



BENEMÉRITA UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE PUEBLA

FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICO MATEMÁTICAS

**Generación de un vórtice óptico perfecto con
polarización estructurada por medio del
modulador espacial de luz de cristal líquido**

Tesis presentada para obtener el título de: Maestro en
Ciencias (Física Aplicada)

Presenta: Amador Tlapale Aguilar

Asesorado por: Dr. Andrey Sergeyevich Ostrovsky
Dr. Miguel Ángel Olvera Santamaría

Puebla, Puebla, Enero de 2020

Índice general

1. Introducción	4
2. Representación general de un vórtice óptico perfecto	6
2.1. Vórtices ópticos	6
2.2. Definición, propiedades y características generales del VOP . . .	7
2.2.1. Representación en términos de serie de Bessel	9
2.2.2. Representación en términos de pulsos rectangulares	12
2.3. Elementos de polarización	15
2.3.1. Elipse de polarización	15
2.3.2. Parámetros de Stokes	18
2.3.3. Esfera de Poincaré	22
2.4. Conclusiones	23
3. Modulador espacial de luz de cristal líquido PLUTO VIS	24
3.1. Modulador espacial de luz de cristal líquido MEL-CL	24
3.1.1. Funcionamiento del MEL-CL	24
3.2. Modelo físico-matemático del MEL-CL	26
3.3. Modulador espacial de luz de cristal líquido modelo PLUTO-VIS de reflexión	29
3.4. Conclusiones	29
4. Técnica de generación de un vórtice perfecto polarizado	30
4.1. Haces vectoriales con vórtice perfectos y no perfectos	30
4.2. Bases de polarización para la generación de haces vectoriales . .	31
4.2.1. Polarización radial y azimutal	31
4.2.2. Distribución de polarización arbitraria	31
4.3. Generación de un vórtice óptico perfecto cilíndricamente polarizado	34
4.4. Conclusiones	36
5. Experimentos y resultados	37
5.1. Caracterización de la polarización mediante polarimetría de Stokes	37
5.1.1. Determinación de los parámetros de Stokes	37
5.1.2. Caracterización de la polarización	39

5.2. Arreglo experimental para la generación de un vórtice perfecto polarizado	45
5.3. Conclusiones	51
6. Conclusiones generales	52

Resumen

En este trabajo se presenta un método para generar de manera dinámica un Vórtice Óptico Perfecto (VOP) con estructura de polarización, tanto de manera teórica como experimentalmente, y se buscarán posibles aplicaciones en un sistema de enfocamiento y micromanipulación. Dicho campo óptico es generado utilizando hologramas sintéticos de fase, los cuales ofrecen una buena eficiencia y calidad de reconstrucción. Los hologramas son implementados experimentalmente por medio de un modulador espacial de luz de cristal líquido de reflexión, MEL-CL modelo PLUTO VIS, marca Holoeye.

Capítulo 1

Introducción

El Vórtice Óptico Perfecto (VOP), introducido por primera vez por Ostrovsky et al.[1], constituye una herramienta muy importante en aplicaciones como pinzas ópticas, micro-manipulación y formación de haces. Se han desarrollado diversas técnicas para generarlos incluyendo q-plates, axicones y moduladores espaciales de luz de cristal líquido (MEL CL). Sin embargo, hasta ahora las técnicas de generación de un VOP han sido desarrollados en el caso escalar por lo que las posibles ventajas y aplicaciones del caso vectorial quedan por ser investigadas.

El estudio de campos ópticos, se divide en campos ópticos escalares y campos ópticos vectoriales. Para los primeros se requiere de una descripción puramente escalar por lo cual es suficiente conocer su amplitud y fase. En tanto que para los campos ópticos vectoriales además de conocer la amplitud y fase, también es necesario conocer el estado de polarización de la luz. En este trabajo se aborda la definición de un vórtice óptico perfecto con estructura espacial de polarización. En particular se define un vórtice óptico perfecto cilíndricamente polarizado en términos de una base de polarización para vórtices ópticos. Se propone una nueva técnica para su generación experimental basada, a diferencia del tratamiento estándar en términos de una transformada de Fourier, en un sistema de formación de imagen $4f$, que incorpora un modulador espacial de luz de cristal líquido (rotado por 45° respecto a su eje activo) en la entrada del sistema, seguido de una placa de cuarto de onda con su eje activo alineado con la vertical con respecto del sistema de referencia de laboratorio.

Esta nueva técnica permite caracterizar in situ la carga topológica del VOP y determinar su distribución de polarización empleando polarimetría de Stokes. Para la caracterización de la polarización se tiene en cuenta que tan importante como el diseño de sistemas ópticos que permitan sintetizar haces con las propiedades deseadas también lo es la caracterización de los mismos. Para ello, se deben utilizar parámetros que proporcionen información relevante sobre las características del haz que se pretende estudiar. Tales parámetros, se deben definir exigiendo que sean válidos para haces arbitrarios, que se puedan determinar

analíticamente o numéricamente y que sean medibles.

Actualmente los sistemas de despliegue más empleados en holografía sintética son los moduladores espaciales de luz basados en tecnología de cristal líquido MEL-CL. Éstos son dispositivos programables capaces de modificar en tiempo real la amplitud o fase de un campo óptico. Por todo lo mencionado se considera que la simplicidad y versatilidad de la técnica propuesta será de utilidad para el desarrollo de nuevas rutas de investigación en óptica.

OBJETIVO GENERAL

Desarrollo teórico y experimental de un vórtice óptico perfecto con polarización estructurada usando un modulador espacial de luz de cristal líquido de reflexión.

OBJETIVOS ESPECÍFICOS

1. Determinar el estado del arte de la teoría de vórtices ópticos perfectos vectoriales.
2. Desarrollar el modelo teórico de un vórtice perfecto polarizado con estructura radial y azimutal.
3. Implementar los algoritmos numéricos para generar las señales de control a ser desplegadas en el modulador para sintetizar el vórtice polarizado.
4. Desarrollar un método experimental para generar polarización cilíndrica
5. Implementar un método numérico y experimental, basado en polarimetría de Stokes para caracterizar la polarización de los campos obtenidos.
5. Buscar posibles aplicaciones del vórtice propuesto en particular en enfocamiento y micromanipulación.
7. Publicar los resultados obtenidos en una revista indizada con arbitraje internacional.

ESTRUCTURA DE LA TESIS

El contenido de esta tesis a partir del Capítulo 2, comienza con el marco teórico sobre vórtices ópticos y las distintas representaciones del vórtice óptico perfecto. En el Capítulo 3 se ocupa para mostrar algunas características y propiedades del modulador espacial de luz de cristal líquido modelo PULTO VIS. En el Capítulo 4 se presenta una técnica de generación del vórtice perfecto polarizado en términos de una base de polarización para haces vectoriales. La parte del arreglo experimental para el vórtice perfecto polarizado y resultados se explican en el Capítulo 5. Por último, en el Capítulo 6 se dan las conclusiones de este trabajo.

Capítulo 2

Representación general de un vórtice óptico perfecto

En este capítulo se describe brevemente el concepto de vórtice óptico iniciando por su definición matemática y propiedades físicas. A continuación se presenta la definición, propiedades y características del vórtice óptico perfecto y se muestran dos técnicas para generarlo, mediante un sistema $2f$ de transformada de transformada de Fourier, que incorpora un modulador espacial de luz de cristal líquido MEL-CL en su entrada.

2.1. Vórtices ópticos

Se puede definir un vórtice óptico como un haz de luz cuyo frente de onda se propaga de forma helicoidal a lo largo de su eje de propagación y tiene la característica de que al ser proyectado en una pantalla plana produce una distribución de intensidad en forma de anillos con una singularidad de fase y por tanto cero amplitud de campo en el centro, en un vórtice óptico la fase está cambiando de acuerdo con la expresión

$$\exp(i\nu\theta), \tag{2.1}$$

donde θ es el ángulo azimutal en coordenadas polares y ν es la carga topológica. El parámetro ν es un número entero cuyo signo proporciona el sentido de giro de la fase y su magnitud indica el número de saltos 2π en el frente de onda, Figura 2.1, este parámetro le proporciona al vórtice momento orbital angular, lo que le da a su vez la capacidad de inducir torque en la materia [2]. Por esta razón, han sido utilizados extensamente en arreglos de pinzas ópticas y micromanipulación.

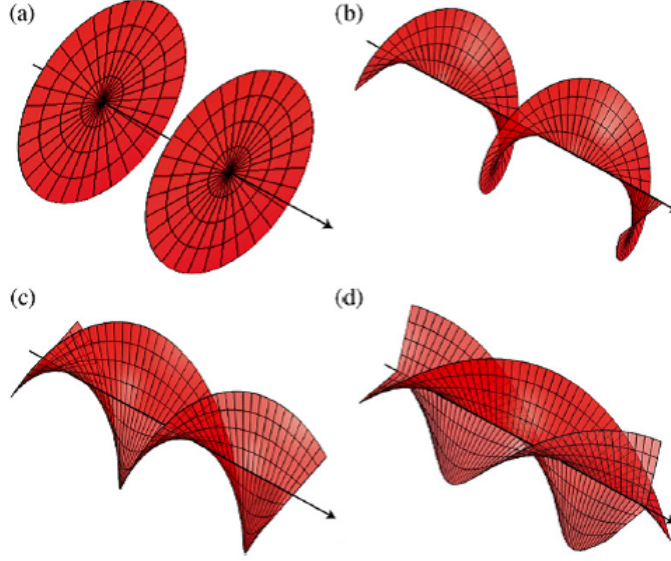


Figura 2.1: Frentes de onda para cargas topológicas (a) $\nu = 0$, (b) $\nu = 1$, (c) $\nu = 2$, (d) $\nu = 3$.

2.2. Definición, propiedades y características generales del VOP

Se puede comprender la generación del vórtice óptico perfecto, a partir de la transformada de Fourier [3] en dos dimensiones para un sistema óptico dado por la siguiente expresión

$$T(p, q) = U_0 \int \int_{-\infty}^{\infty} t(x, y) \exp\left(\frac{-i2\pi}{\lambda f}(px + qy)\right) dx dy, \quad (2.2)$$

donde $t(x, y)$ es la transmitancia del objeto, λ es la longitud de onda y f es la distancia focal de la lente. Aplicando un cambio a coordenadas polares, tenemos

$$r^2 = x^2 + y^2, x = r \cos \phi, y = r \sin \phi, \phi = \arctan \frac{y}{x} \quad (2.3)$$

$$\rho^2 = p^2 + q^2, p = \rho \cos \theta, q = \rho \sin \theta, \theta = \arctan \frac{q}{p} \quad (2.4)$$

y así entonces la transformada de Fourier se escribe

$$T(\rho, \theta) = U_0 \int_0^{\infty} \int_0^{2\pi} t(r, \phi) \exp\left(\frac{-i2\pi}{\lambda f} \rho r \cos(\phi - \theta)\right) r dr d\phi. \quad (2.5)$$

Se puede analizar de manera sencilla la formación de vórtices ópticos a partir del esquema presentado en la Figura 2.2.

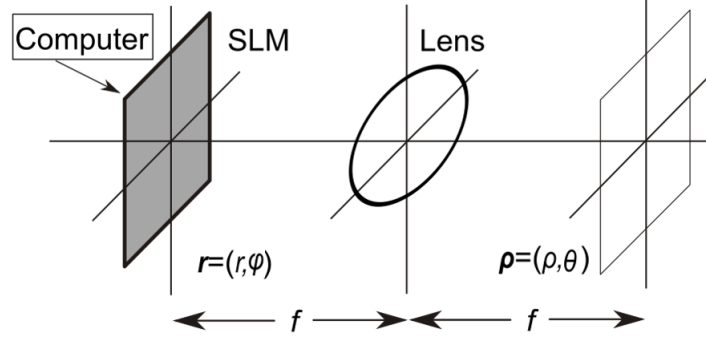


Figura 2.2: Sistema $2f$ de transformada de Fourier.

Si elegimos a las funciones

$$t_1(\rho, \theta) = \exp(i\nu\theta), t_2(\rho, \theta) \simeq \delta(\rho - \rho_0), \quad (2.6)$$

para que sean las correspondientes a un vórtice óptico de carga topológica ν y un anillo delgado respectivamente.

Sustituyendo en la versión inversa de (2.5) el valor $t(\rho, \theta) = t_1(\rho, \theta)t_2(\rho, \theta)$ y realizando un cambio de variable $\theta = \alpha + \phi$, entonces con $d\theta = d\alpha$ resulta

$$t(r, \phi) = U_0 \int_0^\infty \int_0^{2\pi} \exp(i\nu(\alpha + \phi)) \delta(\rho - \rho_0) \exp\left(\frac{i2\pi}{\lambda f} \rho r \cos \alpha\right) \rho d\rho d\alpha \quad (2.7)$$

luego, agrupando constantes y arreglando el orden de las integrales, la expresión anterior se reescribe como

$$t(r, \phi) = U_0 \exp(i\nu\phi) \int_0^\infty \rho \delta(\rho - \rho_0) \int_0^{2\pi} \exp(i\nu\alpha) \exp\left(\frac{i2\pi}{\lambda f} \rho r \cos \alpha\right) d\rho d\alpha \quad (2.8)$$

en este punto resulta útil aplicar en la ecuación (2.9) la identidad de Bessel

$$J_\nu(x) = \frac{i^{-\nu}}{2\pi} \int_0^{2\pi} \exp(i\nu\varphi) \exp(ix \cos \varphi) d\varphi, \quad (2.9)$$

para la parte angular y la propiedad de filtración de la función Delta para la parte radial, así la transformada de Fourier toma la forma

$$t(r, \phi) = A_0 \exp(i\nu\phi) \rho_0 J_\nu\left(\frac{2\pi}{\lambda f} \rho_0 r\right), \quad (2.10)$$

donde $A_0 = 2\pi i^\nu U_0$. La señal de la ecuación (2.10) posee un vórtice óptico dado por $\exp(i\nu\phi)$, mientras que su intensidad está dada por

$$I(r, \phi) = A_0^2 \rho_0^2 J_\nu^2 \left(\frac{2\pi}{\lambda_f} \rho_0 r \right). \quad (2.11)$$

Al graficar los perfiles de intensidad para distintas cargas topológicas se observa que la intensidad del vórtice resulta proporcional a la función $J_\nu^2 \left(\frac{2\pi}{\lambda_f} \rho_0 r \right)$ donde su radio es linealmente proporcional a la carga topológica ν y solo una parte de la energía se concentra en el anillo central.

Las técnicas conocidas para generar haces de vórtice óptico exhiben una dependencia lineal entre radio y carga topológica. Sin embargo muchas aplicaciones en atrapamiento óptico y micromanipulación requieren una gran cantidad de carga topológica y un radio pequeño simultáneamente. Por tal motivo Ostrovsky [1,4] ha propuesto un nuevo tipo de vórtice óptico libre de este defecto conocido como vórtice óptico perfecto.

Finalmente se puede agregar que un vórtice perfecto se puede representar como un haz de distribución transversal de energía representado por el modelo matemático ideal

$$g_\nu(\rho, \theta) = \delta(\rho - \rho_0) \exp(i\nu\theta), \nu = 1, 2, 3... \quad (2.12)$$

donde (ρ, θ) son las coordenadas polares en la sección transversal del haz y δ es la función delta de Dirac, en la cual ρ_0 es el radio del vórtice.

2.2.1. Representación en términos de serie de Bessel

Ahora bien, la función anterior puede ser expandida en una serie Fourier Bessel [5] dada por la expresión

$$g_\nu(\rho) = \sum_{n=1}^N c_{\nu,n} J_\nu \left(\alpha_{\nu,n} \frac{\rho}{a} \right), 0 \leq \rho \leq a, \nu \geq -1 \quad (2.13)$$

donde

$$c_{\nu,n} = \frac{2}{a^2 [J_{\nu+1}(\alpha_{\nu,n})]^2} \int_0^a g_\nu(\rho) J_\nu \left(\alpha_{\nu,n} \frac{\rho}{a} \right) \rho d\rho \quad (2.14)$$

son los coeficientes que caracterizan a la función $g_\nu(\rho)$, $J_\nu \left(\alpha_{\nu,n} \frac{\rho}{a} \right)$ es la función de Bessel de primer tipo y orden ν y $\alpha_{\nu,n}$ es la n -ésima raíz de la función $J_\nu \left(\alpha_{\nu,n} \frac{\rho}{a} \right)$. Asumiendo que $a > 0$, se sustituye la ecuación (2.13) dentro de la ecuación (2.12) y utilizando la propiedad de filtración de la función δ , el vórtice óptico queda representado por la serie

$$g_\nu(\rho) \propto \text{circ} \left(\frac{\rho}{a} \right) \exp(i\nu\theta) \sum_{n=1}^{\infty} \frac{J_\nu \left(\alpha_{\nu,n} \frac{\rho_0}{a} \right)}{J_{\nu+1}(\alpha_{\nu,n})^2} J_\nu \left(\alpha_{\nu,n} \frac{\rho}{a} \right) \quad (2.15)$$

Los perfiles de intensidad correspondientes a la Ecuación (2.15) para dos vórtices con radio $\rho_0 = 0,5a$ y cargas topológicas (a) $\nu = 1$ y (b) $\nu = 10$ se muestran en

la Figura 2.3. En las imágenes siguientes, el número de términos usados en la sumatoria fue 40.

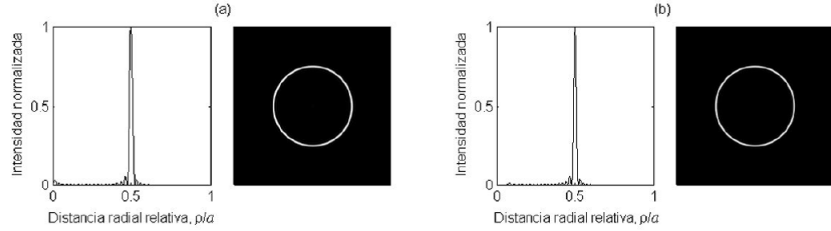


Figura 2.3: Patrones de intensidad de la ecuación (2.14) para vórtices con carga topológica (a) $\nu = 1$ y (b) $\nu = 10$.

