



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE
MÉXICO

CENTRO DE FÍSICA APLICADA Y TECNOLOGÍA
AVANZADA

Caracterización y aplicación de una
pantalla de cristal líquido para la
reconfiguración de pulsos láser de
femtosegundos.

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL GRADO DE:
LICENCIADO EN TECNOLOGÍA

PRESENTA:

JESÚS DELGADO AGUILLÓN

DIRECTOR DE TESIS:
DR. JESÚS GARDUÑO MEJÍA

ENERO 2013





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.

*A mis padres Graciela y Jesús,
y mis hermanas Angélica e Idalia
que han sido y serán un ejemplo de vida.*

Agradecimientos

En primer lugar, quiero agradecer a mi familia por su apoyo incondicional, sin el cual no hubiera podido llegar hasta aquí.

A la Universidad Nacional Autónoma de México por darme la oportunidad de formarme profesionalmente.

Agradezco a mi director de tesis el Dr. Jesús Garduño por brindarme su confianza y sabiduría para llevar acabo este trabajo de tesis.

También agradezco al Dr. Rafael Quintero por enseñarme el maravilloso campo de la óptica y por compartirme de sus conocimientos y experiencia.

Gracias al CCADET por abrirme sus puertas y también a todas aquellas personas que de alguna forma me brindaron su ayuda para la elaboración de esta tesis.

Se agradece el apoyo para la realización de este trabajo con el otorgamiento de fondos para la compra de equipo, materiales y la beca que recibí por parte de DGAPA-UNAM. PAPIIT IN113809, IB101212, IACOD-IA100611 y CONACyT- CB 131746.

También agradezco a cada uno de mis sinodales, por sus observaciones y recomendaciones que realizaron sobre mi trabajo.

Por último, quiero agradecer tanto a mis amigos, profesores y familiares que hicieron de esta experiencia toda una aventura inolvidable.

Resumen

En este trabajo se realizó la caracterización de una pantalla de cristal líquido (modelo SLM-128, CRi-Inc.) a partir de la curva de retardancia en función del voltaje aplicado. Posteriormente se incorporó la pantalla de cristal líquido para la reconfiguración de pulsos láser de femtosegundos en un arreglo tipo transformada de Fourier 4f. A partir de pulsos láser de femtosegundos con polarización lineal, se modificó el estado de polarización de las frecuencias que forman al pulso utilizando la pantalla de cristal líquido, posteriormente filtradas por un polarizador lineal, y de esta forma se moduló la amplitud espectral de las frecuencias incidente en cada pixel del modulador de cristal líquido. Para finalizar, los cambios en amplitud espectral de los pulsos provenientes del reconfigurador fueron medidos con un espectrómetro, mientras que el perfil temporal fue calculado a partir del espectro considerando una fase espectral plana, de esta forma se evaluó la capacidad del sistema para generar diferentes tipos de pulsos.

Abstract

In this work, we characterized the optical response of a liquid crystal display (model SLM-128, CRi-Inc.) from the curve of retardance in function of the voltage applied. The LCD was incorporated into the femtosecond laser pulse shaper in a 4-F Fourier setup. From femtosecond laser pulses with linear polarization, we modify with the LCD, the polarization state of any frequency that form the pulse, then these was filter by a linear polarized, and in this form we modulated the spectral amplitud of each frequency that pass through each pixel of the LCD. To finish, the change in the spectral amplitud of the pulse from the pulse shaper was measure with a spectrometer, and the temporal profile was calculated from the spectrum, with these, we evaluated the capacity of the system to generate various types of pulses.

Introducción

En los últimos años ha aumentado el uso de láseres de femtosegundos en una amplia gama de aplicaciones. Al ser pulsos comprimidos en tiempos extremadamente cortos se obtienen potencias pico muy altas, gracias al avance tecnológico la duración de pulsos ha ido descendiendo hasta los atosegundos (10^{-18} seg). La gran concentración de energía y los tiempos tan cortos de los pulsos de femtosegundo ha permitido tener aplicaciones como: espectroscopia, generación de plasmas, cirugía médica, y otras más [1].

En algunas aplicaciones es necesario contar con pulsos de un perfil específico, por lo que se emplean diversas estrategias para reconfigurar los pulsos de salida de los láseres empleados [1, 20, 22]. Debido a las duraciones temporales extremadamente cortas del orden de femtosegundos (10^{-15} seg), en la actualidad no se cuentan con dispositivos electrónicos que tengan respuestas tan rápidas por lo que se recurre a técnicas totalmente ópticas. La reconfiguración de pulsos se basa en cambiar los parámetros que determinan a un pulso como son su fase y amplitud de sus componentes espectrales. A la fecha se han desarrollado varias técnicas para la reconfiguración de pulsos ultracortos usando moduladores espaciales como son: pantallas de cristal líquido (LCD o 2D LCD), moduladores acústico-óptico (AOM) o espejos deformables (MMDM o MEMM) [2].

En este trabajo se empleará una pantalla de cristal líquido (LCD o también LCM al referirse como Modulador de Cristal Líquido) para modificar la amplitud espectral de los pulsos obtenidos de un láser de femtosegundos. El LCD funciona como una placa retardadora variable controlada por voltaje. Está formada por dos electrodos transparentes de ITO, y entre estos contiene una placa delgada de cristal líquido nemático con su eje rápido orientado a 45 grados con respecto al polarizador lineal que es colocado a la entrada del LCD, para lograr una modulación en la amplitud espectral [2, 3]. Los objetivos fundamentales de este trabajo son:

- La caracterización de una pantalla de cristal líquido (LCD), mediante la determinación de la función que representa su comportamiento.
- La generación de pulsos de femtosegundos con diferentes perfiles temporales,

por control de amplitud espectral, por medio de la LCD.

El contenido de este trabajo se organiza de la siguiente manera: empieza con una descripción de los pulsos de femtosegundos en el Capítulo 1, en el Capítulo 2 se mencionan diferentes técnicas de reconfiguración y se describe detalladamente la reconfiguración de pulsos con moduladores de LCD, Los resultados de la caracterización se mencionan en el Capítulo 3 y los resultados de la obtención de pulsos reconfigurados, así como las conclusiones del trabajo se mencionan en el Capítulo 4.

Índice general

Índice general	XIII
1. Pulsos de Femtosegundos	1
1.1. Generación Láser de Pulsos de Femtosegundos	1
1.1.1. Amarre de Modos	2
1.1.2. Láser de Ti:Zafiro	3
1.2. Definición y Representación de Pulsos de Femtosegundos	6
1.2.1. Amplitud Espectral	7
1.2.2. Fase Espectral	9
2. Reconfiguración de pulsos ultracortos	13
2.1. Reconfiguración a partir de LCDs	14
2.1.1. Modulador de LCD	14
2.1.2. LCD-SLM-128-A	16
2.2. Otras técnicas de reconfiguración	18
2.3. Aplicaciones de la Reconfiguración de Pulsos	19
3. Caracterización de LCD	21
3.1. Caracterización de la Retardancia	21
3.1.1. Arreglo experimental	22
3.1.2. Resultados experimentales	24
3.2. Matriz de Transferencia de la LCD	28
3.3. Determinación de la Función de Retardancia	32
3.3.1. Resultados de la Función de Retardancia y la Matriz de Trans- ferencia Ideal	34
3.4. Función General de Retardancia	36
3.4.1. Función cuadrática de retardancia	36
3.4.2. Resultados Comparativos de las Funciones Generales	38

4. Resultados: Pulsos Reconfigurados	43
4.1. Técnica de Reconfiguración de Pulsos de Femtosegundos	43
4.1.1. Calibración del Sistema de Reconfiguración	45
4.2. Resultados Experimentales	46
A. Polarización de una onda de luz	55
A.1. Estados de Polarización	55
A.2. Vectores de Stokes y Matrices de Müller	57
A.2.1. Vector de Stokes	57
A.2.2. Matriz de Müller	58
B. Caracterización de pulsos ultracortos	63
B.1. Autocorrelación de Intensidad	63
B.2. Autocorrelación Interferométrica	64
B.3. SHG-FROG: <i>Second Harmonic Generation - Frequency Resolved Op- tical Gating</i>	65
C. Programas de caracterización y control del SLM-LCD	69
C.1. Programación en LabVIEW	69
C.2. Programación en Matlab	70
C.2.1. Programa de Desarrollo de Fase	70
C.2.2. Función Lineal General de Retardancia	73
C.2.3. Función Cuadrática General 1 de Retardancia	73
C.2.4. Función Cuadrática General 2 de Retardancia	73
C.2.5. Función de Cálculo de Voltajes a partir de la Función Lineal de Retardancia	74
C.2.6. Función de Cálculo de Voltajes a partir de la Función Cua- drática 1 de Retardancia	74
C.2.7. Función de Cálculo de Voltajes a partir de la Función Cua- drática 2 de Retardancia	75
Bibliografía	77

CAPÍTULO 1

Pulsos de Femtosegundos

Con el desarrollo del máser por Charles Hard Townes en 1953 se sentaron las bases para el desarrollo del primer láser en 1960 por Theodore H. Maiman [4]. Un láser tiene la propiedad de mantener un haz coherente de luz a una frecuencia bien definida. Una de las líneas de investigación que recibió un fuerte impulso fue la generación de pulsos láser de tiempos de duración cortos con potencias pico muy grandes. Esta línea de investigación dio lugar a la obtención de diversos materiales y técnicas para la generación de pulsos de corta duración. La tabla 1.1 muestra los parámetros característicos de algunos de los láseres desarrollados

Medio activo	$\Delta\nu$ [THz]	$\tau_{pulso} = 1/\Delta\nu$ [fs]	τ_{pulso} típicos [fs]
Ti:Zaf	100	10	30
Rhodamine-6G dye	5	200	500
Nd:vidrio	3	333	500
Er:fibra de sílicio	4	250	7000

Tabla 1.1: Diversos medios activos para láseres de femtosegundos con amarre de modos [5].

En este Capítulo se presentara una breve descripción de la generación de pulsos de femtosegundos con un láser de Ti:zaf con el que se cuenta en el laboratorio, y estableceremos la descripción matemática de un pulso de luz.

1.1. Generación Láser de Pulsos de Femtosegundos

El principio de operación láser se basa en el proceso de emisión estimulada la cual es obtenida a partir de la excitación de un medio activo, con una fuente de bombeo externa hasta lograr el proceso de inversión de población entre los niveles

de energía involucrados en la emisión. Los modos excitados y contenidos en un resonador óptico retroalimentan el proceso de amplificación hasta llegar a un estado de oscilación estacionaria. La competencia por la ganancia, saturación y la compensación de las pérdidas intracavidad determinan el número de modos longitudinales que se presentarán en el láser. En el caso de un láser de femtosegundos, el principal requisito es que se puedan sustentar un gran número de modos, es decir, se requiere contar con un medio activo de gran ancho de banda con un ensanchamiento inhomogéneo. La generación de pulsos es lograda a partir de un proceso llamado amarre de modos, por medio del cual se obtiene una modulación espacio-temporal con la suma en fase de los diferentes modos que pueden oscilar en la cavidad. La modulación ultrarrápida debe responder de forma prácticamente instantánea para lograr la generación de pulsos ultracortos. Debido a que los moduladores electrónicos (activos) están limitados en su tiempo de respuesta, para la generación de pulsos de femtosegundos y hasta de algunos picosegundos, requiere que la modulación sea necesariamente óptica (pasiva). Los mecanismos ópticos ultrarrápidos para lograr la modulación, para el amarre de modos, se basan principalmente en dos procesos no lineales: absorción saturable y efecto de lente Kerr (KLML). En el caso de un láser de Ti:zaf, el mecanismo aplicado es el de KLML. Los elementos principales para la operación de un láser de femtosegundos son: un medio de ganancia de ancho de banda grande ($\Delta\nu_g \gg 1THz$), una cavidad láser, un elemento dispersivo, un acoplador de salida, y otros elementos más [6].

1.1.1. Amarre de Modos

Dentro de la cavidad de un láser lineal existe un número finito de frecuencias que pueden oscilar de forma axial, estos modos axiales tienen frecuencias separadas por $c/2L$, donde L es la longitud de la cavidad láser y c es la velocidad de la luz. Estos modos longitudinales serán amplificados dependiendo del ancho de banda del medio de ganancia (Figura 1.1).

El amarre de modos en un láser de Ti:zaf se debe al efecto de lente Kerr, que genera un cambio en el índice de refracción del medio de ganancia que depende de la intensidad del haz que lo atraviesa, produciendo a su vez un autoenfocamiento del haz gaussiano (Figura 1.2). Para que el láser trabaje en un régimen pulsado es necesario modular la emisión láser, lo cual se logra por el efecto Kerr antes mencionado. Cuando el láser alcanza una intensidad suficientemente alta se favorece el efecto de lente Kerr, el cual al tener en fase todos los modos que pueden ser amplificados, se genera un pulso de luz intenso y de duración corta. Entonces debido a la superposición de frecuencias en fase y a la modulación de ganancia por el efecto de lente Kerr se obtiene un láser de pulsos de femtosegundos por amarre de modos (Figura 1.1) [7].

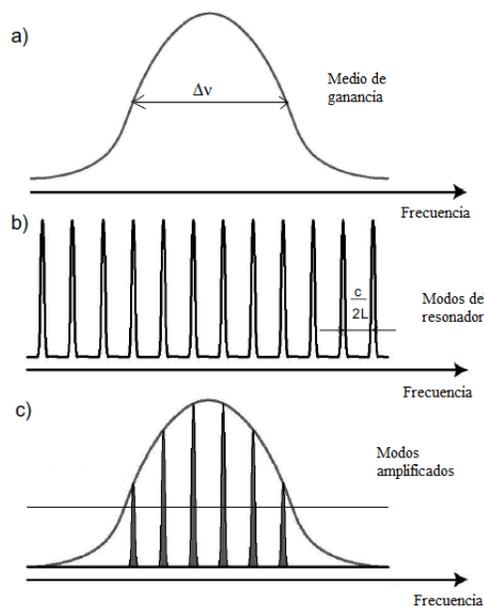


Figura 1.1: a) ancho de banda de ganancia, b) modos oscilantes en la cavidad láser, c) modos modulados por el medio activo.

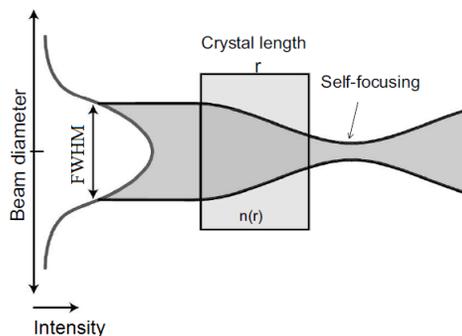


Figura 1.2: Autoenfocamiento por efecto Kerr.

1.1.2. Láser de Ti:Zafiro

Para un láser de Ti:zaf se tiene un ancho de banda muy grande $\Delta\nu = 100THz$, véase la Tabla 1.1. Trabaja por amarre de modos y auto enfocamiento por efecto de lente Kerr. En el cristal de $Ti:Al_2O_3$, el ión de Ti^{3+} tiene una configuración electrónica con un solo electrón libre en la capa 3d. Asumiendo que el campo del cristal tiene una simetría octaédrica, los 5 niveles electrónicos de dicha capa quedan separados. Adicionalmente, la fuerte interacción del electrón 3d con el campo cristalino, genera que las bandas de absorción y de fluorescencia sean bastante grandes

y separadas entre sí, como se puede ver en la Figura 1.3. La emisión láser se da del nivel rotacional más bajo a un nivel vibracional del estado base [8].

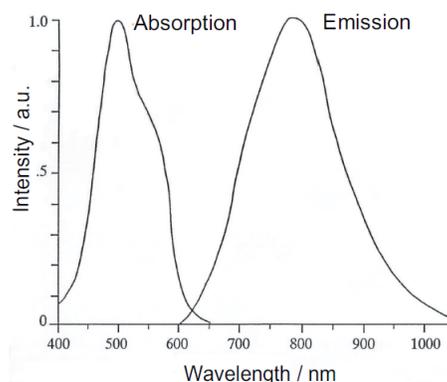


Figura 1.3: Espectro de absorción y fluorescencia (normalizados) del Ti:Zaf.

Como mencionábamos anteriormente el láser de Ti:zaf es bombeado por una fuente de luz que en nuestro caso es un láser de Argón. En la Figura 1.4 se muestra el diseño del sistema láser de Ti:zaf comercial.

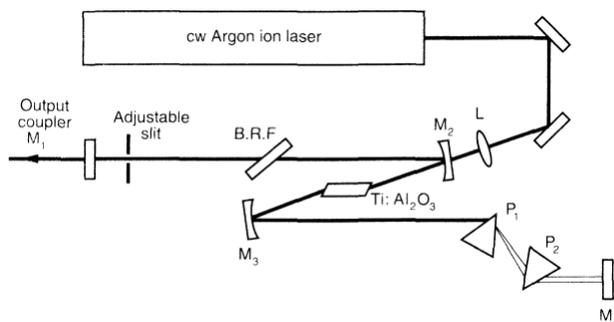


Figura 1.4: Arreglo óptico del láser Ti:Zaf. (L) lente de enfocamiento del haz de bombeo; (M₂) Espejo de bombeo de entrada; (Ti:Al₂O₃) Medio activo; (M₃) Espejo de bombeo secundario; (P₁, P₂) Prismas del compresor; (M₄) Espejo final; (B.R.F.) Plato birrefringente para sintonía de frecuencia; (M₁) Espejo de acoplamiento [9].

El láser de Ti:zaf utilizado en este trabajo es un láser comercial COHERENT MIRA 900 sintonizable entre 700 y 980 nm, con una frecuencia de repetición de 76 MHz [10]. Los pulsos emitidos tienen una duración temporal aproximada de 200 fs, con una fase espacial igual a cero, sin chirp temporal. Las Figuras 1.5 y 1.6 muestran la caracterización completa del pulso realizadas mediante un sistema SHG-FROG. En éstas se observan el perfil espectral, el perfil temporal y la fase espectral del pulso. Este sistema de caracterización es parte de una tesis de maestría del posgrado de ingeniería eléctrica de la UNAM, elaborada por Gabriel Kapellmann Zafra [24].

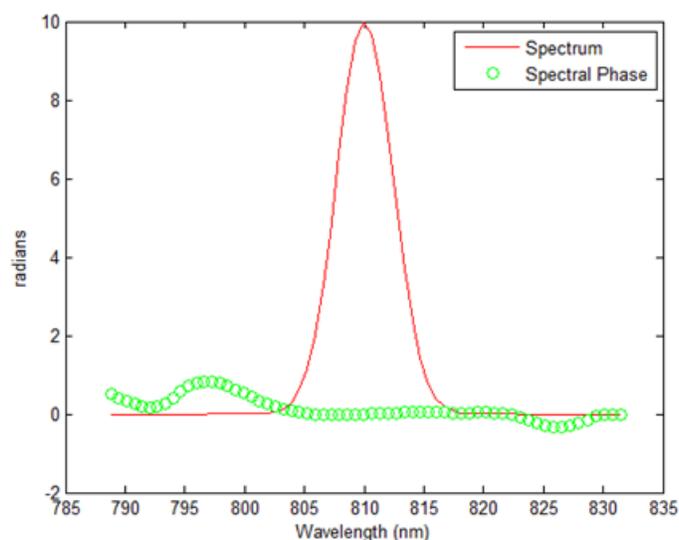


Figura 1.5: Amplitud y fase espectral del pulso calculado a partir de un sistema SHG-FROG.

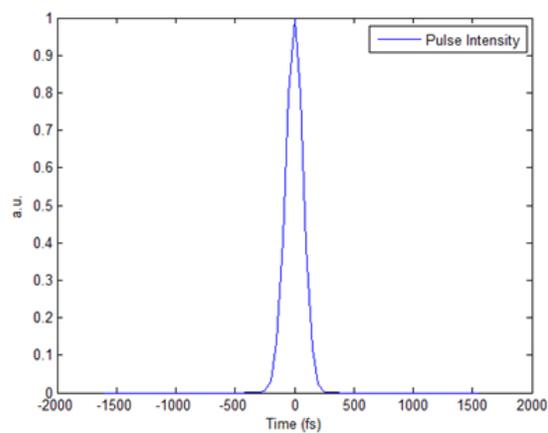


Figura 1.6: Perfil temporal del pulso calculado a partir de un sistema SHG-FROG.

La Figura 1.7 muestra la autocorrelación del pulso de femtosegundos, a partir de la cual es posible medir su ancho temporal. Este sistema de caracterización también forma parte de una tesis de maestría del posgrado de ingeniería eléctrica de la UNAM, elaborada por Pablo Castro Marin [25]. En cuanto al láser de bombeo se trata de un láser de Argón COHERENT INNOVA 300. Cuenta con un control de potencia óptica retroalimentada y trabaja a una longitud de onda de 514 nm [10].

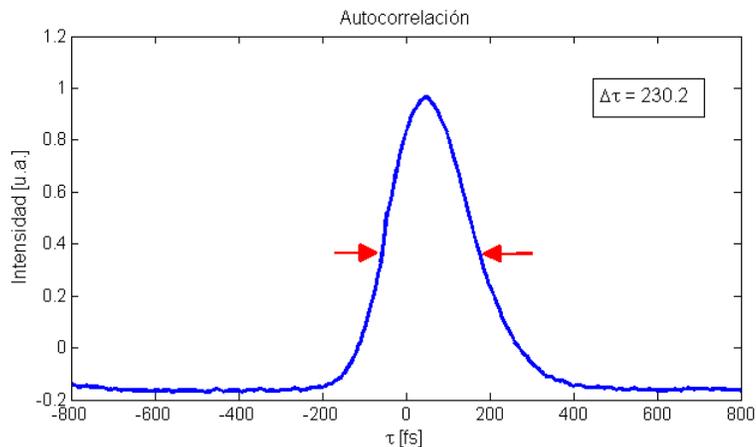


Figura 1.7: Autocorrelación de intensidad del pulso.

