



VNiVERSiDAD D SALAMANCA

FACULTAD DE CIENCIAS
DEPARTAMENTO DE FISICA APLICADA

DISEÑO Y CONSTRUCCIÓN DE SISTEMA DE
POSICIONAMIENTO DE BLANCOS PARA PULSOS LÁSER
DE
FEMTOSEGUNDOS.

TESIS DOCTORAL:
JESÚS DELGADO AGUILLÓN

DIRECTORES:
DR. CAMILO RUIZ MÉNDEZ, USAL
DR. JESÚS GARDUÑO MEJÍA, ICAT-UNAM

SALAMANCA, NOVIEMBRE 2023

Dr. Camilo Ruiz Méndez, Profesor Contratado Doctor Permanente, del Instituto de Física Fundamental y Matemáticas y Departamento de las Ciencias Experimentales de la Universidad de Salamanca y **Dr. Jesús Garduño Mejía**, Investigador Titular B. de Tiempo Completo del Instituto de Ciencias Aplicadas y Tecnología de la Universidad Nacional Autónoma de México.

CERTIFICAN:

Que la memoria de trabajo de investigación titulado “***DISEÑO Y CONSTRUCCIÓN DE SISTEMA DE POSICIONAMIENTO DE BLANCOS PARA PULSOS LÁSER DE FEMTOSEGUNDOS***” ha sido realizada bajo su dirección por **Jesús Delgado Aguillón** para optar por el Título de Doctor por la Universidad de Salamanca, bajo el marco del programa de doctorado en Física Aplicada y Tecnología.

V.ºB.º
Dr. Camilo Ruiz Méndez

V.ºB.º
Dr. Jesús Garduño Mejía

Lugar o lugares donde se realizó la tesis: Instituto de Ciencias Aplicadas y Tecnología – UNAM, México y Universidad de Salamanca, España.

*A mis seres más queridos, mi familia.
Sam, Graciela, Angy, Idalia y en especial a mi padre Jesús,
los quiero mucho*

Agradecimientos

En primer lugar, agradezco a la Universidad Nacional Autónoma de México, a la Facultad de Ingeniería, al ICAT-UNAM, y a la Universidad de Salamanca por darme la oportunidad de continuar con mi formación académica.

Se agradece el apoyo para la realización de este trabajo con el otorgamiento de fondos para la compra de equipo y materiales por parte de CONACYT Ciencia de Frontera 2019-214961, DGAPA-PAPIIT IN107821 y Spanish Ministry of Science and Innovation, RETOS COLABORACIÓN 2019 (RTC2019-007112-1) XPHASE-LASER.

Se agradece al CONACYT por la beca de estudios de posgrado recibida durante el periodo de doctorado, así como también a Esperanza, Formación y Vida A.C. por el apoyo económico recibido.

Muchas gracias al personal del L2A2 y miembros del grupo de Altas Energías de la Universidad de Santiago de Compostela (IGFAE-USC) por su apoyo y tiempo brindado durante mi estancia en el L2A2 de la USC. En especial, gracias a Lucia Martín, Juan Peñas y al Dr. José Benlliure que me ayudaron en la elaboración de mi proyecto y me hicieron muy amena mi estancia en Santiago de Compostela.

También agradezco al Centro de Láseres Pulsados (CLPU) en Salamanca, España, por darnos la oportunidad de utilizar sus instalaciones y equipos, así como también a Rubén Hernández, Enrique García y Cruz Méndez por su tiempo y ayuda brindada durante mi estancia en el CLPU.

Agradecemos el apoyo por parte del Dr. José Reyes Gasga y de Samanta Pérez Arévalo del laboratorio de materiales avanzados del IF-UNAM por ayudarnos con la captura de imágenes de la superficie del blanco.

Gracias al grupo de Óptica Ultrarápida del ICAT, a mi asesor Jesús, a mi amiga Itzel, el aprendiz Alfredo y al resto del equipo por ser más que solo compañeros de trabajo, si no unos excelentes amigos y hacer esta travesía del doctorado un poquito más llevadera. En especial a Itzel y Jesús por aguantarme en mis días de oscuridad.

Muchas gracias a mi familia por siempre creer en mí y apoyarme en mis locuras (estudiar un doctorado), los quiero muchísimo Jesús, Graciela, Idalia y Angy. Espero no haberlos decepcionado.

Gracias a mi esposa Sam por aguantar mi mal humor y ayudarme cuando más lo necesitaba. No hubiera podido terminar esta etapa de mi vida sin ti, muchas gracias amor.

Y sobre todo, muchas gracias papá, te estaré eternamente agradecido. Tu eres el culpable de lo que he logrado. Te dedico este pequeño triunfo a ti, te quiero mucho donde quiera que estés.

Resumen

En esta tesis doctoral se desarrollaron dos sistemas novedosos de posicionamiento de blancos para láseres de femtosegundos. Estos dos sistemas están diseñados para funcionar dentro del rango de Rayleigh con una alta precisión. Uno de los sistemas de posicionamiento se basa en un arreglo confocal astigmático, el cual determinara la posición relativa del blanco en términos del astigmatismo introducido al haz reflejado por el blanco. Este sistema es capaz de determinar la posición del blanco respecto al plano focal, si no también determinar dirección de dicho desplazamiento. Se demostró un funcionamiento con superficies rugosas, al igual que tolerancias a ángulos de incidencia diferentes de cero (normal a la superficie). Se logro una sensibilidad de $1.64 \times 10^{-2} \mu\text{m}^{-1}$ gracias a la integración de una *lente asistente* del arreglo astigmático original. Otro de los sistemas de posicionamiento se basa en un arreglo confocal al cual introducimos un elemento de detección no lineal por *absorción de dos fotones (TPA)*. Este sistema de posicionamiento nombrado *Nonlinear Confocal Positioner (NCP)* presenta una alta sensibilidad y precisión en la ubicación de blancos debido a la dependencia cuadrática con la intensidad del haz láser. Demostramos incertidumbre del orden de $5 \mu\text{m}$ equivalentes al tamaño de escaneo en el eje óptico (eje - z). Estos sistemas de posicionamiento desarrollados mostraron un gran potencial en aplicaciones en la microfabricación láser y aceleración de plasmas generados por láser.

Abstract

In this thesis, we present two novel target positioning systems for femtosecond lasers. These two systems were designed to work within the Rayleigh range with high precision. One of these positioning systems is based on an astigmatic confocal setup, which will determine the relative target position in terms of the astigmatism. This system is capable to determine the quantity and direction of movement of the target. We demonstrated tolerance to targets with rough surfaces and to a wide range of angles of incidence. A sensitivity of $1.64 \times 10^{-2} \mu\text{m}^{-1}$ was achieved, cause to the integration of an *assistant lens* to the original astigmatic setup.

The other positioning systems is based on a confocal configuration and a non-linear detection element by *Two Photon Absorption (TPA)*. This positioning system is named as *Nonlinear Confocal Positioner (NCP)* presents a high sensitivity and precision in the location of targets due to the quadratic dependence with the intensity of the laser beam. We demonstrate uncertainty of $5 \mu\text{m}$ equivalent to the scan resolution in the optical axis (axis - z). These two positioning systems has great potential applications in microfabrication with lasers and laser-driven plasma accelerators even at high repetition rates.

Introducción

La introducción de fuentes láser ultracortas y ultraintensas han sido de gran importancia, abriendo accesos a nuevas aplicaciones como: aceleradores de plasmas bombeados por láser (LDPA) [1, 2, 3], microfabricación láser [4, 5], producción de radioisotopos [6, 7], fusión nuclear [8, 9, 10], generación de altos armónicos [11, 12], y óptica no lineal relativista [13, 14], entre otros. El desarrollo de amplificadores por CPA (Chirped Pulse Amplification) marco un antes y un después en la generación de sistemas láser con altas intensidades [15, 16]. Actualmente existen sistemas láser capaces de generar potencias pico del orden de Tera (10^{12}W), Peta (10^{15}W) y Exa-Watts (10^{18}W)[17]. Si enfocamos el haz láser de estos sistemas amplificados lo suficiente, podemos generar altas intensidades pico ($> 10^{16} \text{ W/cm}^2$) para producir efectos no lineales por la aceleración de electrones en un átomo o hasta ionizar un medio y acelerar sus partículas.

La generación de rayos X a partir de la interacción láser-plasma es de nuestro particular interés, en trabajos recientes se han reportado la generación de fuentes de rayos X bombeados por láser a altas tasas de repetición (kHz) [18, 19, 20, 21]. Sin embargo, el uso de blancos sólidos, requiere de que para cada disparo del pulso láser sobre la superficie del blanco se lleve a cabo sobre un área que no haya sufrido de ablación previamente. Esto requiere de un sistema complejo de posicionamiento del blanco que asegure que para cada disparo del láser se lleve a cabo en una nueva área de la superficie del blanco. Para la generación de rayos X, es necesario alcanzar altas intensidades, las cuales se logran únicamente utilizando focales cortas que generan un rango de Rayleigh pequeño (profundidad de foco) del orden de micrómetros. Por lo tanto al tener un blanco el cual esta en constante movimiento, puede sufrir de desenfoque, variando así la irradiancia del láser que incide sobre el blanco, y por lo

tanto, tendremos inestabilidad en la emisión de rayos X. Para resolver el problema de la estabilidad en este tipo de fuentes de rayos X, es necesario contar con un sistema de enfoque del blanco, el cual debe funcionar a altas tasas de repetición. Algunos han reportado técnicas de posicionamiento para mejorar la estabilidad de la emisión de rayos X [2], las cuales se basan en el uso de sensores comerciales de posición para generar un mapa de la superficie, y así corregir en tiempo real la posición del blanco basados en la información de dicho mapa. Sin embargo, esto requiere que se calibre el blanco antes de ser utilizado, lo cual puede resultar inconveniente. Aparte de que no es posible medir la posición en tiempo real mientras el experimento este en curso.

Ahora bien, existen diversos sistemas de posicionamiento de blancos como: los interferométricos [22, 23, 24], confocales [25, 26, 27], astigmáticos [28, 29, 30], y sistemas de detección no lineal [31, 32]. La mayoría de estos sistemas tienen precisión del orden de micrómetros, pero solo los métodos interferométricos son capaces de lograr hasta precisiones submicrométricas. Por otro lado los sistemas como confocales e interferométricos requieren de blancos que presenten una alta reflectividad y en algunos casos que la superficie del blanco no presente rugosidad.

Nuestro objetivo es el diseño y construcción de un sistema de posicionamiento de blancos para el uso con pulsos láser de femtosegundos. Este sistema debe ser capaz de funcionar con blancos metálicos que presenten un cierto grado de rugosidad en su superficie. También deberá tener una precisión del orden de micrómetros por debajo del rango de Rayleigh de ser posible. También deberá tener tolerancia a inclinaciones del blanco, así como responder a frecuencias de repetición en el rango de Hz - kHz.

Este trabajo de tesis doctoral esta organizado de la siguiente manera. En el primer capítulo introduciremos al lector a la teoría de haces Gaussianos y los métodos de propagación de haces (FFT y Matrices ABCD). Esto con la intención de analizar y diseñar el sistema óptico de los sistemas de posicionamiento desarrollados en este trabajo. En el segundo capítulo se presenta el primero de los dos sistemas de posicionamientos desarrollados, el cual esta basado en la detección del astigmatismo en un arreglo confocal. Aquí presentaremos el diseño óptico, así como simulaciones hechas utilizando métodos de propagación de haces. Al final del capítulo se presentan los resultados experimentales del sistema de posicionamiento bajo ciertas pruebas. En el tercer capítulo presentamos el segundo sistema de posicionamiento basado en la detección no lineal por absorción de dos fotones. Presentamos un análisis teórico sobre la respuesta no lineal de detectores semiconductores, así como reportamos los

coeficientes de absorción no lineal para dos sensores (Si y GaP). Al final se presentan resultados experimentales bajo ciertas pruebas. Finalmente, el último capítulo se hace un resumen sobre cada uno de los sistemas dando un análisis a los resultados presentados. También, presentamos una tabla comparativa entre varios sistemas de posicionamiento.

Índice general

Índice general	XIII
1. Haces Gaussianos y su propagación	1
1.1. Aproximación paraxial	2
1.1.1. Propagación de haces Gaussianos	2
1.1.2. Parámetro "q" (radio de cintura $\omega_0(z)$ y radio de curvatura $R(z)$)	3
1.1.3. Perfil de intensidad	4
1.2. Métodos de propagación de haces Gaussianos (BPM)	6
1.2.1. Propagación por Matrices ABCD	7
1.2.2. Propagación de un haz enfocado y su tamaño de cintura (w_0) por matrices ABCD	11
1.2.3. Propagación de haces por transformada de Fourier (Split-Step Fourier BPM)	14
1.2.4. Comparativa entre métodos de propagación	17
2. Sistema de posicionamiento astigmático	21
2.1. Aberración astigmática	21
2.2. Sistema de posicionamiento basado en una lente astigmática	24
2.2.1. Montaje experimental	24
2.2.2. Simulación numérica y análisis teórico	25
2.2.3. Sensores para la detección del astigmatismo	30
2.3. Calibración	38
2.4. Resultados	40
2.4.1. Superficies con terminado óptico	40

2.4.2. Superficies rugosas (placa de cobre)	45
2.4.3. Mapeo de superficies	48
3. Sistema de posicionamiento no lineal (NCP)	51
3.1. Absorción de dos fotones (TPA)	51
3.1.1. TPA en detectores semiconductores	53
3.2. Sistema de posicionamiento confocal no lineal (NCP)	54
3.3. Calibración	56
3.4. Resultados	57
3.4.1. Sistema láser pulsado a 1550 nm (IR)	58
3.4.2. Sistema láser pulsado a 810 nm (NIR)	62
4. Conclusiones	67
4.1. Sistema de posicionamiento astigmático	67
4.2. Sistema de posicionamiento no lineal	68
4.3. Resumen y trabajo a futuro	69
A. Resultados preliminares en el CLPU	71
B. Algoritmos Computacionales en Matlab	75
B.0.1. Simulación de un haz enfocado, utilizando el método de ma- trices ABCD	75
B.0.2. Simulación de un haz enfocado, utilizando el método por trans- formada de Fourier (Split-Step Fourier BPM)	77
C. Circuitos eléctricos	83
C.1. Circuito para fotodiodo de cuadratura	83
C.2. Circuito para fotodiodo con pantalla LCD	87
D. Hojas de datos de detectores	89
D.1. Cámara Si-CMOS (CS126CU)	89
D.2. Fotodiodo de cuadratura (QP5.8-6 TO)	94
D.3. Fotodiodo de silicio (BPW20RF)	97
D.4. Fotodiodo de galio-fosforo (FGAP71)	102
D.5. Láser Helio-Neon a 632 nm (1122P)	106

ÍNDICE GENERAL	XVII
E. Publicaciones Académicas	109
Bibliografía	137

CAPÍTULO 1

Haces Gaussianos y su propagación

Este capítulo se centrará en la descripción de haces Gaussianos, así como también en los diferentes métodos de propagación de estos mismos, desde una aproximación paraxial. Como se ha descrito en la introducción, estaremos trabajando con haces de luz provenientes de una fuente láser, que supondremos Gaussianos, los cuales se enfocarán sobre una superficie sólida. Por esto, será de suma importancia conocer las características de un haz Gaussiano y como se propaga en un medio homogéneo. Estas herramientas nos permitirán realizar un diseño adecuado del arreglo óptico del sistema.

La luz se puede describir por medio de ondas esféricas que se propagan de acuerdo a la ecuación de onda (1.1), donde E es el campo eléctrico de la onda electromagnética, n es el índice de refracción del medio y c la velocidad de la luz en el vacío. Este tratamiento de la luz como ondas permite describir la propagación de una fuente puntual de luz en ondas esféricas concéntricas, cuando dicha fuente de luz se ubica lo suficientemente lejos ($z = \infty$), estas ondas esféricas se pueden aproximar a una onda plana, y es cuando se dice que dicha fuente está colimada, y por ende tiene un frente de onda plano.

$$\nabla^2 E - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial E}{\partial t^2} = 0 \quad (1.1)$$

En una fuente láser su emisión proveniente de la cavidad láser es un haz colimado cuyo perfil espacial, en este caso, lo supondremos con una distribución Gaussiana.

Este haz Gaussiano tiene características importantes como: *la cintura del haz* ($w(z)$), *divergencia* (θ), *rango de Rayleigh* (z_R), *longitud de onda* (λ) y su fase (ϕ). Primero, introduciremos la representación matemática de un haz Gaussiano. Enseguida presentaremos dos métodos de propagación de haces en un medio homogéneo, desde una aproximación paraxial.

1.1. Aproximación paraxial

Desde el punto de vista de la óptica geométrica, donde la propagación de la luz es descrita por líneas rectas llamadas rayos, la aproximación paraxial se puede definir considerando que estos rayos de luz se propagaran cerca del eje óptico y con ángulos pequeños ($\theta \leq 0.5$ rad)*, los cuales se conocen como rayos paraxiales. Esta aproximación nos permite simplificar el problema a un sistema de ecuaciones lineales que se podrá describir mediante el método de matrices ABCD. En 1841, Carl Friedrich Gauss fue el primero en proponer una descripción sistemática de la formación de imágenes con dicha aproximación, lo que actualmente conocemos como óptica Gaussiana[33].

Desde un punto de vista formal, la aproximación paraxial también implica que la cintura del haz sea mucho más grande a la longitud de onda ($w_0 \gg \lambda$). Esto puede representar un problema cuando se desea describir un sistema en el cual tengamos un enfoque demasiado ajustado. En esos casos se requiere de métodos más complicados, sin embargo, la aproximación paraxial sigue ajustando considerablemente bien dentro de un margen de error[33, 34].

1.1.1. Propagación de haces Gaussianos

Como hemos venido diciendo a lo largo de este capítulo, podemos representar un haz láser como un frente de onda esférica concéntrica que se propagan a lo largo del eje óptico (eje - z). Con esto en mente proponemos la siguiente solución general de la ecuación de onda (Ec. 1.1), siendo $k = 2\pi/\lambda$ el número de onda, ω la frecuencia y ϕ la fase temporal.

*Puede encontrarse la validación de la aproximación paraxial en Anthony E. Siegman, *Lasers*, Capítulo 16

$$E(x, y, z, t) = U(x, y, z)e^{i(kz - \omega t + \phi)} \quad (1.2)$$

Donde, si sustituimos en Ec. 1.1, obtenemos lo siguiente

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} + 2ik \frac{\partial U}{\partial z} = 0 \quad (1.3)$$

donde $\omega \equiv kc/n$.

Recordemos que las ondas que las ondas que deseamos describir por esta solución, presentan una variación del campo en z principalmente por el termino e^{ikz} , por lo que la variación de $U(x, y, z)$ en z , a lo largo del eje óptico, por difracción es muy lenta, por lo que podemos introducir la siguiente condición que conocemos como aproximación paraxial [35, 36].

$$\left| \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} \right| \ll 2k \left| i \frac{\partial U}{\partial z} \right| \quad (1.4)$$

Y por lo tanto, la Ec. 1.3 se puede simplificar según la aproximación paraxial de la forma:

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} + 2ik \frac{\partial U}{\partial z} = 0 \quad (1.5)$$

1.1.2. Parámetro "q" (radio de cintura $w_0(z)$ y radio de curvatura $R(z)$)

La ecuación de onda en su aproximación paraxial (Ec. 1.5) tiene una solución no trivial con componentes imaginarias. En la literatura podemos encontrar como obtener una de sus soluciones [36, 37], siendo una de estas:

$$U(\rho, z) = E_0 \frac{w_0}{w(z)} e^{-\rho^2/w^2(z)} e^{ik\rho^2/2R(z)} e^{-itan^{-1}(z/z_0)} \quad (1.6)$$

Donde $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$ es la posición transversal en coordenadas cilíndricas, $R(z)$ es el radio de curvatura del frente de onda propagado en z , $w(z)$ es la cintura del haz Gaussiano y z_0 es un parámetro conocido como rango de Rayleigh. El último termino que contiene $\tan^{-1}(z/z_0)$ es conocido como la fase Gouy, la cual determina el cambio de fase que tendrá el frente de onda antes y después del foco (posición de la cintura w_0). Por otro lado, podemos definir el radio de curvatura ($R(z)$), como

también la cintura del haz ($w(z)$) utilizando el parámetro complejo $q(z)$.

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{R(z)} + i \frac{\lambda}{\pi w^2(z)} \quad (1.7)$$

siendo $q(z) = z - iz_0$, un número complejo, podemos multiplicarlo por su conjugado con el fin de determinar su parte real y su parte imaginaria.

$$\frac{1}{z - iz_0} \left(\frac{z + iz_0}{z + iz_0} \right) = \frac{z}{z^2 + z_0^2} + i \frac{z_0}{z^2 + z_0^2} = \frac{1}{R(z)} + i \frac{\lambda}{\pi w^2(z)} \quad (1.8)$$

De aquí podemos separar la parte real e imaginaria para definir cada uno de los parámetros en términos de z y z_0 .

$$R(z) = z \left(1 + \frac{z_0^2}{z^2} \right) \quad (1.9)$$

$$w^2(z) = \frac{\lambda z_0}{\pi} \left(1 + \frac{z^2}{z_0^2} \right) \quad (1.10)$$

En la Figura 1.1 se representa gráficamente el significado de cada parámetro que hemos introducido. El radio de curvatura ($R(z)$) esta representado por líneas curvas punteadas, en la posición $z = 0$, la cintura del haz será mínima y el radio de curvatura tendera a ser plano. De la ecuación 1.10 podemos definir el tamaño mínimo de cintura $w_0 = \sqrt{\lambda z_0 / \pi}$, cuando $z = 0$. Y a su vez, el rango de Rayleigh $z_R(z_0)$ se define como:

$$z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda} \quad (1.11)$$

Más adelante retomaremos este concepto para definir mejor su importancia y el porque es crucial el desarrollo de sistemas de enfoque. Finalmente, podemos concluir con una forma alternativa de escribir la solución de onda en términos del nuevo parámetro q .

$$U(\rho, z) = E_0 \frac{w_0}{w(z)} e^{-ik\rho/2q(z)} e^{-itan^{-1}(z/z_R)} \quad (1.12)$$

1.1.3. Perfil de intensidad

La intensidad (I) de un haz Gaussiano es proporcional al cuadrado de la magnitud del campo eléctrico E , por lo tanto:

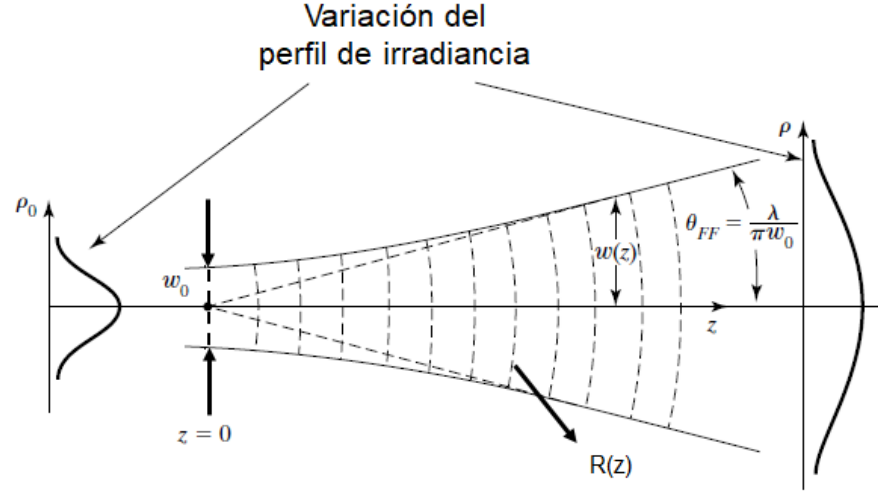


Figura 1.1: Esquema de la evolución de un haz Gaussiano a lo largo del eje óptico (z) [36]. Las líneas punteadas curvas representan el radio de curvatura del frente de onda, mientras que la línea sólida representa el tamaño de cintura del haz a lo largo del eje óptico.

$$I(\rho, z) = I_0 \left(\frac{w_0}{w(z)} \right)^2 e^{-2\rho^2/w^2(z)} \quad (1.13)$$

Recordemos que ρ es el radio de la distribución Gaussiana del haz en un plano bidimensional. Si consideramos la posición $z = 0$, donde el haz tendrá un ancho de cintura $w(z) = w_0$, entonces de la ecuación 1.13 podemos conocer el criterio de medida de $w(z)$ en términos de I_0 .

$$\begin{aligned} I(\rho, z) &= I_0 \left(\frac{w_0}{w(z)} \right)^2 e^{-2\rho^2/w^2(z)} \\ I(w_0, 0) &= I_0 \left(\frac{w_0}{w_0} \right)^2 e^{-2w_0^2/w_0^2} \\ I(w_0, 0) &= I_0 e^{-2} \end{aligned} \quad (1.14)$$

Es importante saber que el criterio de medida de la cintura (w_0) de un haz Gaussiano será cuando la intensidad decaiga a $1/e^2$, lo que equivale a un $\approx 86\%$

de la energía transmitida por una apertura de diámetro $2w_0$. Se debe tener mucha precaución en ser consistente en el criterio de medida de cintura del haz. Las ecuaciones de propagación de haces Gaussianos son validadas para cualquier criterio, sin embargo, se debe mantener consistencia en cual criterio se va a trabajar. En la práctica puede resultar erróneo utilizar aperturas igual a $2w_0$ ya que solo tendremos una transmisión del 86 % del haz, en su lugar se puede optar por utilizar criterios con mayor porcentaje de transmisión como por ejemplo un diámetro de apertura $D = 4w_0$, esto nos daría una transmisión del $\approx 99,96\%$. En la Figura 1.2 podemos observar las diferencias entre varios criterios de medida de cintura del haz así como sus porcentajes de transmisión para una apertura de dicho tamaño. Nosotros por simplicidad, estaremos manejando en todo momento el criterio de cintura a $1/e^2$ en la irradiancia.

