



UNIVERSIDAD NACIONAL
AUTÓNOMA
DE MÉXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

Sistema de generación y diagnóstico de
haces Bessel escalares.

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:

Físico

PRESENTA:

Pablo Omar Ortega Escorza

TUTOR

Fernando Ramírez Martínez





Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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

1. Datos del alumno.

Ortega
Escorza
Pablo Omar
21211828

Universidad Nacional Autónoma de México

Facultad de Ciencias

Física

408079299

2. Datos del tutor.

Dr.
Fernando
Ramírez
Martínez

3. Datos del sinodal 1.

Dra.
Karen
Volke
Sepúlveda

4. Datos del sinodal 2.

Dra.
Citlali
Sánchez
Aké

5. Datos del sinodal 3.

Dr.
Daniel
Sahagún
Sánchez

6. Datos del sinodal 4.

Dr.
Jesús
Flores
Mijangos

7. Datos del trabajo escrito.

Sistema de generación y diagnóstico de haces Bessel escalares.

76 p

2018

Agradecimientos

Resumen

El estudio de la interacción de la luz con la materia, es decir, con átomos, es de principal interés dentro del Laboratorio de Átomos Fríos del Instituto de Ciencias Nucleares de la UNAM. Producir transiciones atómicas es una práctica recurrente y que diariamente sucede en el laboratorio.

La motivación del trabajo es utilizar un haz Bessel de 911 nm para detectar la transferencia del momento angular orbital (OAM) de la luz hacia las coordenadas internas de átomos de rubidio.

La primera aproximación para este proyecto se presenta en este trabajo, que tiene como propósito desarrollar un sistema que posibilite la generación, control y diagnóstico de haces con estructura de tipo Bessel escalares y que logre implementarlos en cualquier haz de luz láser que se proporcione, es decir para luz de diferente longitud de onda. Como principales herramientas se usaron un axicón (INAOE, Altechna) que generó un haz Bessel de orden cero y un modulador de fase espacial (LCoS-SLM, Hamamatsu X10468-07) que indujo un vórtice en la fase del haz modificando así el orden del haz Bessel. El diagnóstico de los haces se llevó a cabo mediante un CCD y en algunos casos junto con un sistema de lentes.

Como primer paso se mostrará la calibración realizada para el modulador de fase espacial ya que fue necesario conocer la dependencia de fase para la longitud de onda que se utilizó.

A continuación se presentarán los primeros haces Bessel de orden cero generados a partir de un axicón y la forma en la que fueron diagnosticados, para después, utilizar el modulador espacial de fase e inducir un vórtice y generar haces Bessel escalares de orden superior.

Se expondrá y discutirá con atención la evolución del sistema óptico empleado para realizar la caracterización de los haces que se centra en determinar la región donde la estructura Bessel existe además de conocer el comportamiento de la intensidad en la estructura del haz en función de la dirección sobre la cual se propaga, para esto, se preparó un sistema que pudo tomar las imágenes sensadas por el CCD y transformarlas a valores numéricos que posteriormente fueron analizados para determinar si los haces corresponden a una estructura Bessel. Por último se mostrarán las primeras pruebas usando el haz Bessel dentro del sistema de espectroscopia en átomos de rubidio a temperatura ambiente realizado en el laboratorio. La optimización y caracterización del sistema es uno de los resultados más relevantes de este trabajo.

Índice general

1. Introducción	4
1.1. Transición cuadrupolar eléctrica	6
2. Marco teórico	10
2.1. Ecuación de Helmholtz.	10
2.2. Haces Gaussianos	14
2.3. Haces Bessel	17
2.3.1. Análisis escalar	18
2.4. Haces Bessel de orden superior	23
2.5. El axicón	26
3. Sistema experimental	28
3.1. Sistema de Generación de haces Bessel escalares	28
3.1.1. Axicón	29
3.1.2. El modulador espacial de luz (LCoS-SLM)	29
3.2. Sistema para caracterizar espacialmente un haz Bessel escalar de orden cero.	37
3.3. Sistema para generar haces Bessel escalares de orden superior	39
4. Resultados	41
4.1. Generación de haces Bessel escalares.	42
4.2. Propagación espacial del Haz Bessel escalar de orden cero. . .	45
4.3. Generación de haces Bessel escalares de orden superior.	55
5. Conclusiones	67
Referencias	68

Índice de figuras

1.1. Niveles electrónicos para ^{85}Rb	8
1.2. Niveles electrónicos para ^{87}Rb	9
2.1. Perfil gaussiano de la amplitud.	16
2.2. Variación del perfil transversal Gaussiano	17
2.3. Vectores de onda que describen el campo adifraccional.	22
2.4. Perfil transversal de intensidad de un haz Bessel de orden cero.	23
2.5. Frente de onda heicoidal.	25
2.6. Geometría del axicón.	27
3.1. LCoS-SLM Hamamatsu X10468-07	31
3.2. Proceso de modulación por medio del software provisto por el fabricante.	32
3.3. Sistema óptico utilizado para caracterizar la fase en el SLM	33
3.4. Hologramas generados por computadora de rejilla de difracción	35
3.5. Gráficas de fase.	36
3.6. Sistema óptico para caracterizar espacialmente el haz Bessel de orden cero	38
3.7. Sistema óptico para caracterizar espacialmente el haz Bessel de orden superior	40
4.1. Secciones transversales de intensidad del haz Bessel de orden cero	43
4.2. Comparación de perfiles transversales de intensidad experimentales y teóricos	44
4.3. Perfiles transversales de intensidad del haz Bessel de orden cero	47
4.4. Perfiles transversales de intensidad a lo largo de las direcciones vertical y horizontal	49

4.5. Funciones de ajuste de los perfiles transversales de intensidad .	52
4.6. Radio del lóbulo central del haz Bessel	53
4.7. Gráfica k_{\perp} vs z	54
4.8. Amplitud del lóbulo central del haz Bessel en función de la dirección z	55
4.9. Vórtices de fase	56
4.10. Secciones transversales de haces Bessel de orden superior . . .	56
4.11. Perfiles transversales de intensidad de los primeros 4 órdenes del Bessel	58
4.12. Gráfica que muestra los valores A_m para cada orden m del haz Bessel	60
4.13. Gráfica que muestra los valores de k_{\perp} para cada orden m del haz Bessel.	61
4.14. Tamaño de los radios de la región oscura en función del orden Bessel.	62
4.15. El valor del área bajo la curva de las funciones ajustadas para los distintos órdenes del Bessel	63
4.16. Funciones de ajuste obtenidas de los 5 órdenes del haz Bessel.	64
4.17. Espectros ^{85}Rb	65
4.18. Espectros ^{87}Rb	66

Capítulo 1

Introducción

La invención de la luz láser sin duda revolucionó la forma de hacer investigación científica. En particular esta luz es atractiva por sus propiedades de ser monocromática, direccionada y coherente tanto espacial como temporalmente. Las aplicaciones hechas utilizando este tipo de luz se pueden encontrar en la industria, medicina, en las telecomunicaciones, etc. El perfil de intensidad de un haz láser esta descrito matemáticamente por la función gaussiana; por esta razón comúnmente se conoce como haz gaussiano. La intensidad del punto central de un haz gaussiano disminuye y su anchura aumenta conforme el haz se propaga debido a que la energía se dispersa. La difracción como fenómeno de la naturaleza esta directamente ligado con el comportamiento de las ondas electromagnéticas y por lo tanto afecta a la luz en todas sus propiedades. Se dice que los haces gaussianos se difractan más rápidamente cuando son enfocados para hacer que su ancho sea mas pequeño. En contraste los haces Bessel son un tipo de haces llamados adifraccionales, es decir su perfil de intensidad se mantiene invariante mientras el haz se propaga. Este tipo de haces reciben su nombre debido a que su perfil transversal de intensidad sigue una función Bessel de orden cero. El haz Bessel de orden cero tiene un perfil lateral que está caracterizado por un núcleo central de alta intensidad rodeado por numerosos anillos concéntricos que en el caso ideal se extenderían indefinidamente en la dirección transversal. Esto implicaría que la energía total del haz sería infinita y es por eso que el haz Bessel ideal no puede existir. Fue en 1987 cuando Jim Durnin [1] idealizó el concepto de haz Bessel. Si bien es imposible generar un haz Bessel ideal de energía infinita, Durnin y sus colegas [2] lograron producir más tarde el primer haz Bessel en un laboratorio. Este resultado llamó la atención de la

comunidad científica ya que estos haces, también llamados invariantes, tenían una aplicación inmediata en una variedad de ramas incluyendo atrapamiento óptico [3], tomografía de coherencia óptica [4], microscopía [5], etc.

A diferencia de los haces gaussianos que adquieren el perfil transversal de intensidad de forma natural, los haces Bessel reales o a veces referidos como *cuasi-Bessel* deben ser construidos por instrumentos ópticos y pueden ser generados por diversas técnicas en un laboratorio. Los haces *cuasi-Bessel* no solo son atractivos por su adifraccionalidad, sino que también poseen la habilidad de reconstruirse a si mismos después de encontrarse con algún obstáculo [6].

Los haces Bessel escalares son llamados así ya que son soluciones a la ecuación de onda en coordenadas cilíndricas pero sin considerar la dirección que tomarán los campos eléctrico y magnético. Una de las propiedades de la luz que ha sido estudiada con el surgimiento de estos haces es la del momento angular orbital de la luz que se refiere a la variación azimutal de la fase en su frente de onda descrita por el término $e^{im\phi}$. Los haces Bessel escalares de orden superior ($m > 0$) producidos mediante la variación del frente de onda transportan una cantidad $m\hbar$ de momento angular orbital por fotón [7].

El interés de estudiar la transferencia de momento angular orbital hacia el átomo surge a través del estudio teórico desarrollado por la Dra. Rocío Jáuregui [8] en el cual muestra que es posible el control sobre las tasas de transición en átomos mediante luz estructurada. Con esta idea en mente se planteó usar las ventajas con las que cuenta el Laboratorio de Átomos Fríos para estudiar este fenómeno. Para ello se hará uso de una de las espectroscopias más estudiadas del laboratorio realizada sobre rubidio atómico a temperatura ambiente estudiando la transición cuadrupolar eléctrica $5P_{3/2} \rightarrow 6P_{3/2}$ que es detectable mediante los fotones emitidos por el decaimiento espontáneo del estado $6P$ al estado base. Para entender detalladamente y con un profundo análisis la espectroscopia antes mencionada se puede consultar [9], sin embargo, a continuación se dará una idea general del sistema de espectroscopia para dicha transición en rubidio atómico.

1.1. Generalidades de la transición cuadrupolar eléctrica $5P_{3/2} \rightarrow 6P_{3/2}$

Para entender de mejor forma el proceso de espectroscopia se hará una brevísima descripción del sistema que la permite, centrándose en las características más importantes del átomo de rubidio, el proceso de excitación de los estados $5P$ y $6P$ y la detección de fluorescencia del decaimiento espontáneo al estado base.

El rubidio es un metal alcalino perteneciente al grupo 1 de la tabla periódica. Este elemento tiene un número atómico de 37, una masa atómica de 85 y dos isótopos naturales (^{85}Rb y ^{87}Rb) de los cuales ^{85}Rb es el más abundante con un 72%. El rubidio es empleado usualmente en espectroscopia láser ya que presenta líneas de absorción en el infrarrojo cercano por lo que promover transiciones en él es relativamente sencillo pues basta una fuente de luz láser comercial como pueden ser los diodos láser que se encuentren en el rango de frecuencia necesaria.

La configuración electrónica del estado base del Rb es $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 4s^2 4p^6 5s$ con un sólo electrón de valencia en su última capa, él cual permite estudiar las estructuras finas e hiperfinas de sus niveles energéticos.

El desdoblamiento de los niveles finos en el átomo se debe a la interacción espín-órbita, en la cual se acoplan los momentos angulares L y S , para dar lugar al momento angular total del electrón $J = L+S$. Este último puede tomar valores dados por $|L - S| \leq J \leq L + S$, con proyecciones dadas por $-J \leq M_J \leq J$.

Para los estados $5p$ y $6p$ los números cuánticos debido al desdoblamiento de la estructura fina toman la siguiente forma:

Estado	n	L	S	J
5s	5	0	1/2	1/2
5p	5	1	1/2	1/2, 3/2
6p	6	1	1/2	1/2, 3/2

Tabla 1.1: Números cuánticos para el estado base y los dos primeros estados excitados del átomo de Rb.

Por otra parte el acoplamiento del momento angular total del electrón J

con el espín nuclear I da lugar a la estructura hiperfina del átomo y así formar el momento angular total $F = J + I$, que tiene una magnitud cuyos valores están dados por $|J - I| \leq F \leq J + I$ y sus respectivas proyecciones M_F que toman valores de $-F \leq M_F \leq F$.

Isótopo	J	I	F
^{85}Rb	1/2	5/2	2, 3
	3/2	5/2	1, 2, 3, 4
^{87}Rb	1/2	3/2	1, 2
	3/2	3/2	0, 1, 2, 3

Tabla 1.2: Estados hiperfinos del rubidio.

En las figuras (1.1) y (1.2) se muestra el esquema de los niveles electrónicos para los dos isótopos del átomo de rubidio. Para alcanzar el estado $6p_{3/2}$ es necesario realizar una transición previa del estado base hacia el estado $5p_{3/2}$, esta transición se obtiene mediante la exposición de los átomos a luz infrarroja de 780 nm provista por un láser de diodo de cavidad extendida emitiendo alrededor de la longitud de onda mencionada. Este proceso se logra mediante un sistema de espectroscopia de absorción [10] que además permite anclar la frecuencia de emisión del láser de 780 nm a la transición deseada por lo que así se asegura que los átomos se encuentren en el estado $5p_{3/2}$. A continuación se hace incidir el haz de 911 nm hacia la celda que contiene el rubidio atómico y por la cual atraviesa también el haz de 780 nm. Los haces inciden de forma contrapropagate en la celda para llevar a los átomos que han sido previamente excitados al estado $5p_{3/2}$ hacia el segundo estado excitado el estado $6p_{3/2}$.

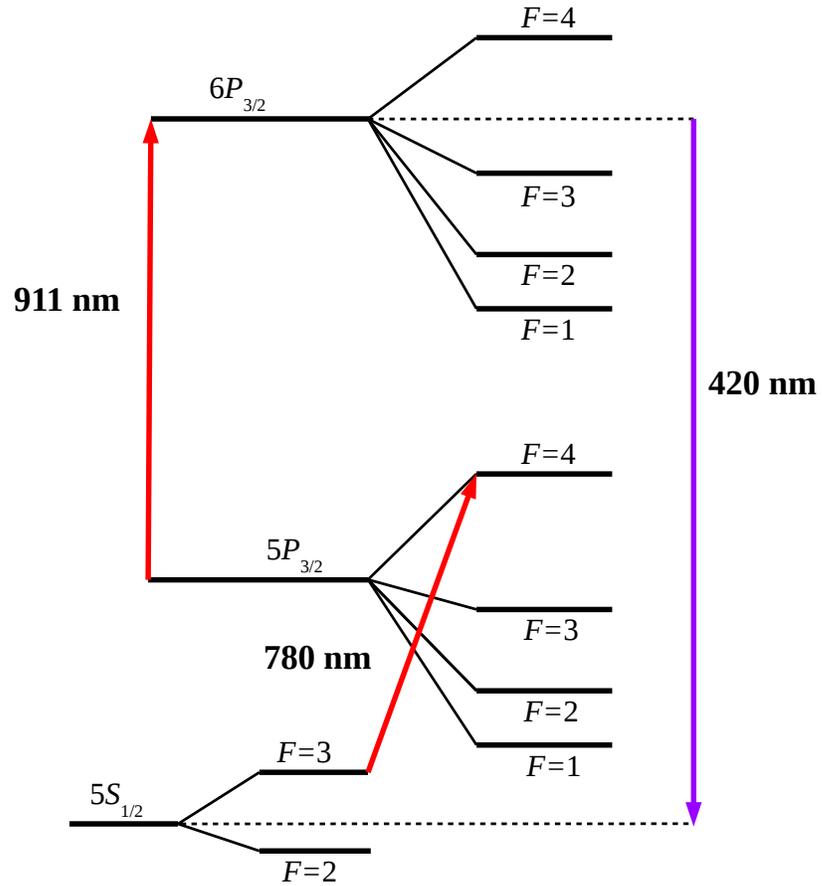


Figura 1.1: Niveles electrónicos para el isótopo ^{85}Rb , se muestra además la estructura hiperfina y las longitudes de onda para lograr la transición de los estados $5s_{1/2} \rightarrow 5p_{3/2}$ con luz de $\lambda = 780\text{ nm}$ y de $5p_{3/2} \rightarrow 6p_{3/2}$ con luz de $\lambda = 911\text{ nm}$.

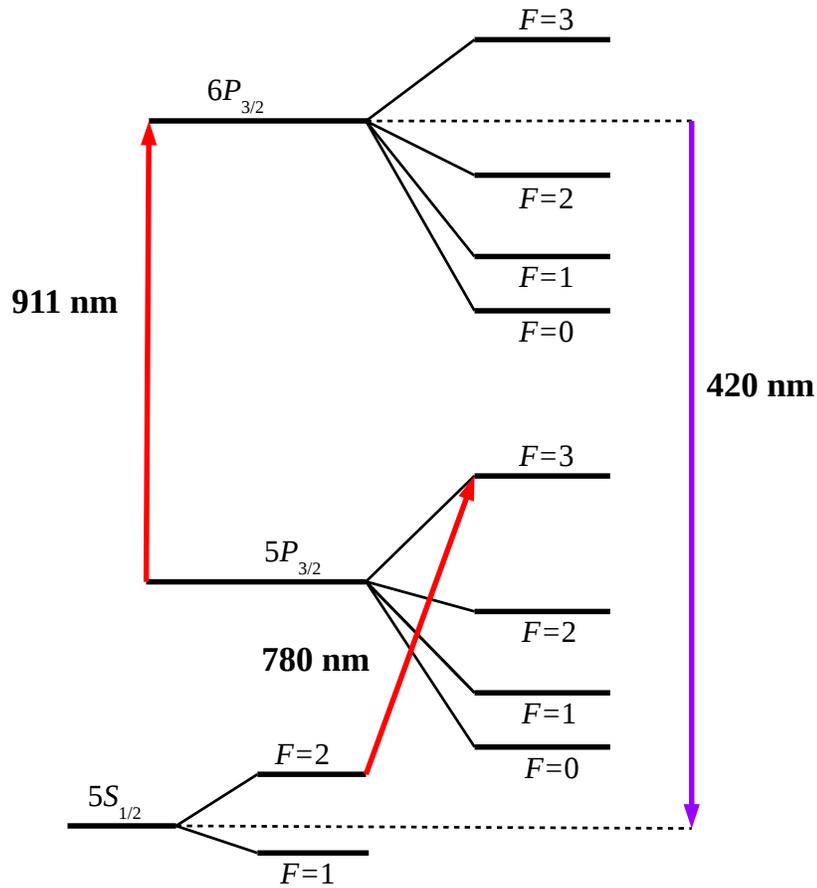


Figura 1.2: Niveles electrónicos para el isótopo ^{87}Rb , se muestra además la estructura hiperfina y las longitudes de onda para lograr la transición de los estados $5s_{1/2} \rightarrow 5p_{3/2}$ con luz de $\lambda = 780\text{ nm}$ y de $5p_{3/2} \rightarrow 6p_{3/2}$ con luz de $\lambda = 911\text{ nm}$.

Capítulo 2

Marco teórico

A continuación se hará una descripción de la formulación de los haces Bessel, partiendo de la ecuación de Helmholtz que describe la propagación de las ondas electromagnéticas y que puede ser resuelta mediante la aproximación paraxial para dar lugar a los haces gaussianos, o bien, tener soluciones exactas entre las cuales encontramos a los haces Bessel. Después se mostrará el proceso de generación de un haz Bessel mediante un axicón y sus principales características.

2.1. Ecuación de Helmholtz.

Todos los fenómenos electromagnéticos incluida la propagación de la luz, pueden ser descritos en su totalidad por las ecuaciones de Maxwell (escritas en el sistema internacional de unidades y en ausencia de cargas libres):

$$\begin{aligned}\nabla \cdot \mathbf{E} &= 0 \\ \nabla \cdot \mathbf{B} &= 0 \\ \nabla \times \mathbf{E} &= -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \\ \nabla \times \mathbf{B} &= \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}\end{aligned}\tag{2.1}$$

donde $\mathbf{E} = E(\mathbf{r}, t)$, $\mathbf{B} = B(\mathbf{r}, t)$ son los campos eléctrico y magnético, μ_0 y ϵ_0 son, respectivamente la permeabilidad y permitividad del vacío.

Estas ecuaciones constituyen un conjunto acoplado de ecuaciones diferen-

ciales parciales para \mathbf{E} y \mathbf{B} que pueden ser desacopladas usando la relación $\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = -\nabla^2 \mathbf{E} + \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E})$, con lo cual se llega a la ecuación de onda:

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (2.2)$$

para el campo eléctrico y

$$\nabla^2 \mathbf{B} - \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \mathbf{B}}{\partial t^2} = 0 \quad (2.3)$$

para el campo magnético.