A fin de realizar ópticamente la operación anterior, la transmitancia del MEL-CL se conforma por una serie de N anillos con modulación de fase azimutal separados por regiones opacas donde no hay transmisión de luz; estos espacios entre los anillos utilizan hologramas binarios en forma de tableros de ajedrez. Alternando un retardo de fase de $\pi/2$ entre las casillas, el promedio de luz transmitida es cero.

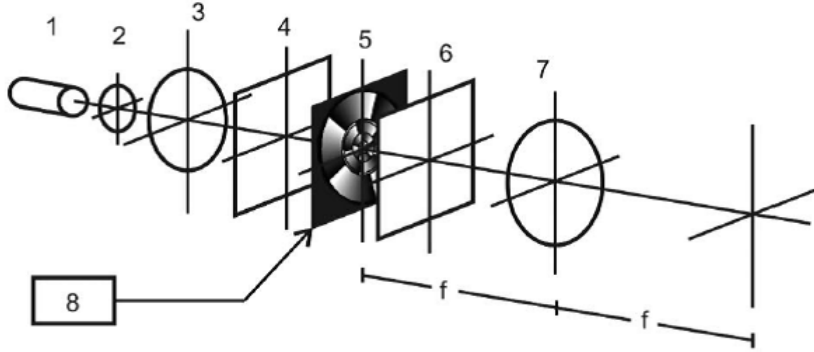


Figura 2.4: Sistema óptico para generar el vórtice perfecto. 1- láser; 2,3 - expansor de haz; 4,6 - polarizadores; 5 -MEL-CL; 7- lente con distancia focal f ; 8 - computadora.

Suponiendo que los anillos de fase son lo suficientemente delgados, la función de transmitancia del MEL-CL es proporcional a

$$t_\nu(r, \phi) \propto \sum_{n=1}^{\infty} \alpha_{\nu,n} \beta_{\nu,n} \exp(i\nu(\phi - \phi_{\nu,n})) \delta(r - r_{\nu,n}) \quad (2.16)$$

donde (r, ϕ) son las coordenadas polares, $\beta_{\nu,n}$ es el grosor del n -ésimo anillo, $\phi_{\nu,n}$ su retardo de fase inicial y

$$r_{\nu,n} = \frac{\alpha_{\nu,n}}{\alpha_{\nu,N}} R \quad (2.17)$$

sus radios respectivos, siendo R el radio de la zona activa del MEL-CL (píxeles, centímetros). La señal óptica a la salida del arreglo de la Figura 2.4 se calcula por medio de la transformada de Fourier en coordenadas polares

$$U_\nu(\rho, \theta) \propto \int_0^\infty \int_0^{2\pi} t_\nu(r, \phi) \exp\left(\frac{-i2\pi}{\lambda f} \rho r \cos(\phi - \theta)\right) r dr d\phi. \quad (2.18)$$

donde λ es la longitud de onda de iluminación y f la distancia focal de la lente. A continuación, se sustituye la transmitancia (2.16) dentro de la ecuación (2.18) y se aplica el cambio de variable $\varphi = \phi - \theta$, $d\varphi = d\theta$. De esta forma, utilizando la identidad

$$J_\nu(x) = \frac{i^{-\nu}}{2\pi} \int_0^{2\pi} \exp(i\nu\varphi) \exp(ix \cos \varphi) d\varphi, \quad (2.19)$$

y aprovechando la propiedad de filtración de la función Delta se obtiene la señal óptica

$$U_\nu(\rho, \theta) \propto \exp(i\nu\theta) \sum_{n=1}^N \alpha_{\nu,n}^2 \beta_{\nu,n} \exp(i\nu\phi_{\nu,n}) J_\nu\left(\frac{2\pi R \alpha_{\nu,n}}{\lambda f \alpha_{\nu,N}}\right) \quad (2.20)$$

comparando la ecuación anterior con la Ecuación (2.18) se encuentra que

$$\alpha_\nu = \frac{\lambda f \alpha_{\nu,N}}{2\pi R} \quad (2.21)$$

$$\beta_{\nu,n} \propto \frac{J_\nu\left(\alpha_{\nu,n} \frac{\rho_0}{\alpha_\nu}\right)}{\alpha_{\nu,n}^2 [J_{\nu+1}(\alpha_{\nu,n})]^2} \quad (2.22)$$

$$\phi_{\nu,n} = 0, \text{ si } J_\nu\left(\alpha_{\nu,n} \frac{\rho_0}{\alpha_\nu}\right) \geq 0 \quad (2.23)$$

$$\phi_{\nu,n} = \frac{\pi}{\nu}, \text{ si } J_\nu\left(\alpha_{\nu,n} \frac{\rho_0}{\alpha_\nu}\right) < 0 \quad (2.24)$$

respectivamente. Finalmente, la señal óptica en la salida del sistema óptico presentado en la Figura 2.4 se escribe como

$$U_\nu(\rho, \theta) \propto \exp(i\nu\theta) \sum_{n=1}^N \frac{J_\nu\left(\alpha_{\nu,n} \frac{\rho_0}{\alpha_\nu}\right)}{[J_{\nu+1}(\alpha_{\nu,n})]^2} J_\nu\left(\alpha_{\nu,n} \frac{\rho}{\alpha_\nu}\right) \quad (2.25)$$

La ecuación anterior representa la aproximación finita de la expresión (2.13), la cual se extiende en todo el rango $(0, \infty)$ de la coordenada ρ . En la Figura 2.5 se grafican los perfiles de intensidad correspondientes a (2.25) para dos vórtices con radio $\rho_0 = 1\text{mm}$ y cargas topológicas $\nu = 1$ y $\nu = 10$, donde se ha elegido el valor típico $\lambda f/2\pi R = 0,01\text{mm}$.

Como puede observarse en la Figura 2.5, la parte central de la señal óptica es justamente el vórtice cuyo radio es independiente de la carga topológica graficado en la Figura 2.3. Los anillos laterales pueden ser eliminados por medio de una máscara que permita pasar el anillo central, la cual se coloca justo después del plano focal de la lente de Fourier.

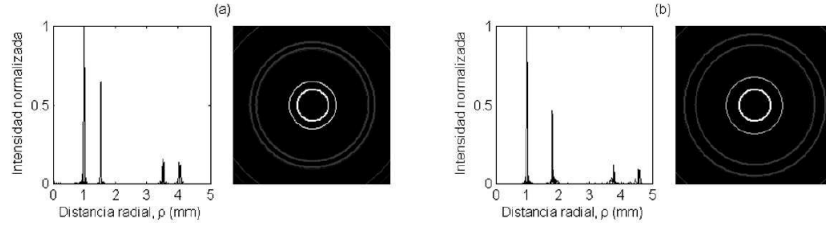


Figura 2.5: Patrones de intensidad de la ecuación (2.25) para vórtices con carga topológica (a) $\nu = 1$ y (b) $\nu = 10$ y radio $\rho_0 = 1\text{mm}$.

2.2.2. Representación en términos de pulsos rectangulares

Se comienza partiendo de la definición del vórtice óptico perfecto como un haz óptico con una distribución transversal de amplitud compleja dada por el modelo ideal de la ecuación

$$g_\nu(\rho, \theta) = \delta(\rho - \rho_0) \exp(i\nu\theta), \quad (2.26)$$

Tal vórtice puede generarse aproximadamente por un sistema óptico de transformada de Fourier. Se sabe también que la distribución de amplitud compleja en los planos focales posterior (ρ, θ) y frontal (r, ϕ) de este sistema están relacionadas por la transformada de Fourier, i.e

$$U(\rho, \theta) = U_0 \int_0^\infty \int_0^{2\pi} U(r, \phi) \exp\left(\frac{-i2\pi}{\lambda f} \rho r \cos(\phi - \theta)\right) r dr d\phi. \quad (2.27)$$

donde λ es la longitud de onda de iluminación y f es la longitud focal de la lente transformadora de Fourier. Entonces, reemplazando $U(\rho, \theta)$ en la versión inversa de la ecuación (2.24) por $g_\nu(\rho, \theta)$ de la ecuación (2.26) y usando la propiedad de filtrado de la función delta junto con la representación de la función de Bessel de primer tipo y enésimo orden.

$$J_\nu(x) = \frac{i^{-\nu}}{2\pi} \int_0^{2\pi} \exp(i\nu\varphi) \exp(ix \cos \varphi) d\varphi, \quad (2.28)$$

se encuentra que, para obtener el vórtice óptico perfecto, la señal de entrada debe ser escogida de acuerdo con

$$U(r, \phi) \propto J_\nu \left(\frac{2\pi}{\lambda f} r \rho_0 \right) \exp(i\nu\phi) \quad (2.29)$$

La señal óptica, ecuación (2.29), puede obtenerse mediante el empleo de dos moduladores que modifican la amplitud y la fase del campo de iluminación, respectivamente. Para emplear solamente un modulador de fase, usando la aproximación de ancho de pulso de la función de Bessel en la ecuación (2.29) mostrada en la Figura 2.6 para valores positivos de ν y descrita para

$$J_\nu \left(\frac{2\pi}{\lambda f} r \rho_0 \right) \approx \sum_{n=1} (-1)^{n-1} \text{rect} \left(\frac{r - r_{\nu,n}}{\delta r_{\nu,n}} \right), \quad (2.30)$$

donde $\text{rect}(r)$ la función rectángulo, $r_{\nu,n}$ es la n -ésima raíz de la ecuación

$$\frac{d}{dr} J_\nu \left(\frac{2\pi}{\lambda f} r \rho_0 \right) = 0 \quad (2.31)$$

y

$$\delta r_{\nu,n} \propto \frac{|J_\nu(2\pi r_{\nu,n} \rho_0) / \lambda f|}{|J_\nu(2\pi r_{\nu,1} \rho_0) / \lambda f|}. \quad (2.32)$$

Entonces, el campo dado por la ecuación (2.26) puede reproducirse aproximadamente transmitiendo una onda plana uniforme a través de una pantalla de fase formada por una serie de anillos concéntricos con transmitancia de amplitud total

$$T(r, \phi) = \exp \left(\frac{i2\pi}{\lambda f} x_0 x \right) \sum_{n=1} \text{rect} \left(\frac{r - r_{\nu,n}}{\delta r_{\nu,n}} \right) \exp(i\nu(\phi - \phi_{\nu,n})), \quad (2.33)$$

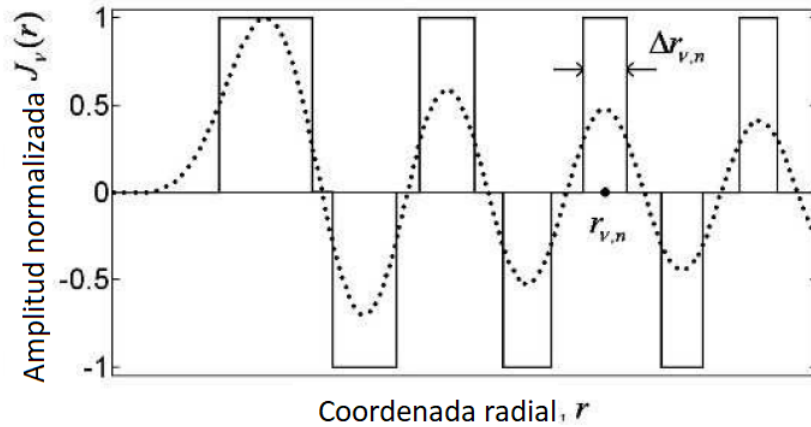


Figura 2.6: Aproximación ancho de pulso de la función Bessel.

los cuales están separados por una serie de anillos concéntricos complementarios con transmitancia de amplitud total

$$T(r, \phi) = \exp\left(\frac{i2\pi}{\lambda f} x_0 x\right) \sum_{n=1} \text{rect}\left(1 - \frac{r - r_{\nu,n}}{\delta r_{\nu,n}}\right). \quad (2.34)$$

En la ecuación (2.33) $\phi_{\nu,n}$ toma valor 0 para n impar y $\pi/2$ para par. El factor de fase $\exp(\pm i2\pi/\lambda f x_0 x)$ en la ecuación (2.33) y (2.34) se introduce para separar los resultados de la modulación útil de la luz parasitaria que pasa a través de los espacios entre los anillos de modulación, tal que el vórtice generado esté centrado en la position $(x' = -x_0, y' = 0)$. Dado que la modulación de la señal óptica especificada en las ecuaciones y tiene modulo unitario en todos los puntos, puede ser efectivamente realizado empleando un modulador espacial comercial controlado por computadora operada en modo de fase.

Usando las Ecuaciones (2.26) y (2.27-2.34), se encuentra que la señal centrada en los puntos $(x' = -x_0, y' = 0)$. en el plano de salida del sistema óptico de transformada de Fourier

$$U(\rho, \theta) = \exp(i\nu\theta) \sum_n (-1)^{n-1} \int_{r_{\nu,n}-\delta r_{\nu,n}/2}^{r_{\nu,n}+\delta r_{\nu,n}/2} J_\nu\left(\frac{2\pi}{\lambda f} r \rho_0\right) r dr. \quad (2.35)$$

Tomado en cuenta que el factor exponencial en la Ecuación (2.35) reproduce exactamente el frente de onda helicoidal requerido, computando solamente la distribución de intensidad

$$I(\rho) = \left| \sum_n (-1)^{n-1} \int_{r_{\nu,n}-\delta r_{\nu,n}/2}^{r_{\nu,n}+\delta r_{\nu,n}/2} J_\nu\left(\frac{2\pi}{\lambda f} r \rho_0\right) r dr \right|, \quad (2.36)$$

donde N es un parámetro de truncado. Los resultados computados para $\rho_0 = 1\text{mm}$, $N = 20$, y dos valores diferentes de $\nu = 1$ y $\nu = 10$ se muestran en la Figura (2.7) (por simplicidad, en ambos casos el factor $2\pi/\lambda f$ es iguala a la unidad). Estos resultados pueden reconocerse como buenas aproximaciones a los vórtices perfectos.

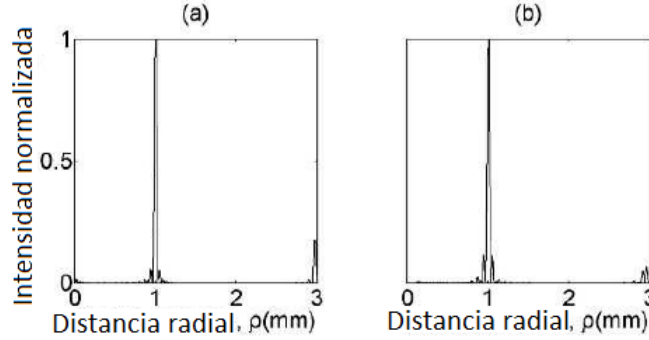


Figura 2.7: Gráfica de vórtice perfecto con dos valores de carga topológica (a) $\nu = 1$ y (b) $\nu = 10$.

2.3. Elementos de polarización

2.3.1. Elipse de polarización

A partir del trabajo de James Clerk Maxwell, se entiende a la radiación como una forma de energía electromagnética, que puede ser descrita como una onda. En un punto arbitrario del espacio, el estado de esta onda queda especificado por dos vectores, el campo eléctrico \mathbf{E} y el campo magnético \mathbf{H} . Las ondas electromagnéticas propagantes son transversales, lo que significa que los campos eléctrico y magnético son siempre perpendiculares a la dirección de propagación de la onda.

Usualmente se utiliza el término *frente de onda plano* para describir ondas con dirección de propagación y envoltura de fase constante. Un frente de onda plano que se propaga a través de un medio homogéneo e isótropo está completamente caracterizado por el vector de campo eléctrico, ya que otras magnitudes como el vector de campo magnético o el vector de Poynting pueden calcularse a partir del primero [6,7]. Para un frente de onda plano que se propaga en la dirección del eje z , con componentes en el eje x y y se expresa como

$$\mathbf{E}(z, t) = E_x(z, t)\hat{x} + E_y(z, t)\hat{y}, \quad (2.37)$$

con

$$E_x(z, t) = E_{0x}(z, t) \cos(\omega t - kz + \varphi_x(t)), \quad (2.38)$$

$$E_y(z, t) = E_{0y}(z, t) \cos(\omega t - kz + \varphi_y(t)), \quad (2.39)$$

$$\omega = 2\pi\nu, k = \frac{2\pi}{\lambda}, \quad (2.40)$$

donde $E_{0x}(z, t)$ y $E_{0y}(z, t)$, representan las amplitudes de cada componente, \hat{x} y \hat{y} representan los vectores unitarios del plano cartesiano, $\varphi_x(t)$ y $\varphi_y(t)$ son las fases iniciales, ω corresponde a la frecuencia temporal de la radiación y λ es la longitud de onda, en la Figura 2.8 están representadas las componentes x y y del campo eléctrico.

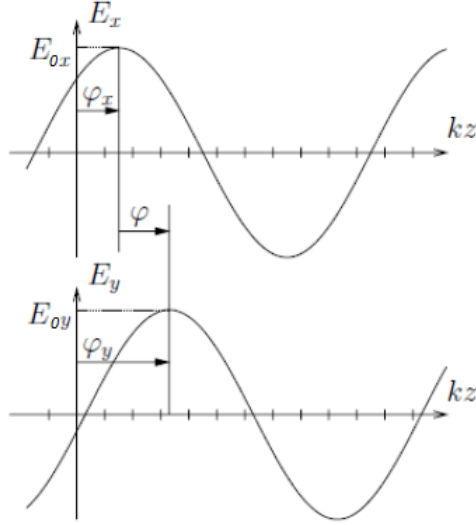


Figura 2.8: Componentes $E_x(z, t)$ y $E_y(z, t)$ en el instante $t = 0$ con fases iniciales $\varphi_x(t)$ y $\varphi_y(t)$, respectivamente, y diferencia de fase entre componentes $\varphi(t)$.

