Estudio Polarimétrico y Evaluación de las Propiedades Ópticas de Sistemas Sencillos

Alumno: Cristina Extremiana Vázquez

Directores: José María Saiz Vega y Juan Marcos Sanz Casado

Universidad de Cantabria

Licenciatura en Física

Septiembre 2012

Índice general

Capítulo 1

Introducción

Al interaccionar con la materia, la luz puede ver modificadas algunas de sus propiedades. Por lo tanto, podemos utilizar la luz como una herramienta para conocer y caracterizar un medio u objeto. Algunas de las propiedades de la luz que pueden variar al interaccionar con la materia son, por ejemplo, la intensidad, el espectro, la distribución angular de intensidades o la polarización. En este trabajo, nos centraremos en la polarización como un atributo de luz cuya variación permite estudiar y caracterizar numerosos sistemas.

1.1. Luz polarizada

Se puede describir la polarización como el comportamiento del campo eléctrico vectorial, asociado a la onda electromagnética, al observarlo desde un punto fijo del espacio.

Una onda electromagnética viene descrita por la ecuación de ondas, que en tres dimensiones y utilizando coordenadas cartesianas es [1]

$$\nabla^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)}{\partial t^2} \tag{1.1}$$

donde t es el tiempo y c es la velocidad de la luz en el vacío. Si consideramos que el campo eléctrico E se propaga en la dirección del eje z y que las ondas son armónicas temporales, unas de las posibles soluciónes para esta ecuación en términos de funciones sinusoidales son

$$E_x(z,t) = E_{0x}\cos(kz - \omega t + \delta_x) \tag{1.2}$$

y

$$E_y(z,t) = E_{0y}\cos(kz - \omega t + \delta_y) \tag{1.3}$$

donde E_{0x} y E_{0y} son las amplitudes máximas del campo eléctrico en los ejes x e y respectivamente, $kz - \omega t$ describe la variación espacial y temporal de la fase de la onda asociada a la propagación de cada una de las componentes en el sentido positivo del eje z y δ_x y δ_y representan un término asociado al origen de fase de cada componente. Además, estas componentes son ortogonales entre sí y transversales a la dirección de propagación de la onda.

Las ecuaciones 1.2 y 1.3 pueden reescribirse de la siguiente forma

$$E_x(z,t) = E_{0x}\cos(\phi + \delta_x) \tag{1.4}$$

$$E_y(z,t) = E_{0y}\cos(\phi + \delta_y) \tag{1.5}$$

donde $\phi = kz - \omega t$. A medida que el campo se propaga en la dirección del eje z, ambas componentes dan lugar al siguiente vector

$$\mathbf{E} = E_{0x}\cos(\phi + \delta_x)\mathbf{e_x} + E_{0y}\cos(\phi + \delta_y)\mathbf{e_y} \tag{1.6}$$

cuyo extremo describe un conjunto de puntos cuya geometría más general es una elipse. Para comprobarlo las expresiones 1.4 y 1.5 pueden reescribirse como

$$\frac{E_x(z,t)}{E_{0x}} = \cos\phi\cos\delta_x - \sin\phi\sin\delta_x \tag{1.7}$$

$$\frac{E_y(z,t)}{E_{0y}} = \cos\phi\cos\delta_y - \sin\phi\sin\delta_y \tag{1.8}$$

Realizando algunas operaciones se llega a:

$$\frac{E_x(z,t)}{E_{0x}}\sin\delta_y - \frac{E_y(z,t)}{E_{0y}}\sin\delta_x = \cos\phi\sin(\delta_y - \delta_x) \tag{1.9}$$

$$\frac{E_x(z,t)}{E_{0x}}\cos\delta_y - \frac{E_y(z,t)}{E_{0y}}\cos\delta_x = \sin\phi\sin(\delta_y - \delta_x) \tag{1.10}$$

Finalmente, elevando al cuadrado estas expresiones y súmandolas llegamos a la ecuación de la elipse de polarización en el sistema de referencia de estados ortonormales x e y *[4]*:

$$\frac{E_x^2(z,t)}{E_{0x}^2} + \frac{E_y^2(z,t)}{E_{0y}^2} - 2\frac{E_x(z,t)E_z(z,t)}{E_{0x}E_{0y}}\cos\delta = \sin^2(\delta) \qquad (1.11)$$

donde $\delta = \delta_y - \delta_x$. Esta ecuación muestra que, para todo instante de tiempo, los puntos descritos por el vector en la ecuación 1.6 a medida que la onda se propaga forman una elipse. En función de los parámetros de la ecuación existen varias posibilidades de polarización[2]:

- Si $\delta = 2\pi, \pi, 0$, la polarización es lineal.
- Si $0 < \delta < \pi$, la polarización es elíptica dextrógira.
- Si $\pi < \delta < 2\pi$, la polarización es elíptica levógira.
- Si $\delta = \frac{\pi}{2}$ y $E_{0x} = E_{0y}$, la polarización es circular dextrógira.
- Si $\delta = \frac{3\pi}{2}$ y $E_{0x} = E_{0y}$, la polarización es circular levógira.

1.2. Formalismo de Stokes y Mueller

Hasta ahora hemos considerado la luz polarizada en términos del campo eléctrico de la onda que está perfectamente determinado. En este caso el punto del extremo del vector **E** recorre la trayectoría de una elipse. Además, este período durante el que se recorre la elipse (del orden de 10^{-15} segundos si hablamos de frecuencias ópticas) es demasiado corto para poder ser detectado instantáneamente. Conviene comentar estos dos aspectos:

- La elipse de polarización sólo es válida para describir luz completamente polarizada y no sirve para los casos de luz parcialmente polarizada o luz despolarizada, para los que no es posible establecer la orientación instantánea del campo en un punto.
- Se ha estudiado la polarización en términos de la amplitud de la onda pero lo que se puede observar y medir no es la amplitud sino el flujo de energía a través de una superficie, es decir, el promedio temporal del cuadrado de la amplitud o lo que es lo mismo, la irradiancia o intensidad.

Sería conveniente formular una descripción alternativa de la polarización en términos de otros observables más convenientes basados en medidas de intensidad.

Para ello se introducen los parámetros de Stokes [2], que son funciones únicamente de los observables de una onda electromagnética. Además, el estado de polarización de un haz de luz (total o parcialmente polarizado) se puede describir en términos de estas cantidades. Para el caso de un haz totalmente polarizado, dichos parámetros son los siguientes:

$$S_0 = E_{0x}^2 + E_{0y}^2 \tag{1.12}$$

$$S_1 = E_{0x}^2 - E_{0y}^2 \tag{1.13}$$

$$S_2 = 2E_{0x}E_{0y}\cos\delta \tag{1.14}$$

$$S_3 = 2E_{0x}E_{0y}\sin\delta \tag{1.15}$$

S_0 es la intensidad del haz mientras que el resto de los parámetros especifican el estado de polarización de la luz. A modo de orientación podemos relacionar el segundo de ellos, S_1, con una polarización lineal horizontal o vertical. El tercero, S_2, se relaciona con una polarización lineal orientada 45º o -45º. Finalmente, el último de los parámetros de Stokes, S_4, está relacionado con la polarización circular dextrógira o levógira.

Los parámetros de Stokes suelen presentarse en forma de vector columna, dando así lugar al llamado vector de Stokes:

$$S = \begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} \tag{1.16}$$

A menudo los parámetros de Stokes suelen normalizarse dividiéndo cada uno de ellos por el valor de S_0.

En la Tabla 1.1 se muestran los vectores de Stokes para algunos estados de polarización habituales.

Además, para luz completamente polarizada, como los casos mostrados en la Tabla 1.1, se verifica

$$S_0^2 = S_1^2 + S_2^2 + S_3^2 \tag{1.17}$$

Estado de polarización	Vector de Stokes
Lineal horizontal/vertical	$\begin{bmatrix} 1 \\ +/-1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}$
Lineal a 45º/-45º	$\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ +/-1 \\ 0 \end{bmatrix}$
Circular dextro/levo	$\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ +/-1 \end{bmatrix}$

Tabla 1.1: Vectores de Stokes para diferentes estados de polarización

En el caso de luz parcialmente polarizada, se puede definir el grado de polarización P como

$$P = \frac{(S_1^2 + S_2^2 + S_3^2)^{1/2}}{S_0} \qquad 0 \leq P \leq 1 \tag{1.18}$$

Para el caso general de un haz parcialmente polarizado se puede escribir los parámetros de Stokes en función de las intensidades como suma de un haz completamente polarizado y otro despolarizado:

$$S = I_0 \left[P \begin{pmatrix} 1 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} + (1-P) \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \right] \tag{1.19}$$

Cuando un haz de luz es modificado, ya sea por la propia propagación o por la acción de un sistema, el haz pasa a ser descrito por un nuevo vector de Stokes. La relación entre el vector incidente y el emergente viene dada por una matriz 4×4 denominada matriz de Mueller, que resume completamente la transformación de la polarización que sufre el haz incidente.

De esta forma, los estados de polarización, representados por vectores de Stokes, de la luz incidente y emergente de un sistema se relacionan entre sí mediante la matriz de Mueller [6]:

$$\mathbf{S}' = \begin{pmatrix} S_0' \\ S_1' \\ S_2' \\ S_3' \end{pmatrix} = \mathbf{MS} = \begin{pmatrix} m_{00} & m_{01} & m_{02} & m_{03} \\ m_{10} & m_{11} & m_{12} & m_{13} \\ m_{20} & m_{21} & m_{22} & m_{23} \\ m_{30} & m_{31} & m_{32} & m_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} \tag{1.20}$$

La matriz de Mueller de un sistema dado depende de la dirección y de la longitud de onda de los haces incidente y emergente. Como relacionan dos vectores de Stokes, estas matrices son adecuadas para describir también procesos en los que interviene luz parcialmente despolarizada. La matriz de Mueller es característica de cada sistema que actúa sobre la luz, ya sea un elemento óptico bien caracterizado o un sistema desconocido. Es unívoca para cada longitud de onda, configuración experimental, geometria del experimento, geometría de la muestra y propiedades ópticas de la misma. Es decir, contiene toda la información polarimétrica de un sistema en unas condiciones de iluminación y observación previamente establecidas. A pesar de ello, no siempre es fácil interpretar dicha información y el análisis de las matrices de Mueller con frecuencia requiere de otros parámetros obtenidos mediante combinaciones de los m_{ij}.