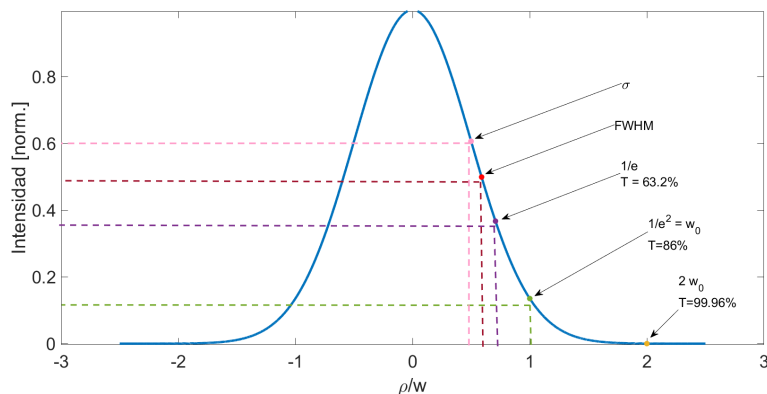


Figura 1.2: Diferentes criterios de medida de cintura para un perfil de intensidad Gaussiano. Donde σ es la desviación estándar de la distribución normal y $FWHM$ corresponde al ancho completo a la mitad de la máxima amplitud.

1.2. Métodos de propagación de haces Gaussianos (BPM)

La descripción de un haz Gaussiano y la introducción del parámetro q que hemos presentado en las secciones anteriores, ha sido con la finalidad de poder describir el comportamiento de un haz en un medio. La propagación de un haz láser Gaussiano debe regirse por la ecuación de onda (Ec. 1.1) y existen diversos métodos para

lograr dicho objetivo. En esta sección nos dedicaremos a introducir dos métodos de propagación de haces Gaussianos: *método de matrices* y por *transformada de Fourier*. Ambos métodos desde una aproximación paraxial.

1.2.1. Propagación por Matrices ABCD

El método de matrices es de gran utilidad en la óptica geométrica y la propagación de rayos. Debido a la aproximación paraxial que estamos considerando, podemos reducir la ley de Snell y de reflexión a una representación lineal (matrices) [35, 36]. En la Figura 1.3 se muestra un rayo de luz con origen en y_0 que se propaga en línea recta una distancia L_1 dentro de un medio con índice de refracción n_1 , al llegar a y_1 el rayo será refractado por la interfaz de n_1 y n_2 según la ley de Snell. Finalmente, el rayo se propaga de y_1 a y_2 una distancia L_2 dentro del medio con índice de refracción n_2 . Utilizando trigonometría y la ley de refracción de Snell podemos modelar matemáticamente el trayecto del rayo como se muestra a continuación:

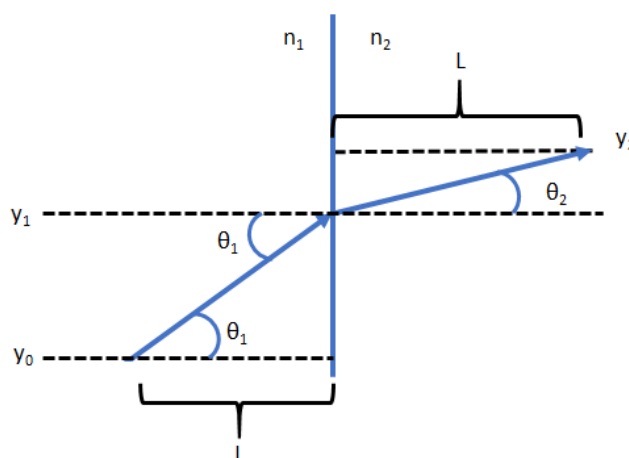


Figura 1.3: Propagación de un rayo de luz en la interfaz de dos medios con índices de refracción (n_1 y n_2) distintos. y_0 y y_2 son la posición inicial y final del rayo, mientras que y_1 es la posición donde se lleva a cabo la refracción entre la interfaz de los dos medios.

En la primera parte tenemos la propagación de un rayo una distancia L_1 en el medio n_1 , con una altura inicial y_0 y un ángulo θ_1 :

$$\begin{aligned}
 y_1 &= y_0 + L_1 \cdot \tan(\theta_1) \\
 \theta_1 &= \theta_1
 \end{aligned}
 \tag{1.15}$$

Después tenemos la interfaz entre ambos medios (n_1 y n_2), donde aplicaremos la ley de Snell. Aquí omitiremos obtener el arco tangente de $\tan(\theta_2)$ con el fin de simplificar su análisis más adelante.

$$\begin{aligned}
 y_1 &= y_1 \\
 \text{sen}(\theta_2) &= \frac{n_1}{n_2} \text{sen}(\theta_1)
 \end{aligned}
 \tag{1.16}$$

Y por último, el rayo refractado con altura y_1 y ángulo θ_2 se propaga una distancia L_2 dentro del medio n_2 :

$$\begin{aligned}
 y_2 &= y_1 + L_2 \cdot \tan(\theta_2) \\
 \theta_2 &= \theta_2
 \end{aligned}
 \tag{1.17}$$

Lo anterior se puede simplificar considerando la aproximación paraxial, donde $\tan(\theta) \approx \text{sen}(\theta) \approx \theta$, entonces las ecuaciones 1.15 - 1.17 podrían escribirse como un sistema lineal de la forma:

$$\begin{pmatrix} y_1 \\ \alpha_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \begin{pmatrix} y_0 \\ \alpha_0 \end{pmatrix}
 \tag{1.18}$$

Donde y_0 y α_0 son la altura y el ángulo inicial del rayo de luz respectivamente, mientras que y_1 y α_1 son la altura y el ángulo del rayo de luz afectado por el medio o interfaz descrita por la matriz ABCD. Por lo tanto, en el ejemplo anterior, la propagación del rayo de un medio n_1 a un medio n_2 podemos describirla por un producto de matrices como se muestra a continuación:

$$M_T = M_{L_2} \cdot M_I \cdot M_{L_1} \quad (1.19)$$

Cabe resaltar que la multiplicación de las matrices debe realizarse del final al principio, osea del medio n_2 al medio n_1 , opuesto a la dirección de propagación del rayo de luz.

Sea M_L la matriz de desplazamiento de una distancia L dentro de un medio,

$$M_L = \begin{pmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.20)$$

Y la matriz M_I correspondiente a la refracción del rayo por la interfaz del medio n_1 a n_2 ,

$$M_I = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \frac{n_1}{n_2} \end{pmatrix} \quad (1.21)$$

Entonces, la matriz de propagación total M_T será:

$$M_T = \begin{pmatrix} 1 & L_1 + L_2 \frac{n_1}{n_2} \\ 0 & \frac{n_1}{n_2} \end{pmatrix} \quad (1.22)$$

Donde la altura (y_2) y el ángulo (α_2) corresponden al rayo propagado del medio n_1 a n_2 (ver Fig. 1.3) .

$$\begin{aligned} y_2 &= Ay_0 + B\alpha_0 \\ \alpha_2 &= Cy_0 + D\alpha_0 \end{aligned} \quad (1.23)$$

Sustituyendo Ec. 1.22 en 1.23 y comparando los resultados obtenidos en las Ec. 1.15 - 1.17, podemos concluir que son las mismas dentro de la aproximación paraxial. En la Figura 1.4 se mencionan algunas de las matrices más utilizadas en el trazo de rayos por el método de matrices ABCD.

El método de matrices es una herramienta poderosa con la cual podemos propagar haces Gaussianos, al igual que propagamos rayos de luz, pero para eso debemos utilizar el parámetro complejo q . Este contiene la información del radio de curvatura

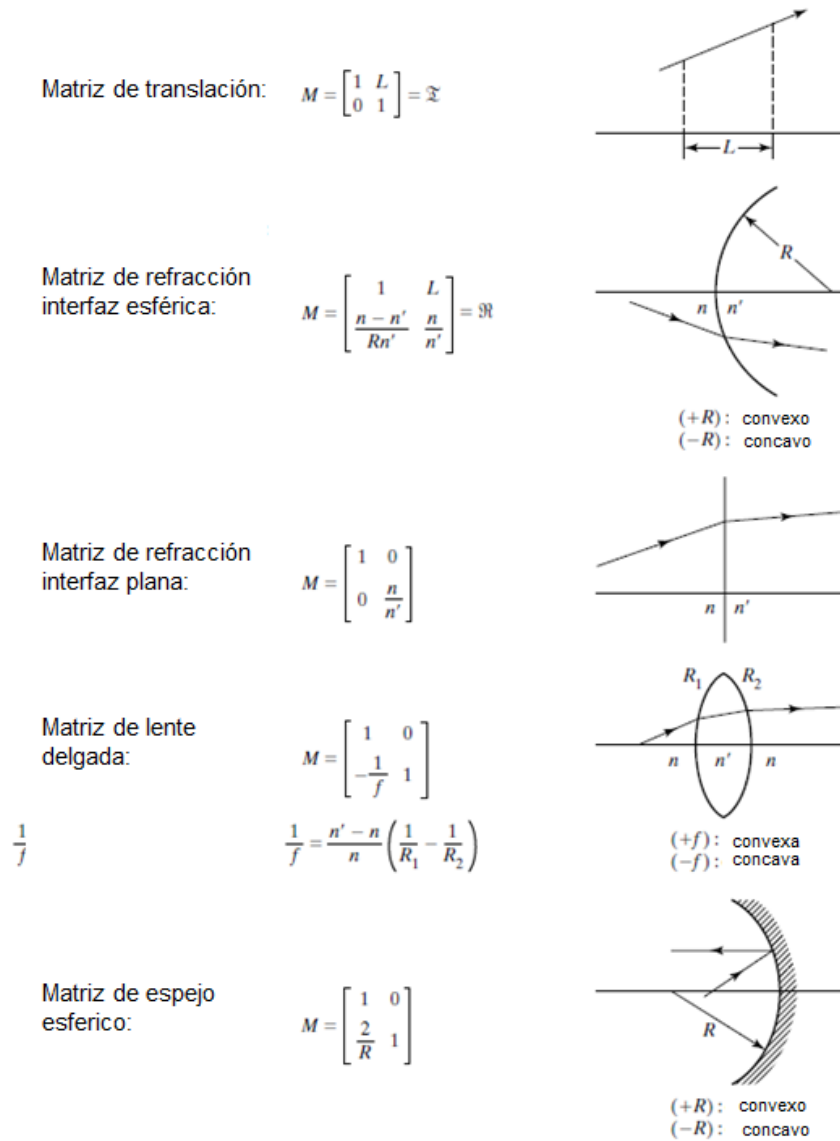


Figura 1.4: Algunas de las matrices más comunes en trazo de rayos [36].

($R(z)$) y de la cintura del haz ($w(z)$). Para propagar un haz Gaussiano utilizando el parámetro q se realiza de la siguiente manera **:

$$q_1 = \frac{Aq_0 + B}{Cq_0 + D} \quad (1.24)$$

**Un desarrollo más extendido de como se relaciona el parámetro q y las matrices ABCD se puede encontrar en A. Yariv, *Quantum Electronics*, Capítulo 6

Donde q_0 serian los parámetros iniciales y q_1 los parámetros del haz propagado, esta ecuación es también conocida como la ley de propagación ABCD[36]. Empleando esta ley podemos crear un algoritmo que nos permita calcular la propagación del haz en pasos pequeños (Δz), de tal forma que podamos recuperar información del tamaño de cintura ($w(z)$) y de radios de curvatura ($R(z)$) a lo largo del eje óptico (z).

1.2.2. Propagación de un haz enfocado y su tamaño de cintura (w_0) por matrices ABCD

Empleando el método de propagación de haces por matrices ABCD podemos analizar un caso de particular interés como es la propagación de un haz enfocado por una lente de distancia focal f . La matriz correspondiente para una lente delgada de distancia focal f es:

$$M_f = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{pmatrix} \quad (1.25)$$

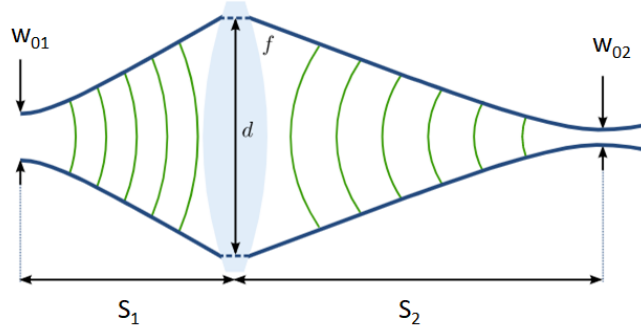


Figura 1.5: Propagación de un haz Gaussiano enfocado por una lente delgada de distancia focal f .

De la figura 1.5 observamos que un haz Gaussiano con cintura inicial w_{01} se encuentra a una distancia S_1 de la lente. Posteriormente el haz es propagado una distancia S_2 a la derecha de la lente donde tendrá una cintura w_{02} . Por lo tanto, la matriz de propagación del haz quedaría como:

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & S_2 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & S_1 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.26)$$

$$= \begin{pmatrix} 1 - S_2/f & S_1 + S_2 - S_1 S_2/f \\ -1/f & 1 - S_1/f \end{pmatrix} \quad (1.27)$$

Aplicando la ley de propagación ABCD para haces gaussianos (Ec. 1.24) y considerando un haz con cintura inicial w_{01} , tal que $q_0 = -i\pi w_{01}^2/\lambda$, igualando la parte imaginaria podemos obtener el siguiente resultado:

$$\frac{1}{w_{02}^2} = \frac{1}{w_{01}^2} \left(1 - \frac{S_1}{f}\right)^2 + \frac{1}{f^2} \left(\frac{\pi w_{01}^2}{\lambda}\right)^2 \quad (1.28)$$

Mientras que la parte de real será igualada a cero ya que en la cintura del haz enfocado el radio de curvatura $R(z) \rightarrow \infty$ y obtenemos que la posición del foco estará dada por,

$$S_2 = \frac{f[(\pi w_{01}^2/\lambda)^2 + S_1(S_1 - f)]}{(S_1 - f)^2 + (\pi w_{01}^2/\lambda)^2} \quad (1.29)$$

Estas ecuaciones se pueden simplificar para el caso ideal donde suponemos que la cintura del haz Gaussiano (w_{01}) esta ubicada en el foco anterior de la lente, es decir, $S_1 = f$. Entonces las ecuaciones 1.28 y 1.29 se pueden simplificar como:

$$w_{02} \cong \frac{f\lambda}{\pi w_{01}} \quad (1.30)$$

$$S_2 \cong f \quad (1.31)$$

Este es un resultado importante ya que nos permitirá calcular teóricamente el tamaño aproximado de un haz enfocado por una lente de distancia focal f . Es normal que en la práctica no se logre conseguir dichos tamaños, debido a la dificultad de lograr haces perfectamente Gaussianos, así como también por la introducción de aberraciones ópticas. También de la ecuación 1.29, podemos observar una dependencia de la posición del foco (S_2) en términos de la posición de la cintura del haz

(z_0) respecto de la lente de enfoque, a esto se le conoce como "*focal shift*". En la práctica, calcular la posición de la cintura es una tarea difícil, por lo que el haz de entrada debe estar perfectamente colimado. Esto permitirá que el rango de Rayleigh sea lo suficientemente grande para considerar que la cintura del haz se encuentra ubicada en el foco anterior de la lente y que el *focal shift* sea despreciable.

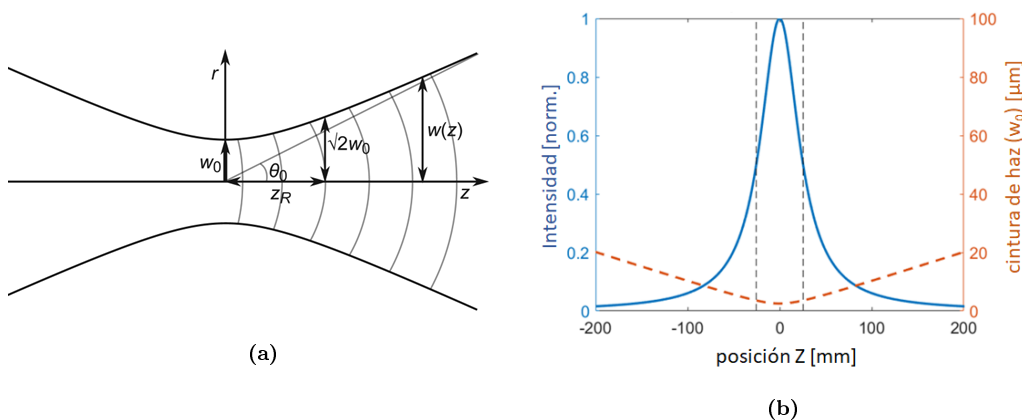


Figura 1.6: En ((a)) se muestra la definición del rango de Rayleigh y como cambia la cintura del haz. En ((b)) se muestra el tamaño de cintura (naranja) del haz Gaussiano enfocado por una lente de distancia focal de 100 mm. La curva azul muestra la intensidad del haz a lo largo del eje óptico (z), las líneas punteadas negras indican la región que esta dentro del rango de Rayleigh.

El rango de Rayleigh define la distancia a la cual un haz mantendrá su ancho de cintura (w_0) relativamente constante, y que la cintura del haz justo a la distancia z_R será $\sqrt{2}w_0$ (Fig. 1.6(a)). Este resultado se puede obtener a partir de la Ec. 1.10. En un haz colimado, el rango de Rayleigh nos indicara dentro de que distancia se puede considerar este haz como colimado ($2z_R$). Sea $z_R = \pi w_0^2 / \lambda$, nos dice que el tamaño de haz con el que podremos trabajar dependerá de su longitud de onda ($w_0 \gg \lambda$).

Por otro lado, en un haz enfocado, el rango de Rayleigh es la distancia a la cual el tamaño del haz se mantiene constante y que por lo tanto, la intensidad no cambia. Sin embargo esto es incorrecto, ya que como podemos observar en la Figura 1.6(b), la intensidad dentro del Rango de Rayleigh cambia considerablemente, decayendo casi a la mitad del máximo de intensidad. Esto representa un problema importante cuando deseamos enfocar en áreas muy pequeñas, ya que la tolerancia en el posicionamiento de un posible blanco se vuelve crítica, con un margen de error mínimo.

1.2.3. Propagación de haces por transformada de Fourier (Split-Step Fourier BPM)

Otro método de propagación de haces muy utilizado es el método de transformada de Fourier por pasos (*Split-Step Fourier*). Este método es muy útil en la solución de ecuaciones diferenciales que tengan un comportamiento ondulatorio. El método propone trabajar en el espacio de Fourier, donde al aplicar un operador $H(\Delta z)$, propagara la onda $U(x, y, z)$ una distancia Δz . Este operador $H(\Delta z)$ puede tomar diferentes formas dependiendo de la aplicación del método de propagación [38, 39]. Para entender mejor este método de propagación es necesario introducir el concepto de difracción. Podemos hablar de difracción cuando un frente de onda se ve afectado en amplitud o fase, al propagarse por un obstáculo transparente u opaco [34]. Este efecto de difracción se puede percibir en un haz Gaussiano de una forma muy peculiar, ya que el haz será difractado aun cuando este se propague en aire. La difracción en este caso es causada por el propio confinamiento de la distribución del campo, es decir, la forma del haz al no ser una distribución infinita provocara que este mismo se difracte. Otro factor que genera difracción en un haz, es la propia abertura y condiciones de confinamiento de donde emerge la luz.

Existen dos regímenes de difracción que pueden ser tratados con diferentes métodos matemáticos. La **difracción de Fraunhofer** se considera cuando estamos en campo lejano, esto significa que el campo de detección esta considerablemente lejos del obstáculo donde se genero la difracción. La difracción de Fraunhofer o de campo lejano toma lugar cuando el número de Fresnel ($N_F = a^2/L\lambda$) es menor a la unidad, donde a es el tamaño de la apertura o en nuestro caso el tamaño de cintura, L es la distancia a la pantalla de observación y λ es la longitud de onda del haz. Por otro lado, la **difracción de Fresnel** o de campo cercano se considera cuando el número de Fresnel es igual o mayor a la unidad ($N_F \geq 1$). La difracción de Fresnel considera cambios en el frente de onda a distancias pequeñas de donde se originó, en el caso de un haz enfocado, debería ser analizado en campo cercano ya que nos interesa saber como evolucionara el perfil del haz en distancias menores al rango de Rayleigh [33, 34]. Desde un punto de vista matemático se puede modelar la difracción de Fresnel por medio de la transformada de Fourier [40].