Generalmente sólo es relevante la diferencia de fase $\varphi(t) = \varphi_y(t) - \varphi_x(t)$ entre las componentes del campo, con lo cual puede tomarse la fase de la componente en el eje x como referencia. Para simplificar nos situaremos en el punto $z = 0$ a partir de donde se propagará de forma transversal la onda electromagnética. Así las ecuaciones (2.38) y (2.39) se convierten en

$$E_x(t) = E_{0x}(t) \cos(\omega t), \quad (2.41)$$

$$E_y(t) = E_{0y}(t) \cos(\omega t + \varphi(t)), \quad (2.42)$$

donde $\varphi > 0$ implica que la componente en el eje y está adelantada respecto de la componente en el eje x , como puede observarse en la Figura 2.12.

En el caso más general, $E_{0x}(t)$ y $E_{0y}(t)$ pueden ser distintas y $\varphi(t)$ puede tomar cualquier valor entre $-\pi$ y π , de tal manera que de las ecuaciones (2.41) y (2.42), obtenemos las siguientes expresiones respectivamente

$$\frac{E_x(t)}{E_{0x}(t)} = \cos(\omega t), \quad (2.43)$$

$$\frac{E_y(t)}{E_{0y}(t)} = \cos(\omega t) \cos(\varphi(t)) - \sin(\omega t) \sin(\varphi(t)), \quad (2.44)$$

luego sustituyendo (2.43) en (2.44) se puede llegar a la siguiente expresión

$$\frac{E_y(t)}{E_{0y}(t)} = \frac{E_x(t)}{E_{0x}(t)} \cos(\varphi(t)) - \left[1 - \left(\frac{E_x(t)}{E_{0x}(t)} \right)^2 \right]^{1/2} \sin(\varphi(t)), \quad (2.45)$$

reordenando términos y realizando operaciones, finalmente podemos llegar a la expresión

$$\frac{E_x^2(t)}{E_{0x}^2(t)} + \frac{E_y^2(t)}{E_{0y}^2(t)} - 2 \frac{E_x(t)E_y(t)}{E_{0x}(t)E_{0y}(t)} \cos(\varphi(t)) = \sin^2(\varphi(t)), \quad (2.46)$$

ésta última es la ecuación de una elipse y es conocida como *elipse de polarización*. En general la elipse descrita por esta ecuación forma un ángulo ψ con el sistema coordenado (E_x, E_y) , Figura 2.9

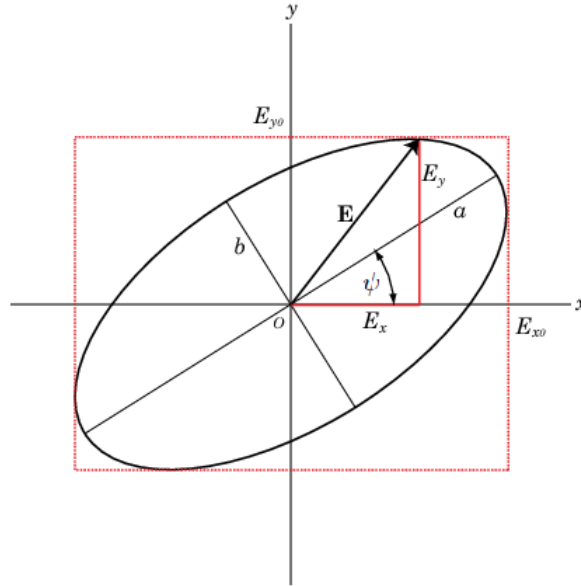


Figura 2.9: Elipse de polarización.

Si $\varphi = 0$ ó $\varphi = \pm\pi/2, \pm3\pi/2, \pm5\pi\dots$ en la ecuación de la elipse de polarización entonces tenemos la forma conocida

$$\frac{E_x^2(t)}{E_{0x}^2(t)} + \frac{E_y^2(t)}{E_{0y}^2(t)} = 1, \quad (2.47)$$

y aún más si $E_{0x}(t) = E_{0y}(t) = E(t)$, la ecuación se reduce a

$$E_x^2(t) + E_y^2(t) = E^2(t), \quad (2.48)$$

teniendo como resultado luz circularmente polarizada. Adicionalmente si φ es un múltiplo par de π , la ecuación (2.46) resulta ser

$$E_{0y}(t) = \frac{E_{0x}(t)}{E_{0y}(t)} E(t), \quad (2.49)$$

de forma similar, para los múltiplos impares de π

$$E_{0y}(t) = -\frac{E_{0x}(t)}{E_{0y}(t)} E(t), \quad (2.50)$$

Las ecuaciones (2.49) y (2.50) son las ecuaciones características de una línea recta, con pendientes respectivamente $\pm(E_{0x}(t))/(E_{0y}(t))$; esto es, representan luz linealmente polarizada. Resumiendo, luz linealmente polarizada y luz circularmente polarizada son casos particulares de luz elípticamente polarizada.

2.3.2. Parámetros de Stokes

Para llegar a las ecuaciones de los parámetros de Stokes, consideremos que en el estudio que realizamos, la fuente de radiación es un láser de gas He-Ne y por tanto es monocromática, además las fases y amplitudes son constantes, por lo que la ecuación de la elipse de polarización queda simplificada de la siguiente manera

$$\frac{E_x^2(t)}{E_{0x}^2} + \frac{E_y^2(t)}{E_{0y}^2} - 2\frac{E_x(t)E_y(t)}{E_{0x}E_{0y}} \cos(\varphi) = \text{sen}^2(\varphi). \quad (2.51)$$

El siguiente paso es expresar la ecuación (2.51) en términos que sean medibles empíricamente, para ello tomaremos los valores medios del campo eléctrico a lo largo del período de observación. El lapso de observación comparado con una oscilación de la onda electromagnética puede considerarse infinito. La magnitud observable (o medible) de las ondas electromagnéticas es la intensidad I , o promedio del frente de onda, la cual es proporcional al cuadrado de la norma del vector de campo eléctrico

$$I = \langle I(t) \rangle \propto \langle \|\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)\|^2 \rangle, \quad (2.52)$$

donde los paréntesis angulares indican que se toma el promedio temporal de I , la cual está expresada en energía por unidad de tiempo por unidad de área [W/m^2].

Debido a que para el análisis requerido, sólo interesan las relaciones de intensidad entre distintos puntos del campo eléctrico se define la intensidad relativa I , que

será referida simplemente como intensidad. Para el caso de un frente de onda plano propagándose en la dirección del eje z [7], la intensidad resulta

$$\langle ||\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)||^2 \rangle = 2 (\langle |E_x|^2 \rangle + \langle |E_y|^2 \rangle) = E_{0x}^2 + E_{0y}^2. \quad (2.53)$$

De cualquier forma, lo que nos interesa es la media en un período de $E_x(t)$ y $E_y(t)$. Entonces la ecuación (2.51) se puede expresar así

$$\frac{\langle E_x^2(t) \rangle}{E_{0x}^2} + \frac{\langle E_y^2(t) \rangle}{E_{0y}^2} - 2 \frac{\langle E_x(t)E_y(t) \rangle}{E_{0x}E_{0y}} \cos(\varphi) = \text{sen}^2(\varphi), \quad (2.54)$$

donde

$$\langle E_x(t)E_y(t) \rangle = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T E_x(t)E_y(t)dt. \quad (2.55)$$

Multiplicando por $4E_{0x}^2E_{0y}^2$ y sustituyendo los valores medios calculados en la ecuación (2.54) se obtiene

$$4E_{0x}^2 \langle E_x^2(t) \rangle + 4E_{0y}^2 \langle E_y^2(t) \rangle - 8E_{0x}E_{0y} \langle E_x(t)E_y(t) \rangle \cos(\varphi) = (2E_{0x}E_{0y} \text{sen}(\varphi))^2. \quad (2.56)$$

Para expresar la ecuación en términos de intensidad se suma y resta $E_{0x}^4 + E_{0y}^4$ en el lado izquierdo de la igualdad, y simplificando queda

$$(E_{0x}^2 + E_{0y}^2)^2 - (E_{0y}^2 - E_{0x}^2)^2 - (2E_{0x}E_{0y} \cos(\varphi))^2 = (2E_{0x}E_{0y} \text{sen}(\varphi))^2. \quad (2.57)$$

Las expresiones que están entre paréntesis de la ecuación anterior corresponden a los parámetros de Stokes para una onda plana.

$$S_0 = E_{0y}^2 + E_{0x}^2, \quad (2.58)$$

$$S_1 = E_{0y}^2 - E_{0x}^2, \quad (2.59)$$

$$S_2 = 2E_{0x}E_{0y} \cos(\varphi), \quad (2.60)$$

$$S_3 = 2E_{0x}E_{0y} \text{sen}(\varphi), \quad (2.61)$$

De esta forma, la elipse de polarización queda expresada en función de los parámetros de Stokes a partir de la ecuación (2.57), obteniendo la expresión simplificada

$$S_0^2 = S_1^2 + S_2^2 + S_3^2. \quad (2.62)$$

Los parámetros de Stokes corresponden con valores reales que coinciden con las propiedades medibles de la elipse de polarización. El primer parámetro S_0 corresponde con la intensidad total de la radiación incidente. El parámetro S_1 ,

caracteriza la cantidad de polarización lineal tanto vertical y horizontal presente en la radiación, S_2 describe la polarización lineal a $\pm 45^\circ$. Por último el parámetro S_3 describe la cantidad de polarización circular tanto dextrógira como levógira.

Para generalizar la expresión (2.62) para cualquier tipo de polarización puede emplearse la siguiente

$$S_0^2 \geq S_1^2 + S_2^2 + S_3^2. \quad (2.63)$$

La igualdad se alcanzará únicamente para la luz que se encuentre completamente polarizada, mientras que la desigualdad afectará a aquellas radiaciones parcialmente polarizadas o despolarizadas.

Por otra parte, puede demostrarse [8] que la elipse descrita por la ecuación (2.46) forma un ángulo ψ con respecto al sistema de coordenadas x - y , Figura 2.10, que es tal que

$$\tan \psi = \frac{2E_{0x}(t)E_{0y}(t)}{E_{0y}^2(t) - E_{0x}^2(t)} \cos(\varphi)(t), \quad (2.64)$$

y el ángulo de elipticidad viene determinado por

$$\text{sen } \chi = \frac{2E_{0x}(t)E_{0y}(t)}{E_{0y}^2(t) + E_{0x}^2(t)} \text{sen}(\varphi)(t). \quad (2.65)$$

Esto indica que ambos parámetros se pueden definir en función de los parámetros de polarización de Stokes, es decir

$$\tan 2\psi = \frac{S_2}{S_1} \implies \psi = \frac{1}{2} \arctan \left(\frac{S_2}{S_1} \right), \quad (2.66)$$

$$\text{sen } 2\chi = \frac{S_3}{S_0} \implies \chi = \frac{1}{2} \text{arc sen} \left(\frac{S_3}{S_0} \right). \quad (2.67)$$

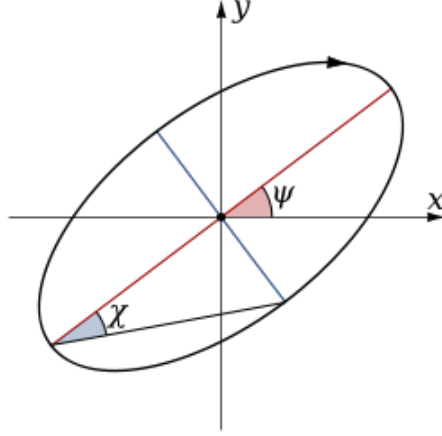


Figura 2.10: Ángulo azimutal ψ y ángulo de elipticidad χ .

Éstos además permiten definir el grado de polarización P para cualquier estado de polarización:

$$P = \frac{I_{pol}}{I_{tot}} = \frac{(S_1^2 + S_2^2 + S_3^2)^2}{S_0}, 0 \leq p \leq 1. \quad (2.68)$$

Un grado de polarización igual a uno corresponderá con una luz completamente polarizada, mientras que el grado de polarización nulo coincidirá con luz des-polarizada. Es por ello que si la luz analizada tiene un grado de polarización comprendido entre 0 y 1 ésta será parcialmente polarizada.

Adicionalmente se puede demostrar [9] que los parámetros de Stokes están dados en términos de seis mediciones de flujo polarizado realizadas con polarizadores ideales como

$$S_0 = P_H + P_V \quad (2.69)$$

$$S_1 = P_H - P_V \quad (2.70)$$

$$S_2 = P_{45} - P_{145} \quad (2.71)$$

$$S_3 = P_R - P_L \quad (2.72)$$

Donde P_H representa la cantidad polarización lineal horizontal, respecto al sistema del laboratorio, P_V se refiere a la polarización lineal vertical, P_{45} y P_{135} , representan la polarización lineal a $+45^\circ$ y -45° respectivamente y P_R , P_L son respectivamente la polarización circular a derechas y a izquierdas. Éstos serán empleados posteriormente en la caracterización de los vórtices generados.

2.3.3. Esfera de Poincaré

El procedimiento anterior para obtener los parámetros de Stokes puede ser formalmente eludido partiendo de las amplitudes reales de la radiación lumínica ecuaciones (2.38) y (2.39) para transformarlas en amplitudes complejas mediante la relación de Euler

$$E_x(t) = E_{0x}(t) \exp i(\omega t + \delta_x) = \varepsilon_{0x} \exp(i\omega t), \quad (2.73)$$

$$E_y(t) = E_{0y}(t) \exp i(\omega t + \delta_y) = \varepsilon_{0y} \exp(i\omega t), \quad (2.74)$$

donde ε_{0x} y ε_{0y} son respectivamente

$$\varepsilon_{0x} = E_{0x}(t) \exp(i\delta_x), \varepsilon_{0y} = E_{0y}(t) \exp(i\delta_y). \quad (2.75)$$

De nuevo se pueden definir los parámetros de Stokes para una onda plana como

$$S_0 = E_x E_x^* + E_y E_y^* \quad (2.76)$$

$$S_1 = E_x E_x^* - E_y E_y^* \quad (2.77)$$

$$S_2 = E_x E_y^* + E_y E_x^* \quad (2.78)$$

$$S_3 = i(E_x E_y^* - E_y E_x^*) \quad (2.79)$$

Donde $i = \sqrt{-1}$ y el asterisco representa el conjugado de un número complejo. Evidentemente los parámetros de Stokes representados en las expresiones (2.58-2.61) son equivalentes a los de las ecuaciones (2.76-2.79). Éstos se ordenan en forma de matriz columna denominado vector de Stokes

$$\begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_x E_x^* + E_y E_y^* \\ E_x E_x^* - E_y E_y^* \\ E_x E_y^* + E_y E_x^* \\ i(E_x E_y^* - E_y E_x^*) \end{pmatrix} \quad (2.80)$$

En función del ángulo de elipticidad y de la orientación de la elipse de polarización, el vector de Stokes queda definido como

$$S = \begin{pmatrix} S_0 \\ S_0 \cos 2\chi \cos 2\psi \\ S_0 \cos 2\chi \sen 2\psi \\ S_0 \sen 2\psi \end{pmatrix} = S_0 \begin{pmatrix} 1 \\ \cos 2\chi \cos 2\psi \\ \cos 2\chi \sen 2\psi \\ \sen 2\psi \end{pmatrix}. \quad (2.81)$$

Una forma muy común para representar los parámetros de polarización es la esfera de Poincaré Figura 2.11. La definición de las coordenadas esféricas en base cartesiana es la siguiente

$$x = r \sen \theta \cos \varphi, y = r \sen \theta \sen \varphi, z = r \cos \theta, \quad (2.82)$$

Como se puede apreciar podemos relacionar los parámetros de polarización S_1, S_2 y S_3 de la expresión (2.81) con las coordenadas esféricas de las ecuaciones (2.82)

La correspondencia entre las expresiones es la siguiente

Radio de la esfera: $r = S_0$

Ángulo cenital (vertical): $\theta = 90^\circ - 2\chi$

Ángulo acimutal (horizontal): $\varphi = 2\psi$

Con las consideraciones anteriores queda definida la esfera de Poincaré, la cual puede verse como una esfera cuyo radio es la unidad $r = S_0 = 1$. Que el radio sea unitario implica que la luz representada será completamente polarizada $P = 1$. En ella se pueden representar la infinidad de tipos de polarización que puede presentar cualquier luz polarizada [9].

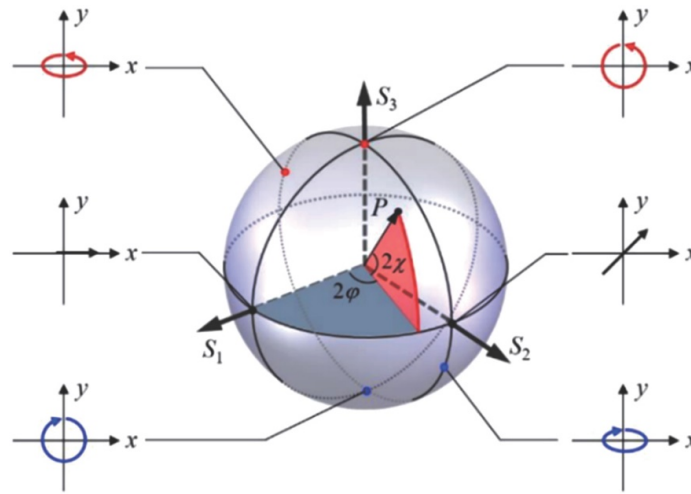


Figura 2.11: Esfera de Poincaré.

2.4. Conclusiones

En este capítulo se expusieron los elementos teóricos que sirven de base para este trabajo. Primero se dio la definición matemática del vórtice óptico perfecto, sus propiedades, características y dos representaciones basadas en términos de *series de Bessel* y en términos de *pulsos rectangulares*. Posteriormente se resumen algunos elementos de teoría de polarización de ondas electromagnéticas, donde se incluyen los conceptos de, *elipse de polarización*, *parámetros de Stokes* y *esfera de Poincaré*.