Puesto que tanto \mathbf{E} como \mathbf{B} obedecen una ecuación de onda vectorial, sus componentes también obedecen a la misma ecuación escalar. Por lo tanto, es posible resumir el comportamiento de todas las componentes de \mathbf{E} y \mathbf{B} a través de una única ecuación de onda escalar:

$$\nabla^2 u - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = 0 \quad (2.4)$$

Donde $u(\mathbf{r}, t)$ es una función que depende de la posición $\mathbf{r} = (x, y, z)$ y el tiempo t y que por lo tanto puede asociarse con cualquiera de las componentes del campo electromagnético. Para ondas electromagnéticas, la constante $c = 3 \times 10^8 \text{ m/s}$ es la velocidad de la luz. De lo anterior concluimos que en un medio lineal, isótropo, homogéneo y no dispersivo, todas las componentes del campo eléctrico y magnético se comportan de la misma manera y sus comportamientos están completamente descritos por la ecuación de ondas escalar.

La ecuación de onda admite una variedad de soluciones, algunas muy simples en forma, mientras que otras son considerablemente intrincadas. Sin embargo, todos los campos ópticos en un medio homogéneo deben ser soluciones a la ecuación de onda. Algunas soluciones pueden ser matemáticamente fáciles de manejar, pero difíciles de realizar en la práctica. Es por esto que las condiciones externas a veces pueden ser manipuladas para favorecer un tipo especial de solución. La generación de luz coherente en un láser es un paso importante en esta dirección. La onda plana

$$U(\mathbf{r}, t) = U_0 e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)} \quad (2.5)$$

es tal vez la solución más simple aunque actualmente es físicamente imposible en el sentido de que ningún esfuerzo experimental puede generar una onda

plana, sin embargo, ese tipo de solución a la ecuación de onda es de mucha ayuda. En el marco de este trabajo se discutirán algunas soluciones de tipo monocromático en un medio homogéneo pues las demás soluciones pueden ser construidas en términos de ondas monocromáticas.

La luz láser posee un alto grado de direccionalidad cercana a la de una onda plana, pero a diferencia de ésta, la amplitud del campo de la luz láser decrece rápidamente en el plano transversal. La luz láser diverge al mismo tiempo que se propaga, pero para distancias cortas la divergencia de la luz láser es mucho más pequeña que la divergencia de una onda esférica. Desde luego que la luz láser no es monocromática pero es la aproximación más cercana que se tiene a la luz monocromática.

Ahora buscamos una solución monocromática de la ecuación de onda que sea altamente direccionada y posea un bajo grado de divergencia. Se espera que tal solución pueda proveer al menos una descripción aproximada de la luz láser. Si ahora fijamos nuestra atención en el caso de ondas estrictamente monocromáticas, el campo escalar puede escribirse explícitamente como:

$$u(\mathbf{r}, t) = A(\mathbf{r}) \cos[\omega t + \varphi(\mathbf{r})] \quad (2.6)$$

donde $A(\mathbf{r})$ y $\varphi(\mathbf{r})$ son, respectivamente, la amplitud y la fase de la onda en el punto \mathbf{r} , mientras que ω es la frecuencia angular. Se obtiene una forma más compacta de (2.6) utilizando la notación compleja:

$$u(\mathbf{r}, t) = \text{Re}(U(\mathbf{r}) \exp[-i\omega t]), \quad (2.7)$$

donde $\text{Re}()$ significa “la parte real de”, y $U(\mathbf{r})$ es la función compleja espacial:

$$U(\mathbf{r}) = A(\mathbf{r}) \exp[-i\varphi(\mathbf{r})]. \quad (2.8)$$

Si la perturbación real $u(\mathbf{r}, t)$, representa una onda óptica, debe satisfacer en todo punto del espacio libre de fuentes la ecuación de onda escalar. La función compleja $U(\mathbf{r})$ proporciona una descripción adecuada de la onda puesto que la forma en la que u depende del tiempo se conoce *a priori*. Si se sustituye (2.7) en (2.4), se ve que la función U obedece la siguiente ecuación independiente del tiempo:

$$[\nabla^2 + k^2]U(\mathbf{r}) = 0. \quad (2.9)$$

A este resultado se le llama la **ecuación de Helmholtz**. Donde $k = \omega/c =$

$2\pi/\lambda$, es el número de onda.

Esta ecuación diferencial parcial describe la propagación de la radiación independiente del tiempo y para resolverla es necesario usar procesos numéricos que a veces suelen ser muy complicados.

Sin embargo, esta ecuación puede ser resuelta mediante **la aproximación paraxial**, la cual asume que el campo eléctrico puede ser descrito como el producto de una variación rápida de la fase del haz y una variación lenta de su amplitud. Para esto es necesario introducir una onda plana paraxial que se propaga en dirección \hat{z} pero con una envolvente compleja de la forma:

$$U(\mathbf{r}) = A(\mathbf{r}) \exp(-ikz) \quad (2.10)$$

donde $A(\mathbf{r})$ describe el perfil transversal con su variación en propagación. Esto implica que cuando nos desplazamos en la dirección de propagación en una distancia del orden del tamaño de λ , es decir que $\Delta z = \lambda$ el cambio en A sea despreciable comparado con su incremento; i.e., $\Delta A \ll A$.

La variación en A puede escribirse como: $\Delta A = \frac{\partial A}{\partial z} \Delta z \ll A$, así que, $\frac{\partial A}{\partial z} \ll A/\lambda \sim kA$. Entonces esto nos conduce a:

$$\frac{\partial^2 A}{\partial z^2} \ll k \frac{\partial A}{\partial z} \ll k^2 A \quad (2.11)$$

Si ahora hacemos la expansión del Laplaciano e introducimos (2.10) ya que debe de cumplir la ecuación de Helmholtz tenemos:

$$\nabla^2 A(\mathbf{r}) \exp(-ikz) = [\nabla_{\perp}^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2}] A(\mathbf{r}) \exp(-ikz) \quad (2.12)$$

donde ∇_{\perp}^2 es el Laplaciano transversal.

La derivada longitudinal es:

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} [A(\mathbf{r}) \exp(-ikz)] = [\frac{\partial^2}{\partial z^2} A - 2ik \frac{\partial}{\partial z} A - k^2 A] \exp(-ikz) \quad (2.13)$$

Tenemos:

$$\nabla_{\perp}^2 [A(\mathbf{r}) \exp(-ikz)] + [\frac{\partial^2}{\partial z^2} A - 2ik \frac{\partial}{\partial z} A - k^2 A] \exp(-ikz) - k^2 A \exp(-ikz) = 0 \quad (2.14)$$

Haciendo uso de (2.11) y reacomodando términos se obtiene:

$$\nabla_{\perp}^2 A(\mathbf{r}) - 2ik \frac{\partial A(\mathbf{r})}{\partial z} = 0 \quad (2.15)$$

Esta expresión es la **ecuación paraxial de Helmholtz** y prácticamente asume que la radiación se propaga preferentemente en la dirección \hat{z} y se asemeja a la óptica geométrica cuando $k_{\perp}/k = \text{sen}\theta \simeq \theta$. La solución más simple de la ecuación paraxial de Helmholtz es una onda paraboloidal que es la aproximación paraxial de la onda esférica.

2.2. Haces Gaussianos

Para entender mejor el comportamiento adifraccional de los haces Bessel, es necesario establecer un punto de comparación con otro tipo de haces, en especial el haz gaussiano, que por mucho, ha sido el más estudiado y caracterizado por presentar un perfil de intensidad de manera natural cuando la luz láser es producida.

La ecuación paraxial de Helmholtz admite soluciones de varios tipos y para diferentes sistemas de coordenadas. Uno de los más simples después de las ondas planas es la solución que manifiesta simetría cilíndrica alrededor de la dirección de propagación. Es necesario entonces introducir la ecuación de Helmholtz en coordenadas cilíndricas:

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\rho \frac{\partial A(\mathbf{r})}{\partial \rho} \right) + 2ik \frac{\partial A(\mathbf{r})}{\partial z} = 0 \quad (2.16)$$

donde $\rho = (x^2 + y^2)^{1/2}$. Una posible solución a esta ecuación puede tener la forma:

$$A(\rho, z) = A \exp i[p(z) + \frac{1}{2}(k\rho^2)/q(z)], \quad (2.17)$$

donde A es una constante y $p(z)$, $q(z)$ son funciones que esperamos sean funciones complejas. Sustituyendo esta ecuación en (2.16) resulta:

$$2k \left(\frac{i}{q(z)} - \frac{dp(z)}{dz} \right) + \frac{k^2 \rho^2}{q^2(z)} \left(\frac{dq(z)}{dz} - 1 \right) = 0 \quad (2.18)$$

que se satisface sí

$$\frac{dq(z)}{dz} = 1, \quad (2.19)$$

$$\frac{dp(z)}{dz} = \frac{i}{q(z)} \quad (2.20)$$

este par de ecuaciones tienen como solución respectivamente

$$q(z) = z - iz_0 \quad \text{y} \quad p(z) = i \ln(1 + iz/z_0) \quad (2.21)$$

Así la solución tiene la fase de una onda plana cuando $z = 0$. Es decir, el frente de onda en $z = 0$ es plano. Ahora si tomamos la primera ecuación $q(z)$ y la escribimos de forma similar como:

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{z}{z^2 + z_0^2} + i \frac{z_0}{z^2 + z_0^2} = \frac{1}{R(z)} + \frac{2i}{k} \frac{1}{\omega^2(z)}, \quad (2.22)$$

Se deduce que

$$R(z) = z + \frac{z_0^2}{z}, \quad (2.23)$$

$$\omega^2(z) = \omega_0^2(1 + z^2/z_0^2), \quad (2.24)$$

$$\omega_0^2 = \frac{2z_0}{k} \quad (2.25)$$

Al término ω_0 se le denomina **cintura** del haz y depende exclusivamente de la longitud de onda y de z_0 que es un valor denominado **longitud de Rayleigh** y es un parámetro que indica el aumento del tamaño del haz por un factor de $\sqrt{2}$ a lo largo de la dirección de propagación. El factor $R(z)$ es el radio de curvatura del frente de onda.

Por otro lado reescribiendo $p(z)$ de la forma

$$\exp(ipz) = \left(1 + i \frac{z}{z_0}\right)^{-1} = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{z^2}{z_0^2}}} \exp(-i\Phi(z)) \quad (2.26)$$

donde $\Phi(z) = \tan^{-1}\left(\frac{z}{z_0}\right)$.

$\Phi(z)$ representa el cambio en la fase ya que es una función que varía lentamente con z . Sin embargo, la solución difiere de una onda plana ya que la amplitud de la onda no permanece constante.

Combinando estos resultados la solución de la ecuación de onda que tiene simetría cilíndrica alrededor de la dirección de propagación puede ser escrita como:

$$E(\mathbf{r}, t) = A \frac{\omega_0}{\omega(z)} \exp[-\rho^2/\omega^2(z)] \exp[ik\rho^2/2R(z)] \exp[i(kz - \Phi(z) - \omega t)], \quad (2.27)$$

La amplitud del haz

$$E_0(\mathbf{r}, z) = A \frac{\omega_0}{\omega(z)} \exp - [(x^2 + y^2)/\omega^2(z)] \quad (2.28)$$

varia con x, y, z . Para un valor fijo de z , tiene un perfil de intensidad gaussiano en el plano transversal.

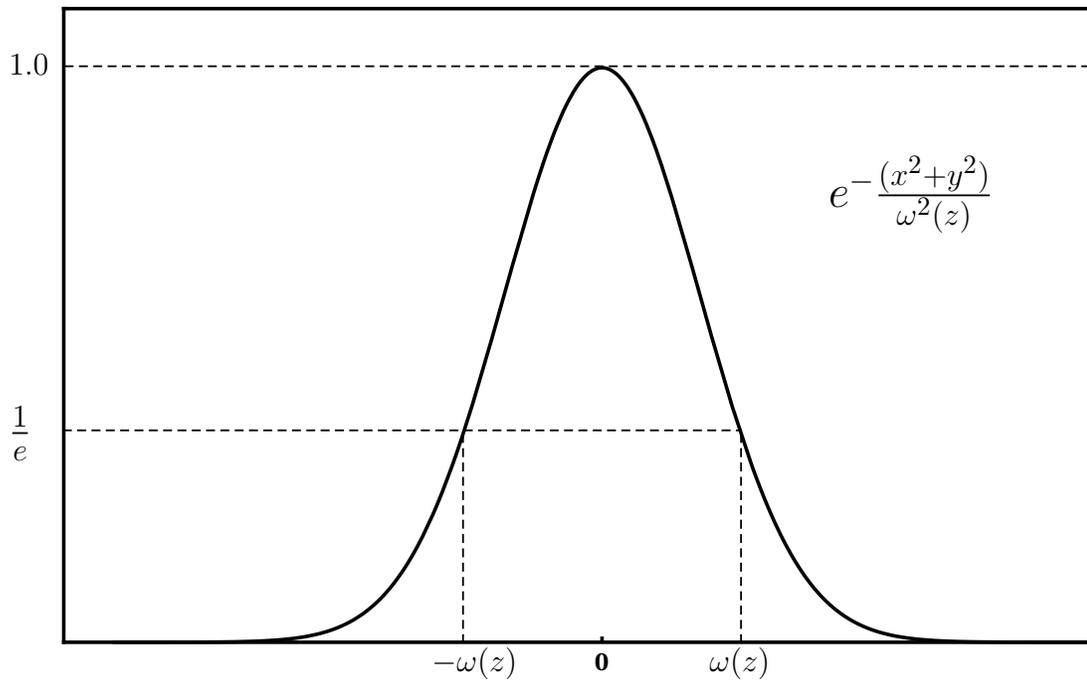


Figura 2.1: Perfil gaussiano de la amplitud.

También la amplitud decrece de la forma $1/e$ de su máximo valor a una distancia $\rho = (x^2 + y^2)^{1/2} = \omega(z)$ desde el eje de simetría. Figura 2.1.

El perfil transversal tiene su mínima dispersión en $z = 0$, y su anchura aumenta de forma no lineal con z , sin embargo, para distancias muy alejadas del origen $z \gg z_0$ el perfil transversal muestra una dependencia lineal en z . Este comportamiento de la solución se muestra en la figura 2.2.

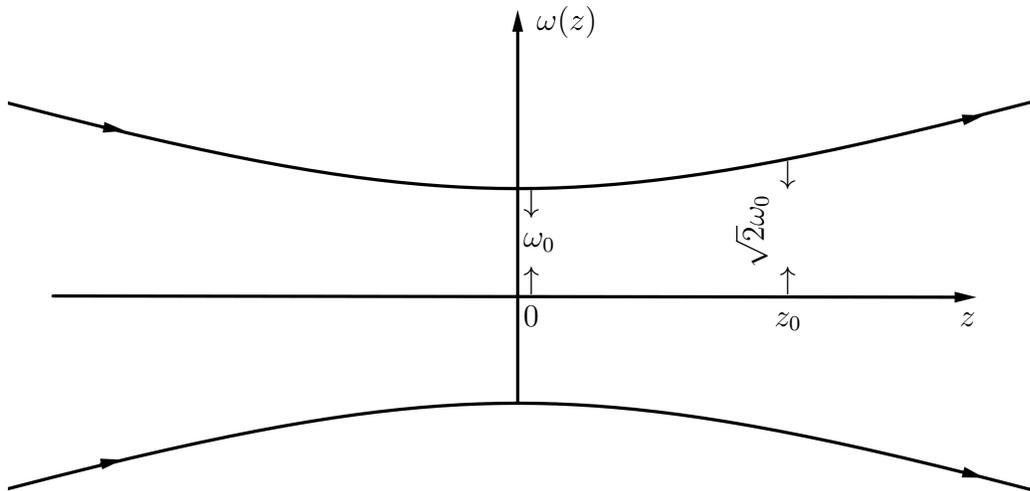


Figura 2.2: Variación del perfil transversal; ω_0 es la cintura del haz y z_0 es la longitud de Rayleigh

La distribución de intensidad de la solución tiene perfil gaussiano en el plano transversal con $1/e^2$ de anchura media la cual varía desde ω_0 en $z = 0$ a $\omega = \sqrt{2}\omega_0$ en $z = z_0$ y se incrementa aproximadamente de forma lineal para valores grandes de $|z|$. El haz en cualquier plano transversal tendrá la apariencia de un punto redondo brillante con tamaño ($1/e^2$ radio del haz) $\omega(z)$. En la cintura del haz ($z = 0$), el tamaño del punto tiene como valor ω_0 .

2.3. Haces Bessel

La existencia de los haces Bessel como solución exacta a la ecuación de Helmholtz fue propuesta matemáticamente por Durnin [1] en 1987. En su artículo muestra que las soluciones halladas tienen la asombrosa propiedad de describir haces bien definidos con un radio del haz bastante estrecho, y su punto central puede ser del orden de la longitud de onda sin sufrir difracción al propagarse. Estas soluciones pueden ser expresadas en la forma de una función Bessel de orden cero de primera clase, y es por eso que reciben su nombre.

Más tarde el mismo Durnin y su grupo demostraron que es posible obtener

experimentalmente una buena aproximación al haz Bessel ideal. Desde entonces el interés por el estudio de otras soluciones adifraccionales a la ecuación de Helmholtz han sido exploradas, por ejemplo los haces Mathieu, [11], haces Bessel de orden superior [12], los haces Airy [13] observados por primera vez en 2007, etc. Este tipo de soluciones son llamadas escalares ya que no contemplan la dirección que toman los campos eléctrico y magnético.

2.3.1. Análisis escalar

En la discusión del haz gaussiano se introdujo la onda paraxial y varias aproximaciones basadas en la variación lenta de la envolvente compleja de la onda plana $A(\mathbf{r})$ respecto a la dirección de propagación. Estos pasos son naturales cuando se trabaja con haces que se difractan muy poco. Pero no pueden ser usados para describir haces que no se difractan en lo absoluto. Existe un conjunto de haces ideales a difraccionales que son descritos por funciones Bessel más allá de las funciones Gaussianas.

Comenzaremos el análisis escalar considerando un haz monocromático coherente espacialmente que se propaga a lo largo del eje z , es decir un campo cuya amplitud compleja puede ser escrita en la forma

$$U(x, y, z, t) = u(x, y) \exp[i(k_z z - \omega t)] \quad (2.29)$$

donde u describe el perfil de amplitud transversal y ω y k_z son la frecuencia angular y el número de onda longitudinal respectivamente. La lenta variación de la amplitud u es entonces independiente de la coordenada z así que la intensidad del haz $I = UU^*$ es invariante ante propagación. En propagación libre¹ la amplitud compleja U debe satisfacer la ecuación de onda. La amplitud independiente del tiempo

$$A(\mathbf{r}) = u(x, y) \exp(ik_z z) \quad (2.30)$$

debe satisfacer la ecuación de Helmholtz (2.9) por lo que la función $u(x, y)$ (que es independiente de z) debe satisfacer la ecuación de Helmholtz en dos dimensiones

¹Es decir propagándose en el espacio libre.

$$(\nabla_{\perp}^2 + k_{\perp}^2)u = 0 \quad (2.31)$$

Aquí $k_{\perp}^2 + k_z^2 = k^2$, k_{\perp} es el número de onda radial y k_z el longitudinal.

La evolución espacial de la amplitud compleja A puede ser descrita por las partes transversal y longitudinal dependiendo solamente de las coordenadas transversales (x, y) y de la coordenada z , respectivamente. La ecuación homogénea (libre de fuentes) de Helmholtz puede ser separada en partes transversal y longitudinal en coordenadas cartesianas, cilíndricas circulares, parabólicas y elípticas [14]. En nuestro caso particular aplicamos el método de separación de variables para las coordenadas cilíndricas circulares (ρ, φ, z) y que se relacionan con las coordenadas cartesianas (x, y, z) por $x = \rho \cos \varphi$, $y = \rho \sin \varphi$, $z = z$ donde $\rho \in [0, \infty)$ y $\varphi \in [0, 2\pi]$. Las soluciones a la ecuación de Helmholtz pueden entonces ser encontradas solo bajo la restricción de que la amplitud pueda ser expresada como un producto de las funciones R y Φ dependiendo en las coordenadas radiales ρ y φ respectivamente. En ese caso, asumimos que la amplitud compleja A tiene la forma

$$A(\rho, \varphi, z) = R(\rho)\Phi(\varphi) \exp[ik_z z] \quad (2.32)$$

La función Φ que describe la dependencia transversal del perfil de amplitud del haz debe ser periódica. Usualmente se asume que es de la forma

$$\Phi(\varphi) = \exp[im\varphi], \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad (2.33)$$

Sustituyendo (2.32) y (2.33) en la ecuación completa de Helmholtz (2.9) se obtiene una ecuación diferencial para la función $R(\rho)$. Es conocida como la ecuación Bessel

$$\frac{d^2 R(\rho)}{d\rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{dR(\rho)}{d\rho} + \left(k_{\perp}^2 - \frac{m^2}{\rho^2} \right) R(\rho) = 0, \quad (2.34)$$

$k_{\perp}^2 = k^2 - k_z^2$. Su solución general puede estar dada por una combinación lineal de funciones Bessel de orden m de primera clase J_m y de funciones Neumann N_m del mismo orden [15],

$$R_m(\rho) = A_m J_m(k_{\perp} \rho) + B_m N_m(k_{\perp} \rho) \quad (2.35)$$

donde A_m y B_m son constantes de peso. Usualmente las funciones Bessel de primera clase son consideradas como las únicas soluciones físicas posibles ya que las funciones Neumann poseen singularidades en cero y son físicamente imposibles. Sin embargo, como se ha visto en [16], las funciones radiales obtenidas como las soluciones a la ecuación Bessel pueden ser denotadas como

$$\begin{aligned} H_m^1 &= J_m(k_\perp \rho) + iN_m(k_\perp \rho), \\ H_m^2 &= J_m(k_\perp \rho) - iN_m(k_\perp \rho). \end{aligned} \quad (2.36)$$

Para funciones Hankel de orden cero las soluciones son construidas como:

$$\begin{aligned} U_1 &= H_0^1 \exp i[k_z z - \omega t], \\ U_2 &= H_0^2 \exp i[k_z z - \omega t]. \end{aligned} \quad (2.37)$$

Las funciones Hankel, en combinación con la parte temporal describen frentes de onda cilíndricos colapsando y siendo creados en el eje z ; aquí es donde a singularidad surge físicamente. El eje z es un sumidero para las ondas entrantes y una fuente para las ondas salientes. Ahora, como existen ondas entrantes y salientes, existe una región en la cual ambas ondas interfieren haciendo que la parte singular de las soluciones, las funciones Neumann, se cancelan dejando solamente la función Bessel, o sea:

$$U_1 + U_2 = 2J_0(k_\perp \rho) \exp i[k_z z - \omega t]. \quad (2.38)$$

Esta ecuación muestra que los haces Bessel están formados por una superposición de ondas cónicas con componentes radiales viajando en direcciones opuestas. Así llegamos a la expresión completa de la ecuación de amplitud en términos de las soluciones encontradas por la separación de variables

$$U(\rho, \varphi, z) = A_0 J_0(k_\perp \rho) \exp[i(k_z z - \omega t)]. \quad (2.39)$$

Donde A_0 es una constante, J_0 es la función Bessel de primera clase y de orden cero.