Para entender mejor el método de propagación por *Split-Step Fourier* será útil reescribir la ecuación 1.5 utilizando los operadores introducidos por Agrawal [41],

$$\frac{\partial U}{\partial z} = \left(\widehat{D} + \widehat{S} \right) U \quad (1.32)$$

donde $\widehat{D} = \frac{1}{2ik_0} \nabla_t^2$ es el operador diferencial temporal que esta relacionado con la difracción del haz, por lo que se le conoce como el *operador de difracción*. Por otro lado $\widehat{S} = -i\Delta nk_0$ esta relacionado con la inhomogeneidad del medio por el cual se propaga la onda, por lo tanto, este operador agregara cambios de fases al haz propagado. Resolviendo la ecuación de onda utilizando estos nuevos operadores, podemos llegar a una nueva expresión para la propagación espacial del haz de la forma,

$$U(x, y, z + \Delta z) = \exp(\widehat{S}\Delta z) \exp(\widehat{D}\Delta z) U(x, y, z) \quad (1.33)$$

Un desarrollo completo de como llegar a esta expresión se puede encontrar en las referencias [38, 41]. Dado que el operador \widehat{D} esta relacionado con la difracción del haz, para simplificar podemos trabajar desde el dominio espectral, y aplicando la transformada de Fourier obtenemos que:

$$\exp(\widehat{D}\Delta z) U = \mathcal{F}^{-1} \left\{ \exp \left[\frac{i(k_x^2 + k_y^2)\Delta z}{2k_0} \right] \mathcal{F}\{U\} \right\} \quad (1.34)$$

Este operador se le conoce como la función de transferencia de propagación libre (*Free-space transfer function*). Por otro lado, el *operador de fase* \widehat{S} considera cambios en el índice de refracción en el medio. Aplicando ambos operadores en la propagación de un haz Gaussiano ($U(x, y, z)$) en un medio inhomogéneo una distancia Δz , se vera de la siguiente forma:

$$U(x, y, z + \Delta z) = \exp(-i\Delta nk_0 \Delta z) \mathcal{F}^{-1} \left\{ \exp \left[\frac{i(k_x^2 + k_y^2)\Delta z}{2k_0} \right] \mathcal{F}\{U\} \right\} \quad (1.35)$$

En la Figura 1.7 se muestra un esquemático del algoritmo *Step-Split Fourier* para propagar un haz en un medio de longitud L . El medio esta seccionado en tramos longitudinales de distancia Δz , donde cada A_i corresponde al haz propagado en

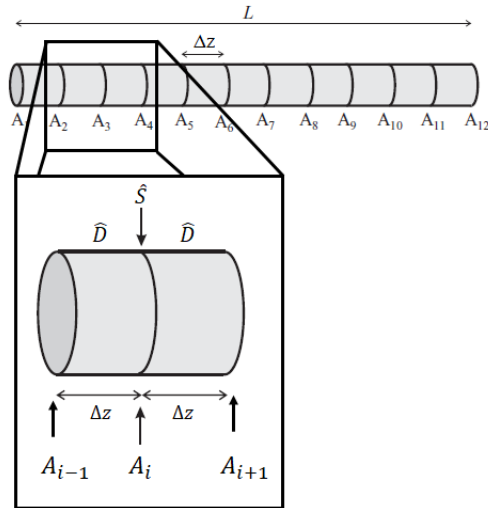


Figura 1.7: Esquema grafico de como funciona el método de *Split-Step Fourier*. Cada sección de distancia Δz tendrá un haz inicial A_{i-1} y un haz final A_i . Primero se sugiere hacer la propagación del haz en espacio libre una distancia Δz utilizando el operador \widehat{D} , seguido de aplicar según sea el caso el operador \widehat{S} si existe una interacción con un medio que genere un cambio de fase en el haz propagado. Si el medio de propagación es homogéneo y no exhibe un cambio de fase podemos solo considerar la difracción en nuestro método de propagación.

cada Δz . En caso de que el medio sea inhomogéneo o introduzca un cambio de fase, se deberá agregar el operador de fase \widehat{S} al algoritmo entre cada sección de paso Δz . En resumen, un diagrama de flujo del algoritmo completo se muestra en la Figura 1.8, donde se indica cada paso y operación a realizar para propagar un haz bidimensional en un medio.

Los operadores de fase \widehat{S} pueden variar de acuerdo al medio por el cual se estará propagando y el tipo de modulación de fase que pueda introducir, siendo desde una lente delgada hasta un medio con efecto Kerr (lente Kerr). En nuestro caso, estaremos empleando dos operadores de fase distintos, correspondientes a una lente delgada con distancia focal f y una lente cilíndrica con distancia focal f_c , los cuales se presentan a continuación:

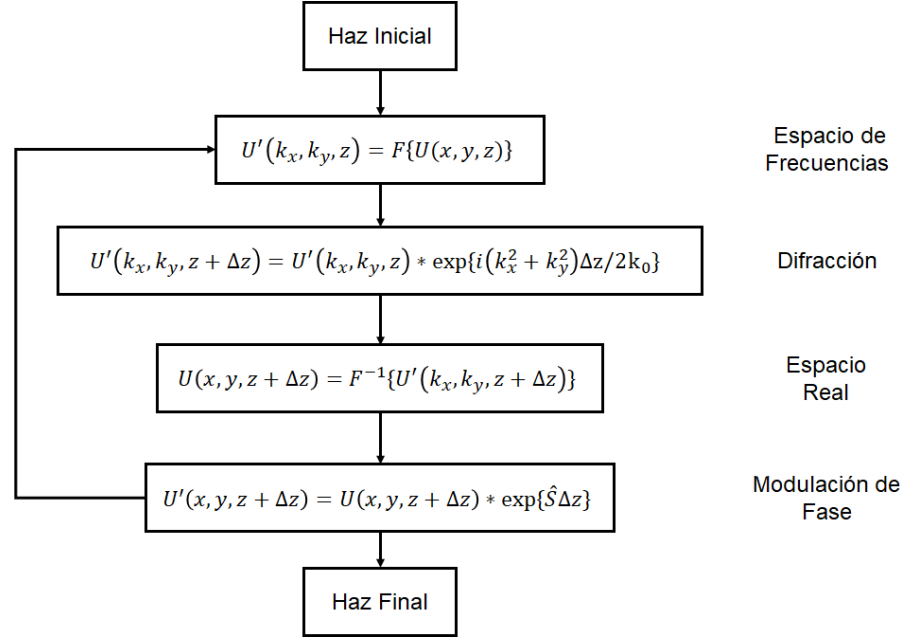


Figura 1.8: Diagrama de flujo del algoritmo *Split-Step Fourier* para un haz que se propaga a lo largo del eje z , con pasos de Δz en un medio.

$$\text{Sistema óptico } \exp(\hat{S}\Delta z) \begin{cases} \text{lente delgada} \longrightarrow \exp\left[\frac{ik_0}{2f}(x^2 + y^2)\right] \\ \text{lente cilíndrica} \longrightarrow \exp\left[\frac{ik_0}{2f_c}(x^2)\right] \end{cases} \quad (1.36)$$

1.2.4. Comparativa entre métodos de propagación

Con el fin de comparar ambos métodos de propagación introducidos y validarlos entre sí, vamos a considerar el caso de un haz Gaussiano con cintura (w_0) de 0.31 mm y longitud de onda (λ) de 633 nm. Este haz estará enfocado por una lente de distancia focal f_L de 50 mm, ubicada a una distancia de 50 mm de la cintura del haz. En la Figura 1.9 se muestra la comparación entre ambos métodos, así como también información adicional que es posible extraer usando el método de Fourier.

En conclusión, en ambos métodos se obtienen resultados idénticos. Sin embargo, el método de split-step Fourier nos puede proporcionar mayores detalles debido a que

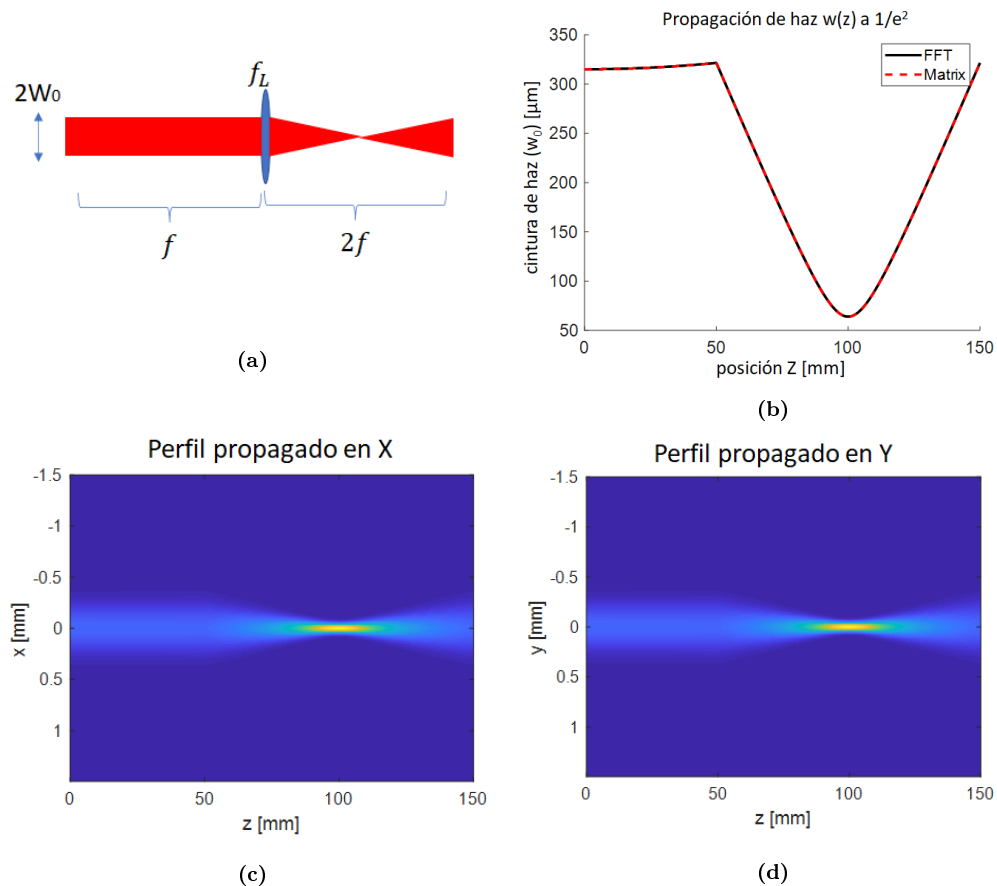


Figura 1.9: En ((a)) se muestra un esquema de la propagación de haz que se plantea realizar utilizando ambos métodos de propagación presentados en el capítulo. En ((b)) se muestran los resultados de la propagación del haz en el sistema óptico presentado en ((a)). En ((c)) y ((d)) se muestran detalles del perfil del haz en los ejes x y y a lo largo del eje de propagación z

se puede realizar una propagación bidimensional del haz, mientras que el método de matrices solo es posible analizar una propagación unidimensional en sus ejes sagital y tangencial del haz. En cambio el costo computacional es sumamente mayor en el método split-step Fourier en comparación al método de matrices. En nuestro caso estaremos utilizando mayormente el método de matrices debido a su simplicidad de ejecución y de recursos computacionales que se requieren para ser ejecutado. En la tabla 1.2.4 se muestra un resumen de las ventajas y desventajas de cada algoritmo. El código utilizado para generar los resultados de comparación en la Fig. 1.9 se encuentran en el apéndice B.

Algoritmo	Ventajas	Desventajas
Split-Step Fourier	propagación bidimensional mayor detalle inclusión de aberraciones inclusión de difracción	tamaño de malla tiempo de computo resolución dinámica
Matrices ABCD	tiempo de computo simplicidad resolución tamaño de malla sin limite	propagación en 2 planos algunas aberraciones no incluye difracción

Tabla 1.1: Ventajas y desventajas de ambos métodos de propagación de haces.

CAPÍTULO 2

Sistema de posicionamiento astigmático

En el capítulo anterior hablamos de la representación matemática de un haz Gaussiano y se presentaron dos métodos de propagación de haces. Estos conceptos serán de suma importancia para el modelado y diseño de un sistema de posicionamiento óptico. En este capítulo presentaremos uno de los dos sistemas de posicionamiento que se desarrollaron a lo largo de este trabajo de doctorado. Este sistema de posicionamiento está basado en la detección astigmática de un sistema óptico confocal. El capítulo estará organizado de la siguiente forma: primero se explicará el concepto de aberración astigmática, después se presentará el diseño óptico del sistema de enfoque y por último se presentarán resultados del sistema, tanto teóricos como experimentales. De estos resultados se publicaron dos trabajos en revistas indexadas [42, 43].

2.1. Aberración astigmática

En la aproximación paraxial se consideran rayos con ángulos pequeños que se propagan por un medio refractivo y superficies reflectivas. Matemáticamente podemos aproximar la función seno a una expansión en serie de potencias. Cuando consideramos componentes de tercer orden x^3 , se pueden analizar ciertos efectos

al considerar rayos con un ángulo fuera de la aproximación paraxial. Estos efectos ópticos se conocen como aberraciones de tercer orden o aberraciones de Seidel. Para una luz monocromática (una sola longitud de onda) existen 5 tipos de aberraciones: esférica, coma, astigmatismo, curvatura de campo y distorsión. Un desarrollo más formal de las aberraciones de tercer orden se pueden encontrar en la literatura [36], donde se llega a una expresión general $a(Q)$ para describir la aberración introducida, en términos de la diferencia de camino óptico entre rayos dentro y fuera de la aproximación paraxial (Fig. 2.1).

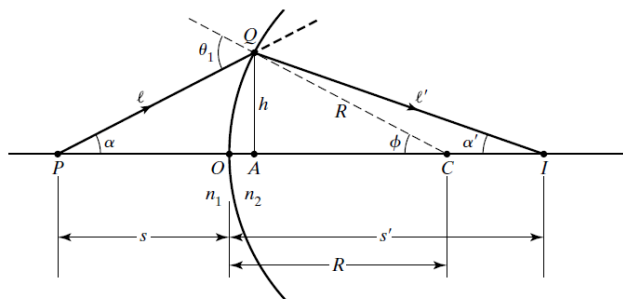


Figura 2.1: Refracción de un rayo sobre una superficie esférica [36].

$$a(Q) = (PQI - POI) \quad (2.1)$$

$$a(Q) = {}_0C_{40}r^4 + {}_1C_{31}h'r^3\cos\theta + {}_2C_{22}h'^2r^2\cos^2\theta + {}_2C_{20}h'^2r^2 + {}_3C_{11}h'^3r\cos\theta \quad (2.2)$$

Donde los coeficientes C determinan el valor de cada aberración que se listan a continuación en la tabla 2.1. Cada una de estas aberraciones esta en términos de h' (desviación de la imagen en el eje óptico), r (apertura de entrada en la superficie refractiva) y θ (simetría a lo largo del eje óptico).

El astigmatismo se presenta en sistemas ópticos donde el objeto esta fuera del eje óptico o con elementos que tengan una inclinación con respecto a este, provocando así una asimetría en el sistema. Esto también puede apreciarse en lentes que tengan una construcción asimétrica como son las lentes cilíndricas, las cuales presentan dos focos distintos, generando astigmatismo sin la necesidad de que la lente este

r^4	esférica
$h'r^3\cos\theta$	coma
$h'^2r^2\cos^2\theta$	astigmatismo
h'^2r^2	curvatura de campo
$h'^3r\cos\theta$	distorsión

Tabla 2.1: Términos de cada una de las aberraciones de Seidel para una luz monocromática

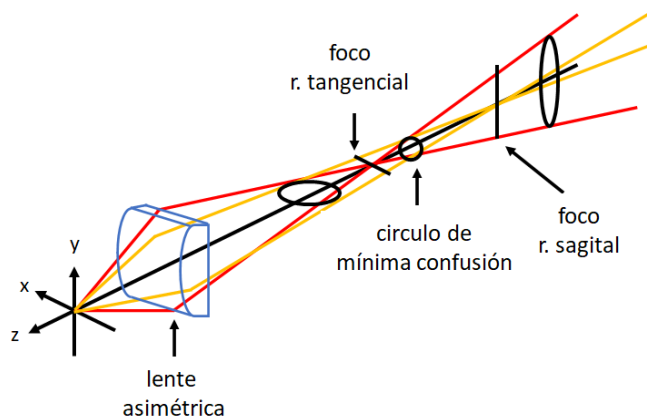


Figura 2.2: Diagrama de los rayos sagital y tangencial al utilizar una lente asimétrica, la cual introduce aberración astigmática.

inclinada o que el objeto este fuera del eje óptico. El astigmatismo se presenta como una aberración de la imagen en forma asimétrica, creando dos planos (focos) a lo largo del eje óptico conocidos como plano tangencial (T) y sagital (S). En la figura 2.2 se muestran los rayos tangenciales (rojo) y sagitales (amarillo) al propagarse por una lente asimétrica. Se observa la formación de dos focos a lo largo del eje óptico y entre estos tenemos una región conocida como el círculo de mínima confusión, donde el tamaño del haz en el plano sagital y tangencial son iguales formando un círculo perfecto. Fuera de esta posición el haz tendrá una forma elíptica con cierta orientación. La desviación entre ambos planos focales proporcionan una magnitud del astigmatismo, la cual es proporcional al cuadrado de la distancia entre planos focales con respecto al eje óptico [36].

2.2. Sistema de posicionamiento basado en una lente astigmática

Se propone un arreglo óptico confocal incorporando una lente cilíndrica, la cual introducirá astigmatismo al haz láser reflejado por la superficie del blanco que se desea colocar en foco. Este diseño óptico está basado en sistemas similares que han sido publicados anteriormente [30, 44], sin embargo en este trabajo se incluyeron algunos cambios al diseño que mejoran considerablemente su rendimiento. También se introdujo un novedoso método de calibración que mejora la precisión del sistema de posicionamiento de blancos.

2.2.1. Montaje experimental

El montaje experimental del sistema de posicionamiento astigmático se muestra en la figura 2.3. Este consta de un divisor de haz (BS) que permite desviar la reflexión proveniente de la superficie del blanco (target) a un sistema de detección confocal que se explicará más adelante. Una lente FL enfocará el haz láser sobre la superficie del blanco. Se realizaron pruebas con dos lentes de enfoque, una lente plano convexa de distancia focal $f_{FL} = 50$ mm y una lente esférica de distancia focal $f_{FL} = 25$ mm. El sistema de detección confocal está conformado por una lente plano convexa (AF) de distancia focal $f_{AF} = 100$ mm, seguida de una lente cilíndrica (CL) de distancia focal $f_{CL} = 30$ mm. Se utilizó una cámara CMOS de Thorlabs (modelo CS126CU) para medir el astigmatismo introducido en el haz láser, dicho sensor debe ajustarse en el *plano de mínima confusión* (PLC), el cual coincide con la posición donde se localiza el círculo de mínima confusión, considerando que el blanco se encuentra perfectamente en foco.

Con fines demostrativos se empleó un láser continuo HeNe a 632 nm con 5mW de potencia promedio. El haz fue expandido utilizando un telescopio con el fin de incrementar la apertura numérica de la lente FL. También se utilizó un atenuador neutro (P) para evitar saturar o dañar el sensor CMOS.

El sistema de posicionamiento (Fig. 2.3) consiste en detectar los cambios en el astigmatismo introducido por la lente cilíndrica CL, esta variación del astigmatismo en el haz reflejado por la superficie del blanco dependerá de su posición relativa al punto focal. Si el sistema se encuentra perfectamente calibrado, podremos esperar

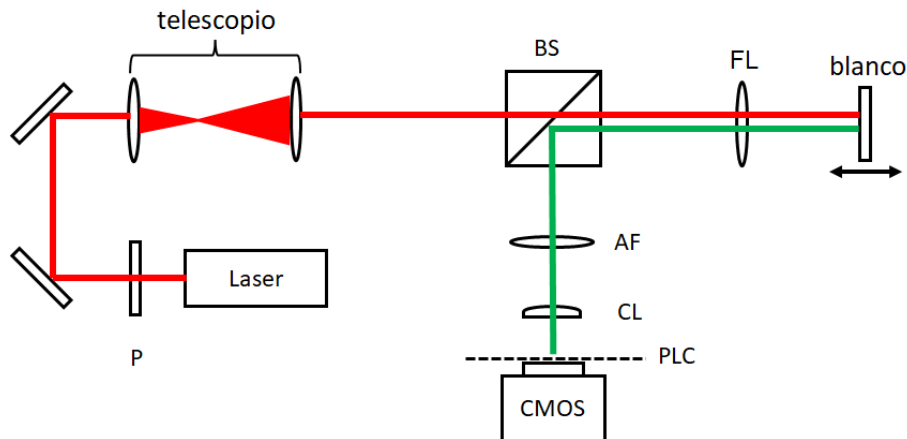


Figura 2.3: Diagrama del arreglo óptico experimental del sistema de posicionamiento astigmático.

detectar con la cámara CMOS una forma circular del haz cuando la superficie del blanco se encuentre en foco. Cualquier otra posición del blanco generara un perfil del haz elíptico que puede tener una orientación horizontal o vertical en función de la posición relativa del blanco. A continuación, ejemplificaremos con más a detalle el funcionamiento del sistema con la ayuda de la propagación de haces utilizando métodos numéricos.

2.2.2. Simulación numérica y análisis teórico

Los métodos de propagación de haces presentados en el capítulo 1, se emplearon para analizar a detalle el arreglo experimental del sistema de posicionamiento astigmático (Fig. 2.3). Para esto, consideramos un haz de entrada perfectamente Gaussiano, el cual se propaga a lo largo del arreglo confocal mostrado en la Figura 2.4. Este esquema es un modelo simplificado del arreglo experimental propuesto, donde un par de lentes de distancia focal f_{FL} representan el sistema confocal (lente de enfoque - blanco), donde el haz es enfocado en un blanco y se refleja en su superficie para después ser recolimado por la misma lente de enfoque FL. Posteriormente, el haz es propagado hasta un par de lentes AF y CL que introducirán astigmatismo al haz, que será detectado en el plano PLC. En la Figura 2.4 se muestran los resultados desde un punto de vista cualitativo de la propagación del haz por el sistema para tres diferentes casos.