Capítulo 3

Modulador espacial de luz de cristal líquido PLUTO VIS

En este capítulo se hace una revisión del uso del modulador espacial de luz de cristal líquido (MEL-CL) y sus principales características y propiedades. Después se expone brevemente el modelo físico matemático del MEL-CL. Y por último se exponen algunas generalidades sobre el MEL-CL modelo PLUTO-VIS de reflexión.

3.1. Modulador espacial de luz de cristal líquido MEL-CL

En general el modulador espacial de luz (MEL) es un dispositivo que permite controlar la intensidad, la fase, o el estado de polarización de la luz que incide sobre él. De acuerdo al fenómeno físico empleado en la fabricación los moduladores espaciales se dividen en: electro-ópticos, magneto-ópticos, acusto-ópticos, y de cristal líquido.

3.1.1. Funcionamiento del MEL-CL

En particular un modulador espacial de luz de cristal líquido (MEL-CL) consiste en un arreglo bi-dimensional de pixeles, donde cada uno de ellos puede estar encendido o apagado de manera independiente [10]. En la Figura 3.1 se muestra el diagrama de un pixel de un MEL-CL de reflexión, donde se observan los componentes básicos: celda de cristal líquido, electrodos y polarizador.

El espacio entre los electrodos es llenado con una película de cristal líquido, ésta tiene un espesor del orden de micrómetros, la película presenta uniformidad

debido al uso de una placa de vidrio o bolas de plástico como espaciador Figura 3.1.

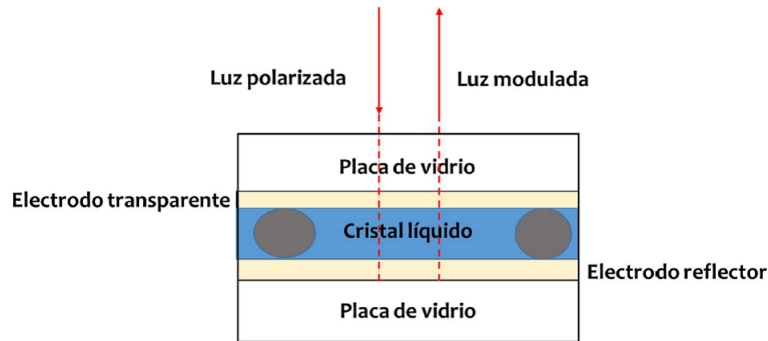


Figura 3.1: Diagrama de un píxel de una MEL-CL de reflexión.

El cristal líquido es un estado de la materia intermedio entre el sólido cristalino y el líquido amorfo, esto puede ser visto como un líquido en el cual existe un arreglo ordenado de moléculas anisótropas. En general, las moléculas tienen forma muy alargada (como varilla) o forma plana (como disco). Existen tres tipos de CL conocidos como: nemático, esmétrico y colestérico. Cada tipo de CL se caracteriza por su arreglo molecular, Figura 3.2.

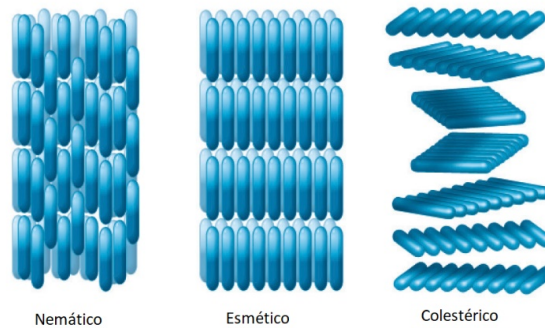


Figura 3.2: Tipos de cristal líquido de acuerdo a su arreglo molecular.

Las celdas de cristal líquido pueden ser controladas electrónicamente para reorientar la dirección de alineación de las moléculas. En la Figura 3.3 (a) se observa una orientación inicial de las moléculas y en la Figura 3.3 (b) se observa una rotación de las moléculas, la cual se logra introduciendo un voltaje en los electrodos, éstos generan un campo eléctrico en el material, entonces las moléculas rotan tratando de alinearse en dirección del campo. El grado de rotación depende de la magnitud del campo eléctrico generado en el material.

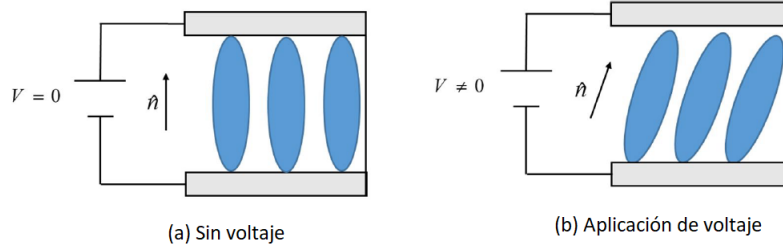


Figura 3.3: Orientación de las moléculas de cristal líquido (a) sin voltaje y (b) aplicando un voltaje. El vector unitario \hat{n} es conocido como eje director.

Debido a su estructura interna, el cristal líquido exhibe comportamiento óptico anisotrópico y posee diferentes índices de refracción para luz polarizada en diferentes direcciones. Desde el punto de vista óptico el cristal líquido puede ser considerado como un cristal uniaxial con índice de refracción ordinario n_o a lo largo de su eje molecular corto e índice de refracción extraordinario n_e paralelo a su eje molecular largo, de tal forma que puede ser caracterizado por el retardo de fase

$$\beta = \frac{\pi d}{\lambda}(n_e - n_o), \quad (3.1)$$

donde λ es la longitud de onda y d es el grosor de la sección de cristal líquido. Físicamente, los cristales líquidos son moléculas orgánicas (polímeros) suspendidas en un solvente cuyo tamaño típico oscila entre 20-100 Å de largo por 5-20 Å de ancho.

3.2. Modelo físico-matemático del MEL-CL

Un modulador espacial de luz de cristal líquido MEL-CL con ángulo director de entrada ϕ_D , ángulo de torsión ϕ entre sus paredes y con un retardo de fase β puede ser descrita como la concatenación de N placas retardadoras con retardos de fase β/N [11] rotadas sucesivamente por ángulos azimutales $\phi_D, \phi_D + \rho, \phi_D + 2\rho, \dots, \phi_D + N\rho$; donde $N\rho = \phi_D$, Figura 3.4

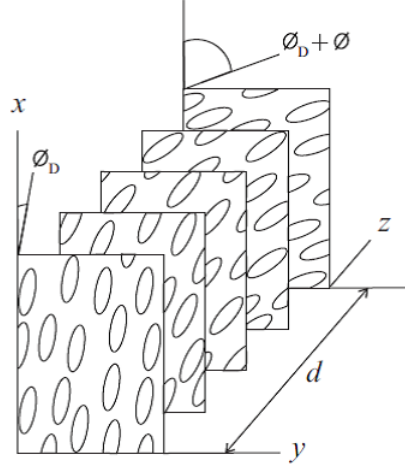


Figura 3.4: Modelo del MEL-CL con ángulo de torsión ϕ y ángulo director de entrada ϕ_D .

Por medio del formalismo de Jones [11], la matriz de transmisión de la celda de cristal líquido nemático se encuentra como la multiplicación de las transmitancias individuales de N cristales uniaxiales rotados linealmente desde ϕ_D hasta $\phi_D + N\rho$ como

$$\mathbf{J}_{CL} =$$

$$\mathbf{R}(\phi_D + N\rho)\mathbf{W}_0\mathbf{R}(-\phi_D - N\rho)\mathbf{R}(\phi_D + (N-1)\rho)\mathbf{W}_0\dots\mathbf{R}(\phi_D + \rho)\mathbf{W}_0\mathbf{R}(-\phi_D - \rho) \quad (3.2)$$

donde la matriz de la n -ésima placa birrefringente que compone al MEL-CL es

$$\mathbf{W}_0 = \exp\left(-i\frac{\beta}{N}\right) \begin{pmatrix} \exp(-i\frac{\beta}{N}) & 0 \\ 0 & \exp(i\frac{\beta}{N}) \end{pmatrix} \quad (3.3)$$

y la matriz de rotación del sistema coordenado es dada por

$$\mathbf{R}(\phi_D + n\rho) = \begin{pmatrix} \cos(\phi_D + n\rho) & \text{sen}(\phi_D + n\rho) \\ -\text{sen}(\phi_D + n\rho) & \cos(\phi_D + n\rho) \end{pmatrix}, \quad (3.4)$$

para $n = 1, 2, \dots, N$.

El producto matricial de la ecuación (3.2) puede reducirse de la siguiente manera

$$\mathbf{J}_{CL} = \mathbf{R}(\phi_D + \phi) \left[\mathbf{W}_0 \mathbf{R}\left(-\frac{\phi_D}{N}\right) \right] \mathbf{R}(-\phi_D) \quad (3.5)$$

y realizando el producto de matrices dentro de los corchetes cuadrados en la ecuación anterior se obtiene la expresión

$$\mathbf{J}_{CL} = \mathbf{R}(\phi_D + \phi) \exp(i\beta) \begin{pmatrix} \cos\left(\frac{\phi_D}{N}\right) \exp(-i\frac{\beta}{N}) - \text{sen}\left(\frac{\phi_D}{N}\right) \exp(-i\frac{\beta}{N}) \\ \text{sen}\left(\frac{\phi_D}{N}\right) \exp(i\frac{\beta}{N}) \quad \cos\left(\frac{\phi_D}{N}\right) \exp(i\frac{\beta}{N}) \end{pmatrix}^N \mathbf{R}(-\phi_D), \quad (3.6)$$

ésta última puede ser simplificada utilizando la identidad de Chebyshev

$$\mathbf{M}^N = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix}^N = \begin{pmatrix} \frac{A \text{sen } NK\Lambda - \text{sen}(N-1)K\Lambda}{\text{sen } NK\Lambda} & \frac{B \text{sen } NK\Lambda}{\text{sen } NK\Lambda} \\ \frac{C \text{sen } NK\Lambda}{\text{sen } NK\Lambda} & \frac{D \text{sen } NK\Lambda - \text{sen}(N-1)K\Lambda}{\text{sen } NK\Lambda} \end{pmatrix}, \quad (3.7)$$

la cual está definida en términos de los polinomios de Chebyshev de segundo tipo y su traza es tal que $\text{Tr}\mathbf{M} = 2 \cos K\Lambda$ [12]. Después de aplicar la identidad de Chebyshev y calculando el límite cuando $N \rightarrow \infty$, la ecuación (3.6) toma la forma

$$\mathbf{J}_{CL} = \mathbf{R}(\phi_D + \phi) \exp(i\beta) \begin{pmatrix} \cos \gamma - i\frac{\beta}{N} \text{sen } \gamma & -\frac{\phi}{N} \\ \frac{\phi}{N} \text{sen } \gamma & \cos \gamma + i\frac{\beta}{N} \text{sen } \gamma \end{pmatrix}^N \mathbf{R}(-\phi_D), \quad (3.8)$$

donde usando el hecho de que $\cos K\Lambda = \cos \rho \cos(\beta/N)$, queda definida la variable

$$\gamma = \sqrt{\beta^2 + \phi^2}, \quad (3.9)$$

Las ecuaciones (3.1), (3.8) y (3.9) describen a una celda de cristal líquido en su estado de reposo. Sin embargo, cuando se aplica voltaje en dirección normal a las paredes de la celda de cristal líquido el parámetro β deja de ser un valor constante y adquiere la forma

$$\beta = \frac{\pi d}{\lambda} (n_e(\theta) - n_o), \quad (3.10)$$

donde θ es el ángulo de inclinación de las moléculas de cristal líquido en respuesta al campo eléctrico, paralelo al eje óptico.

En el caso particular cuando las direcciones de pulido de las paredes del MEL-CL son paralelas, se tiene $\phi = 0^\circ$ y $\gamma = 0$. Si la dirección de pulido de la pantalla está alineada con el eje x ($\phi_D = 0^\circ$), la matriz (3.8) tiene la forma

$$\mathbf{J}_0 = \begin{pmatrix} \exp(-2i\beta) & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (3.11)$$

Un MEL-CL con estas características se conoce como zero-twist o parallel-aligned, el cual tiene propiedades importantes de fase; el elemento J_{xx} de J_0 introduce modulación pura de fase en la componente del campo paralela al eje x sin introducir pérdidas de energía.

3.3. Modulador espacial de luz de cristal líquido modelo PLUTO-VIS de reflexión

En un dispositivo de reflexión, la luz entrante penetra el dispositivo, posteriormente se refleja y pasa por segunda vez a través del mismo dispositivo. La matriz de Jones del campo reflejado es exactamente igual a la transpuesta J_0^t de la matriz de Jones del campo incidente J_0 , como se muestra en la Figura 3.5

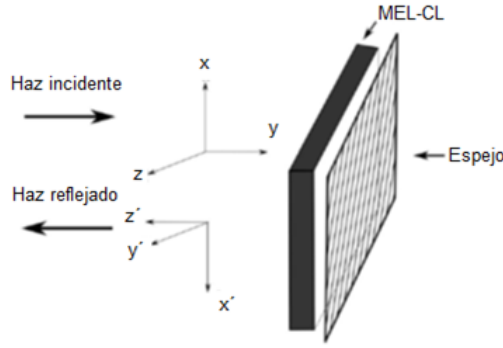


Figura 3.5: Dispositivo de reflexión.

Considerando un sistema coordenado (x, y) derecho en dirección hacia la fuente con el eje z apuntando en la dirección de propagación se tiene que después de reflejarse $z = -z$, $x = -x$ y $y = -y$. De esta forma la matriz de Jones para un dispositivo de reflexión es

$$\mathbf{J}_{reflex} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \mathbf{J}_0^t \mathbf{J}_0, \quad (3.12)$$

es decir

$$\mathbf{J}_{reflex} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \mathbf{J}_0^t \mathbf{J}_0 = \begin{pmatrix} \exp(-2i\beta) & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \exp(-2i\beta) & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} = \mathbf{J}_{reflex} = \begin{pmatrix} -\exp(-2(2i\beta)) & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (3.13)$$

3.4. Conclusiones

En el desarrollo de este capítulo se expusieron algunas propiedades ópticas y eléctricas de los cristales líquidos, los cuáles son la base de funcionamiento del modulador espacial de luz de reflexión usado en este trabajo. Así mismo se describió de manera general la estructura y funcionamiento de los MEL-CL y sus tipos principales. En particular se ha descrito el modelo PLUTO-VIS marca Holoeye.

Capítulo 4

Técnica de generación de un vórtice perfecto polarizado

Hasta este momento las técnicas de generación de un vórtice óptico perfecto VOP han sido desarrollados en el caso escalar por lo que las posibles ventajas que pueda ofrecer el caso vectorial quedan por ser investigadas. En este capítulo se presenta una técnica para generar un vórtice óptico perfecto con estructura de polarización cilíndrica.

4.1. Haces vectoriales con vórtice perfectos y no perfectos

La generación de haces de luz con distribuciones no uniformes de polarización es un tema de creciente interés en óptica, tanto desde el punto de vista teórico como por sus aplicaciones. Hasta el momento, se han propuesto diversos métodos para sintetizar haces no-uniformemente polarizados [13-16] aunque la mayoría de ellos están enfocados a la generación de haces radialmente o azimutalmente polarizados, que pertenecen a la clase general de los haces vectoriales con simetría cilíndrica (también denominada simetría axial). En particular, algunas de estas técnicas usan configuraciones de tipo interferométrico láminas retardadoras variables por sectores, retardadores basados en birrefringencia producida por tensión o convertidores de polarización fabricados con dispositivos de cristal líquido. Se ha demostrado que estos haces pueden utilizarse en numerosas aplicaciones tales como las pinzas ópticas, atrapamiento de partículas, procesado de materiales, microscopia, etc.[13,14]

4.2. Bases de polarización para la generación de haces vectoriales

La mayor parte de trabajos teóricos que tratan con campos con polarización radial y azimutal, se basan en el método de difracción vectorial de Richard y Wolf [17,18] para haces vectoriales con simetría cilíndrica. Sin embargo, el formalismo matricial de Jones también se aplica para describir y analizar esta clase de campos ópticos debido a su simetría axial.

4.2.1. Polarización radial y azimutal

Si aplicamos el formalismo de matrices de Jones considerando la superposición de dos haces polarizados circularmente a derecha y a izquierda respectivamente, el campo eléctrico resultante está caracterizado por

$$\mathbf{E}(x, y) = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix} \exp -i(\nu\varphi + \varphi_0) + \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix} \exp i(\nu\varphi + \varphi_0), \quad (4.1)$$

en donde φ denota la coordenada azimutal del plano de observación; ν es la carga topológica que típicamente es un número entero y φ_0 es un retardo de fase constante. Cada una de las componentes de polarización circular lleva un vórtice óptico con carga topológica opuesta, realizando operaciones el campo eléctrico de la ecuación (4.1) queda

$$\mathbf{E}(x, y) = \begin{pmatrix} \cos(\nu\varphi + \varphi_0) \\ \text{sen}(\nu\varphi + \varphi_0) \end{pmatrix}, \quad (4.2)$$

De acuerdo a la ecuación anterior podemos generar varios tipos de haces de luz polarizados cilíndricamente simplemente variando el orden ν codificado sobre la fase en espiral y a su vez variando el corrimiento de fase φ_0 entre las componentes. Por ejemplo, si $\varphi_0 = 0$ ó $\varphi_0 = \pi/2$ el campo resultante está dado por

$$\mathbf{E}_{rad}(x, y) = \begin{pmatrix} \cos(\nu\varphi) \\ \text{sen}(\nu\varphi) \end{pmatrix}, \quad (4.3)$$

$$\mathbf{E}_{azi}(x, y) = \begin{pmatrix} -\text{sen}(\nu\varphi) \\ \cos(\nu\varphi) \end{pmatrix}, \quad (4.4)$$

las ecuaciones (4.3) y (4.4) representan respectivamente haces de luz polarizados radialmente y azimutalmente.