Por lo tanto la distribución de intensidad esta dada por

$$I(\rho, \phi, z > 0) = I(\rho, \phi, z = 0) = |A_0 J_0(k_\perp \rho)|^2. \quad (2.40)$$

De esta ecuación se puede observar que la distribución de intensidad siempre se mantiene invariante en el plano transversal. Esto es que para cada valor de z (cualquier distancia de propagación) la intensidad de un haz Bessel ideal

tiene exactamente la misma dependencia en x y y . En contraste, los haces gaussianos están caracterizados por su función de cintura $\omega(z)$, que crece desde un valor mínimo ω_0 en el trayecto de propagación, y que es el crecimiento de la cintura del haz lo que determina el ángulo de divergencia en el campo lejano de un haz gaussiano. Por otro lado, los haces Bessel están caracterizados por la misma distribución de intensidad en cada valor de z y por eso no divergen en lo absoluto, es por esta propiedad que los haces Bessel escalares son llamados haces adifraccionales o invariantes ante propagación. Para explicar la generación de haces Bessel nos concentraremos en el caso más importante, el haz Bessel de orden cero. La función Bessel de orden cero $J_0(k_{\perp}\rho)$ puede ser representada por una integral:

$$J_0(k_{\perp}\rho) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \exp[ik_{\perp}(x\cos\phi + y\sin\phi)] d\phi \quad (2.41)$$

La dependencia completa en x, y, z de la solución es entonces obtenida combinando la ecuación (2.39) para $m = 0$, y usando la expresión integral de J_0 para obtener:

$$U(\mathbf{r}) = \frac{A_0}{2\pi} \int_0^{2\pi} \exp i[k_{\perp}(x\cos\phi + y\sin\phi) + k_z z] d\phi \quad (2.42)$$

Esto puede ser reescrito e interpretado directamente en términos físicos definiendo un “vector de onda” \mathbf{k} cuyos componentes están dados por:

$$\mathbf{k} = (k_{\perp} \cos\phi, k_{\perp} \sin\phi, k_z) \quad (2.43)$$

Entonces tenemos

$$U(\mathbf{r}) = \frac{A}{2\pi} \int_0^{2\pi} \exp[i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}] d\phi \quad (2.44)$$

De esta forma podemos interpretar físicamente diciendo que un modo Bessel de orden cero consiste en todas las ondas planas posibles con vectores de onda \mathbf{k} cuya longitud esta restringida por $k_{\perp}^2 + k_z^2 = k^2$, y cuyo ángulo de inclinación respecto al eje z está dado por $\tan\theta = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}/k_z = k_{\perp}/k_z$ y cuyos ángulos azimutales se mantienen sin restricción alguna. En otras palabras, estos son todos vectores de onda de longitud $k = (\omega/c)$ y yacen sobre la superficie de un cono con ángulo de apertura θ como se muestra en la figura 2.3.

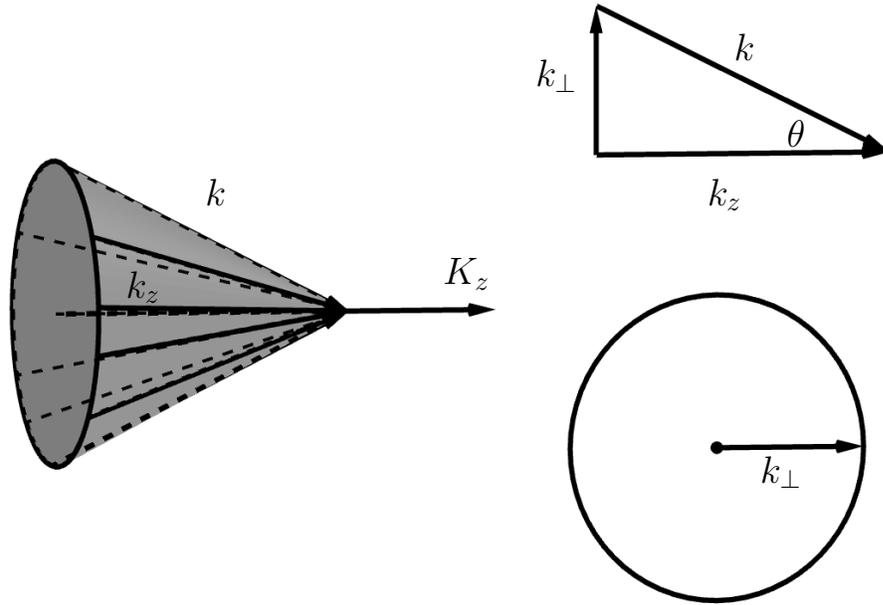


Figura 2.3: Vectores de onda que describen el campo adifraccional. Todas las ondas planas del campo tienen la misma inclinación θ respecto al eje de propagación

El radio del punto central ρ_0 está dado por el primer cero que toma la función J_0 y puede ser escrito como

$$\rho_0 = 2.405/k_\perp \quad (2.45)$$

Geoméricamente esta relación indica que cuando se incrementa el ángulo de la superficie cónica formada por los vectores de onda de las ondas planas que se propagan interfiriendo entonces se reduce el tamaño del punto central del haz. El perfil transversal de intensidad de un haz Bessel de orden cero se ilustra en la siguiente figura (2.4).

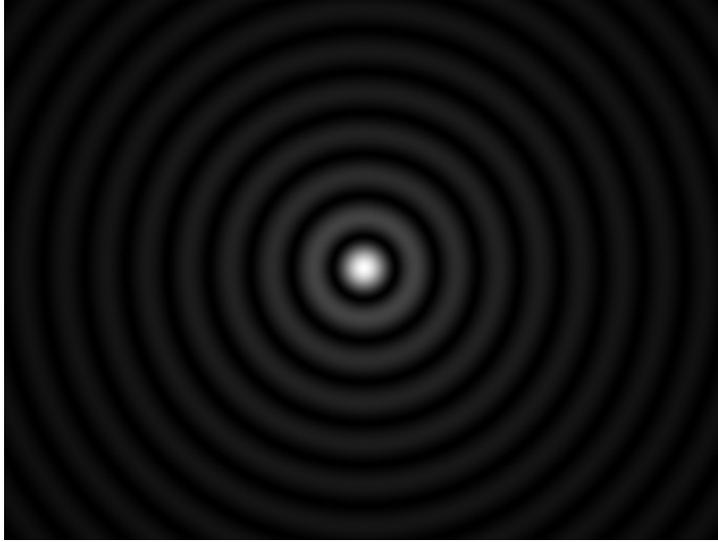


Figura 2.4: Perfil transversal de intensidad de un haz Bessel de orden cero, su característica principal es el punto central.

El punto central es una de las principales características pues es siempre brillante y rodeado de anillos concéntricos. Su tamaño está determinado por el número de onda transversal k_{\perp} y cuando $k_{\perp} = k$ alcanza su mínimo diámetro posible al rededor de $3\lambda/4$; pero cuando $k_{\perp} = 0$ se reduce a una onda plana.

2.4. Haces Bessel de orden superior

En la descripción anterior se estudió de forma particular el haz Bessel de orden cero cuya ecuación de amplitud fue encontrada haciendo una separación de variables en coordenadas cilíndricas cuyos términos están dados por funciones radial, azimutal y longitudinal. La amplitud del campo eléctrico de un haz Bessel de orden m está dada por

$$U(\rho, \varphi, z) = A_m J_m(k_{\perp} \rho) \exp[i(m\varphi + k_z z - \omega t)], \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad (2.46)$$

El haz Bessel de orden cero tiene un máximo central en cero, mientras que todos los haces de orden superior tienen intensidad nula en cero y están rodeados de anillos concéntricos de luz. El cero central de haces Bessel de orden superior es debido a una singularidad de fase o vórtice de carga topológica m

asociada con el término azimutal de fase $\exp[im\varphi]$. La singularidad de fase está definida como un punto en donde la amplitud es cero y por lo tanto la fase Φ no está definida. En la vecindad del punto singular, todo el intervalo $[0, 2\pi]$ de fases ocurre m veces.

La *carga topológica* de una singularidad de fase es el cambio neto de la fase módulo 2π alrededor de una curva cerrada C encerrando el punto singular

$$m = \frac{1}{2\pi} \oint_C d\Phi \quad (2.47)$$

ya que la fase es continua en C , el número m es un entero, esto es $m = 0, 1, 2, \dots$. Si $m = 0$ se entiende que la fase no presenta vórtices.

Los campos más simples que exhiben un vórtice son aquellos con perfiles armónicos de fase, esto es, con dependencia de fase dada por $\exp[im\varphi]$. Aquí un único vórtice de carga topológica m coincide en el origen, y por lo tanto la amplitud debe anularse en $z = 0$. Esta es una consecuencia de la superposición de todas las fases a lo largo del eje resultando en una perfecta interferencia destructiva.

El factor de fase que define el frente de onda esta dado por

$$m\varphi + k_z z - \omega t = cte \quad (2.48)$$

que forma una hélice uniforme. El frente de onda helicoidal con una singularidad de fase de carga topológica $m = 1$ se muestra en la figura 2.5. La fase crece linealmente alrededor de un trayecto circular encerrando el vórtice óptico y exhibiendo un cambio de fase de tamaño 2π . Debido a la circulación de fase los haces con dependencia $\exp[im\varphi]$ portan momento angular orbital (OAM, por sus siglas en inglés) igual a $m\hbar$ por fotón [17], el cual los hace particularmente útiles para múltiples aplicaciones.

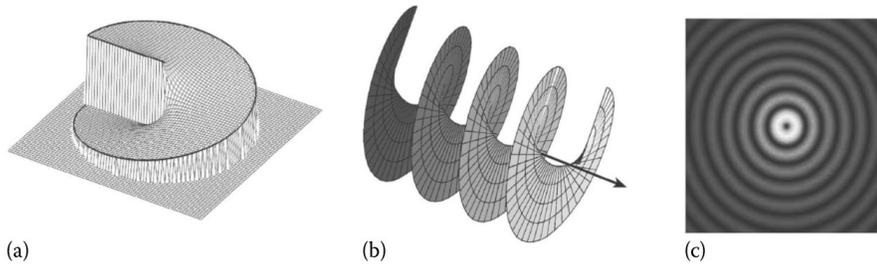


Figura 2.5: (a) Gráfica de la función de fase $\Phi = m\varphi$ con $m = 1$. (b) Frente de onda helicoidal $kz + m\varphi = cte$ para haces con vórtice. (c) Patrón transversal de intensidad de un haz Bessel de orden $m = 1$ compuesto por un conjunto de anillos concéntricos con intensidad cero en el centro ².

El radio del anillo interior de un haz Bessel de orden superior $\rho = \rho_m/k_{\perp}$ está dado por el primer máximo ρ_m de la función Bessel de orden m y se incrementa conforme el orden crece.

²Imagen tomada de la referencia [18]

2.5. El axicón

Existen diversas maneras de generar un haz Bessel, la más sencilla es mediante la transformada de Fourier de una apertura anular [1]. Sin embargo, este proceso es poco eficiente así que el método más popular de generar haces Bessel es mediante el uso de lentes cónicas llamadas axicones. El axicón como elemento óptico fue introducido en 1954 por McLeod [19] describiendo diferentes tipos de axicones y algunas de sus propiedades ópticas aunque aún sin relacionarlo con los haces Bessel que más tarde serían desarrollados por Durnin en su laboratorio. A partir de ese momento se comenzaron a explorar las diferentes propiedades que estos haces poseen. Diversas herramientas han sido desarrolladas para lograr generar haces con estructura tipo Bessel entre las que podemos encontrar pantallas anulares, máscaras de fase, hologramas generados por computadora (CGH) y axicones.

Los axicones son lentes cónicas que son usualmente empleadas para generar haces tipo Bessel de orden cero.

En la figura 2.6 se muestra la geometría básica de un axicón, existen dos ángulos principales que caracterizan los haces Bessel producidos. Por un lado el ángulo que forma la base del axicón y que llamaremos γ . Por otro lado se considera el ángulo que denotaremos por θ y que mide la separación entre el cono de luz que se forma debido a la interferencia que genera el haz Bessel. El ángulo de apertura del cono está dado por

$$\theta = (n - 1)\gamma \tag{2.49}$$

donde n es el índice de refracción del material del axicón.

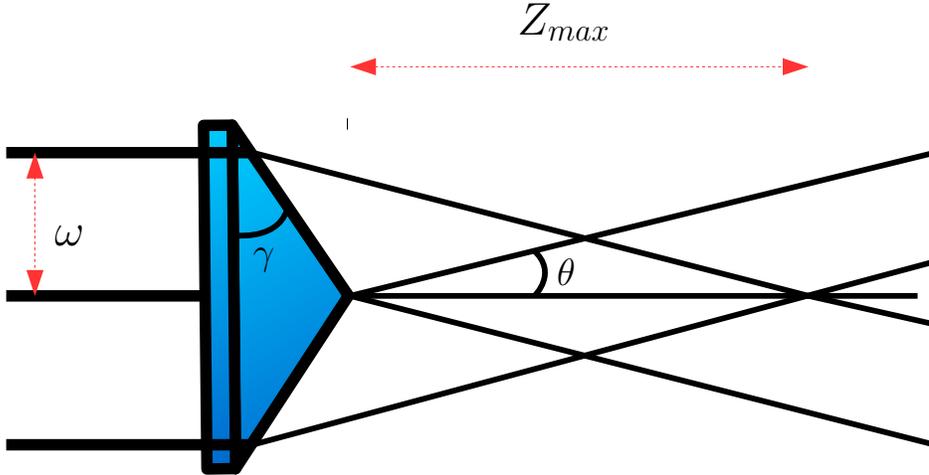


Figura 2.6: Geometría del axicón.

Otro parámetro de suma importancia es la distancia z que mide la región del espacio donde el haz generado existe. Esta región alcanza su máximo en

$$z_{max} = \frac{k}{k_{\perp}} \omega_0 \approx \frac{\omega_0}{\theta} \quad (2.50)$$

a partir de esa distancia máxima el patrón de intensidad tipo Bessel habrá desaparecido marcando el campo lejano respecto al axicón el cual tiene forma de un anillo brillante y que está determinado por el vector de onda transversal. El patrón de intensidad del haz Bessel generado es función solamente del radio del haz (ω_0) que ilumina al axicón y el ángulo de su apertura cónica (θ). El uso de un axicón para producir haces tipo Bessel es más eficiente que el método de la apertura anular ya que utiliza completamente o al menos la mayor parte del haz gaussiano incidente. La alineación entre el haz que ilumina, con el axicón es crítica en la producción de haces Bessel, pues cualquier iluminación oblicua resulta en un elemento de astigmatismo que conduce a un patrón tipo tablero de ajedrez [20].

Capítulo 3

Sistema experimental

En esta sección se describirá el sistema experimental que permitió la caracterización espacial del haz Bessel escalar de orden cero así como para haces Bessel de orden superior. Las principales herramientas utilizadas son: un axicón (Altechna, $\gamma=0.5^\circ$) que genera un haz Bessel escalar de orden cero, y un modulador espacial de luz LCoS-SLM que inducirá un vórtice en la fase del haz Bessel de orden cero para generar órdenes superiores. Inicialmente se hará una descripción del axicón empleado así como el modulador espacial de fase.

3.1. Sistema de Generación de haces Bessel escalares

El sistema que permitió la generación de haces Bessel está compuesto por un conjunto de herramientas que cumplen con tareas muy específicas. El axicón; la lente cónica que genera el haz Bessel de orden cero mediante el proceso de interferencia de la luz que incide sobre él y el modulador espacial de luz que es la herramienta que permite inducir un cambio en la fase del haz utilizado para promover el haz Bessel de orden cero a órdenes superiores. A continuación se hará una descripción del sistema experimental que permitió lograr un sistema eficiente de generación de haces Bessel de orden cero y superior.

3.1.1. Axicón

Para el experimento se ha utilizado un axicón (Altechna,1-APX-2-NIR-J254) con ángulo de 179° en el ápice, 2.54 cm de diámetro y una anchura de 3.5 mm. Construido a base de vidrio BK7 con índice de refracción $n_a \approx 1.52$. A partir de las ecuaciones (2.49) y (2.50) podemos obtener los parámetros para nuestro axicón y que se presentan resumidos a continuación:

$$\gamma = 0.5^\circ \quad (3.1)$$

$$n_a = 1.52 \quad (3.2)$$

$$\theta = 0.0043 \text{ rad} \quad (3.3)$$

3.1.2. El modulador espacial de luz (LCoS-SLM)

Dado que el motivo del trabajo es preparar un sistema para generar haces Bessel de distintos órdenes sólo se presentarán las características más importantes del modulador espacial.

La estructura del LCoS-SLM (Liquid Cristal on Silicon-Spatial Light Modulator) consiste en una capa de cristal líquido sobre un sustrato de silicio. La capa superior contiene pixeles hechos por electrodos de aluminio que controlan independientemente su potencial eléctrico. Un sustrato de vidrio es situado en el sustrato de silicio mientras se mantiene una separación entre ellos que se llena con el material de cristal líquido. Las moléculas de cristal líquido son alineadas paralelamente por la tecnología de control provista en el sustrato de silicio y en el del vidrio sin que sean deformadas entre los dos sustratos. El campo eléctrico a través de la capa de cristal líquido puede ser controlado pixel por pixel. Esto causa que las moléculas del cristal líquido se inclinen dependiendo del campo eléctrico aplicado. Una diferencia en el índice de refracción del cristal líquido ocurre acorde al ángulo de inclinación de las moléculas que lo forman, esto cambia la longitud de camino óptico en la capa del cristal líquido que causa la diferencia de fase. En este punto la fase de la luz sólo puede ser modulada alineando la dirección de polarización de la luz incidente linealmente polarizada con la dirección de alineación de las moléculas del cristal líquido. Sin embargo, si la dirección de polarización de la luz incidente no está alineada paralelamente a la dirección de las moléculas del cristal líquido o si la luz incidente no está linealmente polarizada, el estado de la polarización de la luz cambia y la modulación de esa fase no

puede ocurrir. La fase es modulada por la capa de cristal líquido (LC), pero la cantidad de modulación de fase varía acorde al voltaje aplicado.

Entonces un modulador de fase puede generar cualquier distribución de intensidades de la luz controlando la interferencia y la difracción. Una distribución de fase que es calculada por una computadora para generar la distribución de intensidades de la luz deseada es llamado el holograma generado por computadora (CGH), y la técnica usada para la creación de la distribución de intensidades de la luz usando un CGH es llamada *beam shaping*.

El proceso de creación de un CGH consta de tres etapas. La primera es la que involucra el cálculo de los campos que el objeto producirá en el plano del holograma. Esta parte se centra en calcular correctamente la transformada discreta de Fresnel o Fourier de los campos objeto, lo que generalmente se hace con un algoritmo de transformada rápida de Fourier.

La segunda etapa del proceso es la elección de una representación adecuada del campo en el plano del holograma. Codificando los datos del frente de onda para la visualización.