1.2. Definición y Representación de Pulsos de Femtosegundos

Un pulso de luz de femtosegundos es un paquete de muy corta duración de una onda electromagnética, la cual tiene una dependencia espacial y temporal. Un pulso se puede describir de forma matemática como una onda sinusoidal que representa al campo eléctrico modulada por una envolvente que da forma al pulso de luz [6].

$$E(t) = \frac{1}{2} \mathcal{E}(t) e^{i\omega_\ell t} e^{i\varphi(t)} \quad (1.1)$$

Donde en la ecuación 1.1, ω_ℓ corresponde a la frecuencia central de la onda portadora y $\varphi(t)$ es la fase temporal. Si de esta expresión temporal del pulso calculamos su transformada de Fourier, podemos obtener una expresión en el espacio de las frecuencias, lo cual es muy conveniente ya que para tiempos tan cortos resulta imposible analizar o modificar parámetros del pulso en el dominio temporal. Trabajar en el dominio de las frecuencias es más factible gracias a la tecnología con que contamos actualmente.

$$E(\omega) = \mathcal{F}\{E(t)\} = \int_{-\infty}^{\infty} E(t) e^{i\omega t} dt = |E(\omega)| e^{i\varphi(\omega)} \quad (1.2)$$

De la ecuación resultante de 1.2, vemos que existen dos componentes espectrales principales de un pulso, que son: **amplitud espectral** ($|E(\omega)|$) y **fase espectral** ($\varphi(\omega)$) [6]. A continuación profundizaremos en la importancia de estos dos parámetros.

1.2.1. Amplitud Espectral

Con lo anteriormente explicado podemos dividir el pulsos en dos componentes: una *envolvente* la cual contiene información sobre la amplitud del pulso y su duración, y una *señal portadora* la cual contiene información sobre la frecuencia y la fase del pulso.

La amplitud espectral tiene gran importancia en la duración del pulso debido a que existe una relación entre el ancho espectral del pulso y el ancho temporal del mismo. Sea el ancho de banda medido a ancho completo y amplitud media (FWHM), donde $\omega = 2\pi\nu$ y Δt es el ancho temporal a FWHM. En la ecuación 1.3 observamos que la relación entre estas dos cantidades determina una constante que depende de la función envolvente del pulso como se puede ver en la Tabla 1.2 [7].

$$\Delta\nu\Delta t \geq K \quad (1.3)$$

Tipos de envolvente	Función	K
Gaussiana	$e^{-(t/t_0)^2/2}$	0.441
Secante hiperbólica	$1/\cosh(t/t_0)$	0.315
Lorentziana	$1/[1 + (t/t_0)]^2$	0.142

Tabla 1.2: Valores de K para diferentes perfiles de pulso.

Esta relación del producto del ancho espectral y temporal existe siempre y cuando el pulso se encuentre limitado por Fourier, es decir, que se encuentre limitado por su ancho de banda (BL). Si hacemos el desarrollo para encontrar el ancho temporal en un pulso gaussiano encontramos lo siguiente (ecuación 1.6), donde $\mathcal{E}(t)$ es la función envolvente del pulso.

$$\mathcal{E}(t) = E_0 e^{-(t/\tau_G)^2} \quad (1.4)$$

$$\begin{aligned} I(t) &= |\mathcal{E}(t)|^2 \\ |\mathcal{E}(t)|^2 &= E_0^2 e^{-2(t/\tau_G)^2} \end{aligned} \quad (1.5)$$

Donde $I(t)$ es la intensidad temporal del pulso, por lo que al medir el ancho temporal del pulso a *Full Width at Half Maximum* (FWHM) tendremos el siguiente resultado:

$$\begin{aligned}
\frac{1}{2}E_0^2 &= E_0^2 e^{-2(\Delta t/2\tau_G)^2} \\
2 &= e^{2(\frac{\Delta t}{2\tau_G})^2} \\
\ln(2) &= 1/2\left(\frac{\Delta t}{\tau_G}\right)^2 \\
\Delta t_{FWHM} &= \sqrt{2\ln(2)}\tau_G
\end{aligned} \tag{1.6}$$

Ahora si calculamos la transformada de Fourier de la función envolvente del pulso gaussiano podemos hacer un desarrollo similar al presentado en la ecuación 1.6, para calcular su ancho espectral.

Definimos a $S(\omega)$ como la intensidad espectral del pulso.

$$\begin{aligned}
\mathcal{F}\{\mathcal{E}(t)\} &= E(\omega) \\
E(\omega) &= S_0 e^{-\frac{\tau_G^2 \omega^2}{4}} \\
S(\omega) &= |E(\omega)|^2
\end{aligned} \tag{1.7}$$

Donde el ancho espectral a FWHM es:

$$\begin{aligned}
\frac{1}{2}S_0^2 &= S_0^2 e^{-2\frac{\tau_G^2 \Delta\omega^2}{4}} \\
2 &= e^{\frac{\tau_G^2 \Delta\omega^2}{8}} \\
\ln(2) &= 1/8(\tau_G^2 \Delta\omega^2)^2 \\
\Delta\omega_{FWHM} &= \frac{1}{\tau_G} \sqrt{8\ln(2)}
\end{aligned} \tag{1.8}$$

En términos de la frecuencia tenemos que:

$$\Delta\omega = 2\pi\Delta\nu = \frac{1}{\tau_G} \sqrt{8\ln(2)} \tag{1.9}$$

Entonces el producto del ancho temporal y espectral a FWHM es:

$$\Delta\nu\Delta t = \frac{2\ln(2)}{\pi} \tag{1.10}$$

Donde $2\ln(2)/\pi \approx 0,441$, entonces la ecuación 1.10 tiene consistencia con la ecuación 1.3, donde en la Tabla 1.2 se reportan distintos valores de K para cada tipo de envolvente.

1.2.2. Fase Espectral

Ahora analicemos la parte de la señal portadora del pulso la cual corresponde al campo eléctrico oscilante del pulso. Es aquí donde entra en juego la fase espectral. La fase espectral es una de la componentes que más influyen en el perfil de un pulso. Definimos la frecuencia instantánea de la siguiente forma.

$$\omega(t) = \omega_\ell + \frac{d\varphi(t)}{dt} \quad (1.11)$$

Donde ω_ℓ es la frecuencia central del pulso y $\varphi(t)$ es la fase temporal. Para aclarar mejor la importancia de este ultimo termino desarrollaremos la fase espectral (fase temporal en el dominio espectral) en series de Taylor, el cual es un desarrollo útil para analizar termino por termino y observar su efecto en cada uno.

$$\phi(\omega) = \phi_0^0 + \phi_0^1(\omega - \omega_\ell) + \frac{1}{2}\phi_0^2(\omega - \omega_\ell)^2 + \frac{1}{6}\phi_0^3(\omega - \omega_\ell)^3 + \dots + \frac{1}{n!}\phi_0^n(\omega - \omega_\ell)^n \quad (1.12)$$

Donde: $\phi_0^0 = \phi(\omega_\ell)$ y $\phi_0^n = (d^n \phi / d\omega^n)_{\omega_\ell}$

Fase de orden cero o Fase absoluta (ϕ_0^0)

También es conocida como la fase de la señal portadora (CEP), la cual corresponde a la fase entre la envolvente del campo eléctrico y su portadora. Esta fase tiene un papel clave en interacciones no-lineales como la generación de segundo armónico (SHG). Es fácil de observar el efecto de esta fase cuando la envolvente del pulso es suficientemente corto como para que existan solo unas cuantas oscilaciones del campo eléctrico dentro de ella. Como se puede observar en la Figura 1.8 tenemos dos tipos de pulsos al tener dos distintas fases absolutas en un pulso del mismo ancho temporal.

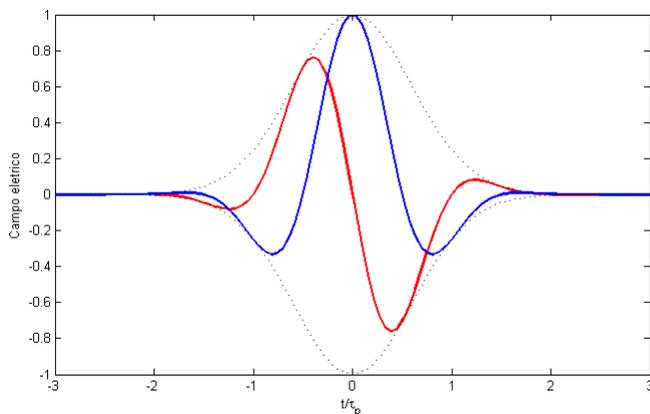


Figura 1.8: El campo eléctrico y la envolvente (línea punteada) de un pulso de luz de dos pulsos con distinta fase absoluta. La gráfica azul corresponde a una fase CEP 0 rad y muestra una oscilación coseno, la gráfica roja corresponde a una fase CEP $\pi/2$ rad y muestra una oscilación seno.

Fase de primer orden o Corrimiento en frecuencia (ϕ_0^1)

Esta fase es simplemente el retraso entre el pulso y un origen arbitrario en el tiempo. Corresponde al termino lineal de la ecuación y es fácilmente medible con un espectrómetro [2].

Fase de segundo orden o Chirp lineal (ϕ_0^2)

Esta fase de segundo orden es la encargada de producir chirp lineal en un pulso. Se puede observar en el pulso un aumento lineal en la frecuencia al aumentar el tiempo. Visto de otra forma, cada frecuencia que compone al pulso experimenta un retardo que incrementa linealmente al avanzar en el espectro. Cuando $\varphi_0^{(2)} \gg \Delta t_{TF}^2$ donde Δt_{TF}^2 es la duración del pulso limitado por Fourier, se obtiene un chirp con una frecuencia instantánea dada por $\omega(t) = \omega_0 + \varphi_0^2$. Un material dispersivo produce chirp en un pulso. Al propagarse un pulso sin chirp por un material dispersivo, este último producirá un ensanchamiento del pulso. Por otro lado, un pulso con chirp lineal negativo al propagarse por un material dispersivo se comprimirá.

Fase de tercer orden o Chirp cuadrático (ϕ_0^3)

Para una fase de tercer orden se introduce un retardo en las frecuencias de forma cuadrática, de tal manera que la frecuencia central llegará antes que las frecuencias de ambos extremos del espectro que compone al pulso. Esto se puede apreciar en la Figura 1.9 [2], donde se tienen distintas configuraciones de amplitud y fase espectral las cuales generan diversos perfiles temporales del pulso. Se puede ver que al

introducir una fase cuadrática (chirp lineal) el pulso original se ensancha, mientras que al introducir una fase cubica (chirp cuadrático) se distorsiona el pulso original de tal manera que se obtiene un tren de pulsos que se van desvaneciendo. Para cada configuración se muestra también su espectrograma (última columna) el cual es único para cada pulso. Del espectrograma es posible extraer sus parámetros espectrales como temporales.

Caracterización de Pulsos

Al trabajar con pulsos de luz necesitamos de técnicas de caracterización que nos den información sobre los parámetros que hemos mencionado en este Capítulo. Existen técnicas de caracterización que nos dan información temporal o espectral del pulso, estas son técnicas simples como la correlación (Apéndice B), sin embargo en muchas ocasiones no es suficiente una representación temporal o espacial, sobre todo cuando se estudian efectos donde tanto la frecuencia como el tiempo están fuertemente relacionados.

Una alternativa que nos permite mapear la relación de estas dos variables en una función de densidad es el espectrograma, la cual es una convolución del campo eléctrico del pulso, y puede escribirse como:

$$S(\omega, \tau) = \left| \int_{-\infty}^{\infty} E(t)g(t - \tau)e^{-i\omega t} dt \right|^2 \quad (1.13)$$

Donde g puede ser el mismo pulso u otro pulso bien caracterizado, esto se puede obtener directamente de las mediciones de caracterización usando la técnica de F.R.O.G. (*Frequency Resolved Optical Gating*), la cual se menciona en el Apéndice B. En la figura 1.9 en la ultima columna tenemos los espectrogramas para cada uno de los casos.

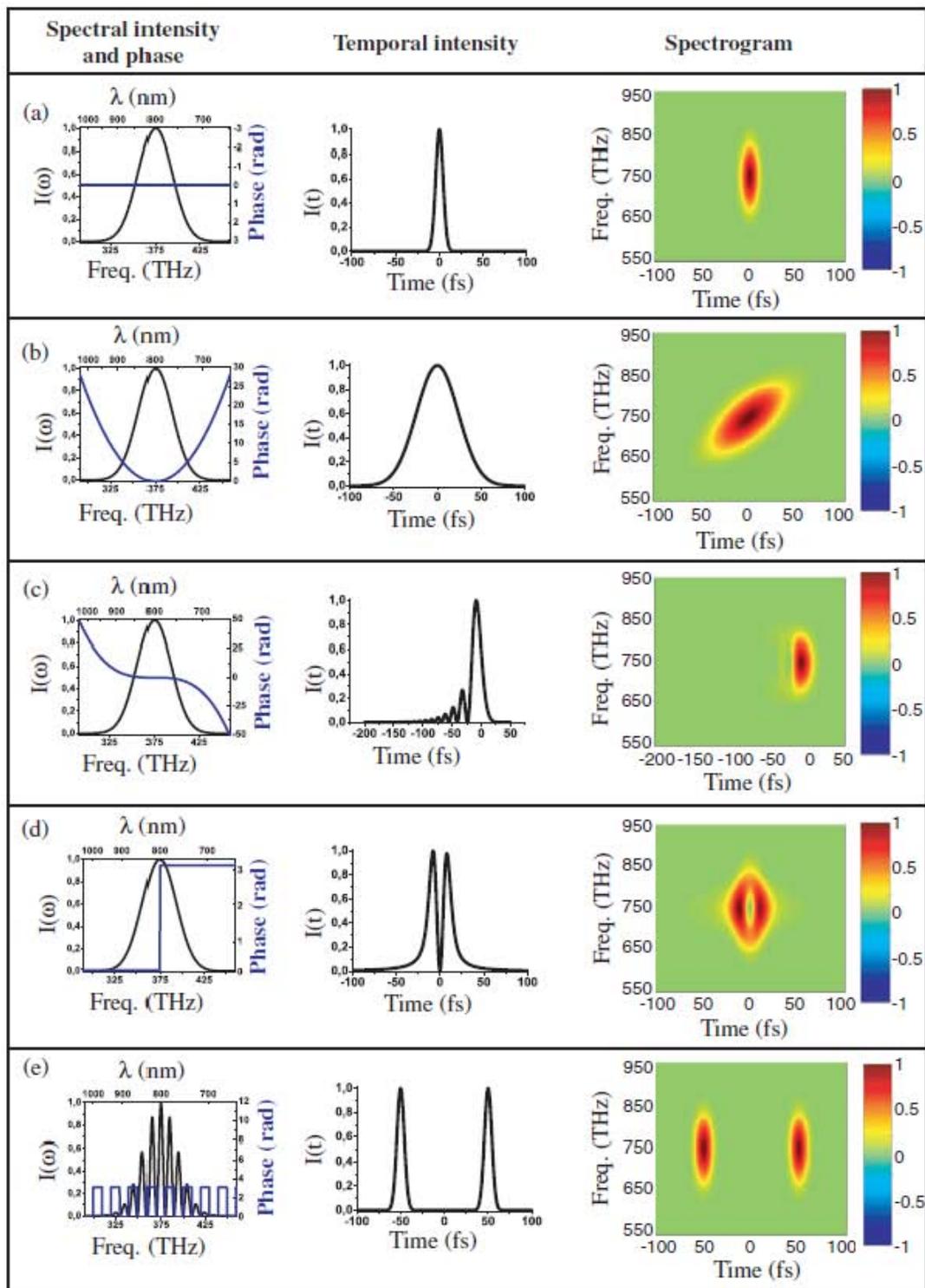


Figura 1.9: Pulsos reconfigurados: (a)pulso Gaussiano, (b)pulso chirp o fase cuadrática, (c)fase cubica, (d)escalón- π ,(e)dos pulsos. [2]

Reconfiguración de pulsos ultracortos

En los últimos 20 años, el campo de investigación en la reconfiguración de pulsos, se ha enfocado en el uso de pulsos reconfigurados para guiar y controlar la evolución temporal de sistemas [1,2]. Este control puede ser en un esquema a lazo abierto o cerrado. Recientes investigaciones tratan de combinar ambos esquemas para recuperar información del diseño complejo de pulsos por lazo cerrado [2].

Cuando el ancho de los pulsos es de unos cuantos femtosegundos, su reconfiguración requiere que se trabaje en el espacio de las frecuencias, a partir de determinados arreglos ópticos. En 1983, Froehly y su equipo de trabajo [2] propusieron un nuevo diseño para la reconfiguración de pulsos llamado línea de dispersión cero (*zero dispersion line*) o simplemente arreglo 4f.

El arreglo 4f está compuesto por dos rejillas de difracción y dos lentes (Figura 2.1), muy similar a un espectrómetro. Primero cada componente espectral es angularmente dispersada por la primera rejilla de difracción, posteriormente con la primera lente (espejo) son enfocadas en el plano de Fourier. En este plano tenemos la transformada de Fourier del pulso, que nos lleva del dominio del tiempo al dominio espectral. Después una segunda lente (espejo) enfoca cada componente espectral en la segunda rejilla de difracción que recombina todas las frecuencias en un haz colimado, esta segunda parte del arreglo realiza la transformada inversa de Fourier, regresándonos al dominio temporal. Si no se coloca nada en el plano de Fourier el pulso de salida es idéntico al pulso de entrada. Este arreglo de cero dispersión tiene como condición que ambas lentes sean delgadas y que no introduzcan aberraciones cromáticas. Para pulsos con duración temporal de 20 fs o menos, la dispersión y la aberración cromática se vuelven muy importantes, por eso las lentes se suelen reemplazar por espejos cilíndricos o esféricos para eliminar estos efectos no deseados [2, 7].

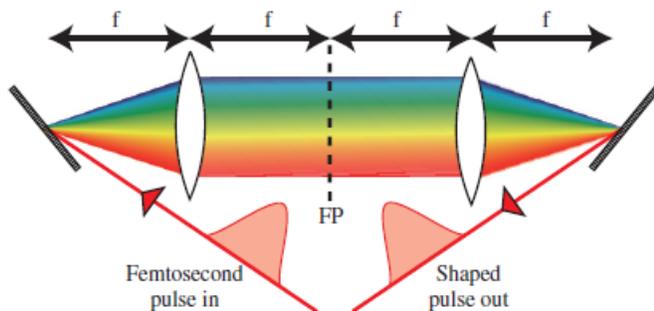


Figura 2.1: Arreglo $4f$ de cero dispersión, está compuesto por dos rejillas de difracción y dos lentes con distancia focal f . En el plano de Fourier (FP) tenemos todas las componentes espectrales colimadas sobre el plano.

Para la reconfiguración de pulsos se coloca un modulador espacial en el plano de Fourier, el cual dependiendo del modulador podrá controlar la fase, amplitud ó polarización.

En este Capítulo abordaremos primero la reconfiguración de pulsos usando una pantalla de cristal líquido (LCD) como modulador, siendo este el que se utilizó en el presente trabajo de tesis. Al final del Capítulo se mencionaran otros moduladores comunes para la reconfiguración de pulsos.

2.1. Reconfiguración a partir de LCDs

En el periodo de 1888 a 1890 Reinitzer, así como también Lehmann [14] encontraron ciertos compuestos orgánicos que presentaban propiedades cristalinas y líquidas, por lo que se les consideró una mesofase a la que actualmente se le llama cristal líquido (LC). Los cristales líquidos tienen 3 principales estados: esméctico, nemático y colésterico. Cada una de estas fases tienen un ordenamiento molecular característico (Figura 2.2) y se presentan en un rango de temperaturas que dependen de la composición química del LC, por ejemplo para el compuesto MBBA [N-(p-methoxybenzylidene)-p-(n-butylaniline)] presenta su fase nemática en el intervalo de temperatura que va de 17° a 43° C.

2.1.1. Modulador de LCD

Un modulador de cristal líquido tiene un número de píxeles que consisten de una fina capa de cristal líquido nemático dentro de una celda que está formada por dos paredes de un substrato transparente, una de estas paredes está cubierta de ITO (Óxido de Indio impurificado con Indio) que actúa como electrodo que permite la aplicación de un voltaje. Uno de los importantes efectos electro-ópticos en un cristal

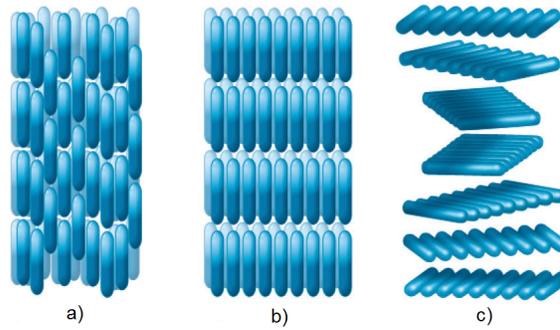


Figura 2.2: Representación esquemática de las moléculas de un cristal líquido. a) nemático, b) esmétrico y c) colésterico

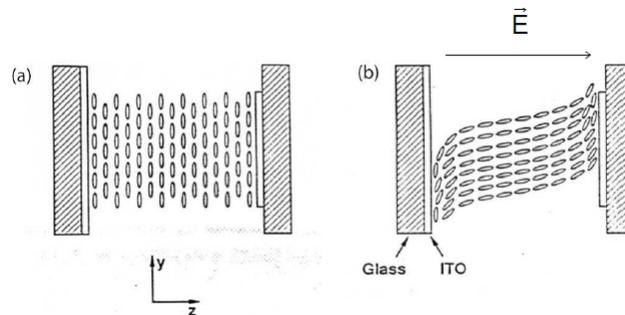


Figura 2.3: Vista transversal de una celda de LC. (a) Cuando no se aplica un campo a la celda, las moléculas de LC están orientadas en el eje y que es paralelo al substrato. (b) Cuando se aplica un campo eléctrico en dirección del eje z en la celda, las moléculas de LC tienden a orientarse en dirección del campo aplicado a la celda.

líquido nemático es la birrefringencia, este es el principio de funcionamiento de un Modulador LCD. La celda de cristal líquido está constituido por moléculas delgadas y alargadas que en la ausencia de un campo eléctrico se encuentran orientadas paralelamente al substrato (ver Figura 2.3). Al aplicar un campo eléctrico en la celda de LC, las moléculas nematicas tienden a alinearse en dirección del campo aplicado, lo que provoca un cambio en el índice de refracción de la celda. Este cambio de índice de refracción involucra una modificación en la birrefringencia del LC y por lo tanto provoca un retardo de fase en uno de los ejes ópticos [2, 7].

$$\Gamma(\omega, V) = \frac{\omega \Delta n(\omega, V) d}{c} \quad (2.1)$$

Cada pixel del modulador LCD (Figura 2.4) esta formado por una celda de LC que se comporta como una placa retardadora variable controlada por voltaje, cada pixel se controla de forma independiente. La retardancia que introduce cada pixel

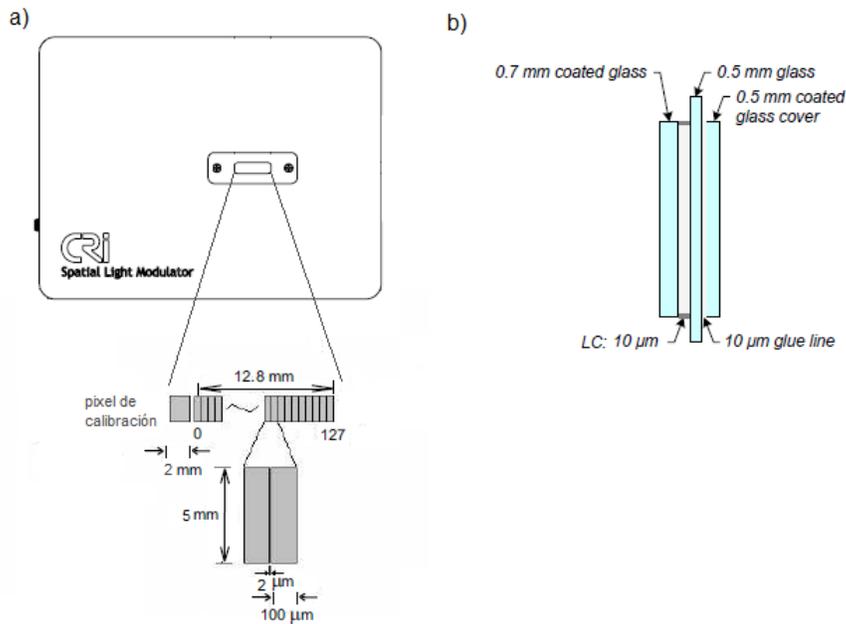


Figura 2.4: Modulador SLM-128. a) Vista frontal y dimensión de los pixeles, b) Vista lateral de la celda de cristal liquido para el modelo VN (488-900 nm).

está dada por la ecuación 2.1, donde ω es la frecuencia de la luz que pasa por el pixel, $\Delta n(\omega, V)$ es el cambio en el índice de refracción para una frecuencia ω y un voltaje aplicado V , y d es el espesor de la celda de LC del pixel.