Merece la pena comentar la estructura de una de estas matrices, como la que aparece en la ecuación 1.20. Puede ser analizada por zonas de manera general, según afecte cada elemento al vector de Stokes emergente [3]. Si definimos los vectores *diatenuación*, $\mathbf{D}$, y *polarizancia*, $\mathbf{P}$ como

$$\mathbf{D} = \frac{1}{m_{00}} \begin{bmatrix} m_{01} & m_{02} & m_{03} \end{bmatrix}^T \tag{1.21}$$

$$\mathbf{P} = \frac{1}{m_{00}} \begin{bmatrix} m_{10} & m_{20} & m_{30} \end{bmatrix}^T \tag{1.22}$$

podemos visualizar la matriz de Mueller de la siguiente manera:

$$\mathbf{M} = m_{00} \begin{pmatrix} 1 & \mathbf{D}^T \\ \mathbf{P} & m_{3\times3} \end{pmatrix} \tag{1.23}$$

El elemento m_{00} indica la transmitancia total del sistema cuando se incide en él con luz completamente despolarizada. El vector $\mathbf{D}$ está relacionado con la intensidad luminosa que transmite el sistema en función de la polarización incidente. Por su parte, el vector $\mathbf{P}$

es el responsable del estado de polarización emergente cuando se incide en el sistema con luz despolarizada. Finalmente, la submatriz $m_{3\times3}$ es la que describe la actividad óptica del sistema, es decir, la rotación y el desfase que sufre la polarización de un haz al atravesar un determinado material.

Un aspecto interesante y ventajoso de este formalismo es que cuando un haz pasa a través de una secuencia de elementos [6], la matriz de Mueller $\mathbf{M}$ resultante es el producto ordenado según su actuación sobre el vector de Stokes, es decir, colocando a la derecha de la matriz del primer sistema que se encuentra la luz, de las matrices $\mathbf{M_i}$ de cada medio óptico:

$$\mathbf{M} = \mathbf{M_i} \cdot \mathbf{M_{i-1}} \ldots \mathbf{M_2} \cdot \mathbf{M_1} \tag{1.24}$$

Como ejemplo de matrices de Mueller bien conocidas, vamos a describir en detalle las correspondientes a los retardadores y los polarizadores lineales, que aparecerán más tarde en este trabajo. En general, la matriz de Mueller de una lámina retardadora tendrá la forma

$$\mathbf{M_{Lámina}} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \quad 0 \quad 0 \\ 0 & \\ 0 & m_{3\times3}(\delta,\theta) \\ 0 & \end{pmatrix} \tag{1.25}$$

donde δ es el desfase introducido por la lámina, θ es el ángulo entre los estados propios de la lámina y la horizontal, y $m_{3\times3}(\delta,\theta)$ viene dada por:

$$m_{3\times3}(\delta,\theta) = \begin{pmatrix} \cos^2 2\theta + \sin^2 2\theta\cos\delta & \sin 2\theta\cos 2\theta\,(1-\cos\delta) & -\sin 2\theta\sin\delta \\ \sin 2\theta\cos 2\theta(1-\cos\delta) & \sin^2 2\theta + \cos^2 2\theta\cos\delta & \cos 2\theta\sin\delta \\ \sin 2\theta\sin\delta & -\cos 2\theta\sin\delta & \cos\delta \end{pmatrix} \tag{1.26}$$

La matriz de un polarizador lineal será

$$\mathbf{M_{Pol}} = \begin{pmatrix} & 0 \\ m_{3\times3}(\alpha) & 0 \\ & 0 \\ 0 \quad 0 \quad 0 & 0 \end{pmatrix} \tag{1.27}$$

donde α es el ángulo de sus estados propios respecto a la horizontal y $m_{3\times3}(\alpha)$ viene dada por:

$$m_{3\times3}(\alpha) = \begin{pmatrix} 1 & \cos 2\alpha & \sin 2\alpha \\ \cos 2\alpha & \cos^2 2\alpha & \sin 2\alpha \cos 2\alpha \\ \sin 2\alpha & \sin 2\alpha \cos 2\alpha & \sin^2 2\alpha \end{pmatrix} \tag{1.28}$$

En la Tabla 1.2 se muestran algunos ejemplos de matrices de Mueller para determinados sistemas ópticos. En estos ejemplos los elementos de las matrices están normalizados al elemento m_{00}.

Medio Óptico	Matriz Mueller
Vacío	$\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$
Polarizador lineal(0º)	$\begin{pmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$
Retardador lineal(0º,δ)	$\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos\delta & \sin\delta \\ 0 & 0 & -\sin\delta & \cos\delta \end{pmatrix}$
Despolarizador ideal	$\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$

Tabla 1.2: Matrices de Mueller para algunos sistemas ópticos

1.3. Polarimetría

La polarimetría es una herramienta que nos permite estudiar la polarización de la luz emergente de un sistema y su relación con las propiedades físicas del mismo. Interpretando la información obtenida de un análisis polarimétrico de la luz emergente de un medio, se pueden determinar sus propiedades físicas. Ésta es la base de la polarimetría que es una herramienta extendida en numerosos campos científicos. Algunas de sus aplicaciones son la caracterización de componentes ópticos y microelectrónicos, el estudio de tejidos biológicos, o el ánalisis de polvo estelar en el ámbito de la astrofísica [3].

Como ya hemos dicho, las matrices de Mueller contienen toda la información sobre las propiedades polarimétricas de un material para unas condiciones dadas y por lo tanto son susceptibles de ser utilizadas para caracterizar un medio. Si se incide sobre la muestra con un haz cuyas características de polarización son conocidas y se analiza la polarización de la luz emergente, se podrán conocer las propiedades físicas del medio en estudio.

Sin embargo, pese a que estas matrices contienen gran cantidad de información, ésta no es sencilla de extraer en términos de parámetros físicos significativos ya que su estructura matemática es muy compleja.

Por lo tanto, al trabajar con polarimetría aparece un doble objetivo. En primer lugar, hay que obtener la matriz de Mueller de un sistema de la forma más precisa posible y, en segundo lugar, es necesario disponer de una herramienta matemática de análisis matricial, que facilite la interpretación de la información que contienen estas matrices relacionándola con parámetros físicos significativos.

Polarímetro

La herramienta para medir los elementos de la matriz de Mueller es el polarímetro. De manera esquemática un polarímetro se compone de un generador de estados de polarización (GEP), que controla el estado de polarización del haz incidente en el sistema, y de un analizador de estados de polarización (AEP), que caracteriza el haz emergente. De forma general, un polarímetro se compone además de una fuente y un detector. En la Figura 1.1 queda representado este modelo.

Sin embargo, este esquema básico puede complicarse dando lugar a diferentes tipos de polarímetros. Algunos, como el denominado polarímetro de Stokes, realizan únicamente 16 medidas (las combinaciones de 4 polarizaciones incidentes y 4 posibilidades del analizador en la detección), es decir, el número mínimo de medidas necesarias para determinar los 16 parámetros de la matriz de Mueller. Sin embargo, hay otros que polarímetros que realizan un número mucho mayor de medidas, como el denominado polarímetro de compensador dual rotatorio (PCDR). Estos polarímetros obtienen información redundante que se traduce en una mayor precisión

Figura 1.1: Esquema básico de un polarímetro

a la hora de determinar cada uno de los parámetros de la matriz de Mueller. En este trabajo se utilizará un polarímetro PCDR que se describe más adelante.

Análisis matricial

El segundo paso de la polarimetría es extraer la información contenida en las matrices de Mueller para que aparezca en términos de parámetros físicos con los que poder trabajar. Con este objetivo, en los últimos años, se han desarrollado diferentes métodos basados en la descomposición de estas matrices como producto o como suma de matrices más sencillas de analizar [9]. Uno de éstos es el método de Descomposición Polar (DP), que reduce el número de parámetros necesarios hasta el mínimo suficiente para representar el sistema, introduciendo magnitudes independientes con sentido físico y de fácil manejo.

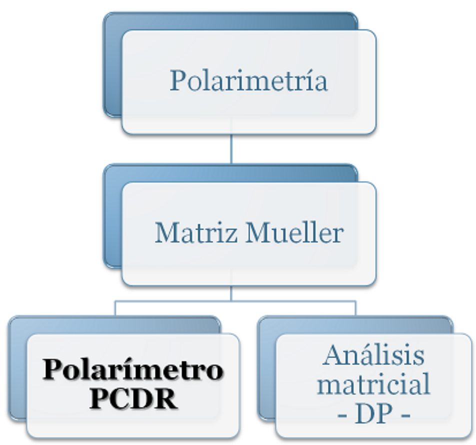

Figura 1.2: Esquema general de la polarimetría

En este trabajo nos centraremos en nuestro objetivo: obtener las matrices de Mueller de la manera más precisa posible aumentando el rango espectral de un PCDR y sin abordar en profundidad el problema del análisis matricial.

Capítulo 2

Método Experimental

El objetivo propuesto es ampliar las posibilidades de trabajo de un polarímetro de compensador dual rotatorio (PCDR), que al comenzar este trabajo funcionaba únicamente para una longitud de onda de 632,8 nm, y convertirlo en un polarímetro multiespectral que proporcione buenos resultados para diferentes longitudes de onda.

Como punto de partida se realizaron unos test sin modificar el polarímetro con el doble objetivo de familiarizarse con el dispositivo experimental y a la vez comprobar que su funcionamiento era correcto. Estos test consistieron en realizar medidas sobre sistemas polarimétricos sencillos, bien medidas sin muestra o medidas directas a través de medios ópticos conocidos.

2.1. Polarímetro de Compensador Dual Rotatorio

A continuación, se describe en detalle el montaje inicial del polarímetro cuyo esquema general se ha explicado anteriormente. Es conveniente mencionar aquí que todo el montaje está desarrollado de forma que las medidas puedan ser realizadas bajo el control de un ordenador. En la Figura 2.1 se puede ver una fotografía del dispositivo.

