

Caracterización de ondas electromagnéticas en el espectro visible

Andrew McCallum
awmcc97@gmail.com

Joaquín Sequeira
joaquinetsequeira@gmail.com

Tadeo Rodríguez
tadeorodriguez842@gmail.com

30 de Mayo, 2023

A lo largo de este trabajo de estudiaron fenómenos asociados con la luz, con el objetivo de caracterizar las ondas electromagnéticas del espectro visible. Para esto se realizaron diversos experimentos, por un lado relacionados con la naturaleza ondulatoria de la luz, y por otro con el funcionamiento de dispositivos ópticos.

1. Introducción

De acuerdo con la teoría desarrollada por Maxwell, la luz es una onda electromagnética, con perturbaciones transversales; es decir, con componentes perpendiculares a su dirección de propagación [1]. Si se establece la dirección de propagación coincidente con el eje z , se puede entonces describir a la luz como

$$\mathbf{E}(z, t) = A_x e^{i(\kappa z - \omega t)} \hat{x} + A_y e^{i(\kappa z - \omega t + \phi)} \hat{y}. \quad (1)$$

Donde A_x y A_y son las amplitudes de cada componente, κ es el número de onda, ω la frecuencia angular y ϕ el desfase entre ambas componentes.

Las ondas electromagnéticas que pertenecen al espectro de luz visible son las que tienen una longitud de onda $\lambda = \frac{2\pi}{\kappa}$ en un rango entre 380 nm y 770 nm aproximadamente.

Del desfase ϕ y de las amplitudes depende lo que se define como la polarización. La polarización es una propiedad relacionada a la orientación geométrica de la perturbación en el espacio: si el desfase es un múltiplo entero de π , los máximos en \hat{x} y en \hat{y} se dan en el mismo (z, t) , y se dice que la onda está linealmente polarizada. Las ondas con desfase distinto de un múltiplo de π están elípticamente polarizadas. Un caso especial de polarización elíptica es cuando la fase es un múltiplo impar de $\frac{\pi}{2}$ y las amplitudes son iguales, en este caso de habla de polarización circular.

Existen dispositivos que pueden cambiar la polarización de una onda que incide sobre ellos. Éstos, llamados polarizadores, están conformados por materiales que, por su estructura molecular, transmiten de forma preferencial alguna dirección del campo electromagnético, anulando todas las demás. Esta dirección se denomina el eje de transmisión del polarizador. En el caso de que luz linealmente polarizada atraviese un polarizador lineal, la intensidad de la onda a la salida del polarizador seguirá la Ley de Malus, que establece

$$I = I_0 \cos^2 \theta, \quad (2)$$

donde I_0 es la intensidad del haz antes de atravesar el polarizador, y θ es el ángulo entre el eje de transmisión del polarizador y la dirección de polarización del haz incidente.

Se define al grado de polarización de una onda como

$$P = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}}. \quad (3)$$

Otro fenómeno que se desprende del tratamiento de la luz como una onda es la difracción. Para entender la difracción es importante partir del principio de Huygens-Fresnel, el cuál establece que es posible tratar a cada punto de un frente de ondas como un emisor puntual de ondas esféricas [2]. Es relevante también el principio de superposición, que establece que la perturbación resultante entre la interacción de dos ondas equivale a la suma de dos ondas por separado.

La difracción es el fenómeno que ocurre cuando un frente de ondas se encuentra con un objeto de un tamaño del mismo orden de magnitud que λ . El campo resultante de la difracción es la suma de las ondas esféricas generadas por todos los puntos del frente de onda que se puedan seguir propagando. Cuando las ondas se suman, el resultado depende exclusivamente de las fases ($\kappa z - \omega t$) y las amplitudes de cada onda individual.

Calcular el campo difractado suele ser una tarea compleja y a menudo es necesario acudir a métodos numéricos y computacionales para resolverlo. Sin embargo, existen casos para los que, bajo ciertas aproximaciones, se puede obtener una solución analítica. Este es por ejemplo el caso de un láser difractado por una rendija de ancho a , donde la abertura es comparable, en tamaño, con la longitud de onda del láser.

Es relevante para estudiar la difracción, una correcta caracterización de la fuente. Un láser es una fuente de luz con un rango espectral muy estrecho, que se acerca, idealmente, a un haz monocromático. En general, la difracción depende de la longitud de onda, por lo que este dato es importante.

Otra cualidad importante del láser es su tiempo de coherencia. La coherencia de una onda habla de la fase con la que es emitida. En la descripción de la difracción que se dio, se habló de interferencia entre puntos de un mismo frente de ondas, donde el patrón de difracción dependía únicamente de la fase $(\kappa z - \omega t)$, y a un tiempo fijo, solo de κz , que es lo que se conoce como camino efectivo.

En el caso de la luz no coherente, la fuente emite una onda con una fase que varía aleatoriamente en el tiempo, es decir $(\kappa z - \omega t + \phi(t))$. La consecuencia de esto es que no se puede afirmar que los frentes de onda esféricos que luego interfieran, lo hagan con un patrón constante, ya que la relación entre sus fases no es igual en cualquier tiempo. Para que no ocurra esto, y poder observar el patrón de intensidades que genera la difracción, es útil el láser, que tiene un tiempo de coherencia lo suficientemente alto.

