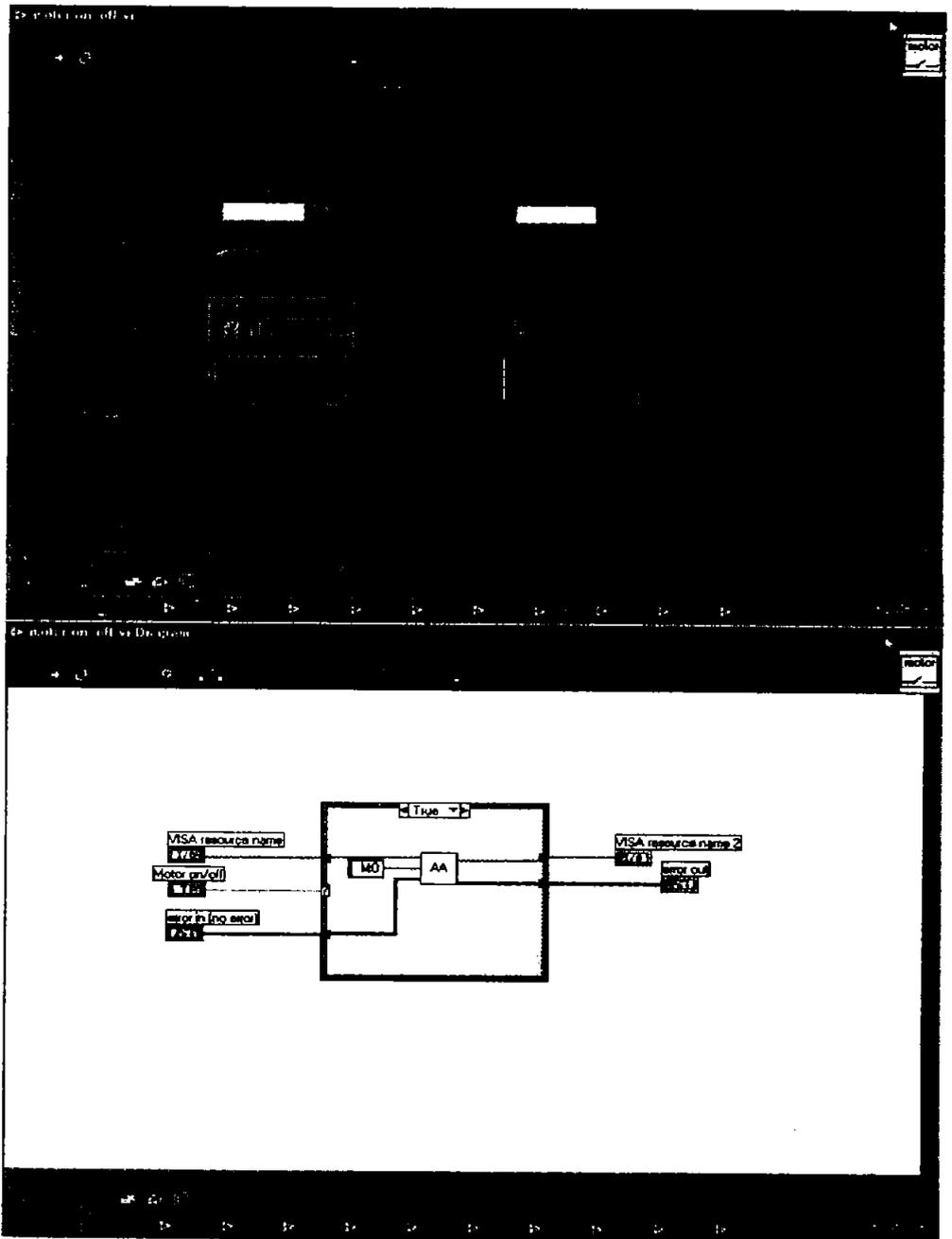


Figura D.3: Imagen del instrumento virtual (panel de control y diagrama) para el controlador de movimiento MM4005