La tercera etapa es la transferencia de la representación codificada de los campos al dispositivo de salida disponible (impresoras láser, máquinas de litografía por haz de electrones o SLMs). De hecho la elección del paso de codificación está influenciada por las propiedades de los dispositivos que serán utilizados. Por ejemplo es sabido que los proyectores comerciales crean una distribución de intensidades dejando pasar o bloqueando la luz, así en un área oscura habrá una pérdida de luz que viene desde la fuente. Mientras más grande sea el área oscura, menor será la eficiencia de la luz utilizada. En contraste la proyección basada en el método CGH reasigna la distribución de intensidades de la fuente de luz utilizando interferencia para recrear la distribución de intensidades deseada, este método es muy favorable en términos de la eficiencia de la luz utilizada.

Típicamente el LCoS-SLM consta de dos partes, la cabeza del modulador, que es la parte activa que contiene la ventana donde se ubica el chip de cristal líquido y que interactúa con la radiación, y la segunda parte que forma el sistema de control y que incluye todos los componentes electrónicos necesarios para realizar el intercambio de información con la computadora.

En la figura 3.1 se puede observar la cabeza del modulador, su controlador y el chip LCoS de cristal líquido que permite el funcionamiento.

3.1. SISTEMA DE GENERACIÓN DE HACES BESSEL ESCALARES 31

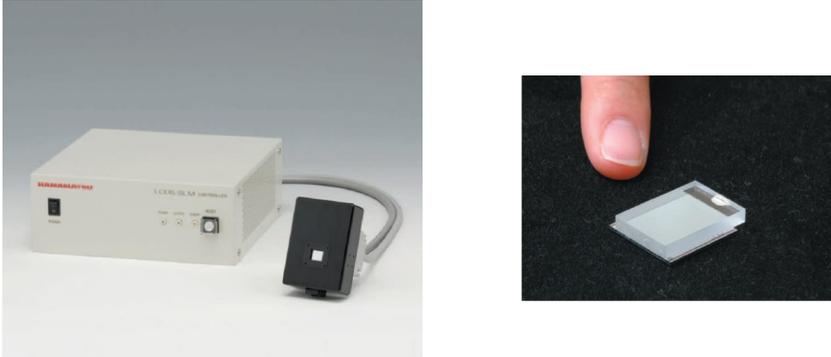


Figura 3.1: Izquierda. LCoS-SLM Hamamatsu X10468-07, el componente de color blanco es el controlador, mientras que la cabeza es de color oscuro. Del lado derecho es el chip LCoS que usa la cabeza del modulador.

En nuestro sistema el modulador de fase es un Hamamatsu-X10468-07, justo como el de la figura anterior. Su resolución es de (800 x 600) píxeles distribuidos dentro de un área efectiva de 15.8 x 12 mm. El intervalo en la longitud de onda de la luz incidente que el SLM permite modular va de 620 a 1100 nm.

Para su correcta utilización, el fabricante solicita que la luz incidente tenga la polarización adecuada de forma tal que pueda alinearse con las moléculas del cristal líquido del chip, en este caso la polarización adecuada que la luz incidente debe tener es lineal-horizontal. La comunicación con la computadora se logra mediante conexión DVI y el control del modulador mediante un software provisto por el fabricante. En el software es necesario indicar la longitud de onda de la luz que se desee utilizar con el propósito de determinar la escala en 8 bits para que la fase de la luz vaya de 0 a 2π en función de la longitud de onda.

Cuando luz de alguna longitud de onda permitida¹ incide sobre la ventana del modulador y este se encuentra sin desplegar alguna imagen, el funcionamiento es el de un espejo común. En cambio cuando una imagen es cargada en el software, el sistema de control genera el holograma correspondiente que

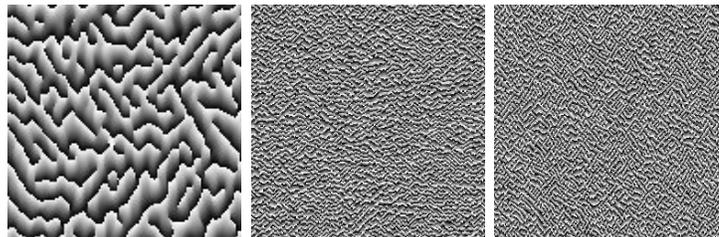
¹El rango de la longitud de onda permitida depende del tipo de modulador espacial.

inducirá el cambio en la fase de la luz que incide.

Como ejercicio para verificar el correcto funcionamiento del modulador se cargaron algunas imágenes de prueba en el software del fabricante, el cual genera el holograma correspondiente y lo despliega en la ventana del modulador. Ahora la luz reflejada por el modulador ha adquirido el cambio de fase inducido por el holograma. Después, la luz modulada en fase fue conducida a través de una lente convergente y enfocada sobre el CCD de una cámara web de uso comercial. En la figura (3.2) es posible observar, en (a) el tipo de imágenes que se cargan al modulador, restringidas en tamaño (256 x 256 píxeles) y en escala de grises (8-bits). En (b) se muestran los hologramas generados por el software y que son desplegados en el SLM. En (c) se observa el plano focal de la lente convergente donde la imagen es reconstruida.



(a) Imágenes cargadas al software.



(b) Hologramas generados por el software.



(c) Imágenes reconstruidas en el plano focal de una lente convergente.

Figura 3.2: Proceso de modulación por medio del software provisto por el fabricante.

3.1. SISTEMA DE GENERACIÓN DE HACES BESSEL ESCALARES 33

Para tener un mejor control sobre el despliegue de imágenes a través del modulador y el diagnóstico de las mismas con una cámara web, se optó por tener un sistema que pudiera incluir ambas funciones sin necesidad de depender del software del fabricante que es de uso exclusivo para el sistema operativo Windows. Para esto fue desarrollado un programa alternativo de control que despliega imágenes en el modulador. Este sistema fue escrito en el lenguaje de programación Julia y funciona con el sistema operativo libre Ubuntu, el desarrollo del código y el uso de las funciones de control fue desarrollado por Santiago Hernández Gómez [21], estudiante de la maestría en Ciencias Físicas y colega del laboratorio de átomos fríos.

El sistema permite desplegar de manera sencilla cualquier imagen (que cumpla con los requerimientos de tamaño y formato) hacia el modulador. Sin embargo, es necesario conocer el intervalo en 8bits para que la fase de la luz pueda completar un ciclo de 0 a 2π . Debido a que el software provisto ya hacía este proceso y ahora se tiene un sistema de control nuevo, fue necesario caracterizar el modulador para encontrar el nivel en la escala de grises que generen un ciclo en la fase del haz para cada longitud de onda. Para poder determinar la fase inducida por el SLM en función de la longitud de onda del haz de luz incidente se utilizó el sistema óptico (figura 3.3) que utiliza luz de 911 nm provista por un láser Titanio-Zafiro.

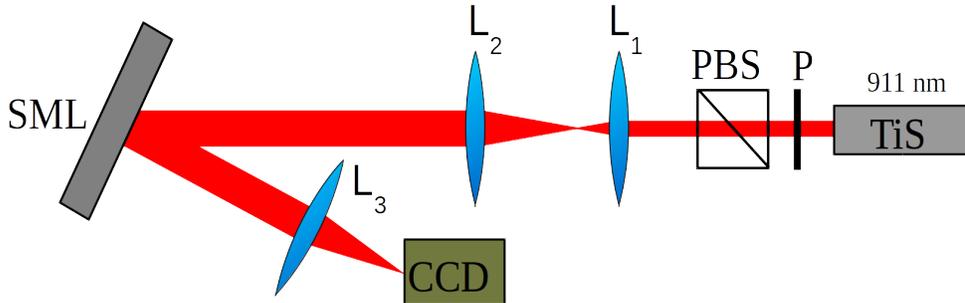


Figura 3.3: Sistema óptico utilizado para caracterizar la fase en el SLM. L_1, L_2, L_3 : lentes; PBS: Cubo divisor-polarizador; P: Polarizador, SLM: Modulador espacial de luz

El haz fue guiado a través de una placa retardadora de media onda para continuar hacia un cubo divisor de haz polarizado (PBS) de donde se tomó el haz transmitido para asegurar que incida al modulador con la correcta pola-

rización (horizontal) respecto al eje de transmisión. La parte reflejada no fue utilizada en el sistema pues se necesitaba en otro experimento.

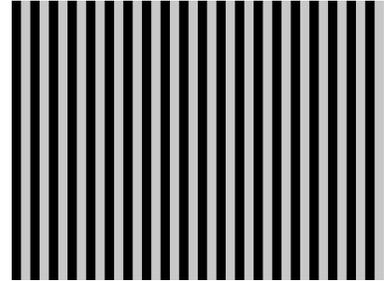
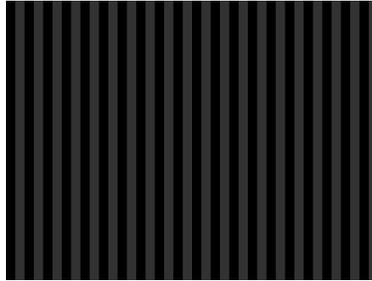
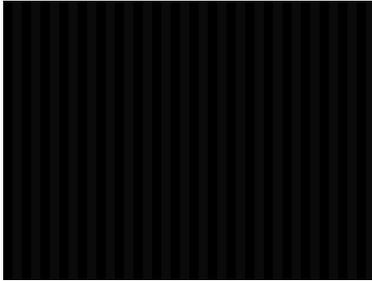
A continuación se preparó un telescopio formado por un par de lentes plano-convexas de distancias focales $f_1=25.4$ mm, $f_2=400$ mm. El telescopio no solo colima el haz sino que también expande su diámetro para cubrir completamente la ventana del SLM y adquirir la máxima homogeneidad en su plano transversal de intensidad. El haz fue filtrado espacialmente por un diafragma situado a la distancia focal de la primera lente que forma el telescopio. La luz reflejada (el ángulo de reflexión se mantuvo por debajo de 10° .) por el modulador fue enfocada por una tercera lente plano-convexa de distancia focal $f_3=150$ mm hacia una cámara web e incidiendo directamente sobre su CCD. La tarea es entonces poder determinar la cantidad de tonos de gris que se necesitan para completar un ciclo en la fase de la luz de determinada longitud de onda. Para esto se desplegó una máscara de fase tipo rejilla de difracción en el SLM, para después hacer pasar el haz reflejado por la lente convergente, de manera que en plano focal se obtuviera el patrón de difracción. Los máximos de intensidad del patrón de difracción varían en amplitud mientras cambia el tono de gris desplegado en la imagen. El sistema en su conjunto despliega el primer tono de gris en la máscara de fase tipo rejilla y al crearse el patrón de difracción característico para ese tono captura la imagen enfocada sobre el CCD. En total se obtuvieron 256 imágenes correspondientes a los 256 tonos de gris permitidos por el modulador. En la figura (3.4) se pueden observar las mascararas de fase tipo rejilla de difracción utilizadas, los patrones de difracción correspondientes y los perfiles transversales de intensidad. Las imágenes son después analizadas para encontrar los valores de intensidad de los ordenes ± 1 de tal forma que se pueden graficar en función del tono de gris desplegado. La caracterización de fase se hizo para las longitudes de onda de $\lambda = 911, 780$ y 633 nm.

3.1. SISTEMA DE GENERACIÓN DE HACES BESSEL ESCALARES 35

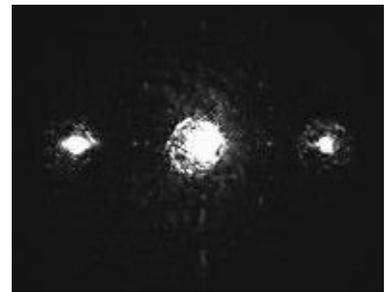
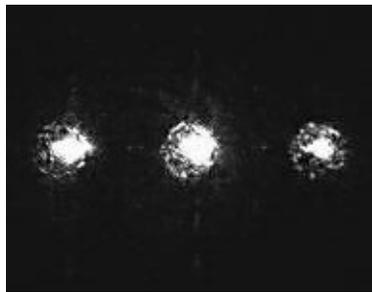
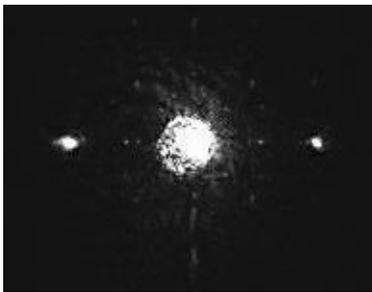
Tono 10

Tono 50

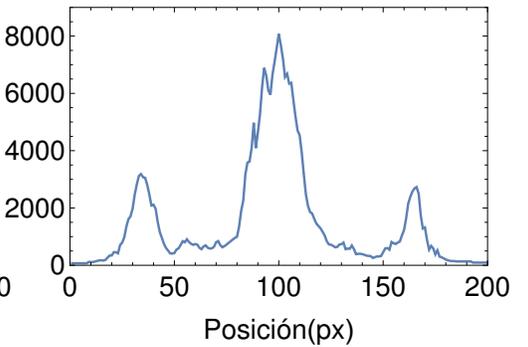
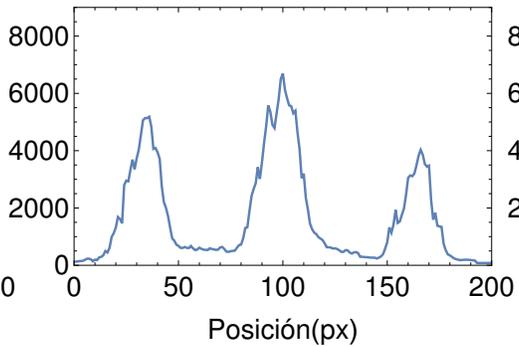
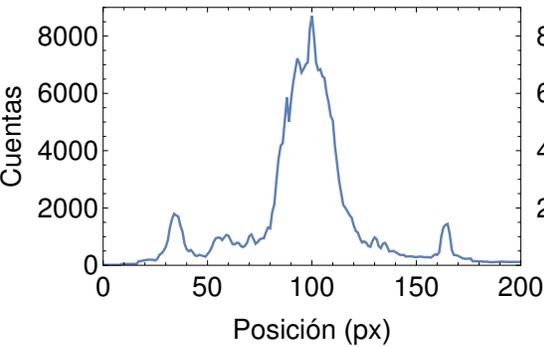
Tono 200



(a) Rejillas de difracción



(b) Patrones de difracción



(c) Perfiles transversales de intensidad

Figura 3.4: (a) Los hologramas generados simulando una rejilla de difracción de profundidad correspondiente al tono. En (b) los patrones de difracción debidos a las rejillas y en (c) sus correspondientes perfiles transversales de intensidad. Todos para $\lambda = 911$ nm.

A continuación se presentan las gráficas obtenidas luego de procesar las imágenes digitalmente.

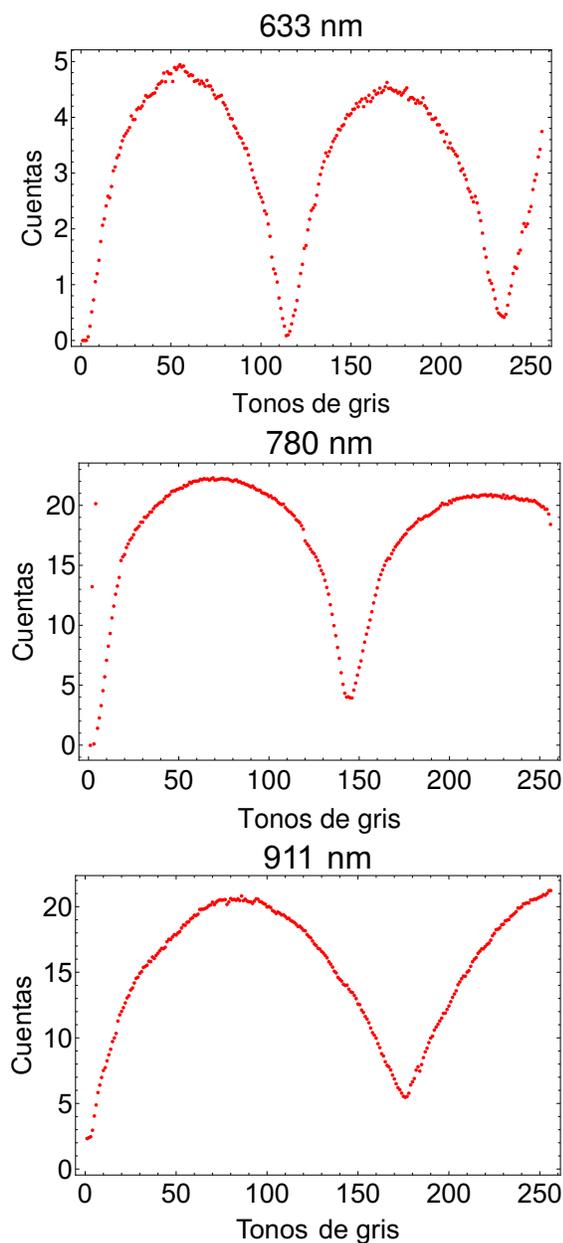


Figura 3.5: Gráficas de fase para (a) $\lambda = 633$ nm, (b) $\lambda = 780$ nm y (c) $\lambda = 911$ nm.

3.2. SISTEMA PARA CARACTERIZAR ESPACIALMENTE UN HAZ BESSEL ESCALAR DE ORDEN CERO.

Las gráficas de fase muestran el cambio en la amplitud de intensidad del primer orden de difracción en función del tono de gris desplegado por el modulador. El tono de gris para el cual la fase completa un ciclo $0 - 2\pi$ es determinado por el primer mínimo que toma la intensidad en los valores sensados, esta disminución en el valor de la intensidad se debe a que la fase relativa del haz se ve modificada por el tono de gris desplegado en la imagen. Cuando la fase relativa corresponde al valor 2π el primer orden debe desaparecer ya que no existe interferencia.

Este valor determina para cada longitud de onda el intervalo de tonos disponibles en escala de 8bits (0-255) para realizar la modulación.

La primera gráfica corresponde a la longitud de onda $\lambda = 633$ nm. Para esta longitud de onda el ciclo de fase se completa con 118 tonos de gris, de hecho se completan dos ciclos antes de cubrir el intervalo completo de tonos. Para 780 nm la fase completa apenas un ciclo y lo hace con alrededor de 40 tonos de gris más que para 633 nm. En la longitud de onda que nos interesa $\lambda = 911$ nm la fase se completa con 180 de los 256 tonos disponibles.

Con el valor de fase determinado es posible construir los vórtices adecuados que serán inducidos en el haz. Los vórtices de fase son distribuciones angulares alrededor de un punto central y están determinados por el número entero de ciclos en los que la fase varía entre 0 y 2π .

3.2. Sistema para caracterizar espacialmente un haz Bessel escalar de orden cero.

El siguiente sistema permitió la caracterización espacial del haz Bessel escalar de orden cero mientras se propaga. Con la caracterización se determinó la región donde el haz Bessel existe, puesto que a diferencia de los haces Bessel ideales, los generados en el laboratorio no son adifraccionales en todo el espacio, sino que cubren una región determinada por el radio de la cintura del haz gaussiano con el que se ilumina el axicón, además del ángulo de su apertura. Debido a la punta redondeada del axicón, la distribución del perfil de intensidades del haz se verá modificada a lo largo de la dirección de propagación y presentará oscilaciones mientras se propaga [22].

La tarea es entonces conocer cómo cambia el perfil de intensidad del haz Bessel de orden cero dentro de la región del espacio donde el haz existe, para ello se tomaron fotografías de los planos transversales de intensidad a diferentes

distancias z después del axicón en la dirección de propagación, para después analizarlas con atención y conocer su evolución en el espacio.

El sistema experimental empleado se muestra en la siguiente figura (3.6); comenzando con la fuente de luz provista por un láser de titanio-zafiro emitiendo a 911 nm de longitud de onda. A continuación el haz ha sido direccionado hacia un polarizador (P) en conjunto con un cubo divisor-polarizador (PBS). Este par de elementos darán control sobre la intensidad del haz que será conducida hacia el axicón. Después la luz se ha llevado hacia un sistema de telescopio formado por dos lentes (L_1, L_2) de distancias focales $f_1 = 30$ mm y $f_2 = 100$ mm, respectivamente, el cual permite expandir el haz y colimarlo para después llevarlo hacia el axicón.

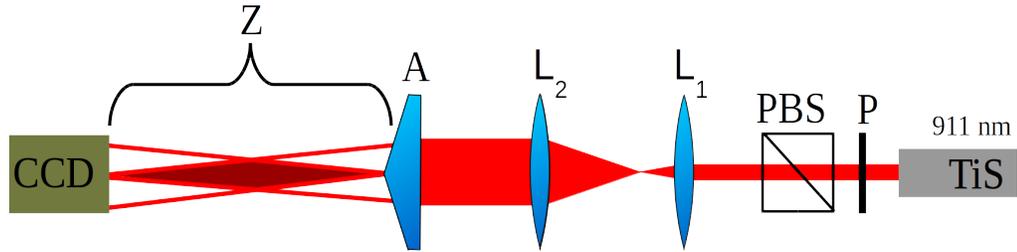


Figura 3.6: Sistema óptico utilizado para caracterizar espacialmente el haz Bessel de orden cero. A: Axicón; L_1, L_2 : lentes; PBS: Cubo divisor-polarizador; P: Polarizador; Z es la distancia donde se genera el haz Bessel.