Volviendo al caso de la rendija, bajo la aproximación de Fraunhofer para campo lejano, válida cuando la distancia entre la rendija y la pantalla es mucho mayor que la apertura, el campo difractado es calculable analíticamente.

El patrón de intensidades observado en una pantalla a una distancia D es

$$I(\theta) = I_0 \frac{\sin^2 \delta}{\delta^2}, \quad (4)$$

con

$$\delta = \pi a \frac{\sin \theta}{\lambda} = \frac{\pi a y}{\lambda D}. \quad (5)$$

Aquí a es el tamaño de la rendija, λ es la longitud de onda e y es la posición sobre la pantalla.

Resulta de interés la posición mínimos de intensidad, que se encuentran en

$$\sin \theta = \frac{y}{D} = \frac{n\lambda}{a}, \quad (6)$$

siendo n el número de mínimo.

Los fenómenos mencionados previamente están relacionados con la naturaleza ondulatoria de la luz, y se observan cuando los elementos involucrados tienen dimensiones similares a la longitud de onda. Existe sin embargo otra rama del estudio de la luz, que es la que tiene que ver con sistemas formadores de imágenes compuestos por objetos de tamaño mucho mayor que λ . Esta rama se llama óptica geométrica.

Al operar en el marco de la óptica geométrica, se trata a la luz como rayos y se hacen cálculos geométricos para describir el funcionamiento de dispositivos ópticos como dioptras, espejos y lentes. Estos últimos son un dispositivo muy utilizado en diversas ramas de la física. Su funcionamiento, cuando el medio es el mismo a ambos lados, está regido por la ecuación

$$\frac{1}{S_{im}} + \frac{1}{S_{obj}} = -\frac{1}{f}, \quad (7)$$

donde S_{im} y S_{obj} son la posición de la imagen y del objeto respectivamente, y f es el foco. El foco de una lente convergente está definido como el punto geométrico donde se encuentran los rayos que inciden paralelos. La definición de este punto resulta útil porque las ondas esféricas pueden ser aproximadas por un frente plano y paralelo si son emitidas desde un punto muy lejano.

Las lentes son importantes para el armado de telescopios y microscopios, que sirven para aumentar o disminuir el tamaño de la imagen formada. Una cantidad que se utiliza a menudo para describir una lente es el aumento, definido como

$$M = \frac{h_{im}}{h_{obj}} = \frac{S_{im}}{S_{obj}}, \quad (8)$$

siendo h_{obj} y h_{im} la altura o el ancho del objeto y la imagen respectivamente.

La teoría presentada es importante para comprender los experimentos que se llevaron a cabo. Se realizaron experimentos con un láser para establecer sus características. Luego se usó una rendija para generar un patrón de difracción, como en el caso mencionado, y se estudió el resultado. Los polarizadores se usaron para, usando la Ley de Malus, manipular libremente la intensidad del haz. La teoría de óptica geométrica se aplicó en un experimento con lentes, a los cuales se buscó caracterizar calculando su foco y aumento.

2. Caracterización del láser

Esta sección se dedicará a la caracterización de un láser. Se buscó su longitud de onda, su polarización y el rango lineal de su intensidad en los detectores usados. Además se estudió su estabilidad temporal

2.1. Desarrollo Experimental

El primer objetivo fue caracterizar el haz de luz que salía del láser. Se diseñó el experimento como muestra la figura 1 con el objetivo de observar la polarización del haz. Se puede observar que el haz de un láser incide sobre un polarizador que se mantuvo fijo y luego incide sobre otro polarizador cuyo ángulo se podía variar. Esto fue para poder controlar con que intensidad llegaba el haz al detector que se encontraba sobre el riel y poder asegurar que la señal recibida no estaba saturando. El detector estaba conectado a un amplificador en el que se pueden seleccionar tres rangos de medición. La señal del amplificador es adquirida por una placa digitalizadora (Sensor DAQ), mediante la cual se registran los datos en una computadora.

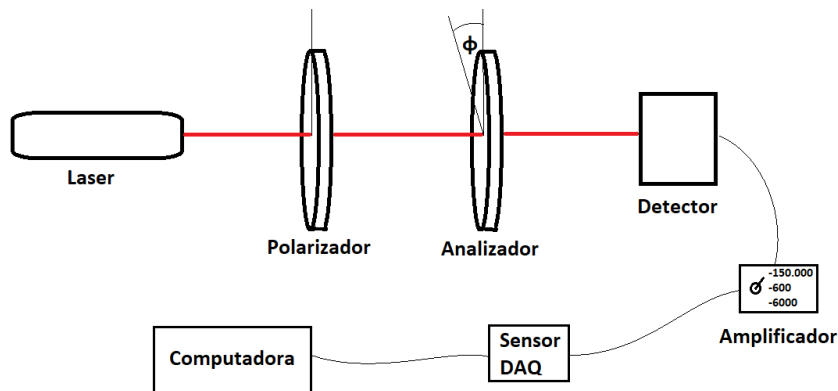


Figura 1: Primer esquema experimental. Se observa el haz de luz que sale en rojo. Pasa a través de dos polarizadores. El primero (izquierda) se mantuvo quieto, mientras que al segundo (derecha) se lo rotaba con el goniómetro propio del polarizador. Luego el Haz incide sobre el detector que esta conectado a un amplificador de señal con distintas escalas. Este a su vez esta conectado al Sensor DAQ (traductor de señal) conectado a la computadora del laboratorio.