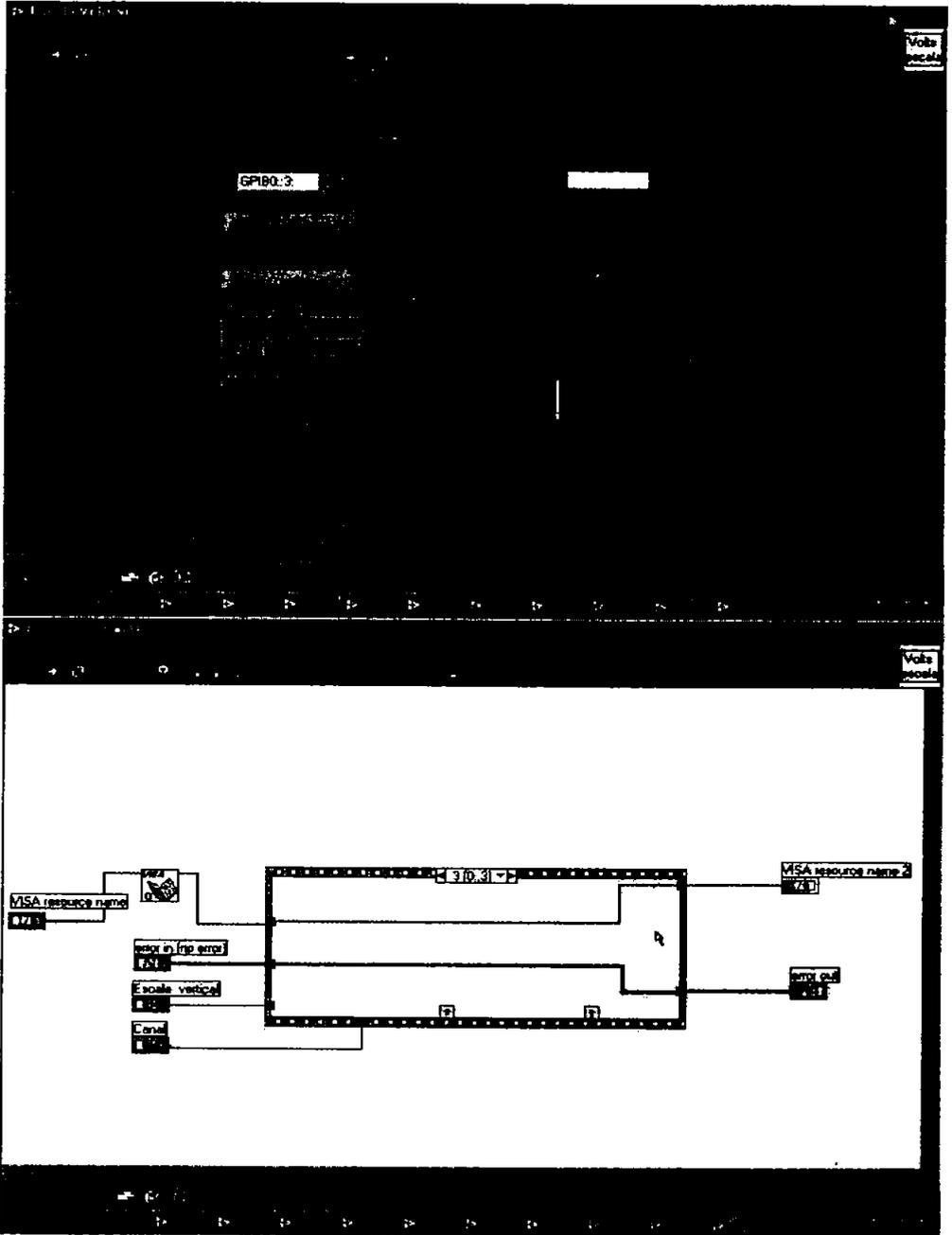


Figura D.4: Imagen del instrumento virtual (panel de control y diagrama) para el osciloscopio

