



CENTRO DE INVESTIGACIONES
EN ÓPTICA, A.C.

“GENERACIÓN DE HACES VECTORIALES MEDIANTE DISPOSITIVOS DIGITALES DE MICROESPEJOS”

“Versión Definitiva. Incluye cambios sugeridos por revisores”

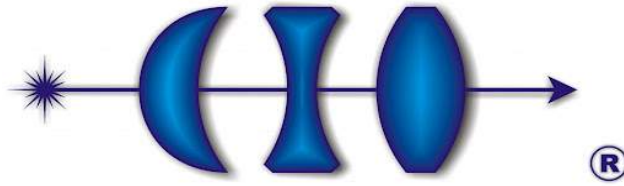
Tesis que para obtener el grado de Maestro en Ciencias (Óptica)

Presenta: *Francisco Israel Mecillas Hernández*

Director de Tesis: Dr. Carmelo Guadalupe Rosales Guzmán

Vo. Bo.

León · Guanajuato · México
Noviembre de 2022



**CENTRO DE INVESTIGACIONES
EN ÓPTICA, A.C.**

**“GENERACIÓN DE HACES
VECTORIALES MEDIANTE
DISPOSITIVOS DIGITALES DE
MICROESPEJOS”**



Tesis que para obtener el grado de Maestro en Ciencias
(Óptica)

Presenta:

Francisco Israel Mecillas Hernández

Director de tesis:

Dr. Carmelo Guadalupe Rosales Guzmán

León · Guanajuato · México

Septiembre 2022

Agradecimientos

Primeramente, agradezco al CONACyT por el soporte financiero como sustento durante mi programa de posgrado. También agradezco por el apoyo y dedicación que me ha brindado el Dr. Carmelo Guadalupe Rosales Guzmán, y agradezco por el apoyo en infraestructura y equipo de laboratorio que facilitó el presente trabajo al Dr. Rafael Espinosa Luna. Así también agradezco al CIO por darme las herramientas teóricas y experimentales durante mi formación en el posgrado.

Dedicación

A mi familia por su apoyo incondicional.

Resumen

Este trabajo consistió en generar haces de luz estructurados utilizando un dispositivo digital de microespejos “DMD” (Digital Micromirrors Device por sus siglas en inglés). Para poder generar haces de luz estructurados, se utilizó la técnica de Lee, la cual consiste en generar hologramas binarios con información en amplitud y fase de diferentes campos ópticos, por medio del software Matlab los cuales se envían al DMD. De este modo, al hacer incidir un modo Gaussiano en el DMD, el haz generado en el primer orden de difracción es modulado en amplitud y fase. También se consideró el estado de polarización de los haces estructurados, y se generaron haces vectoriales, los cuales consisten en la superposición colineal de dos modos ortogonales tanto espacialmente como en polarización (base de polarización circular). Para acoplar los dos modos ortogonales, se implementó un interferómetro Sagnac de camino óptico común, el cual es un interferómetro por división de amplitud polarizable 50/50, que divide cada haz en sus componentes de polarización, horizontal y vertical. El haz de luz que es dividido se propaga en dos direcciones opuestas hacia el mismo camino óptico. Para caracterizar los haces vectoriales se realizó polarimetría de Stokes, y cada medición de intensidad fue grabada por una CCD, donde la reconstrucción de la polarización se realizó mediante software (Matlab). Se generaron diferentes tipos de haces vectoriales entre los que destacan los modos Laguerre-Gauss (*LG*), Ince-Gauss Helicoidales (*HIG*), Mathieu-Gauss Helicoidales (*HMG*) y Parabólicos-Gaussianos Viajantes (*TPG*).

Contribuciones

Este trabajo dio origen a una publicación en la revista Journal of Optics, en la que participé como coautor:

“Highly-stable generation of vector beams through a common-path interferometer and a DMD”

Citation: Benjamin Perez-Garcia et al 2022 J. Opt. 24 074007

Índice general

1. Introducción	11
2. Dispositivos Digitales de Microespejos	13
3. Fundamentos teóricos sobre haces vectoriales	17
3.1. Modos Laguerre-Gauss	18
3.2. Modos Ince-Gauss	21
3.3. Modos Mathieu-Gauss	24
3.4. Modos Parabólicos-Gaussianos	27
3.5. Modos vectoriales	29
3.6. Caracterización de modos vectoriales	29
4. Descripción experimental sobre la generación de haces vectoriales	32
5. Generación experimental de haces vectoriales en diferentes sistemas coordenados	36
5.1. Modos escalares Laguerre Gauss (<i>LG</i>)	36
5.2. Modos vectoriales Laguerre Gauss (<i>LG</i>)	38
5.3. Modos vectoriales Ince-Gauss Helicoidales (<i>HIG</i>)	40

5.4. Modos vectoriales Mathieu-Gauss Helicoidales (<i>HMG</i>)	41
5.5. Modos vectoriales Parabólicos–Gaussianos Viajantes (<i>TPG</i>)	42
5.6. Generación simultánea de varios modos vectoriales	43
6.	44
6.1. Conclusiones	44
6.2. Perspectivas futuras	45

Índice de figuras

2.2.	La luz incidente en la superficie del DMD es refleja en diferentes direcciones, dependiendo del estado en que se encuentren los micro-espejos.	13
2.1.	En (a) se muestra un arreglo periódico de micro-espejos en el estado ON, en (b) en el estado OFF y en (c) en ambos estados, respectivamente.	14
2.3.	Ejemplos de hologramas binarios de Lee, que corresponden a diferentes campos ópticos como es para un Laguerre-Gauss (<i>LG</i>), Ince-Gauss Helicoidal (<i>HIG</i>), Parabólico-Gaussiano Viajante (<i>TPG</i>).	15
3.1.	Simulación numérica para los modos LG_p^ℓ , en el panel superior se muestran las intensidades y en el panel inferior se muestran las fases. Como puede observarse, aún cuando los modos sean similares en la forma espacial, al variar de ℓ a uno opuesto, las fases de los modos se invierten. Se utilizaron los siguiente valores $\omega_0 = 0.5$ mm, $\lambda = 633\text{e-}6$	20
3.2.	Ejemplos de modos <i>HIG</i> 3.23, donde se utilizaron los siguientes valores $\omega_0 = 0.35$ mm, $\epsilon = 2$, y $\lambda = 633\text{e-}6$	23
3.3.	Como se muestra en cada una de las imágenes de las simulaciones numéricas, al ir variando la elipticidad, los haces <i>HIG</i> se transforman desde los <i>LG</i> hasta los <i>HG</i>	23
3.4.	Modos <i>HMG</i> , para las dos primeras columnas $ec = 0.9$, $a = 0.56$, $kt = 16.5$, $\omega_0 = 0.64$ mm, $\lambda = 633\text{e-}6$ mm; para las últimas dos columnas $ec = 0.9$, $a = 0.2$, $kt = 30$, $\omega_0 = 0.7$ mm, $\lambda = 633\text{e-}6$ mm.	26
3.5.	Diferentes modos <i>TPG</i> , en las primeras dos columnas se utilizaron los valores $\omega_0 = 0.2$ mm, $\mu = 100$, $\lambda = 633\text{e-}6$, $kt = 1.9\text{e}5$, $a = 3$; en las últimas dos columnas los valores fueron $\omega_0 = 0.2$ mm, $\mu = 100$, $\lambda = 633\text{e-}6$, $kt = 1.9\text{e}5$, $a = 0.5$	28
3.6.	En (a) se muestran las simulaciones de mediciones de intensidad para un haz escalar $LG_1^1(\mathbf{r})$ con polarización circular derecha, y en (b) para un haz vectorial correspondiente a 3.48.	30

3.7. En (c) se muestran las simulaciones de los parámetros de Stokes para un haz escalar $LG_1^1(\mathbf{r})$ con polarización circular derecha, y en (d) para un haz vectorial, correspondiente a 3.48.	31
3.8. Se muestran las simulaciones de la reconstrucción de la polarización de un modo escalar con polarización circular derecha y polarización circular izquierda, al superponer estos dos modos ortogonales forman un haz vectorial con polarización radial, donde la concurrencia es 1 para un haz vectorial y 0.5 para un haz escalar, acorde a la expresión 3.48.	31
4.1. Montaje experimental para generar y caracterizar haces vectoriales.	32
4.2. Hologramas binarios multiplexados, para generar los modos Ince-Gauss Helicoidales HIG , Laguerre-Gauss LG , Parabólicos-Gaussianos TPG y Mathieu-Gauss Helicoidales HMG	34
4.3. Módulo DMD DLPDLCR4710EVM-G2.	34
5.1. Mediciones de intensidad, (a y c) experimentales, (b y d) simulaciones numéricas, y en (e) hologramas binarios H_1, H_2	37
5.2. Mediciones de Stokes, (a y c) experimentales, (b y d) simulaciones numéricas; reconstrucción de polarización, (e y f) experimentales, (e.1 y f.1) simulaciones numéricas. . .	37
5.3. Modos vectoriales LG generados experimentalmente y comparados con la simulación numérica, en (a y c) se muestran las mediciones de intensidad y simulación numérica; en (d y e) se muestran los parámetros de Stokes experimentales y se comparan con los simulados numéricamente; en (f y g) se muestran la reconstrucción de la polarización experimental y se compara con la simulación numérica, finalmente en (h y i) se muestran diferentes modos vectoriales LG experimentales comparados con los simulados numéricamente. Donde el valor de la concurrencia experimental es muy próximo al valor teórico.	38
5.4. Modos escalares con polarización circular derecha (5) y polarización circular izquierda (8) se encuentran en los polos de la esfera de Poincaré (en la primera y en la última fila), para los modos con polarización elíptica (6 y 7) se encuentran entre los polos y el ecuador, los modos vectoriales (1, 2, 3 y 4) con polarización radial, azimutal y espiral se encuentran en el eje del ecuador, y cada uno de los modos generados se encuentran en la superficie de la esfera de Poincaré.	39

- 5.5. Modos $HIG_{m,p}$ generados experimentalmente y comparados con simulaciones numéricas, en (a y b) se muestran las mediciones de intensidad y simulaciones numéricas respectivamente; en (c y d) se muestran los parámetros de Stokes experimentales comparados con los simulados numéricamente; en (e y e.1) se muestra la reconstrucción de la polarización experimental comparados con los simulados numéricamente, finalmente en (f y g) se muestran diferentes modos vectoriales $HIG_{m,p}$ experimentales y los simulados numéricamente. Donde el valor de la concurrencia experimental es muy próximo al valor teórico. 40

- 5.6. Modos HMG generados experimentalmente y las simulaciones numéricas, en (a y b) se muestran las mediciones de intensidad y la simulación numérica respectivamente; en (c y d) se muestran los parámetros de Stokes experimentales y se comparan con los simulados numéricamente; en (e y e.1) se muestran la reconstrucción de la polarización experimental junto con la simulación numérica, finalmente en (f y g) se muestran diferentes modos vectoriales HMG experimentales y simulados numéricamente. Donde el valor de la concurrencia experimental es muy próximo al valor teórico. 41

- 5.7. Modos TPG generados experimentalmente vs simulación, en (a y b) se muestran las mediciones de intensidad y simulación numérica respectivamente; en (c y d) se muestran los parámetros de Stokes experimentales vs simulados; en (e y e.1) se muestran la reconstrucción de la polarización experimental vs teórico, finalmente en (f y g) se muestran diferentes modos vectoriales PG experimentales vs simulados. Donde el valor de la concurrencia experimental es muy próximo al valor teórico. 42

- 5.8. En los paneles (a y b) se muestran las mediciones de los parámetros de Stokes para los modos vectoriales LG_0^1 y $HIG_{3,5}$. En (c y d) se muestra la reconstrucción de la polarización sobre los nueve modos vectoriales generados para los modos vectoriales LG_0^1 y $HIG_{3,5}$ con diferentes distribuciones de polarización. Para el caso de los modos vectoriales $HIG_{3,5}$, al ir incrementando el valor de la elipticidad, se observa la transformación espacial de modos vectoriales $LG \rightarrow HIG \rightarrow HG$ 43

Capítulo 1

Introducción

La luz estructurada se encuentra ligada a la manipulación y control de las propiedades físicas de la luz, como es la fase, amplitud, polarización, frecuencia, momento angular de spin (SAM por sus siglas en inglés), momento angular orbital (OAM por sus siglas en inglés), entre otras. Estas propiedades físicas mencionadas, pueden ser controladas a través de elementos ópticos o dispositivos digitales [1]. Entre estos últimos, se han desarrollado los moduladores espaciales de cristal líquido [2], dispositivos digitales de microespejos [3, 4], elementos de fase geométrica como son las q-plates [5], entre otros. La importancia de controlar estas propiedades físicas de la luz, radica en las múltiples aplicaciones, como es en trampas ópticas para manipular partículas sensibles al SAM, OAM y polarización [6]; En comunicaciones ópticas se generan haces vectoriales con diferente distribución de polarización, y empleando la técnica de multiplexación, la información que se transmite por medio de luz, es almacenada en modos espacialmente ortogonales [7, 8, 9]. Por otro lado, las soluciones en diferentes sistemas coordenados de la ecuación en la aproximación paraxial de onda, dan lugar a diferentes clases de campos ópticos. Si se resuelve la ecuación paraxial en coordenadas cilíndricas, las soluciones son de tipo funciones Laguerre, dando parte a campos ópticos Laguerre–Gauss. También se tienen soluciones considerando coordenadas elípticas, elípticas-cilíndricas o parabólicas, lo que da origen a campos ópticos como son los modos: Ince–Gauss Helicoidales, Mathieu–Gauss Helicoidales y Parabólicos–Gaussianos Viajantes.

Para poder modular estos campos ópticos se necesitan dispositivos ópticos, como es el caso de los moduladores espaciales de luz basados en cristal líquido (Spatial Light Modulators por sus siglas en inglés) que permiten controlar la amplitud y fase de un haz de luz incidente, no obstante estos equipos se encuentran limitados a la respuesta del estado de polarización incidente, ya que todos solo responden cuando se le hace incidir luz con polarización horizontal, respecto al arreglo matricial cristalino. También, se han desarrollado elementos ópticos como son las meta-superficies [10, 11], q-plates [12], rejillas de difracción polarizables [13], que permiten controlar la fase, amplitud y polarización del estado de luz generado. No obstante, uno de los dispositivos ópticos que se han utilizado como alternativa a los SLMs y elementos ópticos, es el dispositivo digital de micro-espejos (DMD por sus siglas en inglés), ya que no es sensible a la polarización, permite controlar la fase y amplitud de cualquier haz de luz incidente, y opera a frecuencias desde los Hz a KHz. Los DMDs son una tecnología que comenzó con la compañía Texas Instruments, tales dispositivos se conocen como sistemas micro-electromecánicos, que se encuentran constituidos por arreglos bidimensionales de micro-espejos [14, 15, 16].

La matriz de micro-espejos que forma parte de la pantalla del DMD, puede ser configurada digitalmente para formar diferentes patrones binarios, una forma de generar diferentes patrones binarios es a través de la técnica de Lee, la cual consiste en generar hologramas binarios digitales de amplitud y fase. De esta manera, los DMDs son ampliamente utilizados para la modulación de la amplitud y fase de cualquier haz de luz, por ejemplo al incidir un haz Gaussiano en la pantalla del DMD, el haz difractado en el primer orden será modulado en amplitud y fase. Las ventajas de utilizar DMDs es por su alta velocidad de operación, estabilidad, fáciles de configurar, pudiendo ser aplicables en sistemas de comunicaciones ópticas. La principal desventaja es que la orientación binaria de los microespejos resulta un problema para la redirección convencional de una gran cantidad de datos entrantes. Por otra parte, el tener diferentes técnicas para generar haces de luz estructurados, radica en la diversidad de sistemas ópticos y sistemas digitales que permiten controlar la fase y amplitud de un haz de luz, y de esta manera, implementar diferentes experimentos de forma conjunta que pueden formar de manera aplicada o demostrativa. En aplicaciones recientes, los DMDs se han utilizado en espectroscopia de multiplexado para señales astronómicas [17]

Para generar haces de luz estructurados, se aprovechan los diferentes grados de libertad de la luz, como es la polarización, donde se han generado diferentes clases de campos ópticos conocidos como haces vectoriales. Los haces vectoriales consisten en la superposición coaxial de dos modos ortogonales tanto espacial como en polarización, donde la distribución de polarización en todo el perfil espacial no es homogénea. A su vez, se ha explorado la generación de haces vectoriales en diferentes campos de la óptica, como es la microscopía de alta resolución [18], micro manipulación óptica [19], comunicaciones ópticas [20], pinzas ópticas [21], procesamiento de materiales [22], entre otras. Este trabajo consistió en la generación de haces vectoriales en diferentes sistemas coordenados, haciendo uso de un DMD para controlar la fase y amplitud de los modos espaciales. Para caracterizar los haces vectoriales generados se realizó polarimetría de Stokes.