Con el objetivo de determinar el ruido que presentaba la medición de los experimentos a seguir, se midió con el láser apagado y todas a luces del laboratorio apagadas, lo que recibía el detector para las tres distintas escalas. Estas condiciones se mantuvieron fijas durante todos los experimentos.

Luego se busco medir la intensidad del láser. Esto se midió quitando los polarizadores entre el láser y el detector. Se colocó el amplificador en su escala **mas** alta para así poder asegurar un valor medido y no una saturación. También se determinó la estabilidad temporal del láser midiendo la variación de su intensidad a lo largo de 10 segundos.

Para luego determinar la polarización del haz se colocó solamente el segundo polarizador entre el láser y el detector. Se tomó una muestra muy grande buscando un cero en la intensidad medida en la pantalla rotando el goniómetro 90° .

También se buscó medir el grado de polarización del haz usando la Ley de Malus, usando la ecuación 2 donde I_0 es la intensidad del haz sin polarizador y ϕ el ángulo de rotación del segundo polarizador. También se busco el rango de linealidad del detector. El primer polarizador se acomodaba de tal manera que la señal no saturase para cada una de las tres escalas que se usaba.

Por ultimo se midió el grado de polarización del haz usando la ecuación 3 con I_{max} la intensidad máxima posible y I_{min} la mínima.

Luego, con el objetivo de encontrar la longitud de onda del haz (λ) se colocó un espectrómetro a la salida del láser y se observaron los resultados en la computadora.

2.2. Resultados

Se midió el ruido para las distintas escalas, y se obtuvo 0,27 lx para el detector calibrado a 600 lx, 1,9 lx para 6000 lx y 19 lx para 150 000 lx. También se midió la intensidad del láser, que dio $(47\,875 \pm 450)$ lx.

Para definir la polarización del láser se interpuso un polarizador entre el láser y el detector, y se vio que la intensidad variaba y tenía un mínimo no nulo de (284 ± 3) lx rotando el polarizador $(70,0 \pm 0,1)^\circ$ en sentido antihorario. También se encontró un máximo de $(29\,502 \pm 300)$ lx rotándolo $(20,0 \pm 0,1)^\circ$ en sentido horario. Estos resultados muestran que el láser tiene una polarización elíptica.

El grado de polarización se puede medir según la ecuación (3), y se obtuvo $P = (0,981 \pm 0,001)$. Esto muestra que el láser está altamente polarizado.

Para analizar la estabilidad temporal del láser se observó la variación de la intensidad a lo largo de un intervalo de 10 s. Se obtuvo $\sigma = 16$ lx, número del mismo orden de magnitud que el ruido del detector, (19 lx).

Habiendo registrado la intensidad medida por el detector para distintas rotaciones del polarizador con respecto al mínimo, se buscó analizar la linealidad de esta recepción. Esto se hizo para las 3 escalas del detector. Se ajustó la intensidad como función de $\cos^2 \phi$ por una recta en el rango de linealidad. Los datos y ajustes se pueden ver en las figuras 2 (a) (600 lx), 2 (b) (6000 lx) y 2 (c) (150 000 lx). Para la escala de mayor resolución el rango lineal va de $(0,0 \pm 0,1)^\circ$ a $(60,0 \pm 0,1)^\circ$, correspondiente a intensidades entre $(7,3 \pm 0,6)$ lx y $(111,6 \pm 0,6)$ lx. La linealidad se reflejó en el $R^2 = 0,999$. El ajuste tuvo un $\chi^2 = 1,5$. Para la segunda escala se obtuvo un rango de $(20,0 \pm 0,1)^\circ$ a $(75,0 \pm 0,1)^\circ$, con las intensidades desde (201 ± 3) lx hasta (1702 ± 2) lx. Se obtuvo un $R^2 = 0,999$, y el ajuste tuvo un $\chi^2 = 18,0$. La escala de menor resolución dio un rango que va de $(0,0 \pm 0,1)^\circ$ a $(65,0 \pm 0,1)^\circ$, y desde $(30,8 \pm 19,0)$ lx hasta $(11\,915 \pm 20)$ lx para las intensidades. Esto con $R^2 = 0,9998$ y un ajuste con $\chi^2 = 5,9$. Todos estos rangos se presentan en ángulos similares, particularmente aquellos de las escalas de menor y mayor resolución. La segunda escala es la que menor linealidad presenta, y particularmente es la que más diferencias presenta a intensidades bajas. Todas pierden su linealidad para intensidades lo suficientemente altas.