El generador de estados de polarización (GEP) está compuesto por un polarizador y un retardador y el analizador de estados de polarización (AEP) está compuesto por un retardador y un polarizador-analizador. Ambos polarizadores son polarizadores di-

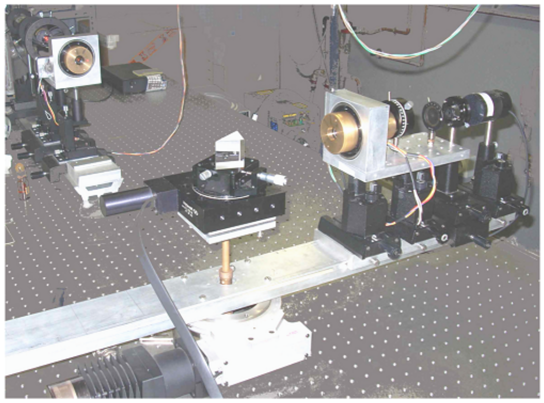

Figura 2.1: Fotografía del dispositivo experimental.

croicos de la casa *Melles Griot*, que se encuentran colocados en unas monturas rotatorias que permiten realizar giros de 360º con una precisión de 0,5º. Las láminas retardadoras del GEP y del AEP son láminas de cuarto de onda ($\lambda/4$) de orden cero a 632,8 nm de la casa *Edmund Optics*.

El láser que se utiliza inicialmente es un láser He:Ne de la casa *Coherent*, que emite con una longitud de onda de 632,8 nm y una potencia de aproximadamente 30 mW. La luz emergente del láser es linealmente polarizada. En general, un láser necesita un tiempo de calentamiento, que es característico de cada láser, para optimizar su emisión tras el cual la intensidad emitida es bastante estable. En nuestro caso, este tiempo es de unos 30 minutos.

Para regular manualmente la potencia del láser, ya que su emisión es linealmente polarizada y que hay un polarizador de entrada en el GEP, se utiliza una lámina $\lambda/2$ de orden cero para una longitud de onda de 632,8 nm. El montaje fue alineado de forma que el láser y el polarizador de entrada se encuentran en situación de extinción. De esta forma, al introducir la lámina retardadora se puede controlar la intensidad transmitida a la entrada del GEP mediante la elipticidad del estado de polarización generado en la luz que pasa por la lámina. Esta elipticidad depende de la orientación relativa del eje de polarización de la luz incidente con respecto a los ejes propios de la lámina cuarto de onda.

Por otra parte, el detector utilizado en este dispositivo experimental es de la casa *Newport* y está indicado para medidas en un intervalo de longitudes de onda entre 400 y 1100 nm. Funciona correctamente para un rango de potencias que oscila entre los 3 pW y los 2 W y, además, el detector tiene incorporado un filtro neutro de densidad óptica 3 en el cabezal que es necesario utilizar para medidas de potencias superiores a 1 mW y cuya respuesta está calibrada en el controlador para cada longitud de onda.

Además de estos elementos hay otros elementos en un PCDR que son muy importantes para la precisión experimental como son diafragmas, lentes y rotores. Por ejemplo, se coloca una lente de focal larga para controlar el tamaño del haz y poder así minimizar errores. En concreto, se coloca entre el láser y el GEP para evitar contaminar la polarización. Se utiliza un doblete acromático de focal $f_1 = 1000$ mm. A la salida del GEP y antes de la muestra se sitúa un diafragma de 5 mm, de mayor tamaño que el haz, que reduce el ruido producido por los reflejos y spots secundarios que pueden introducir errores en las medidas experimentales.

Para mejorar la salida del AEP y preservar una cierta homogeneidad en la iluminación sobre el detector, se colocan un diafragma y un segundo doblete acromático de focal corta (50 mm), que actúa expandiendo el haz para aprovechar al máximo el área efectiva del detector.

Los rotores son indispensables en un PCDR no sólo para generar las diferentes combinaciones de estados de polarización sino también para controlar de forma precisa el ángulo y el punto de incidencia sobre la muestra.

Para generar los estados de polarización los compensadores requieren de un movimiento preciso y controlado en las láminas retardadoras del GEP y el AEP. Para ello se utilizan dos rotores de velocidad sincronizada. Estos rotores son dos dispositivos de rotación paso a paso, cuyo desplazamiento elemental es de 360º/(1600 pasos) = 0,225º/paso. Ambos están controlados por un driver conectado al ordenador de control y permiten el giro en ambos sentidos.

Para controlar la orientación del AEP y el ángulo de incidendia sobre la muestra son necesarios otros dos rotores. Además, si queremos ajustar también la ubicación del plano de scattering, es necesario utilizar una plataforma con control de la inclinación (*tilt*) para la muestra. Para controlar de forma precisa el punto de incidencia del haz de luz sobre la muestra es necesario el uso de posicionadores que permitan el movimiento en los ejes X, Y y Z . Estos posicionadores permiten que el punto de iluminación se encuentre sobre los ejes de rotación, tanto de la muestra como del sistema AEP.

Por último, para la colocación de muestras planas hay que añadir un soporte para la muestra que cuente con un *tilt* capaz de controlar la inclinación del plano de la muestra, de forma que este plano contenga los ejes de rotación del AEP y del plano de la muestra.

A continuación se describen con más detalle estos rotores y posicionadores.

- Rotor ITL: Es un rotor paso a paso (ITL09), de la casa *Micro-Controle*, capaz de soportar un peso y un par elevado, por lo que se utiliza para desplazar el sistema de detección al completo. Está controlado mediante un driver que permite trabajar de forma remota y realizar el giro con el ordenador de control. La precisión angular de este rotor es de 0,001º. Puede realizar giros de ± 270º, controlando la posición del AEP y, por tanto, el ángulo de scattering. El rotor ITL está situado en posición horizontal sobre el banco de trabajo, con su eje de giro centrado y alineado con el haz láser y el GEP.

- Rotor NW: Es un motor de giro y driver de la casa *Newport*, de operación manual o remota. Puede realizar giros de ± 360º con una precisión de 0.0001º. Se encuentra situado sobre una plataforma tilt que permite su posicionamiento en horizontal y paralelo al haz láser. Una vez alineado, su eje de giro coincide con el rotor ITL. Este rotor controla el ángulo de incidencia sobre la muestra.

- Nanoposicionadores X Y Z: Se trata de una montura de la casa *Newfocus*, que permite el movimiento en tres direcciones ortogonales X, Y y Z. En ella se sitúan tres picomotores de desplazamiento lineal (uno por dirección) que pueden ser controlados mediante un Joystick o con el ordenador. Su utilidad principal es la de situar la muestra manualmente por medio del Joystick en el centro de giro del rotor y mover el punto de impacto del haz láser en las muestras planas que lo requieran. Sólo son utilizados en medidas de muestras planas por reflexiones o scattering, siendo desmontados para la realización de otras medidas.

2.2. Calibrado y Realización de Medidas

Una vez descrito el dispositivo experimental, profundizaremos en el procedimiento de adquisición de medidas. La medida se lleva a cabo mediante la detección de la intensidad de haz emergente del AEP para cada configuración polarimétrica generada por el GEP. En el caso de este polarímetro es 200 el número de pasos que relizan los rotores que dominan el movimiento de las láminas con una relación de velocidades entre ambos compensadores $R = 5:2$. Esta combinación es una de las más adecuadas que se pueden implementar para minimizar errores [3]. El resultado obtenido en una medida es un ciclo de 200 medidas, que incluyen todas las posiciones relativas de las láminas retardadoras. Este ciclo requiere del análisis de Fourier para poder extraer los 16 elementos de la matriz de Mueller.

Calibrado

Antes que nada se ha de realizar un calibrado, ya que partiendo de una matriz de Mueller conocida, que llamaremos matriz de calibrado, se pueden obtener los valores de los parámetros característicos del polarímetro (acimut del polarizador de salida, φ_P, acimut de las láminas retardadoras, φ_{L1} y φ_{L2}, desfase introducido por estas láminas, δ_{L1} y δ_{L2}, y transmitancia de las láminas, t_L). Los pasos para realizar el alineado del sistema previo al calibrado son:

- Colocar el polarizador de entrada en un ángulo arbitrario, que permanece fijo.
- Girar el analizador hasta conseguir la extinción en el haz que emerge del analizador, es decir, que ambos polarizadores estén cruzados.
- Colocar la lámina retardadora del AEP y girarla hasta volver a una situación de extinción a la salida del analizador. De esta forma la lámina tendrá sus lineas neutras alineadas con los ejes del polarizador y del analizador.
- Colocar la lámina retardadora del GEP (manteniendo la otra colocada) y girarla hasta que el haz emergente presente de nuevo situación de extinción. Ahora, ambas láminas tengan sus líneas neutras alineadas.

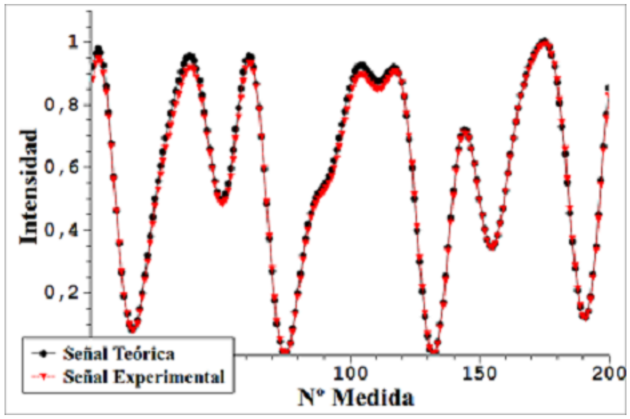

Figura 2.2: Comparitiva entre un ciclo de Fourier teórico y uno experimental

- Por último, el analizador se gira hasta presentar un acimut de 22,5º con respecto al polarizador que hemos tomado como referencia. Este giro se hace con ayuda de una escala graduada, de precisión 0,25º, que se encuentra en la montura del polarizador.

El proceso de calibrado continúa con la realización de una medida sobre un sistema conocido. Para ello medimos un ciclo de Fourier completo, es decir, para los 200 pasos que deben realizar los rotores que dominan el movimiento de las láminas.