Capítulo 2

Dispositivos Digitales de Microespejos

Un dispositivo digital de microespejo “DMD” (por sus siglas en inglés) se encuentra constituido por un arreglo periódico de microespejos, donde cada microespejo se mueve en dos posiciones a un ángulo $\pm \theta$ con respecto a la superficie normal, a estas posiciones también se les conoce como estados ON y OFF (por sus siglas en inglés). Los DMDs han sido utilizados para el procesamiento digital de la luz y modulación espacial de la luz, y representan una alternativa a los dispositivos moduladores de cristal líquido SLMs (por sus siglas en inglés). Estos dispositivos tienen una diversa gama de aplicaciones, por ejemplo en el área de la óptica, los DMDs se utilizan para modificar las propiedades espaciales (amplitud y fase) de un haz láser, también para corregir las aberraciones de un frente de onda, microscopía de alta resolución, entre otras [3]. Una ventaja de los DMDs es que no son sensibles a la polarización, por lo que se puede modular de forma espacial, cualquier tipo de haz de luz incidente sobre el DMD. En la figura 2.1, se muestra una representación del DMD cuando los microespejos se encuentran en diferentes estados. Al hacer incidir un haz de luz hacia el DMD, la luz es reflejada en tres direcciones dependiendo del estado en que se encuentren los microespejos, como se ilustra en la figura 2.2.

Por otra parte, los DMDs modulan la amplitud de un haz de luz incidente, no obstante también se puede modular la fase, al utilizar hologramas binarios de modulación compleja que contienen información de amplitud y fase, que son conocidos como hologramas de Lee [14].

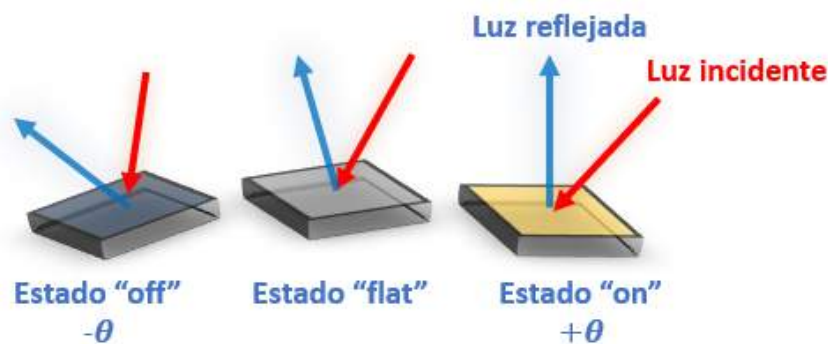


Figura 2.2: La luz incidente en la superficie del DMD es refleja en diferentes direcciones, dependiendo del estado en que se encuentren los micro-espejos.

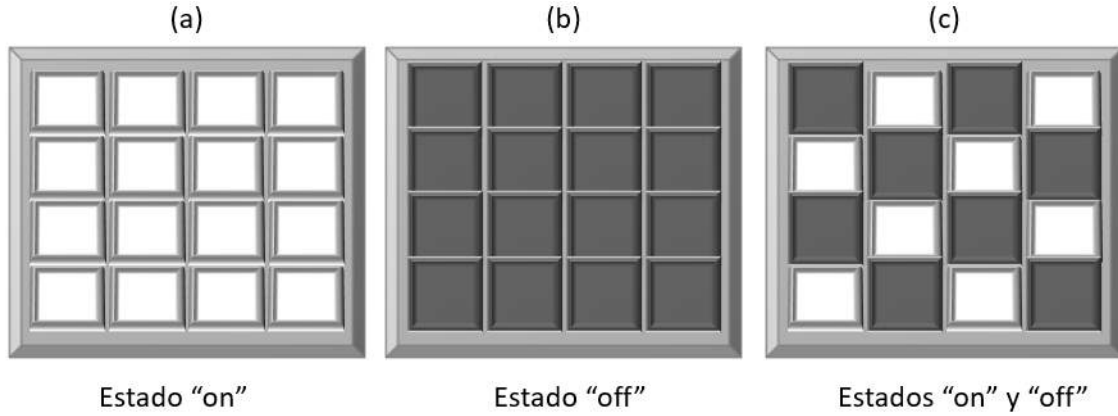


Figura 2.1: En (a) se muestra un arreglo periódico de micro-espejos en el estado ON, en (b) en el estado OFF y en (c) en ambos estados, respectivamente.

Para modular amplitud y fase, se debe modular la posición y grosor de una rejilla de difracción de amplitud binaria. Considerando una rejilla de difracción de amplitud binaria en una dimensión, su función de transmitancia se escribe como [23]:

$$T(x) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \text{rect} \left[\frac{x - (m+p)x_0}{wx_0} \right], \quad (2.1)$$

donde x_0 representa el periodo espacial de la función de transmitancia, los parámetros adimensionales p y w fijan la posición y el ancho entre cada periodo, y la función $\text{rect}(\dots)$ se expresa de la siguiente manera:

$$\text{rect}(u) = \begin{cases} 1 & \text{si } |u| \leq 1/2, \\ 0 & \text{otro valor de } u. \end{cases} \quad (2.2)$$

Para lograr cambios locales en la modulación de fase y amplitud de un campo óptico, la función de transmitancia 2.1 se expande en una serie de Fourier de la siguiente manera:

$$T(x) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} T_m \exp \left[i2\pi m \left(\frac{x}{x_0} \right) \right], \quad (2.3)$$

donde los coeficientes T_m son funciones que dependen de w y p , y se expresan como:

$$T_m = \frac{\sin(\pi m w)}{\pi m} e^{i2\pi m p}. \quad (2.4)$$

Si se considera que el caso donde $w(x)$ y $p(x)$ dependen de la coordenada x y que la rejilla de difracción de amplitud binaria es iluminada por una onda plana monocromática, la luz que es difractada en el primer orden, se representa mediante la siguiente expresión:

$$T_1(x) = \frac{1}{\pi} \sin[\pi w(x)] e^{i2\pi p(x)}. \quad (2.5)$$

Como se muestra en la expresión 2.5, $w(x)$ se relaciona con la amplitud de la luz difractada mientras $p(x)$ con la fase.

El método de Lee sirve para codificar la información de fase y amplitud en un holograma binario y considerando la expresión 2.5, se obtiene la expresión para la función de transmitancia de un holograma de Lee [24, 3]:

$$T(x, y) = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \operatorname{sgn} (\cos [2\pi (G_x x + G_y y) + \pi p(x, y)] + \cos[\pi w(x, y)]), \quad (2.6)$$

donde sgn representa la función signo la cual toma valores entre -1 y 1 lo que hace generar un holograma binario y discreto, G_i es la rejilla de difracción, x, y son la coordenadas espaciales; las funciones $p(x, y)$ y $w(x, y)$ se definen como:

$$p(x, y) = \frac{1}{\pi} \psi(x, y), \quad (2.7)$$

$$w(x, y) = \frac{1}{\pi} \arcsin \left(\frac{A(x, y)}{A(x, y)_{\text{máx}}} \right), \quad (2.8)$$

donde $\psi(x, y)$ contiene la información de fase, y $w(x, y)$ contiene la información de la amplitud de un campo óptico representado por $U(x, y) = A(x, y)e^{i\psi(x, y)}$.

En la figura 2.3 se muestran diferentes hologramas binarios al ser calculados mediante la ecuación 2.6.

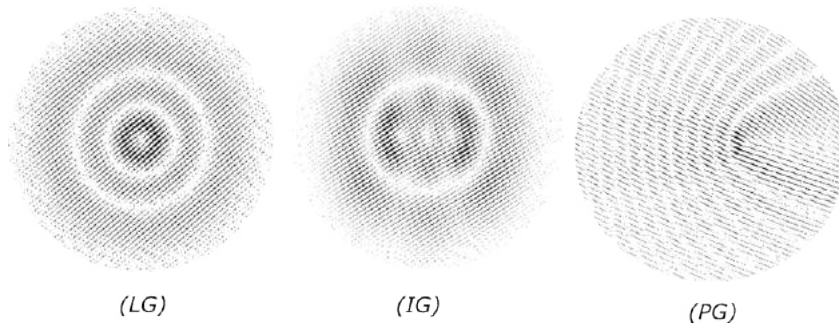


Figura 2.3: Ejemplos de hologramas binarios de Lee, que corresponden a diferentes campos ópticos como es para un Laguerre-Gauss (*LG*), Ince-Gauss Helicoidal (*HIG*), Parabólico-Gaussiano Viajante (*TPG*).

El ángulo de difracción del primer orden, se controla mediante los valores en las coordenadas espaciales de la rejilla de fase en [2.6](#)

Capítulo 3

Fundamentos teóricos sobre haces vectoriales

En este capítulo se presentan los fundamentos teóricos de haces vectoriales. Primeramente, se explica la ecuación paraxial de onda, así como las soluciones en diferentes sistemas coordenados. Posteriormente, se describen los conceptos de haces escalares y vectoriales, en los que se consideran los grados de libertad asociados a la forma espacial y polarización. Finalmente, se explica el formalismo de Stokes basado en mediciones de intensidad para reconstruir el estado de polarización de un campo óptico.

La ecuación de onda para el campo eléctrico se obtiene a partir de las ecuaciones de Maxwell, y depende del tiempo y el espacio, tal como se muestra a continuación:

$$\nabla^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \epsilon\mu \frac{\partial^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)}{\partial t^2}, \quad (3.1)$$

Cuando solo se considera la parte espacial de la ecuación de onda 3.1, se reduce a la ecuación de Helmholtz, tal como se muestra a continuación:

$$\nabla^2 \mathbf{E} + k^2 \mathbf{E} = 0, \quad (3.2)$$

donde $k = \frac{\omega}{c}$. Si se considera un sistema cartesiano (x, y, z) , donde la dirección de propagación es z y se considera la forma del campo eléctrico como $\mathbf{E} = f(x, y, z)e^{ikz}$, entonces la ecuación de Helmholtz de 3.2 es la siguiente:

$$\frac{\partial^2 f}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 f}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 f}{\partial z^2} + 2ik \frac{\partial f}{\partial z} = 0, \quad (3.3)$$

Si los cambios del campo eléctrico en la dirección de propagación son lentos, comparados con la longitud de onda, entonces la ecuación 3.3 se reduce a la ecuación paraxial de onda:

$$\frac{\partial^2 f}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 f}{\partial y^2} + 2ik \frac{\partial f}{\partial z} = 0. \quad (3.4)$$

La ecuación paraxial de onda admite diferentes soluciones para diferentes sistemas coordenados que corresponden a diferentes campos ópticos, como son los modos Laguerre–Gauss, Ince–Gauss, Mathieu–Gauss y Parabólicos–Gaussianos.

3.1. Modos Laguerre-Gauss

Los modos Laguerre-Gauss (LG) representan un conjunto de soluciones a la ecuación paraxial de onda 3.4 en coordenadas cilíndricas, donde el campo eléctrico depende de las coordenadas radial (r), azimutal (ϕ) y de la dirección de propagación (z), como se muestra de la siguiente manera:

$$\mathbf{E}(r, \phi, z) = u(r, \phi, z) \exp(ikz), \quad (3.5)$$

donde $u(r, \phi, z)$ representa la amplitud.

No obstante, los modos Bessel forman un conjunto de soluciones a la ecuación exacta de Helmholtz 3.2 en coordenadas cilíndricas [25, 26].

La expresión 3.5 es solución a la ecuación paraxial 3.4 en coordenadas cilíndricas:

$$\left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2} - 2ik \frac{\partial}{\partial z} \right) u(r, \phi, z) = 0 \quad (3.6)$$

Los modos LG como solución a la ecuación 3.6 se expresan de la siguiente forma [27, 28, 29]:

$$\begin{aligned} LG_{\ell,p}(r, \phi, z) = & \frac{c_{\ell,p}}{w(z)} \exp\left(\frac{-r^2}{w^2(z)}\right) \left(\frac{r\sqrt{2}}{w(z)}\right)^{|\ell|} L_p^{|\ell|}\left(\frac{2r^2}{w(z)}\right) \exp(i\ell\phi) \\ & \times \exp\left(\frac{-ikr^2}{2R(z)}\right) \exp(i\psi_{\ell,p}(z)), \end{aligned} \quad (3.7)$$

donde $\ell \in \mathbb{Z}$ y $p \in \mathbb{N}$, representan los índices radial y azimutal, respectivamente, r es la coordenada radial y ϕ es el ángulo azimutal.

La constante de normalización $c_{\ell,p}$, esta dada por:

$$c_{\ell,p} = \left(\frac{2^{|\ell|+1} p!}{\pi(p + |\ell|)!} \right)^{1/2}. \quad (3.8)$$

La cintura del haz $w(z)$ esta dada como:

$$w(z) = w_0 \left(1 + \frac{z}{z_R} \right)^{1/2}. \quad (3.9)$$

donde w_0 y Z_R representa la cintura del haz para $z = 0$ y la distancia de Rayleigh, respectivamente.

La fase de Gouy $\psi_{\ell,p}(z)$ se representa como:

$$\psi_{\ell,p} = (2p + |\ell| + 1) \tan^{-1} \left(\frac{z}{z_R} \right). \quad (3.10)$$

Los polinomios de Laguerre generalizados $L_p^{|\ell|}(v(r))$ se expresan como:

$$L_p^{|\ell|}(v(r)) = \sum_{m=0}^p \frac{(p + |\ell|)! v(r)}{(m + |\ell|)! (p - m)! |\ell|!}, \quad (3.11)$$

donde $v(r) = \frac{2r^2}{w^2}$.

El valor de la carga topológica ℓ genera una singularidad en los haces LG , dando lugar al transporte de momento angular orbital acorde al valor de $\ell\hbar$ por fotón, y se encuentra relacionado con la fase $\exp(i\ell\phi)$, que es una fase espiral, la cual genera una inclinación en el frente de onda. En la figura 3.1 se muestran algunos ejemplos de modos LG y su respectiva fase.

Es importante generar haces Laguerre-Gauss porque pueden transferir momento angular orbital para atrapar partículas, induciendo una rotación alrededor del eje óptico [30, 31].

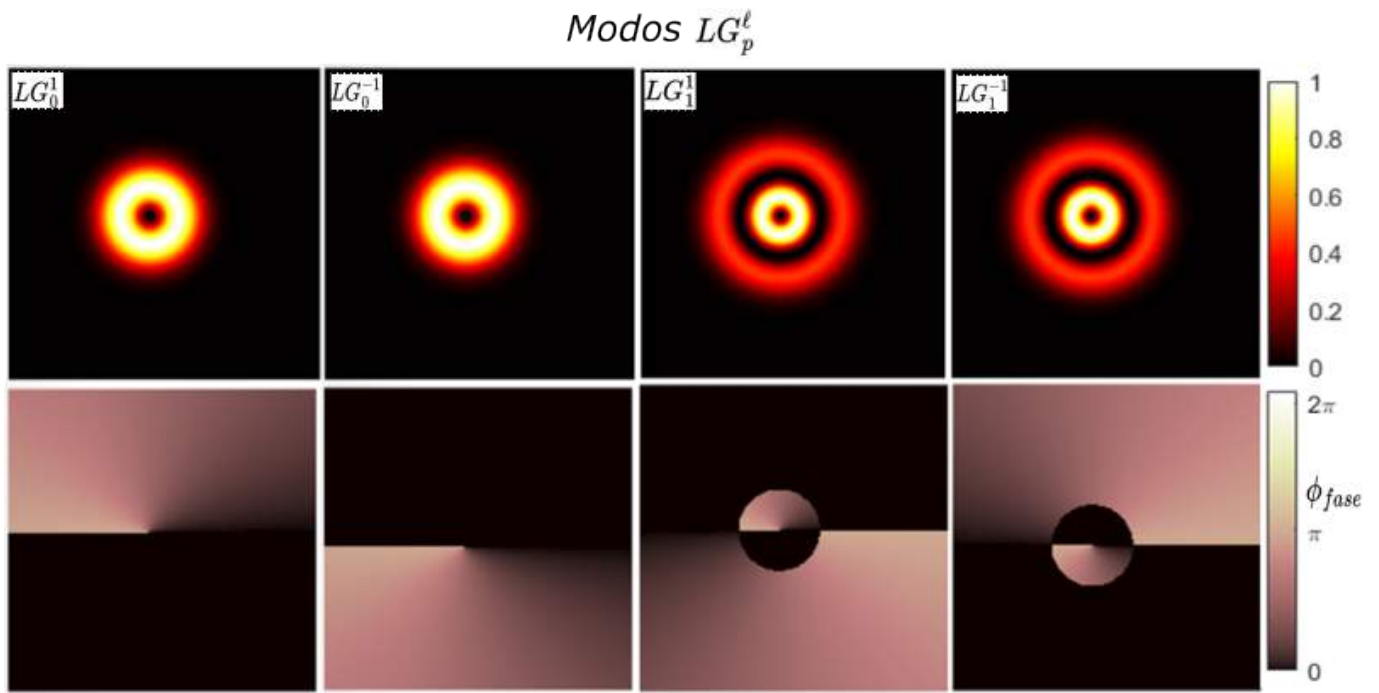


Figura 3.1: Simulación numérica para los modos LG_p^ℓ , en el panel superior se muestran las intensidades y en el panel inferior se muestran las fases. Como puede observarse, aún cuando los modos sean similares en la forma espacial, al variar de ℓ a uno opuesto, las fases de los modos se invierten. Se utilizaron los siguiente valores $\omega_0 = 0.5$ mm, $\lambda = 633\text{e-}6$.