4.2.2. Distribución de polarización arbitraria

Los haces con polarización radial y azimutal son solamente dos tipos específicos de haces vectoriales. Otras distribuciones espaciales de polarización se pueden obtener a partir de estos campos vectoriales. Por ejemplo, puede demostrarse que en general, cualquier haz plano quasimonocromático con distribución de

polarización espiral en un plano transversal a la dirección de propagación z , puede representarse a través del siguiente vector de Jones [19,20]

$$\mathbf{E}(r, \varphi) = f(r) \begin{pmatrix} \cos(\varphi + \varphi_0) \\ \text{sen}(\varphi + \varphi_0) \end{pmatrix}, \quad (4.5)$$

donde (r, φ) es el vector de posición asociado a un punto de la sección transversal y φ_0 un ángulo constante respecto de la dirección azimutal.

Debido a que el estado de polarización no está definido en el centro del perfil del haz, la función $f(r)$ debe elegirse de forma que la amplitud del campo se anule en $r = 0$. La ecuación (4.5) describe un campo eléctrico cuyo estado de polarización es lineal en cualquier punto de la sección transversal, siendo el patrón de polarización resultante simétrico en torno al eje de propagación (simetría axial), como se muestra en la Figura 4.1. Por tanto, variando φ_0 se puede obtener toda la gama de patrones de polarización de tipo espiral, que abarca desde el caso radial (para $\varphi_0 = 0$) al caso azimutal (cuando $\varphi_0 = \pi/2$).

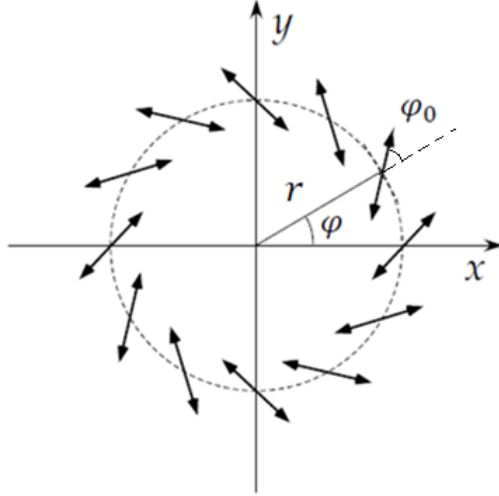


Figura 4.1: Esquema del perfil de un haz espiralmente polarizado.

El campo descrito por la Ecuación (4.5) puede expresarse como suma de dos términos, uno con polarización radial y otro con polarización azimutal, de la siguiente forma [19,21]

$$\mathbf{E}(r, \varphi) = f(r) \left[\cos \varphi_0 \begin{pmatrix} \cos \varphi \\ \text{sen} \varphi \end{pmatrix} + \text{sen} \varphi_0 \begin{pmatrix} -\text{sen}(\varphi) \\ \cos \varphi \end{pmatrix} \right], \quad (4.6)$$

La ecuación anterior pone en evidencia que las contribuciones de las partes radial y azimutal cambian cuando lo hace el valor de φ_0 .

Los haces espiralmente polarizados son un caso particular de otra clase más general de haces linealmente y no uniformemente polarizados que se escriben como combinaciones lineales de vectores de la base de polarización introducida por F. Gori, en 2001 [19], útil a su vez para describir haces polarizados con vórtices simples de carga topológica ν . En ese trabajo se considera que el campo eléctrico puede representarse por [22]

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = v(\rho) \left[c_1 \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \exp(i\nu\varphi) + c_2 \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \exp(-i\nu\varphi) + c_3 \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \exp(i\nu\varphi) + c_4 \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \exp(-i\nu\varphi) \right], \quad (4.7)$$

donde c_i son coeficientes complejos. Además, cualquier estado de polarización resultante puede ser representado como una combinación lineal de los vectores

$$\hat{v}_1^\nu = \begin{pmatrix} \cos \nu\varphi \\ \text{sen } \nu\varphi \end{pmatrix}, \hat{v}_2^\nu = \begin{pmatrix} \cos \nu\varphi \\ -\text{sen } \nu\varphi \end{pmatrix}, \hat{v}_3^\nu = \begin{pmatrix} \text{sen } \nu\varphi \\ -\cos \nu\varphi \end{pmatrix}, \hat{v}_4^\nu = \begin{pmatrix} \text{sen } \nu\varphi \\ \cos \nu\varphi \end{pmatrix}, \quad (4.8)$$

los elementos de dicha base, son vectores unitarios que dependen únicamente de la coordenada φ . Gori considera básicamente dos estructuras

$$\hat{u}_1^\nu(\varphi_0) = \begin{pmatrix} \cos(\nu\varphi + \varphi_0) \\ \text{sen}(\nu\varphi + \varphi_0) \end{pmatrix}, \hat{u}_2^\nu(\varphi_0) = \begin{pmatrix} \cos(\nu\varphi + \varphi_0) \\ -\text{sen}(\nu\varphi + \varphi_0) \end{pmatrix}, \quad (4.9)$$

que cumplen con las siguientes condiciones

$$\hat{v}_1^\nu = \hat{u}_1^\nu(0), \hat{v}_2^\nu = \hat{u}_2^\nu(0), \hat{v}_3^\nu = \hat{u}_1^\nu\left(-\frac{\pi}{2}\right), \hat{v}_4^\nu = \hat{u}_2^\nu\left(-\frac{\pi}{2}\right), \quad (4.10)$$

El efecto neto de φ_0 consiste en introducir una rotación por $\frac{-\varphi_0}{\nu+1}$ del sistema de coordenadas. Usando $\hat{u}_1^\nu(\varphi_0)$ es posible representar la polarización radial y azimutal con $\varphi_0 = 0$ y $\varphi_0 = \pi/2$ respectivamente. Entonces tenemos que

$$\hat{E}_{rad}^\nu = \hat{u}_1^\nu(0) = \begin{pmatrix} \cos \nu\varphi \\ \text{sen } \nu\varphi \end{pmatrix}, \quad (4.11)$$

corresponde a polarización radial y

$$\hat{E}_{azi}^\nu = \hat{u}_1^\nu\left(\frac{\pi}{2}\right) = \begin{pmatrix} -\text{sen } \nu\varphi \\ \cos \nu\varphi \end{pmatrix}, \quad (4.12)$$

corresponde a polarización azimutal. Con esto Podemos concluir que la polarización radial y azimutal puede describirse mediante el vector base $\hat{u}_1^\nu(\varphi_0)$.

En particular, cuando $\nu = 1$, \hat{v}_1 y \hat{v}_3 representan, respectivamente, estados de polarización de tipo radial y azimutal, mientras que \hat{v}_2 y \hat{v}_4 representan otras distribuciones de polarización lineales y no-uniformes con simetría axial. Para valores más altos de ν y combinaciones diferentes de los vectores de la base, se obtienen distribuciones de polarización denominadas de alto orden.

4.3. Generación de un vórtice óptico perfecto cilíndricamente polarizado

Procedemos ahora a definir el concepto de vórtice óptico perfecto cilíndricamente Polarizado, utilizando el vector de polarización $\hat{u}_1^\nu(\varphi_0)$ dado en (4.9), este campo puede ser descrito por la ecuación

$$\mathbf{E}_{cil}^\nu(r, \varphi) = \delta(r - r_0) \exp(i\nu\varphi) \begin{pmatrix} \cos(\nu\varphi + \varphi_0) \\ \text{sen}(\nu\varphi + \varphi_0) \end{pmatrix}, \quad (4.13)$$

donde r es la coordenada radial, r_0 , especifica el radio del vórtice, δ es la función delta de Dirac, φ es la variable angular transversal, ν es un entero positivo y φ_0 es una constante. Tenemos dos casos de especial interés, si $\varphi_0 = 0$ obtenemos

$$\mathbf{E}_{rad}^\nu(r, \varphi) = \delta(r - r_0) \exp(i\nu\varphi) \begin{pmatrix} \cos(\nu\varphi) \\ \text{sen}(\nu\varphi) \end{pmatrix}, \quad (4.14)$$

que corresponde a polarización radial de orden ν , por otro lado, si $\varphi_0 = \pi/2$, obtenemos

$$\mathbf{E}_{azi}^\nu(r, \varphi) = \delta(r - r_0) \exp(i\nu\varphi) \begin{pmatrix} \text{sen}(\nu\varphi) \\ -\cos(\nu\varphi) \end{pmatrix}. \quad (4.15)$$

La cual corresponde a polarización azimutal de orden ν . Las ecuaciones (4.14) y (4.15) describen un par de vectores unitarios y ortogonales que no cambian a lo largo de la dirección radial pero experimentan rotaciones en el intervalo $0 \leq \varphi \leq 2\pi$.

Vórtice perfecto polarizado por medio de un sistema $4f$ de formación de imagen

A continuación se muestra cómo un vórtice óptico perfecto puede ser aproximadamente generado por medio de una técnica que incorpora un MEL-CL de reflexión girado por 45° respecto a su eje activo en la entrada del sistema, seguido de una placa de cuarto de onda. En el plano imagen se obtiene el vórtice perfecto polarizado. El esquema experimental se muestra en la Figura 4.2.

El MEL-CL se colocó de manera tal que el ángulo de incidencia fue de aproximadamente 11° . El modulador es iluminado con un haz láser de He-Ne ($\lambda = 632.8$ nm) que pasa a través de una placa $\lambda/2$ y un polarizador generando luz linealmente polarizada en dirección horizontal, después el haz es filtrado y colimado.

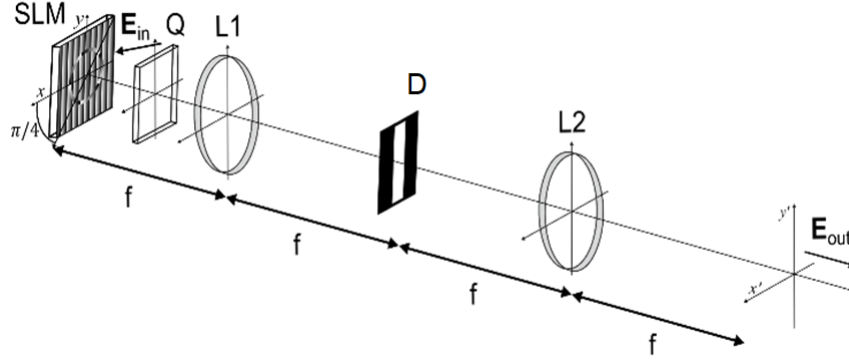


Figura 4.2: Esquema experimental de un sistema $4f$: \mathbf{E}_{in} , campo incidente, SLM; modulador de reflexión, L1; lente, D; diafragma que filtra las frecuencias bajas, L2 lente, \mathbf{E}_{out} ; campo de salida

En la pantalla del modulador se despliegan los hologramas sintéticos de fase, cada señal es enviada en niveles de gris al MEL-CL a través de una PC para producir los campos ópticos deseados.

Una lente L1, se coloca después del MEL-CL a su distancia focal f para realizar una transformada de Fourier del campo propagado, un diafragma pasa bajos D es colocado en el plano focal posterior de la lente L1, el diafragma permite la selección del spot que que contienen información del vórtice. El campo óptico es obtenido después de hacer una transformada inversa de Fourier con una lente L2. Las imágenes del campo son obtenidas mediante una cámara CCD para su posterior análisis.

Para mostrar cómo se puede realizar esto matemáticamente, consideremos el sistema de un MEL-CL girado por $\pi/4$ radianes en la entrada de un sistema de formación de imágenes $4f$ y una placa de cuarto de onda con su eje rápido alineado con el eje vertical del laboratorio. La representación de la matriz de Jones del sistema considerado es

$$\mathbf{L} = (\mathbf{QWP})(\mathbf{R}_{(-\pi/4)})(\mathbf{M})(\mathbf{T}_{SLM}^t)(\mathbf{T}_{SLM})(\mathbf{R}_{(\pi/4)}) = \exp i\beta \begin{pmatrix} \cos \beta & i \sin \beta \\ -\sin \beta & \cos \beta \end{pmatrix}, \quad (4.16)$$

donde $\mathbf{R}_{(\pi/4)}$ es la matriz de rotación en un ángulo $\pm\pi/4$,

$$\mathbf{R}_{(\pi/4)} = \begin{pmatrix} \cos(\pi/4) & \sin(\pi/4) \\ -\sin(-\pi/4) & \cos(\pi/4) \end{pmatrix}, \quad (4.17)$$

\mathbf{QWP} es la matriz de una placa de cuarto de onda con eje rápido a lo largo de la vertical

$$\mathbf{QWP} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -i \end{pmatrix}, \quad (4.18)$$

y $(\mathbf{M})(\mathbf{T}_{SLM}^t)(\mathbf{T}_{SLM})$ es la reflectancia del modulador, con

$$\mathbf{T}_{SLM} = \begin{pmatrix} \exp(-i2\beta) & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (4.19)$$

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} -1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (4.20)$$

La señal que se muestra en el modulador tiene la forma $\beta = \nu\varphi + \varphi_0$ a lo largo de un anillo delgado de radio r_0 . Cuando un haz polarizado linealmente, en la dirección x , ingresa al sistema, el haz de salida está dado por

$$\mathbf{E}_{out} \simeq \delta(r - r_0) \exp(i\beta) \begin{pmatrix} \cos \beta \\ \sin \beta \end{pmatrix}, \quad (4.21)$$

ésta expresión puede aceptarse como una buena aproximación del modelo de un vórtice óptico perfecto.

4.4. Conclusiones

En este capítulo se han descrito elementos teóricos para la generación de haces vectoriales con vórtices. Se ha presentado la definición matemática de un vórtice óptico perfecto con polarización cilíndrica, el cual ha sido definido en términos de un vector que puede escribirse como combinaciones lineales de vectores base de polarización. En particular se ha definido de manera teórica un VOP con estructura de polarización radial y azimutal. También se presentó una técnica experimental para generar dicho vórtice, la cual se basa en un sistema $4f$ de formación de imagen.

Capítulo 5

Experimentos y resultados

5.1. Caracterización de la polarización mediante polarimetría de Stokes

A continuación, se describen los resultados obtenidos sobre la generación y caracterización de un vórtice perfecto cilíndricamente polarizado. La técnica para generar un vórtice perfecto vectorial ha sido descrita en el Capítulo 4 es basada en un sistema de formación de imagen $4f$. La técnica estándar para caracterizar un vórtice óptico está basada en el uso de polarizadores para generar distribuciones de intensidad que revelan la carga topológica asociada al campo óptico generado. Por otro lado, se han descrito en el capítulo 2 los parámetros de Stokes, los cuales son una herramienta fundamental y de fácil implementación para acceder a los parámetros de la elipse de polarización en un punto en la sección transversal del campo. A partir de los parámetros de Stokes se calculan los correspondientes parámetros de la elipse de polarización para cada píxel mediante un código desarrollado en Matlab. En la siguiente sección se presentan los mapas de polarización correspondientes a la sección transversal del haz de entrada y del campo generado. Posteriormente se muestra la distribución de intensidad del vórtice perfecto generado y la intensidad correspondiente al pasar por un polarizador horizontal.

5.1.1. Determinación de los parámetros de Stokes

Tan importante como el diseño de sistemas ópticos que permitan generar haces con ciertas propiedades deseadas también lo es la caracterización de los mismos. Para ello, se deben utilizar parámetros que proporcionen información relevante sobre las características del haz que se pretende estudiar.

La caracterización de la polarización de un haz puede llevarse a cabo desde el punto de vista local, empleando funciones que dependen de la posición (del punto) en la sección transversal del haz. Para describir las características de polarización de un haz se puede utilizar el formalismo de Stokes, especialmente

útil en el caso de luz parcialmente polarizada y donde el estado de polarización se describe en términos de los parámetros de Stokes, que se pueden medir de forma sencilla.

De la sección 2.3.2, tenemos que los parámetros de Stokes [9] están dados por las siguientes expresiones

$$S_0 = P_H + P_V \quad (5.1)$$

$$S_1 = P_H - P_V \quad (5.2)$$

$$S_2 = P_{45} - P_{145} \quad (5.3)$$

$$S_3 = P_R - P_L \quad (5.4)$$

Donde el primer parámetro de Stokes local, S_0 proporciona la intensidad del haz en un punto determinado de la sección transversal del haz. El segundo, S_1 , es igual a la diferencia entre la cantidad de luz linealmente polarizada a 0° y la cantidad de luz linealmente polarizada a 90° contenidas en el punto. El significado del parámetro S_2 es análogo al de S_1 pero considerando estados lineales de polarización a 45° y 135° . Por último, S_3 proporciona el exceso de polarización circular a derechas respecto de polarización circular a izquierdas en dicho punto.

Los parámetros de Stokes son medibles y se pueden determinar en cada punto de la sección transversal del haz capturando, con una cámara CCD situada en el plano de observación, Figura 5.1, las intensidades a la salida de un sistema de análisis formado por una lamina $\lambda/4$ y un polarizador lineal.

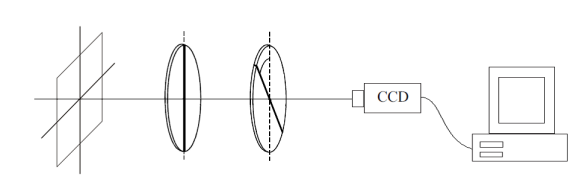


Figura 5.1: Esquema del sistema de análisis de las intensidades del haz.

Usando los parámetros de Stokes locales es posible obtener la distribución de polarización en la sección transversal del haz. La caracterización de los haces generados anteriormente se ha llevado a cabo en el plano donde se generan realizando una caracterización local, analizando el estado de polarización del haz en cada punto del perfil transversal. El estado de polarización en cada punto de la sección transversal se ha determinado a partir de los parámetros de Stokes calculados en dicho punto.

Descripción de los algoritmos para polarimetría de Stokes

Se realizaron dos programas en MatLab. El primer programa sirve para generar campos vectoriales con polarización estructurada, y este se usa básicamente

para hacer simulación numérica. Comienza definiendo los parámetros del arreglo de pixeles y definiendo el campo óptico de interés. Posteriormente genera 6 intensidades correspondientes a la polarización en cada punto de la sección transversal del campo definido, las cuales son polarización lineal horizontal, polarización lineal vertical, polarización lineal a 45° , polarización lineal a -45° , polarización circular a derechas y polarización circular a izquierdas. Finalmente guarda las imágenes correspondientes a cada distribución de intensidad.