Estos moduladores se pueden encontrar comercialmente en varios modelos, que pueden modificar la fase, amplitud o ambos, existen de varios números de pixeles, con una o doble máscara de LCD, y también existen modelos de dos dimensiones.

2.1.2. LCD-SLM-128-A

En este trabajo se empleo un modulador espacial de cristal líquido de la empresa CRi.Inc, consiste de un arreglo de 128 pixeles que modulan la amplitud de cada uno de ellos de forma independiente, cada pixel es controlado por voltaje con una resolución de 12-bit, correspondientes a 4096 valores discretos de voltaje. El tamaño del LCD es de 12.8 mm, cada pixel de este arreglo tiene 5 mm de alto y $100\mu\text{m}$ de ancho, entre cada pixel existe una separación de $2\mu\text{m}$ esta región no puede ser controlada, por lo que se consideran pixeles muertos (ver Figura 2.4, a) [3].

Para modular la amplitud es necesario introducir luz polarizada horizontalmente, la celda de cristal líquido tiene su eje extraordinario a 45 grados, funcionando como una placa retardadora variable capaz de transformar el estado de polarización. Por último la luz pasa por un segundo polarizador lineal que analiza el estado de

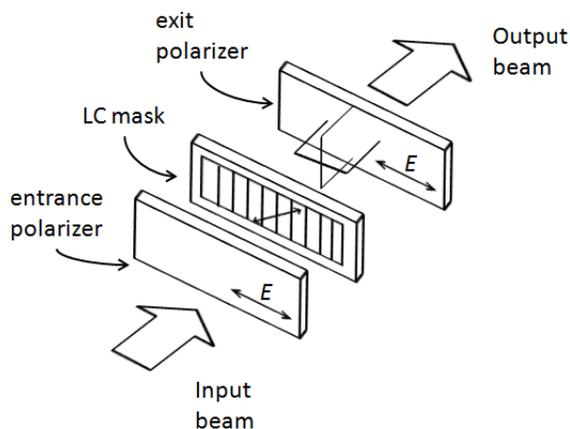


Figura 2.5: Arreglo óptico para la modulación de la amplitud usando el modulador SLM-128. Se puede observar dos polarizadores horizontales colocados a la entrada y salida del modulador, mientras que el eje óptico de la celda de cristal líquido se encuentra rotado a 45° con respecto a los polarizadores.

polarización y provoca un cambio en la intensidad de la luz al aplicar un cambio en el voltaje de la celda de cristal líquido (ver Figura 2.5). Existe la posibilidad de colocar dos polarizadores lineales o un espejo en lugar de uno de los polarizadores, de tal forma que la luz pasaría dos veces por la celda de LC y por lo tanto tendría doble efecto en el retardo aplicado.

Para modular la fase es necesario introducir luz polarizada con su orientación a lo largo del eje extraordinario de la celda de cristal líquido, esta introducirá una fase total en el campo eléctrico. Al final se coloca un polarizador lineal que filtre otros estados de polarización distintos al horizontal, de esta forma se asegura que el LCD opere únicamente como un modulador de fase y no altere el estado de polarización del haz de luz (Figura 2.6).

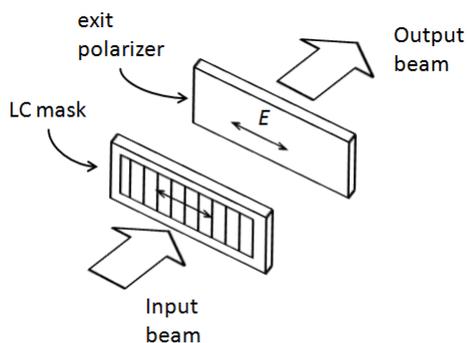


Figura 2.6: Arreglo óptico para la modulación de fase usando el modulador SLM-128. Se puede observar que el eje óptico de la celda de cristal líquido se encuentra horizontalmente.

2.2. Otras técnicas de reconfiguración

Modulador Acústico-Óptico

El modulador Acústico-Óptico (AOM) puede usarse para modular fase o amplitud para la reconfiguración de pulsos. En 1994 el grupo de Warren empleo por primera vez el AOM en la reconfiguración de pulsos [2, 7]. El AOM consiste de un cristal (TeO_2) que es controlado por una señal de voltaje, la cual es convertida por un transductor piezoeléctrico en una onda acústica que viaja a través del cristal. Esta onda acústica que incide en el cristal provoca un cambio en el índice de refracción, lo que genera que el haz láser sea difractado [11]. El ángulo de difracción debe considerarse para la alineación del arreglo 4f, esto constituye una desventaja en comparación con otros moduladores espaciales. La intensidad de la onda acústica está relacionada con la amplitud de la luz difractada, mientras que la fase de la onda acústica es el cambio de fase de la luz difractada. El pulso láser como la onda acústica deben empatar en el modulador, por lo que la sincronización temporal es muy crítica. Esto limita al láser de femtosegundos a tasas de repetición relativamente bajas. Una de las ventajas del AOM es su alta densidad de pixeles (aprox. 2000 pixeles en 4 cm de cristal [7]).

Espejo Deformable

Los espejos deformables se han usado mas que nada para corregir el frente de onda modulando únicamente la fase. En la ecuación 2.2 podemos ver que el cambio de fase depende de la longitud de onda (λ) que incide en un punto del espejo deformable y también del cambio en el camino óptico (Δz) generado por la deformación de la superficie del espejo deformable [7, 8].

$$\Delta\phi = 2\frac{2\pi\Delta z}{\lambda} \quad (2.2)$$

Existen dos tipos de espejos deformables: *Espejo Deformable Micro-Maquinado* (MMDM) y *Espejo Deformable Micro-Electro-Mecánico* (MEMMS). Los espejos MMDM constan de una fina y elástica membrana suspendida sobre un arreglo de actuadores en un circuito impreso. Cuando se aplica un voltaje en uno de los actuadores la membrana es deformada por fuerzas electrostáticas. El movimiento de los actuadores solo puede ser en una sola dirección y presenta una histéresis muy baja. En el caso de los espejos MEMMS constan de un arreglo de piezoeléctricos que son controlados de forma independiente, a estos actuadores se encuentra pegada una platina delgada la cual sufre una deformación global dependiendo del voltaje que se le aplique a cada uno de los actuadores, estos espejos tienen la desventaja de presentar histéresis lo que reduce su campo de aplicación [2, 8, 15].

Comparación Entre Diferentes Moduladores Espaciales

Haciendo una comparación entre los moduladores espaciales que se han mencionado, cada uno de ellos presentan ventajas y desventajas: para modular fase los espejos MMDM resultan ser la mejor opción ya que no se encuentran pixeleados y tienen un mínimo de pérdidas, su desventaja radica en que solo pueden modular la fase y que se encuentran limitados en su movimiento cerca de las orillas donde se encuentra sujeta la membrana deformable. Para la modulación de amplitud tenemos como opción LCDs y AOMs, donde el AOM presenta las mayores ventajas, aparte de ser de los moduladores más utilizados y estudiados, su densidad de píxeles es muy grande en comparación con la LCD, otra ventaja que presentan los AOMs es su alto umbral de daño por intensidad del láser. En cambio su principal desventaja es la incapacidad para ser aplicados con láseres de alta frecuencia de repetición. Mientras que una ventaja del LCD es que para la construcción de un reconfigurador de pulsos, su alineación se considera más simple que en el caso de un AOM.

2.3. Aplicaciones de la Reconfiguración de Pulsos

Algunas de las aplicaciones más relevantes de la reconfiguración de pulsos son [1]:

- **Sistemas de comunicación ópticos y fibras ópticas**, donde se aplican en el estudio de pulsos ultracortos en CDMA (code division multiple access) y también en la compensación de la dispersión en la transmisión de pulsos por medio de fibras ópticas.
- **Desarrollo de fuentes láser de pulsos cortos.**
- **Microscopía confocal multifotónica**, en el diseño de pulsos estructurados para maximizar la eficiencia de procesos no lineales, que generan una imagen más nítida minimizando la exposición de la muestra biológica a la radiación láser.
- **Espectroscopia de resolución temporal**, se aplican como filtro espacial donde en conjunto con una fuente láser de supercontinuo, se limita el ancho de banda. Esta técnica se aplica en la espectroscopia en semiconductores, nanocristales y en el estudio de gases atómicos. También los reconfiguradores de pulsos son usados para controlar el perfil temporal del pulso para el estudio de efectos no lineales.
- **Control cuántico**, muchas de las reacciones químicas suceden en escalas de tiempo de femtosegundos a picosegundos [19]. En 1992 Rabitz empleó algoritmos iterativos para la optimización de pulsos reconfigurados, para guiar

reacciones en una dirección deseada (Figura 2.7). Rabitz mencionaba que dicho experimento es visto como una computadora analógica capaz de resolver la ecuación de Schrödinger en tiempo real y guiar una reacción a un estado deseado [20–22]. A partir de la información del pulso optimizado es posible extraer información sobre la reacción y sus predecesores.

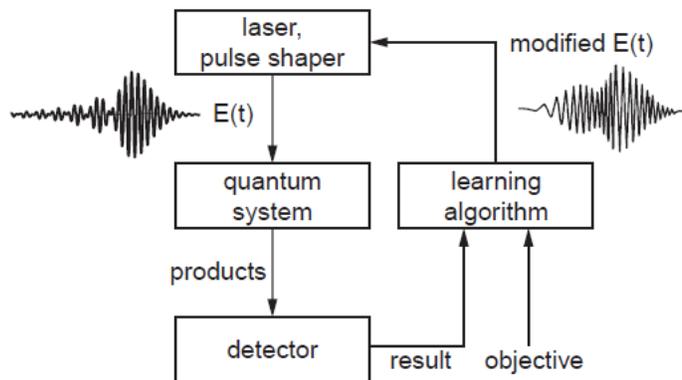


Figura 2.7: Sistema de control cuántico.

Caracterización de LCD

El modulador de LCD es uno de los elementos más importantes del reconfigurador de pulsos, por lo que es necesario conocer su comportamiento. Lo deseable en este trabajo es lograr reconfigurar pulsos con un control a lazo abierto, es decir, que a partir de un perfil de intensidad propuesto se diseñen los voltajes a aplicar al LCD sin utilizar algoritmos iterativos de control a lazo cerrado como se propone en varios artículos (ver [1, 16]). La construcción de un reconfigurador con control a lazo abierto tiene como ventajas ser más rápido y simple. Esto solo se puede lograr conociendo con precisión el comportamiento de cada uno de los sistemas ópticos, en particular el LCD. En este Capítulo se presentaran los resultados de la caracterización de la LCD con dos métodos. Se realizó la caracterización a partir de la respuesta al impulso calculando su matriz de transferencia y también se caracterizó a partir de su curva de retardancia en función del voltaje aplicado a diferentes longitudes de onda. Finalmente se realizó el ajuste de una función a la curva de retardancia en términos del voltaje aplicado y la longitud de onda incidente.

3.1. Caracterización de la Retardancia

Como se menciona en el Capítulo anterior el LCD se comporta como un retardador variable. Para determinar el cambio de retardancia que introduce el LCD a un voltaje determinado se estableció un arreglo experimental, que consta de una fuente de luz linealmente polarizada que se hace incidir sobre la LCD y posteriormente se analizan los cambios en el estado de polarización mediante un polarizador y una CCD lineal.

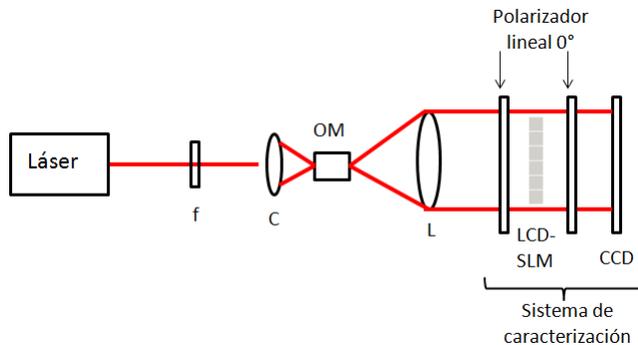


Figura 3.1: Arreglo óptico para la caracterización del LCD.

3.1.1. Arreglo experimental

El arreglo experimental consiste de una fuente de luz láser continuo a una longitud de onda definida, se colocó un filtro neutro (f) para disminuir la intensidad de la luz, de tal forma que la CCD no se sature. Para expandir el haz sobre el LCD se montó perpendicular al haz una lente cilíndrica (C) que genera un haz plano, posteriormente se colocó un objetivo de microscopio (OM) para abrir angularmente el haz, y por último se colocó una lente (L) para colimarlo. Posteriormente se colocaron dos polarizadores lineales de forma horizontal (0 grados) y en medio de estos se montó el modulador LCD. Al final del arreglo se colocó una CCD lineal para medir cambios en la intensidad del sistema óptico (Figura 3.1).

La parte principal del sistema óptico de caracterización está compuesta por los dos polarizadores lineales y el modulador LCD. Lo que se espera obtener del sistema es un cambio en la intensidad de la luz provocada por el cambio en la retardancia del LCD, para poder determinar este cambio a partir de la intensidad de la luz es necesario comprender cómo el sistema afecta al vector de Stokes de la luz [18]. El vector de Stokes del haz que emerge del sistema puede representar cualquier estado de luz polarizada o no polarizada, este vector se puede obtener mediante el vector de Stokes de la luz incidente (S_0) y la matriz de Müller del sistema óptico (M_s) [14].

$$S = M_s S_0 \quad (3.1)$$

Consideramos que el vector de Stroke del haz de luz láser incidente corresponde a luz no polarizada, y se puede escribir como:

$$S_0 = I_0 \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (3.2)$$

Mientras que la matriz de Müller del sistema óptico se puede construir a partir

de las matrices de cada uno de sus componentes (ecuación A.15).

$$M_s = M_p(0^\circ)M_r(\Gamma, 45^\circ)M_p(0^\circ) \quad (3.3)$$

Donde $M_p(\theta)$ es la matriz de Müller de un polarizador lineal con su eje de transmisión a un ángulo θ , y mientras que $M_r(\Gamma, \theta)$ es la matriz de Müller de un retardador de retardancia Γ y con su eje óptico a un ángulo θ .

$$M_p(\theta) = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & \cos(2\theta) & \sen(2\theta) & 0 \\ \cos(2\theta) & \cos^2(2\theta) & \sen(2\theta)\cos(2\theta) & 0 \\ \sen(2\theta) & \sen(2\theta)\cos(2\theta) & \sen^2(2\theta) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (3.4)$$

$$M_r(\Gamma, \theta) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos^2(2\theta) + \cos(\Gamma)\sen^2(2\theta) & (1 - \cos(\Gamma))\sen(2\theta)\cos(2\theta) & -\sen(\Gamma)\sen(2\theta) \\ 0 & (1 - \cos(\Gamma))\sen(2\theta)\cos(2\theta) & \sen^2(2\theta) + \sen(\Gamma)\sen^2(2\theta) & \sen(\Gamma)\cos(2\theta) \\ 0 & \sen(\Gamma)\sen(2\theta) & -\sen(\Gamma)\cos(2\theta) & \cos(\Gamma) \end{pmatrix} \quad (3.5)$$

Usando las matrices anteriores calculamos la matriz del sistema completo.

$$M_s = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 + \cos(\Gamma) & 1 + \cos(\Gamma) & 0 & 0 \\ 1 + \cos(\Gamma) & 1 + \cos(\Gamma) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (3.6)$$

Ahora con esta matriz del sistema podemos calcular el vector de Stokes como indica la ecuación 3.1, donde el primer termino de este vector corresponde a la intensidad de la luz detectada por la CCD, y está dada por la siguiente ecuación:

$$S_{(1)} = I = A(1 + \cos\Gamma) \quad (3.7)$$

Donde I es la intensidad de la luz después del segundo polarizador, Γ es la retardancia del LCD, y A es una constante de normalización. Tenemos que la intensidad máxima es I_0 , que se obtiene cuando $\cos\Gamma = 1$, por lo que A la podemos calcular sustituyendo lo anterior en la ecuación 3.7.

$$I_0 = 2A \quad (3.8)$$

Por lo tanto tenemos que la intensidad normalizada del sistema está modulada de la siguiente forma.

$$I = \frac{I_0}{2}(1 + \cos\Gamma) \quad (3.9)$$

Mientras que la expresión para la retardancia es.

$$\Gamma = \cos^{-1} \left(\frac{2I}{I_0} - 1 \right) \quad (3.10)$$

A partir de esta relación (ecuación 3.10) podemos construir una curva del valor de la retardancia en función del voltaje aplicado al modulador LCD.

3.1.2. Resultados experimentales

Se midió la intensidad de la luz al final del segundo polarizador con una CCD lineal ALPHALAS modelo CCD-3600-D(-UV) la cual tiene un rango espectral entre 200 - 1100 nm, una resolución de 12 bits, con 3648 pixeles con tamaño de $8 \mu\text{m} \times 200 \mu\text{m}$. Se fue variando el voltaje aplicado a la LCD de 0 - 4000 (digital) con pasos de 8 (dig.). Se realizó un muestreo y se repitió el procedimiento para 26 pixeles diferentes, desde el pixel 1 hasta el 125, cada 5 pixeles. Considerando que la numeración de los pixeles es del 0 - 127. Cada medición se realizó teniendo el resto de los pixeles del LCD con la menor intensidad luminosa, de tal forma que solo influya el pixel a caracterizar en los cambios de intensidad medida con la CCD. El tiempo de exposición de la CCD fue de 5 ms en cada medición y para cada voltaje se tomaron 50 mediciones de las cuales se reporto el promedio de estas. Todas las mediciones se realizaron a las mismas condiciones de temperatura. Se elaboro un programa en LabVIEW (Apéndice C) que realizara la caracterización de forma automatizada para cada pixel.

Como resultado preliminar para obtener la curva de retardacia del LCD, se realizo el promedio de los 26 pixeles caracterizados, del cual se obtuvo una gráfica de la intensidad en función del voltaje aplicado a la LCD.

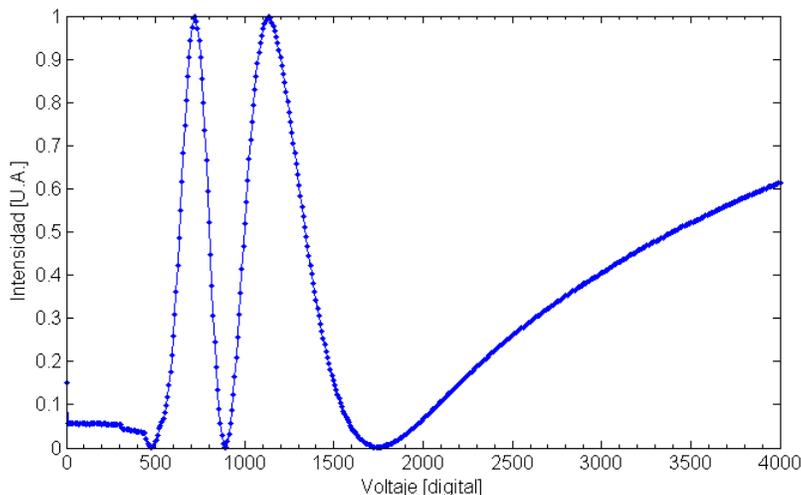


Figura 3.2: Gráfica experimental de intensidad de luz detectada por la CCD en función del voltaje aplicado, con un láser a 658 nm.

Al aplicar la ecuación 3.10 en los datos de la Figura 3.2, podemos obtener la curva de la retardancia en función del voltaje, la cual se presenta en la Figura 3.3.

En esta gráfica podemos observar un involucrimiento en la fase, ya que todos los valores de retardancia se encuentran en un rango de 0 a π radianes. Esto se debe a que al aplicar la ecuación 3.10 únicamente entrega valores entre 0 y π , debido a la

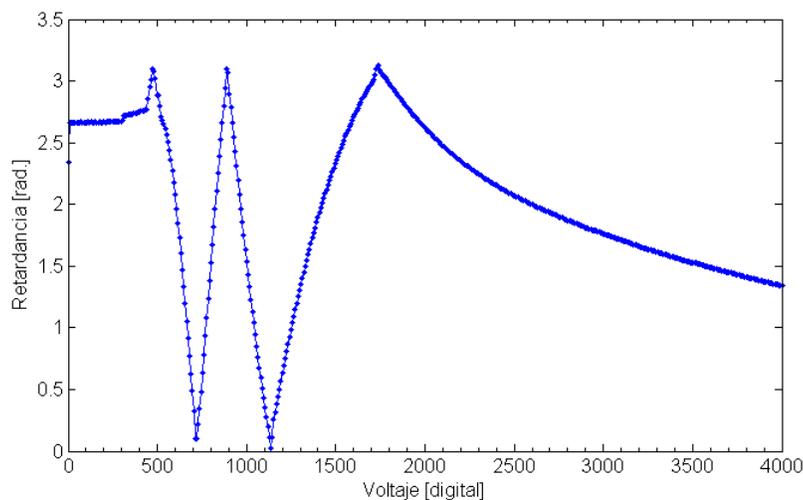


Figura 3.3: Gráfica experimental de la retardancia en función del voltaje aplicado, con un láser a 658 nm.

periodicidad de dicha ecuación. Dado que es deseable tener una curva de retardancia suave y univaluada en función del voltaje aplicado, se aplicó un procedimiento de desenvolvimiento de fase.