3.2. Modos Ince-Gauss

Los modos Ince–Gauss (*IG*) forman otra familia de soluciones a la ecuación paraxial de onda 3.4 en coordenadas elípticas [32, 33, 34, 35]. Para resolver la ecuación paraxial de onda en coordenadas elípticas se propone el siguiente ansatz (solución aproximada):

$$\Psi_{IG}(\vec{r}) = E(\xi)N(\eta) \exp(iZ(z))\Psi_G(\vec{r}), \quad (3.12)$$

donde las funciones reales E , N , Z se encuentran en coordenadas elípticas, las cuales se definen como:

$$\xi = \Re(\operatorname{arccosh}((x + iy)/f)), \quad (3.13)$$

$$\eta = \Im(\operatorname{arccosh}((x + iy)/f)), \quad (3.14)$$

donde f es la separación semi-focal, $\xi \in [0, \infty)$ es la coordenada radial, y $\eta \in [0, 2\pi)$ es la coordenada angular.

La ecuación paraxial de onda en coordenadas elípticas se escribe como:

$$\left[\frac{1}{a^2 (\sinh^2 \xi + \sin^2 \eta)} \left(\frac{\partial^2}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2}{\partial \eta^2} \right) + 2ik \frac{\partial}{\partial z} \right] \Psi_{IG}(\vec{r}) = 0. \quad (3.15)$$

Al emplear la función ansatz 3.12 en la ecuación paraxial de onda, se obtienen las siguientes ecuaciones diferenciales ordinarias:

$$\frac{d^2 E}{d\xi^2} - \epsilon \sinh 2\xi \frac{dE}{d\xi} - (a - p\epsilon \cosh 2\xi)E = 0, \quad (3.16)$$

$$\frac{d^2 N}{d\eta^2} + \epsilon \sin 2\eta \frac{dN}{d\eta} + (a - p\epsilon \cos 2\eta)N = 0, \quad (3.17)$$

$$- \left(\frac{z^2 + z_R^2}{z_R} \right) \frac{dZ}{dz} = p, \quad (3.18)$$

donde p , a son constantes de separación.

El parámetro de elipticidad se define como:

$$\epsilon = \frac{2f_0^2}{\omega_0^2}, \quad (3.19)$$

donde f_0, ω_0 toman valores acorde a las escalas de la geometría.

La función Z se define como:

$$Z(z) = -p \arctan\left(\frac{z}{z_R}\right). \quad (3.20)$$

Asimismo, la ecuación 3.17 se conoce como la ecuación de Ince, la cual se resuelve utilizando los polinomios de Ince pares ($C_p^m(\eta, \epsilon)$) e impares ($S_p^m(\eta, \epsilon)$) de orden p y grado m . Dentro de las soluciones pares e impares, se tienen los haces Ince-Gauss, expresados como:

$$\begin{aligned} \text{IG}_{p,m}^e(\mathbf{r}, \epsilon) &= \frac{C\omega_0}{\omega(z)} C_p^m(i\xi, \epsilon) C_p^m(\eta, \epsilon) \exp\left(\frac{-r^2}{\omega^2(z)}\right) \\ &\times \exp\left\{i\left[kz + \frac{k^2}{2R(z)} - (p+1)\xi(z)\right]\right\}, \end{aligned} \quad (3.21)$$

$$\begin{aligned} \text{IG}_{p,m}^o(\mathbf{r}, \epsilon) &= \frac{S\omega_0}{\omega(z)} S_p^m(i\xi, \epsilon) S_p^m(\eta, \epsilon) \exp\left(\frac{-r^2}{\omega^2(z)}\right) \\ &\times \exp\left\{i\left[kz + \frac{k^2}{2R(z)} - (p+1)\xi(z)\right]\right\}, \end{aligned} \quad (3.22)$$

donde $\text{IG}_{p,m}^e(\mathbf{r}, \epsilon)$ y $\text{IG}_{p,m}^o(\mathbf{r}, \epsilon)$ representan las soluciones pares e impares respectivamente, de orden p y grado m para los haces Ince-Gauss.

Así mismo, se pueden utilizar los modos IG pares e impares para construir otra clase de modos, conocidos como modos Ince Gauss Helicoidales HIG , los cuales consisten en la superposición de modos IG pares e impares, como se muestra en la siguiente expresión:

$$\text{HIG}_{p,m}^\pm(\vec{r}, \epsilon) = \text{IG}_{p,m}^e(\vec{r}, \epsilon) \pm i\text{IG}_{p,m}^o(\vec{r}, \epsilon), \quad (3.23)$$

donde $1 \leq m \leq p$.

En la figura 3.2 se muestran ejemplos de modos HIG .

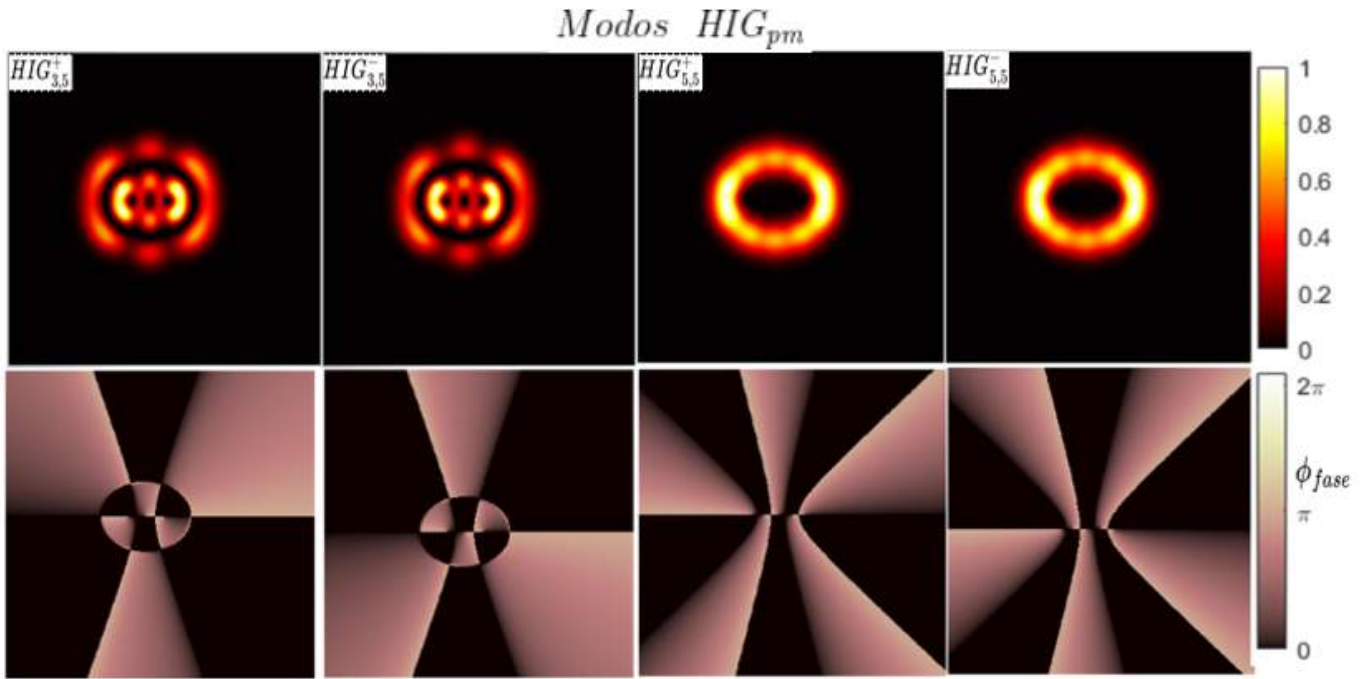


Figura 3.2: Ejemplos de modos HIG 3.23, donde se utilizaron los siguientes valores $\omega_0 = 0.35$ mm, $\epsilon = 2$, y $\lambda = 633e-6$.

Por otra parte, los modos Ince–Gauss Helicoidales pueden transformarse a otra clase de modos espaciales al ir cambiando el parámetro de elipticidad desde $\epsilon = 0 \dots \infty$, como son los modos Hermite–Gauss y Laguerre–Gauss, como se ilustra en la figura 3.3. Cuando el valor de la elipticidad es 0, se tienen modos LG , mientras que para el ∞ si tienen los modos Hermite-Gauss HG , y para valores intermedios entre de $(0, \infty)$ se tienen los modos HIG .

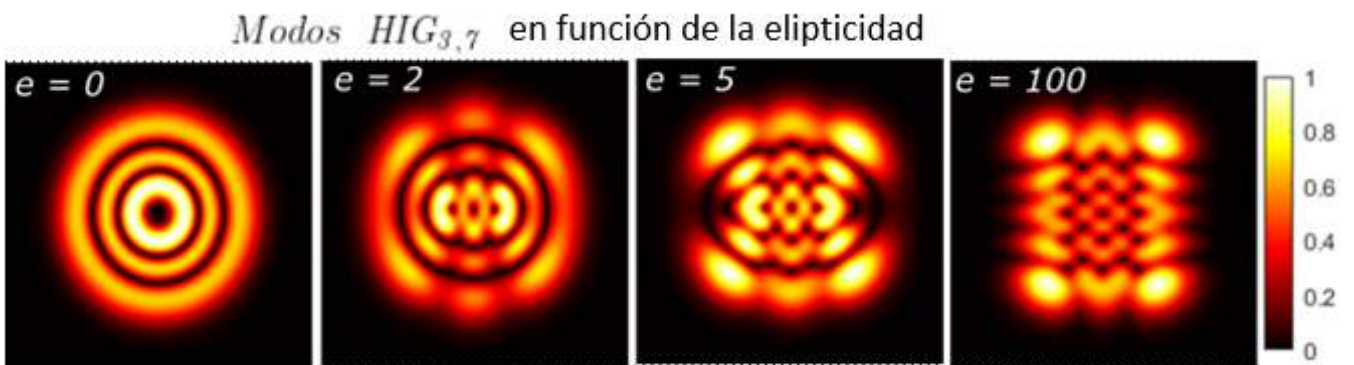


Figura 3.3: Como se muestra en cada una de las imágenes de las simulaciones numéricas, al ir variando la elipticidad, los haces HIG se transforman desde los LG hasta los HG .

Los haces HIG se han generado para aplicaciones en comunicaciones ópticas, ya que son resistentes durante la propagación en medios con turbulencia atmosférica, y tienen una alta estabilidad para la transmisión de información a kilómetros de distancia [36, 37]

3.3. Modos Mathieu-Gauss

Los haces Mathieu-Gauss forman un conjunto de soluciones a la ecuación de Helmholtz en coordenadas elípticas 3.13 y 3.14, donde las soluciones se dividen en dos funciones, una longitudinal y otra transversal. Las coordenadas elípticas se relacionan con las coordenadas cartesianas de la siguiente manera [38, 39, 40]:

$$x = h \cosh \xi \cos \eta, \quad (3.24)$$

$$y = h \sinh \xi \sin \eta, \quad (3.25)$$

$$z = z, \quad (3.26)$$

donde $\xi \in [0, \infty)$ es la coordenada radial, $\eta \in [0, 2\pi)$ es la coordenada angular, $z \in (-\infty, \infty)$, y $2h$ es la separación focal.

En coordenadas elípticas, la ecuación paraxial de onda 3.4 se divide en una ecuación longitudinal, cuya solución es $\exp(ik_z z)$, y una solución transversal, cuya solución $U_t(\xi, \eta)$ satisface la ecuación paraxial en las coordenadas elípticas:

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2}{\partial \eta^2} + \frac{h^2 k_t^2}{2} (\cosh 2\xi - \cos 2\eta) \right] U_t(\xi, \eta) = 0, \quad (3.27)$$

donde $k_t^2 = k_0^2 - k_z^2$.

Al emplear el método por separación de variables $U_t(\xi, \eta) = R(\xi)\Theta(\eta)$ en la ecuación 3.27, se obtienen las ecuaciones de Mathieu radial y angular

$$\begin{aligned} \left[\frac{d^2}{d\xi^2} - (a - 2q \cosh 2\xi) \right] R(\xi) &= 0 \\ \left[\frac{d^2}{d\eta^2} + (a - 2q \cos 2\eta) \right] \Theta(\eta) &= 0, \end{aligned} \quad (3.28)$$

donde a es una constante de separación y q es un parámetro sin dimensiones asociado con la constante de propagación transversal k_t dada por $q = \frac{h^2 k_t^2}{4}$.

La solución a las ecuaciones diferenciales ordinarias 3.28, da lugar a otras dos soluciones pares ($M_m^o(\eta, \xi, q)$) e impares ($M_m^e(\eta, \xi, q)$) de la ecuación transversal de Helmholtz en coordenadas elípticas, como se muestra en las siguientes ecuaciones:

$$M_m^e(\eta, \xi, q) = C_m J e_m(\xi, q) c e_m(\eta, q), \quad m = 0, 1, 2, 3 \dots, \quad (3.29)$$

$$M_m^o(\eta, \xi, q) = S_m J O_m(\xi, q) s e_m(\eta, q), \quad m = 1, 2, 3 \dots, \quad (3.30)$$

donde $J e_m(\xi, q)$ y $J O_m(\xi, q)$ son las funciones modificadas de Mathieu pares e impares de orden m ; $c e_m(\eta, q)$ y $s e_m(\eta, q)$ son las funciones ordinarias de Mathieu pares e impares de orden m ; C_m y S_m son constantes. Para los modos pares se debe considerar $m = 0, 2, 3, \dots$, y para modos impares $m = 1, 2, 3, 4, \dots$

Así mismo la superposición de las funciones Mathieu pares e impares, dan lugar a las funciones helical Mathieu:

$$HM_m^\pm(\eta, \xi, q) = M_m^e(\eta, \xi, q) \pm i M_m^o(\eta, \xi, q) \quad m = 1, 2, 3 \dots \quad (3.31)$$

No obstante, los modos Mathieu transportan energía infinita y físicamente no son generables. Empleando un factor Gaussiano, se pueden generar los modos Mathieu-Gauss, descritos en las siguientes expresiones:

$$\begin{aligned} MG_m^e(\tilde{\xi}, \tilde{\eta}, z; q) &= \exp\left(-\frac{ik_t^2 z}{2k \mu}\right) M_m^e(\tilde{\xi}, \tilde{\eta}, z; q) \\ &\times \exp\left(-\frac{r^2}{\mu \omega_0^2}\right) \frac{\exp(ikz)}{\mu}, \end{aligned} \quad (3.32)$$

$$\begin{aligned} MG_m^o(\tilde{\xi}, \tilde{\eta}, z; q) &= \exp\left(-\frac{ik_t^2 z}{2k \mu}\right) M_m^o(\tilde{\xi}, \tilde{\eta}, z; q) \\ &\times \exp\left(-\frac{r^2}{\mu \omega_0^2}\right) \frac{\exp(ikz)}{\mu}. \end{aligned} \quad (3.33)$$

Para los modos helical Mathieu-Gauss HMG , se obtienen las siguientes expresiones:

$$HMG_m^+(\tilde{\xi}, \tilde{\eta}, z; q) = MG_m^e(\tilde{\xi}, \tilde{\eta}, z; q) + i MG_m^o(\tilde{\xi}, \tilde{\eta}, z; q) \quad (3.34)$$

$$HMG_m^-(\tilde{\xi}, \tilde{\eta}, z; q) = MG_m^e(\tilde{\xi}, \tilde{\eta}, z; q) - i MG_m^o(\tilde{\xi}, \tilde{\eta}, z; q) \quad (3.35)$$

En la figura 3.4 se muestran diferentes modos HMG para diferentes valores de p y m . Además, los haces Mathieu-Gauss se han generado para fabricar micro estructuras (microcages por sus siglas en inglés) [41].