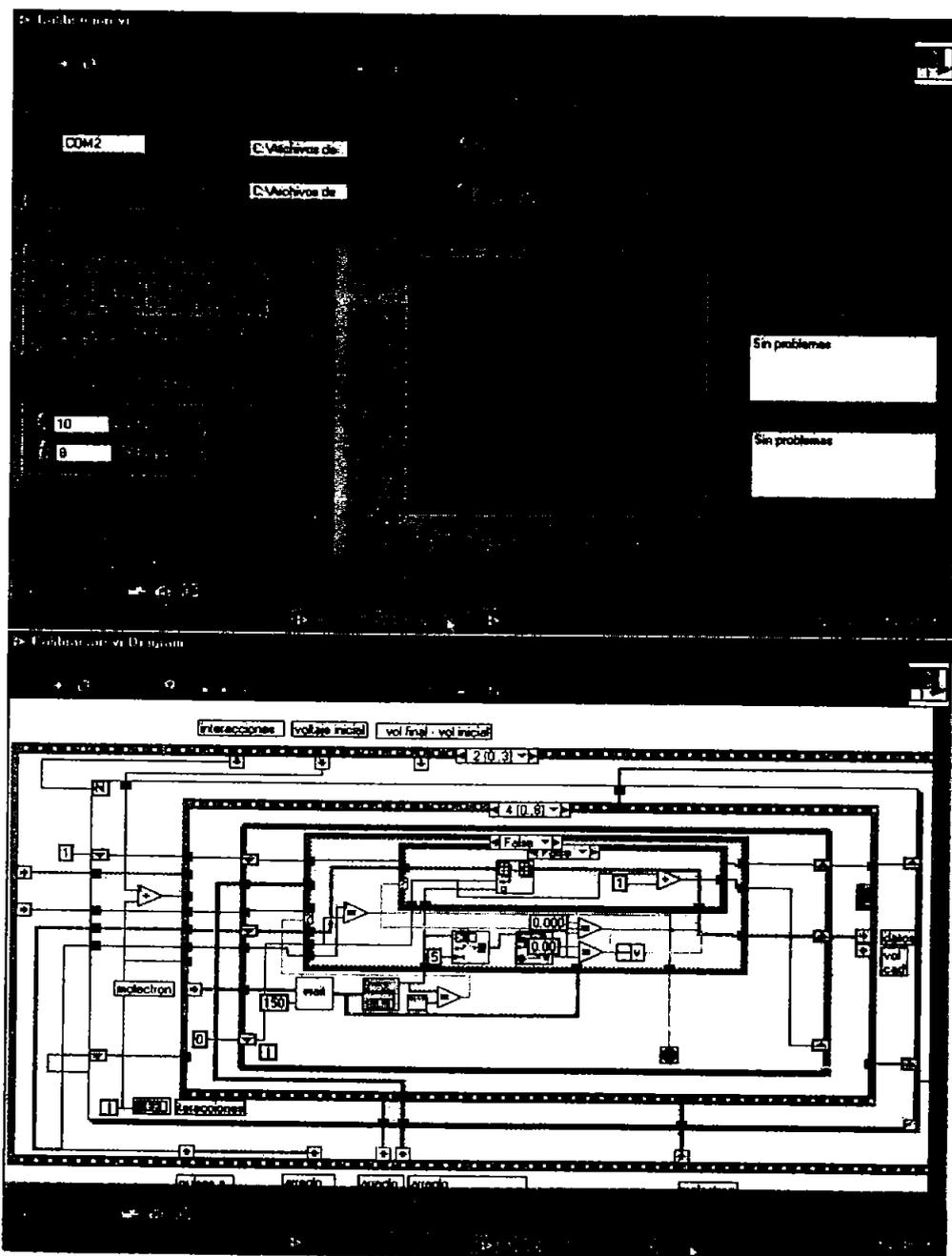


Figura D.5: Imagen del instrumento virtual (Imagen del panel del control y del diagrama de bloques) para la calibración.