El segundo programa carga las 6 distribuciones de intensidad las cuales pueden ser simuladas o experimentales, posteriormente convierte las imágenes a escala de grises a partir de la cual se calculan los parámetros de Stokes y los parámetros de las elipses de polarización, es decir el ángulo azimutal y la elipticidad. Finalmente grafica los mapas de polarización sobre un mapa que indica el valor de la fase del campo en cada punto de su sección transversal.

5.1.2. Caracterización de la polarización

Caracterización de la polarización del haz de entrada

En la figura 5.2 se muestra el mapa de polarización de la sección transversal del láser después de ser colimado. Es posible observar que la distribución de polarización es prácticamente lineal en la dirección vertical.

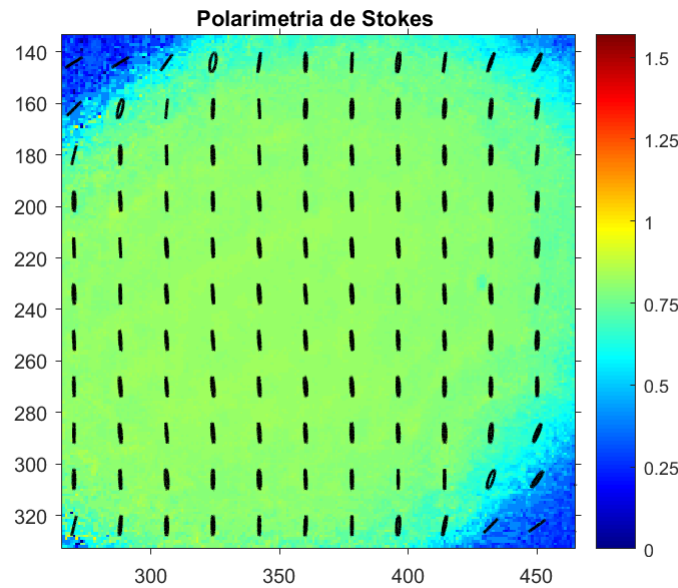


Figura 5.2: Mapa de polarización de la sección transversal del láser.

Caracterización de la polarización del campo vectorial generado

A continuación se muestran resultados numéricos y experimentales para los campos generados a la salida del sistema de formación de imagen. El mapa de polarización obtenido mediante simulación numérica se muestra en Figura la 5.3 para el caso radial y carga $\nu = 2$.

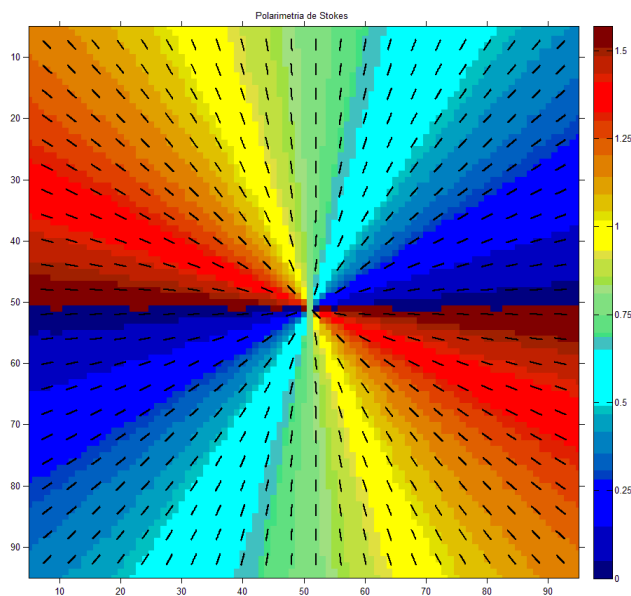


Figura 5.3: Simulación numérica para el caso radial y $\nu = 2$.

Una vez que se ha generado la polarización cilíndrica, se procedió a realizar las mediciones de intensidad a la salida del sistema $4f$ para determinar los parámetros de Stokes. El correspondiente mapa de polarización para el campo radial con $\nu = 2$ se muestran en la Figura 5.4.

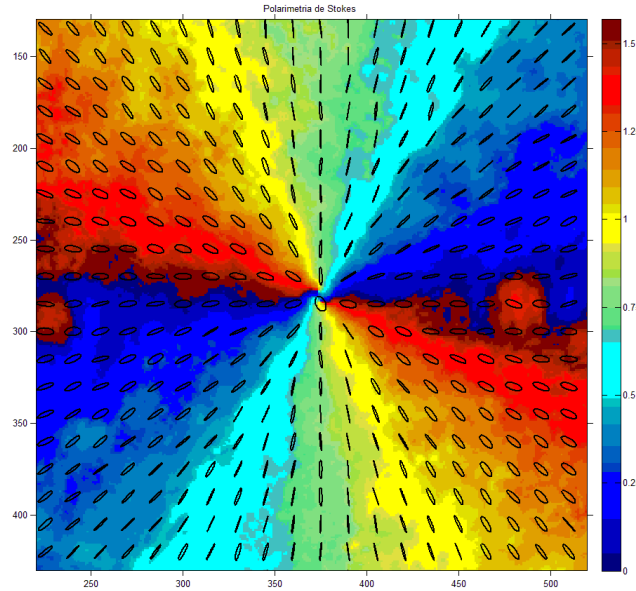


Figura 5.4: Mapa de polarización experimental del campo vectorial generado por medio de sistema $4f$ de formación de imagen para el caso radial y $\nu = 2$.

Es posible observar que la distribución de polarización es aproximadamente radial (Figura 5.4) en la sección transversal del campo. Sin embargo, existen irregularidades que se explican por el hecho de la discretización que introduce el modulador, además de que la modulación no es perfecta. Esto se refleja en el hecho de polarización elíptica con tendencia a lineal en algunas regiones a lo largo de las diagonales y el centro de la imagen principalmente.

Comparando ambos resultados, se puede concluir que efectivamente se ha generado un campo con estructura de polarización radial a la salida del sistema $4f$.

La simulación numérica para el caso azimutal se muestra en el mapa de polarización de la Figura 5.5. Al igual que en el caso anterior, la polarización en cada punto es lineal. Sin embargo, en el caso azimutal, el vector de campo experimenta una rotación completa en el intervalo $[0, 2\pi]$, mientras que en el caso radial la dirección del vector no cambia.

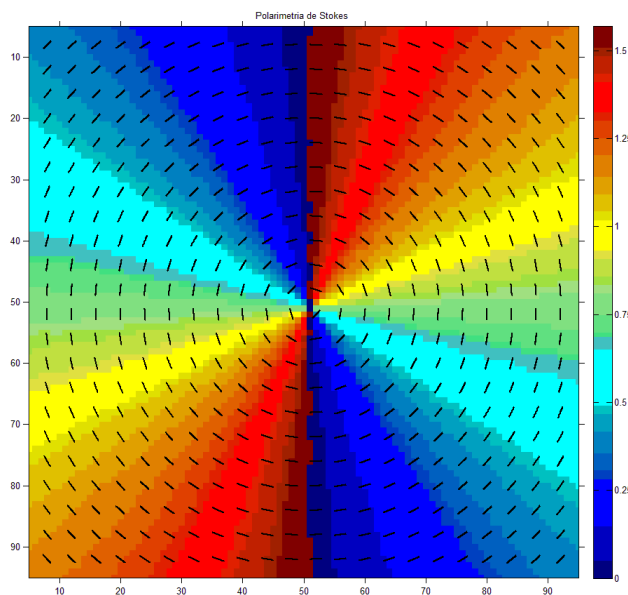


Figura 5.5: Simulación numérica para el caso azimutal y $\nu = 2$.

El mapa de polarización experimental para el campo azimutal con $\nu = 2$ se presenta a continuación en la Figura 5.6, nuevamente existen irregularidades que se explican por el hecho de la discretización que introduce el modulador, además por defectos en la modulación.

En este caso comparando ambos resultados también se puede concluir que se ha generado un campo con estructura de polarización azimutal a la salida del sistema de formación de imagen.

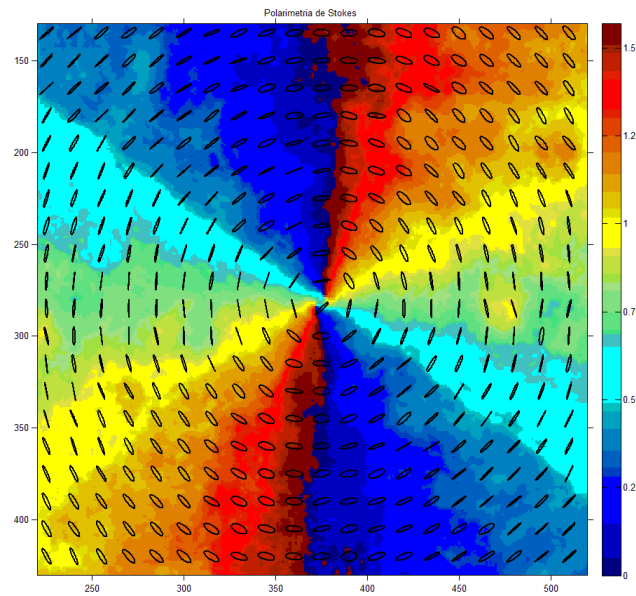


Figura 5.6: Mapa de polarización experimental del campo vectorial generado por medio de sistema $4f$ de formación de imagen para el caso azimutal.

De igual manera se tienen los resultados numéricos y experimentales para un campo a la salida del sistema $4f$ para la configuración espiral con $\nu = 2$. Los correspondientes mapas de polarización se muestran en las Figuras 5.7 y 5.8 respectivamente.

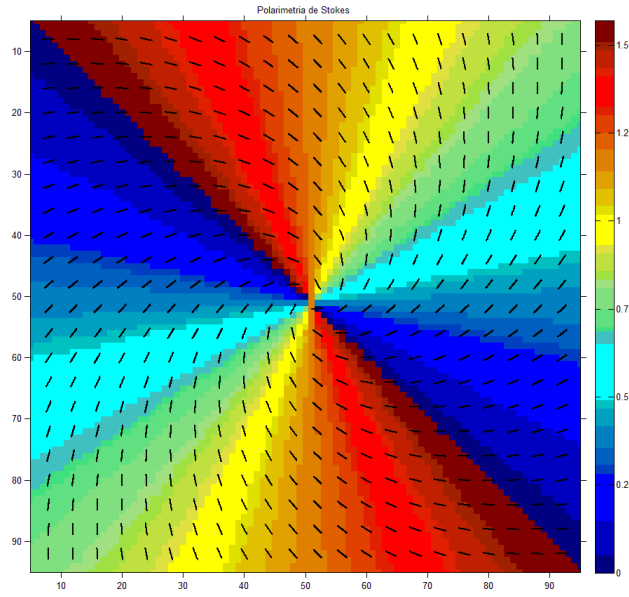


Figura 5.7: Simulación numérica para el caso espiral.

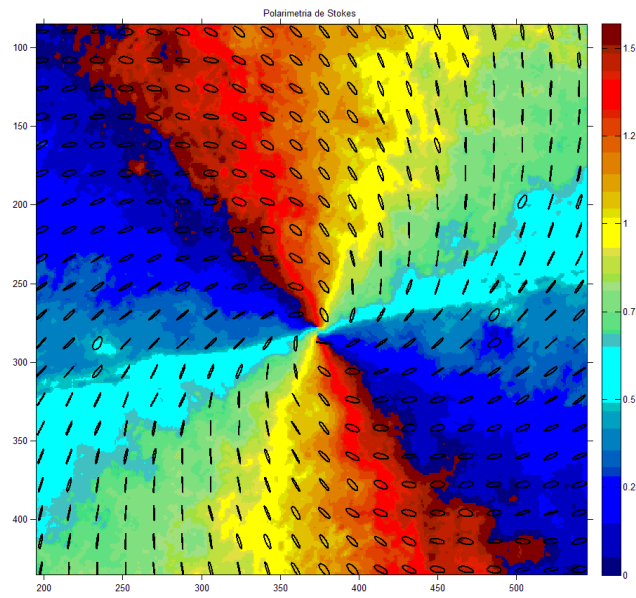


Figura 5.8: Mapa de polarización experimental del campo vectorial generado por medio de sistema $4f$ de formación de imagen para el caso espiral.

5.2. Arreglo experimental para la generación de un vórtice perfecto polarizado

Para este sistema $4f$ de formación de imagen, la fuente de iluminación primaria es un láser de gas He-Ne, el cual después de ser filtrado y colimado, se hace incidir de manera cuasi normal en el MEL-CL de reflexión para la modulación de fase del campo, el MEL-CL está rotado a 45° respecto del sistema de referencia de laboratorio, luego es seguido por una placa de cuarto de onda que tiene su eje extraordinario alineado en vertical.

Posteriormente una primera lente hace una transformada de Fourier de la señal del vórtice que ha sido desplegada en el modulador, y mediante un filtro pasa bajos, colocado en su plano focal posterior, se filtra la información que contiene el vórtice.

Finalmente mediante una segunda lente hacer una segunda transformada de Fourier de la información filtrada, la cual da como resultado que en el plano imagen se tenga el vórtice perfecto polarizado que fue desplegado en la entrada del sistema $4f$.

Una imagen del arreglo experimental se presenta en la Figura 5.9, donde puede observarse el modulador rotado, seguido por una placa de cuarto de onda, las lentes y el filtro empleados.

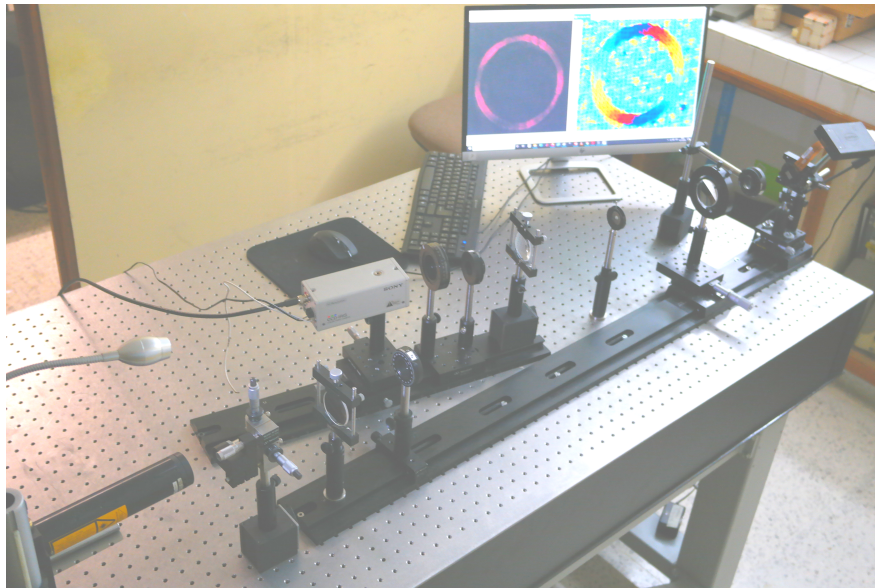


Figura 5.9: Arreglo experimental para la generación de un vórtice perfecto polarizado.

Caracterización del vórtice perfecto

El vórtice perfecto cilíndricamente polarizado generado a la salida del sistema $4f$ se muestra en la Figura 5.10. De la figura se puede observar un anillo delgado que en este caso porta carga topológica 10 pero en principio admite cualquier cantidad de carga, con un radio de 1.9 mm y 20 pixeles de ancho en el plano de entrada.

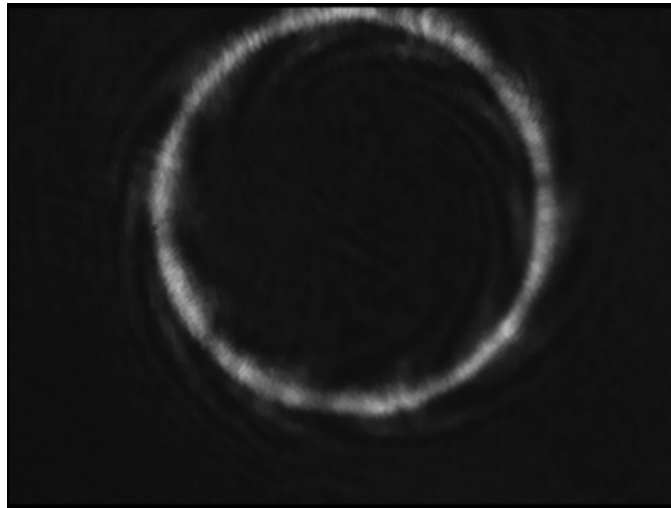


Figura 5.10: Vórtice óptico perfecto cilíndricamente polarizado carga $\nu = 10$.

La distribución de intensidad obtenida al colocar un polarizador horizontal y registrar el campo con una cámara CCD se muestra en la Figura 5.11.

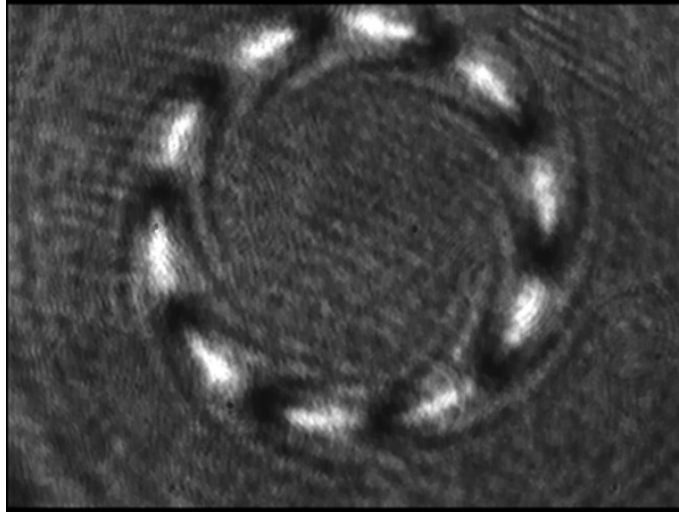


Figura 5.11: Distribución de intensidad de un VOP carga $\nu = 10$ al pasar por un polarizador alineado en dirección horizontal.