En primer lugar, se realizaran los calibrados en vacío, sin ningún sistema entre el GEP y AEP para no introducir así errores adicionales. De este modo, los errores obtenidos serán debidos a un mal alineamiento, a la imperfección de los componentes y al ruido introducido por las partículas suspendidas en el aire.

Los errores pueden medirse comparando el resultado obtenido para un ciclo de Fourier de un calibrado realizado y un ciclo de Fourier teórico. En estos ciclos se considera un comportamiento ideal para todos los componentes del polarímetro. En la Figura 2.2 se puede observar una comparación entre un ciclo teórico y un ciclo de calibrado experimental. Además, la matriz de Mueller asociada al sistema al realizar este de calibrado es la matriz identidad $m_{ij} = I_{4\times 4}$.

Para mejorar los resultados del calibrado se ha tomado como protocolo no realizar una sóla medida, sino un total de 3 o 5 ciclos de calibrado con los cuales se realiza una estadística calculando la media y la desviación estándar de los mismos.

Los datos de intensidad leídos por el detector son almacenados en un fichero de datos que es procesado con un algoritmo de cálculo simbólico para obtener los parámetros característicos del polarímetro, que son almacenados en un nuevo fichero. Una vez determinados, los parámetros de calibrado son útiles para cualquier medida que se realice sin modificar las condiciones del polarímetro y las posiciones de los elementos del GEP y del AEP. Se introducirán como datos de entrada a la hora de realizar la medida de un sistema, lo que facilita la minimización de los errores.

Es necesario realizar un calibrado cada vez que se modifique algún aspecto del polarímetro.

Medidas

El procedimiento de medida es muy parecido al de calibración. En este caso la muestra se coloca entre el GEP y el AEP. La principal diferencia está en el tratamiento de los datos y no en la adquisión de los mismos, que se realiza siguiendo un proceso como el explicado anteriormente. A la hora de colocar la muestra la posición de los rotores de control de las láminas, de la muestra y del brazo móvil es controlada desde el ordenador. La localización definitiva y precisa de la muestra se realiza alineando manualmente las plataformas tilt y colocando los nanoposicionadores con ayuda del joystick.

El programa de control presenta varias opciones que aumentan las posibilidades de trabajo del polarímetro. Se pueden realizar medidas estáticas (sin mover el rotor ITL), calibrados o medidas continuas de scattering en tres configuraciones de detección diferentes:

- Barrido A: Con el detector inicialmente en 0º y haciendo un barido para ángulos de scattering comprendidos entre 160º y -160º.
- Barrido B: Con el detector en 0º y haciendo un barrido para ángulos de scattering comprendidos entre 160º y 0º.
- Barrido C: Con el detector en 180º y haciendo un barrido para ángulos de scattering comprendidos entre 90º y -90º relativos al centro de la medida. En esta configuración, los soportes del brazo que contiene el AEP impiden la medida para los ángulos comprendidos entre 20º y -20º.

Medida 1	Medida 2
$\begin{pmatrix} 1{,}000 & 0{,}000 & 0{,}000 & 0{,}001 \\ 0{,}002 & 1{,}004 & 0{,}003 & -0{,}001 \\ 0{,}001 & -0{,}003 & 1{,}005 & 0{,}005 \\ 0{,}001 & 0{,}000 & 0{,}002 & 1{,}000 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1{,}000 & 0{,}000 & 0{,}001 & -0{,}002 \\ 0{,}006 & 1{,}000 & -0{,}001 & 0{,}002 \\ -0{,}001 & 0{,}001 & 0{,}998 & 0{,}003 \\ 0{,}004 & 0{,}005 & 0{,}018 & 0{,}998 \end{pmatrix}$
Medida 3	**Medida 4**
$\begin{pmatrix} 1{,}000 & -0{,}003 & 0{,}002 & -0{,}004 \\ 0{,}001 & 0{,}999 & -0{,}005 & 0{,}001 \\ -0{,}002 & 0{,}003 & 0{,}998 & 0{,}002 \\ -0{,}003 & 0{,}005 & 0{,}002 & 0{,}998 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1{,}000 & 0{,}000 & 0{,}001 & 0{,}008 \\ 0{,}000 & 1{,}003 & -0{,}001 & 0{,}001 \\ -0{,}001 & 0{,}002 & 1{,}001 & 0{,}002 \\ -0{,}002 & 0{,}004 & 0{,}002 & 0{,}999 \end{pmatrix}$

Tabla 2.1: Medidas en de transmisión directa normalizadas al elemento m_{00}.

Los datos de intensidad leídos por el detector son almacenados en un fichero de datos que es procesado con un algoritmo de cálculo simbólico para obtener las matrices de Mueller del sistema, que son almacenadas en un nuevo fichero.

2.3. Tests Realizados

Para evaluar el comportamiento del polarímetro y sus márgenes de error se realizan medidas de diversos sistemas conocidos. Entre los sistemas elegidos se encuentran un polarizador y dos laminas retardadoras (una $\lambda/4$ y una $\lambda/2$) que se medirán con distintos ángulos acimutales, además de varias medidas sin muestra. Todas estas medidas se harán en transmisión. La lámina $\lambda/4$ utilizada es una lámina de orden cero para 633 nm y la lámina $\lambda/2$ es de orden uno para 532 nm.

En la Tabla 2.1 se muestran algunas de las matrices de transmisión directa obtenidas en días diferentes mientras que en la Tabla 2.2 se exponen las matrices de Mueller experimentales que se han medido con el polarímetro para cada configuración indicada, con sus correspondientes valores teóricos. Todas las matrices de la tabla se muestran normalizadas al valor m_{00} y con tres cifras decimales de precisión ya que es el orden de magnitud de los errores típicos de calibrado en este PCDR.

Sistema óptico	Medida PCDR	Teoría
Polarizador (30º)	$\begin{pmatrix} 1{,}000 & -0{,}517 & 0{,}859 & -0{,}000 \\ -0{,}511 & 0{,}268 & 0{,}439 & 0{,}005 \\ 0{,}859 & 0{,}439 & 0{,}744 & 0{,}004 \\ -0{,}002 & -0{,}003 & -0{,}005 & 0{,}001 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1 & -0{,}5 & 0{,}866 & 0 \\ -0{,}5 & 0{,}25 & 0{,}433 & 0 \\ 0{,}866 & 0{,}433 & 0{,}75 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$
Lámina $\lambda/4$ (30º)	$\begin{pmatrix} 1{,}000 & -0{,}010 & -0{,}0043 & -0{,}003 \\ -0{,}007 & 0{,}267 & 0{,}428 & -0{,}859 \\ -0{,}006 & 0{,}420 & 0{,}763 & 0{,}499 \\ 0{,}004 & 0{,}864 & -0{,}486 & 0{,}013 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0{,}25 & 0{,}433 & -0{,}866 \\ 0 & 0{,}433 & 0{,}75 & 0{,}5 \\ 0 & 0{,}866 & -0{,}5 & 0 \end{pmatrix}$
Lámina $\lambda/2$ (60º)	$\begin{pmatrix} 1{,}000 & 0{,}002 & 0{,}001 & -0{,}000 \\ 0{,}006 & -0{,}413 & -0{,}793 & 0{,}441 \\ 0{,}009 & -0{,}794 & 0{,}539 & 0{,}251 \\ -0{,}001 & -0{,}440 & -0{,}258 & -0{,}862 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -0{,}5 & -0{,}866 & 0 \\ 0 & -0{,}866 & 0{,}5 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}$

Tabla 2.2: Medidas de sistemas ópticos conocidos en transmisión

A la vista de las matrices de Mueller obtenidas en transmisión directa (Tabla 2.1), el error de nuestro dispositivo se situa en el 1 %. Además, como estas medidas se han realizado en días diferentes, se comprueba también la reproducibilidad de la medidas y del procedimiento.

Al comprobar el polarímetro midiendo algunos sistemas ópticos conocidos vemos de nuevo el buen comportamiento del dispositivo a la vez que se puede observar que el error se mantiene en la segunda cifra significativa para la matriz de Mueller del polarizador y de la lámina $\lambda/4$. Sin embargo, esto no ocurre así para la matriz de Mueller obtenida para la lámina $\lambda/2$. El motivo es que comparamos la matriz teórica de una lámina $\lambda/2$ de orden cero para la longitud de onda empleada con la matriz experimental de una lámina que sólo tiene esas características en otro lugar del espectro. Esto pone de manifiesto la importancia de un polarímetro capaz de moverse en un rango espectral importante.

2.4. Polarímetro Multiespectral

Una vez comprobado que el comportamiento del polarímetro es correcto intentaremos aumentar las posibilidades de trabajo del dispositivo experimental, en el mismo montaje, haciéndolo funcionar para varias longitudes de onda. Para ello sustituiremos el láser utilizado hasta ahora por un láser Ar:Kr multibanda sintonizable, de la factoría *Melles Griot*, con refrigeración por aire, que emite un haz linealmente polarizado. Las potencias máximas de emisión para las distintas bandas del espectro que se consideraron inicialmente estaban indicadas en las especificaciones del fabricante. Sin embargo, al trabajar con el láser se pudo comprobar que dichas especificaciones no eran correctas. No todas las longitudes del láser estaban reflejadas ni las potencias máximas asociadas parecían ser correctas. Por este motivo hubo que caracterizar de nuevo el láser, para lo que se utilizó un espectrógrafo de la casa *Ocean Optics*. En la Tabla 2.3 se muestran las potencias máximas de emisión obtenidas para las distintas bandas del espectro después de caracterizar de nuevo el láser. Sin embargo, con este láser tenemos la ventaja de que la intensidad de emisión puede ser controlada manualmente y su estabilidad está garantizada por medio de un mecanismo de realimentación que presenta el láser.

Para que el polarímetro funcione de manera adecuada con este nuevo láser es necesario cambiar las láminas retardadoras que forman parte del GEP y del AEP. Las láminas descritas hasta ahora eran láminas retardadoras de cuarto de onda de orden cero para 633 nm. Ahora, al introducir el nuevo láser necesitamos unas láminas que tengan un buen comportamiento para todas las longitudes de onda. Las nuevas láminas que sustituirán a las inciales son unas láminas acromáticas caracterizadas entre los 465 y los 610 nm.