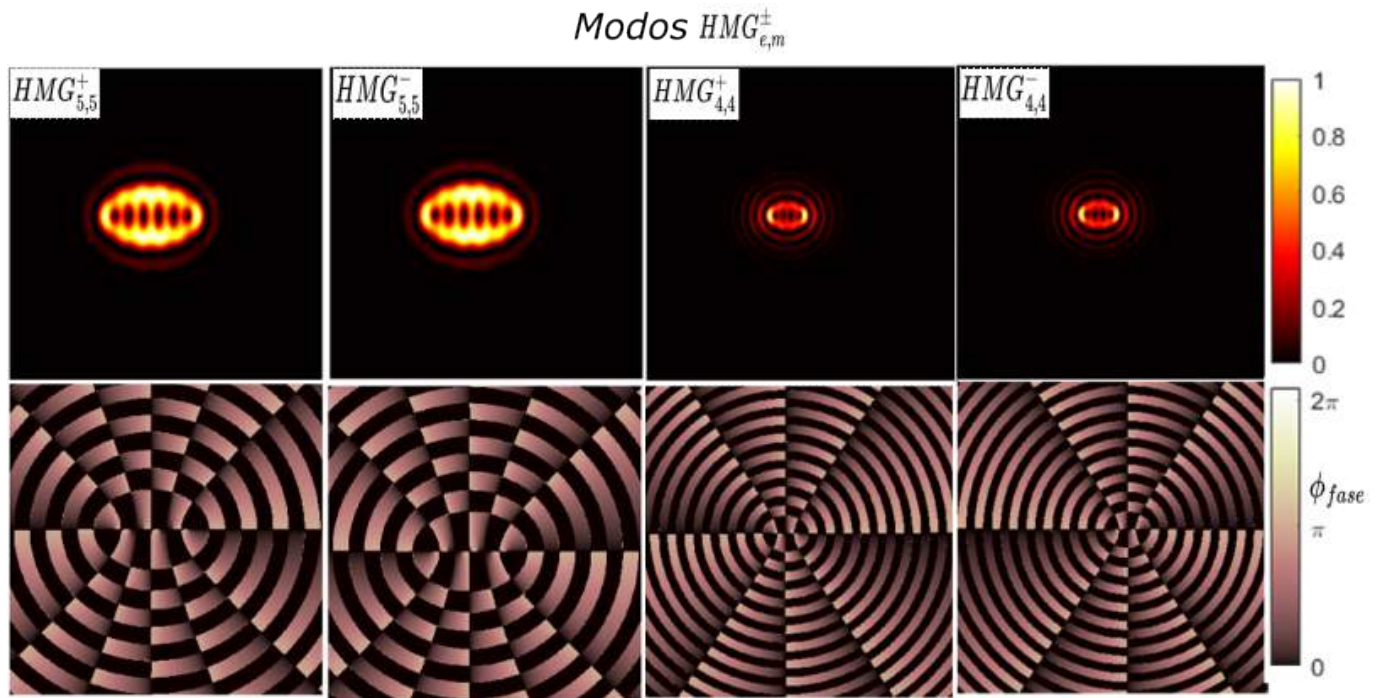


Figura 3.4: Modos HMG , para las dos primeras columnas $ec = 0.9$, $a = 0.56$, $kt = 16.5$, $\omega_0 = 0.64$ mm, $\lambda = 633e-6$ mm; para las últimas dos columnas $ec = 0.9$, $a = 0.2$, $kt = 30$, $\omega_0 = 0.7$ mm, $\lambda = 633e-6$ mm.

3.4. Modos Parabólicos–Gaussianos

Los modos Parabólicos–Gaussianos PG forman otro conjunto de soluciones en coordenadas parabólicas-cilíndricas [42, 43] definidas como:

$$x + iy = \frac{(\eta + i\xi)^2}{2}, \quad (3.36)$$

donde $\eta \in (-\infty, \infty)$; $\xi \in [0, \infty)$; $z \in (-\infty, \infty)$.

En este sistema coordenado la ecuación de Helmholtz se divide en una ecuación longitudinal y una ecuación transversal [44, 45]:

$$\frac{d^2\Phi(\eta)}{d\eta^2} + (k_t^2\eta^2 + 2k_t a) \Phi(\eta) = 0, \quad (3.37)$$

$$\frac{d^2R(\xi)}{d\xi^2} + (k_t^2\xi^2 - 2k_t a) R(\xi) = 0, \quad (3.38)$$

donde la constante de separación se define como $2k_t a \in (-\infty, \infty)$.

Mediante el cambio de variable σ , $\xi \rightarrow v$, donde $\sigma \equiv (2k_t)^{1/2}$ en las ecuaciones 3.37 y 3.38, se obtiene la ecuación diferencial cilíndrica-parabólica:

$$\frac{d^2P}{dv^2} + (v^2/4 - a) P = 0. \quad (3.39)$$

De la ecuación diferencial 3.39 se obtienen dos soluciones par e impar para los modos PG como se muestra en la expresión:

$$\text{PG}^{e,o}(\mathbf{r}; a) = \exp\left(-i\frac{k_t^2 z}{2k\mu}\right) \text{GB}(\mathbf{r}) \frac{|\Gamma_1|^2}{\pi\sqrt{2}} \text{P}_{e,o}\left(\sqrt{\frac{2k_t}{\mu}}\xi; a\right) \times \text{P}_{e,o}\left(\sqrt{\frac{2k_t}{\mu}}\eta; -a\right), \quad (3.40)$$

donde $\text{GB}(\mathbf{r})$ esta dado en 3.41

$$\text{GB}(\mathbf{r}) = \frac{\exp(ikz)}{\mu} \exp\left(-\frac{r^2}{\mu\omega_0^2}\right). \quad (3.41)$$

Otra clase derivada de los PG son los modos TPG (Travelling Parabolic-Gaussian por sus siglas en inglés), que consisten en la superposición de dos modos PG par e impar, como se muestra en la expresión 3.42.

$$TPG^\pm(\mathbf{r}; a) = PG^e(\mathbf{r}; a) \pm iPG^o(\mathbf{r}; a). \quad (3.42)$$

En la figura 3.5 se muestran ejemplos de diferentes modos TPG pares (P) e impares (N), los cuales en intensidad son idénticos, mientras en la fase son opuestos. Este tipos de haces ópticos se pueden aplicar para sistemas de comunicaciones ópticas [46, 47]

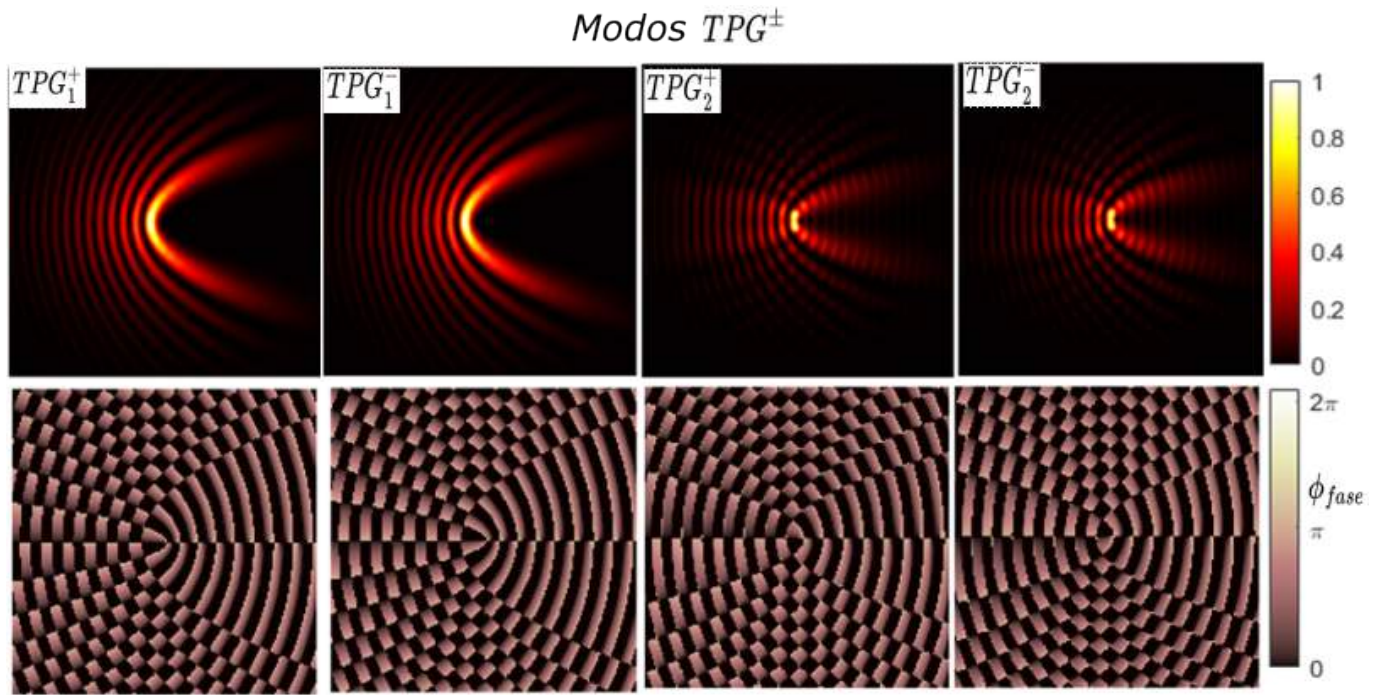


Figura 3.5: Diferentes modos TPG, en las primeras dos columnas se utilizaron los valores $\omega_0 = 0.2$ mm, $\mu = 100$, $\lambda = 633e-6$, $kt = 1.9e5$, $a = 3$; en las últimas dos columnas los valores fueron $\omega_0 = 0.2$ mm, $\mu = 100$, $\lambda = 633e-6$, $kt = 1.9e5$, $a = 0.5$.

3.5. Modos vectoriales

Los modos vectoriales consisten en una superposición no-separable entre dos modos ortogonales tanto espacial como en polarización [48, 49, 50, 29]. Un ejemplo de modos vectoriales LG_p^ℓ se expresa como:

$$\mathbf{U}_{LG}(\mathbf{r}) = \frac{1}{2}(LG_0^1(\mathbf{r})\hat{\mathbf{e}}_R + e^{i\alpha}LG_0^{-1}(\mathbf{r})\hat{\mathbf{e}}_L), \quad (3.43)$$

donde el parámetro α es la fase intermodal.

La expresión general que describe tanto un haz escalar como uno vectorial es:

$$\mathbf{U}_{LG}(\mathbf{r}) = \cos\theta LG_{p_1}^{\ell_1}(\mathbf{r})\hat{\mathbf{e}}_R + \sin\theta e^{i\alpha} LG_{p_1}^{\ell_2}(\mathbf{r})\hat{\mathbf{e}}_L, \quad (3.44)$$

donde el valor de θ toma valores entre $[0, \frac{\pi}{2}]$, y la fase intermodal puede tomar diferentes valores entre $[0, 2\pi]$.

3.6. Caracterización de modos vectoriales

Mediante polarimetría de Stokes, basada en medidas de intensidad, se pueden caracterizar los haces escalares y haces vectoriales. Para determinar los parámetros de Stokes, se realizan mediciones de intensidad, las cuales pueden ser realizadas por un medidor de potencia o mediante una cámara CCD y empleando un analizador de estados de polarización (combinación entre polarizadores lineales y placas retardadoras). Cuando se utiliza una CCD, se graba la imagen de intensidad y mediante software se determina el estado de polarización asociado al perfil espacial. Los parámetros de Stokes se pueden determinar con solo cuatro mediciones de intensidad [51, 52], como se muestran en la siguiente expresión:

$$\begin{aligned} S_0 &= I_R + I_L, & S_1 &= 2I_H - S_0 \\ S_2 &= 2I_D - S_0, & S_3 &= 2I_R - S_0 \end{aligned} \quad (3.45)$$

donde I_H, I_D, I_L , y I_R representan las mediciones de intensidad acorde a la polarización horizontal, diagonal, circular izquierda, y circular derecha, consecutivamente.

La distribución de la polarización en un modo espacial permite determinar si el modo espacial es escalar o vectorial. Una medida para determinar el grado de vectorialidad, es la concurrencia [53],

que consiste en determinar el grado de acoplamiento entre los grados de libertad del haz vectorial generado. La concurrencia se define como:

$$C = \sqrt{1 - \frac{S_1^2}{S_0^2} - \frac{S_2^2}{S_0^2} - \frac{S_3^2}{S_0^2}}, \quad (3.46)$$

donde C toma valores entre $[0,1]$, el parámetro S_i es la integral superficial de cada parámetros de Stokes, definido como:

$$S_i = \iint_{-\infty}^{\infty} S_i dA \quad i = 0, 1, 2, 3. \quad (3.47)$$

El parámetro de concurrencia para estados puros es una medida del grado de polarización sobre el promedio espacial de un modo espacial. Lo cual indica una medida de correlación donde las fluctuaciones en el estado de polarización del modo espacial se deben a la correlación del grado de libertad espacial [53].

En la figura 3.6 se muestran las simulaciones de intensidad de un haz escalar y un haz vectorial, donde el haz escalar con polarización homogénea mantiene la misma forma espacial al ser proyectado en las diferentes bases, mientras que la forma espacial de un haz vectorial va cambiando. En la figura 3.7 se muestran las simulaciones de los parámetros de Stokes, donde se puede observar que para un haz vectorial el valor de S_3 es cero, para S_1, S_2 presentan valores que varían desde 1 hasta -1, y el valor de la intensidad total en S_0 es 1, mientras que para un haz escalar S_0, S_3 es 1 y para S_1, S_2 son 0. Finalmente, en la figura 3.8 se muestra la reconstrucción de la polarización de un haz vectorial, formado a partir de la superposición de dos modos escalares con polarización circular derecha e izquierda, que matemáticamente se expresa en 3.48.

$$\mathbf{U}_{LG}(\mathbf{r}) = \frac{1}{\sqrt{2}}(LG_1^1(\mathbf{r})\hat{\mathbf{e}}_R + LG_1^{-1}(\mathbf{r})\hat{\mathbf{e}}_L) \quad (3.48)$$

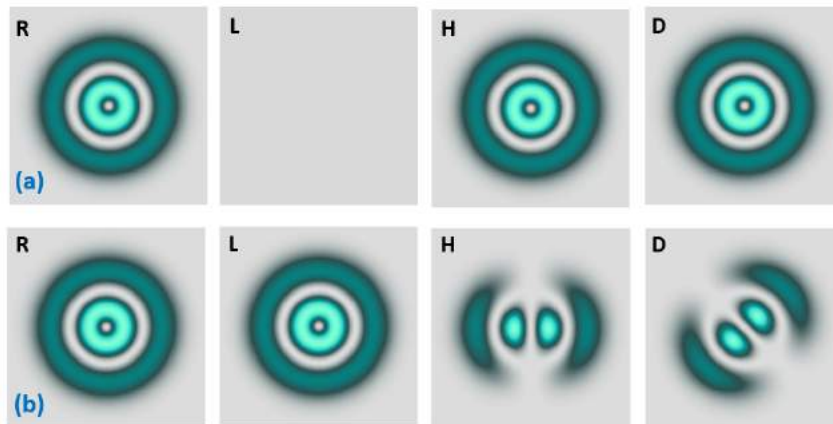


Figura 3.6: En (a) se muestran las simulaciones de mediciones de intensidad para un haz escalar $LG_1^1(\mathbf{r})$ con polarización circular derecha, y en (b) para un haz vectorial correspondiente a 3.48.