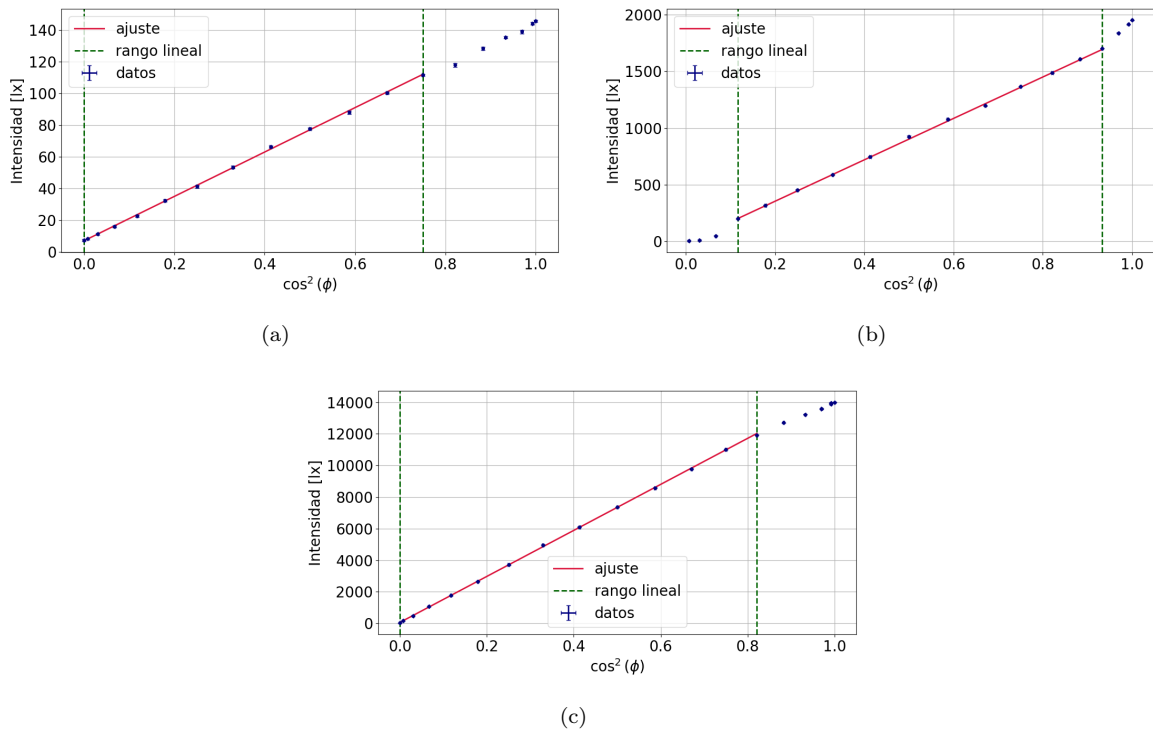


Figura 2: Gráfico de la intensidad medida por el detector en función del ángulo con el que se rotó el polarizador respecto al mínimo. (a) Para el detector calibrado a 600 lx. (b) Para el detector calibrado a 6000 lx. (c) Para el detector calibrado a 150 000 lx.

Se midió la longitud de onda con el espectrómetro, obteniéndose $\lambda = (654 \pm 5)$ nm. Como era de esperarse este valor corresponde al rojo.

3. Difracción

Una vez caracterizado el láser se buscó estudiar la difracción del haz. En particular se analizó la difracción causada por la incidencia del láser sobre una rendija y un alambre. Se buscó encontrar el ancho de la rendija usando la interfranja y caracterizar el patrón de difracción, particularmente en el caso de dos figuras complementarias.

3.1. Desarrollo Experimental

Una vez caracterizado el láser se buscó estudiar la difracción del haz.

La primera parte de este experimento, como se puede observar en la figura 3, muestra un láser cuyo haz pasa por un polarizador. El polarizador se colocó con el objetivo de poder manipular la intensidad del láser, si fuera necesario, para mantenerla en el rango lineal. El siguiente elemento óptico que el láser atravesaba era una rendija de ancho variable a . La proyección del haz sobre la pared era interrumpida por un papel milimetrado a una distancia $L = (128,3 \pm 0,1)$ cm de la rendija. El experimento se realizó en un laboratorio con las luces apagadas. El objetivo de esta primera experiencia fue encontrar el ancho a a partir de los mínimos en intensidad observados en la pared, utilizando la longitud de onda encontrada previamente y la ecuación 6. El papel milimetrado se colocó centrado en el máximo de intensidad y se midieron 10 mínimos a cada lado horizontalmente.

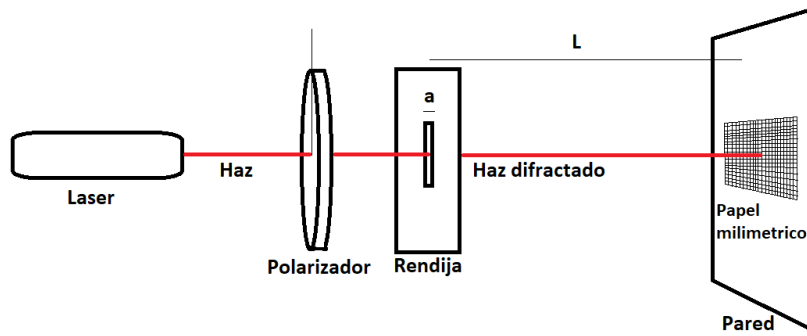


Figura 3: Esquema experimental. Se observa un láser pasando por una rendija de ancho a y proyectándose sobre una hoja milimetrada pegada a la pared a una distancia L . Este pasa previamente por un polarizador.

Motivado por el hecho de que, bajo la aproximación de Fraunhofer, teóricamente dos figuras complementarias tienen el mismo patrón de difracción, se cambió la rendija por un alambre orientado verticalmente. Luego se marcaron los mínimos de intensidad en una nueva hoja milimetrada. Se volvió a colocar la rendija y se varió su ancho hasta recuperar el patrón generado por el alambre. Con la intención de ver corroborado el supuesto, se compararon luego el ancho del alambre, medido con un microscopio, y el ancho de la rendija usando su micrómetro incorporado.