Para diagnosticar el plano transversal de intensidad del haz se usó un chip CCD de cámara (Edmund Optics) de resolución 1280 x 1024 píxeles en escala de grises a 8 bits conectada a la computadora, funcionando con el software provisto por el fabricante y siendo ejecutado en OS Ubuntu y que además permite el control sobre las funciones de adquisición tales como la saturación, exposición, etc.

Antes de incidir directamente sobre el CCD la intensidad del haz se ha reducido por 2 filtros de densidad neutra (Thorlabs NE30A-B, NE60A-B) de modo que la potencia incidente sobre el CCD fue del orden de decenas de nW. Con esta medida nos aseguramos que el chip registre valores en 8 bits, por debajo del régimen de saturación.

La adquisición de imágenes se logró localizando mediante la cámara la región

donde el haz Bessel comienza a formarse, debido a que para distancias próximas al axicón el haz Bessel no existe y sólo se presenta una región oscura. Para localizar el inicio de la formación del haz se procedió a alejar el CCD en la dirección de propagación, y así observar la aparición del patrón Bessel. Al conocer la región donde el haz comienza a formarse se tomó la fotografía correspondiente a esa distancia. Después y sistemáticamente se alejó el CCD hacia una nueva posición en la dirección z . Una vez fijada la nueva distancia se tomó la imagen correspondiente. Este ejercicio se repitió para 16 distancias por lo que se adquirieron 16 imágenes cubriendo una distancia de 125 cm a partir del axicón.

El intervalo entre las distancias fue determinado por la disposición de varios elementos ópticos situados sobre la mesa donde el sistema tuvo lugar.

3.3. Sistema para generar haces Bessel escalares de orden superior

El sistema que permitió generar haces Bessel de ordenes superiores al cero se presenta a continuación. Se agrega como principal herramienta el modulador espacial de fase (SLM), con el cual se induce el cambio en la fase del haz de orden cero regular.

El sistema comienza con la fuente de luz, el láser de titanio-zafiro emitiendo en 911 nm. A continuación el sistema emplea la dupla de polarizador-divisor de haz para lograr la correcta dirección de polarización necesaria además de tener control sobre la intensidad del haz, después se mantiene en uso el sistema de telescopio formado por dos lentes plano-convexas de las mismas distancias focales que en el sistema de haces Bessel cero para lograr expandir el haz y colimarlo. Hasta aquí el sistema se mantiene igual que para generar haces Bessel de orden cero, la diferencia reside en que, a continuación el haz colimado se direcciona hacia la ventana del modulador espacial de fase (SLM) el cual mediante el sistema de control despliega el holograma de fase adecuado que a su vez es inducido en el haz que proviene del sistema de telescopio.

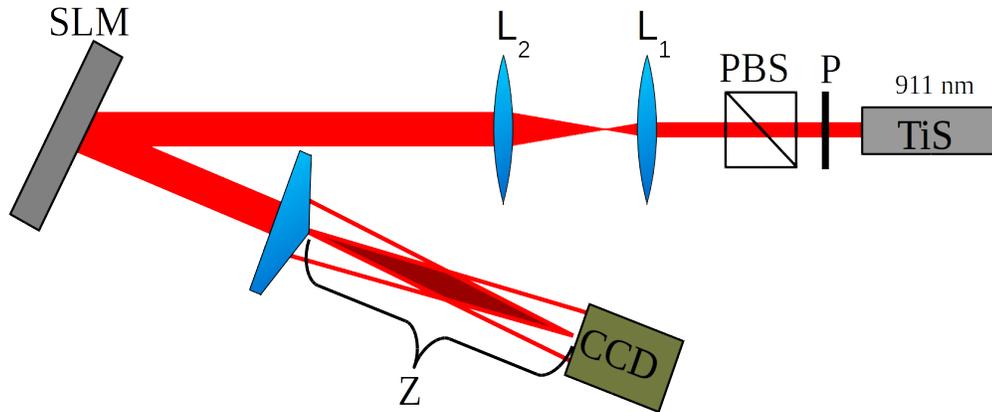


Figura 3.7: Sistema óptico utilizado para caracterizar espacialmente el haz Bessel de orden superior. A: Axicón; SLM: Modulador espacial de fase; L_1, L_2 : Lentes; PBS: Cubo divisor-polarizador; P: Polarizador; Z es la distancia donde el haz existe. Se omiten otros elementos ópticos como los filtros de densidad neutra pues estos sólo son usados para la adquisición de imágenes.

El haz colimado reflejado por el modulador y que ahora carga con la modulación de fase es dirigido hacia el axicón el cual lo transforma en un haz Bessel de orden m que está definido por el número m de ciclos de fase que contiene el holograma desplegado hacia el modulador.

Para la adquisición de imágenes de las secciones transversales de intensidad se utiliza nuevamente la cámara digital haciendo incidir directamente el haz sobre la superficie del CCD. Sin embargo, para conocer la estructura de los haces de orden superior se fijó la distancia z de propagación a 85 cm del axicón. Después se indujeron diferentes órdenes mediante el modulador espacial de luz y para los cuales se adquirieron las imágenes de sus respectivas secciones transversales del perfil de intensidad. En total se tomaron imágenes de los 5 primeros órdenes superiores y una imagen para el orden diez. Después del orden diez la estructura del haz era muy poco intensa por lo que se decidió trabajar con los órdenes antes mencionados.

Capítulo 4

Resultados

En este capítulo se exponen los resultados de este trabajo. En primer lugar se muestran imágenes obtenidas de las primeras pruebas realizadas en la generación de haces Bessel escalares de orden cero y superiores. Estas pruebas, de carácter cualitativo, permitieron establecer un punto de partida en el proceso experimental, es decir, forman la base del sistema que a lo largo del presente trabajo fue evolucionando hasta lograr el control y diagnóstico sobre la generación de los haces deseados.

Después se presenta la caracterización espacial del perfil transversal de intensidad del haz Bessel de orden cero generado por el axicón y su comportamiento a lo largo de la dirección sobre el cual se propaga, si bien el haz Bessel escalar ideal es invariante ante propagación, en el laboratorio exhibe un cambio en el perfil transversal de la intensidad dentro de la zona donde el haz existe. El análisis de la distribución de intensidad en función de la distancia de propagación es uno de los resultados más relevantes del trabajo. Luego se exponen algunos perfiles de intensidad de haces Bessel de orden superior creados con la combinación de un haz Bessel escalar de orden cero generado a partir del axicón más un modulador espacial de luz, el cual imprime un vórtice óptico en la fase del haz para generar un haz Bessel escalar de orden superior ($m > 0$). Por último se mencionan las primeras pruebas realizadas en el laboratorio, donde estos haces promueven una transición prohibida en vapor de Rubidio atómico.

4.1. Generación de haces Bessel escalares.

En esta sección se muestran las primeras imágenes obtenidas de un haz Bessel escalar de orden cero producido por un axicón. Es necesario aclarar que esta fue la primera aproximación para establecer un sistema rígido que permitió el control sobre la generación y diagnóstico de los haces Bessel.

En la siguiente serie de imágenes (figura 4.1) se muestran las secciones transversales de un haz Bessel escalar de orden cero generado por un axicón (INAOE) al ser iluminado con luz de 911 nm provista por un láser de Titanio-Zafiro (MSquare). El haz fue proyectado sobre una pantalla de papel a cierta distancia después del axicón y las imágenes fueron obtenidas mediante una webcam de uso comercial con resolución de 320x240 píxeles a 8-bits enfocando sobre la pantalla.

Las imágenes adquiridas fueron procesadas digitalmente mediante el software Mathematica, con esta herramienta fue posible conocer el valor en escala de 8-bits (0-255 unidades) de cada uno de los píxeles que forman la imagen cuando son estimulados con radiación. Este proceso permite traducir las imágenes en escala de grises a una matriz de valores numéricos que son proporcionales a la intensidad sensada. Sin embargo, al estudiar las imágenes obtenidas se notó que la sensibilidad de la cámara web empleada es alta, esto es, que la saturación de los píxeles expuestos a la radiación se alcanza con pocas centenas de nW por lo que se encontró una colección de píxeles que registraron valores cercanos al máximo y en muchos píxeles valores iguales al máximo. A pesar de la saturación presentada en las imágenes, sí es posible observar el patrón generado por el axicón, en el cual destaca el lóbulo central con anillos concéntricos.

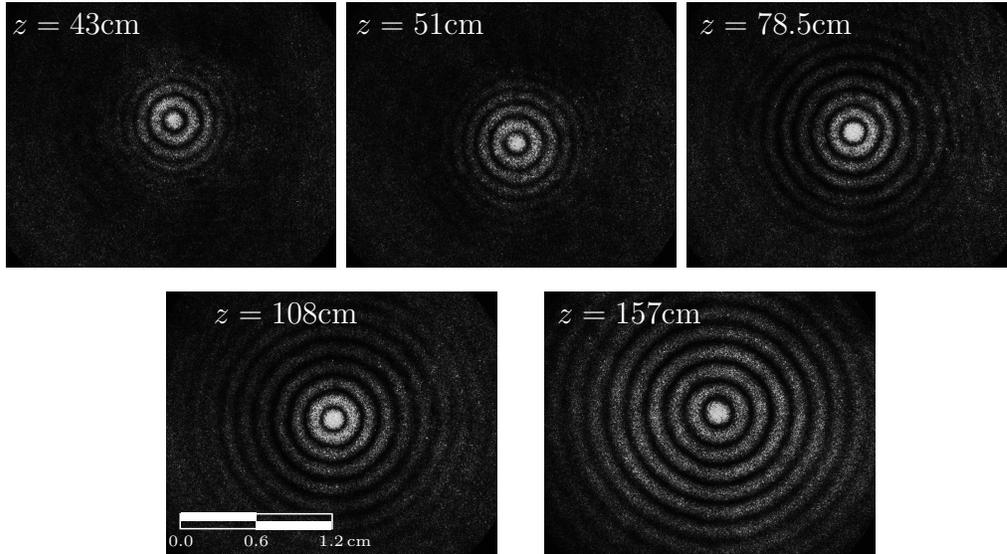


Figura 4.1: Imágenes de las secciones transversales de intensidad del haz Bessel de orden cero proyectados sobre una pantalla de papel para una longitud de onda $\lambda=911$ nm.

Por otra parte, también se probó que es posible inducir órdenes superiores a un haz Bessel de orden cero con la ayuda de el modulador espacial de luz (LCoS-SLM, Hamamatsu X10468-07).

A continuación se muestran las imágenes obtenidas luego de producir haces Bessel escalares de orden superior. Para lograrlas se utilizó luz en rango visible, específicamente de 633 nm entregada por un láser de He-Ne. A pesar de que el plan original del trabajo plantea utilizar luz de 911 nm, se decidió cambiar momentáneamente la longitud de onda de la radiación utilizada, principalmente para facilitar el proceso de alineamiento de los elementos ópticos necesarios en el sistema y comprobar que este funcione correctamente. El método de diagnóstico se mantiene usando una cámara web para tomar la imagen que ha sido proyectada sobre la pantalla de papel. La distancia a la cual se ha tomado la imagen es arbitraria y no influye en el propósito de observar cualitativamente el perfil del haz producido. Como se puede apreciar (figura 4.2) las imágenes adquiridas continúan con saturación por intensidad excesiva incidiendo sobre el CCD, además de baja resolución por el uso de la cámara común. Sin embargo, es posible observar a simple vista la diferencia entre los perfiles correspondientes a diferentes órdenes del Bessel. En Bessel cero destaca el lóbulo central característico con sus anillos concéntricos. Pa-

ra órdenes superiores el lóbulo central desaparece y en su lugar se produce una región oscura, este agujero oscuro aumenta su tamaño radialmente mientras el orden del Bessel se incrementa.

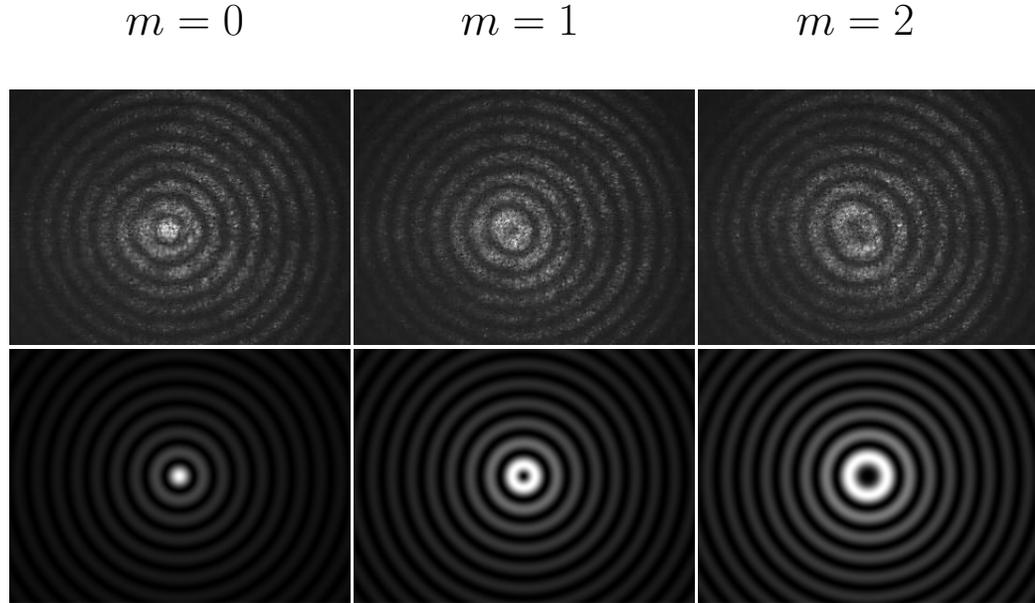


Figura 4.2: Perfiles transversales de intensidad de haces Bessel utilizando luz de 633 nm. Abajo los perfiles teóricos correspondientes.

Hasta aquí el sistema mostró que es posible generar haces Bessel escalares de orden cero con un axicón y que además es factible generar órdenes superiores usando un SLM (Spatial Light Modulator), aunque el proceso de diagnóstico imposibilitó estudiar con detalle el perfil transversal del haz y por lo tanto conocer su comportamiento mientras se propaga en el espacio. Esto debido a la saturación sufrida por el CCD lo que llevó a pensar como solución la introducción de filtros de densidad neutra para reducir la intensidad incidente en el chip.

Los resultados sobre la propagación espacial del haz se mostrarán a continuación.

4.2. Propagación espacial del Haz Bessel escalar de orden cero.

La propiedad no difractiva fue verificada por la caracterización espacial del haz Bessel escalar de orden cero. Esta región libre de difracción sólo está limitada por el radio del haz que ilumina al axicón y por el ángulo de su apertura cónica; en este sistema se usó un axicón (Altechna,1-APX-2-NIR-J254) con ángulo $\gamma = 0.5^\circ$ en su apertura, el radio del haz gaussiano incidente es de $\omega = 6$ mm y se utilizó luz de $\lambda = 911$ nm provista por un láser de titanio-zafiro. El diagnóstico se logró mediante un chip CCD de cámara digital (Edmund Optics) de resolución 1280 x 1024 pixeles. La diferencia con el sistema antes utilizado se centra en el cambio de axicón, del chip CCD que ahora cuenta con mayor resolución y el método de diagnóstico. Se ha eliminado la pantalla de papel sobre la cual se proyectó el haz para la adquisición de imágenes y en su lugar se ha hecho incidir el haz directamente sobre el chip CCD de la cámara.

A continuación se muestra el conjunto de imágenes adquiridas correspondientes a los planos transversales de intensidad (Fig. 4.3) para distintas distancias a lo largo del eje de propagación de un haz Bessel escalar de orden cero. Las distancias en las que se tomaron las imágenes fueron escogidas en función del espacio permitido por la mesa óptica donde el experimento tuvo lugar, comenzando 47 cm después del axicón que es donde se observó la formación del patrón y hasta 105 cm donde el patrón Bessel casi desaparece. Este proceso permitió conocer la evolución espacial del haz mientras se propaga y así caracterizar la región del espacio en donde el haz Bessel existe.

La primera imagen (a) muestra el comienzo de generación del lóbulo central del patrón Bessel, sin embargo, para una distancia de propagación tan próxima al axicón, no se han podido resolver los anillos concéntricos característicos sino que describe un perfil de intensidad más gaussiano. La siguiente imagen (b) muestra ya la formación de al menos un par de anillos y en el plano (c) aumentan a tres. Conforme se avanza en la distancia z , se incrementa el número de anillos concéntricos alrededor del lóbulo central que ahora está bien definido. En (d), (e) y (f) el aumento de anillos continúa y la extensión de patrón también crece con la distancia. Para el plano transversal (i) se aprecia que el número de anillos presentes ha alcanzado un máximo puesto que para las imágenes siguientes a esta distancia, (j), (k), (l) se presenta una atenuación en los anillos exteriores y a pesar que su extensión es mayor, la intensidad en

esa región ha decrecido de forma $1/\rho^2$. Después de este punto el haz Bessel ya no está formado.

Para conocer con más detalle la evolución espacial del haz, las imágenes han sido procesadas digitalmente para su análisis.

Es necesario recordar que las imágenes obtenidas para esta caracterización se han diagnosticado haciendo incidir directamente el haz Bessel sobre el CCD. La potencia de incidencia se encuentra alrededor de 5 nW y ha sido atenuada por los dos filtros de densidad neutra agregados al sistema óptico.

Por otra parte ahora se cuenta con mayor resolución (1280x1024 pixeles), aunque los valores sensados se encuentran en escala de grises de 8 bits. También es importante mencionar que las imágenes se mantienen por debajo del régimen de saturación del chip CCD de la cámara, así, se puede asegurar que el valor que el pixel toma al sensar la luz es proporcional al valor de la intensidad en ese punto y que además no habrá valores que alcancen el máximo valor permitido dentro de la escala. Al arreglo de valores obtenidos para cada imagen se la ha restado una imagen de fondo tomada sin luz incidente y en oscuridad del cuarto del laboratorio.

Dado que la simetría de un haz Bessel es radial y las imágenes obtenidas son formadas por un arreglo de pixeles cuadrados, el análisis se ha centrado en construir las gráficas del perfil de intensidad usando un subconjunto de valores correspondientes a secciones rectangulares para las dos direcciones cartesianas horizontal y vertical, con un ancho de 10 pixeles al rededor de un punto central que corresponde al máximo valor registrado por la cámara.

Un programa escrito en Mathematica crea las gráficas de datos experimentales y ajusta funciones Bessel de orden cero. Para esto toma la imagen adquirida y la transforma en un arreglo de valores en escala de 8-bits, después selecciona el centro del patrón buscando el máximo de entre todos los sensados por el CCD. Se puede asegurar que el valor máximo se encuentra dentro de la región del lóbulo central puesto que para un haz Bessel la intensidad máxima se concentra en esa zona.

Los datos obtenidos de las regiones rectangulares son promediados para obtener una lista de valores que posteriormente se graficaron; después el programa encuentra los parámetros que mejor ajustan la función a la dispersión de puntos experimentales y los guarda en un archivo.

Para construir las gráficas y sabiendo que cada pixel es un cuadrado de $\approx 5.3 \mu\text{m}$ de lado, entonces fue posible conocer el tamaño del patrón de intensidad en escala métrica y así poder determinar el radio del lóbulo central y su evolución sobre la dirección de propagación.

4.2. PROPAGACIÓN ESPACIAL DEL HAZ BESSEL ESCALAR DE ORDEN CERO.47

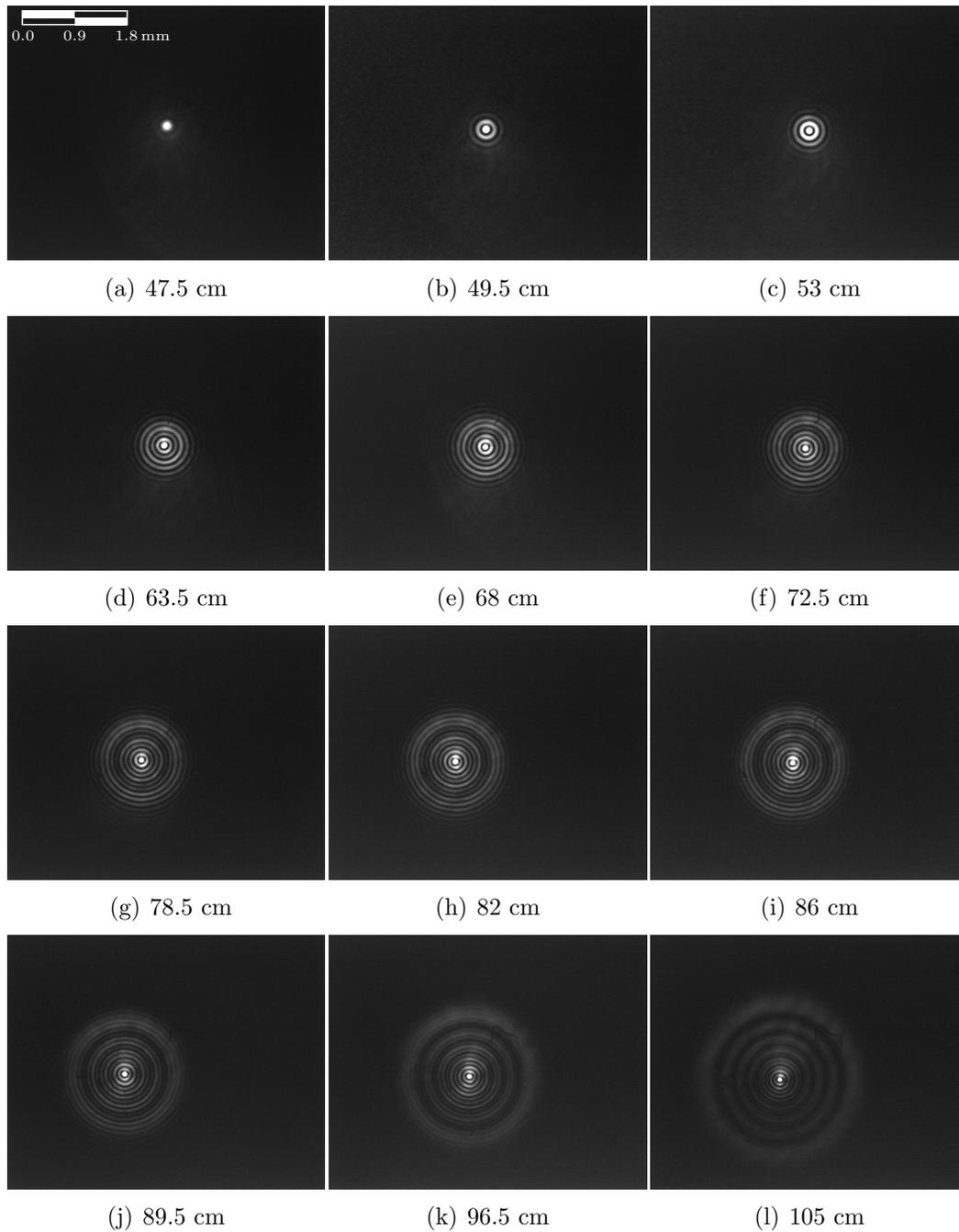


Figura 4.3: Planos transversales de intensidad de un haz Bessel escalar de orden cero a distintos valores en la distancia de propagación.