Para la colocación de las láminas acromáticas se realizaron medidas de transmisión directa para dos configuraciones. En primer lugar se colocó una de las láminas (que llamaremos lámina 1) en la posición más cercana a la fuente láser y la lámina 2 en la más cercana al detector y se realizó una medida de la matriz de Mueller sin muestra. Luego se invirtió la posición de la láminas y se realizó una nueva medida de transmisión directa. Es interesante comentar que la operación de calibrado "reconoció" los datos de cada lámina independientemente de su posición. De ambas configuraciónes, fue la segunda la que presentó menor error, es decir, un ciclo más parecido al teórico, y la que se estableció definitivamente.

Una vez implementadas las nuevas modificaciones se comenzó a comprobar el comportamiento del dispositivo. Hubo que verificar que el comportamiento del polarímetro seguía siendo adecuado para las diferentes longitudes de onda y si los errores de las medidas se veían incrementados o se mantenían. Para ello, se realizaron

λ(nm)	454.6	457.9	462.1	465.8	473.0	476.2	482.5	488.0
Potencia Máxima (mW)	2	5	14	5	14	14	18	18
λ(nm)	496.5	501.7	514.5	520.8	530.9	568.2	647.1	676.4
Potencia Máxima (mW)	20	5	20	20	20	18	3	2

Tabla 2.3: Bandas de emisión del láser Ar:Kr

calibrados y medidas sin muestra para varias longitudes de onda, representativas de todo el espectro. Así los errores que aparecían eran debidos a un mal alineamiento y a la imperfección de los componentes, especialmente a los introducidos con posterioridad.

Finalmente, se realizaron medidas de una muestra de oro para diferentes ángulos de incidencia y longitudes de onda con las que se pudo estimar el índice de refracción del oro, dato fácilmente contrastable y que sirvió también como una nueva comprobación del buen funcionamiento del dispositivo experimental después de las modificaciones realizadas.

Capítulo 3

Resultados y Análisis

A continuación se exponen los resultados obtenidos a lo largo de este trabajo. En primer lugar se analizará el resultado de medir un sistema óptico algo más complejo que los ultilizados previamente como test. Se estudiará el comportamiento de los "cristales" de unas gafas que se utilizan para ver cine en 3D. Debido a la poca disponibilidad de tiempo, este estudio se realiza únicamente para una longitud de onda, concretamente para 633 nm, la correspondiente al láser He:Ne utilizado inicialmente. Sin embargo, es obvio que las gafas son un ejemplo de dispositivo cuyo funcionamiento debe ser correcto en un rango espectral importante, y por tanto un caso interesante para estudiar con la versión multiespectral que hemos conseguido durante este trabajo.

En segundo lugar, se mostrará el principal resultado multiespectral de este trabajo. Se trata de medidas sin muestra (calibrados) para varias de las longitudes de onda del láser Ar:Kr. Comprobaremos la efectividad de las modificaciones realizadas y si las posibilidades de trabajo del dispositivo experimental se han ampliado satisfactoriamente.

Finalmente, se realizará el estudio polarimétrico en reflexión de una oblea de oro. Se realizarán medidas de la muestra con diferentes longitudes de onda para 4 ángulos de incidencia distintos.

3.1. Gafas 3D

Una de las posibilidades para generar las dos imágenes diferentes (una para cada ojo) que necesita el cine 3D, y la más utilizada en la

Sistema óptico	Medida PCDR
R1	$\begin{pmatrix} 1{,}000 & 0{,}959 & 0{,}161 & 0{,}002 \\ 0{,}363 & 0{,}383 & 0{,}046 & -0{,}023 \\ 0{,}082 & 0{,}087 & 0{,}016 & -0{,}003 \\ 0{,}920 & 0{,}896 & 0{,}155 & 0{,}001 \end{pmatrix}$
R2	$\begin{pmatrix} 1{,}000 & 0{,}340 & 0{,}227 & 0{,}930 \\ 0{,}808 & 0{,}222 & 0{,}142 & 0{,}714 \\ 0{,}612 & 0{,}213 & 0{,}008 & 0{,}574 \\ 0{,}000 & -0{,}006 & -0{,}006 & 0{,}002 \end{pmatrix}$
L1	$\begin{pmatrix} 1{,}000 & 0{,}878 & 0{,}486 & 0{,}007 \\ 0{,}337 & 0{,}322 & 0{,}178 & -0{,}009 \\ 0{,}121 & 0{,}113 & 0{,}065 & -0{,}006 \\ -0{,}930 & 0{,}812 & -0{,}436 & 0{,}000 \end{pmatrix}$
L2	$\begin{pmatrix} 1{,}000 & 0{,}330 & 0{,}152 & -0{,}923 \\ 0{,}933 & 0{,}329 & 0{,}158 & -0{,}886 \\ 0{,}319 & 0{,}090 & 0{,}061 & -0{,}291 \\ 0{,}007 & -0{,}006 & 0{,}006 & -0{,}002 \end{pmatrix}$

Tabla 3.1: Medidas realizadas para unas gafas 3D

actualidad, es polarizar la luz emitida de forma circular dextrógira y levógira. De esta forma, a un ojo llegará la imagen con la polarización circular dextro y al otro ojo, con polarización levo. Este sistema tiene la ventaja, respecto a la polarización lineal tan utilizada anteriormente, que es insensible ante los giros del analizador (inclinación de cabeza del espectador). Por lo tanto, las gafas deben filtrar la luz polarizada de manera que el lado izquierdo sólo deje pasar la luz polarizada circularmente en un sentido y el lado derecho sólo deje pasar luz circularmente polarizada en sentido contrario. Esto se consigue utilizando una lámina $\lambda/4$ seguida de un polarizador lineal. Con estas medidas se intenta comprobar este comportamiento.

Estas medidas se realizaron con el láser He:Ne como fuente (longitud de onda 633 nm). Se miden ambos "cristales" incidiendo sobre cada uno por los 2 lados, obteniendo así 4 matrices de Mueller: dos para el "cristal" derecho, una incidiendo con el láser de manera inversa (desde el ojo), R1, y otra incidiendo de manera directa (hacia el ojo), R2, y dos matrices para el izquierdo: L1, con incidencia inversa y L2, con incidencia directa. Los resultados obtenidos se exponen en la Tabla 3.1.

La forma más adecuada y efectiva de analizar las matrices de Mueller obtenidas para este sistema sería utilizar un método de análisis matricial como la descomposición polar. Como estas herramientas quedan fuera del alcance de este trabajo, se hará aquí un análisis sencillo de las matrices obtenidas.

Para ello podemos considerar que incidimos sobre el sistema con luz despolarizada. El vector de Stokes correspondiente a la luz emergente vendrá dado por el producto de la matriz de Mueller del sistema y el vector de Stokes correspondiente a la luz despolarizada. Como el vector de Stokes asociado a un haz despolarizado es $\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}^T$, el vector de Stokes del haz emergente se corresponderá con la primera columna de la matriz del sistema.

Observando las matrices de Mueller obtenidas vemos que al incidir desde fuera y hacia el ojo (matrices R2 y L2) con luz despolarizada, el vector de Stokes emergente corresponde a un polarizador lineal con las características siguientes:

- R2: Un vector de Stokes $\begin{pmatrix} 1{,}00 & 0{,}81 & 0{,}61 & 0{,}00 \end{pmatrix}^T$representa una polarización lineal con azimut 18º.
- L2: Un vector de Stokes $\begin{pmatrix} 1{,}00 & 0{,}93 & 0{,}32 & 0{,}00 \end{pmatrix}^T$representa una polarización lineal con azimut 9º.

Es más, para cualquier luz incidente R2 y L2 producen luz linealmente polarizada ya que su último elemento es un polarizador lineal. Matricialmente eso viene dado por el hecho de que la última fila de R2 y L2 son ceros y por tanto también sería cero el elemento S_3 del vector de Stokes emergente.

Algo similiar ocurre con las matrices R1 y L1, obtenidas al incidir sobre el sistema de manera inversa (desde el ojo hacia la fuente). En esta ocasión, la primera columna de las matrices, es decir, los vectores de Stokes de los haces emergentes para luz incidente despolarizada, se asemejan a $\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & \pm 1 \end{pmatrix}^T$, que representa luz circular polarizada dextrógira ($+$) o levógira (-). En otras palabras, estos cristales, funcionando de forma inversa, son polarizadores circulares (ya que, de forma directa, no son otra cosa que analizadores circulares).

Las características del vector emergente para el caso anterior serían las siguientes:

- Un vector de Stokes $\begin{pmatrix} 1{,}0 & 0{,}3 & 0{,}1 & -0{,}9 \end{pmatrix}^T$ representa una polarización elíptica con azimut 10º y elipticidad 0.7.

Como se ha dicho anteriormente este análisis no es completo ni el más adecuado, pero nos permite entender de manera intuitiva el comportamiento de estos sistemas.

Finalmente, no hay que olvidar que existe un alto grado de despolarización en la parte interna de la matriz, por lo que es muy complicado extraer valores de magnitudes puras, como son el retardo y los azimuts.

3.2. Calibrado Multiespectral

El objetivo principal de este trabajo era ampliar el rango espectral del polarímetro. Para ello, se ha sustituido el láser He:Ne por un láser Ar:Kr multibanda cuyas longitudes de onda y potencias máximas asociadas están referidas en la Tabla 2.3. Además, también se han sustituido las láminas retadadoras antiguas por unas láminas $\lambda/4$ acromáticas caracterizadas para su trabajo entre 465 y 610 nm.

Para verificar que el comportamiento del polarímetro sigue siendo adecuado para las nuevas longitudes de onda se realizaron calibrados y medidas sin muestra para varias longitudes de onda, representativas de una amplia zona del espectro visible. De esta forma, los errores que aparecían eran debidos a un mal alineamiento y a la imperfección de los componentes, concretamente a los introducidos en las modificaciones ya que los test realizados antes de la colocación de estos elementos mostraban buenos resultados. Además, al realizar medidas sin muestra es muy fácil ver la magnitud de los errores ya que la matriz de Mueller de referencia en este caso es la matriz identidad $I_{4\times4}$.