Con el objetivo de poder caracterizar el patrón de difracción del láser pasando por la rendija, se diseñó el experimento visualizado en la figura 4. Se puede observar el mismo diseño para el experimento anterior con el haz, el polarizador y la rendija, pero en vez de analizar la proyección sobre la pared, se colocó un detector a una distancia $L = (76,3 \pm 0,1)$ cm sobre un riel horizontal y perpendicular al haz. Este estaba conectado a un amplificador, a su vez conectado a una placa digitalizadora (sensor DAQ) mediante la cual se registraban los datos en una computadora. Primero se colocó una máscara para disminuir la superficie del detector (d) y se midió la intensidad registrada. Luego se volvió a medir sin la máscara. En este experimento se utilizó la escala del detector de 600 lx.

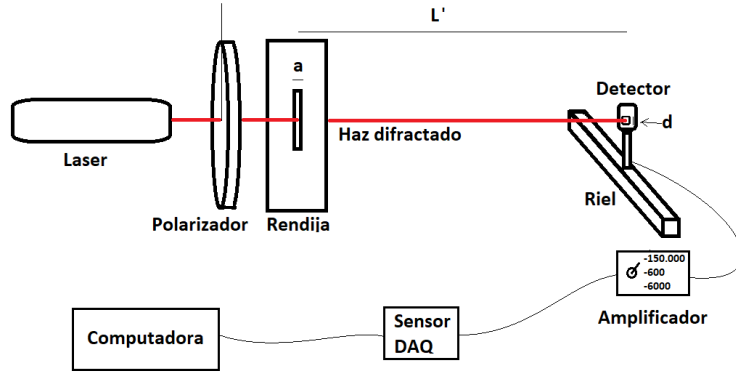


Figura 4: Esquema experimental. Se puede observar el haz del láser que pasa por la rendija de ancho a y a una distancia L' el detector ubicado perpendicular al eje óptico. El láser previo a pasar por la rendija pasa por un polarizador.

3.2. Resultados

Para caracterizar el patrón de difracción se registró la posición de los mínimos. Se calculó el seno del ángulo que forman el eje óptico y la posición de cada mínimo con respecto a la rendija, para luego ajustarlo en función del número de mínimo por una recta. Los datos y el ajuste se pueden ver en la figura 5. El ajuste tiene un $\chi^2 = 27,4$, y los datos presentan un $R^2 = 0,9995$. La pendiente de la lineal es $\frac{\lambda}{a}$. Utilizando el valor de la longitud de onda previamente obtenido, se calculó el ancho de la rendija, $a = (0,247 \pm 0,003)$ mm. El mismo no presenta diferencias significativas con el medido con el micrómetro propio de la rendija, $a = (0,25 \pm 0,01)$ mm

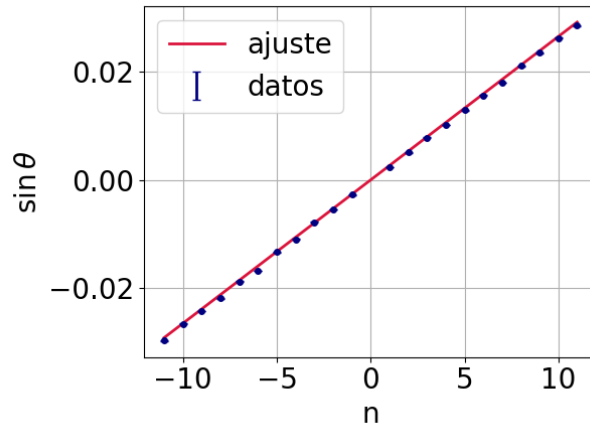


Figura 5: Gráfico del seno del ángulo entre el eje óptico y la posición del mínimo con respecto al número de mínimo ajustado por una recta cuya pendiente es $\frac{\lambda}{a}$.

Luego se midió la intensidad para distintas posiciones del detector a lo largo de una recta perpendicular al eje óptico. Se normalizaron los datos para mejor comparación, y se los ajustó por un seno cardinal al cuadrado. Esto se puede ver en las figuras 6 (a) (con la máscara) y 6 (b) (sin la máscara). El primer ajuste tuvo un $\chi^2 = 19,9$ mientras que para el segundo resultó $\chi^2 = 7,7$. Se puede apreciar como, a pesar de que la forma y cantidad de mediciones es distinta, los patrones no cambiaron en su comportamiento general.

Para analizar los efectos del uso de máscaras complementarias se observó el patrón generado por un alambre, y se varió la apertura de la rendija hasta obtener el mismo resultado. El ancho de la ranura utilizado para lograr esto fue $a_{rend} = (0,15 \pm 0,01)$ mm. Al medir el ancho del alambre utilizando un microscopio se obtuvo $a_{alam} = (0,128 \pm 0,001)$ mm. Estas mediciones presentan diferencias significativas, que pueden explicarse por el uso de la aproximación de campo lejano. Si la distancia entre la rendija y la hoja milimetrada hubiese sido mayor, se debería haber observado el mismo patrón para anchos iguales.