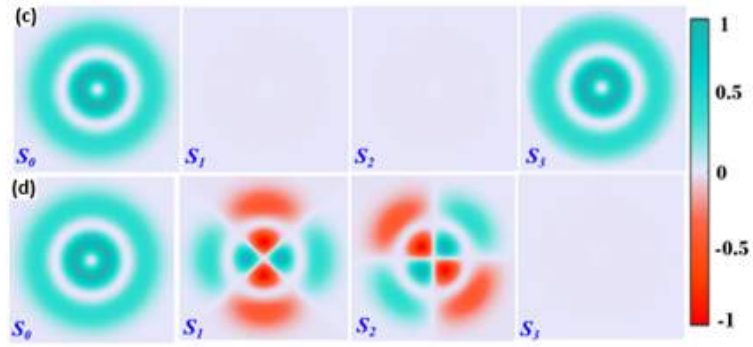


Figura 3.7: En (c) se muestran las simulaciones de los parámetros de Stokes para un haz escalar $LG_1^1(\mathbf{r})$ con polarización circular derecha, y en (d) para un haz vectorial, correspondiente a 3.48.

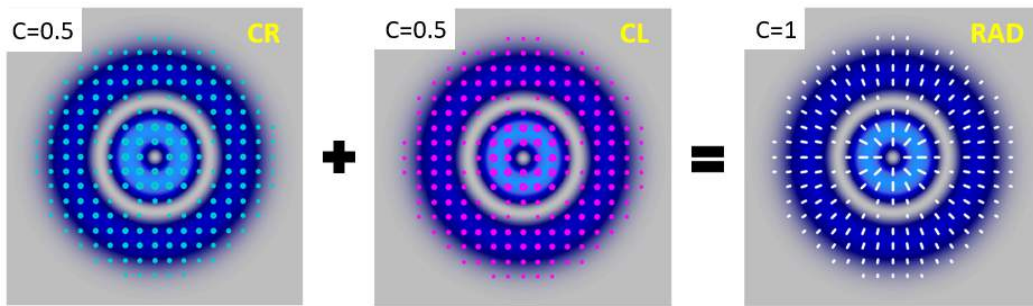


Figura 3.8: Se muestran las simulaciones de la reconstrucción de la polarización de un modo escalar con polarización circular derecha y polarización circular izquierda, al superponer estos dos modos ortogonales forman un haz vectorial con polarización radial, donde la concurrencia es 1 para un haz vectorial y 0.5 para un haz escalar, acorde a la expresión 3.48.

Para determinar la matriz de polarización en el modo espacial, se utilizan las siguientes ecuaciones que permiten determinar la elipse de polarización a partir de los parámetros de Stokes [54]:

$$A = \sqrt{\frac{1}{2} \left(S_0 + \sqrt{S_1^2 + S_2^2} \right)}, \quad (3.49)$$

$$B = \sqrt{\frac{1}{2} \left(S_0 - \sqrt{S_1^2 + S_2^2} \right)}, \quad (3.50)$$

$$\phi = \frac{1}{2} \arctan (S_2/S_1), \quad (3.51)$$

donde A y B representan los semi-ejes mayor y menor de la elipse de polarización, respectivamente. ϕ representa la orientación de la elipse de polarización.

Capítulo 4

Descripción experimental sobre la generación de haces vectoriales

En esta sección se da una descripción del arreglo experimental que se implementó para la generación y caracterización de haces vectoriales mediante un DMD. El montaje experimental que se implementó se muestra en la figura 4.1, del que se condujo a la publicación de un artículo de investigación [55]. El modelo del DMD con el que se trabajó es el DMD-DLPDLCR4710EVM-G2 Texas Instruments [56]. Este modelo de DMD tiene una resolución de 1920×1080 píxeles con un tamaño de píxel de $5.4 \mu\text{m}$, esto abarca un área activa de dimensión $10.4 \times 5.8 \text{ mm}$ y los microespejos se mueven a $\pm 17^\circ$. Una característica importante es que los hologramas binarios son enviados a través de una conexión HDMI hacia la pantalla del DMD, donde las frecuencias de envío van desde 60 Hz hasta los 180 Hz [56]. Así mismo, para controlar el DMD, se utiliza un software desarrollado por la empresa Texas Instruments, tal software se instala en el ordenador de una PC y se conectan los cables USB y HDMI para poder conectarse con el DMD y poder enviar los hologramas binarios.

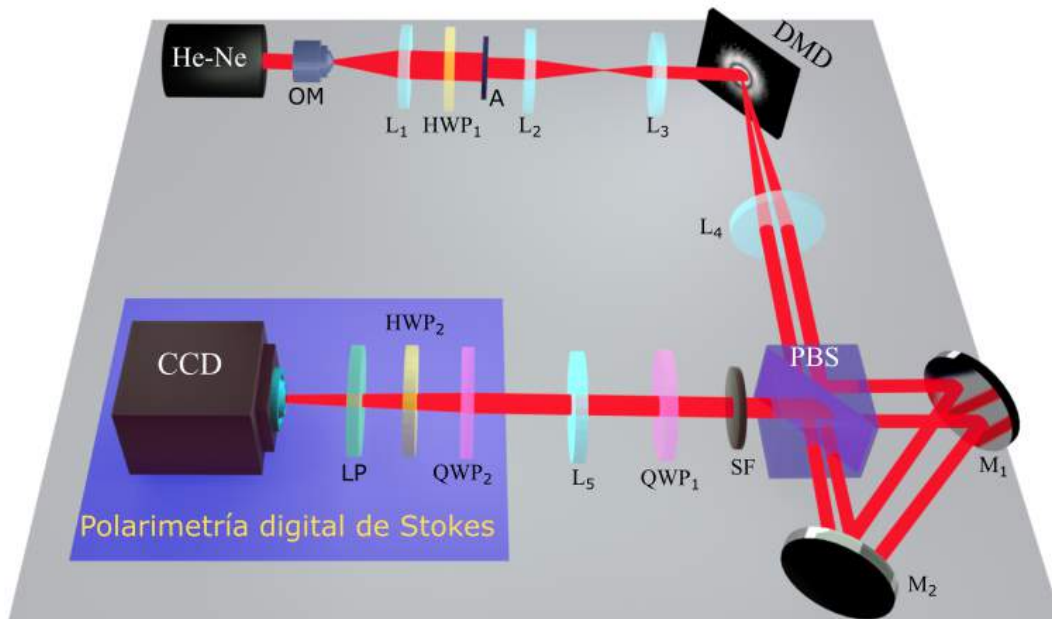


Figura 4.1: Montaje experimental para generar y caracterizar haces vectoriales.

El equipo y elementos ópticos utilizados fueron un láser He-Ne con polarización horizontal de longitud de onda correspondiente a 633 nm, y se utilizó un objetivo de microscopio 10x (OM) en conjunto con un filtro espacial de 500 μm , con el fin de realizar un filtraje espacial para el modo Gaussiano procedente de la fuente. Posteriormente, se colocó una lente convergente (L_1) de 100 mm para colimar el haz filtrado. A su vez se colocó una placa retardadora de fase $\frac{\lambda}{2}$ (HWP_1) con su eje rápido orientado a 22.5° , de tal manera que el haz procedente de la placa retardadora cambiara su estado de polarización de horizontal a diagonal (45°). Enseguida se colocó una apertura, para controlar el diámetro espacial del haz, y para reducir la cintura del haz a una área más pequeña, se implementó un telescopio formado por las lentes convergentes L_2 y L_3 . El haz de luz se hizo incidir en la pantalla del DMD, en la cual se multiplexaron dos hologramas binarios, donde cada uno contiene la información de amplitud y fase de un modo espacial ortogonal entre sí, y para separar los modos multiplexados se utilizaron rejillas de difracción con diferentes valores para cada holograma, en este caso las rejillas de difracción hacia la dirección vertical fueron iguales, mientras que para la dirección horizontal, fueron opuestas.

Una vez que el haz de luz láser incide en el DMD, se generan diferentes ordenes de difracción, siendo el primer orden donde se encuentran los modos espaciales de interés, y los dos modos escalares ortogonales que se generan, mantienen una polarización diagonal. Por otra parte, para generar los modos vectoriales, se implementó un interferómetro Sagnac de camino óptico común, constituido por un divisor de haz polarizable (PBS), y dos espejos planos (M_1 y M_2). De esta manera, los dos modos ortogonales escalares con polarización diagonal al incidir en el divisor de haz polarizable 50/50, la amplitud de cada modo se divide en polarización horizontal y polarización vertical en la misma proporción, de esta manera, se tienen cuatro modos espaciales. Entonces, la generación de haces vectoriales, consiste en la superposición coaxial de dos modos ortogonales asociados con un estado de polarización ortogonal entre sí. Para superponer los dos modos coaxiales, se identifica un modo asociado con polarización horizontal, donde el segundo modo ortogonal lleva polarización vertical, y mediante el ajuste fino de los espejos planos, se logra superponer los dos modos escalares ortogonales, logrando la generación de un haz vectorial en la base de polarización lineal.

Para cambiar de la base de polarización lineal a circular, se hace uso de una placa retardadora de fase $\frac{\lambda}{4}$ (QWP_1) con su eje rápido orientado a $+45^\circ$, que en este caso el sistema coordenado es con respecto al haz incidente. En la base de polarización circular, el modo espacial asociado con polarización horizontal ahora tendrá polarización circular derecha, y el segundo modo ortogonal tendrá polarización circular izquierda. Una forma de verificar que el haz vectorial se encuentra en una superposición coaxial, es colocando un polarizador lineal, para proyectar el haz vectorial en diferentes orientaciones, según se mueva el eje de transmisión, y se observarán estructuras muy particulares que se pueden comparar con las simulaciones y artículos de investigación [33].

Ahora bien, en el montaje experimental, las lentes convergentes L_4 y L_5 ($f = 300$ mm) forman un sistema 4f entre el holograma binario modulado como función de transmitancia en el DMD y el plano de observación en la CCD. A su vez, el interferómetro Sagnac se implementó a una distancia menor que la distancia focal de la lente L_4 , y el filtro espacial SF se colocó en el plano de Fourier, para filtrar los ordenes de difracción no necesarios, permitiendo solo el paso del haz vectorial contenido en el primer orden de difracción. En la figura 4.2 se muestran hologramas multiplexados de diferentes modos espaciales.

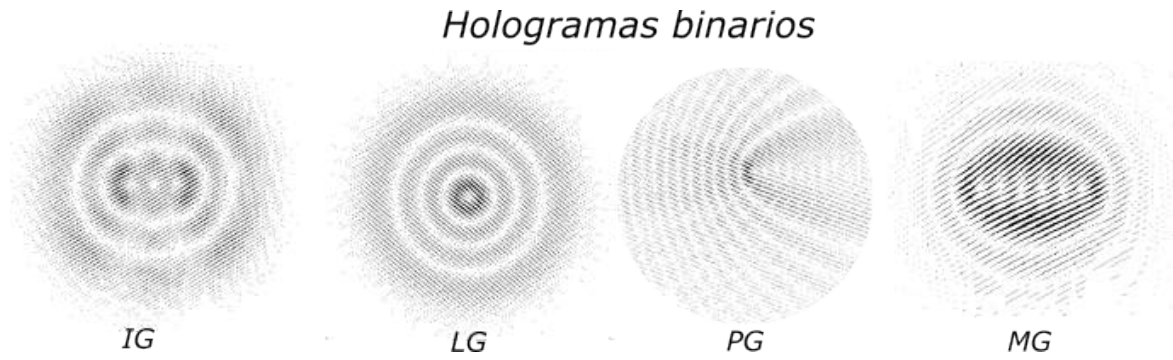


Figura 4.2: Hologramas binarios multiplexados, para generar los modos Ince-Gauss Helicoidales *HIG*, Laguerre-Gauss *LG*, Parabólicos-Gaussianos *TPG* y Mathieu-Gauss Helicoidales *HMG*.

Por otra parte, con esta técnica experimental, es posible generar cualquier clase de modos vectoriales e incluso simultáneos, y considerando que el DMD es no-sensible a la polarización, se puede modular cualquier modo con cualquier estado de polarización.

En la figura 4.3 se muestra el módulo del DMD. Cabe mencionar que el dispositivo en conjunto forma un proyector de imágenes, entonces para la generación de modos espaciales se emplea solo el módulo del DMD [56].

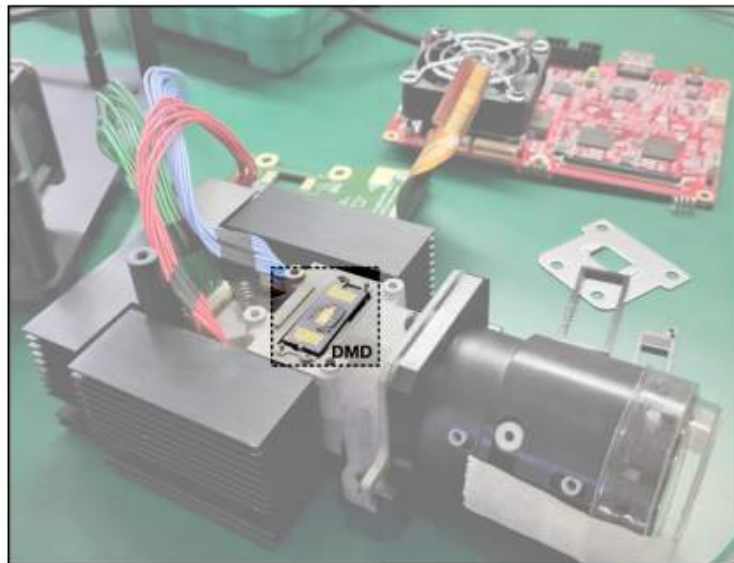


Figura 4.3: Módulo DMD DLPDLCR4710EVM-G2.

Para caracterizar los haces vectoriales que se generan, nuevamente se hace referencia al montaje experimental de la figura 4.1, donde se emplea la técnica de Polarimetría digital de Stokes basada en mediciones de intensidad que son captadas por una CCD, donde solo se hacen 4 mediciones de intensidad asociadas a polarización circular derecha, polarización circular izquierda, polarización lineal horizontal y polarización diagonal. Para medir la polarización circular derecha e izquierda, se utiliza una placa retardadora de fase $\frac{\lambda}{4}$ con su eje rápido orientado a -45° y $+45^\circ$, respectivamente, enseguida se coloca un polarizador lineal con su eje de transmisión horizontal. Para medir la polarización horizontal y diagonal, se coloca una placa retardadora de fase $\frac{\lambda}{2}$ con su eje rápido orientado a 0 y $22,5$, respectivamente, enseguida se coloca un polarizador lineal con su eje de transmisión horizontal. Las 4 mediciones de intensidad que son grabadas en la CCD, se guardan como formato de imagen jpg, posteriormente se hace uso de un software desarrollado en Matlab, que hace uso de los parámetros de Stokes y la elipse de polarización para reconstruir la polarización en todo el modo espacial. En la siguiente sección se muestran los resultados experimentales y discusiones.

Capítulo 5

Generación experimental de haces vectoriales en diferentes sistemas coordenados

En este capítulo se presentan los resultados obtenidos, para los modos escalares y modos vectoriales que se generaron, los cuales fueron haces LG - HIG - HMG - TPG . Para caracterizar los haces generados, se realizaron 4 mediciones en intensidad, asociadas a polarización circular derecha, polarización circular izquierda, polarización horizontal y diagonal. Una vez que se realizaron las mediciones, cada imagen es procesada mediante el uso de software Matlab, el cual considera las ecuaciones 3.49, 3.50 y 3.51, para determinar la matriz de elipses de polarización en todo el modo espacial.

5.1. Modos escalares Laguerre Gauss (LG)

Para los modos escalares LG que se generaron, las mediciones experimentales y simulaciones numéricas se muestran en la figura 5.1. Donde se generaron modos escalares con polarización circular derecha y polarización circular izquierda, para LG_0^1 con polarización circular derecha y LG_0^{-1} con polarización circular izquierda, en conjunto se muestran los hologramas binarios con los que se generaron dichos modos escalares. Como puede observarse, las mediciones experimentales para un haz escalar se asemejan a las simulaciones numéricas, y los perfiles de intensidad presentan variaciones debido al proceso de filtraje espacial y no uniformidad en la pantalla del DMD.

En la figura 5.2 se muestran las mediciones y simulaciones numéricas para los parámetros de Stokes que se determinaron a partir de las mediciones de intensidad de la figura 5.1, y muestra la reconstrucción de la polarización para los modos con polarización circular derecha y polarización circular izquierda, donde se compara con las simulaciones numéricas. Se observa que los parámetros de Stokes experimentales S_1 y S_2 no son totalmente de valor 0, comparado con los simulados. Así en la reconstrucción de polarización experimental, no es totalmente con polarización circular en todo el perfil espacial.