Empezando de arriba hacia abajo, el primer caso corresponde al caso ideal donde

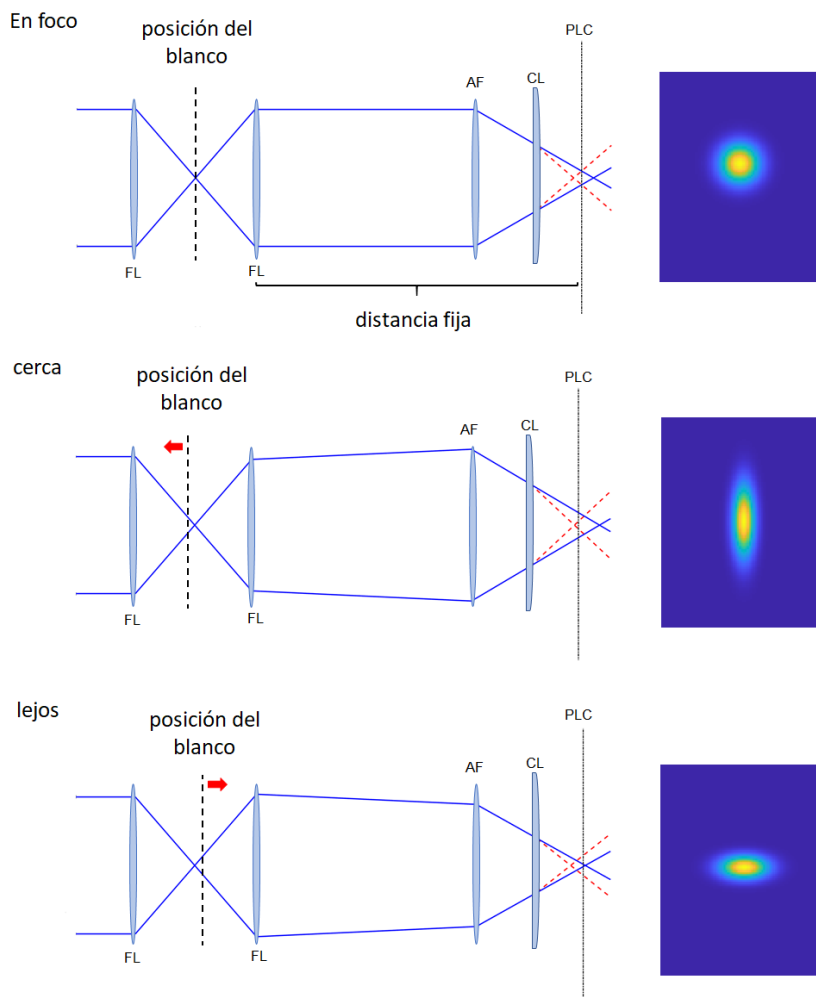


Figura 2.4: Esquema del trazo de rayos de un haz propagado en el modelo equivalente al sistema de posicionamiento astigmático. De arriba hacia abajo se presentan tres diferentes casos. Primero, cuando el blanco (target) se encuentra perfectamente en foco. Segundo, cuando el blanco (target) se encuentra anterior al foco (muy cerca). Tercero, cuando el blanco (target) se encuentra posterior al foco (muy lejos). A la derecha de cada caso se muestra como sería el perfil espacial del haz en el plano PLC.

el blanco (línea punteada) se encuentra ubicado perfectamente en foco, esto se representa en la simulación colocando ambas lentes FL con una separación entre estas de $2f_{FL}$. Podemos observar que el haz que sale de la segunda lente FL se encuentra colimado. Una lente plano convexa AF enfocará el haz para formar una imagen en el plano de detección PLC. Posteriormente una lente cilíndrica CL introduce astigma-

tismo al haz, enfocando solo en uno de los planos (sagital o tangencial), generando que en el plano PLC tengamos una forma del haz perfectamente circular.

El segundo caso corresponde cuando el blanco se encuentra *cerca* de la lente de enfoque FL. Aquí la distancia entre ambas lentes FL será menor a $2f_{FL}$. Debido a que el blanco se encuentra antes del foco, el haz será reflejado antes reduciendo así el camino óptico que recorre el haz en el sistema confocal. Podemos observar que el haz que sale de la segunda lente FL es ligeramente divergente, esto hará que el astigmatismo introducido por el conjunto de lentes AF y CL cambie, generando un haz elíptico con una orientación vertical como se muestra a la derecha.

EL tercer y último caso corresponde a cuando el blanco se encuentra *lejos* de la lente de enfoque FL. En este caso la distancia entre ambas FL será mayor que $2f_{FL}$, debido a que el blanco se encuentra posterior al foco, provocando que el camino óptico recorrido por el haz sea mayor. Podemos observar que esto generara que el haz posterior a la segunda lente FL será ligeramente convergente. Para este caso el astigmatismo introducido por el par de lentes AF y CL generara un haz elíptico pero ahora con una orientación horizontal como se muestra a la derecha.

Cabe aclarar que la distancia de separación entre componentes ópticas posterior a la segunda lente FL y también la posición del plano de mínima confusión (PLC) son fijas. Por lo tanto, los cambios en la excentricidad del haz dependerán solamente de la distancia de separación entre ambas lentes de enfoque FL, lo que equivale al desenfoque del blanco en cuestión.

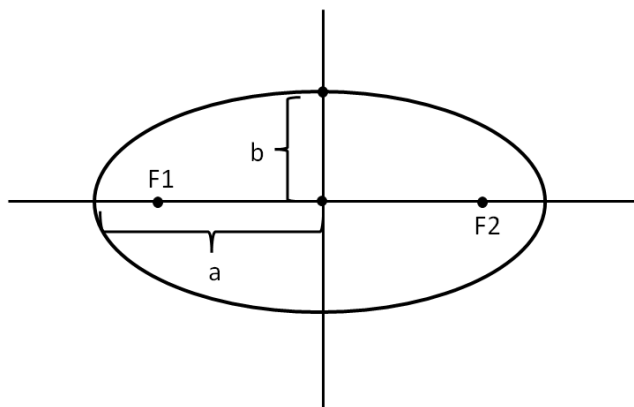


Figura 2.5: Elipse con focos F1 y F2.

Para obtener una medida cuantitativa del astigmatismo introducido en el haz, se

optó por calcular la excentricidad del mismo. Esta excentricidad se calcula a partir del tamaño del eje mayor y menor de la elipse que forman el perfil del haz. Es por eso que se debe calcular el ancho de cintura en los dos planos x-y (sagital y tangencial) del haz. A partir de aquí, podemos calcular la excentricidad de la siguiente manera.

$$\epsilon = \sqrt{1 - \frac{b^2}{a^2}} \quad (2.3)$$

Donde a es el eje mayor y b es el eje menor de la elipse, y la ϵ tomara valores entre 0 y 1 (Fig. 2.5). Este valor refleja el grado de elipticidad del haz, donde $\epsilon = 0$ corresponde a un perfil perfectamente circular y para $\epsilon = 1$ es un haz sumamente elíptico. También se puede asignar un signo al valor de ϵ para representar la orientación de la elipse dependiendo de que eje tangencial (eje-x) o sagital (eje-y) será mayor respecto al otro. Considerando esto, asignaremos un valor positivo ($\epsilon > 0$) para elipses con orientación horizontal. Mientras que asignaremos un valor negativo ($\epsilon < 0$) para una orientación vertical de la elipse. Con este análisis podremos describir el desenfoque del blanco en términos de la excentricidad, considerando su signo como la dirección de desenfoque.

Con el fin de analizar el sistema de posicionamiento, se procedió a simular el modelo del sistema utilizando el método de propagación por matrices ABCD. Con el fin de conocer la evolución del haz en los ejes sagital y tangencial. Para nuestro caso podemos prescindir de utilizar el método de Fourier que si bien nos daría mayor detalle, conllevaría a un gasto de recurso computacional excesivo. En la Figura 2.6(a) se presenta la señal astigmática del sistema de posicionamiento, la cual viene siendo la excentricidad del haz en el plano PLC en función de la posición del blanco. Se muestra el valor absoluto de la excentricidad con la finalidad de mostrar más claramente la posición donde el blanco esta en foco ($\epsilon = 0$). En la Figura 2.6(b) se muestran los tamaños de cintura (w_0) en ambos planos x-y que se utilizan para calcular el valor de la excentricidad según la ecuación 2.3.

Un hecho importante a considerar y que fue una de las aportaciones importantes del trabajo es como la señal astigmática se puede ver afectada por una mala calibración del sistema. Esto se refiere al error que puede cometerse al calcular la posición del plano PLC suponiendo que el blanco se encuentra en foco cuando en realidad no lo esta. En la Figura 2.7 se muestran los cambios en la señal astigmática considerando un desenfoque inicial en la calibración desde -1 mm a 1 mm, utilizando

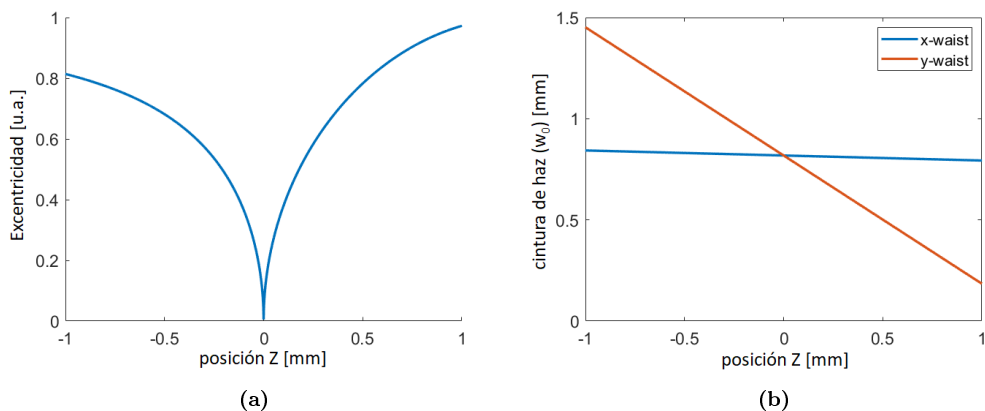


Figura 2.6: Simulación numérica de la señal astigmática utilizando el método de propagación de haces por matrices ABCD. En (a) se muestra el cambio de la excentricidad del haz en el plano PLC en función de la posición relativa del blanco. En (b) vemos el tamaño de cintura del haz en los planos sagital y tangencial con los cuales se calcula la excentricidad.

una lente de distancia focal de 25 mm y 50 mm.

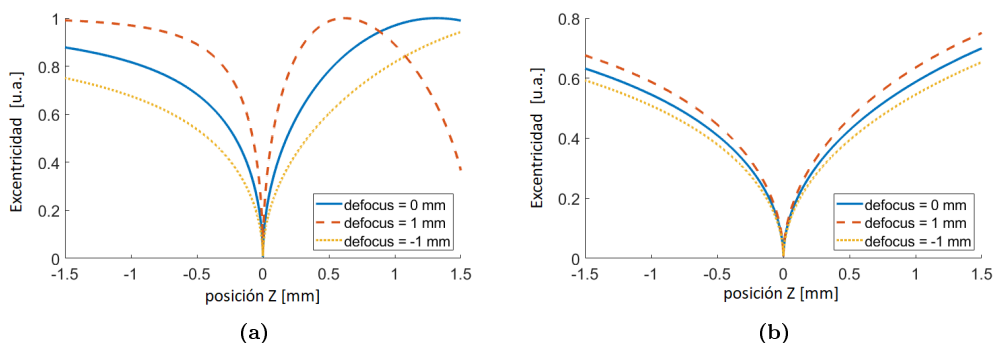


Figura 2.7: Simulación numérica de la señal astigmática del sistema de posicionamiento con diferentes parámetros de desenfoque, utilizando una lente de (a) 25 mm de focal y otra de (b) 50 mm de focal.

Podemos observar que la sensibilidad de la curva se define como la relación del cambio entre la excentricidad y la posición del blanco (pendiente), la cual puede decrecer o incrementar según sea el desenfoque inicial. En la Figura 2.7(a), las curvas de la señal astigmática para los tres casos se encuentra centrada en cero, ya que es una posición relativa. Pero en realidad la posición absoluta de la mínima excentricidad cambiara en los tres casos de desenfoque, dando como resultado la ubicación del blanco en un **plano focal falso**. Este es uno de los problemas más comunes en este tipo de sistemas de enfoque, donde a la calibración no se le suele

dar mucha importancia. Tomando esto en consideración, se planteó un método de calibración de alta precisión, el cual se presentará más adelante en este capítulo.

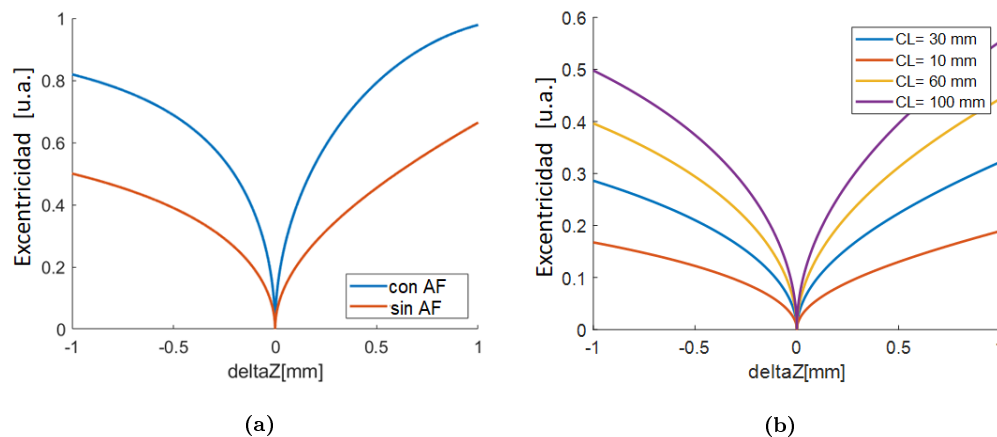


Figura 2.8: En (a) se muestra la diferencia entre utilizar el par lente AF y CL (azul), a solo utilizar una lente (CL) en el diseño óptico. En (b) se muestra el cambio en la sensibilidad de la señal astigmática al utilizar diferentes distancias focal en la lente cilíndrica (CL) sin considerar el uso de una lente AF en la simulación. Se considero para la simulación un haz con un diámetro inicial de 15 mm y una lente FL de 50 mm

En la Figura 2.8(a) se muestra otro aspecto importante a destacar. El cambio en la señal astigmática al incluir una lente asistente AF previo a la lente cilíndrica CL nos permite incrementar considerablemente la sensibilidad en la señal, dotando de una mayor precisión y resolución al sistema de posicionamiento. Por otro lado, en la Figura 2.8(b) se muestran los resultados al considerar diferentes distancias focales de la lente cilíndrica en el diseño, cabe mencionar que en esta simulación no se considera el uso de la lente AF. La sensibilidad aumenta en relación a la distancia focal de la lente CL. En nuestro caso optamos por una lente de 30 mm de distancia focal con la idea de tener un sistema compacto. En nuestro diseño final, logramos compensar la poca sensibilidad debido a la lente cilíndrica (CL) utilizando una lente asistente AF como se muestra en la Figura 2.3.

2.2.3. Sensores para la detección del astigmatismo

Parte esencial del sistema de posicionamiento es la detección y medida de un haz astigmático, experimentalmente debemos buscar detectores que permitan observar la forma del haz y que tengan una tasa de muestro considerable. En este trabajo se utilizaron dos tipos de sensores ópticos bidimensionales. Normalmente un fotodiodo

es capaz de detectar la intensidad que incide sobre su área de detección, sin embargo es incapaz de medir el perfil de un haz láser. Para esto es necesario utilizar detectores que estén formados por más de un pixel, preferentemente que sean un arreglo bidimensional de pixeles. En nuestro caso se utilizaron dos tipos de detectores, un sensor de cámara CMOS y un fotodiodo de cuadratura (segmentado) de silicio.

Cámara CMOS

Se empleó como sensor astigmático una cámara CMOS de Thorlabs modelo CS126CU, la cual cuenta con un arreglo de 4096 x 3000 pixeles (12.3 MP). Cada pixel es un cuadrado con dimensiones de 3.45 μm formando un área total de detección de 14.1 mm x 10.3 mm. Este sensor es una cámara a color que tiene una respuesta espectral dentro de la región del visible (400 - 1000 nm). más detalles técnicos sobre este sensor se pueden consultar en el apéndice D. La cámara se emplea en conjunto con un software diseñado para el análisis de perfiles de haces que fue elaborado desde cero. El programa esta escrito en Matlab y tiene una interfaz de usuario donde se pueden obtener diferentes medidas como los anchos de cintura en sus planos sagitales y tangenciales, así como la opción de guardar imágenes y también manipular un sistema de posicionamiento de tres ejes, entre otras características. En el apéndice B se presenta más a detalle de cada característica de este programa. Se probó una variedad de métodos para obtener los tamaños de cintura del haz en ambos ejes (x - y), tales como: centro de masas, segundos momentos, marginales y el método Otsu.

Uno de los problemas que existen al momento de realizar la adquisición del perfil del haz es la aparición de esparcimiento (speckle). El método Otsu permite lograr obtener medidas de la elipticidad del haz incluso en condiciones donde hay speckle provenientes de superficies rugosas [43]. Este método consiste de los siguientes pasos para la obtención del ancho de cintura.

Primero, a partir de los datos crudos de la imagen capturada por la cámara, se aplicó un filtraje mediano (*median filter*) bidimensional con el fin de eliminar el ruido por esparcimiento, así como también ruido propio del sensor. Este proceso radica en el promedio de determinado número (3) de pixeles a sus vecindades, por lo cual es una técnica de procesamiento de imágenes muy empleada para reducir el ruido. En la Figura 2.9 se muestra un ejemplo de utilizar el filtraje mediano en una imagen con el efecto sal y pimienta que simula pixeles muertos o defectuosos en un

sensor.

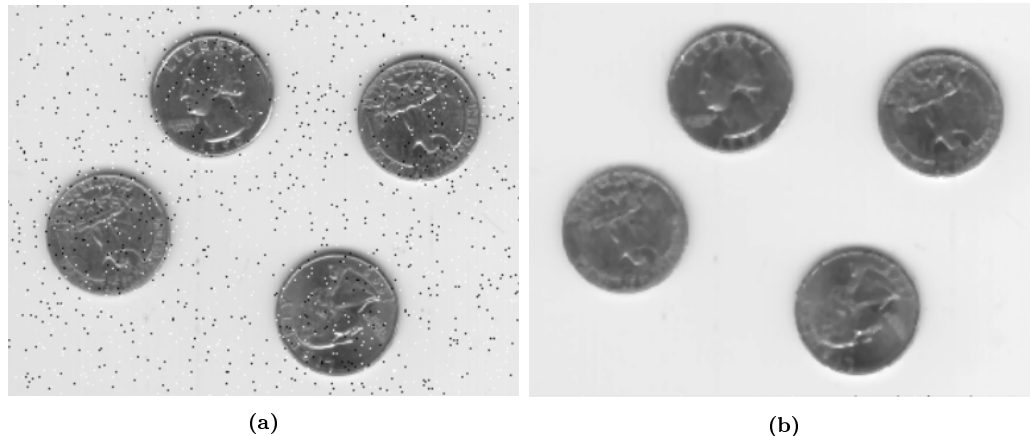


Figura 2.9: En (a) se muestra imagen de prueba con efecto sal y pimienta sin filtraje. En (b) se muestra la misma imagen después de aplicarse el filtraje mediano [45].

Posterior a aplicar un filtraje mediano a la imagen original del haz, se aplica también un algoritmo de binarización. Este consiste en discretizar la información de la imagen en dos valores posibles (0 y 1). Esto se lleva a cabo aplicando el método de umbralización conocido como *Otsu Threshold* [46]. Este algoritmo detecta los diferentes niveles en la escala de grises de la imagen, definiendo así un umbral del cual se puede determinar la información útil del resto de la imagen. En la Figura 2.10 se muestra un ejemplo del método de Otsu para la binarización de una imagen, este algoritmo es de gran utilidad para identificar formas y contornos en una imagen.

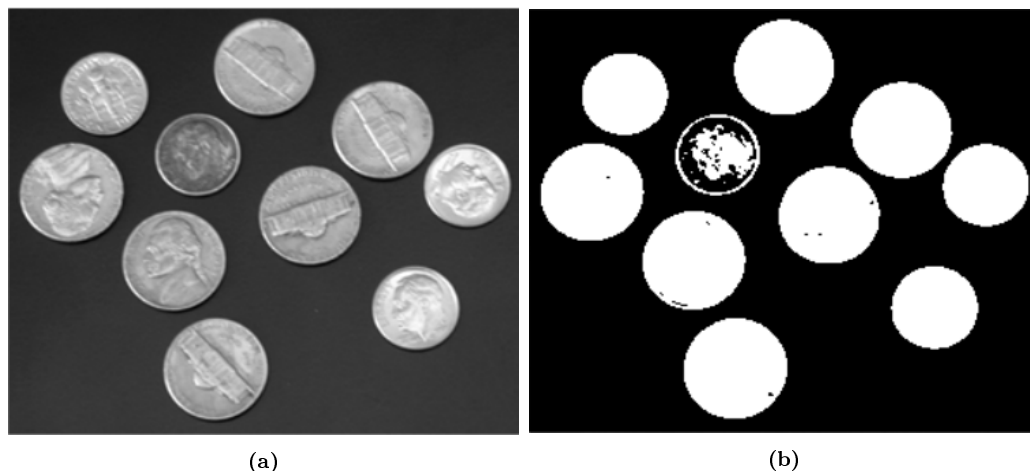


Figura 2.10: En (a) se muestra la imagen original, mientras que en (b) se muestra la imagen ya procesada utilizando el método de Otsu [45].

Una vez que se ha realizado la binarización de la imagen se procede a calcular los marginales, de los cuales se calcula el ancho de cintura en cada uno de sus ejes. Dado que nuestra imagen del haz láser a analizar puede tener ruido proveniente del esparcimiento de la luz en blancos con rugosidades, se implementó la eliminación del ruido base que puede presentarse en forma de una línea de difracción, así como también la definición de una intensidad umbral para el cálculo del ancho del perfil a partir de los marginales. En la Figura 2.11 se muestra un resumen de los pasos a seguir para calcular el ancho del perfil del haz utilizando el método de Otsu.

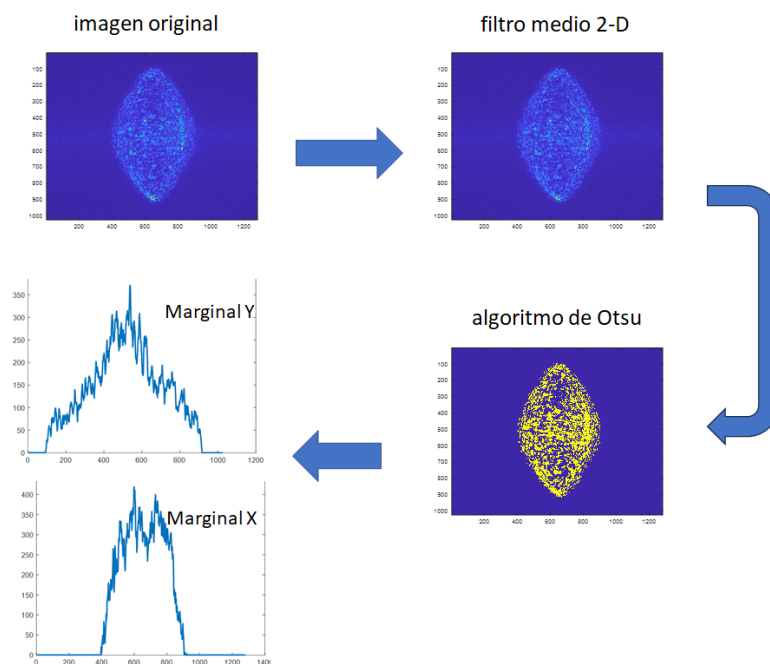


Figura 2.11: Diagrama de flujo para el cálculo del tamaño de haz utilizando el algoritmo de Otsu (no me convence, cambiar por comparativa)

Fotodiodo de cuadratura (segmentado)

Otro de los detectores que se emplearon en la detección del astigmatismo fue un fotodiodo de 4 cuadrantes, modelo QP5.8-6-TO5 de la empresa *First Sensor*. Este dispositivo es un arreglo en forma de rombo (ver Fig. 2.12) de cuatro fotodetectores de silicio con un área de detección de 1.44 mm^2 cada uno, y con una separación entre cuadrantes de $50 \mu\text{m}$. Este tipo de detectores de cuadrante suelen ser empleados para registrar la posición y forma de un haz láser. Al ser un detector a base de silicio,

este tiene una respuesta espectral amplia, que va de los 400 - 1100 nm (apéndice D). Como se ha mencionado anteriormente el sistema de posicionamiento depende directamente de la medida del astigmatismo introducido al haz reflejado por el blanco. El astigmatismo modificara la forma del haz, dando como resultado haces elípticos con diferentes orientaciones dependiendo de la posición del blanco relativa al foco. Estos cambios son posibles de detectar con un fotodiodo de cuadratura. Si el haz láser esta centrado como se muestra en la Figura 2.12(b) y aplicando la ecuación 2.4, obtendremos el grado de astigmatismo del haz incidente similar a la excentricidad.