En la imagen se observa un patrón característico de lóbulos cuyo número en nuestro caso corresponden al valor de la carga topológica. Esto demuestra que la distribución de intensidad generada a la salida del sistema propuesto corresponde con un vórtice óptico cuyo radio es independiente de la carga topológica y que además presenta una estructura de polarización cilíndrica.

De igual manera en la figura 5.12 se muestra un VOP cilíndricamente polarizado de carga 5, con un radio de 1.7 mm y 30 píxeles de ancho. La distribución de intensidad obtenida al colocar un polarizador horizontal y registrar el campo con una cámara CCD se muestra en la Figura 5.13, en este caso se muestra una distribución de intensidad correspondiente a un vórtice con carga 5.

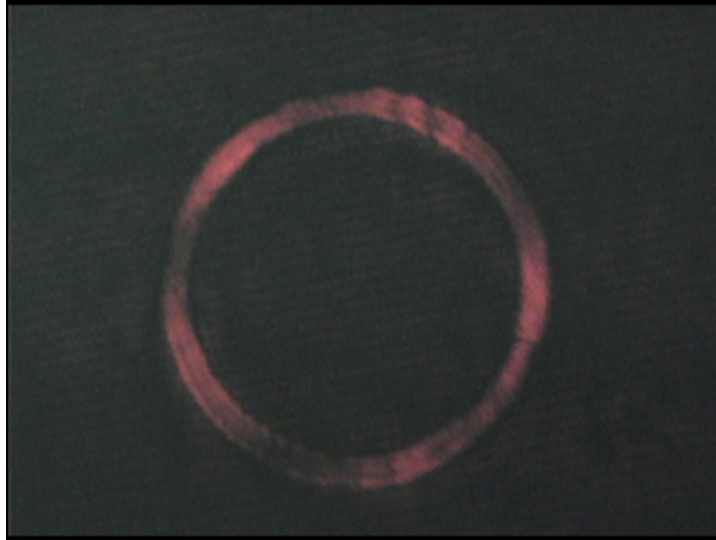


Figura 5.12: Vórtice óptico perfecto cilíndricamente polarizado carga $\nu = 5$.

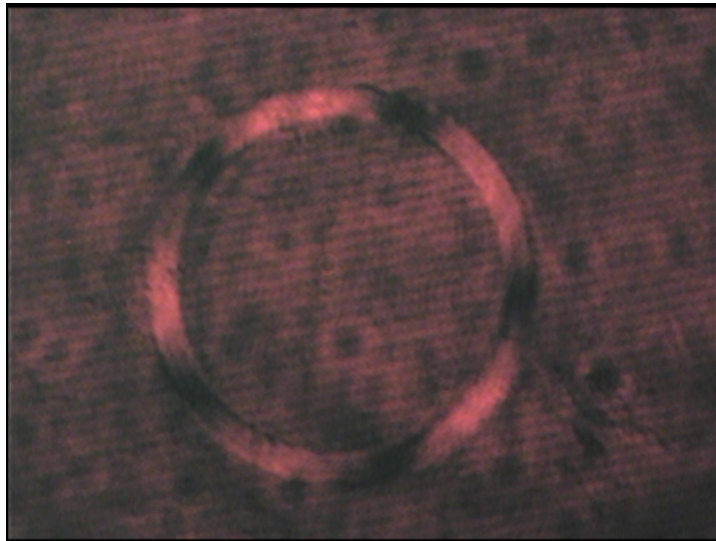


Figura 5.13: Distribución de intensidad de un VOP carga $\nu = 5$.

El mapa de polarización para el vórtice perfecto con carga topológica 5 de la figura 5.12 se muestra a continuación, notar que la fase hace 5 ciclos a lo largo del la sección transversal del haz y corresponden con el valor de la carga topológica.

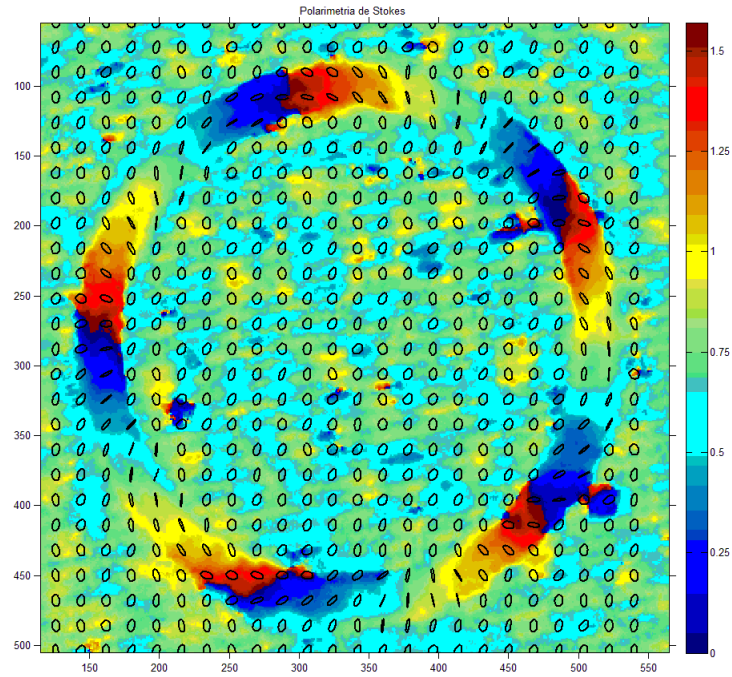


Figura 5.14: Mapa de polarización para el VOP con polarización estructurada radial de orden 5.

Los mapas de polarización para el VOP con polarización estructurada radial y azimutal, se muestran en las figuras 5.14 y 5.15 respectivamente, en ambos casos con un radio de 1.7 mm y 30 píxeles de ancho. Se ha elegido tal ancho con propósitos de observación, sin embargo es posible elegirlo de acuerdo a las necesidades de la aplicación de interés.

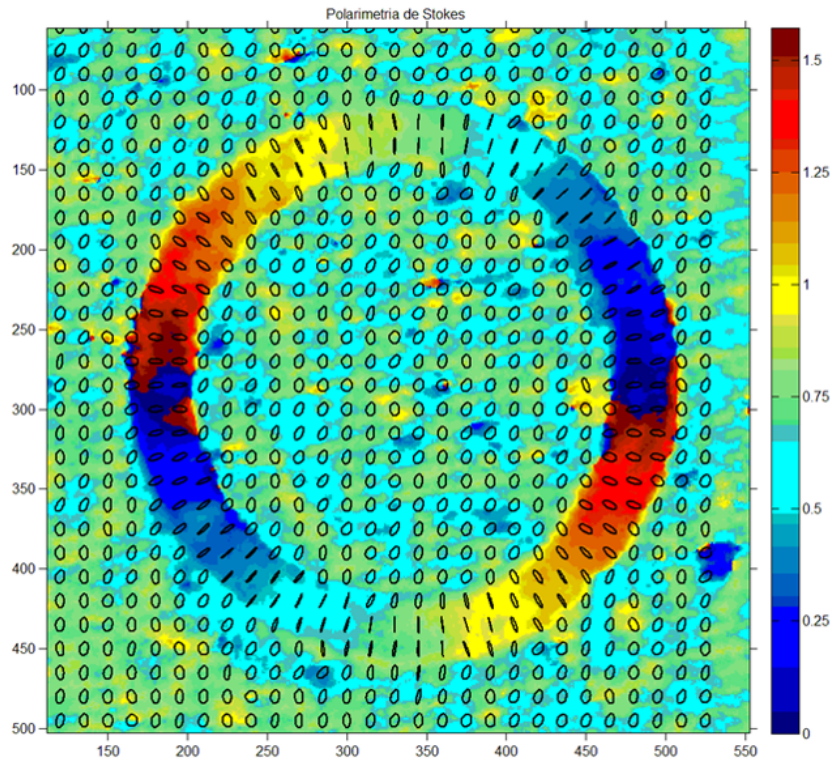


Figura 5.15: Mapa de polarización experimental para el VOP con polarización estructurada radial.

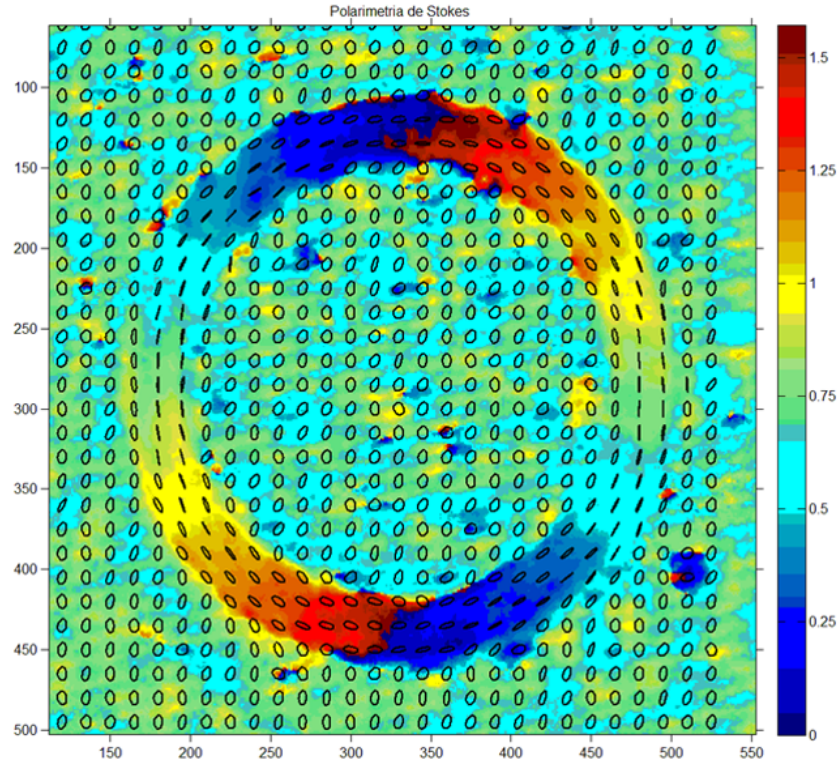


Figura 5.16: Mapa de polarización experimental para el VOP con polarización estructurada azimutal.

5.3. Conclusiones

En este capítulo se han presentado los resultados obtenidos de los experimentos y simulaciones numéricas realizados en este trabajo. Primeramente se ha caracterizado la polarización del haz de entrada para el sistema $4f$. Luego se ha caracterizado, de forma numérica y experimental, la polarización de los campos generados a la salida del sistema $4f$ en particular para la configuración radial, azimutal y espiral. Y finalmente se presentó la caracterización de un VOP cilíndricamente polarizado, por medio de su distribución de intensidades y mediante polarimetría de Stokes.

Capítulo 6

Conclusiones generales

- En este trabajo se han investigado los fundamentos de la generación de vórtices vectoriales y se ha propuesto una técnica experimental para la síntesis de un vórtice óptico perfecto con estructura de polarización.
- Se ha generado un vórtice óptico perfecto cilíndricamente polarizado por medio de un sistema de formación de imagen $4f$.
- En el sistema $4f$ se muestra que la polarización se puede estructurar en términos de la superposición de una componente radial y otra azimutal.
- Se han implementado algoritmos en Matlab para generar las señales de control para generar el VOP polarizado y para su caracterización.
- Mediante polarimetría de Stokes se han caracterizado; la polarización del láser empleado después de ser colimado, la polarización del campo a la salida del sistema de formación de imagen $4f$, en particular para los casos radial, azimutal, espiral, y la polarización de un VOP cilíndricamente polarizado.
- Los resultados de este trabajo han sido publicados en los siguientes congresos:

Segundo Congreso Internacional *Luz, Ciencia y Arte* (II-CILCA), 2019

LXII Congreso Nacional de Física, de la Sociedad Mexicana de Física, 2019

- El contenido de este trabajo forma parte de un manuscrito que actualmente está siendo sometido a arbitraje en una revista indexada.

The solar flux homogenization in plane receiving surfaces is a very important issue in several fields of solar concentration applications, particularly in increasing the efficiency of CPV modules. In achieving this goal, several attempts are being made, since the construction of complementary reflective devices as kaleidoscopes [1], until physical reorientation of concentrating mirrors and receptors [2,3]. Considering the simplicity and cheaper implementation of this last technique, in this work we propose a new mathematical approximation to predict the specific reorientation needed to achieve the homogenization condition of resulting solar flux profile, from the statistical mixture gaussian profiles of each individual concentrating mirror in their focal zone. The statistical mixture model shows a quite close reproduction of concentrating profiles obtained with numerical simulations of two-mirrors concentrating systems, while the same defocusing technique shows homogenization evidence for systems with a greater number of mirrors too. [1] Y. Meller, A. Kribus; Solar Energy 88 (2013) 204-214. [2] R. Pérez-Enciso et al; Renewable Energy 93 (2016) 115-124. [3] L. Moreno-Álvarez, A. Amat-Castrillón; Renewable Energy 133 (2019) 1479-1483

S4-2Y Generación y caracterización de un vórtice óptico perfecto cilíndricamente polarizado:

Amador Tispale Aguilar, amdrtaa@gmail.com, Benemérita Universidad Autónoma de Puebla, Facultad de Ciencias Físico Matemáticas; Miguel Angel Olvera Santamaría, molvera@fcfn.buap.mx, Benemérita Universidad Autónoma de Puebla, Facultad de Ciencias Físico Matemáticas; Andrey S. Ostrovsky, andreyo@fcfn.buap.mx, Benemérita Universidad Autónoma de Puebla, Facultad de Ciencias Físico Matemáticas

El vórtice óptico perfecto (VOP), introducido por primera vez por Ostrovsky et. al., constituye una herramienta muy importante en aplicaciones como pinzas ópticas, micro-manipulación y formación de haces. Se han desarrollado diversas técnicas para generarlos incluyendo q-plates, axicones y moduladores espaciales de luz de cristal líquido (LQSLM). Sin embargo, hasta ahora las técnicas de generación de un VOP han sido desarrolladas en el caso escalar por lo que las múltiples ventajas ofrecidas por haces vectoriales aún no han sido investigadas. En este trabajo abordamos la definición de un vórtice óptico perfecto con estructura espacial de polarización. En particular definimos un vórtice óptico perfecto cilíndricamente polarizado en términos

de una base de polarización para vórtices ópticos. Proponemos una nueva técnica para su generación experimental basada, a diferencia del tratamiento estándar en términos de una transformada de Fourier, en un sistema de formación de imagen 4f. Esta nueva técnica nos permite caracterizar in situ la carga topológica del VOP y determinar su distribución de polarización empleando polarimetría de Stokes. Consideramos que la simplicidad y versatilidad de la técnica propuesta será de utilidad para el desarrollo de nuevas rutas de investigación en microscopía y micro-manipulación óptica.

S5-2Y Exploración geofísica del sitio arqueológico Xochitecatl para la ubicación de estructuras arquitectónicas subterráneas:

Andrew Missel Salinas Ruiz, andrwsalinas@outlook.com, BUAP, INAH Salinas Ruiz Andrew Missel; M.C. Serrano Ortiz José; Arqueóloga Gómez García Yajaira

En la zona Arqueológica Cacaxtla-Xochitecatl, ubicada en el municipio de Nativitas dentro del Estado de Tlaxcala, se encuentran vestigios de posibles estructuras subterráneas en la parte de Xochitecatl, sin embargo, nunca se han realizado estudios geofísicos o geológicos para la ubicación de estas. Por lo que, en la presente investigación se realizaron estudios geofísicos de tomografía eléctrica y magnetometría para la ubicación de estructuras subterráneas. Particularmente, se enfocaron en la Pirámide de las Flores, así como su zona trasera donde existen cuevas con una dirección desconocida. En este sentido, la prospección magnética ayudó a caracterizar el subsuelo de las zonas mencionadas, en el cual, se aplicaron las correcciones y filtros correspondientes, resaltando las anomalías someras con el filtro de primera derivada, con el cual se observaron las posibles estructuras con cierta profundidad. Para lograr una mejor caracterización, se realizaron 6 tomografías eléctricas con un arreglo Wenner-Schulemberger. Dando como resultado la ubicación de una posible cámara central debajo de la Pirámide de las Flores, con una posible interconexión de cuevas en los lados este, oeste y sur (con vista hacia los volcanes Popocatepetl e Iztaccihuatl). En la región "este", también se presume el hallazgo de una estructura con una posible asociación a una nueva etapa constructiva. En la parte trasera de Xochitecatl, se encuentra la entrada de una cueva, en la cual, la realización de estudios de tomografía y magnetometría ubicaron 3 posibles caminos que pueden llevar hacia la parte "este" de la Pirámide de las Flores. Palabras clave: Xochitecatl, arqueología, geofísica, tomografía, magnetometría.

Figura 6.1: Memorias CILCA

cimiento Coherente, que predice, además de las resonancias plasmónicas de partículas individuales, un nuevo modo a frecuencias menores. Asimismo se analizan las condiciones en las que esta excitación aparece al considerar nanopartículas de materiales realistas, como el oro y la plata, y se estudia su comportamiento como función del ángulo de incidencia, longitud de onda y fracción de cubierta. Asimismo, se propone el uso de este nuevo modo para biosensado.

MS404 “Eficiencia de la luminosidad de una fibra óptica simulada con las extensiones de TOPAS basadas en GEANT4” *Margarita Amaro Aranda (mamaro1@gmail.com), Benemérita Universidad Autónoma de Puebla; Jorge Naoki Domínguez Kondo (Jorge.dominguezk@alumno.buap.mx), Benemérita Universidad Autónoma de Puebla; Eduardo Moreno Barbosa (emoreno@fcfm.buap.mx), Benemérita Universidad Autónoma de Puebla; Carlos Miguel Cuatrecatl (carhendfend1@gmail.com), Benemérita Universidad Autónoma de Puebla; *Expositor.*

Se realizó la simulación de las características físicas de una fibra óptica del tipo BCF-10 la cual está optimizada para diámetros mayores a 250 μm que se identifica por tener un color azul en el espectro de luz visible y que cuenta con un pico de emisión de 432 nm a un tiempo de decaimiento de 2.7 ns y por la cual pasan aproximadamente del orden de 8000 fotones por Mev con las extensiones que ofrece TOPAS con la finalidad de obtener el porcentaje de pérdida de fotones al paso por la fibra óptica con las características antes mencionadas y con ello poder verificar la eficiencia y optimización con la que la fibra fue construida de acuerdo a la luminosidad emitida durante la simulación.