A continuación se presentan algunas de las gráficas construidas con los datos recabados por el tratamiento digital de las imágenes. Figura (4.4).

Se muestran cuatro pares de gráficas que corresponden a cuatro de las imágenes mostradas anteriormente (a), (b), (d) , (i). Cada gráfica representa el perfil transversal de intensidad a lo largo de cada dirección cartesiana y a la distancia z en la dirección de propagación. Los datos obtenidos se muestran como puntos de color rojo y son los valores sensados por el CCD que son proporcionales al valor de la intensidad. Los puntos experimentales que se han considerado son aquellos que tienen valores mayores al ruido de fondo (el cual ha sido determinado al capturar una imagen en total oscuridad del laboratorio) y los puntos restantes se pueden omitir del análisis ya que representan valores numéricos comparables con el valor nulo de la escala. En el eje x se muestra el tamaño en mm, mientras que el eje y se escala con el valor sensado proporcional a la intensidad en unidades arbitrarias y que para facilitar su tratamiento se ha normalizado.

Las funciones ajustadas a la dispersión experimental de los perfiles transversales de intensidad contrastan de color azul y han sido funciones Bessel de orden cero de la forma: $I_0 = |A_0 J_0(k_{\perp} \rho)|^2$, donde los parámetros de ajuste son una amplitud A_0 y el número de onda transversal k_{\perp} .

En el primer par de gráficas (a) y (b) construidas a partir de la imagen (a) de la figura (4.3) se puede observar -como se mencionó anteriormente y como es perceptible en la imagen, la aparición del lóbulo central del haz Bessel. Este único lóbulo cuenta con un radio mayor que el de cualquiera de las demás imágenes, aunque la amplitud de intensidad esta por debajo de la mitad de la escala. A pesar de no tener una distribución Bessel fue posible ajustar una función de la forma: $0.317 \pm 0.013 J_0[014.402 \pm 0.339x]^2$. Se eligió ajustar una función Bessel para tener funciones similares en todas las gráficas, sin embargo, fácilmente la distribución pudo ser ajustada por una función gaussiana.

Las siguientes gráficas en la serie (c,d) obtenidas de la imagen (b) hacen notar la formación del perfil de intensidad Bessel pues presentan un incremento en la amplitud del haz, generando así el lóbulo central característico, por supuesto el radio del lóbulo se ha ensanchado y la aparición del primer anillo y el comienzo del segundo son evidentes. La sección horizontal se ajusta de mejor manera que la vertical, esto evidencia que los puntos que la conforman tienen valores no homogéneos y que son resultado de cierta desviación

H

V

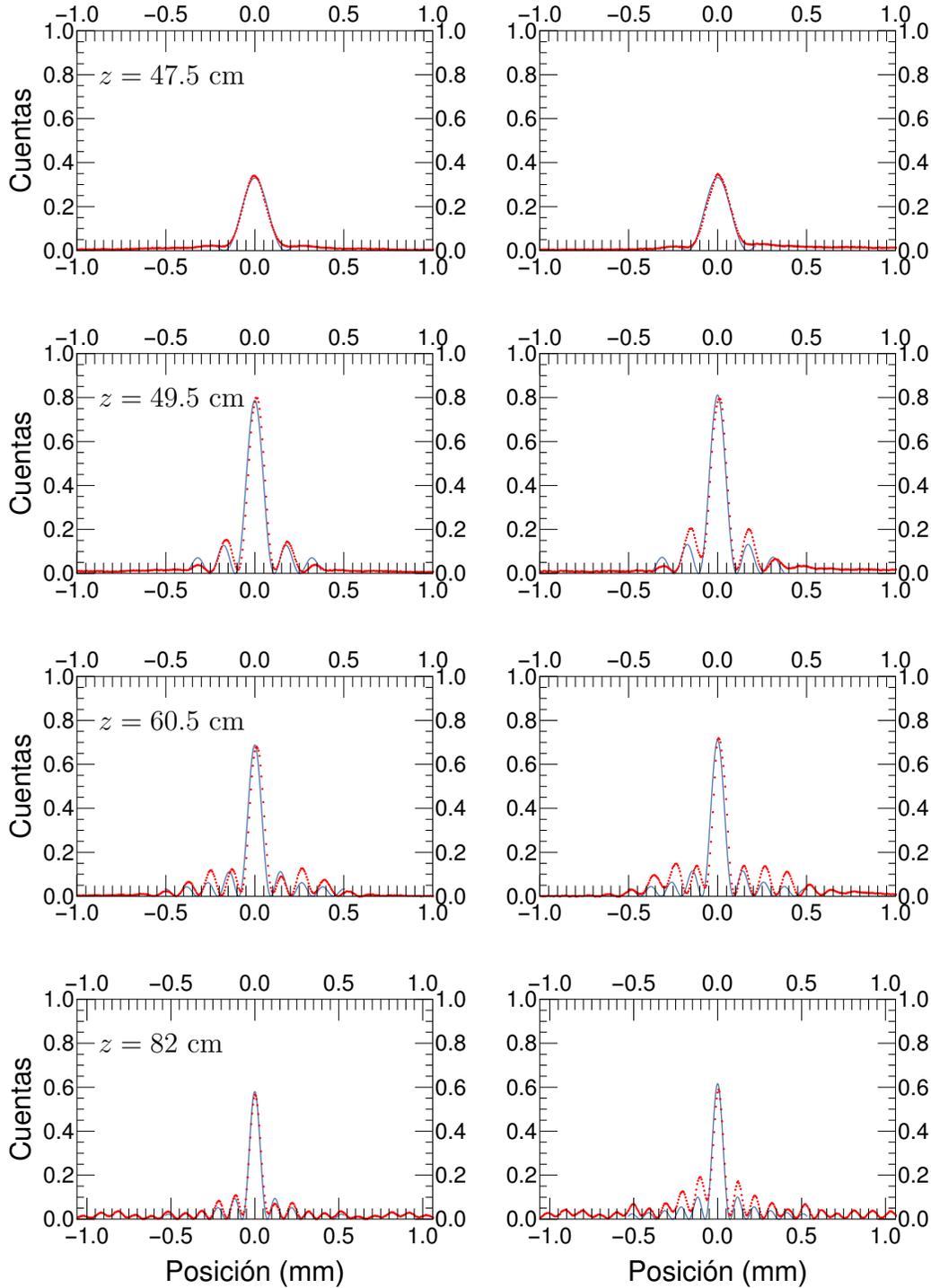


Figura 4.4: Perfiles transversales de intensidad a lo largo de las direcciones vertical y horizontal para distintas distancias en la dirección de propagación z . Los datos experimentales se muestran en rojo, mientras la función de ajuste de color azul.

en la alineación del haz con respecto al axicón por lo que la luz se intensifica más en algunas regiones que en otras y los valores sensados son diferentes. A pesar de este comportamiento el ajuste para el pico central es más claro en la pareja de gráficas.

Si bien la formación del haz Bessel ha sido revelada, las gráficas (e,f) que corresponden a el perfil a una distancia de $z = 60.5$ cm del axicón muestran que el número de anillos ha aumentado a tres, mientras que comienza a formarse el cuarto, el radio del lóbulo se ha ensanchado aún más y la amplitud del perfil ha disminuido. También es interesante que para esta distancia, los lóbulos laterales que corresponden a los anillos concéntricos en el plano, se mantienen con la misma amplitud y como en (f) un anillo exterior supera en amplitud a su vecino anterior.

Si ahora nos fijamos en las gráficas (g,h) observamos que aunque el radio del lóbulo también ha disminuido, fue en menor magnitud que para las distancias más próximas al axicón y que además los anillos siguen en aumento. También es notoria la desviación en la alineación hacia una región preferente puesto que en (g) los puntos que forman lóbulos laterales izquierdos tienen una amplitud que se levanta más que la parte derecha y que además y a pesar de haber restado la imagen de fondo no llegan a cero; aún con esto el lóbulo central se ha ajustado de buena forma a los valores correspondientes. Las gráficas construidas para las imágenes restantes se pueden encontrar en el apéndice.

Como se puede apreciar en las gráficas, el ajuste realizado a la distribución de puntos experimentales se ha enfocado en ajustar de la mejor manera posible el lóbulo central. Si se conoce la función de ajuste entonces es fácil hallar el primer cero que toma la función y que determina el radio del lóbulo central y por lo tanto es posible estimar la evolución del radio del lóbulo brillante mientras se propaga.

Los parámetros de ajuste A_0 y el número de onda transversal k_{\perp} hallados por los ajustes realizados son presentados en la siguiente tabla, donde además se incluye el valor encontrado para el radio del lóbulo central que ha sido determinado usando la relación $\rho_0 = \frac{2.405}{k_{\perp}}$ establecida anteriormente. Otra manera de determinar los radios es hallando numéricamente los ceros que toma la función de ajuste respectiva con cada imagen.

4.2. PROPAGACIÓN ESPACIAL DEL HAZ BESSEL ESCALAR DE ORDEN CERO.51

Distancia[cm]	A_0 [u.a.]	k_{\perp} [mm ⁻¹]	Radio [mm]
47.5	0.317 ± 0.005	14.402 ± 0.203	0.167 ± 0.002
49.5	0.790 ± 0.017	22.578 ± 0.288	0.106 ± 0.001
53	0.592 ± 0.032	24.786 ± 0.704	0.097 ± 0.003
60.5	0.682 ± .016	27.362 ± 0.315	0.088 ± 0.001
63.5	0.635 ± 0.014	28.345 ± 0.296	0.085 ± 0.001
68	0.507 ± 0.019	29.655 ± 0.468	0.081 ± 0.001
72.5	0.613 ± 0.011	30.314 ± 0.229	0.079 ± 0.001
78.5	0.440 ± 0.016	31.805 ± 0.528	0.075 ± 0.001
82	0.556 ± 0.013	32.327 ± 0.339	0.074 ± 0.001
86.5	0.423 ± 0.019	33.166 ± 0.649	0.072 ± 0.002
89.5	0.396 ± 0.011	33.838 ± 0.449	0.071 ± 0.001
96.5	0.287 ± 0.011	34.925 ± 0.656	0.069 ± 0.001
105	0.269 ± 0.012	37.729 ± 0.838	0.064 ± 0.002

Tabla 4.1: Factores de ajuste de la amplitud de intensidad A_0 y k_{\perp}

A partir de los parámetros de ajuste obtenidos para la amplitud A_0 y el factor k_{\perp} se han construido las funciones de ajuste correspondientes, centradas en cero y que usan como parámetros el promedio de los parámetros obtenidos para las dos direcciones cartesianas. Estas nuevas gráficas representan el patrón de intensidad Bessel que observamos en las fotos de los planos transversales y que podemos observar en una sola gráfica a continuación.

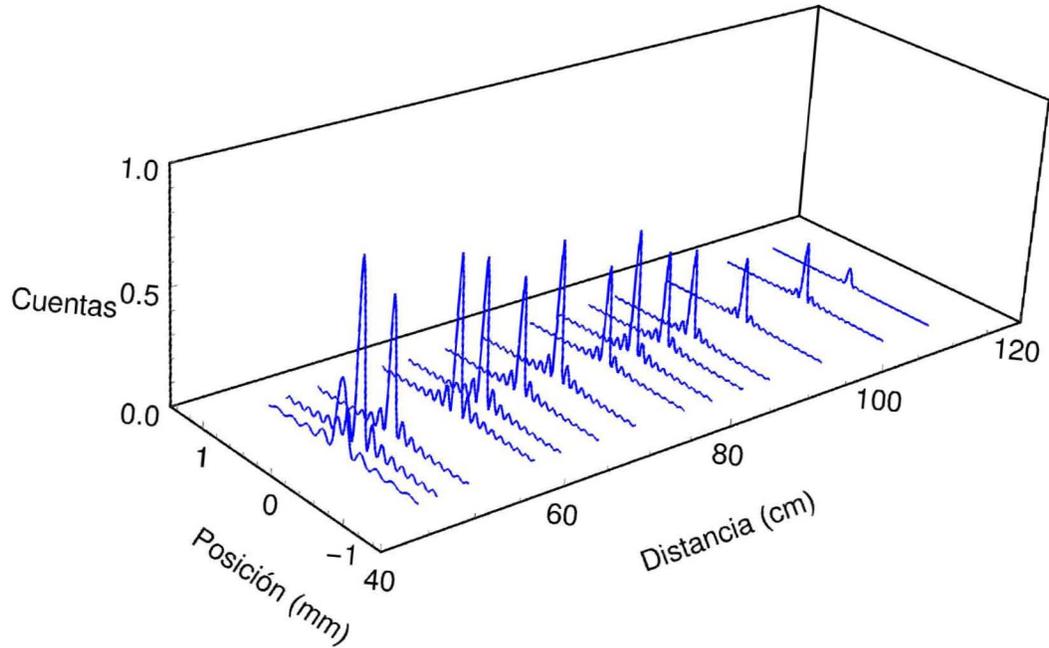


Figura 4.5: Funciones de ajuste de los perfiles transversales de intensidad de las 16 imágenes adquiridas mientras el haz se propaga.

La gráfica agrupa las 13 funciones de ajuste del perfil transversal de intensidad correspondiente a las 13 imágenes adquiridas. El eje x muestra el tamaño en mm, el eje y se escala con el valor proporcional a la intensidad en unidades arbitrarias y en z encontramos la distancia sobre la cual el haz se ha propagado en cm.

En esta gráfica es posible identificar que las alturas de los patrones de intensidad varían a lo largo de la dirección propagación. Este comportamiento es debido a que el axicón no es un cono perfecto pues su punta presenta una ligera curvatura que genera un haz refractado que interfiere con el haz Bessel creado detrás del axicón. Tal curvatura genera una modulación de la intensidad que perturba significativamente las propiedades únicas del haz, pues se ve modificada la forma constante de la distribución lateral de intensidad y la variación de la intensidad de haz en el eje a lo largo de la dirección de propagación. Una descripción detallada de este fenómeno se puede encontrar en [22].

4.2. PROPAGACIÓN ESPACIAL DEL HAZ BESSEL ESCALAR DE ORDEN CERO.53

Para terminar con la caracterización espacial del haz se presenta una gráfica que muestra la variación en el radio del lóbulo central en función de la distancia z .

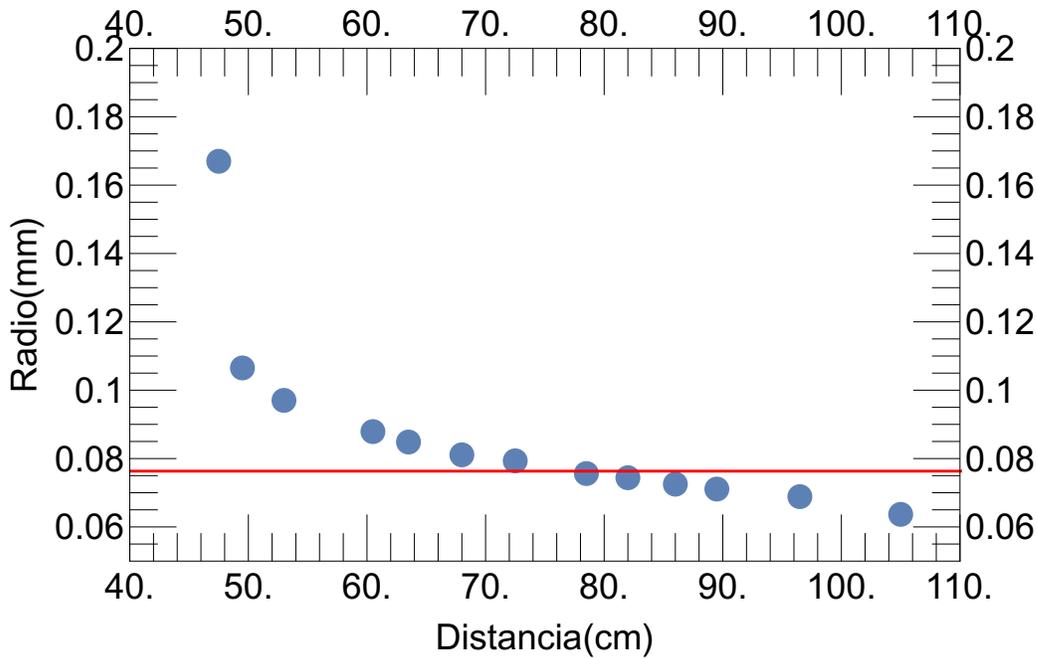


Figura 4.6: Tamaño del radio del lóbulo central del haz Bessel en función de la dirección z sobre la cual se propaga. La línea roja es el valor teórico correspondiente.

Se observa que el radio del lóbulo central del haz Bessel generado no se mantiene constante mientras se propaga. El radio más extenso corresponde con el primer plano transversal, aquel que sólo presenta un lóbulo. A partir de esta distancia el tamaño del radio se ve reducido y continúa así mientras se propaga.

Los valores determinados de los radios difieren del valor teórico determinado por la expresión (2.45). El último valor del radio para el último perfil de intensidad se ha omitido ya que carece de un lóbulo central definido para el cual se pueda determinar un radio, por lo que sólo se muestran 15 valores para las primeras 15 imágenes de las 16 adquiridas. Los puntos azules muestran los valores determinados para cada radio correspondiente a cada perfil

de intensidad. De color rojo se muestra el valor constante del tamaño del radio calculado teóricamente.

También se muestra la gráfica correspondiente para los valores del número de onda transversal en función de la distancia.

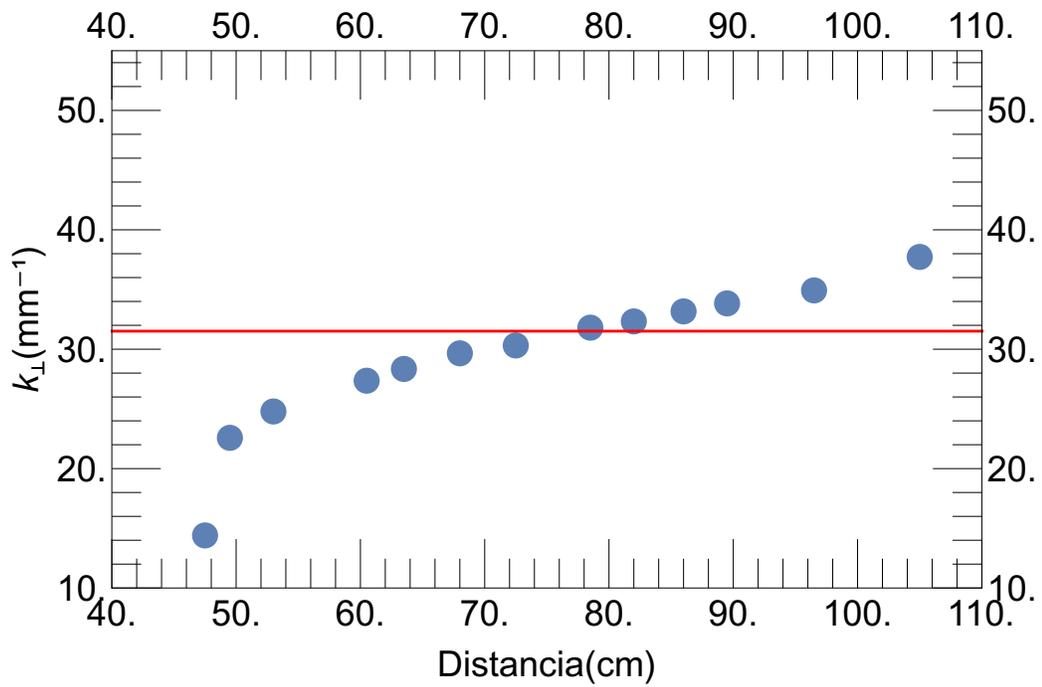


Figura 4.7: Valores obtenidos del número de onda transversal k_{\perp} . La línea roja es el valor teórico $k_{\perp}^T = 31.51 \text{ mm}^{-1}$

Por último se muestra la gráfica de las amplitudes de del lóbulo central de los haces Bessel en función de la distancia.