Desenvolvimiento de Fase (*Unwrap phase*)

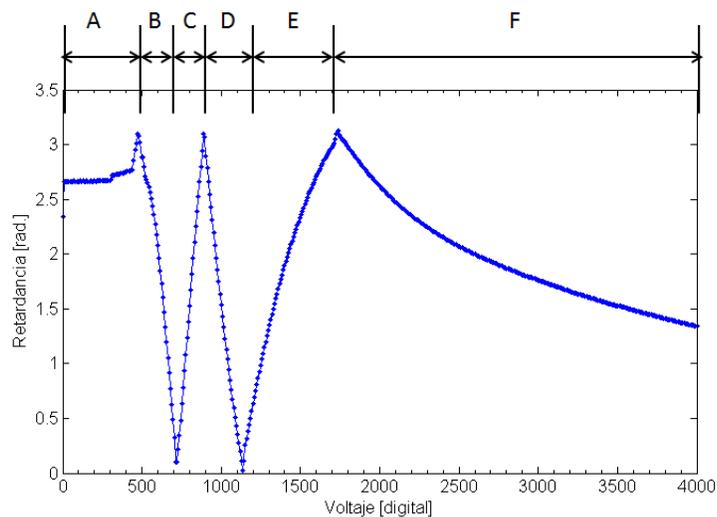


Figura 3.4: Gráfica experimental de la retardancia donde se identifican cada una de las secciones alteradas, con un láser a 658 nm.

Para poder realizar el desenvolvimiento de fase hay que seccionar la gráfica de retardancia, de tal forma que se puedan identificar puntos críticos en donde hubo una alteración de la fase (0 o π radianes) [18]. Debido a que la función de la ecuación 3.9 tiene una periodicidad de 2π , podemos realizar un desenvolvimiento de fase que considere los máximos como múltiplos de 2π , mientras que los mínimos corresponden a múltiplos impares de π . De la Figura 3.3 podemos identificar claramente diferentes secciones entre máximos y mínimos, las cuales están representadas en la Figura 3.4.

Las secciones F, D y B tienen una corrección de la fase dada por $\Gamma' = 2m\pi + \Gamma$, mientras que las secciones E, C y A tienen una corrección de la fase dada por $\Gamma' = 2m\pi - \Gamma$ donde $m = 0, 1, 2, 3, \dots$. En la Tabla 3.1 se indica la corrección de la fase para cada sección de la gráfica [18].

Sección	Corrección de fase
A	$\Gamma' = 6\pi - \Gamma$
B	$\Gamma' = 4\pi + \Gamma$
C	$\Gamma' = 4\pi - \Gamma$
D	$\Gamma' = 2\pi + \Gamma$
E	$\Gamma' = 2\pi - \Gamma$
F	$\Gamma' = \Gamma$

Tabla 3.1: Correcciones en la fase para las secciones de la gráfica de retardancia con efecto de envolvimiento de fase

Siguiendo este procedimiento se realizó un programa en Matlab (Apéndice C) que llevara acabo el desenvolvimiento de fase para cada curva de retardancia obtenida.

Se repitieron los mismos pasos para una longitud de onda de 794 nm y 851 nm, obteniendo tres curvas de retardancia para tres longitudes de onda diferentes.

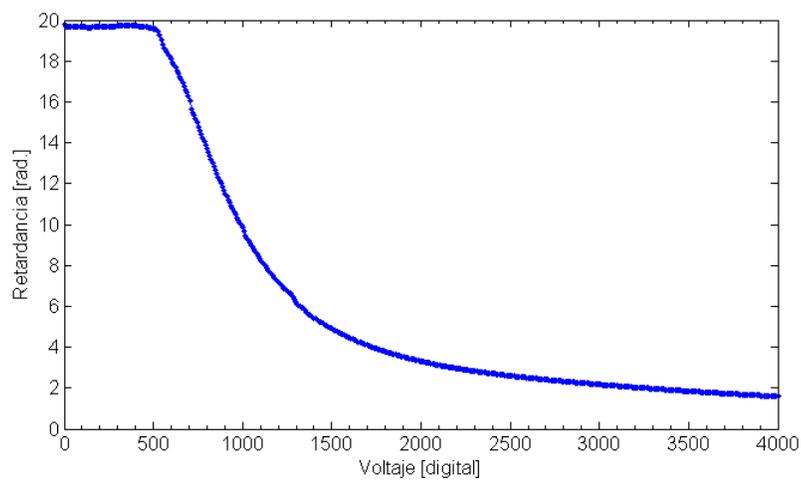


Figura 3.5: Gráfica experimental de retardancia a 658 nm.

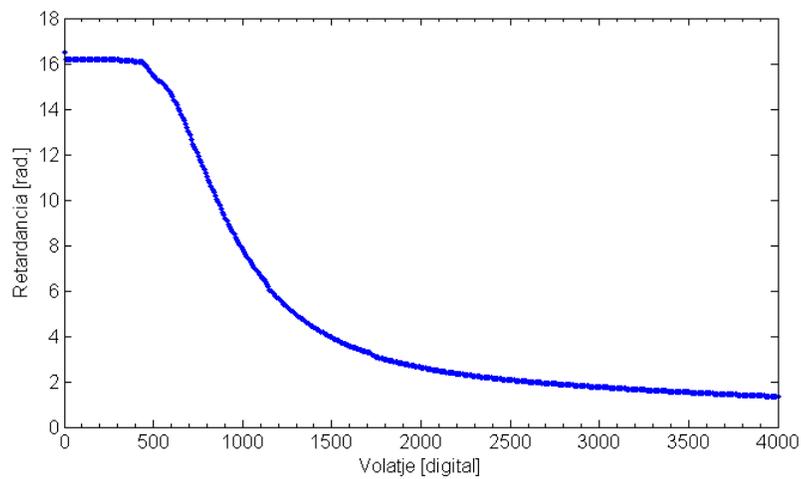


Figura 3.6: Gráfica experimental de retardancia a 794 nm.

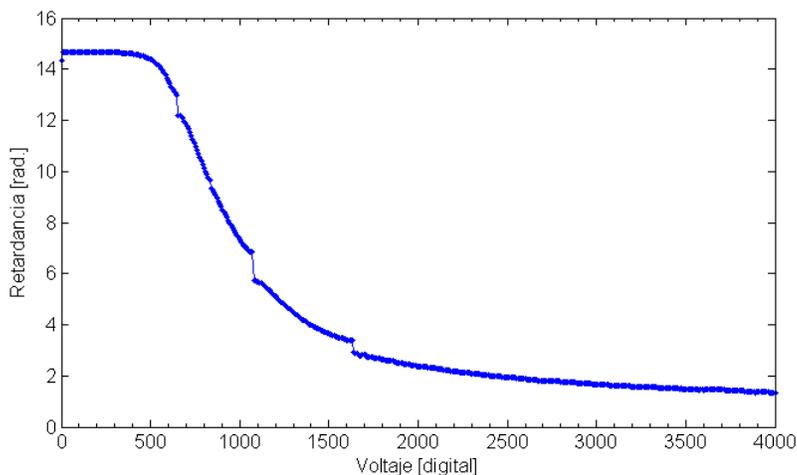


Figura 3.7: Gráfica experimental de retardancia a 851 nm.

De estas curvas obtenidas podemos encontrar los voltajes correspondientes para máximos y mínimos de intensidad aplicando la ecuación 3.9, lo cual nos servirá en el resto de la caracterización.

3.2. Matriz de Transferencia de la LCD

Uno de los principales métodos para controlar la pantalla de cristal líquido para la modulación de la intensidad de luz es por medio de una matriz de transferencia, la cual viene siendo una combinación lineal de los voltajes aplicados a cada pixel de la pantalla (ecuación 3.11). Donde Y_{int} es un vector columna correspondiente a la intensidad, V es un vector columna correspondiente al voltaje aplicado al LCD, y M_T es la matriz de transferencia del modulador LCD.

$$\vec{Y}_{int} = M_T \cdot \vec{V} \quad (3.11)$$

Para poder obtener la matriz de transferencia de forma experimental se estudio la respuesta al impulso de la LCD, esto se realizó de la siguiente manera.

Usando un diodo láser a una longitud de onda de 794 nm en el mismo arreglo experimental de la Figura 3.1, se aplico un arreglo de voltajes en el que, para un pixel determinado se aplico el valor digital de 1144, que corresponde a un máximo de intensidad de luz a la salida de la pantalla, mientras que el resto de los pixeles se les aplico el valor digital de 892, que corresponde a un mínimo de intensidad de luz. Esto se realizó para cada uno de los 128 pixeles. Este procedimiento nos dio como resultado una matriz de Y_{int} de intensidades y una matriz V de voltajes, ambas de 128 x 128 elementos.

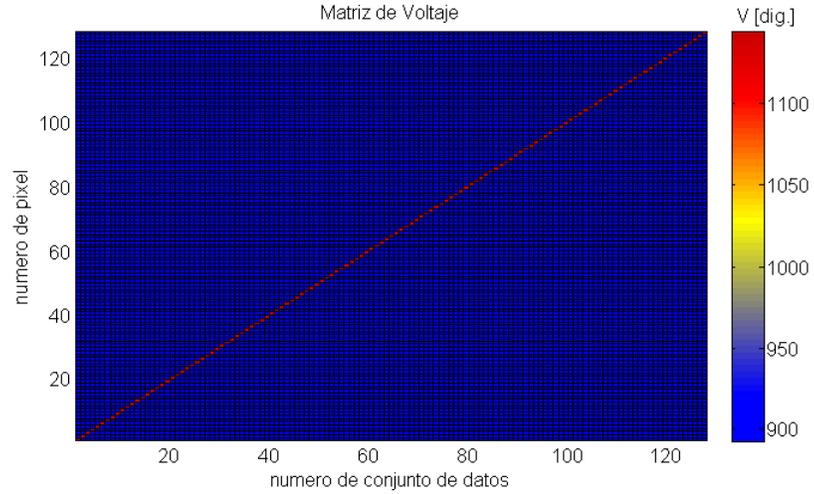


Figura 3.8: Matriz experimental de voltajes para obtener la respuesta al impulso.

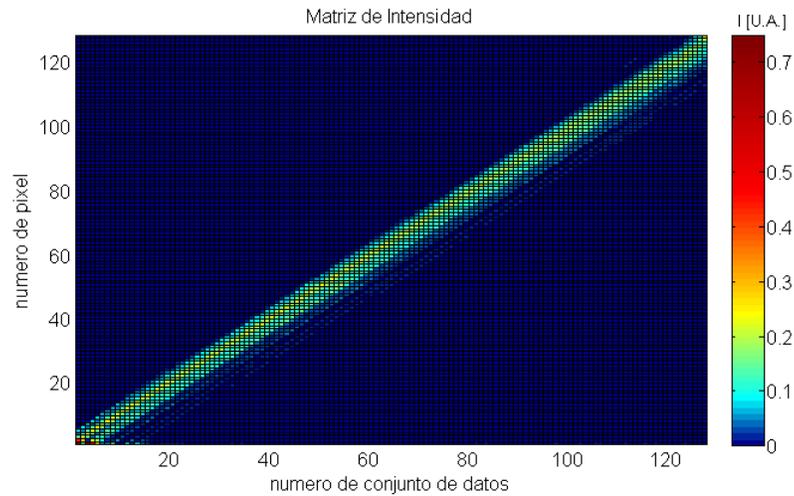


Figura 3.9: Matriz experimental de intensidades de la respuesta al impulso a 794 nm.

Para calcular la matriz de transferencia a partir de las dos matrices, basta con invertir la matriz de voltajes V y multiplicarla por la matriz Y_{int} de intensidades como se indica en la ecuación 3.12, para obtener la matriz de transferencia del LCD (Figura 3.10).

$$M_T = Y_{int} \cdot V^{-1} \quad (3.12)$$



Figura 3.10: Matriz de transferencia experimental de la respuesta al impulso a 794 nm.

Ahora que contamos con la matriz de transferencia del modulador podemos predecir la respuesta en intensidad a un voltaje aplicado. Para realizar esto hay que proponer un arreglo de voltaje y usar la ecuación 3.11. Antes de comparar la respuesta experimental con la respuesta calculada por la matriz de transferencia hay que normalizar ambas respuestas.

Normalización de la respuesta experimental

Se realizaron mediciones de la intensidad a un voltaje que produzca un máximo y un mínimo de intensidad luminosa en todos los pixeles, se realizó una medición con $V=1144$ y otra medición con $V=892$. Con estos datos se aplicó la ecuación 3.13 para cada elemento del vector de intensidad, donde I_0 corresponde al vector de intensidad a normalizar.

$$I_{exp} = \frac{I_0 - I_{min}}{(I_{max} - I_{min})} \quad (3.13)$$

Normalización de la respuesta calculada por la matriz

De manera similar al caso experimental debemos normalizar la respuesta de la matriz de transferencia. Se calcula la intensidad usando la ecuación 3.11 a un voltaje igual a 1144 (Y_{max}) y a un voltaje igual a 892 (Y_{min}). Con estos datos se aplica la ecuación 3.14 para cada elemento del vector de intensidad, donde Y_0 corresponde al vector de intensidad a normalizar.

$$Y_{int} = \frac{Y_0 - Y_{min}}{(Y_{max} - Y_{min})} \quad (3.14)$$

Una vez normalizados los datos comparamos los perfiles de intensidad obtenidos de la matriz de transferencia y de los datos experimentales de la LCD. En la Figura 3.11 vemos la respuestas experimental y la calculada a un arreglo de voltajes determinado.

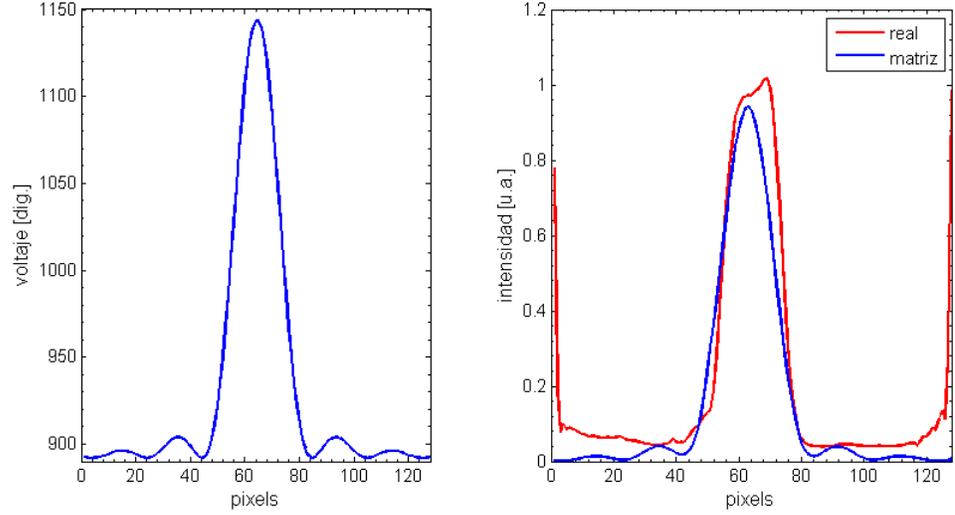


Figura 3.11: Resultados de la predicción del perfil de intensidad usando la matriz de transferencia y comparándolos con la respuesta real.

El objetivo de construir la matriz de transferencia es obtener el arreglo de voltajes necesarios para lograr un perfil de intensidad deseado. Despejando el vector \vec{V} de la ecuación 3.11 podemos recuperar los voltajes para un perfil de intensidad. Antes de aplicar la ecuación 3.15 debemos considerar la normalización del perfil de intensidad que describimos anteriormente en 3.14.

$$\vec{V} = M_T^{-1} \cdot \vec{Y}_{int} \quad (3.15)$$

Despejando Y_0 de la ecuación 3.14 tenemos:

$$Y_0 = (Y_{max} - Y_{min})Y_{perfil} + Y_{min} \quad (3.16)$$

Se propuso un perfil de intensidad de una función sinc y usando las ecuaciones anteriores obtuvimos un arreglo de voltajes, los cuales se tuvieron que restringir en un rango de 892 - 1144 ya que se obtuvieron algunos valores fuera de este rango. Finalmente se obtuvo la respuesta de intensidad del LCD al aplicar el arreglo de voltajes calculado.

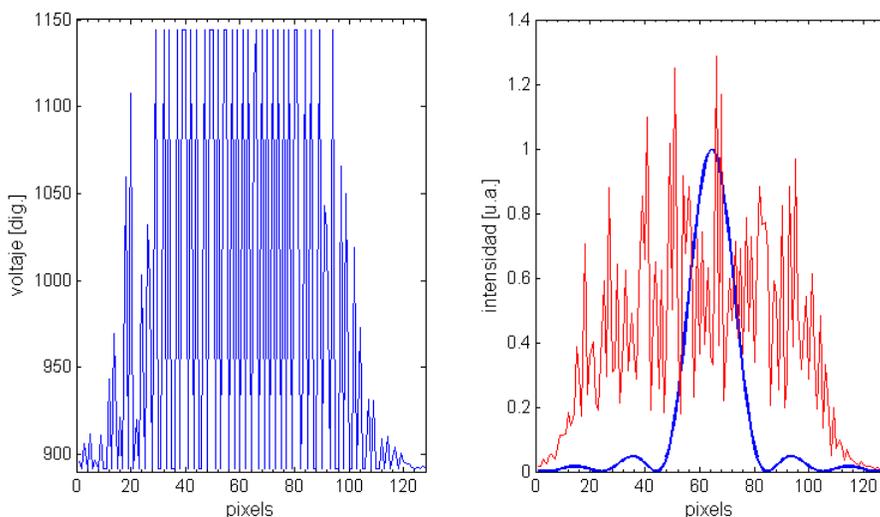


Figura 3.12: Voltajes calculados con la matriz de transferencia, para la recuperación del perfil de intensidad deseado (gráfica azul), y la respuesta experimental al aplicar los voltajes calculados (gráfica roja).

De la Figura 3.12 observamos que la matriz de transferencia obtenida a partir de la respuesta al impulso no es capaz de generar los voltajes necesarios para lograr un perfil de intensidad deseado a la salida del LCD es decir, la matriz de transferencia no es invertible. Esto es posible que se deba a error experimental y error numérico en el cálculo de la matriz de transferencia de la LCD. La matriz de transferencia es capaz de resolver el problema directo (de voltaje a intensidad), pero no el problema inverso (de intensidad a voltaje). Por lo que a continuación se presentan otras técnicas de caracterización para controlar el modulador.

3.3. Determinación de la Función de Retardancia

A partir de la curva experimental de retardancia a una longitud de onda específica se puede realizar un ajuste de un polinomio de grado n . Lo más simple es ajustar una función lineal a una zona limitada de la curva de retardancia. Esta función nos permitirá calcular la retardancia a un voltaje determinado, para posteriormente usando la ecuación 3.9 calcular el perfil de intensidad.

El primer paso para obtener esta función de retardancia fue a partir de la curva de retardancia a una longitud de onda de 794 nm (Figura 3.6) y la ecuación 3.9, encontrar una región lineal en donde se tenga un mínimo de intensidad a un voltaje V_1 , mientras que a un voltaje mayor V_2 obtengamos un máximo de intensidad. Esto con el fin de que exista una relación creciente entre voltaje e intensidad. Se eligió la región comprendida entre 3π y 2π radianes y debido a que el comportamiento tiene

un periodicidad de 2π podemos restar este valor a los datos de la región elegida para prevenir el envolvimiento de fase en posteriores cálculos.

Usando el programa de ajuste de curvas de Matlab se ajustó una ecuación lineal a los datos, obteniendo la siguiente función de retardancia con los parámetros reportados en la Tabla 3.2.

$$\Gamma(V) = m \cdot V + b \quad (3.17)$$

Donde:

Parámetros de la ecuación lineal de retardancia	
m	-0.01256 [rad/V]
b	14.17 [rad]

Tabla 3.2

Error RMS del ajuste es: 0.07526

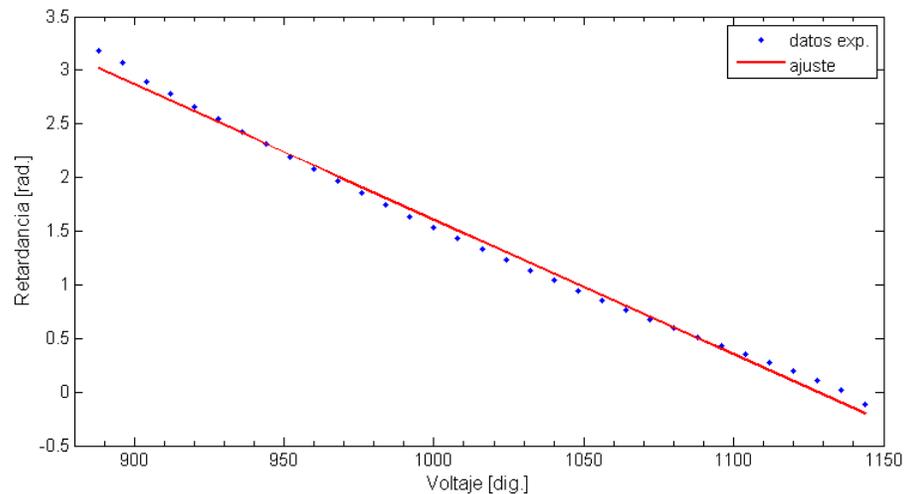


Figura 3.13: Ajuste de una función lineal a los datos experimentales de la retardancia a 794 nm.

En la Figura 3.13 observamos el ajuste lineal realizado a los datos experimentales de la retardancia en función del voltaje. A partir de la función de retardancia que hemos obtenido podemos calcular la intensidad de luz que sale del modulador. De la misma forma que se construyó experimentalmente la matriz de transferencia podemos construirla usando la función de retardancia para calcular la intensidad de luz como respuesta al impulso. De tal modo que podremos expresar la función de retardancia como una combinación lineal, en una matriz. Ahora tenemos dos nuevos métodos para controlar la LCD: Función lineal y Matriz de transferencia ideal, en la siguiente sección se reportaran los resultados obtenidos con ambos métodos.