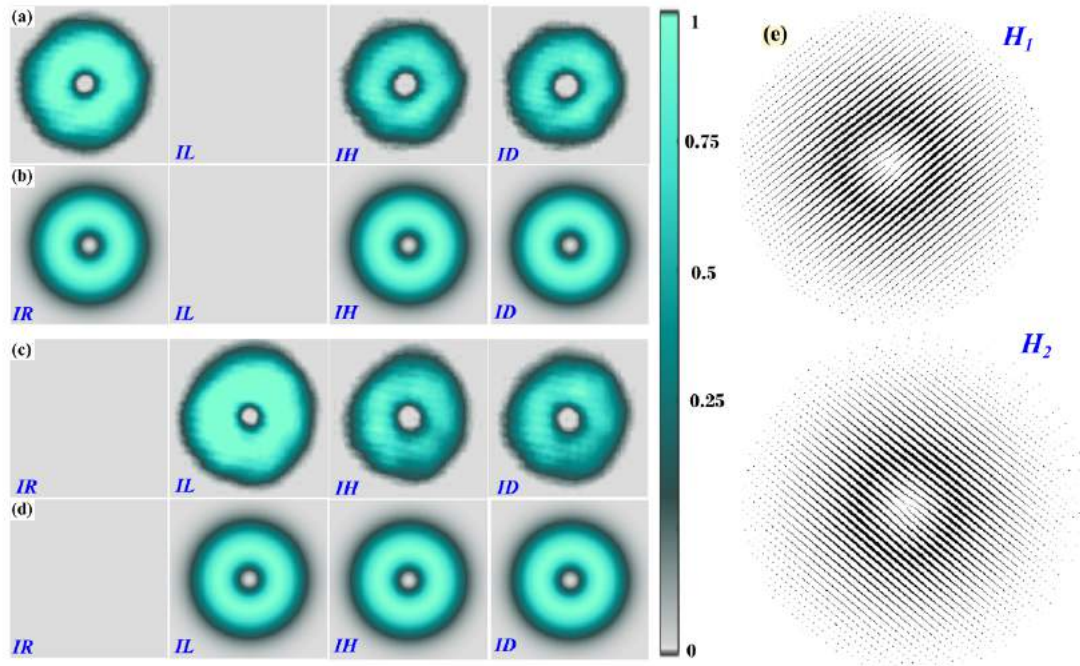


Figura 5.1: Mediciones de intensidad, (a y c) experimentales, (b y d) simulaciones numéricas, y en (e) hologramas binarios H_1, H_2 .

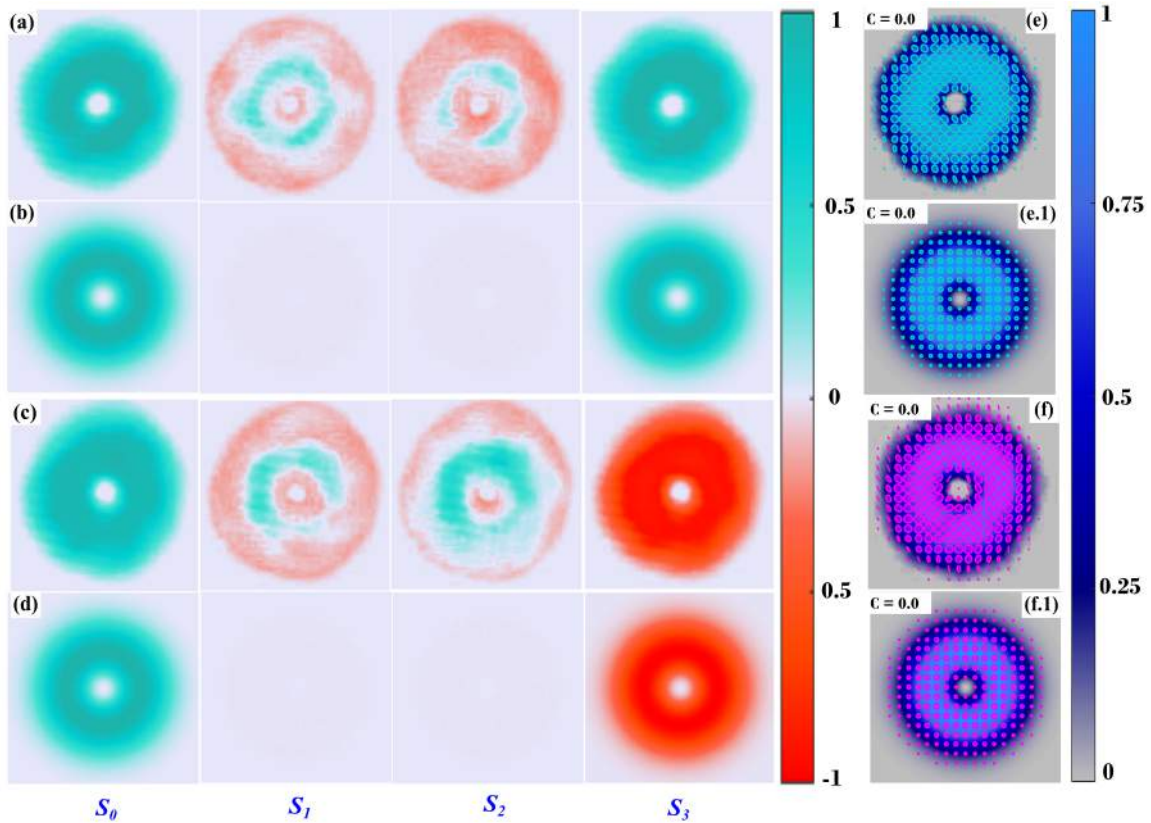


Figura 5.2: Mediciones de Stokes, (a y c) experimentales, (b y d) simulaciones numéricas; reconstrucción de polarización, (e y f) experimentales, (e.1 y f.1) simulaciones numéricas.

5.2. Modos vectoriales Laguerre Gauss (LG)

Los modos vectoriales LG que se generaron de forma experimental y numérica, se muestran en la figura 5.3. Para el modo vectorial LG_0^1 con polarización radial, se muestran las mediciones de intensidad, donde puede observarse que para polarización lineal horizontal y diagonal, se observan dos pétalos de intensidad proyectados en la dirección del polarizador lineal. También, se muestran las mediciones para los parámetros de Stokes, así como la reconstrucción de la polarización. Así mismo, se muestran otros haces vectoriales como son LG_0^1 con polarización híbrida, LG_2^1 con polarización radial y espiral, y LG_3^1 con polarización espiral.

En la figura 5.4, se muestran algunos modos vectoriales y escalares LG_0^1 sobre la superficie de la esfera de Poincaré, generados de forma experimental y numérica.

Las mediciones de intensidad se asemejan con las simulaciones numéricas y similarmente para las mediciones de Stokes. En el parámetro de Stokes S_3 el valor experimental no es totalmente 0. En la reconstrucción de polarización de 5.3 y 5.4, la distribución de la polarización experimental es semejante a la simulación numérica, y el valor de la concurrencia experimental es cercano a 1. Para determinar los parámetros de Stokes se usan las ecuaciones 3.45, y para reconstruir la polarización se utilizan las ecuaciones 3.49, 3.50 y 3.51.

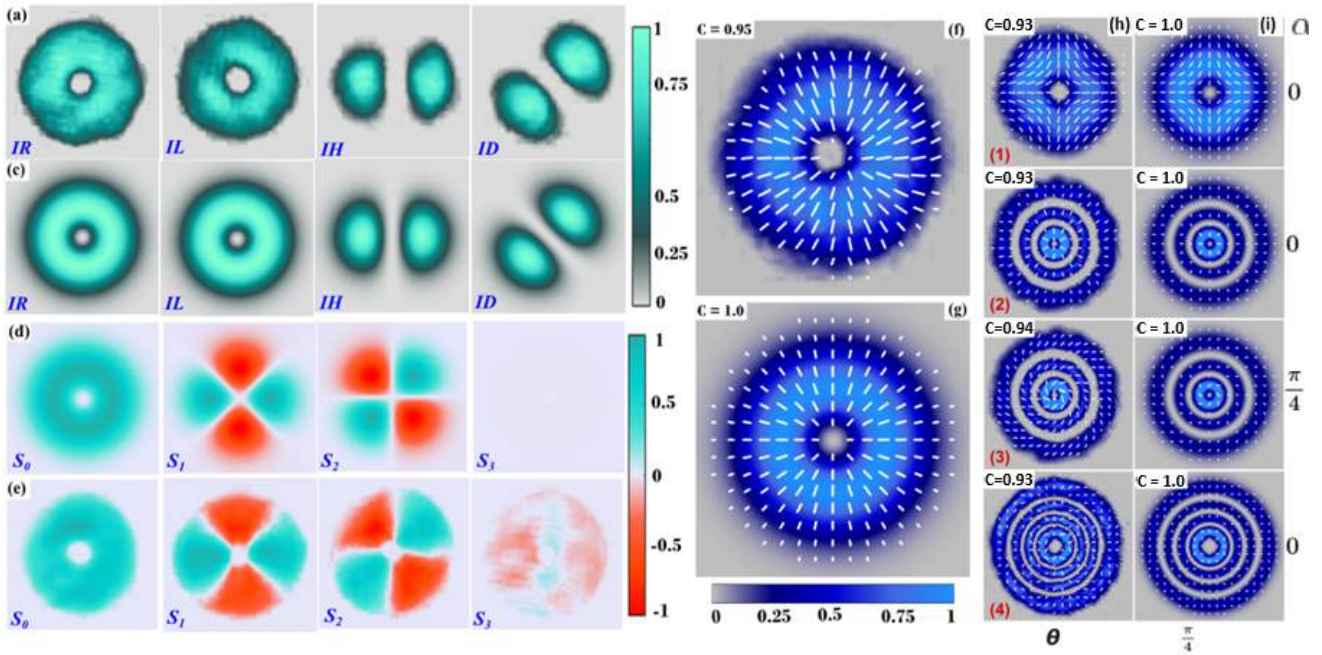


Figura 5.3: Modos vectoriales LG generados experimentalmente y comparados con la simulación numérica, en (a y c) se muestran las mediciones de intensidad y simulación numérica; en (d y e) se muestran los parámetros de Stokes experimentales y se comparan con los simulados numéricamente; en (f y g) se muestran la reconstrucción de la polarización experimental y se compara con la simulación numérica, finalmente en (h y i) se muestran diferentes modos vectoriales LG experimentales comparados con los simulados numéricamente. Donde el valor de la concurrencia experimental es muy próximo al valor teórico.

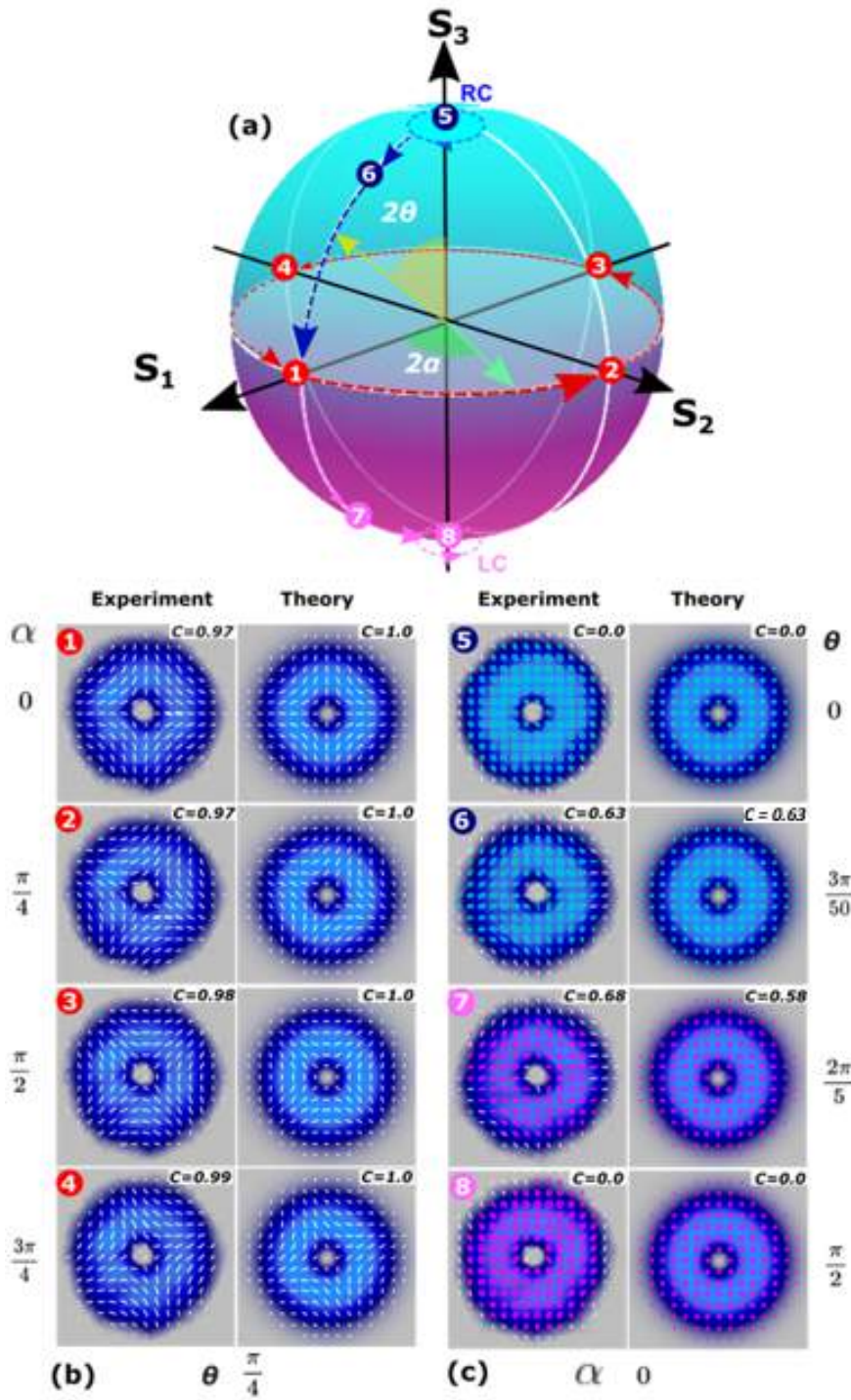


Figura 5.4: Modos escalares con polarización circular derecha (5) y polarización circular izquierda (8) se encuentran en los polos de la esfera de Poincaré (en la primera y en la última fila), para los modos con polarización elíptica (6 y 7) se encuentran entre los polos y el ecuador, los modos vectoriales (1, 2, 3 y 4) con polarización radial, azimutal y espiral se encuentran en el eje del ecuador, y cada uno de los modos generados se encuentran en la superficie de la esfera de Poincaré.

5.3. Modos vectoriales Ince-Gauss Helicoidales (HIG)

Para los modos vectoriales $HIG_{m,p}$, en la figura 5.5 se muestran las mediciones de intensidad y parámetros de Stokes para un haz vectorial $IG_{6,6}$ con $\epsilon = 1.5$, comparados con las simulaciones numéricas. A su vez, se muestran otros haces vectoriales con diferente valor de m y p , como son $HIG_{6,8}$, $HIG_{3,5}$ para $\epsilon = 1.5$, donde se puede observar que presentan diferentes distribuciones de polarización.

Debido a la simetría entre el filtro espacial (circular) y los haces HIG (simetría elíptica), el filtraje espacial deforma relativamente el modo espacial, y esto hace que las mediciones de intensidad en polarización circular derecha e izquierda sean un poco diferentes. En los parámetros de Stokes, el valor de S_3 no es totalmente 0, como se obtiene con la simulación numérica.