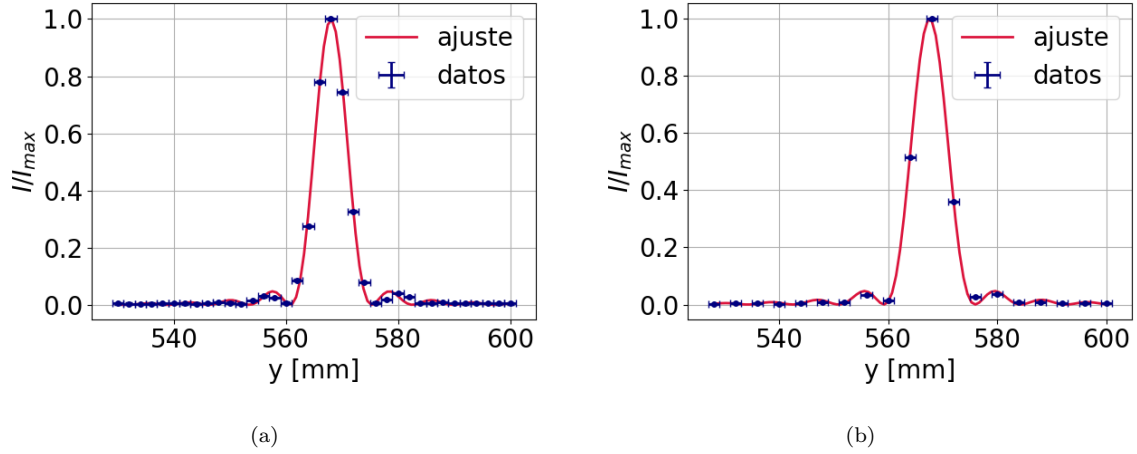


Figura 6: Gráficos de la intensidad medida en función de la posición del detector con (a) y sin (b) máscara. Ambos están normalizados y ajustados por un seno cardinal elevado al cuadrado.

4. Formación de imágenes

Esta sección se dedicará a trabajar con la formación de imágenes usando la teoría de óptica geométrica.

4.1. Desarrollo experimental

En la segunda parte del trabajo se utilizó una fuente LED para alumbrar un objeto sobre un riel, como se puede observar en la figura 7. También sobre el riel, en el eje óptico del sistema, se encontraba una lente a una distancia s_{obj} del objeto. Se colocaba una pantalla sobre el riel en el lugar en el que la imagen se formase más nítidamente, siendo la distancia entre este punto y la lente s_{im} . Detrás de la pantalla se observa un detector que luego se colocaba en s_{im} para medir la intensidad de la imagen. En este experimento se utilizó la escala del detector de 6000 lx.

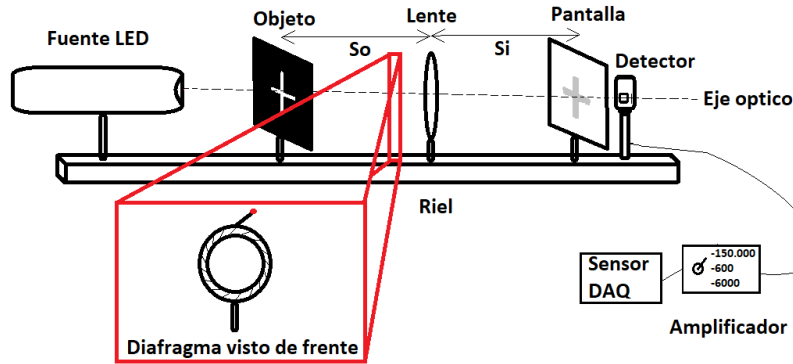


Figura 7: Esquema experimental. Se observa un a fuente LED alumbrando un objeto sobre un riel. En el mismo riel se encuentra una lente y una pantalla sobre la cual se puede formar imagen. Detrás de la pantalla se encuentra un detector. El diafragma que se encuentra entre el objeto y la lente solo se colocó para la última experiencia.

Utilizando este diseño experimental con una lente de $f = 20$ cm se midió, para distintos s_{obj} , s_{im} , el ancho y la intensidad de la imagen. Estas mediciones se realizaron para 10 posiciones del objeto separadas por 5 cm. Luego se repitió el proceso para una lente de $f = 10$ cm.

Por último se colocó un diafragma entre la lente y el objeto, a 2 cm de la lente. Dejando s_{obj} fija, se buscó s_{im} con la pantalla, colocando luego en ese punto el detector. Se tomaron 16 mediciones para distintos diámetros del

diafragma separados por 0,15 cm, desde que estaba totalmente abierto ($d = (2,48 \pm 0,01)$ cm) hasta su diámetro mínimo ($d = (0,08 \pm 0,01)$ cm).

4.2. Resultados

Se caracterizaron dos lentes distintas, la primera con una distancia focal tabulada de 20 cm (figura 8 (a)), y la segunda de 10 cm (figura 8 (b)). En la figura 8 se pueden ver los datos de $\frac{1}{s_{im}}$ en función de $\frac{1}{s_{obj}}$ ajustados por una lineal. Para la primera, el ajuste resulta en un $\chi^2 = 50,1$ y un $R^2 = 0,997$. Para la segunda, $\chi^2 = 6,5$ y $R^2 = 0,99$. Según la ecuación 7 la ordenada del origen de esta recta es la inversa de la distancia focal. De esta forma se obtienen los valores $f_1 = (21,7 \pm 0,1)$ cm y $f_2 = (6,99 \pm 0,07)$ cm. Se puede ver que el primero es más cercano al valor tabulado.