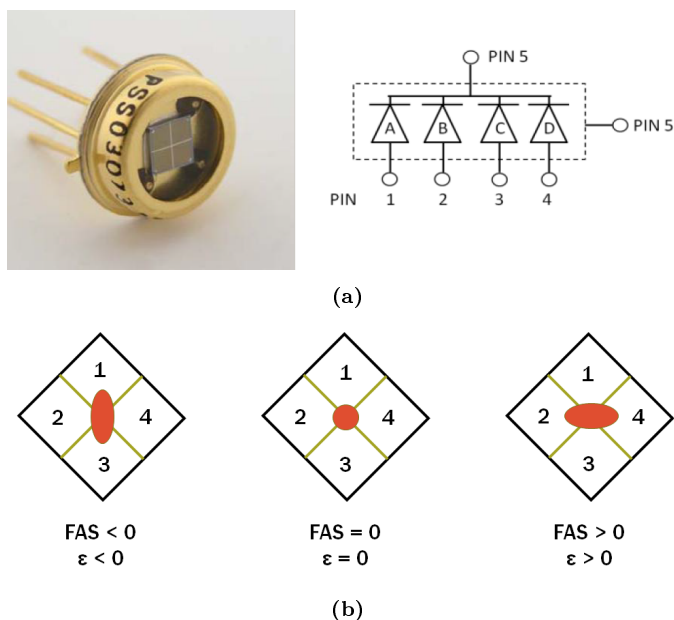


Figura 2.12: En (a) se aprecia una fotografía del sensor de cuadratura, así como un diagrama del circuito eléctrico, el cual tiene una conexión tipo cátodo común. En (b) se muestra un esquema de como sería la detección del haz en diferentes situaciones del sistema de posicionamiento.

$$FAS = \frac{(Q_2 + Q_4) - (Q_1 + Q_3)}{Q_1 + Q_2 + Q_3 + Q_4} \quad (2.4)$$

La función *FAS* (*Focus-Astigmatic-Signal*) tomara valores entre 1 y -1 dependiendo de la orientación y la forma del haz detectado (Ec. 2.4). Sin embargo es necesario diseñar un circuito de acondicionamiento para el fotodiodo, ya que la señal de cada cuadrante debe ser amplificada y digitalizada. Para esto se empleó un amplificador de transimpedancia a cada cuadrante, conectando el fotodiodo con po-

laridad positiva ya que el catodo en estos detectores suele ser la terminal común para los cuatro cuadrantes (Fig. 2.12(a)). El circuito para cada uno de los segmentos del fotodiodo estará conformado por dos etapas, las cuales se muestran en la Figura 2.13. La primera parte del circuito lo conforman un amplificador de transimpedancia, el cual consiste de un amplificador operacional (OpAmp) con una resistencia de retroalimentación (R_f) en paralelo con un capacitor (C_f) a la terminal inversora. El ánodo del fotodiodo se conecta de igual manera a la terminal inversora del OpAmp, mientras que la terminal no inversora se aterriza a tierra. La segunda etapa esta formada por un amplificador inversor de ganancia unitaria, con el fin de ajustar la salida del amplificador de transimpedancia a valores positivos, los cuales puedan ser digitalizados utilizando un convertidor analógico-digital convencional.

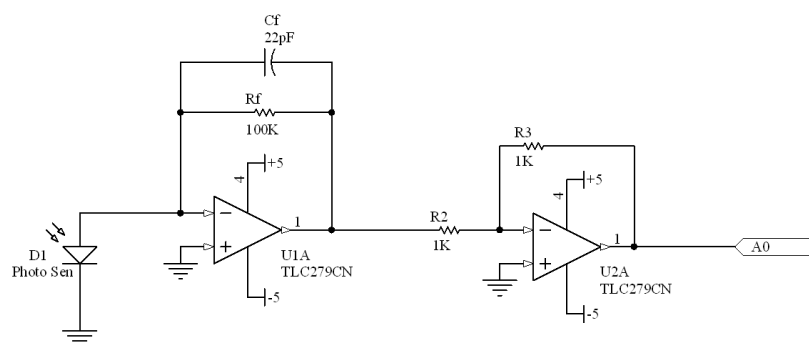


Figura 2.13: Esquema del circuito de amplificación para uno de los segmentos del fotodiodo de cuadratura.

Para el cálculo de la ganancia del amplificador de transimpedancia (resistencia R_f) se aplica la ley de Ohm, obteniendo $R_f = (V_{max} - V_{min})/I_{max}$. Donde los voltajes superior (V_{max}) e inferior (V_{min}) corresponden a los rangos de respuesta que se desean a la salida del OpAmp, mientras que I_{max} es la corriente máxima que se espera detectar por el fotodiodo, la cual es proporcional a la intensidad máxima a detectar. Por otro lado el cálculo de la capacitancia C_f dependerá del ancho de banda que buscamos conseguir con el fotodiodo, y se calcula de acuerdo a $C_f = \sqrt{C_{in}/(2\pi R_f f_{BW})}$. Donde f_{BW} es la frecuencia de corte del ancho de respuesta del OpAmp y $C_{in} = C_{pd} + C_{cm} + C_{dif}$, donde C_{pd} es la capacitancia del fotodiodo, C_{cm} es la capacitancia del OpAmp en modo común, y C_{dif} es la capacitancia diferencial de entrada del OpAmp. Estos datos se pueden obtener de la hoja

de especificaciones tanto del fotodiodo como del OpAmp. En nuestro caso se utilizó el amplificador operacional TLC2274, tanto para el amplificador de transimpedancia como el amplificador inversor. Por lo tanto se calculó una resistencia R_f de 100 kOhms y un capacitor C_f de 22 pF.

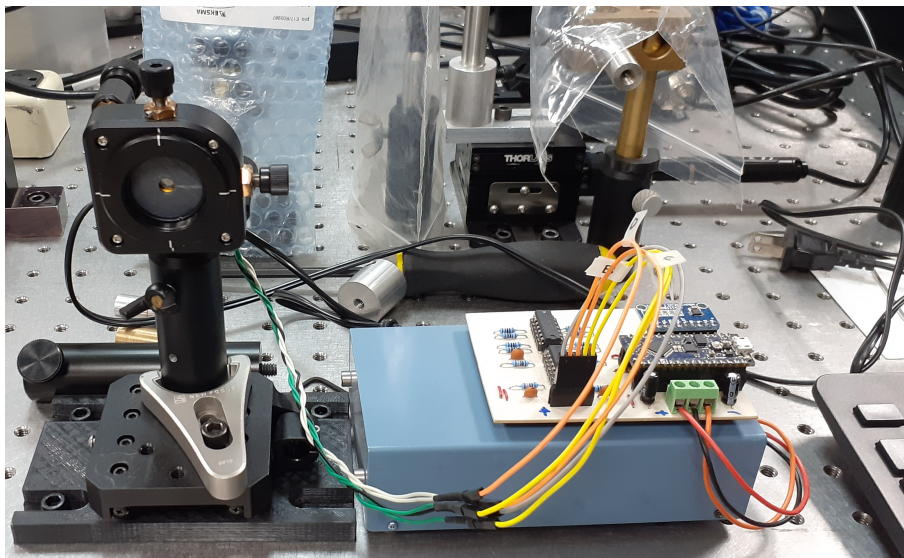


Figura 2.14: Fotografía del circuito de adquisición armado y en funcionamiento junto al detector de cuadratura.

Para la digitalización de la señal se optó por utilizar un ADC (Analog-to-Digital Converter) externo ADS 1115, el cual cuenta con 4 canales de entrada analógicas, una resolución de 16 bits y ganancia programable. La ganancia programable en realidad se refiere a que podemos seleccionar por software el voltaje de referencia al cual funcionara el convertidor analógico-digital. Este ADC se enlaza con el arduino usando el protocolo I^2C , donde el arduino tomara el papel de host para enviar los datos al ordenador por comunicación serial. Los esquemas completos del circuito se pueden encontrar en el apéndice C. En la Figura 2.14 se muestra una imagen del circuito armado con una fuente de alimentación simétrica (+5V y -5V) y el fotodiodo de cuadratura a la izquierda.

Primero, realizamos pruebas del fotodiodo con su circuito bajo condiciones controladas con el fin de caracterizar su respuesta y determinar si las medidas que obtendremos estarán dentro de la resolución esperada. Para esto se hizo incidir un láser HeNe modelo 1122P a 633 nm, con una potencia de 2 mW (Apéndice D), sobre el detector de cuadratura. Utilizando una montura x-y como la que se muestra en la

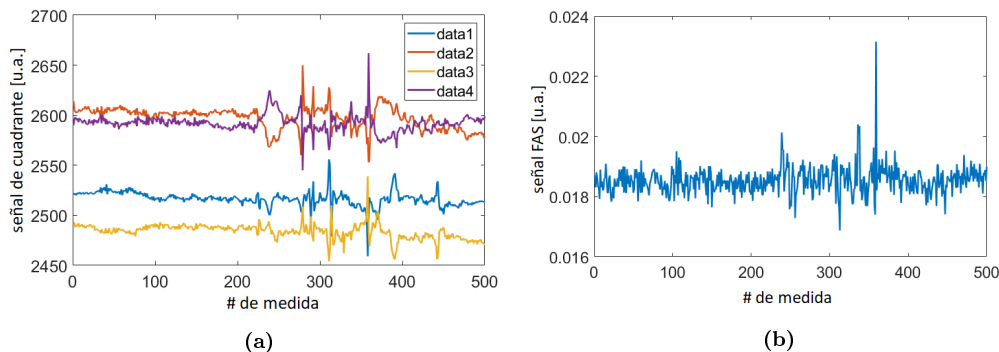


Figura 2.15: Respuesta del fotodiodo de cuadratura bajo condiciones de oscuridad. En (a) se muestra la respuesta individual de los 4 segmentos para un total de 500 muestras, mientras que en (b) se muestra la señal FAS que es proporcional al grado de excentricidad del haz.

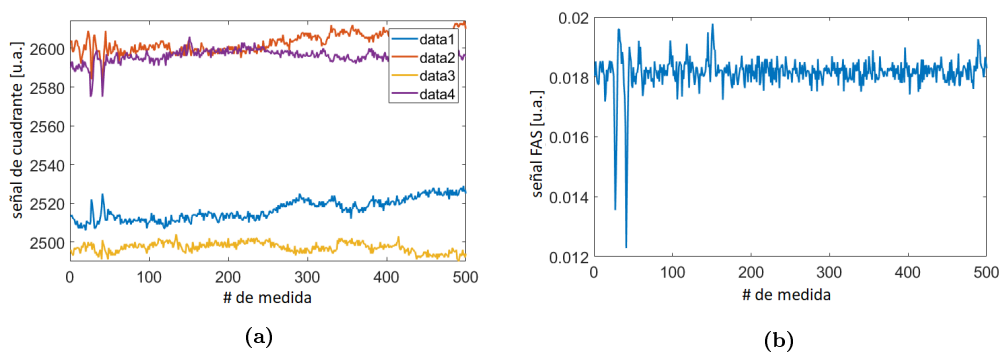


Figura 2.16: Respuesta del fotodiodo de cuadratura bajo condiciones normales de luz ambiente. En (a) se muestra la respuesta individual de los 4 segmentos para un total de 500 muestras, mientras que en (b) se muestra la señal FAS que es proporcional al grado de excentricidad del haz.

Figura 2.14, se centra el haz láser en el centro del cuadrante. Una vez que la señal de los cuatro cuadrantes tengan los mismos niveles, indicando que el haz está en el centro de la cuadratura, se procede a guardar la lectura del detector un número determinado de veces. En la Figura 2.15 y 2.16 se muestran los resultados bajo condiciones de oscuridad y luz ambiente respectivamente. En ambas figuras podemos ver que a la izquierda (2.15(a) y 2.16(a)) se muestran de manera individual la señal de cada cuadrante. Los pares data1 y data3, como data2 y data4, muestran una relación entre sí, de acuerdo con el diagrama de la Figura 2.12(b). La gráfica a la derecha (2.15(b) y 2.16(b)) se obtiene aplicando la función FAS (Ec. 2.4).

Si hacemos un análisis estadístico de la señal FAS durante las 500 medidas, veremos que bajo condiciones de oscuridad, la media es de $\mu = 0.0185$ con una

desviación estándar de $\sigma = 4,6 \times 10^{-4}$, que corresponde a un error del 2.5 %. Para condiciones normales de luz obtenemos que la media es de $\mu = 0.0182$ con una desviación estándar de $\sigma = 5.5 \times 10^{-4}$, que corresponde a un error del 3 %. Podemos concluir que los datos que obtengamos de la medida de excentricidad del haz tendrá una confiabilidad de hasta el 97 % y además que podemos trabajar bajo condiciones de iluminación normal sin tener una gran afectación en la señal medida.

2.3. Calibración

El sistema de posicionamiento astigmático al ser un sistema referenciado, es crucial realizar una calibración de este mismo. Esto afectara directamente la precisión del sistema para localizar el blanco en foco. Este apartado es una de las deficiencias que presentan algunos de los sistemas de posicionamiento astigmáticos existentes [30, 44]. Lo que ellos proponen para la calibración del sistema de enfoque es formar la imagen de la superficie del blanco que se desea enfocar [26, 30], sin embargo esto puede acarrear errores debido a que la detección no es subjetiva.

En cambio, nosotros proponemos un novedoso método de calibración utilizando una apertura (pinhole) y un detector (fotodiodo). En la figura 2.17 se muestra los cambios en el arreglo del sistema de posicionamiento para su calibración. El blanco es remplazado por un par pinhole-fotodiodo, el cual realizando una medición a lo largo del eje óptico (z-scan), ubicara el punto focal donde el fotodiodo detectara un máximo de intensidad. Esto se debe a que el pinhole dejara pasar solo una porción de luz para ser detectada por el fotodiodo, para esto es importante que el diámetro del pinhole sea igual o menor al diámetro estimado del haz enfocado, cuando el par pinhole-fotodiodo este fuera de foco la intensidad detectada será menor dado que el tamaño del haz incrementara según la ecuación 1.10. Si el tamaño del pinhole es mayor al diámetro del haz veremos una meseta en la curva de calibración en lugar de un pico bien definido. Otro factor a considerar es el espesor del pinhole, si este es lo suficientemente delgado ($\ll z_R$) podremos despreciarlo, de lo contrario se deberá considerar compensar la mitad de su espesor en la calibración del sistema.

Una vez que se ha determinado la posición del foco (el punto máximo de intensidad) de la medida z-scan, procedemos a fijar el par pinhole-fotodiodo en dicha posición (eje - z) y movemos ligeramente en el eje - x para que el haz sea reflejado en la superficie del pinhole. Dado que el pinhole ahora se encuentra en foco, pode-

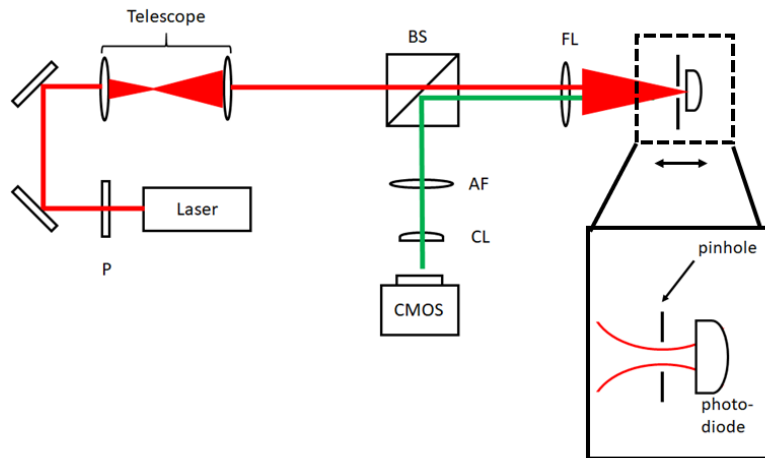


Figura 2.17: Esquema del arreglo experimental para la calibración del sistema de posicionamiento astigmático.

mos ajustar la posición de nuestro sensor astigmático (cámara CMOS o fotodiodo de cuadratura) para obtener una forma perfectamente circular del haz. Dicha posición la llamaremos PLC (*Plane of Least Confusion*). Una vez hemos colocado el detector en la posición de PLC, podemos realizar de nuevo una medida z-scan pero ahora detectando los cambios del astigmatismo con la cámara CMOS (fotodiodo de cuadratura), con el fin de comparar ambos resultados.

Utilizamos un láser He-Ne a 633 nm con un diámetro de haz inicial de 7.2 mm, el cual se enfocó utilizando una lente asférica (FL) de 25 mm de distancia focal. También se utilizó un pinhole con diámetro de $20 \mu\text{m}$ y un fotodiodo de silicio (BPW20RF) como par detector. Se realizaron 6 medidas en total para obtener la medida directa del punto focal, la cual se muestra en la Figura 2.18(a). Se observa un máximo de intensidad en la posición $10.588 \text{ mm} \pm 4 \mu\text{m}$, la cual corresponde a la posición real del foco. Utilizando esta posición como referencia, calibramos la posición del sensor astigmático (cámara CMOS) en el PLC. En la figura 2.18(b) se muestra los resultados del sistema ya calibrado, mostrando una excentricidad cercana a cero en la posición $10.586 \text{ mm} \pm 5 \mu\text{m}$. La diferencia entre ambas posiciones se encuentra dentro del rango de incertidumbre del tamaño de paso en el eje-z que es de $5 \mu\text{m}$. Este método de calibración forma parte del trabajo publicado [42].

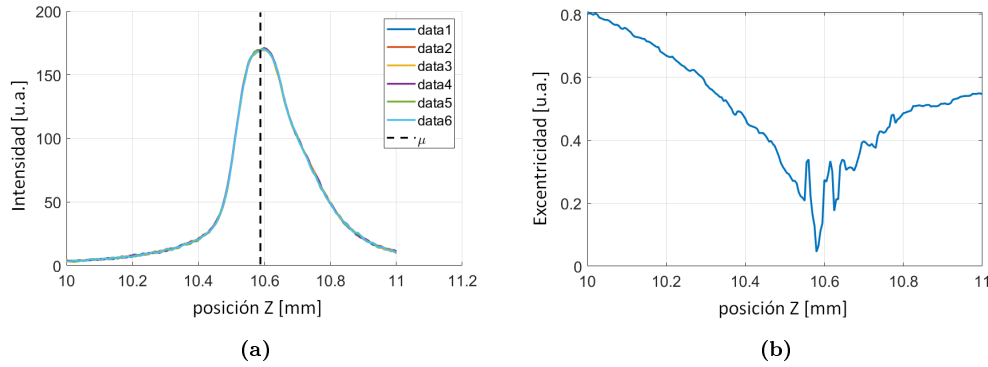


Figura 2.18: Resultados de la calibración del sistema de posicionamiento astigmático. En (a) se muestran las series de mediciones de la posición focal de forma directa (pinhole-fotodiodo) en $10.588 \text{ mm} \pm 4 \mu\text{m}$ y en (b) se muestra la señal astigmática del sistema calibrado ubicando el foco en la posición $10.586 \pm 5 \mu\text{m}$.

2.4. Resultados

En esta sección presentaremos los resultados de diversas pruebas que se realizaron al sistema de posicionamiento astigmático, utilizando diferentes calidades ópticas de la superficie del blanco. Los resultados a presentar son:

1. Validación de los resultados teóricos vs. experimentales
2. Recuperación de la posición focal de una superficie óptica (espejo)
3. Sensibilidad del sistema de posicionamiento
4. Posicionamiento en foco de blancos con superficie rugosa (placa de cobre)
5. Tolerancia a ángulos de incidencia distintos de cero (incidencia no normal)
6. Mapeo de la superficie de un blanco

2.4.1. Superficies con terminado óptico

Validación de los resultados teóricos vs experimentales

Una de las primeras medidas que se realizaron fue comprobar nuestros resultados experimentales con nuestro modelo teórico. En particular, nos interesa comprobar el efecto de una mala calibración sobre la señal astigmática (excentricidad). El análisis

teórico fue presentado en la sección 2.2.2, donde mencionamos que una mala referencia al momento de realizar la calibración del plano de mínima confusión (PLC) afectaría en la sensibilidad de la curva de la señal astigmática. En las Figuras 2.19 y 2.20, presentamos la comparación entre los datos teóricos con los experimentales del sistema de posicionamiento astigmático. Para estas medidas presentadas se utilizó como sensor astigmático una cámara CMOS.

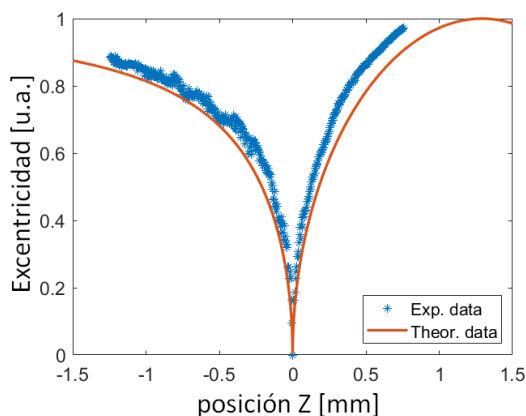
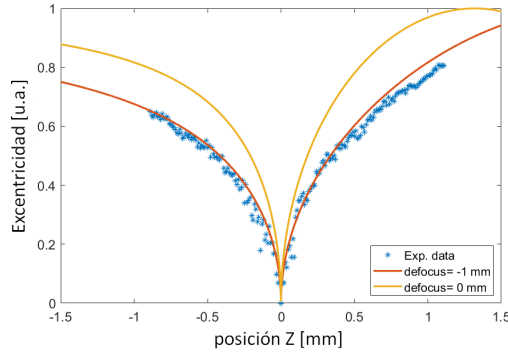
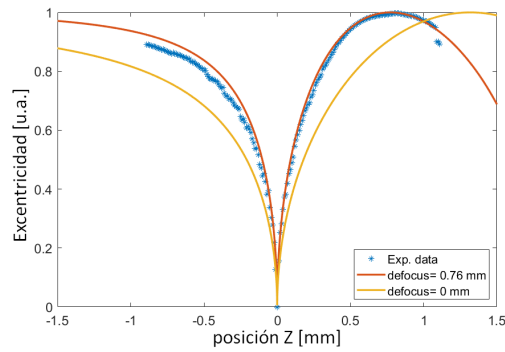


Figura 2.19: Comparativa entre datos teóricos y experimentales para un sistema correctamente calibrado.

En la Figura 2.19 se muestra el cambio de la excentricidad en función de la posición del blanco, utilizando el método de calibración del sistema de posicionamiento, propuesto anteriormente. En cambio, en la Figura 2.20 se muestra los casos en los que el sistema de posicionamiento tiene un desenfoque en la calibración inicial (-1 mm y +0.76 mm). Para ambos casos se muestra una línea sólida color amarillo que representa el caso ideal para un sistema bien calibrado. Podemos notar que la sensibilidad (pendiente) cambia, disminuyendo u aumentando según sea el caso. Sin embargo lo que más afecta es una errónea ubicación del punto focal en el blanco. Los resultados mostrados se encuentran centrados con fines comparativos, sin embargo el mínimo absoluto de la excentricidad se encuentran en diferentes posiciones. Más adelante, mostraremos más resultados sobre la sensibilidad del sistema y las diferencias entre utilizar uno u otro detector astigmático.