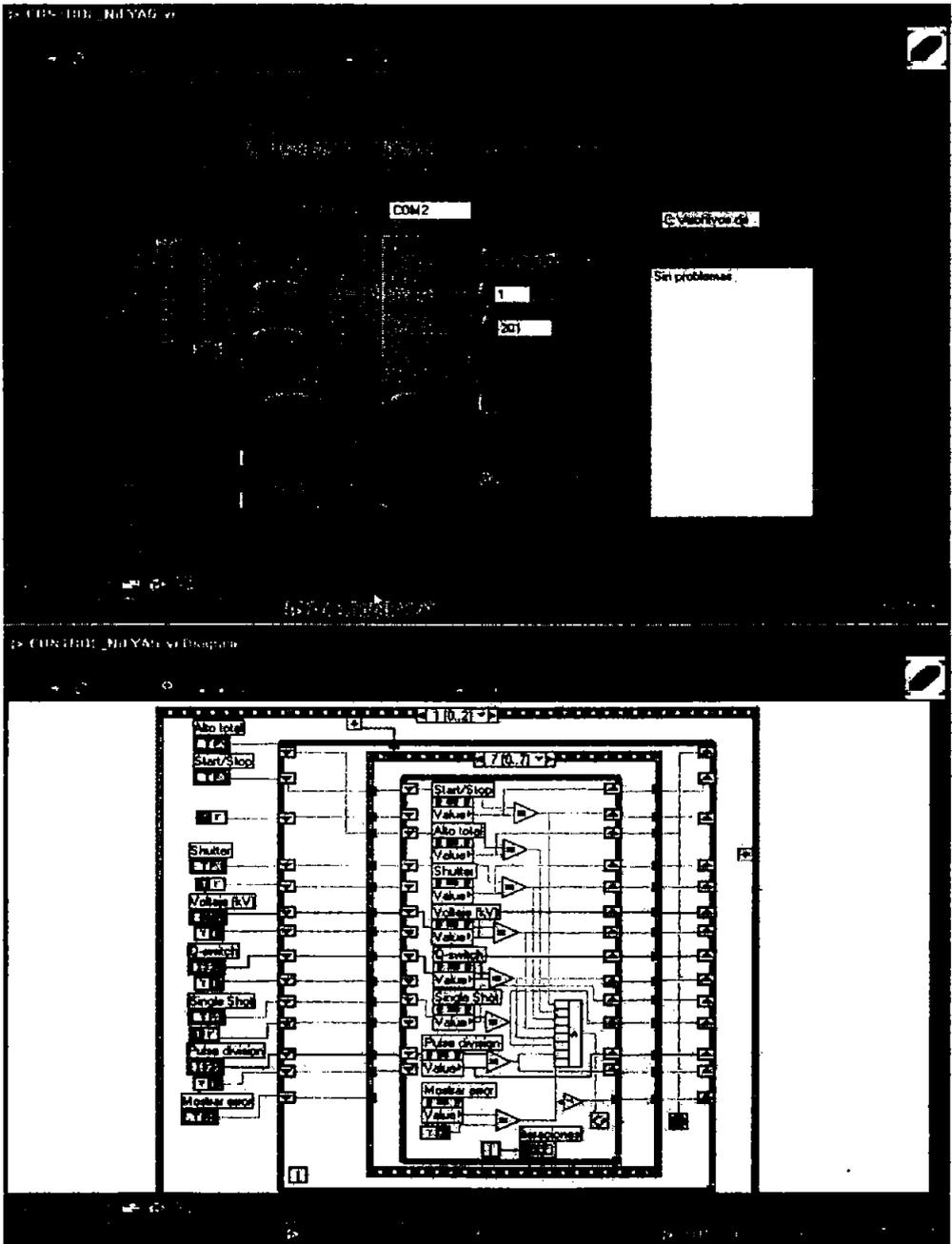


Figura D.6: Imagen del instrumento virtual (panel de control y diagrama) para el control del láser. En el panel de control se controlan los mismos parámetros que en el PCU.