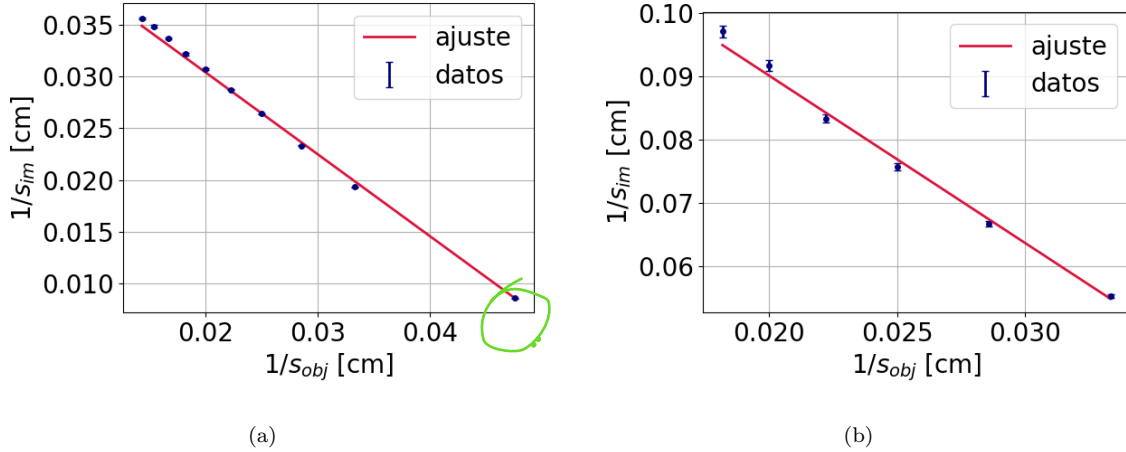


Figura 8: Gráfico de $\frac{1}{s_{im}}$ en función de $\frac{1}{s_{obj}}$ para la lente de (a) $f = 20$ cm y (b) $f = 10$ cm Los datos están ajustados por una recta cuya ordenada del origen corresponde a $\frac{1}{f}$.

En la figura 9 se pueden ver los datos del aumento para ambas lentes. Los mismos están ajustados por una lineal en función de $\frac{s_{im}}{s_{obj}}$. Para la primera, se tuvo $\chi^2 = 0,35$ y $R^2 = 0,998$. Para la segunda, $\chi^2 = 0,997$ y $R^2 = 0,98$. Según la ecuación 8, además de ser lineales entre sí deberían ser iguales, pero esto no ocurre para ninguna de las dos lentes. Esto puede explicarse por la difuminación de los bordes de la imagen, que produjo dificultades al momento de medir su ancho.

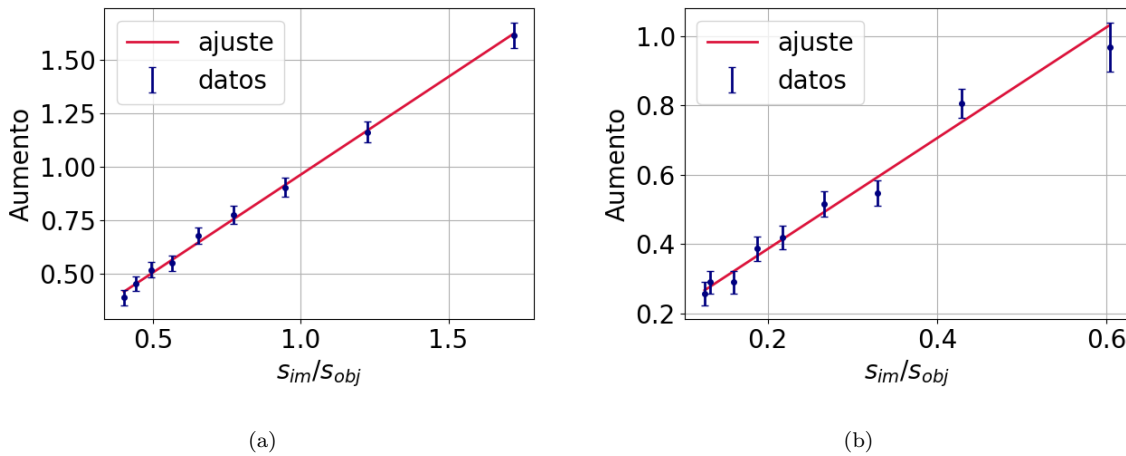


Figura 9: Gráfico del aumento en función de $\frac{s_{im}}{s_{obj}}$ para la lente de (a) $f = 20$ cm y (b) $f = 10$ cm Los datos están ajustados por una recta.

También se midió la intensidad registrada por el detector para distintas posiciones del objeto. Los datos se pueden ver para cada lente en las figuras 10 (a) y (b). Las tendencias de ambos gráficos pueden explicarse de la

siguiente manera. Primero, al inicialmente alejarse del objeto, el detector capta una mayor parte de la imagen, haciendo que la intensidad registrada aumente. Luego, para distancias aún mayores, predomina el decaimiento de la intensidad, que ocurre para cualquier onda de luz.