(a)



(b)

Figura 2.20: Comparativa entre datos teóricos y experimentales para un sistema no calibrado. En (a) se muestra el en la detección del astigmatismo con un error de calibración (desenfoque) de -1 mm, y en (a) para un error de calibración (desenfoque) de $+0.760$ mm.

Recuperación de la posición focal

La prueba consiste en validar la capacidad del sistema de posicionamiento en localizar el plano focal sobre una superficie. Con la intención de caracterizar la incertidumbre del sistema y de disminuir las contribuciones que pudieran tener la superficie del blanco, usaremos como blanco un espejo metálico de calidad óptica. El espejo estará montado sobre dos posicionadores micrómetros, uno de ellos tiene acoplado un sistema automatizado con el que hemos estado realizando los barridos de Z-scan para el sistema, mientras que el otro tiene un tornillo micrómetro con una resolución de $5 \mu\text{m}$ (ver Figura 2.21).

La prueba consiste en realizar un barrido Z-scan del espejo a una posición inicial conocida. Las medidas del Z-scan nos indicara cuando la superficie del objeto coincida con el plano focal, la cual corresponde cuando la excentricidad sea cercana a cero.

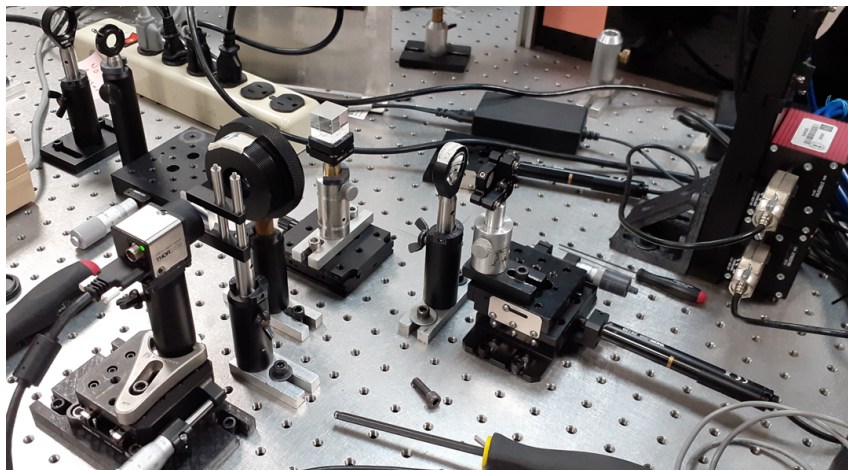


Figura 2.21: Fotografía del sistema de posicionamiento astigmático.

Una vez realizada la primer prueba, usando el tornillo micrómetro, cambiaremos la posición inicial a la que se realizara de nuevo la prueba. Esto introducirá un cambio en la ubicación del plano focal respecto al espejo, la cual deberá corresponder a la diferencia entre ambas posiciones iniciales, a lo que llamaremos como el *offset* introducido. En las Figuras 2.22(a) y 2.22(b) se muestran los resultados obtenidos para una lente de enfoque de 50 mm de distancia focal y para dos posiciones iniciales ($1 \text{ mm} \pm 5 \mu\text{m}$ y $1.5 \text{ mm} \pm 5 \mu\text{m}$). Donde la media de la mínima excentricidad (línea punteada) se ubica en la posición $6.005 \text{ mm} \pm 16 \mu\text{m}$ y $6.507 \text{ mm} \pm 20 \mu\text{m}$ respectivamente. La diferencia entre ambas posiciones corresponde al *offset* introducido de $500 \mu\text{m} \pm 10 \mu\text{m}$. En las Figuras 2.22(c) y 2.22(d) se muestran los resultados obtenidos para una lente de enfoque de 25 mm de distancia focal y para dos posiciones iniciales ($1.5 \text{ mm} \pm 5 \mu\text{m}$ y $1.7 \text{ mm} \pm 5 \mu\text{m}$). Donde la media de la mínima excentricidad (línea punteada) se ubica en la posición $4.775 \text{ mm} \pm 2 \mu\text{m}$ y $4.986 \text{ mm} \pm 7 \mu\text{m}$ respectivamente. La diferencia entre ambas posiciones corresponde al *offset* introducido de $200 \mu\text{m} \pm 10 \mu\text{m}$. Estos resultados fueron publicados en [43].

Sensibilidad CMOS vs cuadratura

En los siguientes resultados, retomaremos el concepto de sensibilidad del sistema de posicionamiento astigmático. La sensibilidad esta dada por la tasa de cambio de la señal astigmática respecto a la posición del blanco, es decir, la pendiente de la curva de respuesta. En la Figura 2.23 observamos dos respuestas astigmáticas, del lado

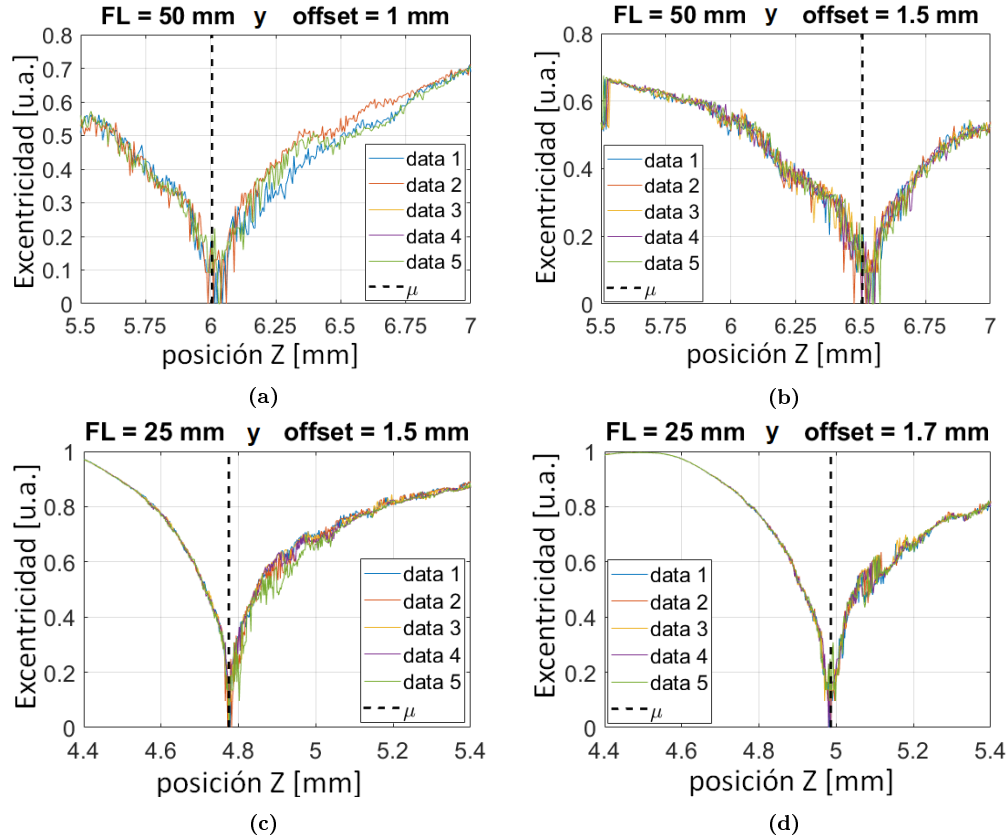


Figura 2.22: Medidas Z-scan para la localización de un espejo en el plano focal para dos posiciones iniciales y dos focales distintas, donde la μ es la posición promedio de la mínima excentricidad en la serie de datos. En la parte de superior se muestran los resultados para una focal FL de 50 mm con diferentes posiciones iniciales, 1 mm (a) y 1.5 mm (b). En la parte inferior se muestran los resultados para una focal FL de 25 mm con diferentes posiciones iniciales de 1.5 mm (c) y 1.7 mm (d).

derecho corresponde a utilizar un sensor CMOS, y del lado izquierdo corresponde a utilizar un sensor de cuadratura. En el caso del sensor CMOS se aprecian dos regiones con un comportamiento lineal (la parte central y los extremos), siendo la parte central donde se ubica el foco. Ajustando una recta a los puntos centrales obtenemos una pendiente de $1.64 \times 10^{-2} \mu\text{m}^{-1}$, con un error de ajuste R^2 de 0.926. Para el caso del fotodiodo de cuadratura tenemos un ajuste lineal con una pendiente de $1.35 \times 10^{-3} \mu\text{m}^{-1}$, con un error de ajuste R^2 de 0.995.

El valor de la pendiente (sensibilidad) determina el cambio necesario en la señal astigmática a detectar para un determinado desplazamiento del blanco. Un valor de sensibilidad alto representará con una mejor resolución desplazamientos mínimos del blanco. Por ejemplo si el blanco se desplaza $1 \mu\text{m}$ en una dirección de la

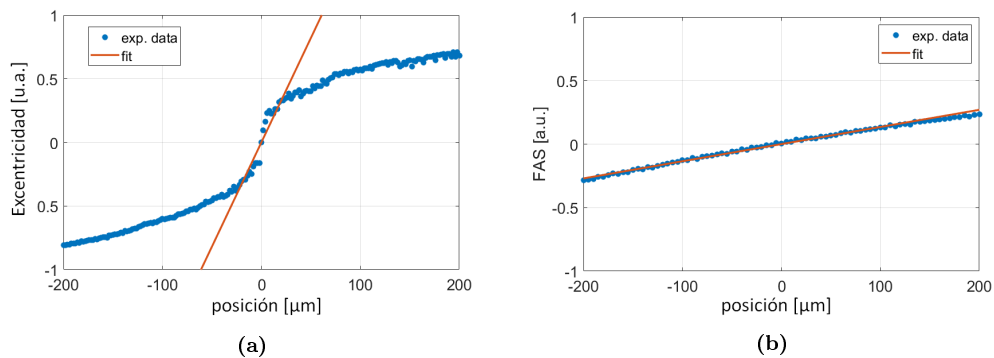


Figura 2.23: Curvas de respuesta del sistema de posicionamiento astigmático con diferentes detectores. En (a) corresponde a una cámara CMOS como detector y en (b) corresponde a un fotodiodo de cuadratura.

posición del foco, el sistema tendrá que detectar un cambio de 1.64×10^{-2} (CMOS) y de 1.35×10^{-3} (fotodiodo) respectivamente. Por lo que podríamos concluir que la detección utilizando la cámara CMOS tendríamos una mejor respuesta para corregir la posición del blanco que en comparación con el fotodiodo de cuadratura.

2.4.2. Superficies rugosas (placa de cobre)

Uno de los objetivos principales de este trabajo de tesis es posicionar blancos similares a los utilizados en la microfabricación, aceleración de partículas y generación de plasmas. Este tipo de blancos no suelen tener un acabado óptico de su superficie, por lo que presentan cierta rugosidad que podría afectar a la detección de su posición. Con la intención de comprobar las capacidades del sistema de posicionamiento astigmático frente al uso de este tipo de blancos, repetimos algunas de las pruebas utilizando una placa de cobre similar a las empleadas en la generación de rayos x bombeados por láser [1, 2, 18]. En la figura 2.24 se muestra el tipo de blanco utilizado en las pruebas, el cual es una placa de cobre para circuito impreso. Los resultados que se presentarán a continuación fueron presentados en la publicación [43].

Speckle (moteado) como información adicional de diagnóstico

Cuando una fuente de luz coherente incide sobre una superficie rugosa podremos observar el efecto *speckle* (moteado) en la luz reflejada [34]. El speckle está relacionado con la coherencia temporal de la fuente láser que estemos utilizando, de tal

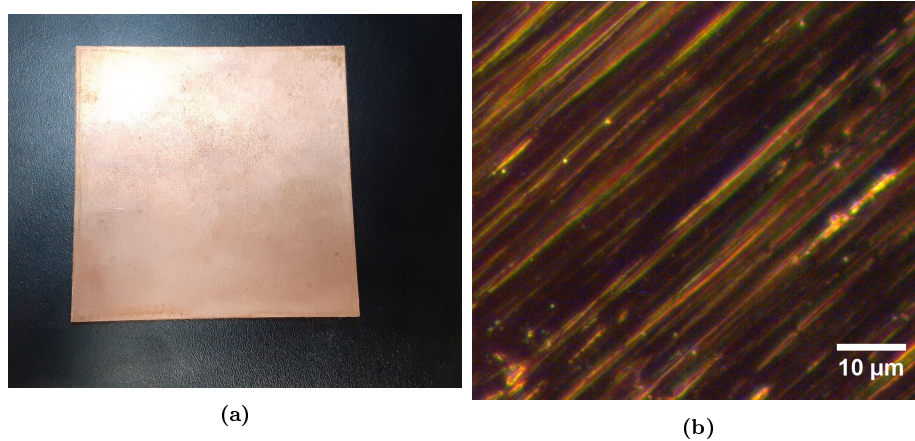


Figura 2.24

modo que con un láser altamente coherente generara un patrón de interferencia por cada rayo de luz esparcida debido al patrón difuso de la superficie incidente. El tamaño de la estructura de la superficie también influye directamente sobre el patrón de speckle. Cuando el tamaño del haz láser es suficiente grande en comparación con la estructura rugosa de la superficie, las frecuencias espaciales del patrón de speckle tenderán a frecuencias altas. Mientras que si el tamaño del haz es más pequeño en comparación con la estructura de la superficie, las frecuencias espaciales tenderán a frecuencias bajas. Este análisis del patrón de speckle ha sido utilizado en algunos trabajos para la ubicación de blancos en el plano focal[18, 47]. A continuación, presentaremos la comparación entre la señal de speckle y la señal astigmática, con el fin de validar el sistema de posicionamiento ante blancos con superficie rugosa.

El experimento consiste en utilizar el mismo arreglo del sistema de posicionamiento con la cámara CMOS como detector de astigmatismo. Haciendo un barrido a lo largo del eje óptico (z-scan) se obtienen capturas del haz reflejado por el blanco utilizando la cámara CMOS para cada posición en el eje z . De cada imagen obtenida puede ser procesada para obtener la excentricidad del haz y la distribución de frecuencias espaciales del patrón de speckle. La excentricidad se determino mediante el algoritmo de Otsu previamente explicado, mientras que para la distribución de frecuencias se realizo un análisis de Fourier como se explicará a continuación. Primero, aplicamos la transformada de Fourier en dos dimensiones (2D) de la imagen del haz. Después, multiplicamos la transformada de Fourier de la imagen por una mascara circular para filtrar las frecuencias bajas, pero también bloqueando las frecuencias

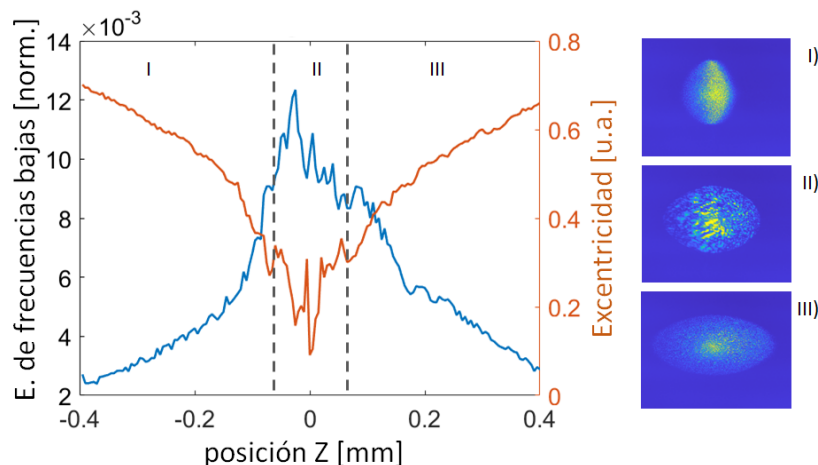


Figura 2.25: Medidas de z-scan usando una placa de cobre como blanco con una lente de enfoque de 25 mm. La línea naranja corresponde a la señal del sistema astigmático en términos de la excentricidad, mientras que la línea azul corresponde a la señal de speckle. Del lado derecho se muestran capturas del haz reflejado del blanco para diferentes regiones de la grafica. Las zonas (I) y (III) corresponden a la posiciones fuera de foco, mientras que la zona (II) es la más cercana al plano focal.

cercanas a cero que corresponden a una señal de DC. Finalmente, integramos la energía de todas las componentes filtradas, repitiendo esto para cada posición en el eje z . En la Figura 2.25 se muestran los resultados comparativos entre la señal de speckle (lineal azul) y la astigmática (línea naranja). Se puede apreciar un punto máximo en la señal de speckle que coincide, por una diferencia de $25 \mu\text{m}$, con el punto mínimo de la señal astigmática. La diferencia de la posición del foco marcada por ambas técnicas, corresponden a errores sistemáticos en la calibración.

Tolerancia a ángulos de incidencia distintos de cero

Otra de las pruebas realizadas al sistema con este nuevo tipo de blanco fue su tolerancia a diferentes ángulos de incidencia. En la Figura 2.26 se muestran los resultados para ángulos de incidencia entre los 0° hasta los 20° , utilizando una placa de cobre como blanco y una focal FL de 25 mm. En la Fig. 2.26(a) corresponde a un ángulo de incidencia normal (0°), con una ubicación del plano focal en la posición $10.391 \text{ mm} \pm 18 \mu\text{m}$. En la Fig. 2.26(b) corresponde a un ángulo de incidencia de 10° , con una ubicación del plano focal en la posición $7.134 \text{ mm} \pm 9 \mu\text{m}$. Finalmente en la Fig. 2.26(c) corresponde a un ángulo de incidencia de 20° , con una ubicación

del plano focal en la posición $4.977 \text{ mm} \pm 27 \mu\text{m}$.

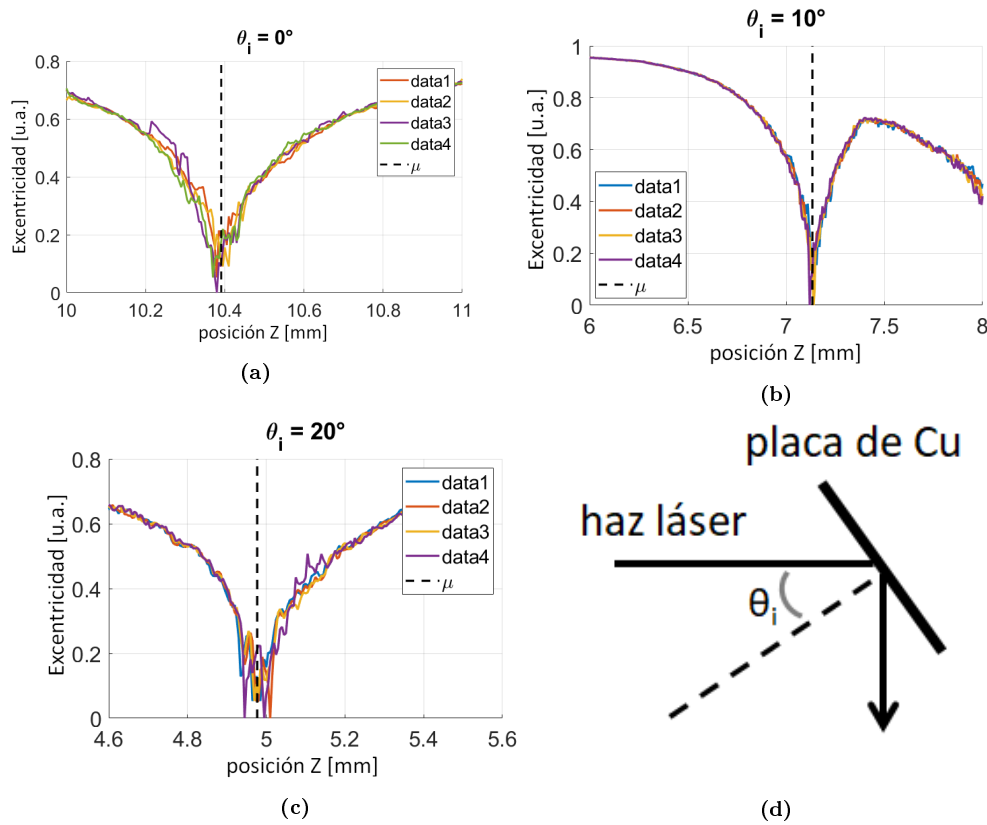


Figura 2.26: Pruebas del sistema posicionamiento astigmático a diferentes ángulos de incidencia respecto a la normal sobre una placa de cobre. En (a) - (c) se muestran las medidas Z-scan utilizando una focal $FL = 25 \text{ mm}$, donde μ representa la posición promedio de la mínima excentricidad. En (d) se muestra un diagrama indicando la posición del target respecto al haz incidente.

2.4.3. Mapeo de superficies

Otra de las aplicaciones a las que fue sometido a prueba el sistema de posicionamiento astigmático fue al mapeo de superficies de blancos. En la Figura 2.27(a) se muestra parte de un arreglo experimental de un *plasma mirror* desarrollado por en la Universidad de Santiago de Compostela en el (L2A2) para uno de los sistemas láser del ELI [48, 49]. Para esta prueba, el arreglo consiste en un espejo de plata de 2 pulgadas (50.8 mm) de diámetro montado en un sistema de posicionamiento de 3 ejes de libertad (Fig. 2.27(b)). Un objetivo apocromático 20X de Mitutoyo (MO) con una distancia de trabajo de 20 mm es utilizado para enfocar el láser de referen-

cia He-Ne sobre la superficie del espejo. La línea azul representa el camino óptico recorrido por el haz del láser He-Ne a 633 nm, que a diferencia con el sistema de posicionamiento astigmático (Fig. 2.3) se introduce una lente de tubo (TL) para la formación de imagen de la superficie del blanco, este componente no es fundamental para el sistema de posicionamiento y puede ser omitido. Un cubo divisor polarizado (PBS1) y una placa de media onda (HWP) es utilizada para desviar la reflexión del haz sobre la superficie del espejo hacia una línea de detección formada por una lente simple (AF), una lente cilíndrica (CL) y una cámara CMOS.

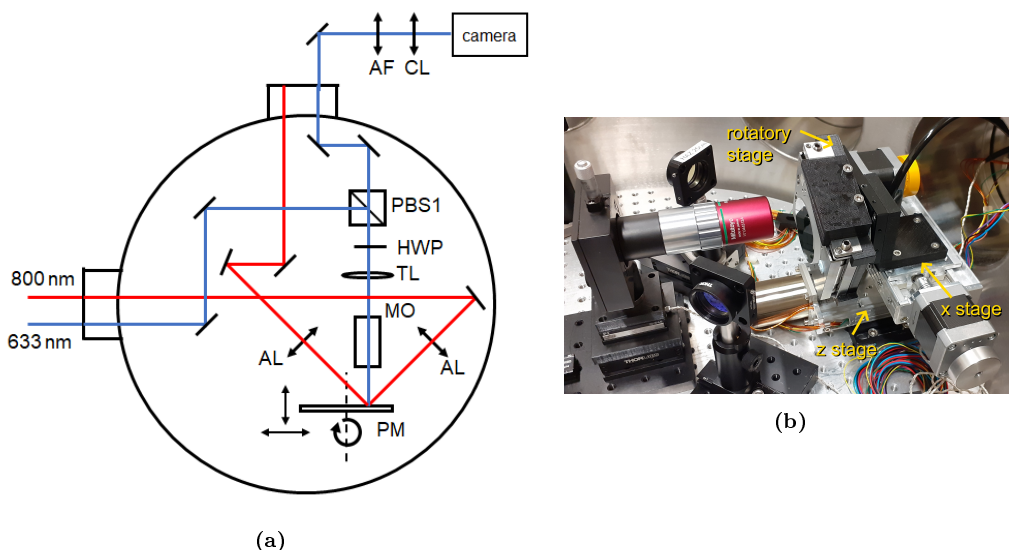


Figura 2.27: En (a) se muestra un esquema del arreglo experimental del "plasma mirror" con el sistema de posicionamiento astigmático (línea azul) con el cual se fue capaz de reconstruir un mapa de la superficie del blanco. En (b) se muestra parte del sistema de tres ejes de posicionamiento dentro de la cámara de vacío.