3.3.1. Resultados de la Función de Retardancia y la Matriz de Transferencia Ideal

Ahora que tenemos una función lineal y una nueva matriz de transferencia, a la que llamaremos como ideal, que describen el comportamiento de la LCD, podemos emplear ambos métodos para calcular los voltajes necesarios para lograr un perfil de intensidad y así poder controlar la LCD.

En las siguientes gráficas se muestran los resultados obtenidos para resolver el problema inverso de calcular los voltajes para un perfil de intensidad deseado con los métodos anteriormente descritos.

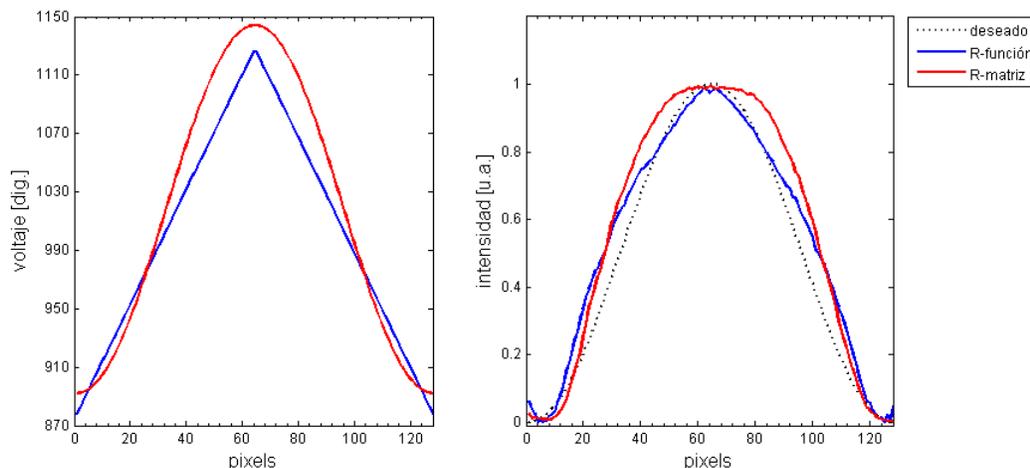


Figura 3.14: Comparación de la respuesta experimental del LCD a los voltajes calculados con la función lineal (gráfica azul) y la matriz de transferencia ideal (gráfica azul) a 794 nm.

- Error experimental RMS para la función: 0.8982

- Error experimental RMS para la matriz: 1.1562

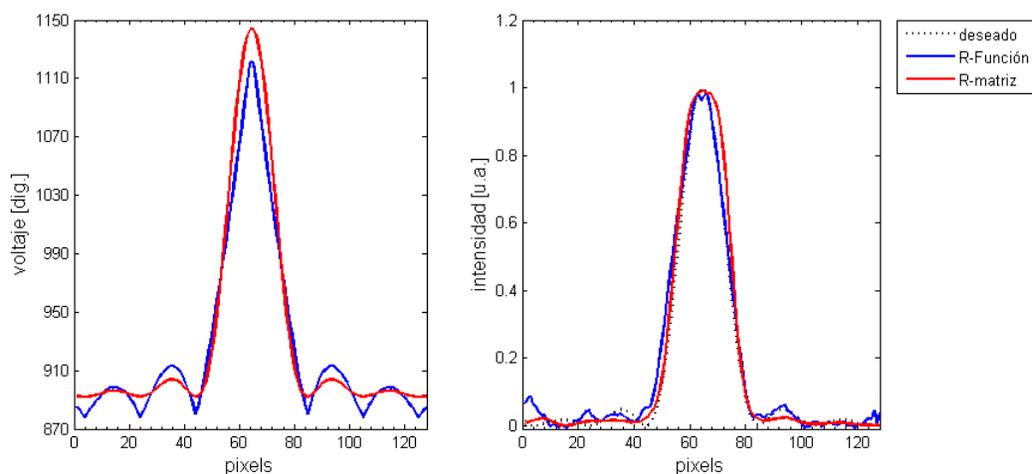


Figura 3.15: Comparación de la respuesta experimental del LCD a los voltajes calculados con la función lineal (gráfica azul) y la matriz de transferencia ideal (gráfica azul) a 794 nm.

- Error experimental RMS para la función: 0.4766
- Error experimental RMS para la matriz: 0.5043

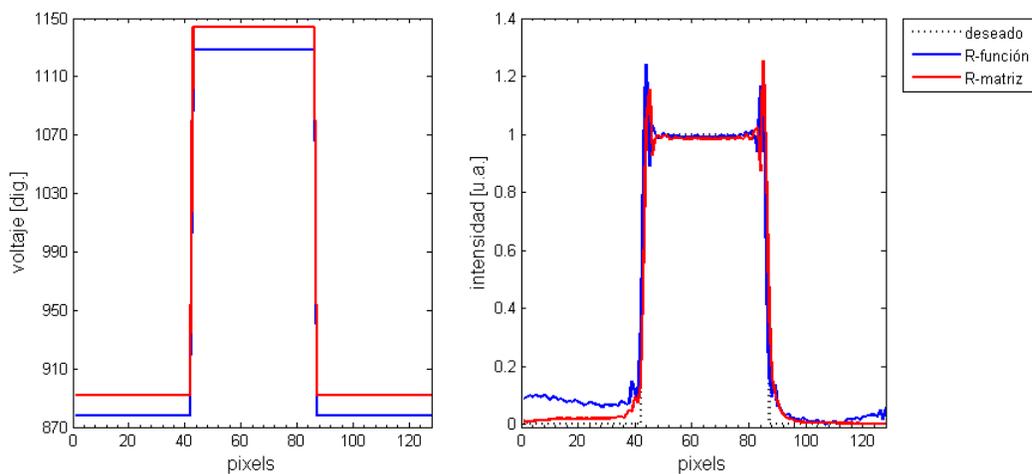


Figura 3.16: Comparación de la respuesta experimental del LCD a los voltajes calculados con la función lineal (gráfica azul) y la matriz de transferencia ideal (gráfica azul) a 794 nm.

- Error experimental RMS para la función: 1.1562
- Error experimental RMS para la matriz: 0.8192

3.4. Función General de Retardancia

Ahora que contamos con una función lineal de retardancia podemos controlar la LCD para conseguir un perfil de intensidad deseado, siempre y cuando el haz de luz que incide en la pantalla de LC tenga una longitud de onda de 794 nm.

Al aplicar la LCD en un reconfigurador de pulsos se presenta el problema de tener un ancho de banda grande, por lo que sobre la pantalla de LC incide luz con varias longitudes de onda, las cuales componen un pulsos de femtosegundos. Así que la función lineal que hemos obtenido no basta para controlar el LCD en un reconfigurador de pulsos ultracortos. Para corregir esto se procedió haciendo la caracterización a distintas longitudes de onda, con el fin de construir una función general de retardancia que dependa tanto del voltaje, como de la longitud de onda de la luz incidente en la LCD.

$$\Gamma(V, \lambda) = P_1(\lambda)V + P_2(\lambda) \quad (3.18)$$

Donde $P_1(\lambda)$ y $P_2(\lambda)$, son funciones lineales dependientes de la longitud de onda que incide en el cristal liquido. Para construir esta función se ajustó una función lineal a los coeficientes de las funciones de retardancia para cada longitud de onda caracterizada.

$$P_n(\lambda) = b_1\lambda + b_2 \quad (3.19)$$

De esta forma de la ecuación 3.18 podemos calcular el valor de la retardancia a un voltaje determinado y a cualquier longitud de onda.

Parámetros de la ecuación lineal general de retardancia		
P_1	b_1	-1.081×10^{-5} [rad/V·nm]
	b_2	-0.003978 [rad/V]
P_2	b_1	-0.0008088 [rad/nm]
	b_2	14.81 [rad]

Tabla 3.3

3.4.1. Función cuadrática de retardancia

La función lineal de retardancia es una muy buena aproximación a la curva de retardancia experimental y nos proporciona una función sencilla de invertir para el cálculo de voltajes. Pero realmente la curva de retardancia se ajusta más a un polinomio cuadrático, por lo que si ajustamos una función cuadrática a los datos experimentales obtendremos una mejor aproximación y una predicción del comportamiento de la LCD con un error aun menor que con la función lineal.

Se ajustó una función cuadrática siguiendo el mismo procedimiento para calcular la función lineal de retardancia, con la diferencia de que necesitamos de tres puntos o más para la construcción de la función cuadrática, por lo que se ajustó una función para tres longitudes de onda distintas (658, 794 y 851 nm), cubriendo un amplio ancho de banda de aproximadamente 200 nm. Este ancho espectral correspondería a pulsos en el NIR con anchos temporales menores a 10 fs.

Ahora tendremos una expresión general para la retardancia como lo indica la ecuación 3.20.

$$\Gamma(V, \lambda) = P_1(\lambda)V^2 + P_2(\lambda)V + P_3(\lambda) \quad (3.20)$$

Donde:

$$P_n(\lambda) = b_1\lambda^2 + b_2\lambda + b_3 \quad (3.21)$$

Para cada coeficiente de la función cuadrática general.

Parámetros de la ecuación cuadrática general 1 de retardancia		
P_1	b_1	4.072×10^{-11} [rad/V ² ·nm ²]
	b_2	-7.313×10^{-8} [rad/V ² ·nm]
	b_3	4.21×10^{-5} [rad/V ²]
P_2	b_1	-1.142×10^{-7} [rad/V·nm ²]
	b_2	0.0002162 [rad/V·nm]
	b_3	-0.1319 [rad/V]
P_3	b_1	8.767×10^{-5} [rad/nm ²]
	b_2	-0.1783 [rad/nm]
	b_3	116.8 [rad]

Tabla 3.4

Parámetros de la ecuación cuadrática general 2 de retardancia		
P_1	b_1	4.369×10^{-11} [rad/V ² ·nm ²]
	b_2	-5.293×10^{-8} [rad/V ² ·nm]
	b_3	2.826×10^{-5} [rad/V ²]
P_2	b_1	3.285×10^{-8} [rad/V·nm ²]
	b_2	-5.439×10^{-5} [rad/V·nm]
	b_3	-0.01808 [rad/V]
P_3	b_1	-5.749×10^{-5} [rad/nm ²]
	b_2	0.06598 [rad/nm]
	b_3	12.18 [rad]

Tabla 3.5

3.4.2. Resultados Comparativos de las Funciones Generales

Se construyeron en total tres funciones generales de retardancia, de las cuales una es un ajuste lineal y dos son ajustes cuadráticos. En la gráfica 3.17 podemos observar los tres ajustes a los datos experimentales de la curva de retardancia, donde la zona entre las líneas punteadas es la región de interés para nosotros. En esta gráfica se puede percibir como la función cuadrática 1 se ajusta a una mayor región de la curva en comparación con los otros ajustes, esto se debe a que los otros dos ajustes se limito a la zona de interés comprendida entre 3π y 2π .

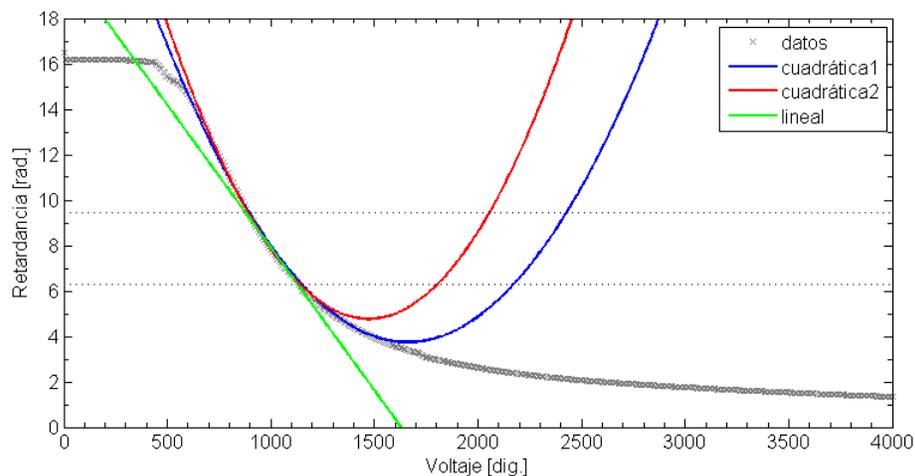


Figura 3.17: Ajuste de las tres funciones generales a los datos experimentales a 794 nm.

En las siguientes gráficas (3.18-3.20) se hace una comparación de cada ajuste con los datos experimentales de la zona de interés únicamente, con el fin de determinar cuál de las tres funciones es la que mejor se ajusta a los datos experimentales.

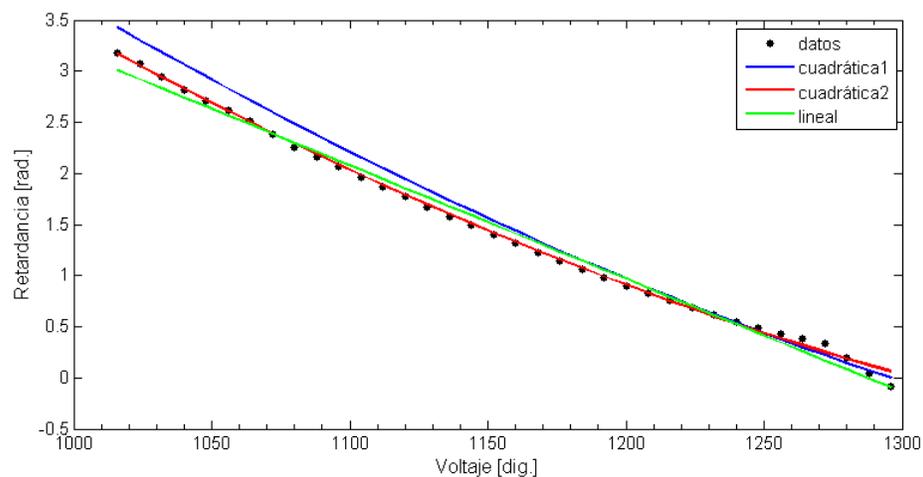


Figura 3.18: Ajuste de las tres funciones generales a los datos experimentales a 658 nm.

Error RMS-cuadrática1: 0.9187; Error RMS-cuadrática2: 0.2227; Error RMS-lineal:0.5074

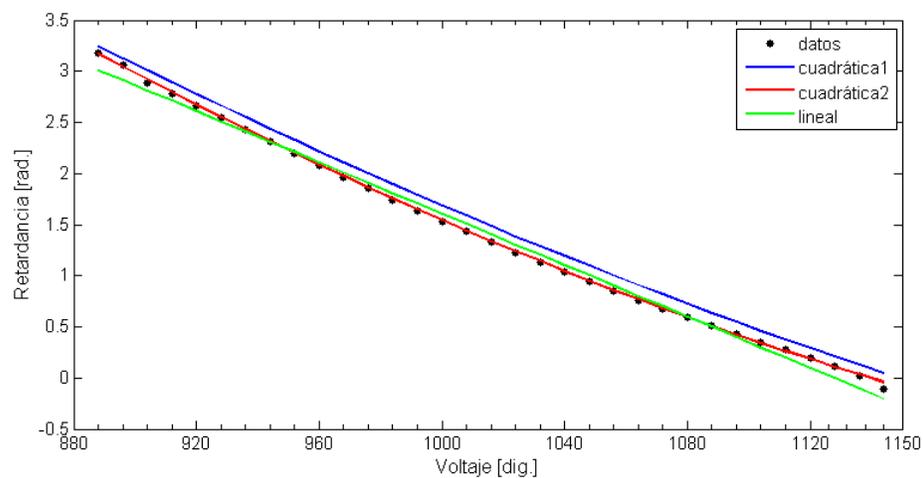


Figura 3.19: Ajuste de las tres funciones generales a los datos experimentales a 794 nm.

Error RMS-cuadrática1: 0.7642; Error RMS-cuadrática2: 0.0967; Error RMS-lineal:0.4213

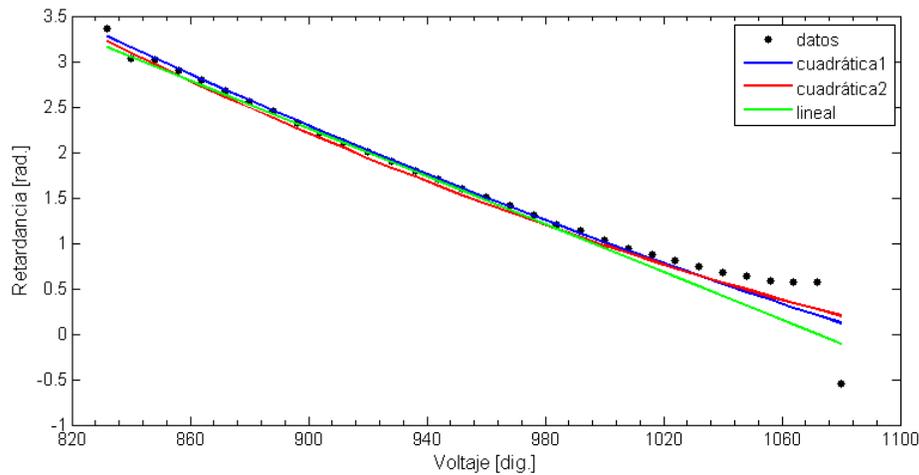


Figura 3.20: Ajuste de las tres funciones generales a los datos experimentales a 851 nm.

Error RMS-cuadrática1: 0.8900; Error RMS-cuadrática2: 0.9490; Error RMS-lineal:1.1154

Los resultados de los ajustes muestran que la función cuadrática 2 es la que mejor se ajusta a los datos experimentales con el menor error, a excepción de la última gráfica donde la función cuadrática 1 tiene el menor error, sin embargo consideramos que la función cuadrática 2 es la que nos dará mejores resultados. Sin embargo debemos determinar cuál de las funciones logra resolver el problema inverso de calcular los voltajes necesarios, para conseguir un perfil de intensidad deseado con el menor error posible. Se elaboró un programa en Matlab para cada una de las funciones, para la función lineal se despejó la variable del voltaje, mientras que para las funciones cuadráticas fue necesario resolver una ecuación de segundo grado para despejar el voltaje. Todos estos procedimientos se encuentran en código de Matlab en el Apéndice C.

En las siguientes gráficas (3.21-3.23) se muestran los resultados de cada una de las funciones generales para obtener tres perfiles de intensidad distintos.

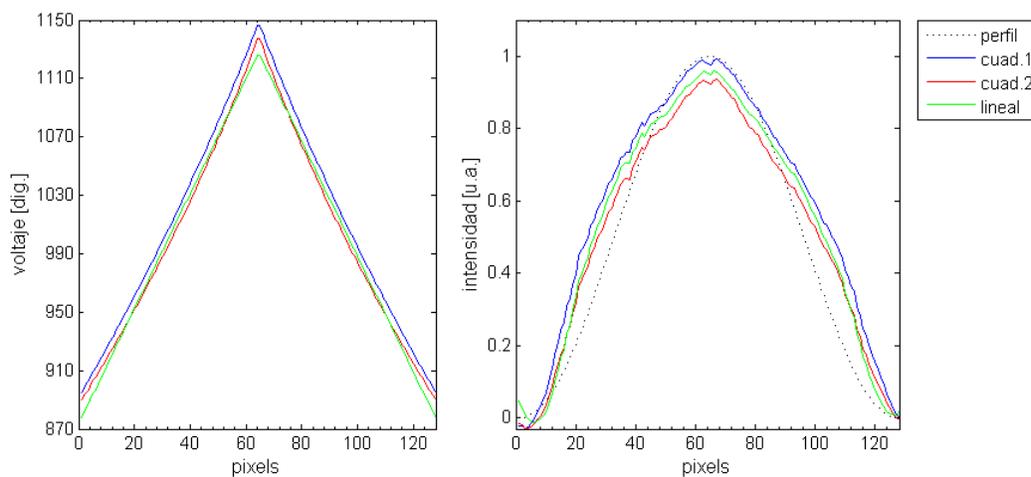


Figura 3.21: Comparación de la respuesta experimental del LCD a los voltajes calculados con las funciones generales a 794 nm

Error RMS-cuadrática1: 1.39965; Error RMS-cuadrática2: 0.9716; Error RMS-lineal:1.0432

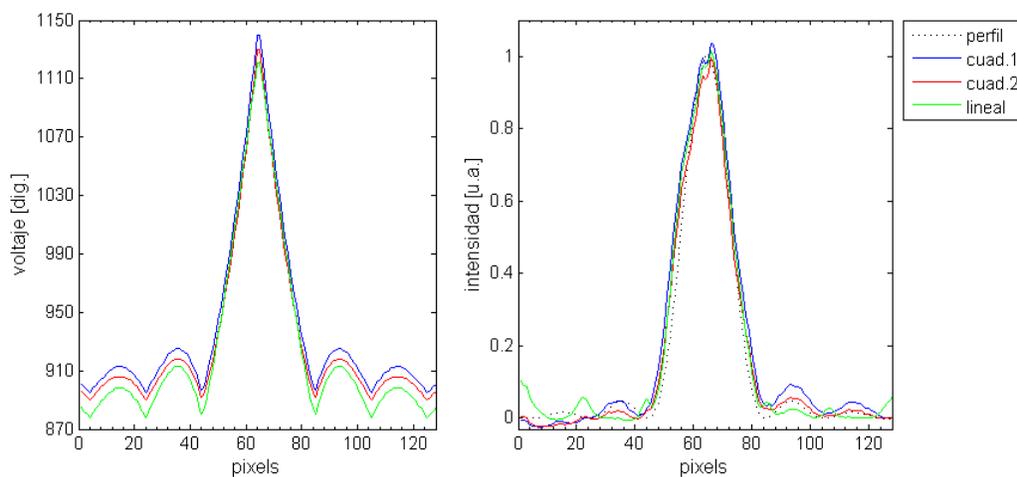


Figura 3.22: Comparación de la respuesta experimental del LCD a los voltajes calculados con las funciones generales a 794 nm

Error RMS-cuadrática1: 0.6700; Error RMS-cuadrática2: 0.4139; Error RMS-lineal:0.5151

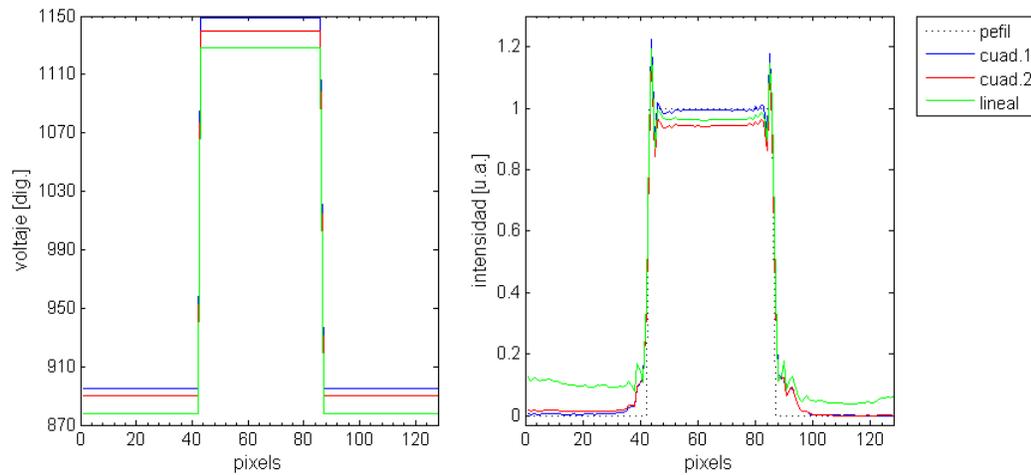


Figura 3.23: Comparación de la respuesta experimental del LCD a los voltajes calculados con las funciones generales a 794 nm

Error RMS-cuadrática1: 0.7138; Error RMS-cuadrática2: 0.7724; Error RMS-lineal:1.0506

Con estos resultados podemos concluir que la función cuadrática 2 es la que obtiene mejores resultados dentro de las tres funciones calculadas. Debemos recalcar que estas tres funciones se aplicaron tanto para resolver el problema directo (voltaje a intensidad) como el problema inverso (intensidad a voltaje) del control de la LCD.