En la Figura 3.1 se muestran los ciclos de Fourier obtenidos para las longitudes de onda empleadas.

Otro aspecto importante es que, al realizar los calibrados, obtenemos también los parámetros característicos del polarímetro entre los que se encuentran los desfases, δ_{L1} y δ_{L2}, introducidos por las láminas acromáticas colocadas. Estos desfases, junto con las matrices de Mueller de transmisión directa obtenidas para cada longitud de onda, se exponen en la Tabla 3.2. De nuevo, las matrices de la tabla se muestran normalizadas al valor m_{00} y con tres cifras decimales

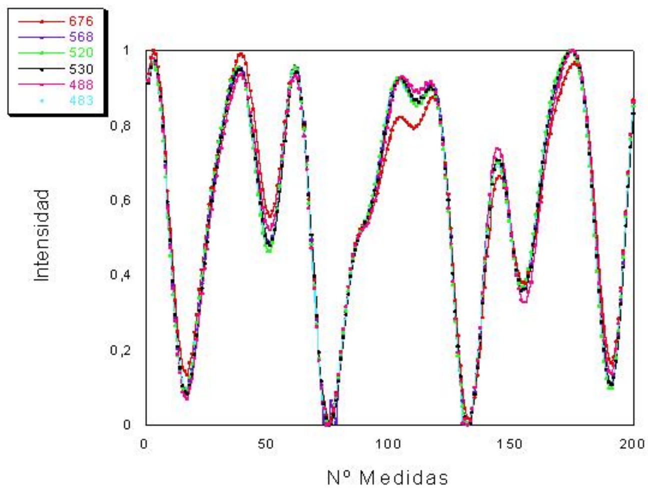

Figura 3.1: Ciclos de Fourier para varias longitudes de onda

de precisión.

A la vista de los ciclos de Fourier y las matrices de Mueller obtenidas puede concluirse que los resultados son muy buenos para las longitudes de ondas comprendidas entre los 483 nm y los 647 nm. Estas matrices difieren de la matriz unidad en aproximadamente el 1 %. Sin embargo, esta diferencia aumenta para la última longitud de onda, $\lambda = 676$ nm, donde el comportamiento de las láminas no es tan adecuado como para otras longitudes de onda. En este caso, el desfase introducido por las láminas se aleja de los 90º y el error se sitúa por encima del 1 %.

Con toda la información obtenida se llega además un resultado indirecto muy interesante. Ya que conocemos con precisión el desfase introducido por cada una de las láminas acromáticas se puede contrastar esta información con la facilitada por el fabricante. Esta comparativa se muestra en la Figura 3.2. En esta figura se han superpuesto los valores obtenidos experimentalmente para los desfases δ_{L1} y δ_{L2} a la gráfica proporcionada por el fabricante para dicho desfase.

Como se puede observar las láminas no son iguales. Además, el polarímetro es capaz de reconocer la posición de las láminas, es decir, si se intercambia el orden de las láminas, se intercambian también

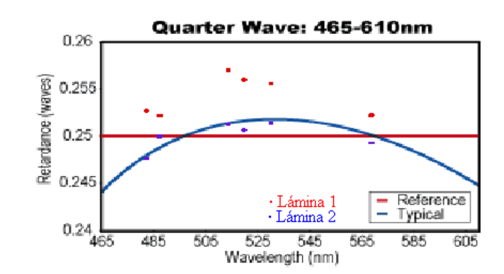

Figura 3.2: Valores experimentales de los desfases de las láminas acromáticas sobre la gráfica del fabricante [14].

los valores obtenidos para sus desfases. Por lo tanto, el polarímetro nos sirve para caracterizar con gran precisión los sistemas ópticos involucrados en su GEP y AEP.

λ/nm	Medida PCDR	δ_{L1} y δ_{L2}/º
483	$\begin{pmatrix} 1{,}000 & 0{,}003 & 0{,}000 & 0{,}001 \\ -0{,}001 & 0{,}997 & 0{,}004 & 0{,}001 \\ 0{,}001 & -0{,}006 & 0{,}999 & -0{,}001 \\ -0{,}002 & 0{,}001 & -0{,}001 & 0{,}996 \end{pmatrix}$	$\delta_{L1} = 91.05$ $\delta_{L2} = 89.22$
488	$\begin{pmatrix} 1{,}000 & 0{,}004 & 0{,}000 & -0{,}004 \\ -0{,}008 & 1{,}002 & 0{,}001 & 0{,}011 \\ 0{,}004 & -0{,}004 & 1{,}003 & -0{,}006 \\ -0{,}006 & 0{,}004 & 0{,}003 & 0{,}995 \end{pmatrix}$	$\delta_{L2} = 90.83$ $\delta_{L1} = 90.00$
514	$\begin{pmatrix} 1{,}000 & 0{,}000 & 0{,}002 & 0{,}002 \\ 0{,}002 & 0{,}999 & -0{,}003 & 0{,}000 \\ 0{,}000 & -0{,}000 & 0{,}999 & -0{,}010 \\ 0{,}000 & -0{,}003 & 0{,}001 & 0{,}995 \end{pmatrix}$	$\delta_{L2} = 92.49$ $\delta_{L1} = 90.55$
520	$\begin{pmatrix} 1{,}000 & 0{,}000 & 0{,}000 & 0{,}000 \\ 0{,}004 & 0{,}998 & 0{,}002 & 0{,}000 \\ 0{,}001 & 0{,}002 & 1{,}001 & -0{,}004 \\ 0{,}000 & 0{,}000 & 0{,}005 & 0{,}999 \end{pmatrix}$	$\delta_{L1} = 92.16$ $\delta_{L2} = 90.24$
530	$\begin{pmatrix} 1{,}000 & 0{,}000 & 0{,}000 & 0{,}002 \\ 0{,}000 & 1{,}001 & 0{,}001 & 0{,}000 \\ 0{,}000 & 0{,}000 & 1{,}001 & -0{,}011 \\ -0{,}001 & 0{,}000 & 0{,}005 & 0{,}996 \end{pmatrix}$	$\delta_{L1} = 92.01$ $\delta_{L2} = 90.57$
568	$\begin{pmatrix} 1{,}000 & 0{,}000 & 0{,}000 & 0{,}000 \\ 0{,}001 & 1{,}000 & 0{,}001 & 0{,}003 \\ 0{,}000 & 0{,}000 & 1{,}002 & -0{,}002 \\ -0{,}002 & 0{,}000 & 0{,}002 & 0{,}997 \end{pmatrix}$	$\delta_{L1} = 90.85$ $\delta_{L2} = 89.78$
647	$\begin{pmatrix} 1{,}000 & 0{,}002 & 0{,}002 & 0{,}006 \\ 0{,}004 & 0{,}997 & -0{,}003 & -0{,}002 \\ 0{,}000 & 0{,}000 & 1{,}000 & -0{,}020 \\ 0{,}004 & -0{,}001 & 0{,}000 & 0{,}996 \end{pmatrix}$	$\delta_{L1} = 88.01$ $\delta_{L2} = 86.38$
676	$\begin{pmatrix} 1{,}000 & 0{,}012 & -0{,}085 & 0{,}002 \\ -0{,}077 & 1{,}102 & 0{,}059 & -0{,}009 \\ 0{,}055 & -0{,}067 & 1{,}096 & 0{,}016 \\ -0{,}018 & 0{,}035 & 0{,}035 & 1{,}006 \end{pmatrix}$	$\delta_{L1} = 81.66$ $\delta_{L2} = 82.94$

Tabla 3.2: Medidas en transmisión directa para diferentes longitudes de onda

3.3. Oblea de Oro

Por último, se realizará el estudio polarimétrico en reflexión de una oblea de oro de espesor 100 nm para las longitudes de onda λ= 488, 520, 530 y 568 nm. Con los resultados obtenidos se puede obtener el índice de refracción complejo del material para cada lomgitud de onda. Para ello consideraremos la siguiente ecuación elipsométrica que relaciona la permitividad eléctrica relativa, ε, con los llamados parámetros elipsométricos [7]:

$$\varepsilon = \varepsilon_r - i\varepsilon_i = (n - ik)^2 = \sin^2\theta \left[1 + \tan^2\theta \left(\frac{1-\rho}{1+\rho}\right)^2\right] \tag{3.1}$$

donde θ es el ángulo de incidencia en la superficie de la muestra y ρ es el cociente complejo de los coeficientes de Fresnel paralelo y perpendicular al plano de reflexión [5]. La ecuación 3.2 relaciona el cociente de reflectancias ρ con los parámetros elipsométricos mediante su formulación compleja. Estos parámetros son el ángulo elipsométrico, ψ, y el desfase introducido en las componentes ortogonales del campo, Δ [8].

$$\rho = \tan\psi \mathrm{e}^{i\Delta} \tag{3.2}$$

Teniendo en cuenta los parámetros elipsométricos, la estructura de la matriz de Mueller normalizada para la reflexión en una superficie plana isótropa es la siguiente [8]:

$$M_{Au} = \begin{pmatrix} 1 & -\cos 2\psi & 0 & 0 \\ -\cos 2\psi & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \sin 2\psi \cos\Delta & \sin 2\psi \sin\Delta \\ 0 & 0 & -\sin 2\psi \sin\Delta & \sin 2\psi \cos\Delta \end{pmatrix} \tag{3.3}$$

Por lo tanto, si medimos la matriz de Mueller para diferentes ángulos de incidencia sobre la muestra podemos conseguir ψ y Δ y, a través de las ecuaciones 3.1 a 3.3, obtener la permitividad eléctrica relativa y el índice de refracción complejo del material en cuestión.