Primero, debe realizarse una calibración del sistema que nos sirva para relacionar la excentricidad medida con la posición relativa del blanco. Esto se realizó por medio de un barrido a lo largo del eje z , lo cual se muestra en la Figura 2.28. Se puede apreciar un comportamiento lineal, por lo que ajustando una recta (línea negra) a los datos experimentales obtenemos una pendiente de 0.463 mm^{-1} y con ordenada al origen de 0.0188 (u.a. de excentricidad). Con este ajuste es posible recuperar información de donde se encuentra situado el blanco. Así que, realizando una medición con el sistema de posicionamiento astigmático en un sector de la superficie del espejo, se reconstruyó un mapa de la superficie relativo al plano focal. Los resultados de este mapeo se pueden observar en la Figura 2.29, donde una dispersión de los datos

de $13 \mu\text{m}$ evidencian defectos de alineación y *wobbling* (tambaleo) debido al sistema de tres ejes en el que está montado el espejo. Los datos de este mapeo pueden ser utilizados para correcciones de la posición del blanco, manteniéndolo en foco durante el experimento. Esta corrección se lleva a cabo en un solo paso, incrementando la velocidad de respuesta de corrección y por lo tanto, la velocidad a la cual se puede disparar sobre el blanco.

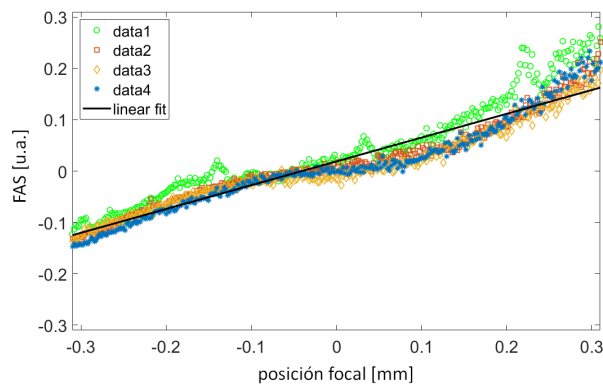


Figura 2.28: Ajuste lineal a la señal astigmática, con una pendiente de 0.463 mm^{-1} . Este ajuste se emplea para la recuperación de la posición real en el mapeo de blancos

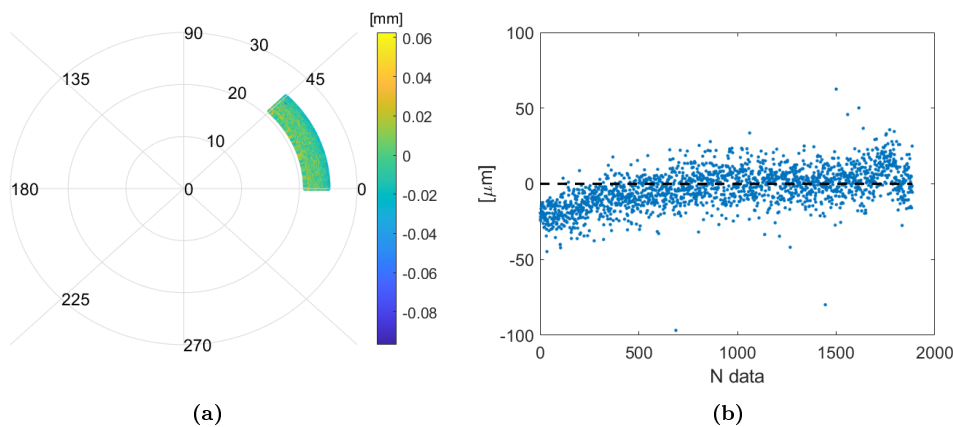


Figura 2.29: En (a) se muestra el mapeo de una fracción de la superficie del blanco (espejo metálico). En (b) se muestra la distribución del total de puntos, donde la media se encuentra en foco (línea punteada) con una desviación estándar de $13 \mu\text{m}$.

CAPÍTULO 3

Sistema de posicionamiento no lineal (NCP)

En este capítulo presentamos otro sistema de posicionamiento, basado en un efecto no lineal conocido como absorción de dos fotones. A diferencia del sistema de posicionamiento astigmático este sistema de posicionamiento no lineal requiere de un mínimo de intensidad pico ($2.35 \times 10^9 \text{ W/cm}^2$) para poder funcionar de manera correcta, sin embargo la sensibilidad de detección es sumamente mayor debido a la respuesta no lineal del mismo. El capítulo estará organizado de la siguiente forma: primero se dará una introducción a la absorción de dos fotones en detectores semiconductores, después se presentará el arreglo experimental del sistema de posicionamiento no lineal y su calibración, y por ultimo presentaremos los resultados obtenidos para dos sistemas láser pulsados (1550 nm y 800 nm). De estos resultados se publicaron dos trabajos [50, 51].

3.1. Absorción de dos fotones (TPA)

La absorción de dos fotones (TPA) es un proceso no lineal de tercer orden ($\chi^{(3)}$), donde dos fotones de energía E_p son absorbidos por un átomo o molécula para llevarlo de un estado inicial a otro de energía más alto. Siempre y cuando la suma de las energías de ambos fotones sea mayor o igual a la diferencia de energías entre

estados conocida como *gap* (E_g), o sea que $2E_p \geq E_g$ [52, 53]. La primer persona en predecir dicho fenómeno fue Maria Göppert-Mayer en 1931 como parte de su tesis doctoral [54], pero no fue hasta después de la invención del láser en 1961 que se reportaron los primeros trabajos experimentales [55]. El proceso no lineal de TPA se puede llevar a cabo no solo por dos fotones de la misma energía (degenerado), si no también por dos fotones de distinta energía (no degenerado), recordando que la suma de energías de ambos fotones sea igual o mayor al *gap* energético. También es importante que la energía de los dos fotones absorbidos por la molécula por este proceso no corresponda a algún *gap* energético de niveles intermedios, de tal manera que no genere una excitación de la molécula de manera directa (ver Figura 3.1).

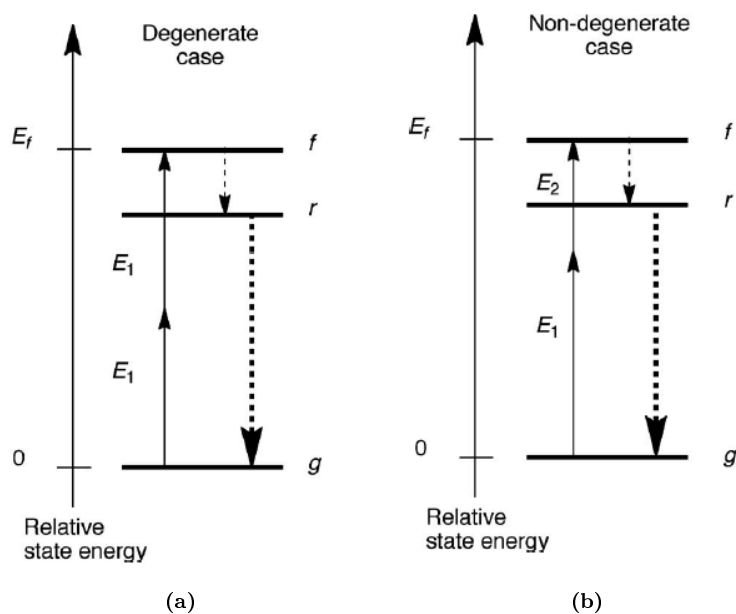


Figura 3.1: Diagrama de la excitación de los niveles de energía de una molécula por la absorción de dos fotones (TPA). En (a) se muestra el caso donde dos fotones de la misma energía E_1 excitan a la molécula del estado g al estado superior f . En (b) se muestra el caso donde dos fotones de diferentes energías E_1 y E_2 excitan a la molécula del estado g al estado superior f . Al final la molécula muestra una relajación al estado más cercano inferior r , para posteriormente regresar al estado inicial g [56].

Para el caso de la absorción de dos fotones, la ecuación de onda de propagación del campo eléctrico E se puede escribir de la siguiente forma [53]:

$$2ik \frac{\partial E}{\partial z} = i\omega\sigma\mu_0 E - \frac{\omega^2}{2c^2} \chi^{(3)} |E|^2 E \quad (3.1)$$

Sea $\chi^{(3)}$ la susceptibilidad de tercer orden y σ la conductividad del medio.

3.1.1. TPA en detectores semiconductores

Un detector semiconductor esta formado por la unión $p-n$ de algún tipo de semiconductor dopado. Esta unión $p-n$ entre ambos semiconductores se conoce como *región de agotamiento (depletion region)* y es donde se llevara a cabo la interacción electrón-hueco, dependiendo si el detector absorbe un fotón con energía igual o mayor a la separación (gap) que hay entre la banda de valencia y la banda de conducción. En la Figura 3.2(a) se muestra un corte transversal de un fotodiodo, donde se puede apreciar la región de agotamiento.

Un fotodiodo esta diseñado para detectar la fluencia de luz que incide sobre el área del detector, por lo que la intensidad lumínica absorbida por el semiconductor estará determinada por la ley de Beer [57, 58].

$$\frac{dI}{dz} = -\alpha I - \beta I^2 \quad (3.2)$$

Donde α es el coeficiente de absorción lineal y β es el coeficiente de absorción no lineal. El silicio tiene un gap energético del orden de 1.1 eV, pudiéndose utilizar dentro del espectro visible (300 nm - 1100 nm). Por arriba de los 1100 nm el coeficiente de absorción lineal (α) tiende a cero, por lo tanto para longitudes de onda > 1100 nm, la ley de Beer se simplifica como:

$$\frac{dI}{dz} = -\beta I^2 \quad (3.3)$$

Resolviendo esta ecuación diferencial, obtenemos que la intensidad en la posición z dentro del semiconductor será:

$$I(z) = \frac{I_0}{1 + I_0\beta z} \quad (3.4)$$

Sabemos que el coeficiente de absorción no lineal (β) para un semiconductor tiene un valor muy pequeño del orden de 10^{-11} m/W [58]. Considerando lo anterior podemos aproximar que $I_0\beta z \ll 1$, donde z es la *profundidad de penetración* que suele ser de unas decenas de micras. Con este supuesto podemos reorganizar la ecuación 3.4 como:

$$\begin{aligned}
I(z) &= \frac{I_0}{1 + I_0\beta z} \cdot \frac{1 - I_0\beta z}{1 - I_0\beta z} \\
&= I_0(1 - I_0\beta z)
\end{aligned} \tag{3.5}$$

De esta nueva expresión podemos observar que la fracción de intensidad absorbida por el detector, corresponde a la parte derecha de la ecuación 3.5. Por otro lado, la corriente generada por el detector es proporcional a la cantidad de pares de fotones absorbidos por el fotodiodo semiconductor.

$$I_{diodo} = \eta \frac{eP}{E_{gap}} \tag{3.6}$$

Donde P es la potencia lumínica que incide sobre la superficie del detector, η es la eficiencia cuántica que tiene el detector y E_{gap} es la energía del gap entre la banda de valencia y la banda de conducción del semiconductor. Combinando ambas ecuaciones (3.6) y (3.5), y también consideramos que la energía del par de fotones absorbido sea igual o mayor al gap del fotodiodo, podemos encontrar que la expresión final para la fotocorriente por la absorción de dos fotones es [51, 57]:

$$I_{diodo} \approx \frac{\eta e \lambda \beta I_0^2 A z}{2hc} \tag{3.7}$$

En la Figura 3.2(b) podemos observar la dependencia cuadrática de la fotocorriente por TPA en función de la potencia incidente y la intensidad (I_0) del haz sobre el fotodiodo. Al utilizar una focal más corta observamos un incremento en la señal de TPA detectada por el fotodiodo a pesar de utilizar la misma potencia incidente sobre el fotodiodo.

3.2. Sistema de posicionamiento confocal no lineal (NCP)

El diseño óptico del *Sistema de Posicionamiento Confocal No-lineal* (NCPs) esta basado en un arreglo confocal, similar al desarrollado por C. Willis en [26]. Este sistema de posicionamiento introducido por Willis consiste en detectar la posición

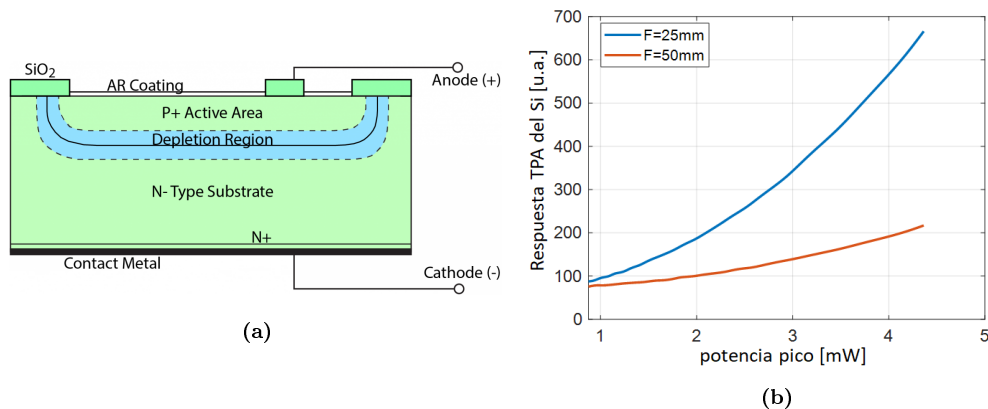


Figura 3.2: En (a) se muestra un esquema del corte transversal de un fotodiodo de unión $p-n$ [59]. En (b) vemos la respuesta no lineal por TPA de un fotodiodo de silicio. La fotocorriente generada con diferente focales (25 mm y 50 mm) muestra una dependencia con la intensidad luminosa.

del blanco en un plano conjugado utilizando una apertura física (núcleo de fibra óptica) y un detector. Nuestra propuesta introduce varias mejoras que facilitan la alineación del sistema y también lo dotan de una mayor sensibilidad y precisión. Una de las mejoras consiste en la sustitución de la apertura física y el detector, por un solo fotodiodo con respuesta no lineal. Otra mejora introducida al sistema consiste en un método de calibración sumamente simplificado, el cual es una variante del método presentado en [42]. En esta sección del capítulo explicaremos el arreglo óptico del sistema NCP y su funcionamiento.

El sistema NCP consiste en un arreglo confocal como se presenta en la Figura 3.3. Una fuente de pulsos láser es enfocada sobre el blanco (sensor de referencia) con una lente esférica (FL) de 25 mm de distancia focal. Un divisor de haz (BS) es utilizado para recolectar la reflexión del haz sobre la superficie del blanco (sensor de referencia) hacia el sistema de detección en un plano conjugado. Este sistema de detección está conformado por una lente convergente (L_1) de distancia focal de 50 mm y un sensor no lineal. Dependiendo de la región del espectro en la que estemos trabajando, el sensor deberá tener una respuesta lineal nula para la longitud de onda del sistema láser (ω), pero su respuesta lineal debe coincidir con el segundo armónico (2ω) del sistema láser. En nuestro caso, el sistema utilizado fue un láser de fibra dopada de Erblio con un amplificador (EDFA), el cual proporciona pulsos láser de 100 fs a 1550 nm, 60 MHz de frecuencia de repetición y potencias promedio de hasta 200 mW [60]. Por lo tanto, el sensor no lineal será uno a base de Silicio, ya

que de acuerdo con su ficha técnica (apéndice D), su respuesta lineal es considerada nula para longitudes de onda superiores a los 1200 nm. Por otro lado, la respuesta lineal del silicio abarca la región del espectro visible (400 - 1100 nm) y el segundo armónico de la emisión láser corresponde a ≈ 775 nm, por lo tanto cae dentro de la región de detección del Silicio. El modelo del fotodiodo de silicio fue el BPW20RF.

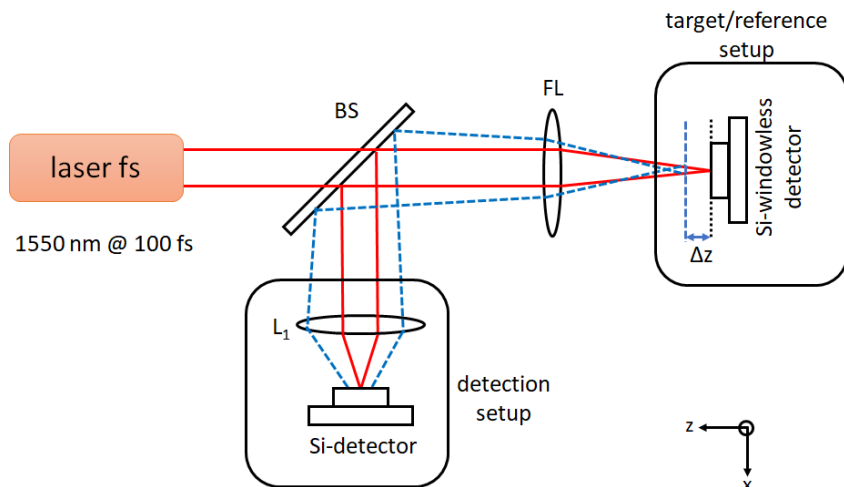


Figura 3.3: Arreglo experimental del Sistema de Posicionamiento Confocal No-lineal (NCP). Un haz colimado es enfocado por una lente esférica (FL) sobre el detector referencia (blanco). La luz reflejada por el detector referencia (blanco) va hacia una lente simple (L_1) y un detector de silicio, el cual conforman el sistema de detección confocal.

3.3. Calibración

La calibración del sistema NCP consiste en una mejora del método descrito en [42], la cual aprovecha el efecto no lineal TPA para obtener la medida directa de la posición focal. Debido a la naturaleza de la detección no lineal por TPA, es posible ubicar la posición de la intensidad pico a lo largo del eje óptico, la cual designaremos como el plano focal. El procedimiento de calibración consiste en colocar un sensor no lineal en la posición del blanco como se muestra en la Figura 3.3. Retiramos la ventana de protección del fotodiodo, con el fin de que la única superficie reflectora sea el propio silicio. Esto evitara acumular errores en la calibración del plano focal. Una vez colocado el fotodiodo sobre el posicionador motorizado, procedemos a realizar una medida z-scan, durante la cual monitoreamos la fotocorriente por TPA en función de la posición del detector a lo largo del eje z . A partir de estos resultados,

podemos encontrar la posición del plano focal correspondiente a la máxima fotocorriente detectada por el fotodiodo sin ventana. Colocamos el sensor de referencia en la posición del plano focal y ajustamos la posición del sensor en el plano conjugado, de tal forma que obtengamos un máximo de intensidad. Finalmente, podemos repetir la medición de z-scan para corroborar ambas señales de detección del foco (directa e indirecta). En la Figura 3.4 se muestran los resultados de la calibración del sistema. La medida directa del foco (referencia) corresponde a la línea roja, la cual muestra un máximo en la posición $6.685 \text{ mm} \pm 5 \mu\text{m}$. Mientras que la medida indirecta del foco (señal NCP), corresponde a la línea azul. Esta muestra un máximo en la posición $6.686 \text{ mm} \pm 5 \mu\text{m}$. La diferencia entre ambas posiciones es menor a la incertidumbre de la medida por el tamaño de paso ($5 \mu\text{m}$) en el escaneo a lo largo del eje z .

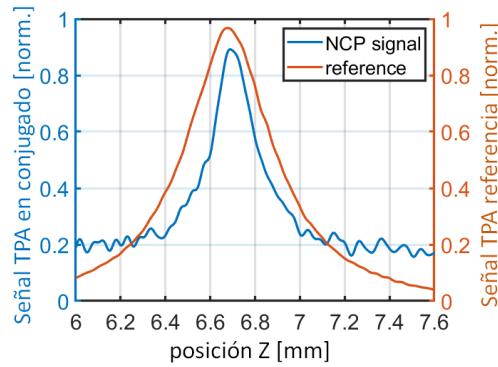


Figura 3.4: Calibración del sistema NCP. La línea roja representa la medida directa por TPA del plano focal, con un punto máximo en la posición $6.685 \text{ mm} \pm 5 \mu\text{m}$. La línea azul representa la medida del foco en el plano focal conjugado por TPA, con un punto máximo en la posición $6.686 \text{ mm} \pm 5 \mu\text{m}$.

3.4. Resultados

Una vez que hemos calibrado el sistema de posicionamiento no lineal, se procedió a evaluar el sistema bajo determinadas pruebas:

1. Respuesta no lineal del detector (cálculo de β_{Full})
2. Recuperación de la posición focal de un blanco
3. Señal TPA vs. speckle

4. Tolerancia a ángulos de incidencia distintos de cero

A continuación presentaremos los resultados obtenidos para dos sistemas láser, en dos diferentes regiones del espectro, en el infrarrojo (1550 nm) y en el infrarrojo cercano (800 nm).

3.4.1. Sistema láser pulsado a 1550 nm (IR)

El sistema láser en la región del espectro IR, consiste en un láser de fibra dopado con Erblio junto a una etapa de amplificación, capaz de entregar pulsos láser de 100 fs a una frecuencia de repetición de 60 MHz, centrado a 1550 nm y con una potencia promedio de hasta 200 mW. En esta sección se presentan los resultados para el sistema láser descrito y utilizando un fotodiodo de Si como detector no lineal.

Respuesta no lineal de detectores a base de Si

Esta prueba se realizó para caracterizar la respuesta no lineal de los detectores utilizados en el sistema NCP. Se propuso utilizar un fotodiodo de silicio, modelo BPW20RF y una cámara Si-CMOS, modelo CS126CU de Thorlabs. La prueba consistió en enfocar con un lente convergente el haz láser sobre el área de detección del sensor, de manera que fuese detectable la repuesta por TPA.

Para el fotodiodo de silicio (BPW20RF) se midió la fotocorriente en función de la potencia pico que incidía sobre el detector (Figura 3.5), para esto se fue variando la potencia de la fuente láser con un filtro neutro previamente caracterizado. Para cada posición del filtro neutro se registró la fotocorriente generada en el fotodiodo. Utilizando la ecuación 3.7, podemos obtener el valor del coeficiente de absorción total no-lineal $\beta_{Full} \equiv \eta\delta\beta$, donde el producto de $\beta_{Full}I_0$ es la fracción relativa de luz absorbida por el fotodiodo debido al fenómeno de TPA [51]. Se ajustó una función cuadrática (línea roja) de la forma $I_{PD} = aP^2 + b$ a los datos experimentales (círculos azules) podemos obtener lo siguiente. Donde $b = 7.664 \times 10^{-7}$ A, es el ruido de fondo del detector y $a = 1,3809 \times 10^{-11}$ A/W². Sea $a = k\beta_{Full}$ y $k = e\lambda/2\pi hcw_0^2$, podemos determinar el valor de β_{Full} conociendo el valor de k . Siendo la longitud de onda de la fuente láser, $\lambda = 1550$ nm y el ancho de cintura, $w_0 = 4.38$ μ m del haz que incide sobre el área del fotodiodo, podemos obtener que $\beta_{Full} = 1.3315 \times 10^{-17}$ cm²/W [51].