Resultados: Pulsos Reconfigurados

En este trabajo de tesis se planteo un control a lazo abierto para la reconfiguración de pulsos a partir de la modulación de la amplitud espectral. De los resultados obtenidos en el Capítulo anterior, se aplicará la función cuadrática 2, descrita por las ecuaciones 3.20 y 3.21 con los valores de la Tabla 3.5, para controlar el modulador de LCD. En este Capítulo se presentan los resultados obtenidos de la reconfiguración de pulsos de femtosegundos usando el modulador de LCD.

4.1. Técnica de Reconfiguración de Pulsos de Femtosegundos

El reconfigurador de pulsos está basado en un arreglo $4f$ de cero dispersión, como se explico en el Capítulo 2.

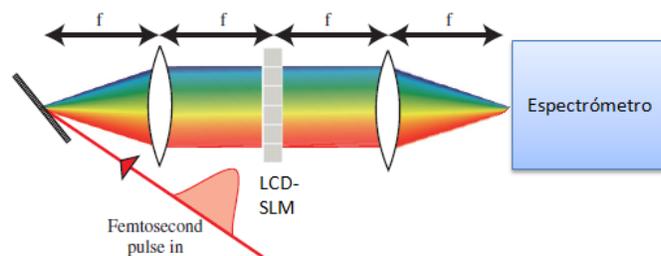


Figura 4.1: Arreglo experimental para la reconfiguración de pulsos de femtosegundos basado en un arreglo $4f$, usando un modulador de LCD.

En este caso el arreglo óptico consistió en una rejilla de difracción colocada a una distancia $-f$ de una lente con distancia focal f , a una distancia $+f$ de la lente, en el

plano de Fourier colocamos la pantalla de cristal líquido. Debemos tener cuidado de colocar la LCD lo más cercano posible al plano de Fourier, de lo contrario podemos tener una mezcla de frecuencias (crosstalk) de distintas regiones del espectro como se muestra en la Figura 4.2.

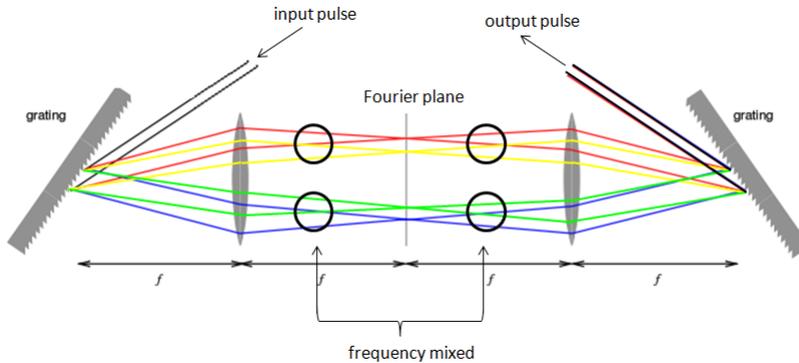


Figura 4.2: Arreglo 4f donde se muestra que fuera del plano de Fourier existen superposición de frecuencias debido al ángulo de difracción.

Debido a esta mezcla de frecuencias, una longitud de onda puede verse alterada por más de un solo pixel. Entre más alejado se este del plano de Fourier se puede percibir más estos efectos indeseables. Para comprobar que en la posición donde colocaremos la LCD no se presenta dicho efecto, colocamos una rendija en la posición determinada como el plano de Fourier. Una vez hecho esto, realizamos un barrido en todo el plano de Fourier midiendo con un espectrómetro las longitudes de onda que pasan a través de la rendija (Figura 4.3). Lo que esperamos obtener es que al mover la rendija sobre el plano de Fourier midamos con el espectrómetro cambios pequeños y continuos en el espectro, de tal forma que una longitud de onda no se encuentre en dos o más posiciones distintas de la rendija.

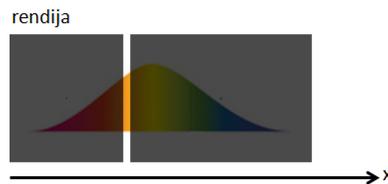


Figura 4.3: Procedimiento experimental para la medición del espectro en el plano de Fourier.

Una vez comprobado que la rendija se encuentra en el plano de Fourier, sustituimos esta por el modulador LCD. Colocamos otra lente con una distancia focal f' ubicando el plano de Fourier en su foco, mientras que a una distancia $+f'$ de la segunda lente colocamos un espectrómetro en lugar de una rejilla de difracción, así

como lo muestra la Figura 4.1. En esta posición, se comprobó la recuperación del espectro original del pulso al pasar por la LCD, con el fin de realizar directamente las mediciones de los cambios en el espectro producidos por el modulador de LCD. Para obtener el pulso de salida en el espacio temporal necesitaremos sustituir el espectrómetro por una rejilla de difracción para comprimir las componentes espectrales del pulso.

4.1.1. Calibración del Sistema de Reconfiguración

Una vez armado el reconfigurador de pulsos se procedió a calibrar el sistema para poder determinar la longitud de onda que incide en cada pixel del LCD.

Primero se midió la longitud de onda central del espectro del pulso de entrada (810 nm), generados con un láser Ti:zaf comercial (MIRA 900 de Coherent), usando este valor se calcularon los voltajes para utilizar la misma LCD como una rendija y medir el espectro con un espectrómetro. Para cada pixel del LCD se midió el máximo de la distribución espectral y se gráfico una pendiente de longitud de onda vs pixel.

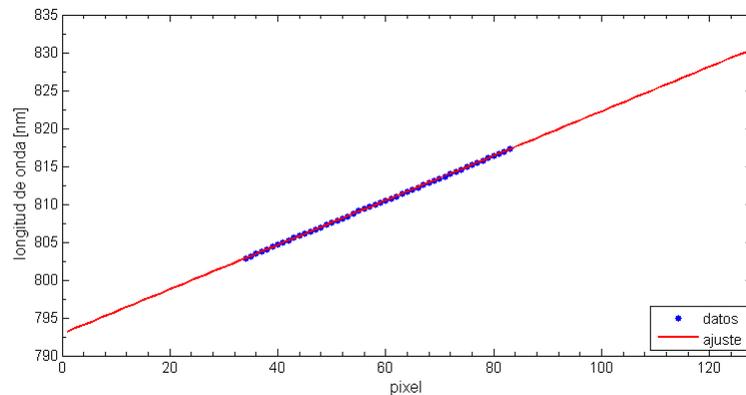


Figura 4.4: Calibración del LCD, longitud de onda vs pixel.

De los datos experimentales se ajusto una recta (ecuación 4.1) con una pendiente, que se le llama factor de calibración σ . Obteniendo $\sigma = 0,2936$ nm/píxel, con un error RMS igual a 0.03591.

$$y = 0,2936x + 792,9 \quad (4.1)$$

Este factor de calibración viene siendo la resolución del reconfigurador, la cual depende de los componentes ópticos como el número de líneas y el ángulo de la rejilla de difracción, la distancia focal de la lente, y el tamaño de los pixeles del modulador de LCD [1,2]. Todos estos factores son críticos para predecir el comportamiento del modulador y para obtener pulsos reconfigurados con una mayor precisión.

4.2. Resultados Experimentales

Una vez realizada la calibración del reconfigurador de pulsos, podemos usar la función general cuadrática 2 (ecuación 3.20 y 3.21) para el control del modulador de LCD. A partir de la calibración creamos un vector con la relación entre pixeles y longitud de onda, para el cálculo de los voltajes adecuados para lograr el perfil espectral deseado. Al diseñar los perfiles del espectro del pulso, debemos considerar el perfil espectral original de este, ya que este determina el valor máximo local de intensidad para cada longitud de onda y no podemos rebasar ese valor en nuestros diseños. En las siguientes Figuras (4.5 - 4.11) se presentan los resultados de la reconfiguración de pulsos a partir de la modulación de la amplitud espectral donde se indican el espectro experimental de entrada, el de salida y el calculado con nuestro modelo numérico. También se incluye el cálculo del perfil temporal suponiendo que nuestro sistema no introduce chirp.

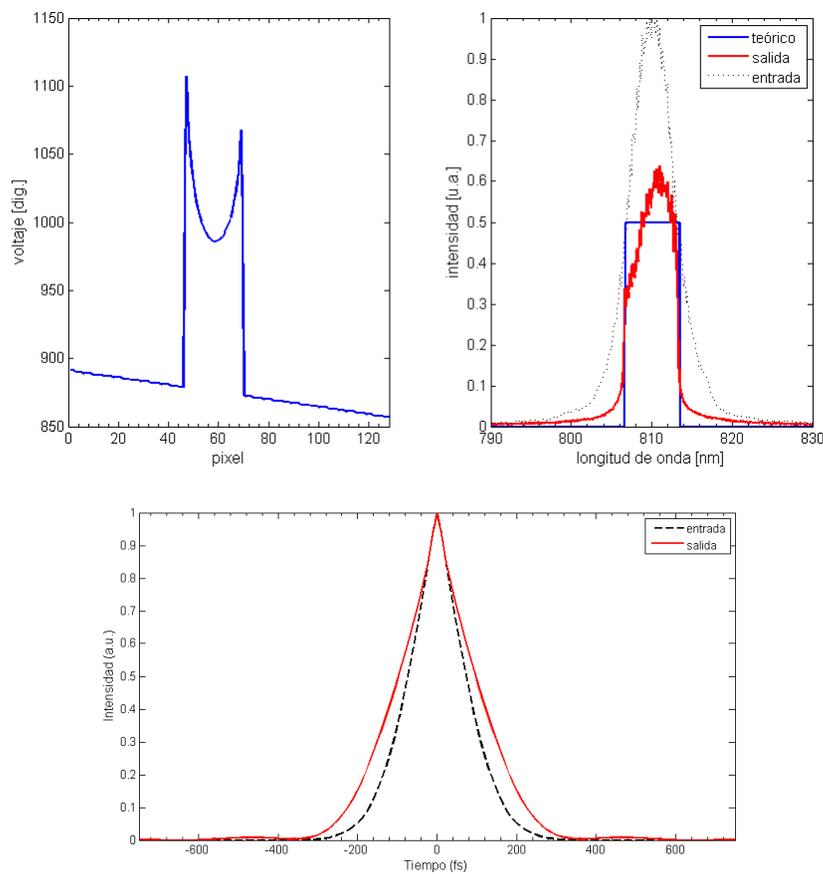


Figura 4.5: Resultado experimental de la reconfiguración del pulso con un diseño espectral cuadrado, y con un ancho temporal $\Delta t = 262,16$ fs como resultado.

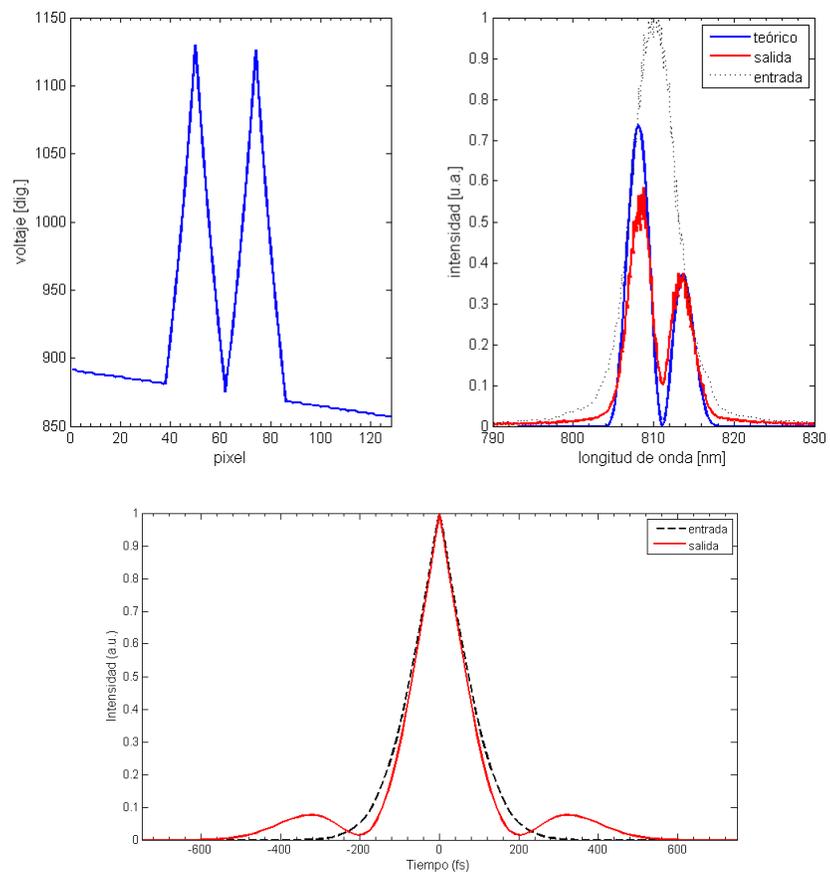


Figura 4.6: Resultado experimental de la reconfiguración del pulso con un diseño espectral dividido, y con un ancho temporal $\Delta t = 166,83$ fs como resultado.

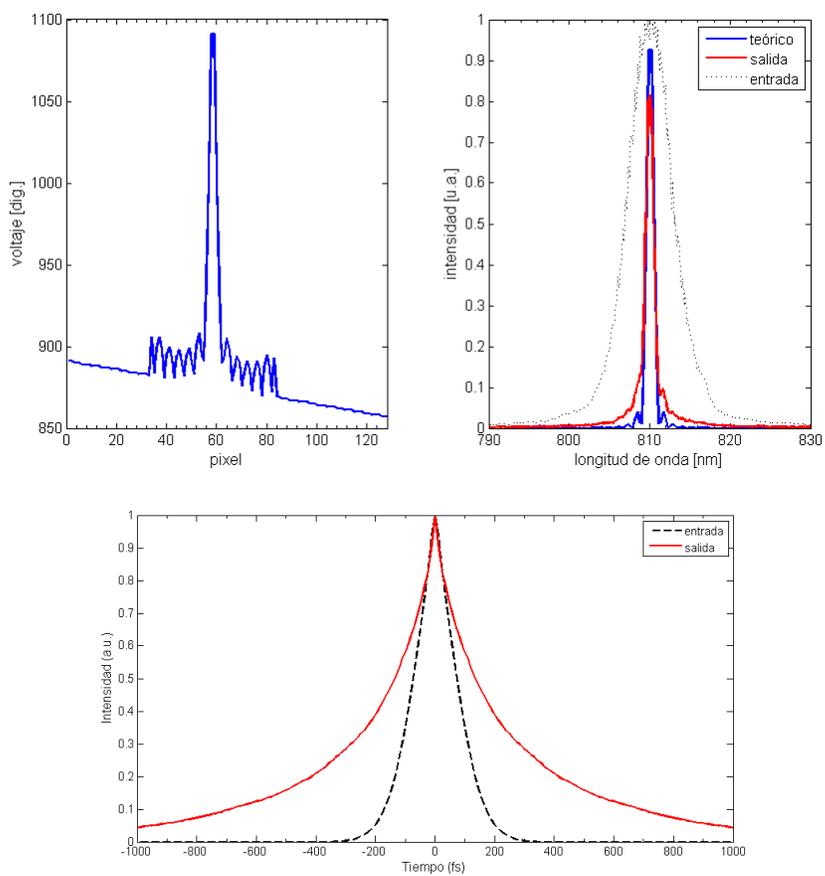


Figura 4.7: Resultado experimental de la reconfiguración del pulso con un diseño espectral Sinc, y con un ancho temporal $\Delta t = 428,99$ fs como resultado.

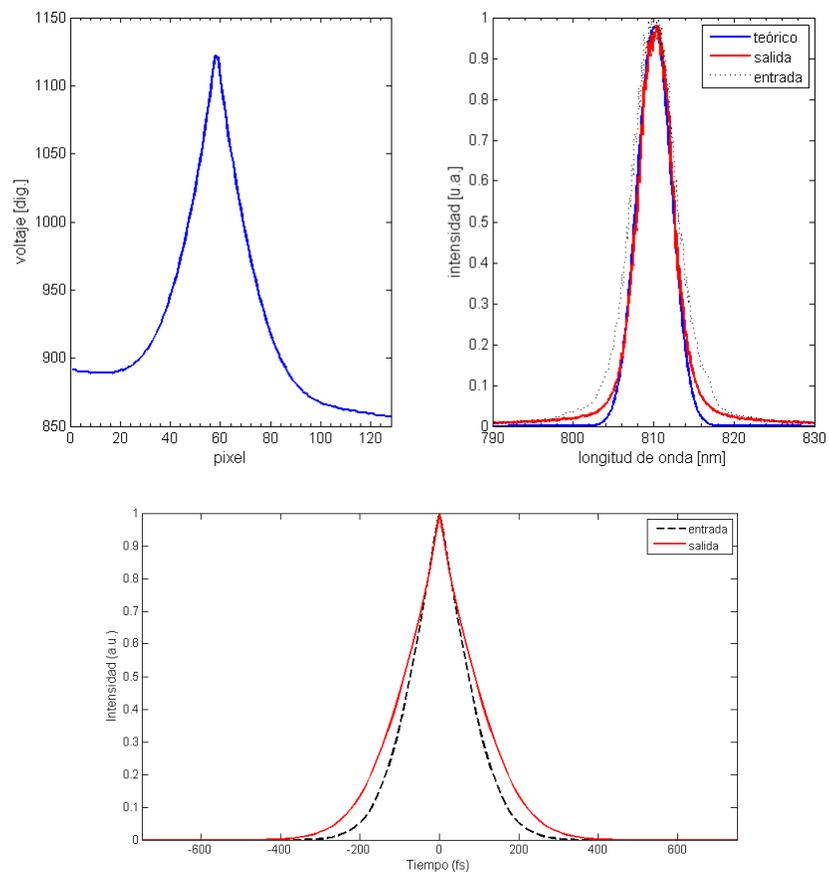


Figura 4.8: Resultado experimental de la reconfiguración del pulso con un diseño espectral gaussiano con ancho $\Delta\lambda = 6$ nm, y con un ancho temporal $\Delta t = 238,33$ fs como resultado.

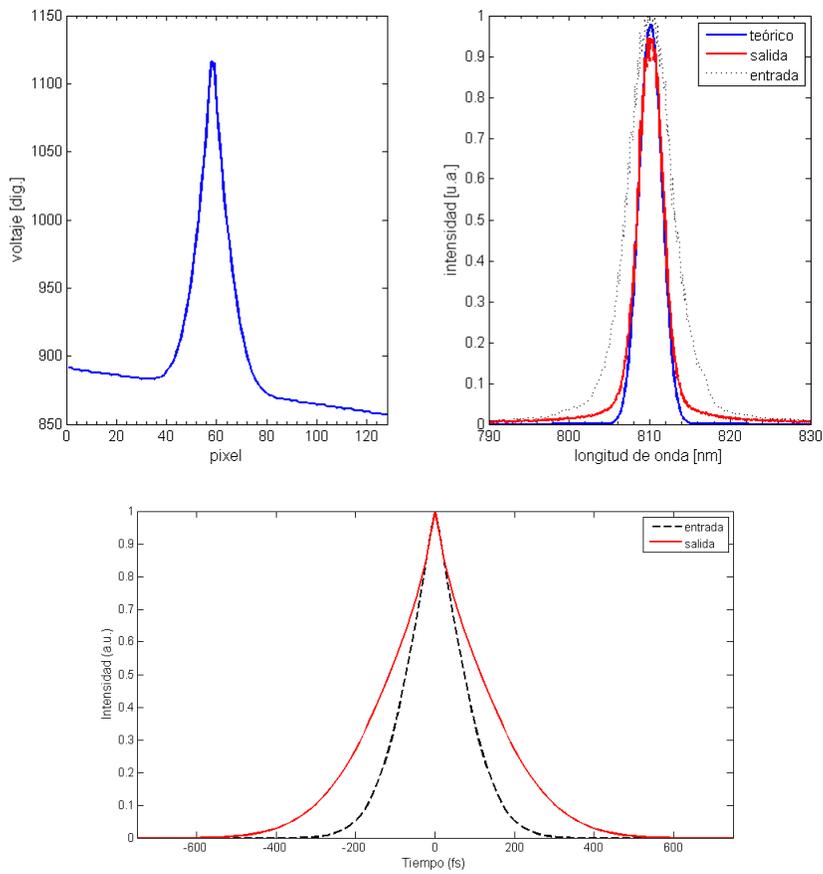


Figura 4.9: Resultado experimental de la reconfiguración del pulso con un diseño espectral gaussiano con ancho $\Delta\lambda = 4$ nm, y con un ancho temporal $\Delta t = 309,83$ fs como resultado.