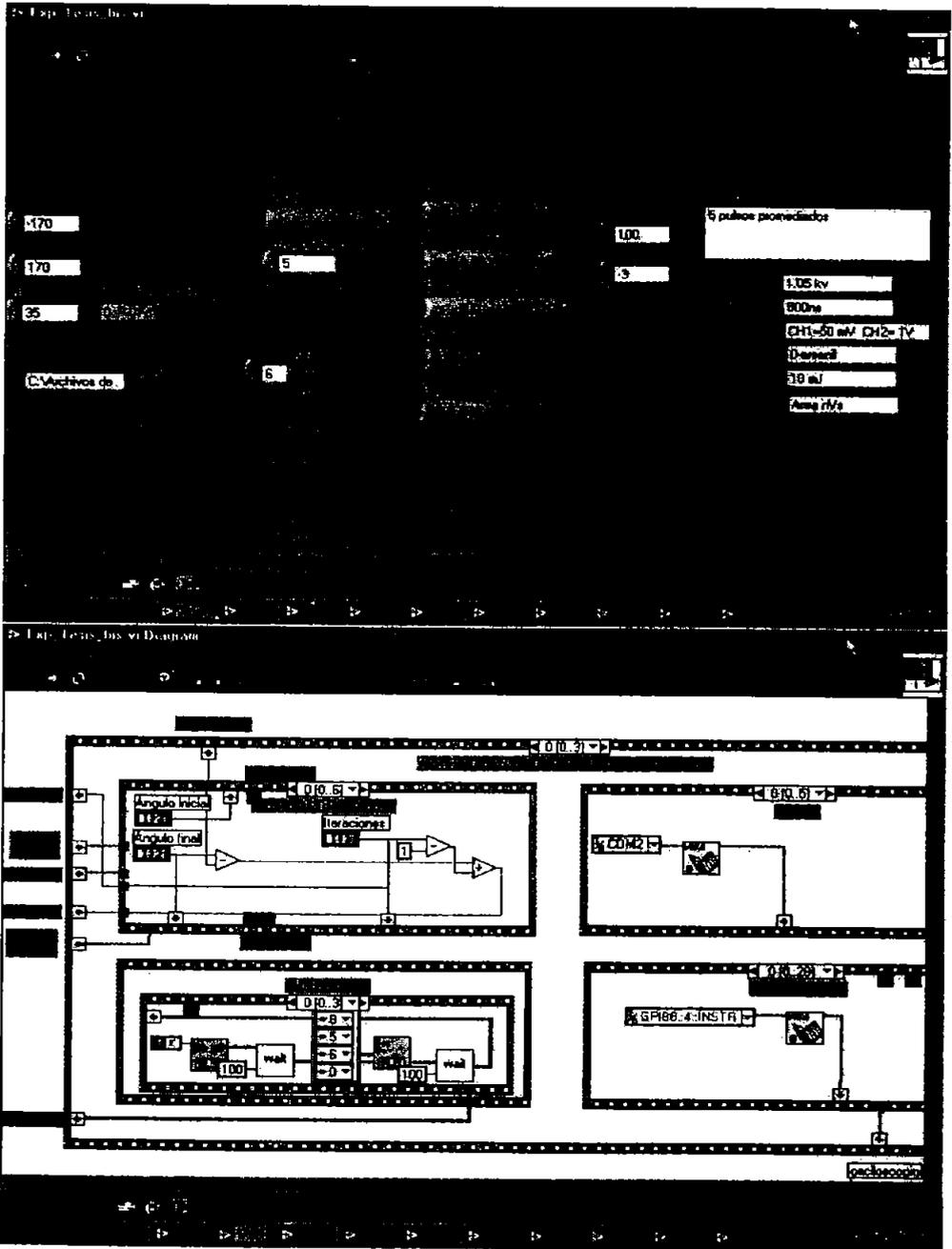


Figura D.7: Imagen del instrumento virtual (panel de control y diagrama) para el experimento.

Bibliografía

- [1] N. Bloembergen. Polymers in nonlinear optics: fundamentals and applications. *International Journal of Nonlinear Optical Physics*, 3(4):439–446, 1994.
- [2] M. A. Belkin, T. A. Kulakov, K. H. Ernst, S. H. Han, and Y. R. Shen. Resonant sum-frequency generation in chiral liquids. *Optical materials*, 21:1–5, 2002.
- [3] V. M. Chapela, M. J. Percino, A. Jiménez, R. Ortega Martínez, C. A. Escalante, and C. Rodríguez de Barbarín. The use of (R)-(+)- α -methylbenzylamine and (S)-(–)- α -methylbenzylamine as chiral moieties to obtain monomers for second harmonic generation crystal. *J. Mol. Struc.*, 648:115–124, 2003.
- [4] H. Cruz-Ramirez et al. In *Memorias del SOMIVIII*, page HRC18194, México, D.F., octubre 2003. SOMI, CCADET-UNAM.
- [5] H. Cruz-Ramirez et al. Automatización de un arreglo óptico para caracterización de sustancias quirales. In *Memorias del SOMIIX*, page HRC18189, México, D.F., octubre 2004. SOMI, CCADET-UNAM.
- [6] H. Cruz, C.J. Román-Moreno, A.A. Rodríguez, M.J. Orozco-Arrelanes, R. Ortega-Martínez, J. Percino-Zacarias, and V. Chapela-Castañares. Determinación de la contribución del momento dipolar magnético en la generación del segundo armónico láser por moléculas quirales. In *XLVII Congreso Nacional de Física*, page 102, 2004.
- [7] M. J. Percino, V. M. Chapela, and R. Ortega-Martínez. Synthesis, characterization and evaluation of nonlinear optics properties of chiral hydrobenzoin monomers. *Designed Monomers & Polymers*, 7:435–444, 2004.