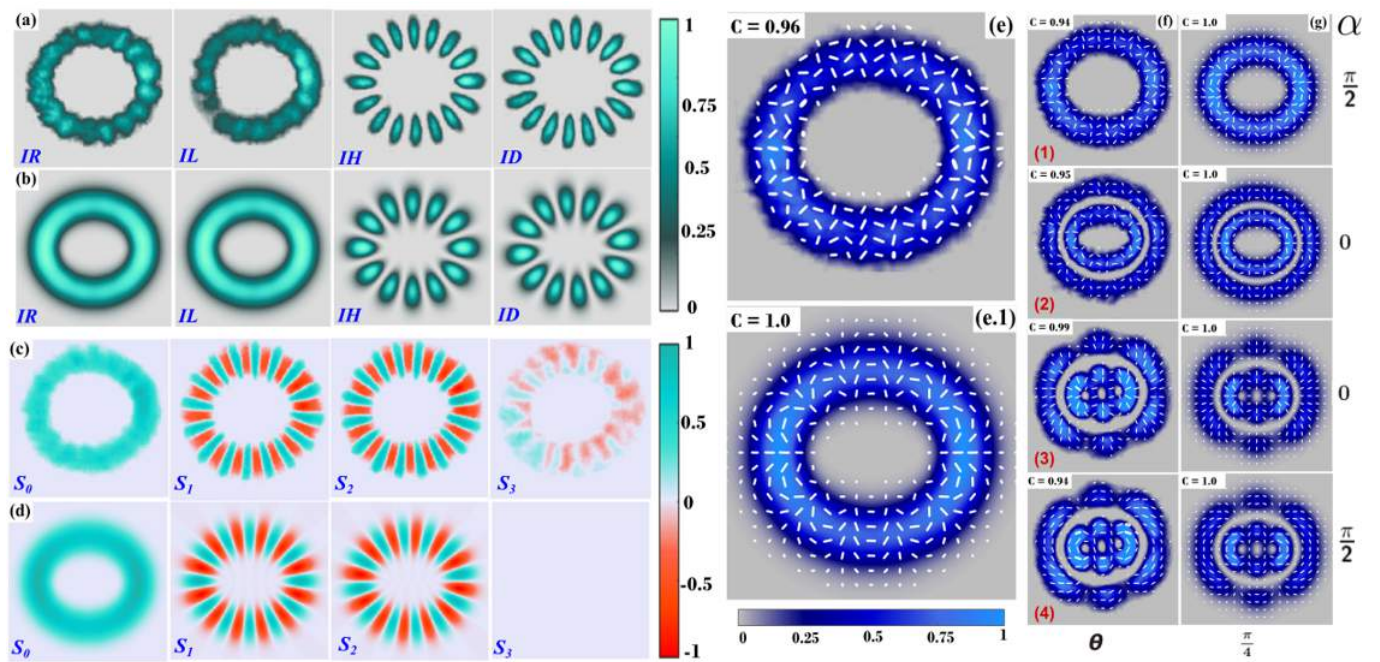


Figura 5.5: Modos $HIG_{m,p}$ generados experimentalmente y comparados con simulaciones numéricas, en (a y b) se muestran las mediciones de intensidad y simulaciones numéricas respectivamente; en (c y d) se muestran los parámetros de Stokes experimentales comparados con los simulados numéricamente; en (e y e.1) se muestra la reconstrucción de la polarización experimental comparados con los simulados numéricamente, finalmente en (f y g) se muestran diferentes modos vectoriales $HIG_{m,p}$ experimentales y los simulados numéricamente. Donde el valor de la concurrencia experimental es muy próximo al valor teórico.

5.4. Modos vectoriales Mathieu-Gauss Helicoidales (*HMG*)

Para los modos *HMG* ($m_1 = m_2 = m$) vectoriales, en la figura 5.6 se muestran las mediciones y simulaciones numéricas de intensidad para un haz vectorial *HMG* de orden $m = 4$ con los parámetros ($k_t = 12$, $e = 0.9$, $\alpha = 2$), así como los parámetros de Stokes y la reconstrucción de la polarización. También, se presentan haces vectoriales *HMG* de orden $m = 4$ con los parámetros ($k_t = 30$, $e = 0.9$, $\alpha = 0.2$), y $m = 6$ con los parámetros ($k_t = 16.5$, $e = 0.9$, $\alpha = 1.5$).

Las mediciones experimentales en intensidad se asemejan con las simulaciones numéricas. En las mediciones de Stokes, el valor de S_3 experimental no es totalmente 0. En los haces *HMG* que se presentan con la reconstrucción de la polarización, presentan diferentes anillos en las simulaciones numéricas, y en algunas experimentales no se observan, debido al proceso de mediciones de intensidades, como son relativamente bajas, no se logran percibir.

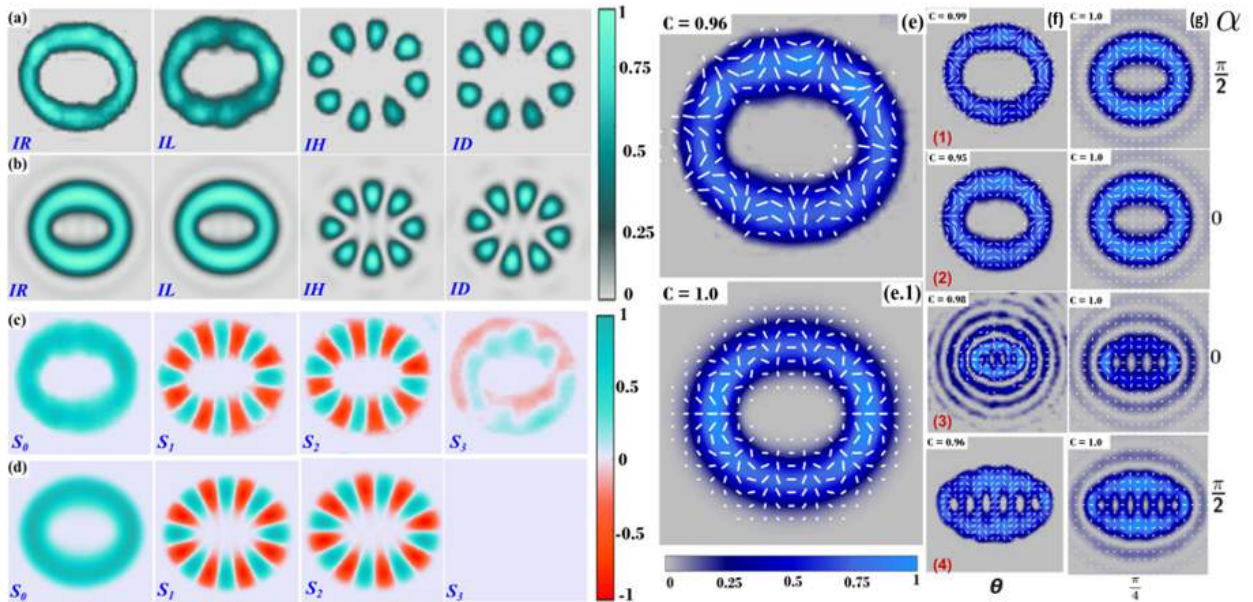


Figura 5.6: Modos *HMG* generados experimentalmente y las simulaciones numéricas, en (a y b) se muestran las mediciones de intensidad y la simulación numérica respectivamente; en (c y d) se muestran los parámetros de Stokes experimentales y se comparan con los simulados numéricamente; en (e y e.1) se muestran la reconstrucción de la polarización experimental junto con la simulación numérica, finalmente en (f y g) se muestran diferentes modos vectoriales *HMG* experimentales y simulados numéricamente. Donde el valor de la concurrencia experimental es muy próximo al valor teórico.

5.5. Modos vectoriales Parabólicos–Gaussianos Viajantes (*TPG*)

Para los modos *TPG*, en la figura 5.7 se muestran las mediciones y simulaciones numéricas de intensidad para un haz vectorial para el parámetro $k_t = 1.5$. También, se muestran las mediciones y simulaciones numéricas para los parámetros de Stokes, así como la reconstrucción de la polarización. Finalmente se muestran los mismos modos espaciales de haces vectoriales *TPG*, pero con diferentes distribuciones de polarización.

Las mediciones experimentales en intensidad son muy similares con las simulaciones numéricas, no obstante las parábolas en intensidad experimental, no logran visualizarse correctamente, ya que se tuvo que reducir el valor de la intensidad experimental para generar la reconstrucción de polarización correspondiente. Así mismo, el parámetro de Stokes S_3 experimental no es totalmente 0 como en la simulación numérica. Los valores de concurrencia experimental son muy cercanos a 1.

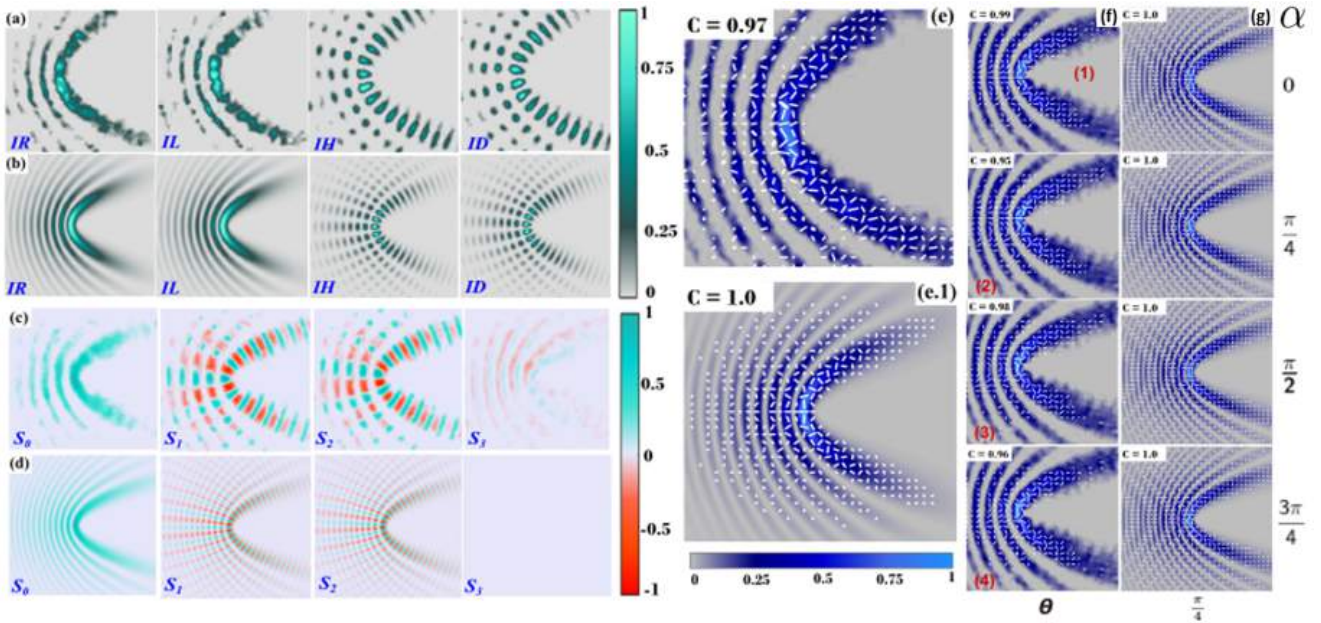


Figura 5.7: Modos *TPG* generados experimentalmente vs simulación, en (a y b) se muestran las mediciones de intensidad y simulación numérica respectivamente; en (c y d) se muestran los parámetros de Stokes experimentales vs simulados; en (e y e.1) se muestran la reconstrucción de la polarización experimental vs teórico, finalmente en (f y g) se muestran diferentes modos vectoriales *PG* experimentales vs simulados. Donde el valor de la concurrencia experimental es muy próximo al valor teórico.

5.6. Generación simultánea de varios modos vectoriales

Finalmente, se generaron modos vectoriales simultáneos, donde se multiplexaron 18 hologramas binarios en el DMD. Para el caso de los modos vectoriales LG_0^1 , se generaron con diferentes distribuciones de polarización, como fue polarización radial, azimutal y espiral.

Para los modos vectoriales $HIG_{p,m}$, se utilizaron diferentes valores de elipticidad ($\epsilon = 0.01, 0.5, 1, 2, 3, 4, 10, 15$ y 100), con el fin de observar la transición entre el modo vectorial $LG_1^1 \rightarrow HIG_{3,5} \rightarrow HG_{5,3}$. En la figura 5.8 se muestran las mediciones de los parámetros de Stokes y la reconstrucción de la polarización. Al ir variando la fase intermodal α , en los haces vectoriales LG con polarización radial cambian por ejemplo a polarización espiral o polarización azimutal, respectivamente y de manera similar para los haces vectoriales HIG .

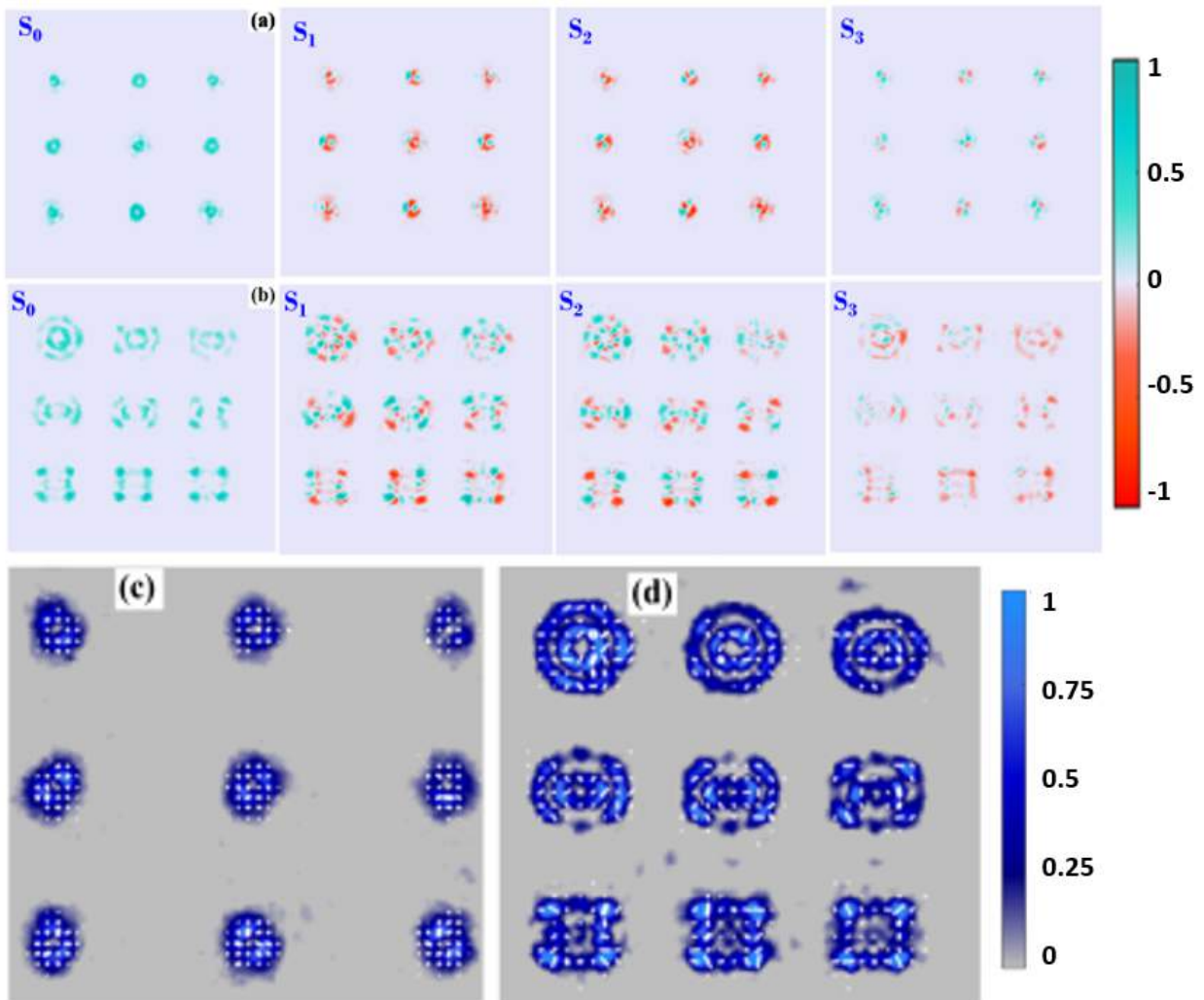


Figura 5.8: En los paneles (a y b) se muestran las mediciones de los parámetros de Stokes para los modos vectoriales LG_0^1 y $HIG_{3,5}$. En (c y d) se muestra la reconstrucción de la polarización sobre los nueve modos vectoriales generados para los modos vectoriales LG_0^1 y $HIG_{3,5}$ con diferentes distribuciones de polarización. Para el caso de los modos vectoriales $HIG_{3,5}$, al ir incrementando el valor de la elipticidad, se observa la transformación espacial de modos vectoriales $LG \rightarrow HIG \rightarrow HG$.