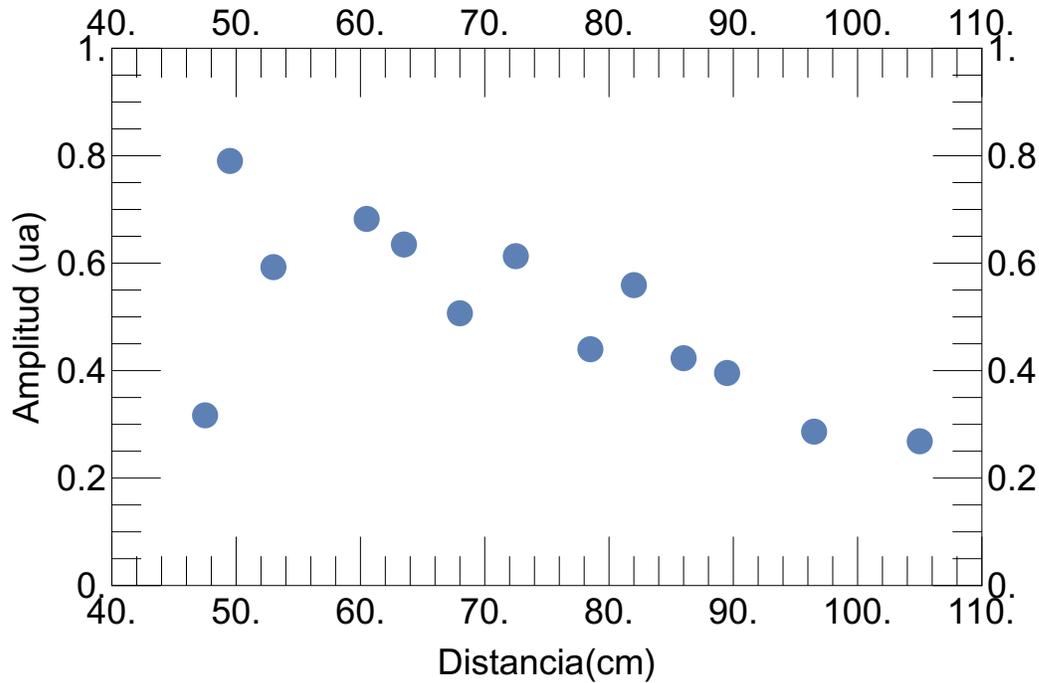


Figura 4.8: Amplitud del lóbulo central del haz Bessel en función de la dirección z sobre la cual se propaga.

Con la caracterización espacial del haz Bessel de orden cero realizada, se continuó con la caracterización de los haces Bessel de orden superior; para ello se fijó una distancia $z = 65\text{cm}$ sobre la región de propagación y allí se indujeron órdenes superiores al orden cero generado por el axicón. Este estudio pretende conocer el cambio en el perfil transversal de intensidad cuando se inducen diferentes órdenes al haz Bessel. En seguida se muestra el análisis correspondiente.

4.3. Generación de haces Bessel escalares de orden superior.

Ya caracterizados los haces Bessel de orden cero y su comportamiento a lo largo de la distancia sobre la cual se propagan es posible inducirles carga topológica con la ayuda de un modulador espacial de luz y promoverlos a órdenes superiores, esto es que su fase ya no será la de una onda plana sino

que describirá hélices girando alrededor del eje de propagación.

Como se ha mencionado, los haces han sido generados con la ayuda de un axicón que produce un haz Bessel de orden cero más un modulador espacial de luz (LCoS-SLM) que imprime el cambio de fase desplegando el vórtice adecuado.

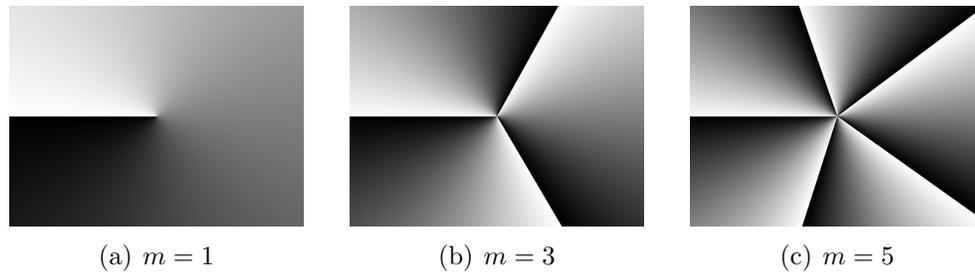


Figura 4.9: Vórtices de fase

Las imágenes que se presentan a continuación muestran las secciones transversales de intensidad de haces Bessel escalares para distintos órdenes.

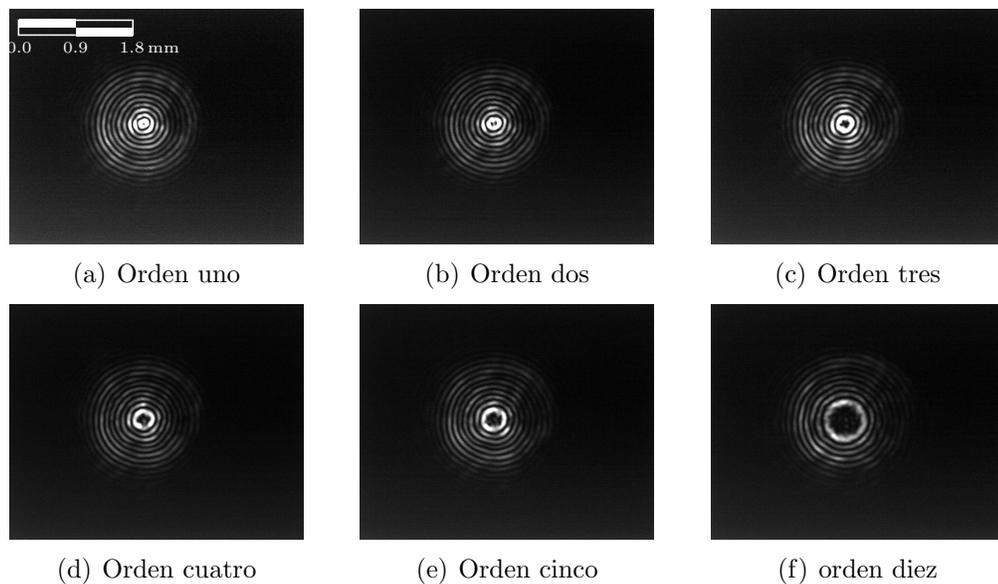


Figura 4.10: Imágenes de las secciones transversales de haces Bessel escalares de orden superior.

4.3. GENERACIÓN DE HACES BESSEL ESCALARES DE ORDEN SUPERIOR.57

Al igual que para el diagnóstico de los haces Bessel de orden cero, las imágenes han sido adquiridas haciendo incidir directamente el haz Bessel sobre el CCD de la cámara digital. La distancia a la cual se han tomado las imágenes se ha mantenido fija a 65 cm del axicón y la potencia del haz incidente ha sido reducida por los filtros de densidad neutra para evitar la saturación del chip.

La primer imagen (a) muestra el plano transversal de un haz Bessel escalar de orden uno donde es evidente la diferencia con el haz Bessel de orden cero, puesto que para órdenes superiores el lóbulo central característico desaparece y en su lugar se percibe una región oscura que cubre el centro del perfil. Este hueco carente de radiación aumenta su tamaño radialmente mientras se incrementa el orden del Bessel y es debido a la singularidad que se presenta en el campo electromagnético cuando el holograma del vórtice es desplegado. Las siguientes imágenes (b-e) corresponden con los órdenes 2 al 5 respectivamente y en (f) se presenta el plano transversal de un haz Bessel de orden diez. Para caracterizar el perfil de intensidad de los haces Bessel escalares de orden superior se procedió del mismo modo que con los haces de orden cero. Las imágenes fueron procesadas digitalmente para obtener gráficas de los perfiles transversales de intensidad en función de su disposición dentro de la superficie del CCD. Las gráficas también han sido construidas partiendo de promediar regiones rectangulares del arreglo de valores entregados por el CCD en direcciones horizontal y vertical. Enseguida se muestran las gráficas de los haces Bessel de orden uno a cuatro para las dos direcciones cartesianas.

Los datos adquiridos se muestran como puntos de color rojo, mientras que las funciones de ajuste se presentan de color azul. El eje x representa el tamaño en mm y el eje y el valor de la intensidad en unidades arbitrarias. Las funciones de ajuste para el perfil de intensidad son funciones Bessel de orden superior de la forma: $I_m = |A_m J_m(k_{\perp} \rho)|^2$, con $m = 1, 2, 3, 4$. Donde m es la carga topológica del haz.

Se ha deducido que los órdenes uno y dos presentan cierta desviación en la intensidad hacia un costado puesto que las alturas de los perfiles vertical y horizontal difieren en amplitud. Esto evidencia que la alineación entre los elementos ópticos presenta una desviación que hace que la intensidad sea mayor en ciertas regiones del perfil del haz. Para los órdenes tres y cuatro la desviación desaparece manteniendo alturas similares para las dos direcciones. La desviación es posiblemente causada, en gran parte, a la alineación del sistema. Otra causa probable es por el plano z elegido pues la distancia óptima para la generación de un haz Bessel depende del orden m .

H

V

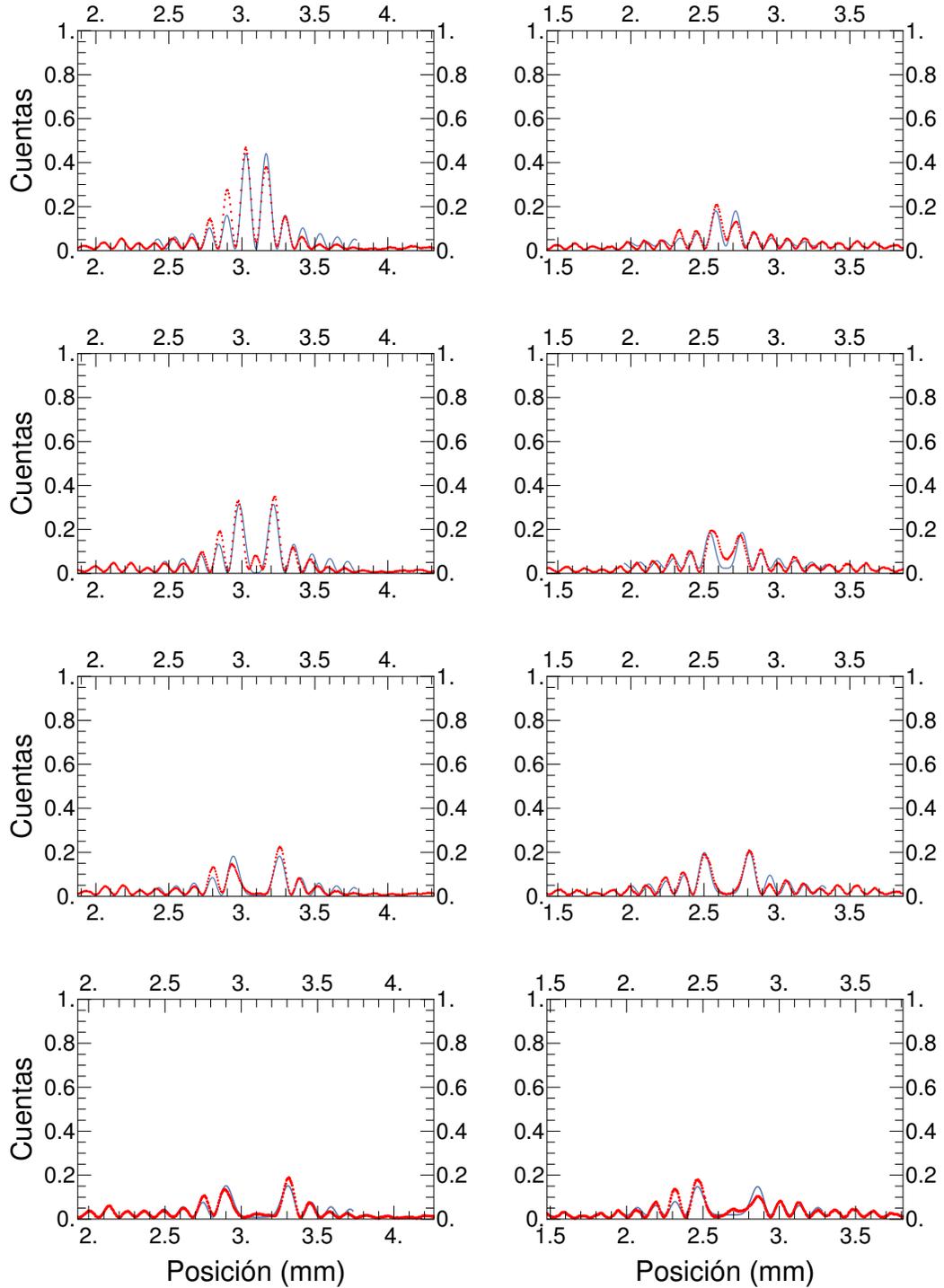


Figura 4.11: Perfiles transversales de intensidad de los primeros 4 órdenes del Bessel a lo largo de las direcciones vertical y horizontal para una distancia de propagación $z = 65$ cm.

4.3. GENERACIÓN DE HACES BESSEL ESCALARES DE ORDEN SUPERIOR.59

El ajuste realizado a los datos experimentales determina el valor de los parámetros A_m y del número de onda transversal k_{\perp} . El radio del anillo correspondiente a cada orden del Bessel se ha encontrado con la relación $\rho_m = \frac{1^{er} \text{cerom}}{k_{\perp}}$, el radio es igual al primer cero que toma la función Bessel de orden m entre el número de onda transversal.

Los valores hallados para los parámetros de ajuste así como para el valor que toma el radio del primer anillo se presentan en la siguiente tabla.

Orden Bessel	A_m [u.a]	k_{\perp} [mm^{-1}]	Radio[mm]
1	0.870 ± 0.037	27.049 ± 0.234	0.142 ± 0.002
2	0.991 ± 0.060	27.027 ± 0.260	0.190 ± 0.002
3	0.973 ± 0.040	26.939 ± 0.127	0.237 ± 0.003
4	0.851 ± 0.050	26.595 ± 0.177	0.285 ± 0.003
5	0.909 ± 0.042	27.009 ± 0.124	0.325 ± 0.002

Tabla 4.2: Parámetros de ajuste para haces Bessel de orden superior y radios del primer cero de la distribución.

A continuación se muestra el comportamiento de los parámetros de ajuste en función del incremento del orden del haz Bessel. Primero se muestra la gráfica para el parámetro A_m .

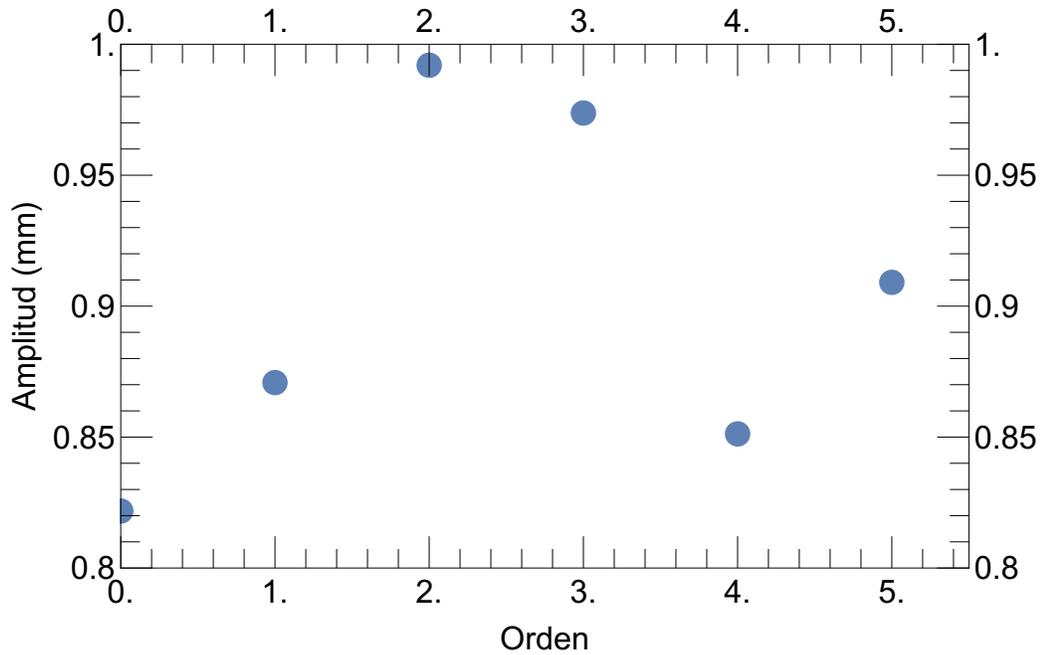


Figura 4.12: Gráfica que muestra los valores A_m para cada orden m del haz Bessel

De la gráfica se puede observar que los valores A_m cambian a medida que el orden del Bessel se incrementa. Este comportamiento hace pensar que estos resultados podrían depender del plano z elegido en el cual fueron tomadas las imágenes. A partir de esta relación obtenemos también la gráfica que muestra los valores del parámetro k_{\perp} para cada uno de los órdenes generados del haz Bessel superior. La gráfica para el valor de k_{\perp} muestra de igual forma, los valores determinados por la función de ajuste y la línea roja el valor del orden cero.

4.3. GENERACIÓN DE HACES BESSEL ESCALARES DE ORDEN SUPERIOR.61

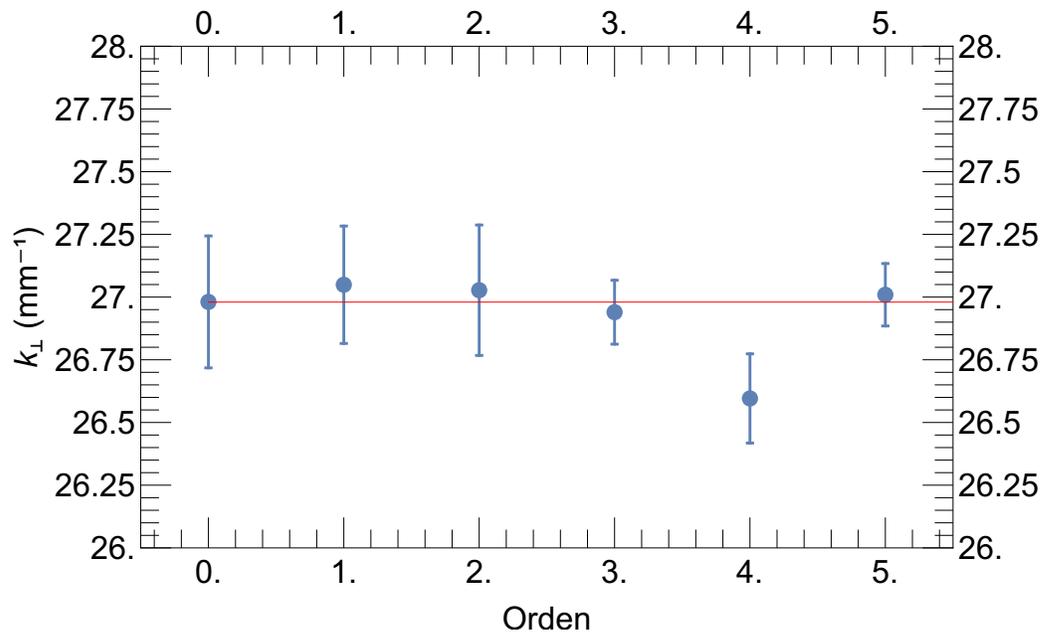


Figura 4.13: Gráfica que muestra los valores de k_{\perp} para cada orden m del haz Bessel.