En nuestro caso, la muestra es una oblea plana de silicio sobre la que se depositó una capa de oro de 100 nm mediante técnicas avanzadas de *sputtering* o pulverización catódica [10]. En este proceso se produce la vaporización de los átomos de un material sólido (en nuestro caso oro) mediante el bombardeo de éste por iones energéticos. Estos átomos se depositan en la superficie de la oblea formando

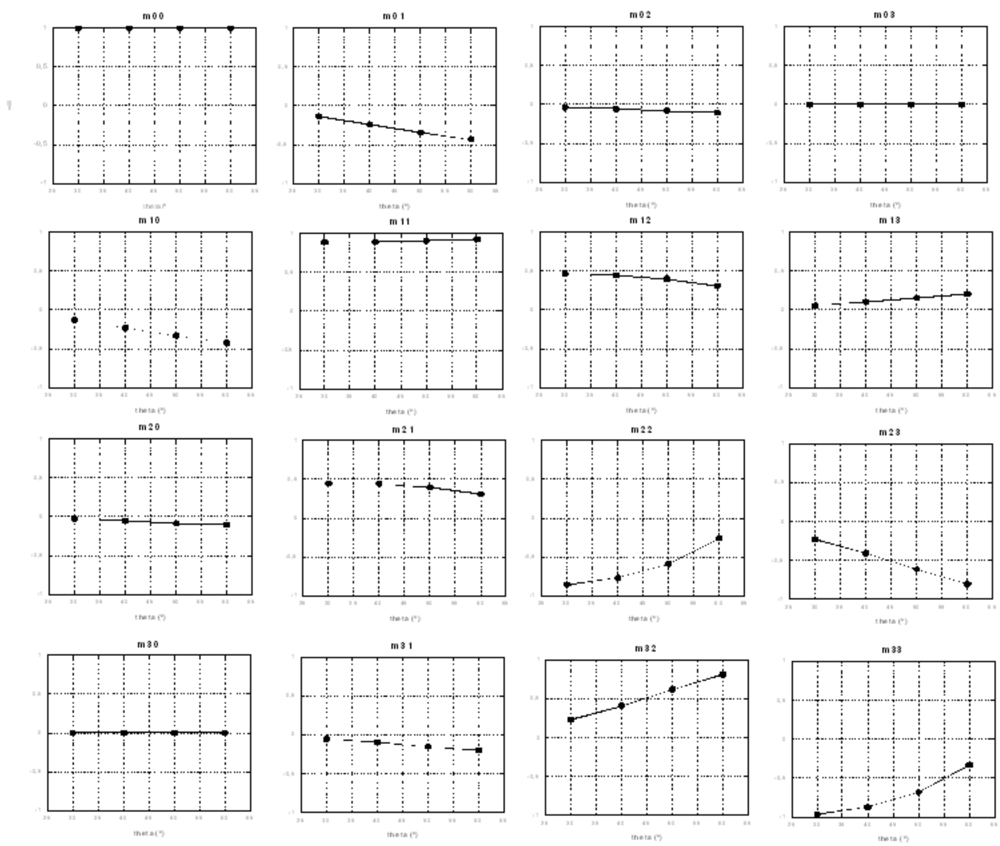

Figura 3.3: Evolución de la matriz de Mueller en función del ángulo de incidencia θ para $\lambda = 488$.

una capa de muy baja rugosidad y extremadamente uniforme. La muestra fue fabricada por Tekniker (Eibar, España).

Se realizaron medidas en reflexión de la muestra para 4 ángulos de incidencia, θ= 30º, 40º, 50º y 60º, para cada longitud de onda.

En la Figura 3.3 se expone la variación de los parámetros de la matriz de Mueller en función del ángulo de incidencia para λ= 488. Los mismos resultados se muestran en las Figuras 3.4, 3.5 y 3.6 para las longitudes de onda λ= 520 nm, λ= 530 nm y λ= 568 nm respectivamente.

A partir de la matriz obtenida para cada ángulo de incidencia y longitud de onda se han calculado los valores de los parámetros

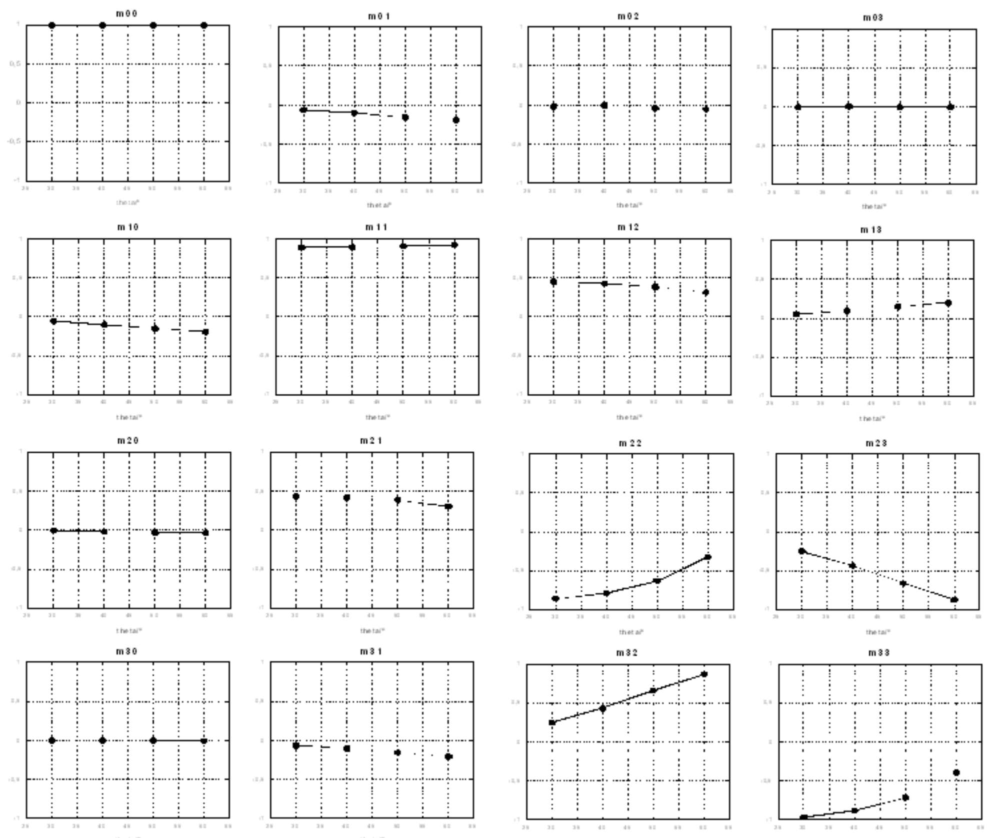

Figura 3.4: Evolución de la matriz de Mueller en función del ángulo de incidencia θ para $\lambda = 520$.

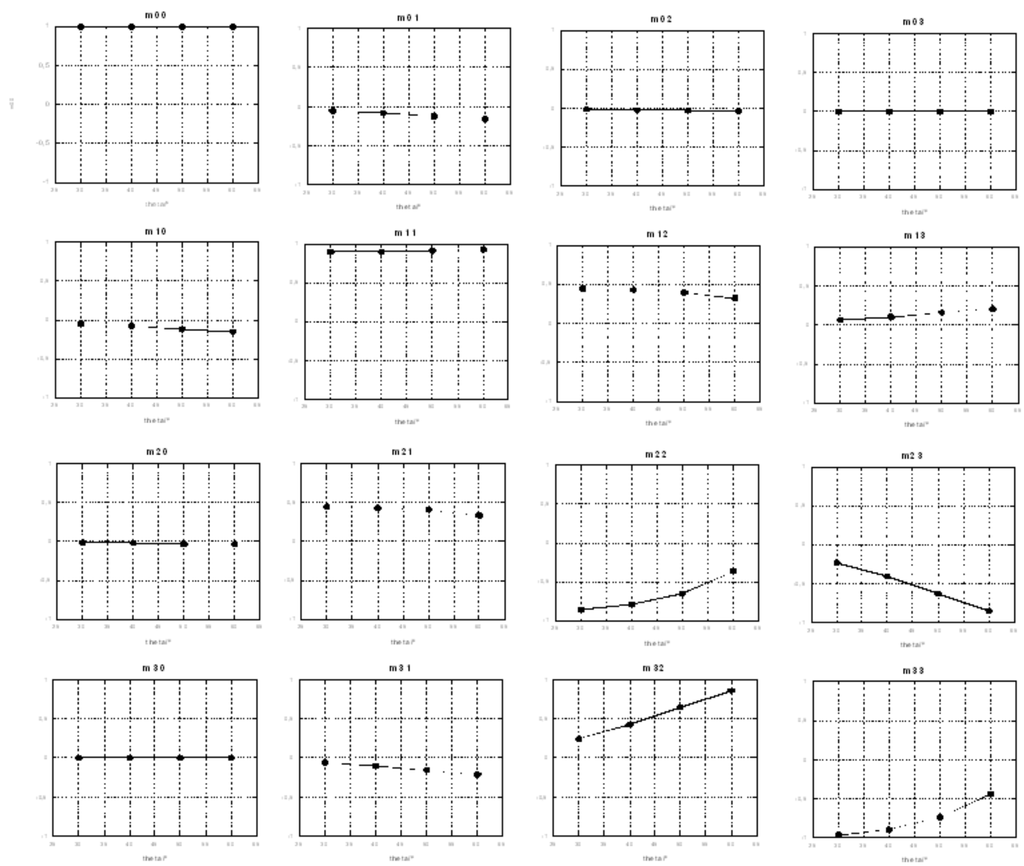

Figura 3.5: Evolución de la matriz de Mueller en función del ángulo de incidencia θ para $\lambda = 530$.