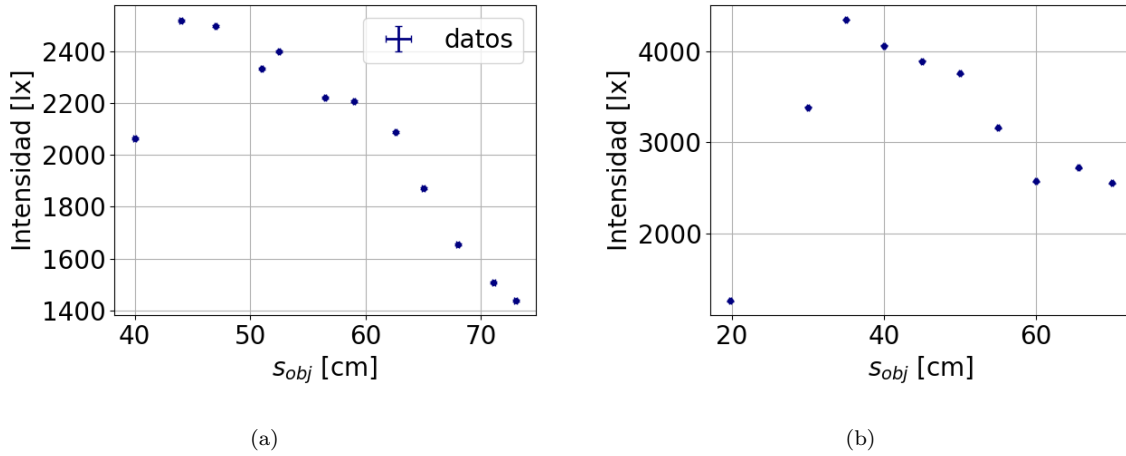


Figura 10: Gráfico de la intensidad captada por el detector en función de s_{obj} para la lente de (a) $f = 20$ cm y (b) $f = 10$ cm.

Por último se midió la intensidad con el diafragma entre el objeto y la lente, variando el diámetro, y a partir de eso el área por la que pasaba la luz. Los datos, ajustados por una lineal se observan en la figura 11. El ajuste tiene $\chi^2 = 250,7$ y $R^2 = 0,9997$. Se puede ver que la recta no pasa por el origen. Esto puede deberse a la luz emitida por el LED que pasaba por afuera del diafragma y llegaba al detector, dando un valor mínimo no nulo.

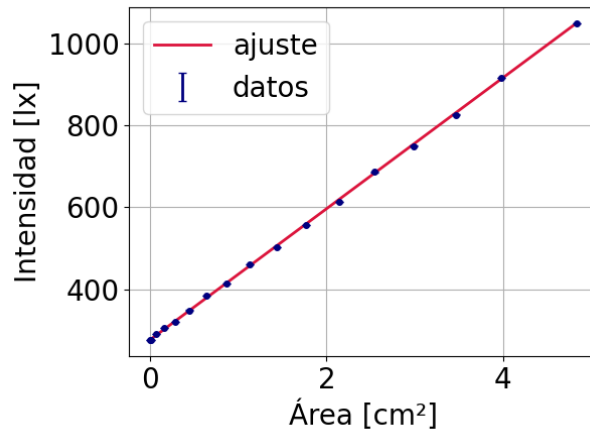


Figura 11: Gráfico de la intensidad registrada por el detector en función del área del diafragma, ajustada por una lineal.

5. Conclusión

Con respecto a la caracterización del láser podemos decir que se encontró que la polarización de este era elíptica, ya que cuando se interpuso un polarizador entre el láser y el detector y se lo roto 90° , se encontró que la intensidad variaba con respecto al ángulo y que había un mínimo de intensidad distinto de 0. También se puede asegurar su estabilidad temporal ya que la medición realizada para asegurar esto dio como resultado ruido. Usando la ecuación 3 también podemos asegurar el alto grado de polarización.

Observando los resultados obtenidos para el rango lineal del detector y los valores de R^2 y χ^2 obtenidos se puede asegurar que se logro encontrar los rangos deseados con bastante precisión.

Cuando de difracción concierne, se busco y se logro confirmar que es muy útil utilizar este fenómeno para medir objetos pequeños, ya que se pudo medir el ancho de la rendija con mayor precisión. Con respecto al



experimento de objetos complementarios y tratar de encontrar los mismos mínimos en la interfranja de difracción, se cree que no se obtuvo el resultado deseado por no poder asegurar estar en el rango de la aproximación de Fraunhofer.

Con respecto al experimento con los lentes y la fuente LED, donde se busco que se formen imagenes para distintas distancias S_{im} y S_{obj} , para la primera lente se pudo obtener un valor cercano al tabulado, no así para la segunda lente. Se cree que con mas mediciones se podria llegar a un valor mas parecido.

Cuando de aumento se trata se encontraron resultados coherentes en linea con la teoria pero no se midieron los puntos correctos para ambos lentes para poder observar el mismo grafico para ambos lentes.

Por ultimo, con respecto a la intensidad medida por el detector, cuanto mas grande era S_{obj} , la intensidad al principio se puede ver que aumenta por que el detector puede recibir mas de la imagen pero luego, conforme se va alejando mas, la intensidad recibida es menor ya que decae con la distancia. Tambien se midio la intensidad recibida por el detector a distintas aberturas de un diafragma. Se puede observar que el decaimiento es lineal con respecto al area.

Referencias

- [1] Eugene Hecht. *Óptica*. 2002.
- [2] Christiaan Huygens. *Traite de la lumiere*. 1690.