Ahora podemos conocer el incremento radial del primer anillo de intensidad en función del orden Bessel generado, esto es cómo aumenta la región oscura típica de haces Bessel de orden superior. El radio ha sido graficado en función del orden del Bessel y se muestra a continuación:

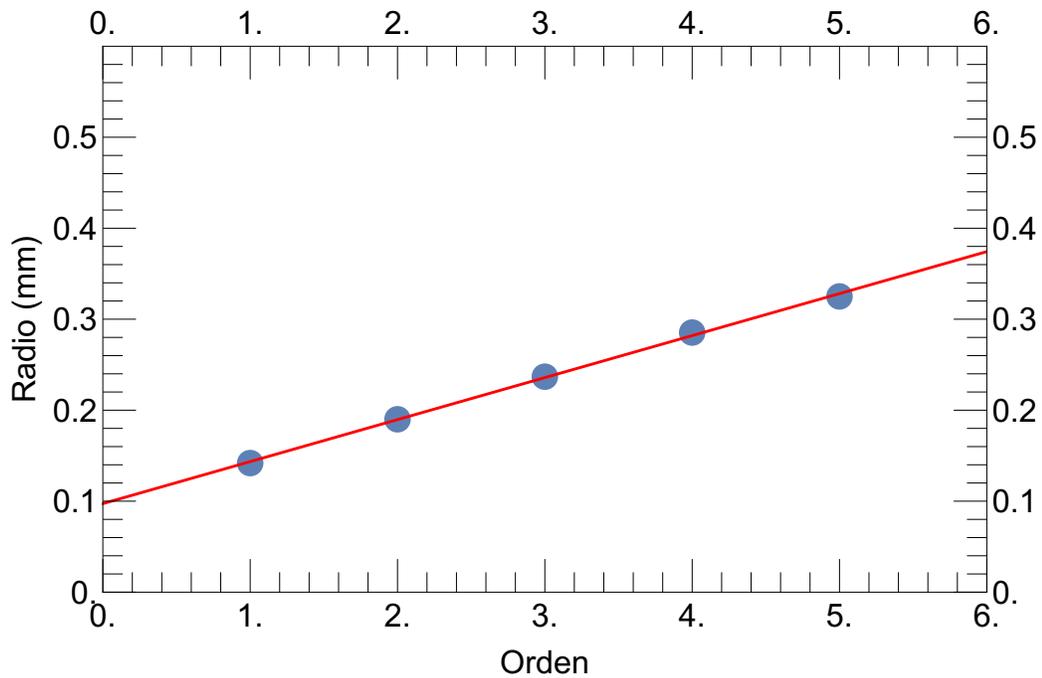


Figura 4.14: Tamaño de los radios de la región oscura en función del orden Bessel.

La gráfica de la figura 4.14 muestra la relación lineal entre el incremento del radio del primer anillo y el orden del haz Bessel. Para órdenes cada vez más altos la región oscura aumenta por lo que también es posible conocer el cambio en la potencia de cada orden del Bessel. Para esto, se calcularon las áreas correspondientes de cada orden integrando las funciones de ajuste dentro de un intervalo fijo, se graficó el valor del área bajo la curva en función del orden Bessel la cual se puede observar enseguida. Los puntos azules son los obtenidos a través de las imágenes, mientras que los puntos rojos son los valores teóricos.

4.3. GENERACIÓN DE HACES BESSEL ESCALARES DE ORDEN SUPERIOR.63

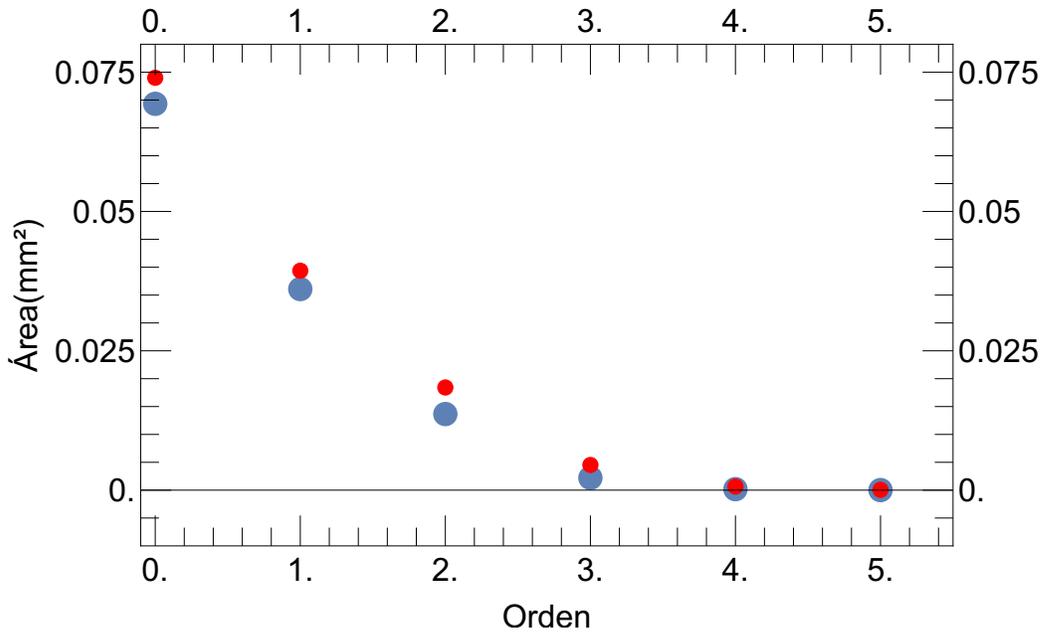


Figura 4.15: El valor del área bajo la curva de las funciones ajustadas para los distintos ordenes del Bessel. Los puntos rojos son los valores teóricos.

El área decrece de forma no lineal. Este resultado es de gran consideración al momento de realizar el experimento de espectroscopia pues los átomos que realicen la transición serán aquellos que se vean excitados primero por la luz de 780 nm y después llevados a un nivel energético superior por la luz de 911 nm. Para lograrlo los haces se conducen de forma contrapropagante tal que se mantengan superpuestos (haz Gaussiano y haz Bessel), puesto que la sección transversal del haz Gaussiano no cambia, el área efectiva se mantiene constante. Por otro lado la sección transversal del haz Bessel de diferente orden sí se modifica y por lo tanto también el área efectiva, haciendo que la región de interacción se modifique, lo cual implica que menos átomos sean excitados por haces Bessel de orden superior. Por último los parámetros de amplitud y el número de onda transversal nos permiten construir las funciones de ajuste y verlas en conjunto para distinguir el cambio en la distribución de intensidad mientras aumenta el orden del Bessel.

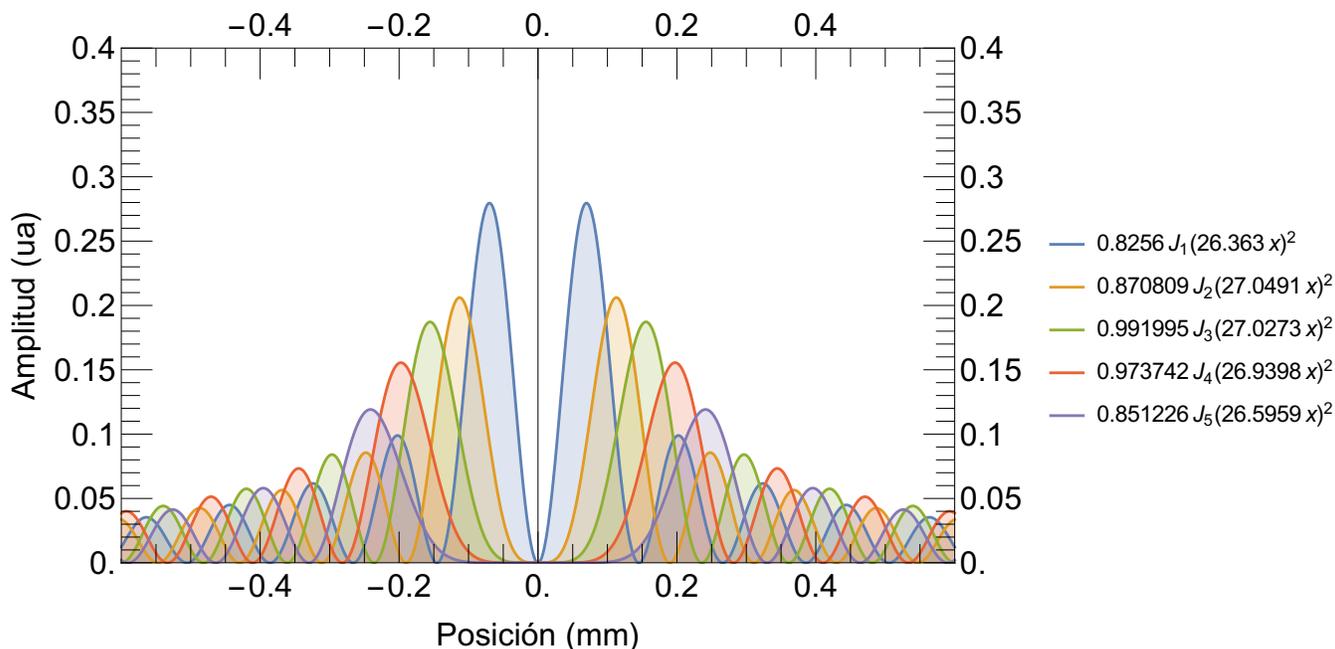


Figura 4.16: Funciones de ajuste obtenidas de los 5 órdenes del haz Bessel.

El eje x está dado en milímetros mientras que el eje y representa la intensidad y se escala en unidades arbitrarias. Este resultado muestra el comportamiento de un haz Bessel de orden cero cuando es promovido a órdenes superiores y la forma en que la intensidad se redistribuye en la misma región mientras que el orden del Bessel aumenta. Este análisis es importante ya que para usar los haces dentro de la espectroscopia es necesario tomar en cuenta el área de interacción del haz y la potencia total.

Sólo resta mencionar que el análisis empleado durante este trabajo fue usado para garantizar la correcta utilización de haces Bessel de diferentes órdenes en la espectroscopia de la transición cuadrupolar eléctrica $5p_{3/2} \rightarrow 6p_{3/2}$ en rubidio atómico a temperatura ambiente, la cual ha sido realizada con éxito y cuyos resultados y discusión de los mismos se pueden encontrar en la tesis de maestría de Santiago Hernández Gómez. [21].

Como muestra se presentan dos gráficas de la espectroscopia realizada usando los haces Bessel. En la figura 4.17 se observan 58 espectros alineados obtenidos para ^{85}Rb como resultado de la emisión de fotones azules del decaimiento $6p_{3/2} \rightarrow 5s_{1/2}$. La presencia de esta señal de fluorescencia indica que se ha llevado a cabo la transición cuadrupolar eléctrica excitada por haces Bessel.

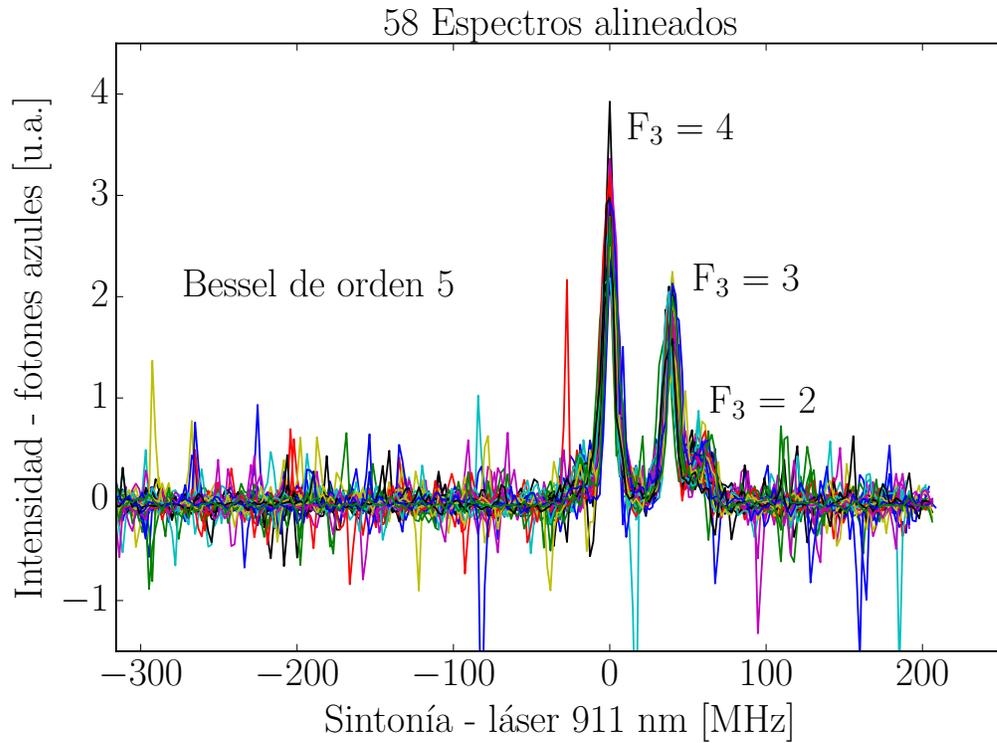


Figura 4.17: Espectros ^{85}Rb

Así mismo se muestra la señal de fluorescencia del decaimiento para ^{87}Rb . En este caso se muestran 75 espectros alineados como resultado de la excitación por un haz Bessel de orden 7. En ambos casos se aprecia el desdoblamiento de la estructura hiperfina del átomo de rubidio.

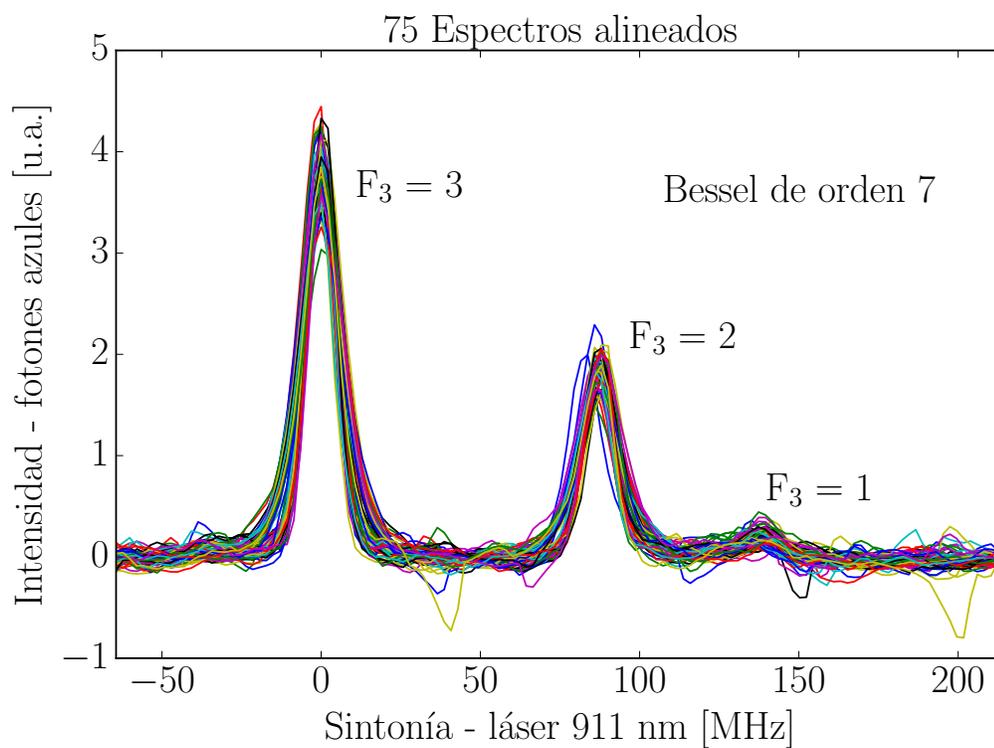


Figura 4.18: Espectros ^{87}Rb

Este experimento tenía el objetivo de observar cambios en los espectros medidos debidos a los haces Bessel de 911 nm al promover la transición cuadrupolar eléctrica $5p_{3/2} \rightarrow 6p_{3/2}$. Sin embargo, dadas las condiciones en que se realizó el experimento no fue posible medir cambios en las tasas de transición. Aunque se probó que los átomos sí absorben haces Bessel de orden cero y superiores.

Capítulo 5

Conclusiones

Se logró desarrollar un sistema que genera, controla y diagnostica haces Bessel escalares de diferentes órdenes usando como principales herramientas un axicón y un modulador espacial de luz.

Se implementó un sistema simple que mantiene independiente la generación del haz Bessel de orden cero, el proceso de modulación de fase y la adquisición de imágenes para su diagnóstico; por lo que el haz puede ser empleado fácilmente como un haz Bessel de orden cero, o ser modulado por el SLM y convertirse en un haz Bessel de orden superior, dejando así la posibilidad de ser utilizado en función del tipo de estructura que se requiera.

La caracterización espacial del haz Bessel escalar de orden cero generado con el sistema experimental propuesto permitió conocer la región del espacio donde el haz Bessel existe y la forma que toma su perfil transversal de intensidad mientras se propaga. Además se determinó la evolución del tamaño del radio del lóbulo central para cada distancia de propagación, mediante el análisis de las imágenes procesadas digitalmente y adquiridas por el CCD de la cámara profesional.

Se generaron haces Bessel de orden superior y se analizaron los perfiles transversales correspondientes. Los resultados mostraron que para haces Bessel de orden superior es necesario hacer una caracterización más profunda, haciendo el análisis del perfil transversal de intensidad en propagación para de cada uno de los órdenes m . Es así como se pudo establecer la región del espacio donde el haz Bessel mantiene una distribución de intensidad adecuada (tamaño, amplitud) para ser incluido dentro del experimento de la espectroscopia atómica.

Los haces generados han sido usados dentro del experimento de espectroscopía

pia y los primeros resultados han sido obtenidos. El tratamiento teórico y el análisis experimental puede encontrarse en [21].

Bibliografía

- [1] J. Durnin. Exact solutions for nondiffracting beams. i. the scalar theory. *J. Opt. Soc. Am. A*, 4(4):651–654, Apr 1987.
- [2] J. Durnin, J. J. Miceli, and J. H. Eberly. Diffraction-free beams. *Phys. Rev. Lett.*, 58:1499–1501, Apr 1987.
- [3] Graham Milne, Kishan Dholakia, David McGloin, Karen Volke-Sepulveda, and Pavel Zemánek. Transverse particle dynamics in a bessel beam. *Opt. Express*, 15(21):13972–13987, Oct 2007.
- [4] Kye-Sung Lee and Jannick P. Rolland. Bessel beam spectral-domain high-resolution optical coherence tomography with micro-optic axicon providing extended focusing range. *Opt. Lett.*, 33(15):1696–1698, Aug 2008.
- [5] Pascal Dufour, Michel Piché, Yves De Koninck, and Nathalie McCarthy. Two-photon excitation fluorescence microscopy with a high depth of field using an axicon. *Appl. Opt.*, 45(36):9246–9252, Dec 2006.
- [6] V Garces-Chavez, David McGloin, H Melville, Wilson Sibbett, and Kishan Dholakia. Simultaneous micromanipulation in multiple planes using a self-reconstructing light beam. *Nature*, 419(6903):145, 2002.
- [7] L. Allen, M. W. Beijersbergen, R. J. C. Spreeuw, and J. P. Woerdman. Orbital angular momentum of light and the transformation of laguerre-gaussian laser modes. *Phys. Rev. A*, 45:8185–8189, Jun 1992.
- [8] R. Jáuregui. Control of atomic transition rates via laser-light shaping. *Phys. Rev. A*, 91:043842, Apr 2015.

- [9] Francisco Sebastián Ponciano Ojeda. *Espectroscopia de la transición cudrupolar eléctrica $5p_{3/2}$ - $\delta 6p_{3/2}$ en el átomo de Rubidio*(Tesis que para obtener el título de Licenciatura en Física). 2014. Facultad de Ciencias, Universidad Nacional Autónoma de México.
- [10] C P. Pearman, Charles Adams, S G. Cox, P F. Griffin, David Adu Smith, and Ifan Hughes. Polarization spectroscopy of a closed atomic transition: Applications to laser frequency locking. 35, 12 2002.
- [11] J. C. Gutiérrez-Vega, M. D. Iturbe-Castillo, and S. Chávez-Cerda. Alternative formulation for invariant optical fields: Mathieu beams. *Opt. Lett.*, 25(20):1493–1495, Oct 2000.
- [12] J. Arlt and K. Dholakia. Generation of high-order bessel beams by use of an axicon. *Optics Communications*, 177(1–6):297 – 301, 2000.
- [13] Georgios A. Siviloglou and Demetrios N. Christodoulides. Accelerating finite energy airy beams. *Opt. Lett.*, 32(8):979–981, Apr 2007.
- [14] Herman Feshbach Philip McCord Morse. *Methods of Theoretical Physics, Part I*.
- [15] George B. Arfken. *Mathematical methods for physicists*. Academic Press, 3rd ed edition, 1985.
- [16] S. Chávez-cerda. A new approach to bessel beams. *Journal of Modern Optics*, 46(6):923–930, 1999.
- [17] Stephen M. Barnett and Roberta Zambrini. *Orbital Angular Momentum of Light*, pages 277–311. Springer New York, New York, NY, 2007.
- [18] Todd E Dickey, Fred M.; Lizotte. *Laser Beam Shaping Applications*.
- [19] John H. McLeod. The axicon: A new type of optical element. *J. Opt. Soc. Am.*, 44(8):592–597, Aug 1954.
- [20] Zhao Bin and Li Zhu. Diffraction property of an axicon in oblique illumination. *Appl. Opt.*, 37(13):2563–2568, May 1998.
- [21] Santiago Hernández Gómez and José Ignacio Jiménez Mier y Terán. *Análisis experimental de una transición cudrupolar eléctrica en átomos a temperatura ambiente usando un haz con estructura espacial*. 2017.

- [22] Oto Brzobohatý, Tomáš Čižmár, and Pavel Zemánek. High quality quasi-bessel beam generated by round-tip axicon. *Opt. Express*, 16(17):12688–12700, Aug 2008.