MS414 Análisis de error por desalineación de una superficie esférica evaluada por deflectometría. *Diana Nallely Castán Ricano* (diana.ncr@gmail.com), Instituto Nacional de Astrofísica, Óptica y Electrónica; Fermín Salomón Granados Agustín (fermin@inaoep.mx), Instituto Nacional de Astrofísica, Óptica y Electrónica; Maximino Avendaño Alejo (maximino.avendaño@cat.unam.mx), Universidad Nacional Autónoma de México; María Elizabeth Percino Zacarías (epercino@inaoep.mx), Instituto Nacional de Astrofísica, Óptica y Electrónica; Alejandro Cornejo Rodríguez (acornejo@inaoep.mx), Universidad Nacional Autónoma de México; *Expositor.* En el presente trabajo, se utiliza la deflectometría para medir la calidad de las superficies ópticas, por la precisión que se puede alcanzar. Para implementar esta técnica, se usa una pantalla para elegir algunos rayos incidentes que serán analizados. Para ello, se mide la intersección de los rayos elegidos al ser refractados por la superficie bajo prueba, en un plano de detección. Se usa una configuración nula la cual tiene un arreglo ordenado de puntos en el plano de detección, para ello se diseña la pantalla. Se ilumina la pantalla con un frente de onda esférico, la fuente puntual usada se coloca sobre el eje óptico junto con la

pantalla, con esto se garantiza tener una distribución nula. Sin embargo, si existen desalineaciones de la superficie bajo prueba una nueva distribución de puntos se observa y se necesita corregir. Se muestran algunas simulaciones cuando existe descentramiento e inclinación de la superficie óptica bajo prueba y como afecta en la evaluación de la superficie.

MS424 ESCANEADO 3D DE UNA SUPERFICIE OCULAR *Omar Palillero Sandoval (omar.palillero@uaem.mx), Universidad Autónoma del Estado de Morelos; Mireya Lucia Hernández Jaines* (mireyahj8@gmail.com), Universidad Autónoma del Estado de Morelos; Rafael Amador Condado Pérez (rafa_rz2@hotmail.com), Universidad Autónoma del Estado de Morelos; Abraham Bernal Franco (abraham.bernalfranco@uaem.edu.mx), Universidad Autónoma del Estado de Morelos; *Expositor.*

En el presente trabajo se muestra un proceso de modelado 3D de objetos extendidos mediante la técnica Hoja de Luz, particularmente escaneando una superficie ocular, con el objetivo de realizar análisis dimensional así como las propiedades específicas que permitan detectar alguna irregularidad mediante un sistema híbrido óptico digital.

MS434 Superando el límite de resolución de Rayleigh con un vórtice perfecto cilíndricamente polarizado. *Joaquín García García* (216570285@alumnos.buap.mx), Benemérita Universidad Autónoma de Puebla; Miguel Angel Olivera Santamaría (molvera@fcfm.buap.mx), Benemérita Universidad Autónoma de Puebla; Andrey S. Ostrovsky (andreyo@fcfm.buap.mx), Benemérita Universidad Autónoma de Puebla; *Expositor.*

En numerosas aplicaciones en óptica es necesario obtener distribuciones de campo con resolución superior al límite de Rayleigh. Esto ha proporcionado múltiples ventajas de la observación de estructuras micro y nanométricas. Por otro lado, también ha hecho posible no solo observar sino confinar partículas para el estudio de la interacción de la radiación con la materia. En los últimos años se ha dado gran importancia al desarrollo de campos ópticos con polarización estructurada espacialmente y los resultados han evidenciado su capacidad para generar campos ópticos con dimensiones menores al límite de Rayleigh. En este trabajo abordamos teórica y experimentalmente el problema del enfocamiento, bajo apertura numérica grande, de un vórtice óptico cilíndricamente polarizado. Demostramos que es posible obtener un spot con tamaño de $.36\lambda$ a partir de un VOP azimutalmente polarizado y un campo anular con radio interno de $.145\lambda$ a partir de un VOP radialmente polarizado.

MS439 GENERACIÓN DE UN VÓRTICE ÓPTICO PERFECTO CON POLARIZACIÓN CILÍNDRICA POR MEDIO DEL MODULADOR ESPACIAL DE LUZ DE CRISTAL LÍQUIDO *Andrey S. Ostrovsky (andreyo@fcfm.buap.mx), Benemérita Universidad Autónoma de Puebla; Miguel Angel Olivera*

Figura 6.2: Memorias CNF

Santamaría (molvera@fcfm.buap.mx), Benemérita Universidad Autónoma de Puebla; Amador Tapale Aguilar* (amdrtao@gmail.com), Benemérita Universidad Autónoma de Puebla; *Expositor.

El vórtice óptico perfecto (VOP), introducido por Ostrovsky et. al., constituye una herramienta muy importante en aplicaciones como pinzas ópticas, micro-manipulación y formación de haces. Se han desarrollado diversas técnicas para generarlos. Sin embargo, hasta ahora las técnicas de generación de un VOP han sido desarrolladas en el caso escalar por tanto las posibles ventajas ofrecidas por haces vectoriales aún no han sido investigadas. En este trabajo abordamos la definición de un vórtice óptico perfecto con polarización cilíndrica. Proponemos una técnica para su generación experimental basada en un sistema de formación de imagen 4f, que incorpora un modulador espacial de luz de cristal líquido en la entrada rotado por 45° respecto a su eje activo, seguido de una placa de cuarto de onda con su eje rápido alineado con el eje vertical de nuestro sistema de laboratorio. Consideramos que la técnica propuesta será de utilidad para el desarrollo de nuevas rutas de investigación en óptica.

M8467 Estudio teórico y numérico de plasmones superficiales en una guía de ondas de cristal fotónico que contiene metamaterial dispersivo José Eduardo Medina Magallón* (jmedtinamagallon@gmail.com), Universidad Michoacana de San Nicolás de Hidalgo; Héctor Igor Pérez Aguilar (hsperezag@yahoo.com), Universidad Michoacana de San Nicolás de Hidalgo; Petr Zhevandrov Bolshakova (pzhevandrov@umich.mx), Universidad Michoacana de San Nicolás de Hidalgo; Alberto Mendoza Suárez (amendezas777@yahoo.com), Universidad Michoacana de San Nicolás de Hidalgo; *Expositor.

En este trabajo se presenta un estudio numérico de la respuesta electromagnética de una guía de ondas de cristal fotónico (PCW) que está formada por dos placas plano paralelas y un arreglo periódico de inclusiones de metamaterial (LHM) dispersivo. El resultado del cálculo de la estructura de bandas fotónicas muestra la presencia de un plasmón superficial (SP) alrededor de $\omega_p = 0.04719$. Los cálculos numéricos se realizaron mediante la técnica conocida como el Método de la Ecuación Integral. Además, se presenta un estudio teórico de la PCW utilizando la Teoría de Floquet para comparar los resultados analíticos con los obtenidos numéricamente con el Método de la Ecuación Integral. Estas ondas de superficie en la guía de ondas propuesta permiten ser otra alternativa de desarrollo de innumerables aplicaciones en diversos campos de la ciencia y la tecnología que abarcan desde la biomedicina hasta las telecomunicaciones.

M8468 Estudio de patrones de difracción de aberturas anulares de diferente grosor Carlos Tecalero Zaldívar* (carlostkz2155@gmail.com), Benemérita Universidad Autónoma de Puebla; Rosibel Carrada Legarín (rosibel.carrada@gmail.com), Benemérita Universidad

Autónoma de Puebla; María Del Rosario Pastrana Sánchez (rpastrana78@gmail.com), Benemérita Universidad Autónoma de Puebla; *Expositor.

La difracción es un fenómeno característico del movimiento ondulatorio que se presenta cuando una onda es desviada por un obstáculo, además este efecto es más notable cuando el tamaño de las aberturas es comparable a la longitud de onda. Basándose en los resultados de ondas generadas por un anillo, se propone en este trabajo continuar el estudio para el caso de difracción de aberturas anulares iluminadas con un haz de luz. Se comparan los resultados experimentales con los resultados teóricos y se analiza la dependencia respecto al grosor de la abertura anular. Para describir el fenómeno se emplea la transformada de Fourier-Bessel y se realizan representaciones gráficas de las ecuaciones que describen el campo y la distribución de irradiancia. En la parte experimental utiliza un haz de láser y aberturas anulares de diferente grosor. Se presentan los resultados y una discusión de los mismos.

M8470 Guía de ondas de cristal fotónico con patrones de intensidad de campo desordenados Hugo Alva Medrano* (hugoalva9@gmail.com), Universidad Michoacana de San Nicolás de Hidalgo; Claudia Guillén Gallegos (clausfases@yahoo.com.mx), Universidad Michoacana de San Nicolás de Hidalgo; Alberto Mendoza Suárez (amendezas777@yahoo.com), Universidad Michoacana de San Nicolás de Hidalgo; Héctor Igor Pérez Aguilar (hsperezag@yahoo.com), Universidad Michoacana de San Nicolás de Hidalgo; *Expositor.

En este trabajo consideramos una guía de ondas de cristal fotónico formada por dos superficies planas que envuelven un arreglo periódico de inclusiones cilíndricas circulares o esféricas. Consideramos también un método numérico integral para el cálculo de los modos propios del sistema y sus correspondientes intensidades de campo en un amplio rango de frecuencias para guías de ondas en dos y/o tres dimensiones. Bajo ciertas condiciones, el sistema presenta patrones de intensidad de campo desordenados y pequeñas longitudes de correlación l , calculadas a partir de las funciones de autocorrelación. Los patrones de intensidad de campo desordenados no son suficientes para asegurar la presencia del caos en el sistema; sin embargo los sistemas clásicos correspondientes presentan comportamientos caóticos. Por esta razón creemos que la explicación de los patrones desordenados es el fenómeno del caos electromagnético que podrían tener varias aplicaciones como en la criptografía.

M8471 RESPUESTA ÓPTICA DE UNA GUÍA DE ONDAS DE CRISTAL FOTÓNICO CON INCLUSIONES RUGOSAS DE METAMATERIALES Y CON DEFECTOS Sergio Sánchez López* (sergiosanz125@gmail.com), Universidad Michoacana de San Nicolás de Hidalgo; Héctor Igor Pérez Aguilar (hsperezag@yahoo.com), Universidad Michoacana de San Nicolás de Hidalgo; Alberto Mendoza Suárez

Figura 6.3: Memorias CNF

Cylindrically polarized perfect optical vortex: generation and focusing properties

M. Á. Olvera-Santamaría^a, J. García-García^a, A. Tlapale-Aguilar^a, C. Rickenstorff-Parrao^b and A. S. Ostrovsky^a

^aFacultad de Ciencias Físico Matemáticas, Benemérita Universidad Autónoma de Puebla, Puebla 72000, México

^bFacultad de Ciencias de la Electrónica, Benemérita Universidad Autónoma de Puebla, Puebla 72000, México

ARTICLE INFO

Keywords:
perfect vortex
cylindrical polarization
focusing

ABSTRACT

In this paper we extend the concept of perfect optical vortex to the vector case and investigate its focusing properties in the high numerical aperture regime. We show that simultaneous phase encoding of orthogonal components can be realized by means of a $4f$ imaging system incorporating a phase only liquid-crystal spatial light modulator whose director axis is rotated 45° with respect to the horizontal axis. As an example of application, we demonstrate theoretically and experimentally that a ring-shaped field with inner radius of 0.15 can be obtained by focusing a radially polarized perfect vortex and a tight spot of 0.36 FWHM can be obtained by focusing an azimuthally polarized perfect vortex.

1. Introduction

The concept of Perfect Optical Vortex (POV) was introduced by Ostrovsky et. al. as a theoretical model to decouple the vortex radius dependence on the topological charge and generation techniques were proposed [1, 2]. This concept has been recognized and successfully applied by the optics community in a number of investigations including propagation invariant fields, beam shaping, quantum information theory, micro manipulation and focusing (see, e.g., [3–7]).

logical charges can be controlled [13]. More recently, Khonina carried out a detailed analytical and numerical investigation of focused high-order cylindrically polarized vortex beams showing that subwavelength focal spots can be generated when the order of polarization and topological charge coincide [14].

The increasing range of potential applications of vector vortex beams demands feasible experimental schemes. However, generation techniques frequently require bulky optical systems and complicated alignments which make it

Figura 6.4: Carátula del manuscrito.

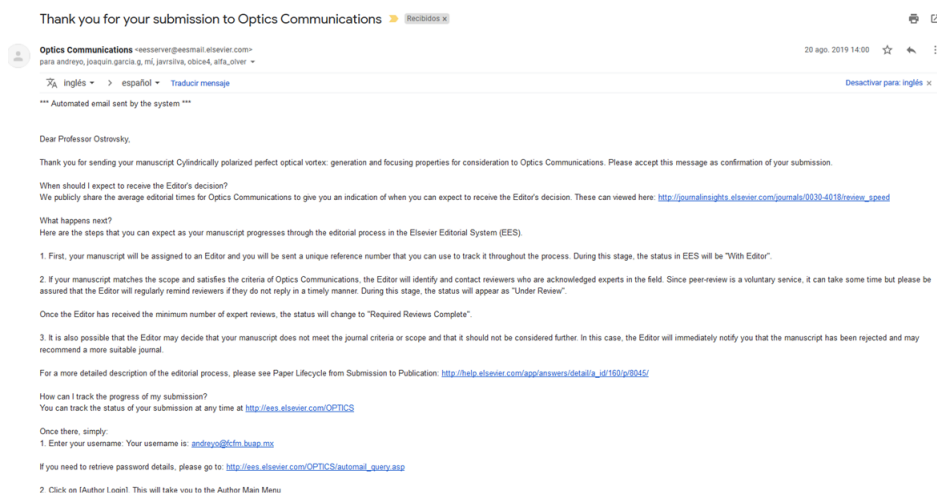


Figura 6.5: Correo de aceptación para revisión del manuscrito.

Bibliografía

- [1] A. S. Ostrovsky, C. Rickenstorff-Parrao and V. Arrizón; *Generation of the perfect optical vortex using a liquid crystal spatial light modulator*, Opt. Lett. 38, 534-536 (2013).
- [2] A. M. Yao and M. J. Padgett, *Orbital angular momentum: origins, behaviour and applications*; Advances in optics and photonics. 3, pp 161-204 (2011).
- [3] Joseph W. Goodman. *Introduction to Fourier Optics. McGraw-Hill, second edition*, (1996).
- [4] A. S. Ostrovsky, C. Rickenstorff-Parrao, J. García-García, V. Arrizón, and R. Ramos-García. *Simple technique for generating the perfect optical vortex* Opt. Lett. 39, no 19 (2014).
- [5] G. B. Arfken and H. J. Weber, *Mathematical Methods for Physicists* (Harcourt / Academics Press, 2001).
- [6] Eugene Hecht, *Optica*, Addison Wesley Iberoamericana, 3ra Ed., (2000).
- [7] Bahaa E.A Saleh y Malvin Carl Tech. *Fundamentals of photonics*. John and Wiley and Sons, Inc., edition, (1991).
- [8] *Polarized Light*. Dennis H. Goldstein. CRC Press 2011. Third edition.
- [9] *Polarized Light and Optical Systems (Optical Sciences and Applications of Light)* 1st Edition by Russell A. Chipman , Wai Sze Tiffany Lam , Garam Young.
- [10] Pochi Yeh y Claire Gu. *Optics of Liquid Crystal Displays*. John Wiley Sons Inc., (1999).
- [11] A. Yariv and P. Yeh, *Optical Waves in Crystals: Propagation and Control of Laser Radiation*, 2nd ed. New Jersey: John Wiley and Sons, (2003).

- [12] Peter Marcos and Costas M. Soukoulis *Wave Propagation: From Electrons to Photonic Crystals and Left-Handed Materials*, Princeton University Press. (2008)
- [13] S. C. Tidwell, D. H. Ford and W. D. Kimura, *Generating radially polarized beams interferometrically*, Appl. Opt., 29, 2234-39 (1990).
- [14] M. Stalder and M. Schadt, *Linearly polarized light with axial symmetry generated by liquid-crystal polarization converters*, Opt. Lett., 21, 1948-1950 (1996).
- [15] A. V. Nesterov and V. G. Niziev, *Laser beams with axially symmetric polarization*, J. Phys. D, 33, 1817-1822 (2000).
- [16] A. Niv, G. Biener, V. Kleiner and E. Hasman, *Formation of linearly polarized light with axial symmetry by use of space-variant subwavelength gratings*, Opt. Lett., 28, 510-512 (2003).
- [17] B. Richards and E. Wolf, *Electromagnetic diffraction in optical systems I y II. Structure of the image field in an aplanatisystem*, Department of theoretical Physics, University of Manchester., 1959.
- [18] K. S. Youngworth and T. G. Brown, *Focusing on high numerical aperture cylindrical vector beams*, Optics Express, 2, pp. 77-87, (2000).
- [19] F. Gori, *Polarization basis for vortex beams*, J. Opt. Soc. A, 18, 1612-1617 (2001).
- [20] F. Gori, *Partially correlated sources with complete polarization*, Opt. Lett., 33, 2818-2820 (2008).
- [21] Q. Zhan and J. R. Leger, *Focus shaping using cylindrical vector beams*, Opt. Express 10 324-331 (2002).
- [22] Christian Brosseau, *Fundamentals of polarized light: a statistical optics approach*, John Wiley (1998).