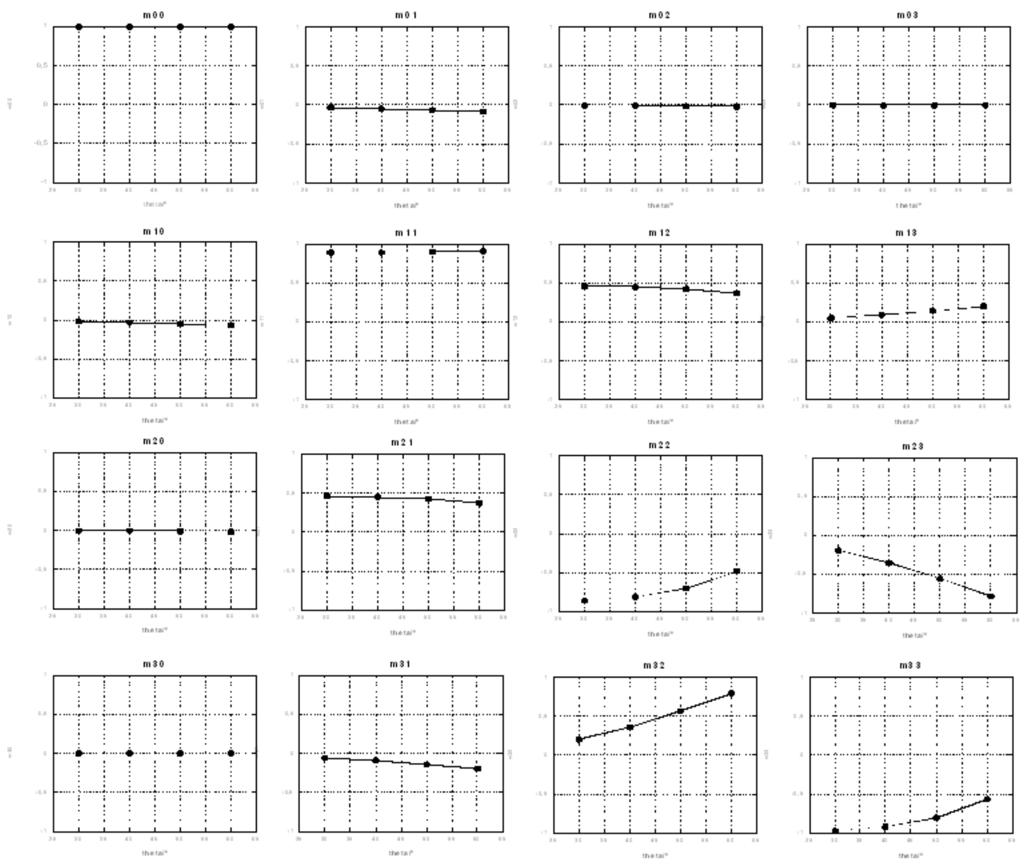

Figura 3.6: Evolución de la matriz de Mueller en función del ángulo de incidencia θ para $\lambda = 568$.

elipsométricos ψ y Δ, aplicando las ecuaciones 3.2 y 3.3. Los valores de los parámetros elipsométricos se introdujeron en la ecuacion 3.1 para calcular las propiedades ópticas del mismo (permitividad eléctrica relativa e índice de refracción).

De esta manera, para cada longitud de onda tenemos 4 valores (uno por cada ángulo de incidencia) del índice de refracción. En una muestra perfectamente plana, isótropa y de espesor infinito, los valores obtenidos deberían ser iguales para una misma longitud de onda, con independencia del ángulo de incidencia. Sin embargo, en el caso de nuestra muestra existen varias desviaciones respecto al comportamiento ideal:

- El espesor de la muestra es limitado y nanométrico (100 nm), lo cual hace que la luz pueda atravesarla e introducir irregularidades en la medida dependiendo del ángulo de incidencia (podía observarse el punto de impacto del láser por el envés de la muestra y su intensidad dependía del ángulo de incidencia).
- Pese a que la técnica de *sputtering* deposita el oro prácticamente átomo a átomo, las muestras siguen manteniendo, en general, un carácter rugoso superficial (rugosidad nanoscópica) que hace que su comportamiento se desvíe del ideal (superficie plana).

Con objeto de poder comparar los índices de refracción obtenidos con los aportados en la bibliografía, se procedió realizar un promedio de los valores para todos los ángulos de incidencia en función de la longitud de onda. En la Tabla 3.3 se exponen los resultados para el valor medio del índice de refracción complejo y su error para cada longitud de onda. Además, se muestran también los valores de referencia bibliográficos [11][12].

En este punto es necesario llamar la atención sobre la peculiaridad de la variación del índice de refracción entre referencias. Los índices, como se indica en los portales y referencias especializados [13], pueden variar para películas delgadas dependiendo de los parámetros de deposición. Por ejemplo, velocidades más altas de deposición darían lugar a nucleaciones de átomos más grandes y, por tanto, más rugosidad. Mientras que, tiempos más breves darían lugar a espesores de depósito menores.

Los valores medios de n y k difieren ligeramente de los valores proporcionados por la bibliografía, sin embargo el margen de variación está dentro de los que las propias referencias plantean entre sí. De acuerdo a lo expuesto anteriormente, para explicar esta diferencia hay que tener en cuenta que el espesor de la muestra es de 100 nm y que la técnica de sputtering introduce una rugosidad superficial nanométrica inherente. Todo esto, como hemos visto implica ciertas desviaciones en los resultados al no comportarse como una superficie especular plana e isótropa. Por tanto, las ecuaciones 3.1 y 3.3 no son exactas sino aproximadas, y la relación teórico-experimental produce variaciones en función del ángulo de incidencia y de la longitud de onda. Si el espesor de la muestra hubiera sido algo mayor, el láser se hubiera reflejado completamente y cabría esperar que los resultados mejoraran considerablemente al verse afectados únicamente por la rugosidad superficial.

λ (nm)	$\langle n \rangle$	Δn	$\langle k \rangle$	Δk	Referencia 1	Referencia 2
488	1.01	0.02	1.75	0.03	$n = 1.051$, $k = 1.822$	$n = 0.97$, $k = 1.85$
520	0.49	0.02	2.01	0.02	$n = 0.577$, $k = 2.184$	$n = 0.64$, $k = 2.05$
530	0.42	0.02	2.13	0.02	$n = 0.485$, $k = 2.371$	$n = 0.54$, $k = 2.16$
568	0.27	0.02	2.65	0.02	$n = 0.299$, $k = 2.894$	$n = 0.30$, $k = 2.59$

Tabla 3.3: Índices de refracción obtenidos para cada longitud de onda.

Capítulo 4

Resumen, Conclusiones y Perspectiva

Durante la realización de este trabajo se han llevado a cabo un conjunto de tareas de diversa índole. Los más importantes se enumeran a continuación:

- Tareas de revisión teórica: En primer lugar se revisaron los aspectos teóricos relativos a la polarización de la luz y a la acción de los sistemas sobre ella, prestando especial atención a los formalismos de Stokes y Mueller (principales estados de polarización, matrices de sistemas elementales como polarizadores y retardadores, matrices de sistemas en reflexión, matrices de sistemas despolarizantes, etc.)

- Tareas de manejo de un dispositivo polarimétrico: Comunicación en modo remoto con la instalación, alineamiento de cada sistema, calibrados de medidas en transmisión directa de algunos sistemas sencillos como polarizadores o láminas retardadoras. Caracterización de un elemento óptico comercial como son las gafas de 3D.

- Tareas de caracterización de un polarimétro multiespectral: Se introdujeron nuevos elementos en el dispositivo (láser Ar:Kr y láminas acromáticas) para ampliar el rango espectral de funcionamiento. Se caracterizaron independientemente las bandas de emisión del láser para seleccionar las líneas de trabajo.

- Medidas con un polarimetro multiespectral: Una vez implementadas las modificaciones en el dispositivo se realizaron calibrados y medidas de transmisión directa para varias longitudes de onda. De esta forma se obtuvo además un resultado indirecto muy interesante, conocimos con precisión el desfase introducido por cada una de las láminas acromáticas empleadas. Finalmente se realizaron medidas en reflexión de una oblea de silicio sobre la que se depositó una capa de oro. Con estas medidas se pudo deducir la dependencia espectral del índice refracción del Au en un intervalo del rango espectral visible, concordando con los datos disponibles en la bibliografía.

A la vista de los resultados obtenidos se puede concluir que, una vez calibrado, el PCDR es una herramienta con la que se puede caracterizar numerosos sistemas ópticos con gran precisión.

También se puede observar que el nuevo PCDR multiespectral cumple las espectativas sobre un conjunto de pruebas propuestas y es capaz de trabajar con la misma precisión en un amplio rango de longitudes de onda.

Por lo tanto, el PCDR es ahora una herramienta muy precisa que muestra su gran potencial sobre un rango espectral importante.

En relación con este trabajo existen una serie de perspectivas de futuro. Junto con los métodos de análisis matricial, como la descomposición polar, este polarímetro presenta un gran potencial para extraer información espectral de una gran variedad de sistemas. Entre ellos cabe citar:

- Superficies rugosas (superficies despolarizantes, Spectralon, ...)
- Caracterización de sistemas ópticos comerciales, como ya se ha hecho en este trabajo.
- Caracterización espectral de coloides.
- Estudio de sistemas densos, especialmente los que tengan actividad óptica.

Bibliografía

[1] J. Casas. *Óptica*. Zaragoza, 1994.

[2] E. Hecht. *Optics*. Addison-Wesley, 2002.

[3] J. M. Sanz. *Polarimetría de sistemas difusores con microestructuras de difusión múltiple*. Tesis doctoral UC.

[4] E. Collet. *Polarized light in fiber optics.* Lincroft, 2003.

[5] R. M. A. Azzam, N. M. Bashara. *Ellipsometry and polarized Light.* North Holland, 1987.

[6] R. A. Chipman. *Handbook of Optics*. OSA, 1996.

[7] H. Fujiwara. *Spectroscopic Ellipsometry: Principles and Applications.* Wiley.

[8] H. G. Tompkins, E. A. Irene. *Handbook of Ellipsometry*, Springer, 2005.

[9] J. M. Sanz, J. M. Saiz, F. González, F. Moreno. *Polar descomposition of the Mueller matrix: a polarimetric rule of thumb for square-profile surface structure recognition.* Applied Optics Vol 50, No 21. (2011)

[10] T. Schenkel et al. *Electronic Sputtering of Thin Conductors by Neutralization of Slow Highly Charged Ions.* Physical Review Letters 78: pp. 2481. (1997)

[11] E. D. Palik. *Handbook of Optical Constants of Solids.* Academic Press.

[12] L. G. Shulz. *The optical constants of silver, gold, copper and aluminum. 1) the absorption coefficient k and 2) the index of refraction n.* J. Opt. Soc. Am. , Vol. 44, No. 5, pp. 357-368 (1954).

[13] Luxpop, Index of refraction and photonics calculations, http://www.luxpop.com/

[14] Catálogo Edmund Optics