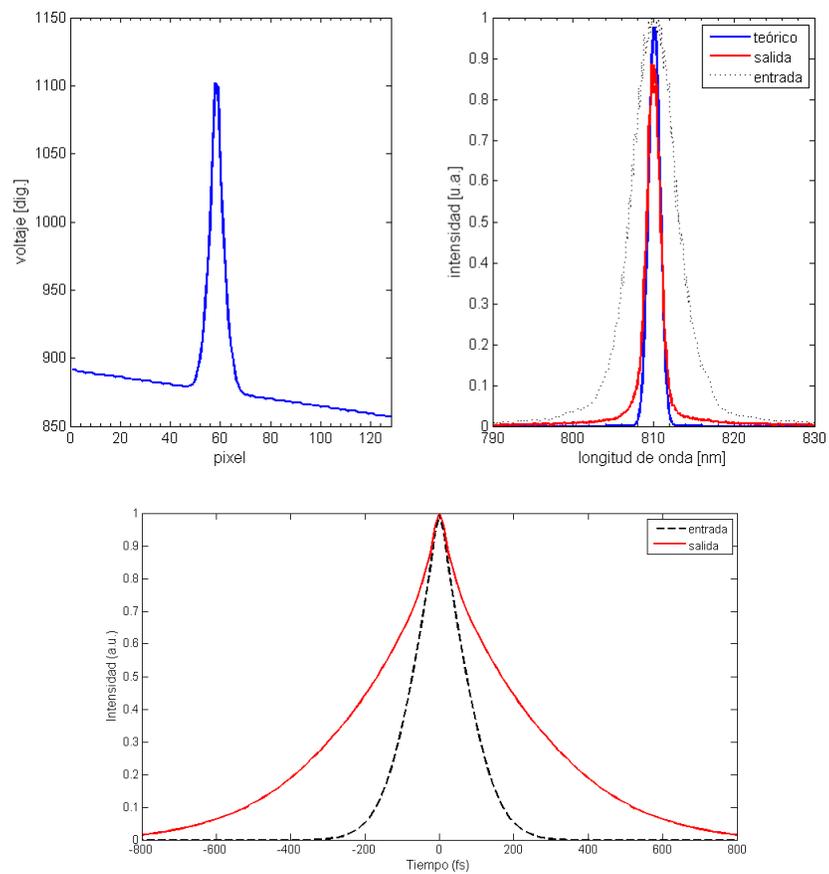


Figura 4.10: Resultado experimental de la reconfiguración del pulso con un diseño espectral gaussiano con ancho $\Delta\lambda = 2$ nm, y con un ancho temporal $\Delta t = 476,66$ fs como resultado.

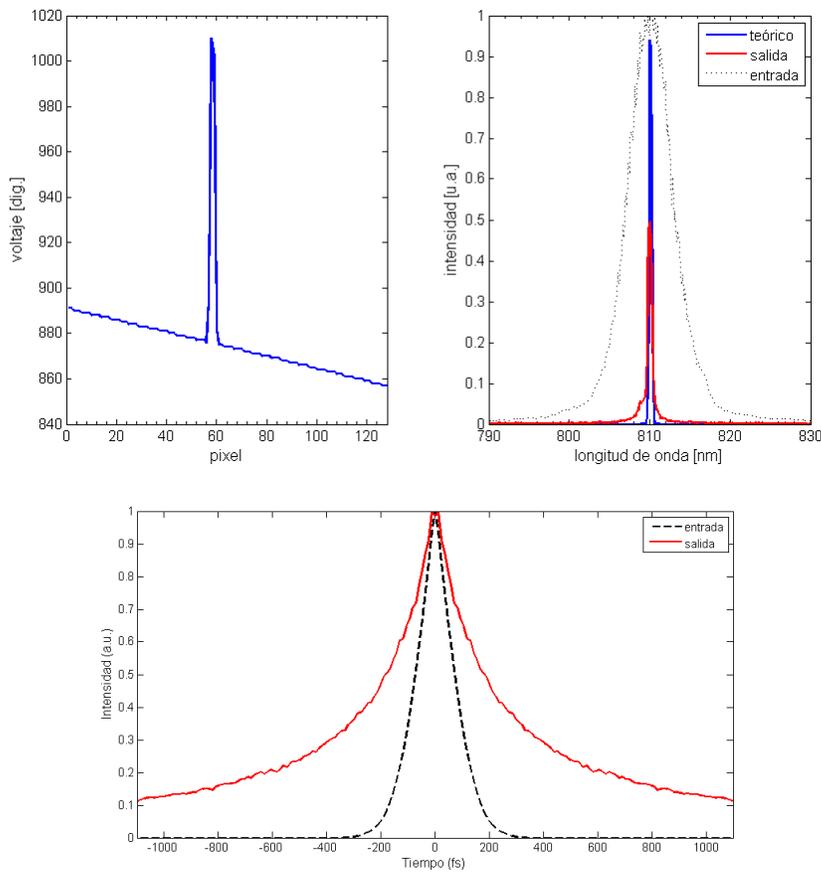


Figura 4.11: Resultado experimental de la reconfiguración del pulso con un diseño espectral gaussiano con ancho $\Delta\lambda = 0,4$ nm, y con un ancho temporal $\Delta t = 571,99$ fs como resultado.

Se realizaron las mediciones del espectro del pulso con un espectrómetro Ocean Optics modelo HR2000+ con una resolución de 0.1 nm, utilizando el arreglo óptico de la Figura 4.1. El perfil temporal del pulso se reconstruyó a partir de la transformada de Fourier del espectro medido, considerando, a partir de su medida (Figura 1.5), que el pulso de entrada no presenta chirp. El pulso de entrada tiene un espectro gaussiano con un ancho $\Delta\lambda = 8,18$ nm, y centrada a 810 nm. En el dominio temporal el pulso tiene un ancho $\Delta t = 213$ fs. Todos los anchos reportados son medidos a $1/e$.

El reconfigurador de pulsos construido funciona a partir de modular únicamente la amplitud espectral por lo que el pulso reconfigurado perderá energía, dependiendo del perfil espectral propuesto. Esto se debe a que el modulador de LCD varía la intensidad relativa de cada longitud de onda.

Antes de analizar las respuestas, debemos resaltar que el control que se imple-

mento en el modulador de LCD fue a lazo abierto sin ningún algoritmo iterativo. En la Figura 4.5 podemos ver que el espectro de salida no se ajusta correctamente al espectro calculado. Esto se debe a que la intensidad espectral que le corresponde a un pixel también se ve afectada por los pixeles vecinos de este mismo, así como también por los pixeles muertos. Este efecto se percibe en el error del espectro experimental en ajustarse a la misma intensidad espectral del espectro calculado.

En las Figuras 4.6 y 4.7 existe un error en el espectro de salida debido a que el perfil espectral diseñado presenta cambios bruscos lo que incrementa los efectos antes mencionados, haciendo más difícil que el espectro de salida se ajuste al calculado.

En las Figuras 4.8 - 4.11 se tiene un mejor ajuste del espectro de salida al calculado. Esto se debe a que el diseño es menos complejo, lo que disminuye los efectos de los pixeles vecinos. A pesar de todo, los resultados obtenidos son una buena aproximación considerando que el control utilizado es a lazo abierto. Para mejorar los resultados es necesario la implementación de un control a lazo cerrado usando algoritmos iterativos. El control a lazo abierto aquí propuesto puede ser usado en combinación con un algoritmo iterativo que corrija el error en el perfil espectral [2, 19].

Conclusiones

En este trabajo se presenta la caracterización de una pantalla de cristal líquido lineal para aplicaciones en la reconfiguración de pulsos de femtosegundos a partir de la modulación de la amplitud en el dominio de las frecuencias. Las principales aportaciones son las siguientes:

- Elaboración de un programa para determinar la curva de retardancia del LCD en función del voltaje aplicado.
- Desenvolvimiento de fase en la curva de retardancia del LCD.
- Construcción de la matriz de transferencia del LCD.
- Caracterización de la curva de retardancia del LCD para la modulación del estado de polarización de la luz.
- Caracterización del cambio de la retardancia del LCD a diferentes longitudes de onda.
- Se obtuvo una función lineal y dos funciones cuadráticas que permiten en un amplio espectro (658-851 nm), sin algoritmos iterativos, estimar el perfil de intensidad ó el arreglo de voltajes necesario para determinado diseño.
- Construcción y calibración de un reconfigurador de pulsos basado en un arreglo tipo 4f.

- Aplicación de una función cuadrática para controlar el modulador de LCD en un reconfigurador de pulsos, para la modulación de intensidad del espectro en términos de la retardancia local generada en función del voltaje aplicado.

Se plantea como trabajo a futuro la caracterización completa de los pulsos reconfigurados con un sistema SHG-FROG, la implementación de un algoritmo iterativo para reducir el error de la reconfiguración de pulsos, así como también usar el modulador LCD para la modulación del estado de polarización del espectro y el estudio del efecto que tiene en el pulso láser de femtosegundos.

Polarización de una onda de luz

A.1. Estados de Polarización

En el vacío, una onda electromagnética es una forma dinámica del campo electromagnético en la que sus componentes eléctrica y magnética son ortogonales entre si y normales al vector de propagación. Para el caso general de una onda plana, el campo eléctrico se puede descomponer en dos componentes armónicas, perpendiculares al vector de propagación, pero desfasadas entre si.

$$\begin{aligned} E_s(z, t) &= \hat{i}E_{s0}\cos(kz - \omega t) \\ E_p(z, t) &= \hat{j}E_{p0}\cos(kz - \omega t + \varepsilon) \end{aligned} \tag{A.1}$$

Donde ε es la diferencia de fase entre las dos componentes, de aquí podemos estudiar los posibles estados de polarización que dependerán del desfaseamiento de las componentes del campo eléctrico [4].

Polarización lineal($\varepsilon = \pm m\pi$)

Dado que la perturbación óptica resultante es la suma vectorial de las dos ondas mencionadas anteriormente, tenemos que

$$E(z, t) = E_s(z, t) + E_p(z, t) \tag{A.2}$$

y si $\varepsilon = \pm 2m\pi$ donde $m = 0, 1, 2, 3, \dots$, se dice que las ondas están en fase y por lo tanto la ecuación (A.2) queda de la siguiente manera

$$E(z, t) = (\hat{i}E_{s0} + \hat{j}E_{p0})\cos(kz - \omega t) \tag{A.3}$$

Entonces podemos ver que la onda resultante tiene una amplitud y dirección fija dada por $(\hat{i}E_{s0} + \hat{j}E_{p0})$, si ahora $\varepsilon = \pm(2m + 1)\pi$, entonces las ondas S y P están desfasadas 180° y por lo tanto ahora su amplitud y dirección estarán dadas por $(\hat{i}E_{s0} - \hat{j}E_{p0})$. Podemos ver que el plano de vibración de la onda resultante está girada respecto al caso anterior. Ambas ondas resultantes se encuentran polarizadas linealmente.

Polarización circular ($\varepsilon = \mp\pi/2 \pm 2m\pi$)

Si el desfaseamiento es $\varepsilon = -\pi/2 \pm 2m\pi$ y aparte tenemos que $E_{s0} = E_{p0}$, entonces tendremos un estado de polarización circular ya que sumando ambas ondas S y P tenemos lo siguiente.

$$E = E_0[\hat{i}\cos(kz - \omega t) + \hat{j}\sin(kz - \omega t)] \quad (\text{A.4})$$

Podemos observar que su amplitud es constante, mientras la dirección del campo resultante es variable con el tiempo. De la ecuación (A.4) vemos que el vector del campo eléctrico gira de forma circular y en un sentido que para este caso es en el sentido de las manecillas del reloj, se dice que esta onda de luz tiene una **polarización circular derechas**. Ahora si $\varepsilon = \pi/2 \pm 2m\pi$ tendremos una onda con **polarización circular izquierdas**.

Polarización elíptica (caso general)

La polarización lineal y circular son casos especiales de la polarización elíptica, esto lo podemos ver si hacemos el desarrollo descrito en las ecuaciones (A.5-A.9) para las ondas S y P en cualquier valor de ε .

$$\begin{aligned} E_s/E_{s0} &= \cos(kz - \omega t) \\ E_p/E_{p0} &= \cos(kz - \omega t + \varepsilon) \end{aligned} \quad (\text{A.5})$$

Si combinamos ambos términos tendremos que

$$\frac{E_p}{E_{p0}} - \frac{E_s}{E_{s0}} \cos\varepsilon = -\sin(kz - \omega t) \sin\varepsilon \quad (\text{A.6})$$

De la ecuación (A.5) se deduce que

$$\sin(kz - \omega t) = [1 - (E_s/E_{s0})^2]^{1/2} \quad (\text{A.7})$$

Aplicándolo en la ecuación (A.6), finalmente obtenemos la siguiente ecuación:

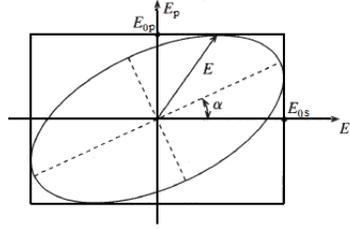


Figura A.1: Polarización elíptica.

$$\left(\frac{E_p}{E_{p0}}\right)^2 + \left(\frac{E_s}{E_{s0}}\right)^2 - 2\left(\frac{E_p}{E_{p0}}\right)\left(\frac{E_s}{E_{s0}}\right)\cos\varepsilon = \sin^2\varepsilon \quad (\text{A.8})$$

Esta ecuación representa una elipse que forma un ángulo α con el sistema de coordenadas (E_s, E_p) , tal y como se muestra en la Figura A.1.

$$\tan(2\alpha) = \frac{2E_{0s}E_{0p}\cos\varepsilon}{E_{0s}^2 - E_{0p}^2} \quad (\text{A.9})$$

En la Figura A.2, vemos algunas configuraciones de luz polarizada para algunos valores de ε . Al igual que para una polarización circular, en el caso de polarización elíptica se tiene un sentido en el que gira el campo eléctrico resultante.

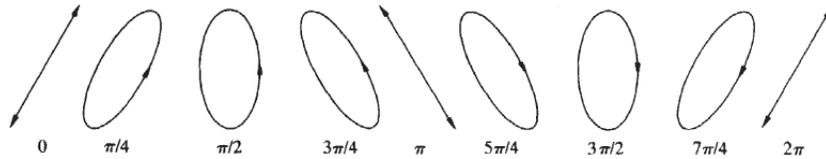


Figura A.2: Configuración de luz polarizada a distintos valores de ε .

A.2. Vectores de Stokes y Matrices de Müller

A.2.1. Vector de Stokes

En 1852, Sir. Goerge G. Stokes propuso que los estados de polarización pueden ser representados por cuatro cantidades medibles conocidas con el nombre de parámetros de Stokes [14]. El primer parámetro expresa la intensidad total del campo óptico, mientras que los tres parámetros restantes describen el estado de polarización.

Estos cuatro parámetros se pueden ordenar en un vector columna llamado vector de Stokes (ecuación A.10).

$$S = \begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} \quad (\text{A.10})$$

Donde cada parámetro de Stokes es:

$$S = \begin{pmatrix} E_{s0}^2 + E_{p0}^2 \\ E_{s0}^2 - E_{p0}^2 \\ 2E_{s0}E_{p0}\cos(\varepsilon) \\ 2E_{s0}E_{p0}\sin(\varepsilon) \end{pmatrix} \quad (\text{A.11})$$

Polarización Lineal Horizontal

En este caso $E_{p0} = 0$, donde (A.11) se reduce a:

$$S = \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (\text{A.12})$$

Polarización Lineal Vertical

En este caso $E_{s0} = 0$, donde (A.11) se reduce a:

$$S = \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (\text{A.13})$$

Luz no Polarizada

En este caso el vector de Stokes es:

$$S = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (\text{A.14})$$

A.2.2. Matriz de Müller

Utilizando el vector de Stokes es posible describir cualquier estado de polarización, pero también necesitamos describir la interacción de la luz con materiales que cambian el estado de polarización. Tenemos un vector de Stokes (S) que caracteriza

un haz de luz polarizado, el cual interactúa con un medio polarizante, emergiendo de este un haz caracterizado por un nuevo vector de Stokes (S'). Esto nos conduce a que S' puede ser expresado como una combinación lineal de los cuatro parámetros de Stokes del haz incidente.

$$\begin{pmatrix} S'_0 \\ S'_1 \\ S'_2 \\ S'_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} m_{00} & m_{01} & m_{02} & m_{03} \\ m_{10} & m_{11} & m_{12} & m_{13} \\ m_{20} & m_{21} & m_{22} & m_{23} \\ m_{30} & m_{31} & m_{32} & m_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} \quad (\text{A.15})$$

Lo cual se puede escribir como:

$$S' = M \cdot S \quad (\text{A.16})$$

Donde S' y S son los vectores de Stokes y M es la matriz de Müller que describe al elemento óptico polarizable. Existen tres elementos principales que pueden cambiar la polarización de la luz (polarizador, retardador y rotador), de los cuales se presentaran su matriz de Müller correspondiente.

Matriz de Müller de un Polarizador

Un polarizador es un atenuador anisotropico con dos ejes de transmisión ortogonales, designados por s y p . Un polarizador ideal horizontal es aquel que transmite en el eje s , mientras que en el eje ortogonal no existe transmisión.

$$M = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{A.17})$$

En un polarizador ideal vertical permite la transmisión en el eje p , mientras que en el eje ortogonal no existe transmisión.

$$M = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & -1 & 0 & 0 \\ -1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{A.18})$$

Matriz de Müller de un Retardador

Un retardador introduce un cambio de fase (ϕ) entre las dos componentes ortogonales de un campo de luz incidente. Podemos pensar que el retardador tiene dos ejes ortogonales, donde en un eje introduce un cambio de fase de $-\phi/2$ (eje lento)

y en el otro eje se introduce un cambio de fase de $+\phi/2$ (eje rápido). Su matriz de Mueller está dada por la ecuación A.19.

$$M(\phi) = \begin{pmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos\phi & \text{sen}\phi \\ 0 & 0 & -\text{sen}\phi & \cos\phi \end{pmatrix} \quad (\text{A.19})$$

Cabe mencionar que la intensidad no se ve afectada por un retardador de tal forma que $S'_0 = S_0$.

Matriz de Mueller de un Rotador

Otra forma de cambiar el estado de polarización de la luz es rotando los ejes ortogonales del campo, con respecto a un elemento óptico polarizable. La matriz de Mueller de un rotador está dada por la ecuación A.20.

$$M(\theta) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos(2\theta) & \text{sen}(2\theta) & 0 \\ 0 & -\text{sen}(2\theta) & \cos(2\theta) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (\text{A.20})$$

Matriz de Mueller de Componentes Polarizables Rotados.

Podemos derivar las matrices de Mueller de sistemas de componentes polarizables más complejos, a partir de las matrices de cada uno de los elementos que componen al sistemas. Sea un sistema de un polarizador con su eje óptico rotado un ángulo θ , tenemos que el vector de Stokes para el haz incidente con sus ejes del campo rotados es S' .

$$S' = M_R(\theta) \cdot S \quad (\text{A.21})$$

Ahora al interactuar el haz S' con el polarizador, el haz emergente estará descrito por el vector de Stokes S'' .

$$S'' = M_p \cdot S' \quad (\text{A.22})$$

Esto nos sugiere que para determinar la matriz de Mueller de cualquier sistema óptico, se puede calcular a partir del producto de las matrices de Mueller de cada elemento del sistema [14]. Entonces para el caso de un polarizador con su eje óptico rotado un ángulo θ , su matriz de Mueller está dada por la ecuación A.23.

$$M_p(\theta) = M \cdot M(\theta)$$

$$M_p(\theta) = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & \cos(2\theta) & \sen(2\theta) & 0 \\ \cos(2\theta) & \cos^2(2\theta) & \sen(2\theta)\cos(2\theta) & 0 \\ \sen(2\theta) & \sen(2\theta)\cos(2\theta) & \sen^2(2\theta) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{A.23})$$

Para el caso de un retardador con retardancia ϕ con su eje óptico rotado un ángulo θ , su matriz de Müller está dada por la ecuación A.24.

$$M_r(\phi, \theta) = M(\phi) \cdot M(\theta)$$

$$M_r(\phi, \theta) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos^2(2\theta) + \cos(\phi)\sen^2(2\theta) & (1 - \cos(\phi))\sen(2\theta)\cos(2\theta) & -\sen(\phi)\sen(2\theta) \\ 0 & (1 - \cos(\phi))\sen(2\theta)\cos(2\theta) & \sen^2(2\theta) + \sen(\phi)\sen^2(2\theta) & \sen(\phi)\cos(2\theta) \\ 0 & \sen(\phi)\sen(2\theta) & -\sen(\phi)\cos(2\theta) & \cos(\phi) \end{pmatrix} \quad (\text{A.24})$$

Caracterización de pulsos ultracortos

Para hacer uso de los pulsos ultracortos de forma experimental es necesario caracterizarlos. Ya que en el caso de los pulsos de femtosegundos los tiempos de respuesta requeridos son extremadamente cortos, la electrónica convencional no ofrece una opción adecuada de caracterización. Con el paso de los años se han diseñado técnicas de medición para poder caracterizar de forma completa un pulso de femtosegundos, existen técnicas simples como la correlación que dan información limitada u otras más complejas como FROG que proporciona mayor información del pulso [7, 8].

En este apéndice se abordaran brevemente algunas técnicas de caracterización que involucran arreglos interferométricos, espectrométricos y procesos ópticos no lineales.

B.1. Autocorrelación de Intensidad

Consiste en un arreglo interferométrico y generación de segundo armónico (SHG), su principal aplicación es la medición del ancho temporal de un pulso. La técnica consiste en la construcción de un autocorrelador que divide el pulso láser en dos agregando un retardo temporal en uno de los dos pulso, así como se muestra en la Figura B.1, posteriormente con una lente se enfocan ambos pulsos en un cristal no lineal para generar un pulso con una frecuencia del doble de la del pulso original. La intensidad del pulso de salida del cristal está dada por el producto de las intensidades de los dos pulsos que inciden en el cristal no lineal [7, 11].

$$I_{sig}^{SHG}(t, \tau) \propto I(t)I(t - \tau) \tag{B.1}$$

Debido al tiempo de detección de los detectores es muy grande entonces la intensidad medida de la señal de segundo armónico es la autocorrelación del pulso.

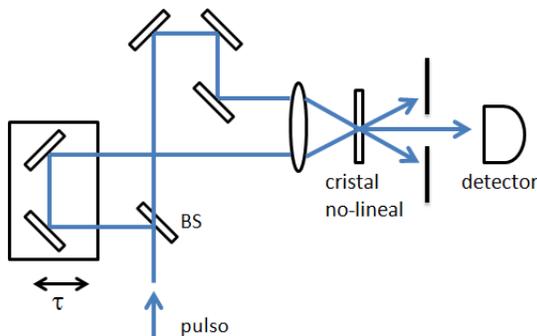


Figura B.1: Arreglo óptico de autocorrelador, donde BS es un divisor de haz y τ es un retardo temporal.

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

Este arreglo presenta la ventaja de no requerir el uso de detectores rápidos para obtener la autocorrelación del pulso. El ancho temporal del pulso es el ancho de la autocorrelación por un factor que depende del perfil estimado del pulso. Hay que resaltar que de esta técnica no podemos obtener mayor información y que no es posible identificar la forma del pulso o si este tiene algún tipo de chirp.