Capítulo 6

6.1. Conclusiones

- Los haces vectoriales representan un estado general de luz, que se generan a partir de la interacción de los diferentes grados de libertad de la luz, como es la forma espacial y polarización, en especial los haces vectoriales se encuentran acoplados de forma no separable. Debido a sus propiedades físicas y ópticas, se han generado diferentes clases de haces vectoriales para diferentes aplicaciones, como son las comunicaciones ópticas, procesamiento de materiales por láser, metrología óptica, entre otros. Así mismo, los DMDs son económicos comparados con otros dispositivos, y tienen diversas características que permiten modular la luz en fase y amplitud.
- En este trabajo, se presenta una técnica para generar cualquier clase de haces de luz vectoriales empleando un dispositivo digital de microespejos (DMD). En particular, se usó la técnica de multiplexación para generar los hologramas binarios que eran desplegados en la pantalla del DMD, lo que resulta una manera óptima tener los hologramas asociados a los modos espaciales en la misma área de trabajo del DMD. Cabe destacar que para el caso de los haces vectoriales simultáneos, no se encontró una limitante entre la resolución mínima para multiplexar 18 hologramas, y debido a la proporción de luz que se divide en cada modo, se debe mantener los modos los más cercanos entre sí.
- Se generaron diferentes clases de modos vectoriales y se caracterizaron mediante la reconstrucción de la polarización de su perfil espacial. Mediante la polarimetría de Stokes, es posible reconstruir el estado de polarización y determinar el grado de correlación entre los grados de libertad del haz vectorial, mediante la concurrencia.
- Así mismo, la fase intermodal resulta un parámetro importante, primeramente se ajusta para calibrar el haz vectorial a un estado particular, y posteriormente al asignar diferentes valores de la distribución de la polarización va rotando, lo que permite generar desde estados radiales, espirales, azimutales, entre otros.
- Los resultados experimentales del capítulo 5, resultaron ser muy semejantes con las simulaciones numéricas, esto nos indica que el arreglo experimental implementado es óptimo para generar diferentes clases de haces vectoriales. No obstante, los errores sistemáticos del experimento, contribuyen a pequeñas deformaciones en los modos espaciales, así como a las mediciones de Stokes.

- El valor de la concurrencia es cercanamente a 1, esto se debe a que siempre hay errores en las mediciones de intensidad, las cuales se ajustan con el tiempo de exposición y baja luminosidad de la CCD, también el ajuste de las placas retardadoras tanto para la generación y medición de las diferentes clases de haces vectoriales o escalares, contribuyen a que existan variaciones en la distribución de la polarización e intensidad de cada modo ortogonal superpuesto.

6.2. Perspectivas futuras

- Las perspectivas a futuro es realizar aplicaciones muy específicas implementando técnicas para la generación de haces vectoriales.
 - Las aplicaciones pueden ser en sistemas de comunicación óptica, microscopía de alta resolución, entre otras.
 - También, se extiende el análisis hacia la generación de nuevas clases de haces estructurados y estudiar sus propiedades fundamentales.
 - También, resulta de interés estudiar y generar haces estructurados, considerando la coherencia espacial, el grado de polarización, entre otras.
-

Bibliografía

- [1] M. Woerdemann, *Structured Light Fields: Applications in Optical Trapping, Manipulation, and Organisation*. Springer Science & Business Media, 2012.
- [2] G. Lazarev, P.-J. Chen, J. Strauss, N. Fontaine, and A. Forbes, “Beyond the display: phase-only liquid crystal on silicon devices and their applications in photonics,” *Optics express*, vol. 27, no. 11, pp. 16206–16249, 2019.
- [3] Y.-X. Ren, R.-D. Lu, and L. Gong, “Tailoring light with a digital micromirror device,” *Annalen der physik*, vol. 527, no. 7-8, pp. 447–470, 2015.
- [4] S. Turtaev, I. T. Leite, K. J. Mitchell, M. J. Padgett, D. B. Phillips, and T. Čižmár, “Comparison of nematic liquid-crystal and dmd based spatial light modulation in complex photonics,” *Optics express*, vol. 25, no. 24, pp. 29874–29884, 2017.
- [5] A. Rubano, F. Cardano, B. Piccirillo, and L. Marrucci, “Q-plate technology: a progress review,” *JOSA B*, vol. 36, no. 5, pp. D70–D87, 2019.
- [6] X. Li, T.-H. Lan, C.-H. Tien, and M. Gu, “Three-dimensional orientation-unlimited polarization encryption by a single optically configured vectorial beam,” *Nature communications*, vol. 3, no. 1, pp. 1–6, 2012.
- [7] N. Bozinovic, Y. Yue, Y. Ren, M. Tur, P. Kristensen, H. Huang, A. E. Willner, and S. Ramachandran, “Terabit-scale orbital angular momentum mode division multiplexing in fibers,” *science*, vol. 340, no. 6140, pp. 1545–1548, 2013.
- [8] J. Wang, J.-Y. Yang, I. M. Fazal, N. Ahmed, Y. Yan, H. Huang, Y. Ren, Y. Yue, S. Dolinar, M. Tur, *et al.*, “Terabit free-space data transmission employing orbital angular momentum multiplexing,” *Nature photonics*, vol. 6, no. 7, pp. 488–496, 2012.
- [9] A. E. Willner, H. Huang, Y. Yan, Y. Ren, N. Ahmed, G. Xie, C. Bao, L. Li, Y. Cao, Z. Zhao, *et al.*, “Optical communications using orbital angular momentum beams,” *Advances in optics and photonics*, vol. 7, no. 1, pp. 66–106, 2015.
- [10] D. Wen, K. Pan, J. Meng, X. Wu, X. Guo, P. Li, S. Liu, D. Li, B. Wei, X. Xie, *et al.*, “Broadband multichannel cylindrical vector beam generation by a single metasurface,” *Laser & Photonics Reviews*, vol. 16, no. 10, p. 2200206, 2022.
- [11] C. Zheng, J. Li, J. Liu, J. Li, Z. Yue, H. Li, F. Yang, Y. Zhang, Y. Zhang, and J. Yao, “Creating longitudinally varying vector vortex beams with an all-dielectric metasurface,” *Laser & Photonics Reviews*, vol. 16, no. 10, p. 2200236, 2022.

-
- [12] Y. Sasaki, K. Yamazaki, N. Murakami, K. Yamane, and H. Orihara, “Lensless wavefront parallel processing of vector beams by self-images of a self-organized q-plates microarray,” *Advanced Photonics Research*, p. 2100368, 2022.
- [13] R. Zhao, G. Geng, Q. Wei, Y. Liu, H. Zhou, X. Zhang, C. He, X. Li, X. Li, Y. Wang, *et al.*, “Controllable polarization and diffraction modulated multi-functionality based on metasurface,” *Advanced Optical Materials*, vol. 10, no. 8, p. 2102596, 2022.
- [14] D. W. Monk and R. O. Gale, “The digital micromirror device for projection display,” *Micro-electronic Engineering*, vol. 27, no. 1-4, pp. 489–493, 1995.
- [15] D. Dudley, W. M. Duncan, and J. Slaughter, “Emerging digital micromirror device (dmd) applications,” in *MOEMS display and imaging systems*, vol. 4985, pp. 14–25, International Society for Optics and Photonics, 2003.
- [16] P.-A. J. Blanche, D. N. Carothers, J. Wissinger, and N. N. Peyghambarian, “Digital micromirror device as a diffractive reconfigurable optical switch for telecommunication,” *Journal of Micro/Nanolithography, MEMS, and MOEMS*, vol. 13, no. 1, p. 011104, 2013.
- [17] K. Oram, “Exploration of the use of digital micromirror devices for highly multiplexed spectroscopy applications in astronomy,” 2022.
- [18] Z. Hua, J. Liu, and C. Liu, “High-resolution dark-field confocal microscopy based on radially polarized illumination,” *Optics Express*, vol. 30, no. 7, pp. 11066–11078, 2022.
- [19] C. Linghu, I.-W. Chen, D. Tanese, V. Zampini, and O. A. Shemesh, “Single-cell resolution optogenetics via expression of soma-targeted rhodopsins,” in *Rhodopsin*, pp. 229–257, Springer, 2022.
- [20] T. Xu, M. C. Tapia, and M. Zúñiga, “Exploiting digital {Micro-Mirror} devices for ambient light communication,” in *19th USENIX Symposium on Networked Systems Design and Implementation (NSDI 22)*, pp. 387–400, 2022.
- [21] S. Zhang, B. Xu, M. Elsayed, F. Nan, W. Liang, J. K. Valley, L. Liu, Q. Huang, M. C. Wu, and A. R. Wheeler, “Optoelectronic tweezers: a versatile toolbox for nano-/micro-manipulation,” *Chemical Society Reviews*, 2022.
- [22] S. Luo, *A Maskless Lithography System Based On Digital Micromirror Device (DMD) And Metalens Array*. PhD thesis, University of Dayton, 2022.
- [23] M. Mirhosseini, O. S. Magana-Loaiza, C. Chen, B. Rodenburg, M. Malik, and R. W. Boyd, “Rapid generation of light beams carrying orbital angular momentum,” *Optics express*, vol. 21, no. 25, pp. 30196–30203, 2013.
- [24] B. Brown and A. Lohmann, “Computer-generated binary holograms,” *IBM Journal of research and Development*, vol. 13, no. 2, pp. 160–168, 1969.
- [25] D. McGloin and K. Dholakia, “Bessel beams: diffraction in a new light,” *Contemporary physics*, vol. 46, no. 1, pp. 15–28, 2005.
- [26] S. N. Khonina, N. L. Kazanskiy, S. V. Karpeev, and M. A. Butt, “Bessel beam: Significance and applications—a progressive review,” *Micromachines*, vol. 11, no. 11, p. 997, 2020.
-

-
- [27] Y. Yang, Y. Ren, M. Chen, Y. Arita, and C. Rosales-Guzmán, “Optical trapping with structured light: a review,” *Advanced Photonics*, vol. 3, no. 3, p. 034001, 2021.
- [28] L. Allen, M. W. Beijersbergen, R. Spreeuw, and J. Woerdman, “Orbital angular momentum of light and the transformation of laguerre-gaussian laser modes,” *Physical review A*, vol. 45, no. 11, p. 8185, 1992.
- [29] G. Milione, “Vector beams for fundamental physics and applications,” 2016.
- [30] K. Gahagan and G. J. Swartzlander, “Optical vortex trapping of particles,” *Optics Letters*, vol. 21, no. 11, pp. 827–829, 1996.
- [31] A. O’neil, I. MacVicar, L. Allen, and M. Padgett, “Intrinsic and extrinsic nature of the orbital angular momentum of a light beam,” *Physical review letters*, vol. 88, no. 5, p. 053601, 2002.
- [32] M. A. Bandres and J. C. Gutiérrez-Vega, *Ince–Gaussian modes of the paraxial wave equation and stable resonators*, vol. 21. Optical Society of America, 2004.
- [33] Yao-Li, X.-B. Hu, B. Perez-Garcia, Bo-Zhao, W. Gao, Z.-H. Zhu, and C. Rosales-Guzman, *Classically entangled Ince–Gaussian modes*, vol. 116. AIP Publishing LLC, 2020.
- [34] M. Woerdemann, C. Alpmann, and C. Denz, *Optical assembly of microparticles into highly ordered structures using Ince–Gaussian beams*, vol. 98. American Institute of Physics, 2011.
- [35] M. A. Bandres and J. C. Gutiérrez-Vega, “Elliptical beams,” *Optics Express*, vol. 16, no. 25, pp. 21087–21092, 2008.
- [36] Z. Sun, J. Wang, Z. Li, T. Wu, Y. Yang, Y. Liu, and Y. Lu, “Stable propagation of ince–gaussian vector beams through atmospheric turbulence,” *Optics Communications*, vol. 515, p. 128193, 2022.
- [37] E. N. Castañeda, J. C. G. Vázquez, R. R. Alarcón, I. Agha, Q. Zhan, and W. N. Plick, “Ince-gauss beams in a turbulent atmosphere: the effect of structural parameters on beam resilience,” *Optics Continuum*, vol. 1, no. 8, pp. 1777–1794, 2022.
- [38] F. W. Olver, D. W. Lozier, R. F. Boisvert, and C. W. Clark, *NIST handbook of mathematical functions hardback and CD-ROM*. Cambridge university press, 2010.
- [39] J. C. Gutiérrez-Vega, R. Rodríguez-Dagnino, M. Meneses-Nava, and S. Chávez-Cerda, “Mathieu functions, a visual approach,” *American Journal of Physics*, vol. 71, no. 3, pp. 233–242, 2003.
- [40] J. C. Gutiérrez-Vega, M. Iturbe-Castillo, and S. Chávez-Cerda, “Alternative formulation for invariant optical fields: Mathieu beams,” *Optics letters*, vol. 25, no. 20, pp. 1493–1495, 2000.
- [41] C. Wang, L. Yang, Y. Hu, S. Rao, Y. Wang, D. Pan, S. Ji, C. Zhang, Y. Su, W. Zhu, *et al.*, “Femtosecond mathieu beams for rapid controllable fabrication of complex microcages and application in trapping microobjects,” *ACS nano*, vol. 13, no. 4, pp. 4667–4676, 2019.
- [42] X.-B. Hu, B. Perez-Garcia, V. Rodríguez-Fajardo, R. I. Hernandez-Aranda, A. Forbes, and C. Rosales-Guzmán, “Free-space non-separability decay of clasicaly-entangled modes,” *arXiv preprint arXiv:2009.13687*, 2020.
-

-
- [43] X.-B. Hu, B. Perez-Garcia, V. Rodríguez-Fajardo, R. I. Hernandez-Aranda, A. Forbes, and C. Rosales-Guzmán, “Free-space local nonseparability dynamics of vector modes,” *Photonics Research*, vol. 9, no. 4, pp. 439–445, 2021.
- [44] M. A. Bandres, J. C. Gutiérrez-Vega, and S. Chávez-Cerda, “Parabolic nondiffracting optical wave fields,” *Optics letters*, vol. 29, no. 1, pp. 44–46, 2004.
- [45] J. C. Gutiérrez-Vega and M. A. Bandres, *Helmholtz–Gauss waves*, vol. 22. Optica Publishing Group, 2005.
- [46] B. Ndagano, I. Nape, M. A. Cox, C. Rosales-Guzman, and A. Forbes, “Creation and detection of vector vortex modes for classical and quantum communication,” *Journal of Lightwave Technology*, vol. 36, no. 2, pp. 292–301, 2018.
- [47] S. Fang, Y. Cai, D. Xu, H. Guo, W. Zhang, and L. Chen, “Non-orthogonal polarization encoding/decoding assisted by structured optical pattern recognition,” *Optics Express*, vol. 30, no. 23, pp. 42026–42033, 2022.
- [48] D. G. Hall, “Vector-beam solutions of maxwell’s wave equation,” *Optics letters*, vol. 21, no. 1, pp. 9–11, 1996.
- [49] M. A. Bandres and J. C. Gutiérrez-Vega, *Vector Helmholtz–Gauss and vector Laplace–Gauss beams*, vol. 30. Optical Society of America, 2005.
- [50] S. Chen, X. Zhou, Y. Liu, X. Ling, H. Luo, and S. Wen, “Generation of arbitrary cylindrical vector beams on the higher order poincaré sphere,” *Optics Letters*, vol. 39, no. 18, pp. 5274–5276, 2014.
- [51] A. Manthalkar, I. Nape, N. T. Bordbar, C. Rosales-Guzmán, S. Bhattacharya, A. Forbes, and A. Dudley, “All-digital stokes polarimetry with a digital micromirror device,” *Optics Letters*, vol. 45, no. 8, pp. 2319–2322, 2020.
- [52] C. Rosales-Guzman, X.-B. Hu, A. Selyem, P. Moreno-Acosta, S. Franke-Arnold, R. Ramos-Garcia, and A. Forbes, “Polarisation-insensitive generation of vector modes using a digital micromirror device,” *arXiv preprint arXiv:2002.07843*, 2020.
- [53] A. Selyem, C. Rosales-Guzmán, S. Croke, A. Forbes, and S. Franke-Arnold, “Basis-independent tomography and nonseparability witnesses of pure complex vectorial light fields by stokes projections,” *Physical Review A*, vol. 100, no. 6, p. 063842, 2019.
- [54] B. Perez-Garcia, C. López-Mariscal, R. I. Hernandez-Aranda, and J. C. Gutiérrez-Vega, “On-demand tailored vector beams,” *Applied Optics*, vol. 56, no. 24, pp. 6967–6972, 2017.
- [55] B. Perez-Garcia, F. I. Mecillas-Hernández, and C. Rosales-Guzmán, “Highly-stable generation of vector beams through a common-path interferometer and a dmd,” *Journal of Optics*, vol. 24, no. 7, p. 074007, 2022.
- [56] M. A. Cox and A. V. Drozdov, “Converting a texas instruments dlp4710 dlp evaluation module into a spatial light modulator,” *Applied Optics*, vol. 60, no. 2, pp. 465–469, 2021.
-