- [8] M. J. Percino, V. M. Chapela, and R. Ortega-Martínez. Second harmonic generation studies of some —ASO(OH)_2 metal-organic group derivatives. *Nonlinear Optics*, **28**:77–84, 2001.
- [9] Fís. Carlos Amir Escalante. Generación del segundo armónico láser en monómeros quirales. Tesis de Licenciatura. Facultad de Ciencias, Universidad Nacional Autónoma de México, 2002.
- [10] J.R. Reitz, F.J. Milford, and R.W. Chisty. *Fundamentos de la Teoría Electromagnética*. Fondo Educativo Interamericano, tercera edición, 1984.
- [11] J.D. Jackson. *Classical Electrodynamics*. John Wiley & Sons, 1975.
- [12] R. Guenther. *Modern Optics*. John Wiley & Sons, 1990.
- [13] S. V. Elshocht, T. Verbiest, M. Kauranen, and A. Persoons. Direct evidence of the failure of electric-dipole approximation in second-harmonic generation from a chiral polymer film. *J. Chem. Phys.*, **107**(19):8201–8023, 1997.
- [14] M. C. Schanne-Klien, F. Hache, A. Roy, and C. Flytzanis. Off resonance second order optical activity of isotropic layers of chiral molecules: Observation of electric and magnetic contributions. *J. Chem. Phys.*, **108**(22):9436–9443, 1998.
- [15] M. Kauranen, T. Verbiest, and A. Persoons. Second-harmonic nonlinear optical signatures of surface chirality. *J. Mod. Opt.*, **45**(2):403–423, 1998.
- [16] M. Kauranen, T. Verbiest, and A. Persoons. Chiral materials in second-order nonlinear optics. *J. Nonlinear Opt. Phys. Mater*, **8**(2):171–189, 1999.
- [17] T. Verbiest, S. Sioncke, and A. Persoons. Magnetic-dipole nonlinearities in chiral materials. *J. Photochem. Photobiol. A: Chem.*, **145**:113–115, 2001.
- [18] T. Verbiest, S. V. Elshocht, A. Persoons C. Nuckolls, K. E. Phillips, and T. J. Katz. Second-order nonlinear optical properties of highly symmetric chiral thin films. *Langmuir*, **17**(16):4685–4687, 2001.

- [19] M. Kauranen, J. J. Maki, T. Vierbiest, S. V. Elshocht, and A. Persoons. Quantitative determination of electric and magnetic second-order susceptibility tensors of chiral surfaces. *Phys. Rev. B*, **55**(4):R1985–R1988, 1997.
- [20] N. Wienberg and K. Mislow. On chirality measures and chirality properties. *Can. J. Chem.*, **78**:41–45, 2000.
- [21] E. Hecht and A. Zajac. *Óptica*. Addison–Wesley Iberoamericana, 1986.
- [22] R.W. Boyd. *Nonlinear Optics*. Academic Press, Inc., 1992.
- [23] R. Braunstein. Nonlinear optical effects. *Phys. Rev.*, **125**(2):475–477, 1962.
- [24] E. Adler. Nonlinear optical frequency polarization in a dielectric. *Phys. Rev.*, **134**(3A):A728–A733, 1964.
- [25] P. S. Pershan. Nonlinear optical properties of solids: Energy considerations. *Phys. Rev.*, **130**(3):919–929, 1963.
- [26] J. A. Armstrong, N. Bloembergen, J. Ducuing, and P. S. Pershan. Interactions between light waves in a nonlinear dielectric. *Phys. Rev.*, **127**(6):1918–1939, 1962.
- [27] D. A. Kleinman. Nonlinear dielectric polarization in optical media. *Phys. Rev.*, **126**(6):1977–1979, 1962.
- [28] J. J. Maki, M. Kauranen, and A. Persoons. Surface second-harmonic generation from chiral materials. *Phys. Rev. B*, **51**(3):1425–1434, 1995.
- [29] P. W. Milonni and J. H. Eberly. *Lasers*. John Wiley & Sons, 1988.
- [30] L. D. Landau and E. M. Lifshitz. Teoría clásica de los campos. In *Curso de Física Teórica*, volume 2. Reverte, 1992.
- [31] Continuum. *Operation and Maintenance Manual Surelite II, Nd:YAG Laser*, 1992.
- [32] Fís. Antonio Alfonso Rodríguez Rosales. Estudio de propiedades ópticas no lineales en nuevos materiales orgánicos monoméricos. Tesis de Maestría. Universidad Nacional Autónoma de México, 2001.

- [33] Molelectron. *EPM1000 single/dual channel joulemeter/powermeter operator manual*, 1996.
- [34] National Instruments. *LABVIEW User Manual*, 2001.
- [35] National Instruments. *VISA User Manual*, 2001.
- [36] Newport. *User manual MM4005*.
- [37] Tektronix. *TDS 620B, TDS 644B, TDS 680B, TDS 648B, TDS 744A & TDS 784A Digitizing Oscilloscopes User Manual*.
- [38] Tektronix. *TDS Family Digitizing Oscilloscopes (TDS 410A, 420A, 460A, 520A, 524A, 540A, 544A, 620B, 644B, 680B, 648B, 744A & 784A) Programmer Manual*.