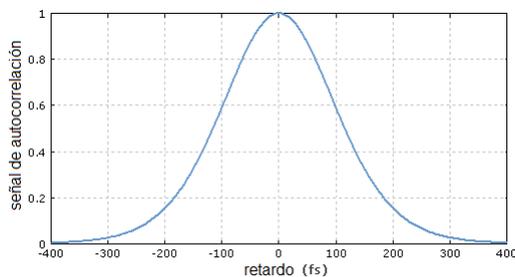


Figura B.2: Patrón de autocorrelación.

B.2. Autocorrelación Interferométrica

A diferencia de la autocorrelación, para esta técnica se requiere de un detector más rápido, debido a que ahora se detecta el patrón de interferencia provocado por la autocorrelación del pulso. El arreglo óptico consiste en un interferómetro de Michelson, a la salida el patrón de interferencia se enfoca en un detector (Figura B.3). Este patrón forma oscilaciones con un periodo de la mitad de longitud de onda del pulso. Esta técnica es sensible a chirp, esto hace posible extraer mayor

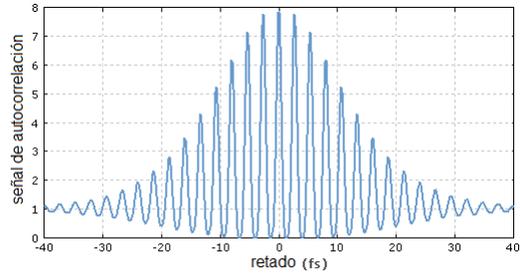


Figura B.4: Patrón de autocorrelación interferométrico.

información del pulso. En la Figura B.4 se puede observar el patrón de franjas que corresponden a interferencias constructivas (crestas) y destructivas (valles) [11].

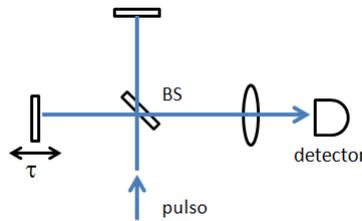


Figura B.3: Arreglo óptico del autocorrelador interferométrico.

Hay que mencionar que también es posible hacer la correlación con otro pulso distinto al que se está caracterizando. En este caso, este pulso debe ser previamente caracterizado con el objeto de usarlo como patrón de referencia para la caracterización de interés. Es conveniente que este pulso patrón sea de una duración temporal igual o más corta que el pulso a caracterizar.

B.3. SHG-FROG: *Second Harmonic Generation - Frequency Resolved Optical Gating*

Esta técnica de caracterización fue desarrollada en 1993, por el grupo de investigación dirigido por Rick Trebino [12]. A diferencia de otras técnicas de caracterización, en esta se realiza un mapeo simultaneo en los dominios del tiempo y de la frecuencia. Esto es equivalente al registro que se hace en una partitura musical, que desde el punto de vista técnico, resulta ser un espectrograma. Como se puede ver en la Figura B.5, en una partitura se colocan las notas que son una gráfica de la frecuencia vs el tiempo y en la parte superior de esta se indica la intensidad de la nota en dicho tiempo (pianissimo o fortissimo). De igual forma pasa con la tra-

za obtenida por SHG-FROG donde se indica la intensidad de las frecuencias que componen al pulso a un tiempo determinado.

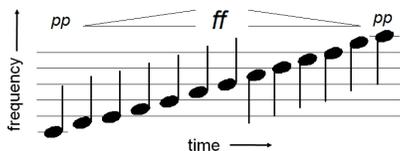


Figura B.5: Partitura musical, análogo acústico a un espectrograma.

El arreglo óptico consiste en un autocorrelador SHG; a la señal de salida se coloca un espectrómetro, este debe estar sincronizado con el retardo introducido en el autocorrelador. Para la generación del segundo armónico se emplea un cristal BBO (Borato de Bario) [11, 23].

El espectrograma de un pulso está dado por la ecuación B.3.

$$S(\omega, \tau) = \left| \int_{-\infty}^{\infty} E(t)g(t - \tau)e^{-i\omega t} dt \right|^2 \quad (\text{B.3})$$

Para el caso del SHG-FROG tenemos como compuerta $g(t - \tau) = E(t - \tau)$, por lo tanto la traza obtenida a la salida del espectrómetro corresponde a:

$$I_{FROG}^{SHG}(\omega, \tau) = \left| \int_{-\infty}^{\infty} E(t)E(t - \tau)e^{-i\omega t} dt \right|^2 \quad (\text{B.4})$$

El campo de la señal proveniente del autocorrelador es $E_{sig}(t, \tau) = E(t)E(t - \tau)$, por lo que la traza del SHG-FROG corresponde al espectrograma (transformada de fourier) de la autocorrelación del pulso a caracterizar.

Para poder recuperar tanto el perfil de intensidad como su fase temporal se necesita conocer la función de compuerta. Ya que no tenemos información sobre esta función es necesario aplicar un algoritmo iterativo (ej. algoritmo genético) [7]. El objetivo de este algoritmo es encontrar una función para $E(t)$ o su equivalente $E_{sig}(t, \tau)$, que satisfagan la ecuación B.4 y también la restricción de correlación, que para el caso del SHG-FROG está dada por:

$$E_{sig}(t, \tau) = E(t)E(t - \tau) \quad (\text{B.5})$$

El algoritmo calcula el espectrograma para un campo $E_{sig}(t, \tau)$ y se compara con el espectrograma medido por el SHG-FROG. El error es iterativamente minimizado hasta que el algoritmo converja. Al final se calcula el error RMS de la traza medida con respecto al calculado, a esto le llamamos error FROG. La amplitud y la fase son extraídos del campo eléctrico reconstruido por el algoritmo.

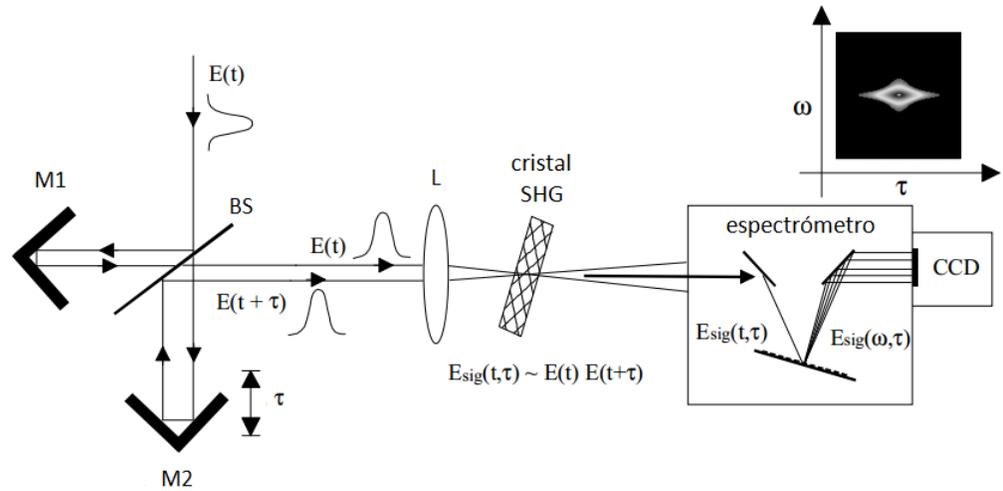


Figura B.6: Arreglo óptico del sistema SHG-FROG [13].

En la Figura B.7 podemos ver la traza obtenida de un sistema SHG-FROG, hay que notar que la gráfica para el SHG-FROG es siempre simétrica con respecto al tiempo lo que provoca algunas ambigüedades en la reconstrucción del campo eléctrico, esto se debe a que la traza del SHG-FROG no distingue entre un pulso y su replica con dirección inversa en el tiempo, por ejemplo es idéntica para un pulso con chirp positivo o negativo [7, 12, 13].

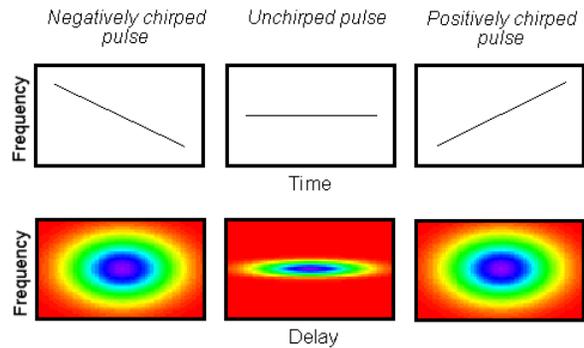


Figura B.7: Gráfica de la medición de un sistema SHG-FROG.

Programas de caracterización y control del SLM-LCD

C.1. Programación en LabVIEW

LabVIEW[®] es un entorno de programación gráfico desarrollado y comercializado por National Instruments desde 1986. Ofrece el desarrollo de programas de medición y control en tiempo real los cuales se llaman instrumentos virtuales o VI's (por sus siglas en inglés). Cada VI consta de dos partes:

- Panel frontal: es una interfaz de usuario gráfica (GUI), por medio de esta interfaz el usuario puede observar o actualizar datos del programa en tiempo real.
- Diagrama de bloques: es la sección de programación gráfica, aquí es donde se realiza la conexión de bloques, controles e indicadores para que ejecute una tarea.

Para la caracterización del modulador de LCD se realizó un programa en LabVIEW que controle los voltajes aplicados a la LCD y tome las lecturas de intensidad de la CCD. Para cada voltaje aplicado al LCD se programó en la CCD que se realizaran 50 mediciones y se promediaran, para posteriormente ser guardados en un archivo. Se realizaron en total 501 mediciones por pixel con un paso en el voltaje de 8 en valor digital.

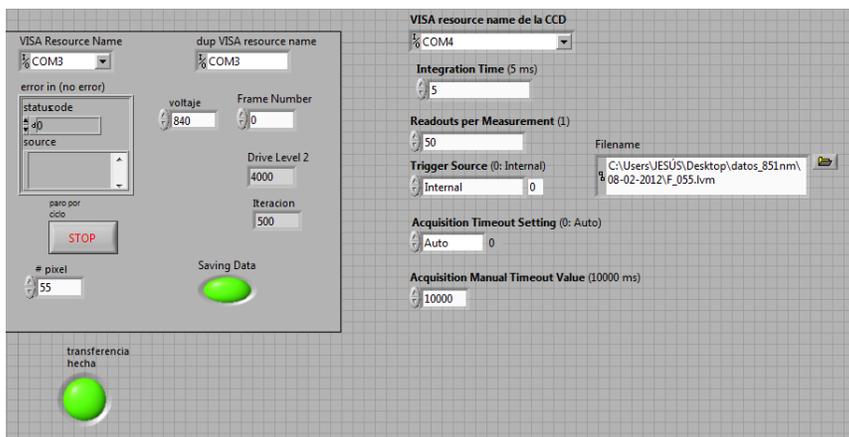


Figura C.1: Programa para la caracterización del LCD

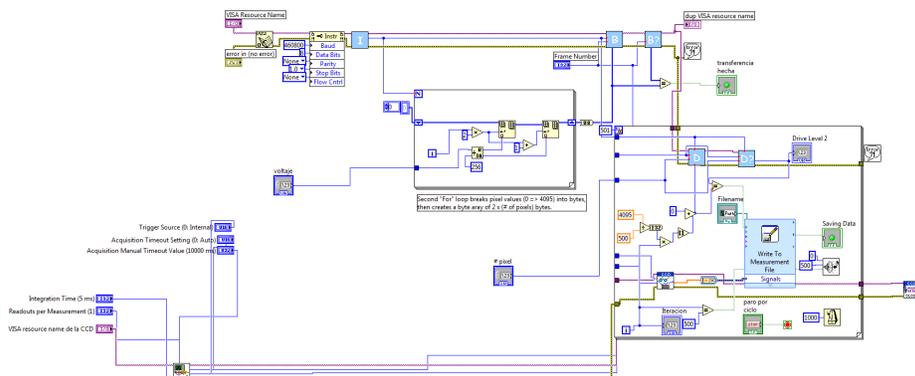


Figura C.2: Diagrama de bloques del programa de caracterización del LCD

C.2. Programación en Matlab

Para el análisis y el control final del modulador de LCD se realizaron unos programas en Matlab, debido al sencillo manejo de matrices y vectores. En esta sección se presenta el programa desarrollado para el desenvolvimiento de fase y las funciones creadas para la descripción del comportamiento y del control de la LCD.

C.2.1. Programa de Desenvolvimiento de Fase

```

1
2 function [S]=desfase3(A,w)
3
4 limit=6;
5 S=A;
```

```

6 nn=length(S);
7 A=A(w:nn-w);
8 e=pi/2;
9 z1=0;
10 z2=0;
11
12 n=length(A);
13 q(1)=0;
14 r=1;
15 k=1;
16 j=1;
17 d=1;
18
19
20 for i=1:n
21
22     if(A(i)<e)
23         if(z2>=limit)
24             d=d+1;
25             [q(2),j(d)]=max(A(k(r):i));
26             if(k(r)>1)
27                 j(d)=j(d)+k(r)-1;
28             end
29             z2=0;
30         end
31
32         v=0;
33         q(2)=min(A(j(d):i));
34         if(q(2)==q(1))
35             z1=z1+1;
36         end
37         if(q(2)~=q(1))
38             z1=0;
39         end
40
41         q(1)=q(2);
42
43     end
44
45
46     if(A(i)>=e)
47         if(z1>=limit)
48             r=r+1;
49             [q(2),k(r)]=min(A(j(d):i));
50             if(j(d)>1)
51                 k(r)=k(r)+j(d)-1;
52             end
53             z1=0;
54         end
55
56         v=0;
57         q(2)=max(A(k(r):i));
58         if(q(2)==q(1))
59             z2=z2+1;
60         end
61         if(q(2)~=q(1))
62             z2=0;
63         end
64
65         q(1)=q(2);
66
67     end
68
69     if((i==n) && (z1>=limit || z2>=limit))
70         if(z1>=limit)

```

```

70         r=r+1;
71         [q(2),k(r)]=min(A(j(d):i));
72         if(j(d)>1)
73         k(r)=k(r)+j(d)-1;
74         end
75         z1=0;
76     end
77
78     if(z2>=limit)
79         d=d+1;
80         [q(2),j(d)]=max(A(k(r):i));
81         if(k(r)>1)
82         j(d)=j(d)+k(r)-1;
83         end
84         z2=0;
85     end
86
87 end
88
89
90 end
91
92 Mx=j(j>1 & j<n)+w-1;
93 Mn=k(k>1 & k<n)+w-1;
94
95 T=[Mn Mx]
96
97 largo=length(T);
98
99 Y=1;
100 km=nn;
101 num=0;
102
103 for i=1:(largo+1)
104     C=max(T);
105
106     if(sum(Mx==C)~=0)
107         S(C:km)=S(C:km)+2*num*pi;
108         num=num+1;
109
110     end
111
112     if(sum(Mn==C)~=0)
113         S(C:km)= 2*num*pi-S(C:km);
114
115     end
116
117     if((sum(Mx==C)==0) && sum(Mn==C)==0)
118         if(sum(Mn==km+1)~=0)
119             S(C:km)=S(C:km)+2*num*pi;
120
121         end
122
123     end
124
125     if(sum(Mx==km+1)~=0)
126         S(C:km)= 2*num*pi-S(C:km);
127
128     end
129 end
130
131 km=C-1;
132 T(T==C)=1;
133 end

```

```
134
135 plot(S)
```

C.2.2. Función Lineal General de Retardancia

```
1
2 function [R]=flineal(v,l)
3
4 b1=-1.081e-5;
5 b2=-0.003978;
6 c1=-0.0008088;
7 c2=14.81;
8
9 p1=b1*l+b2;
10 p2=c1*l+c2;
11
12 R=p1.*v+p2;
```

C.2.3. Función Cuadrática General 1 de Retardancia

```
1
2 function [R]=retardo_lcd(v,l)
3
4 p1=4.072e-11;
5 p2=-7.313e-8;
6 p3=4.21e-5;
7 m1=-1.142e-7;
8 m2=0.0002162;
9 m3=-0.1319;
10 b1=8.767e-5;
11 b2=-0.1783;
12 b3=116.8;
13
14
15 p=p1*l.^2+ p2*l +p3;
16
17 m=m1*l.^2+ m2*l +m3;
18
19 b=b1*l.^2+ b2*l +b3;
20
21
22 R=p.*v.^2 + m.*v + b-2*pi;
```

C.2.4. Función Cuadrática General 2 de Retardancia

```
1
2 function [R]=retardo_lcd2(v,l)
3
4 p1=4.369e-11;
5 p2=-5.293e-8;
6 p3=2.826e-5;
7 m1=3.285e-8;
8 m2=-5.439e-005;
9 m3=-0.01808;
10 b1=-5.749e-5;
11 b2=0.06598;
12 b3=12.18;
13
14
15 p=p1*l.^2+ p2*l +p3;
16
```

```

17 m=m1*l.^2+ m2*l +m3;
18
19 b=b1*l.^2+ b2*l +b3;
20
21
22 R=p.*v.^2 + m.*v + b;

```

C.2.5. Función de Cálculo de Voltajes a partir de la Función Lineal de Retardancia

```

1
2 function [V]=volt_lcd_lineal(I,Imax,l)
3
4 b1=-1.081e-5;
5 b2=-0.003978;
6 c1=-0.0008088;
7 c2=14.81;
8
9 p1=b1*l+b2;
10 p2=c1*l+c2;
11
12 V=round((acos((2*I./Imax) -1)-p2)./p1);

```

C.2.6. Función de Cálculo de Voltajes a partir de la Función Cuadrática 1 de Retardancia

```

1
2 function [V]=volt_lcd2(I,Imax,l)
3
4 p1=4.072e-11;
5 p2=-7.313e-8;
6 p3=4.21e-5;
7 m1=-1.142e-7;
8 m2=0.0002162;
9 m3=-0.1319;
10 b1=8.767e-5;
11 b2=-0.1783;
12 b3=116.8;
13
14 n=length(I);
15 z=length(l);
16 V=zeros(n,1);
17 j=1;
18
19 v=acos((2*I./Imax) -1);
20
21 p=p1*l.^2+ p2*l +p3;
22
23 m=m1*l.^2+ m2*l +m3;
24
25 b=b1*l.^2+ b2*l +b3-2*pi;
26
27 for i=1:n
28     if z==n
29         j=i;
30     end
31 V(i)=min(round(roots([p(j) m(j) b(j)-v(i)])));
32 end

```

C.2.7. Función de Cálculo de Voltajes a partir de la Función Cuadrática 2 de Retardancia

```
1
2 function [V]=volt_lcd3(I,Imax,l)
3
4 p1=4.369e-11;
5 p2=-5.293e-8;
6 p3=2.826e-5;
7 m1=3.285e-8;
8 m2=-5.439e-005;
9 m3=-0.01808;
10 b1=-5.749e-5;
11 b2=0.06598;
12 b3=12.18;
13
14 n=length(I);
15 z=length(l);
16 V=zeros(n,1);
17 j=1;
18
19 v=acos((2*I./Imax)-1);
20
21 p=p1*l.^2+ p2*l +p3;
22
23 m=m1*l.^2+ m2*l +m3;
24
25 b=b1*l.^2+ b2*l +b3;
26
27 for i=1:n
28     if z==n
29         j=i;
30     end
31     V(i)=min(round(roots([p(j) m(j) b(j)-v(i)])));
32 end
```


Bibliografía

- [1] A. M. Weiner, Femtosecond pulse shaping using spatial light modulators, Review of scientific instruments, Vol. 71, No. 5, 2000.
- [2] A. Monmayrant, et al., A newcomer's guide to ultrashort pulse shaping and characterization, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys., 43 (34pp), 2010.
- [3] <http://cri-inc.com>
- [4] E. Hecht, Optics, Addison Wesley, 4 edition, 2002.
- [5] Bahaa E. A. Saleh, Malvin Carl Teich, Fundamentals of Photonics, Jhon Wiley & Sons, 1991.
- [6] Jean-Claude Diels, Ultrashort Laser Pulse Phenomena, Elsevier, 2 edition, 2006.
- [7] Cosmin Lupulescu, Femtosecond Analysis and Feedback Control of Molecular Processes in Organometallic and Alkaline Systems, Freien Univerität Berlin, Berlin, 2004.
- [8] Mariana Chávez Cervantes, Caracterización de un espejo deformable de membrana para la reconfiguración de pulsos de femtosegundos, UNAM, México, 2010.
- [9] William T. Silvast, Laser Fundamentals, Cambridge University Press, 2 edition, 2004.
- [10] Coherent. Mira 900 modelocked ti:sapphire laser.
<http://laser.coherent.com/laser/coherent>
- [11] Rüdiger Paschotta, Encyclopedia of Laser Physics and Technology, Wiley-VCH, 2008.
- [12] Swamp Optics. http://swampoptics.com/tutorials_FROG.htm
- [13] Brian R. Washburn, Investigation of Photonic Devices using Second-Harmonic-Generation Frequency-Resolved Optical Gating (SHG-FROG).

-
- [14] Dennis Goldstein, Polarized Light, Marcel Dekker Inc., Second Edition, USA.
- [15] C.Radzewicz, et al., Piezo-driven deformable mirror for femtosecond pulse shaping, Optical Society of America, 2003.
- [16] T.Bixner and G. Gerber, Femtosecond polarization pulse shaping, Optics Letters, Vol.26, No. 8, 2001.
- [17] <http://www.alphalas.com>
- [18] Juan M. López Téllez, Desarrollo de un polarímetro de Mueller con retardadores variables de cristal liquido, UNAM, México, 2011.
- [19] Gerhard Michael Krampert, Femtosecond Quantum Control and Adaptative Polarization Pulse Shaping, Universität Würzburg ,Würzburg, 2004.
- [20] Fabian Weise, et al., Application of phase, amplitud, and polarization shaped pulse for optimal control on molecules, Chemical Physics 332, 2007.
- [21] Stefan Vajda, et al., Feedback optimization of shaped femtosecond laser pulse for controlling the wavepacket dynamics and reactivity of mixed alkaline clusters, Chemical Physics 267, 2001.
- [22] G. Gerber, et al., Quantum Control by Ultrafast Polarization Shaping, Physical review letters, vol. 92, 2004.
- [23] J. Garduño Mejía, A. Greenaway and D.T. Reid, Real time femtosecond optical pulse measurement using a video-rate frequency-resolved optical gating system, Rev. Sci. Instrum., Vol. 74, 2003.
- [24] Gabriel Kapellmann Zafra, Tesis de Maestria en Instrumentación del Posgrado de Ingeniería, UNAM, México, 2012.
- [25] Pablo Castro Marin, Tesis de Maestria en Instrumentación del Posgrado de Ingeniería, UNAM, México, 2012.