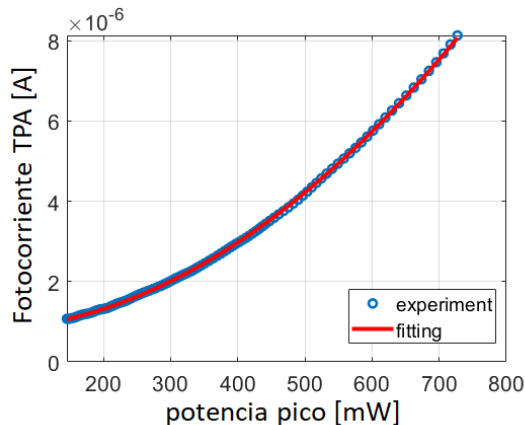


Figura 3.5: Respuesta de la absorción de dos fotones del fotodetector de Silicio (BPW20RF).

Para el caso de la cámara Si-CMOS (CS126CU) solo fue posible determinar la curva de respuesta por TPA en términos de unidades digitales (figura 3.6). Mas detalles sobre la respuesta no lineal de este tipo de detectores Si-CMOS para este rango del espectro, se pueden encontrar en el siguiente trabajo [61].

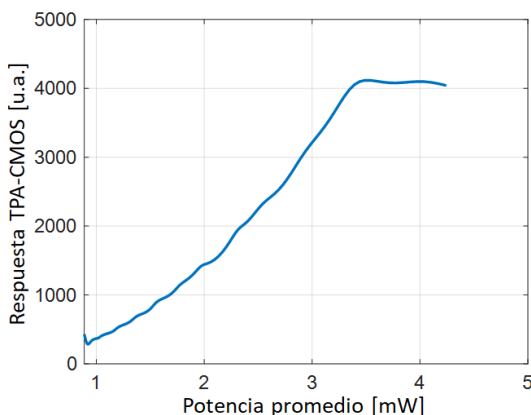


Figura 3.6: Respuesta de la absorción de dos fotones de la cámara Si-CMOS modelo CS126CU.

Recuperación de la posición focal de un blanco

Presentamos los resultados obtenidos de usar el sistema NCP para el posicionamiento de blancos en el plano de mayor intensidad láser (en el plano focal). Para esto, utilizamos la misma placa de cobre que empleamos para realizar las medidas con el sistema astigmático (Figura 2.24). La prueba consiste en definir dos posiciones iniciales conocidas, y para cada una de estas, se llevo a cabo una medida

z-scan para ubicar la posición del foco sobre la superficie del blanco. Se realizaron 4 medidas z-scan para cada posición inicial, para determinar la reproducibilidad del sistema reportando la media (μ) como la posición focal y la desviación estándar (σ) como su incertidumbre. Para una posición inicial de 1.2 mm encontramos la posición del foco en $7.237 \text{ mm} \pm 3 \mu\text{m}$. Mientras que para una posición inicial de 1.5 mm encontramos la posición del foco en $6.935 \text{ mm} \pm 5 \mu\text{m}$. El offset introducido entre ambas posiciones iniciales es de $300 \mu\text{m} \pm 5 \mu\text{m}$, el cual podemos considerar similar a la diferencia entre posiciones focales encontradas por el sistema NCP, el cual fue de $302 \mu\text{m}$.

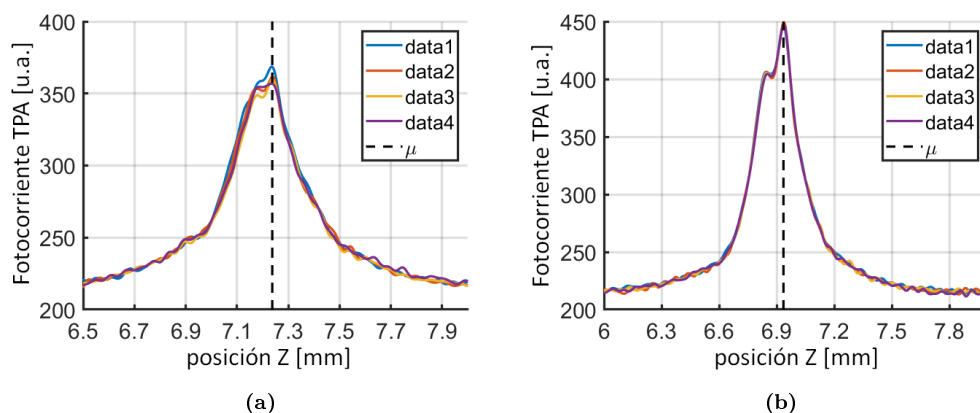


Figura 3.7: Medidas de z-scan a dos diferentes posiciones iniciales. En (a) muestra los resultados del z-scan para la posición inicial 1.2 mm ($\mu = 7.237 \text{ mm} \pm 3 \mu\text{m}$) y en (b) para la posición inicial 1.5 mm ($\mu = 6.935 \text{ mm} \pm 5 \mu\text{m}$).

Señal TPA vs. speckle

La detección no lineal por TPA a 1550 nm, es posible utilizando tanto un fotodiodo, como también una cámara CMOS de silicio. La cámara Si-CMOS a diferencia del fotodiodo nos permite formar una imagen 2D del haz que incide sobre el sensor. Esto nos puede permitir analizar el speckle generado por una superficie rugosa, con el fin de determinar la posición del foco [2]. Debido a que la respuesta espectral de la cámara abarca el rango de 400 - 1100 nm (apéndice D) la fotocorriente generada en el sensor se deberá exclusivamente a la absorción de dos fotones (TPA), por lo tanto, el speckle detectando será una señal de "*speckle no lineal*". La calibración del sistema NCP con una cámara Si-CMOS como detector no lineal se realizó de igual manera a la presentada anteriormente para el fotodiodo de silicio. Este proce-

dimiento de calibración dio como resultado una ubicación del punto focal (detector referencia) en 3.238 mm y de 3.262 mm (detector confocal). Se obtuvo un error de calibración de $24 \mu\text{m}$, el cual se debe al ruido eléctrico del sensor Si-CMOS y su alta sensibilidad en comparación al fotodiodo, por lo cual no fue posible mejorar en su calibración. Estos resultados se pueden observar en la Figura 3.8(a).

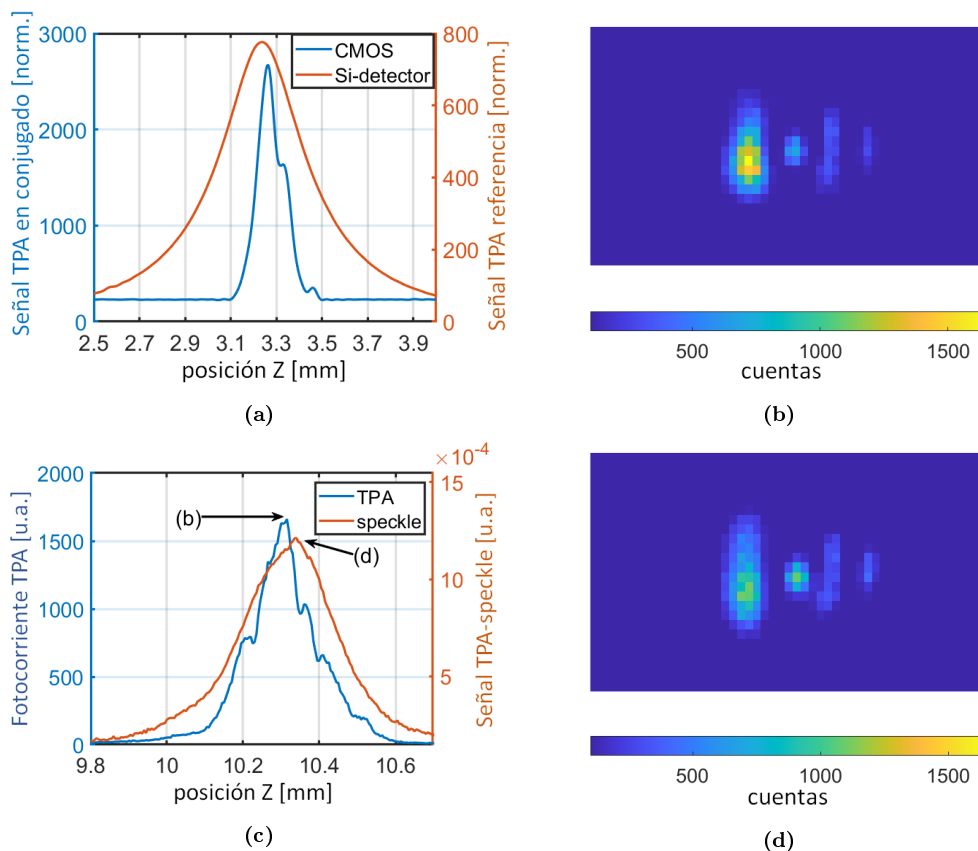


Figura 3.8: En (a) se muestra la calibración del sistema NCP utilizando una cámara Si-CMOS como detector en el plano conjugado. El detector de referencia (línea roja) muestra un pico en la señal TPA en la posición $3.238 \text{ mm} \pm 3 \mu\text{m}$, mientras que en el plano conjugado el sensor Si-CMOS (línea azul) muestra un pico en la señal TPA en la posición $3.262 \text{ mm} \pm 3 \mu\text{m}$. En (c) se muestra la comparación entre la señal de fotocorriente por TPA y la señal de speckle por TPA detectada en el plano conjugado. Un pico en la fotocorriente por TPA se localiza en la posición 10.315 mm, mientras que un máximo en la distribución de la señal de speckle por TPA se localiza en la posición 10.340 mm. La imagen del speckle por TPA en la posición del máximo de fotocorriente se muestra en (b), y para el máximo de la señal de speckle se muestra en (d).

En la Figura 3.8 se muestran los resultados obtenidos del sistema NCP utilizando una cámara Si-CMOS como sensor no lineal. En la Fig. 3.8(a) se muestra

la calibración del sistema. La lineal naranja corresponde a la medida directa de la posición del foco utilizando un fotodiodo de silicio sin ventana, mientras que la línea azul corresponde a la medida indirecta de la posición del foco utilizando la cámara Si-CMOS.

En Fig. 3.8(c) se muestra una comparativa entre la señal de fotocorriente por TPA (línea azul) y el speckle no-lineal (línea roja) al localizar la superficie de una placa de cobre en el plano focal. En las Figuras 3.8(b) y 3.8(d) se muestran las imágenes por TPA del haz reflejado por el blanco según la posición de las curvas de la figura 3.8(c). De arriba a abajo, la primera corresponde para el máximo de la fotocorriente generada por TPA y la segunda corresponde a la máxima detección de speckle no lineal de baja frecuencia. La diferencia entre ambas posiciones (TPA y speckle) es de $25 \mu\text{m}$, similar al error de calibración obtenido, sin embargo los resultados son congruentes entre si.

Tolerancia a ángulos de incidencia

La última prueba que se realizó al sistema NCP fue medir su tolerancia a inclinaciones del blanco respecto de la normal. Para esto ajustamos el ángulo de incidencia sobre la superficie del blanco, y encontramos que para ángulos mayores a 8 grados respecto a la normal, la señal de TPA se vuelve demasiado pequeña como para poder detectar la posición del blanco correctamente. En la Figura 3.9 se muestra la medida a un ángulo de incidencia de 7.8° respecto a la normal, ubicando la posición del blanco sobre el plano focal en $6.607 \text{ mm} \pm 2 \mu\text{m}$.

3.4.2. Sistema láser pulsado a 810 nm (NIR)

En la región del espectro NIR, se utilizaron dos sistemas láser diferentes. El primero consistió en un láser titanio-zafiro modelo MIRA 900, capaz de entregar pulsos láser de 100 fs a una frecuencia de repetición de 76 MHz, centrado a 810 nm y con una potencia promedio de hasta 600 mW. Este láser fue utilizado exclusivamente para obtener el coeficiente de absorción total no-lineal β_{Full} del GaP. El segundo sistema láser fue un titanio-zafiro modelo Synergy PRO, capaz de entregar pulsos láser de 10 fs a una frecuencia de repetición de 75 MHz, centrado a 810 nm y con una potencia promedio de hasta 500 mW. Este sistema láser fue utilizado para el resto de las pruebas del sistema NCP en dicha región del espectro.

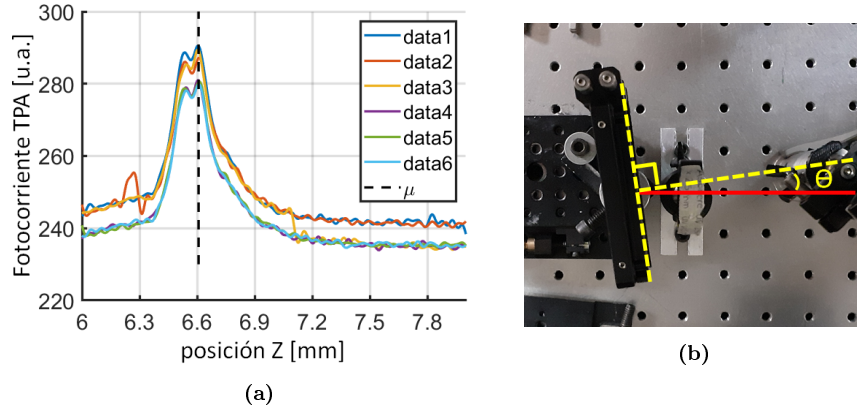


Figura 3.9: Una serie de medidas de la posición del blanco para un ángulo incidente θ se muestra en (a) con una ubicación del foco en la posición $\mu = 6.607$ mm. En (b) se muestra una imagen del montaje de la placa de cobre ubicada frente a la lente de enfoque con un ángulo de incidencia de $\theta = 7.8^\circ$.

Respuesta no lineal de detectores a base de GaP

Se realizó la misma caracterización de la respuesta no lineal para el fotodiodo de galio-fosforo (GaP), modelo FGAP71. Se midió la fotocorriente en función de la potencia pico que incidía sobre el detector (Figura 3.10), para esto se fue variando la potencia de la fuente láser con un filtro neutro previamente caracterizado. Para cada posición del filtro neutro se registró la fotocorriente generada en el fotodiodo. Similar al procedimiento utilizado en los detectores de silicio se calculó el valor del coeficiente de absorción total no-lineal β_{Full} . Ajustando una función cuadrática (línea roja) de la forma $I_{PD} = aP^2 + b$ a los datos experimentales (círculos azules) podemos obtener lo siguiente. Donde $b = 1.2182 \times 10^{-6}$ A, es el ruido de fondo del detector y $a = 1.7674 \times 10^{-12}$ A/W². Sea $a = k\beta_{Full}$ y $k = e\lambda/2\pi h c w_0^2$, podemos determinar el valor de β_{Full} conociendo el valor de k . Siendo la longitud de onda de la fuente láser, $\lambda = 810$ nm y el ancho de cintura, $w_0 = 5.2$ μ m del haz que incide sobre el área del fotodiodo, podemos obtener que $\beta_{Full} = 7.4167 \times 10^{-19}$ cm²/W. El valor de β_{Full} está dos órdenes de magnitud por debajo del obtenido para el fotodiodo de silicio. Esto pudiese deberse a la diferencia de la eficiencia cuántica entre ambos detectores.

Recuperación de la posición focal de un blanco

En este caso se utilizó un sistema láser con un ancho de banda bastante más amplio (>100 nm). Se realizó la calibración del sistema NCP para 800 nm siguiendo

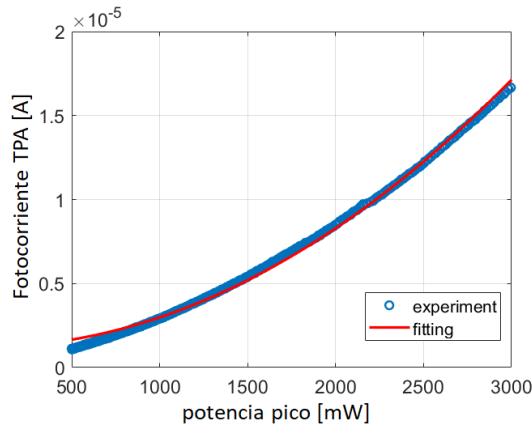


Figura 3.10: Respuesta de la absorción de dos fotones del fotodetector de GaP (FGAP71).

el mismo procedimiento para 1550. Se utilizaron dos sensores GaP, del cual uno se le quito la ventana con el fin de ser el detector de referencia para medir la posición del foco de manera directa y que la reflexión de la superficie sea únicamente del sensor y no de la ventana protectora. En la Figura 3.11(a) se presentan los resultados de la calibración del sistema. El detector de referencia (línea azul) ubica el plano focal en la posición $5.504 \text{ mm} \pm 3 \mu\text{m}$, mientras que la medida en el plano conjugado (puntos rojos) no es clara la ubicación del punto máximo en la señal TPA. A diferencia de los resultados presentados para la región del IR (1550 nm), utilizamos un espejo metálico como blanco, para las pruebas de recuperación de la posición focal. En la Figura 3.11(b) se muestran los resultados de una medición z-scan con un espejo metálico como blanco. Se aprecia una especie de meseta en la curva de la fotocorriente por TPA en el plano conjugado. A partir de los resultados podemos determinar la posición del plano focal en 8.542 mm con una incertidumbre de $\pm 178 \mu\text{m}$. Esta incertidumbre es demasiado alta como para proceder con más pruebas del sistema bajo estas condiciones. En el apéndice A se presentan más de esto resultados preliminares, así como una posible explicación de lo ocurrido con este sistema láser.

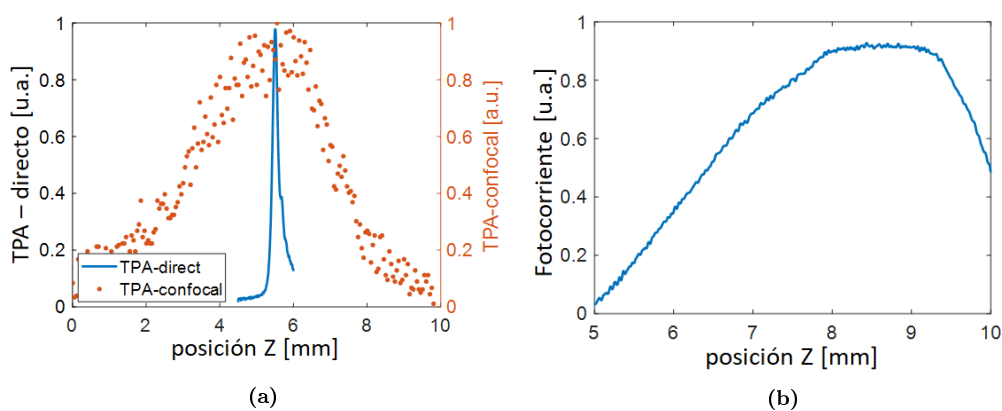


Figura 3.11: Resultados del sistema NCP utilizando un fotodiodo GaP para la región del espectro a 800 nm. En (a) se muestra la calibración del sistema con una medida directa del plano focal en la posición $5.504 \text{ mm} \pm 3 \mu\text{m}$, mientras que la medida indirecta no es posible determinar una posición del foco. En (b) se muestran los resultados de localizar un espejo metálico en foco, sin embargo la incertidumbre es muy alta debido a lo amplio de la detección no lineal.

CAPÍTULO 4

Conclusiones

En este capítulo presentamos un resumen de los resultados obtenidos con cada uno de los sistemas de posicionamiento desarrollados en este trabajo de tesis, haciendo un análisis de estos mismos. También presentaremos un cuadro comparativo entre los sistemas de posicionamiento resaltando cada una de sus características. Finalmente hablaremos sobre los alcances que tuvieron los resultados y el trabajo a futuro.

4.1. Sistema de posicionamiento astigmático

Este sistema de posicionamiento astigmático permite medir con precisión la distancia que hay entre el plano focal y la superficie de un blanco. Además, este sistema de posicionamiento permite diferenciar entre si el blanco se encuentra adelante o atrás (dirección) respecto al plano focal, lo que representa una importante ventaja frente a otros sistemas. Los cambios introducidos al arreglo en comparación a otros reportados previamente (referencias [30, 44]) mejoraron su sensibilidad, obteniendo $1.64 \times 10^{-2} \mu\text{m}^{-1}$ para el caso de la cámara CMOS y $1.35 \times 10^{-3} \mu\text{m}^{-1}$ para el caso del fotodiodo de cuadratura. El método de calibración presentado en esta tesis de doctorado, el cual fue publicado [42], permitió alcanzar una exactitud de $\pm 5 \mu\text{m}$, que corresponde al paso de nuestro posicionador en el eje z . La integración de una cámara CMOS como detector de astigmatismo fue un acierto ya que permitió que

el sistema de posicionamiento tenga una mayor tolerancia a errores de alineación y por lo tanto facilita considerablemente la alineación del arreglo óptico. Otro de los beneficios de utilizar una cámara CMOS como detector de astigmatismo, fue la posibilidad de detectar el speckle simultáneamente y utilizar esta información para ubicar el blanco en el plano focal. Estos resultados ayudaron a respaldar los obtenidos con el sistema astigmático y también abre la posibilidad de utilizar el speckle para la calibración del sistema.

Este sistema de posicionamiento astigmático presenta una gran tolerancia a inclinaciones del blanco, permitiendo enfocar haces en blancos con un ángulo de incidencia de hasta 20° con respecto a la normal a la superficie. Esto representa una ventaja frente a otras técnicas de posicionamiento como la interferométrica donde la incidencia del haz debe ser normal a la superficie del blanco y el speckle debe ser mínimo.

También comprobamos la utilidad del sistema en la generación de mapas de superficies, la cual es una característica importante en la estabilización de blancos a altas tasas de repetición. En estas aplicaciones el tiempo de respuesta debe ser muy alto, por lo que se emplea la estrategia de caracterizar el blanco previo al experimento y poder corregir en un solo paso la posición del blanco utilizando la información del mapeo. Estos resultados fueron publicados en [43].

4.2. Sistema de posicionamiento no lineal

Por otra parte, el sistema de posicionamiento no lineal (NCP) basado en la absorción de dos fotones presenta una alta sensibilidad y por lo tanto muy alta exactitud. En este trabajo se presentaron dos versiones para dos regiones del espectro (800 nm y 1550 nm). Siendo en la región de 1550 nm donde obtuvimos los mejores resultados. El sistema en sí es muy simple y fácil de alinear en comparación con otros [26], ya que el detector no lineal (Si y GaP) tiene la función de una apertura y detector en uno solo. La señal obtenida se puede procesar fácilmente para ser empleada en el posicionamiento de blancos en el plano focal. De los resultados presentados logramos obtener una exactitud de $\pm 2\mu\text{m}$ para el silicio (1550 nm). En esta región del espectro de los 1550 nm pudimos emplear una cámara Si-CMOS como detector no lineal, logrando obtener medidas del speckle no lineal de blancos con superficies rugosas. Estos resultados fueron superiores a los presentados con el

sistema astigmático, ya que la no linealidad de la detección, sirve como un filtraje espacial del speckle generado por la superficie. La detección de la posición del blanco por speckle y la señal no lineal (TPA) concuerdan entre si, demostrando la fiabilidad del sistema NCP. Uno de los puntos en contra en comparación con el sistema de posicionamiento astigmático es la reducida tolerancia a la inclinación del blanco. Logrando recuperar la posición del blanco con ángulos de incidencia menores a los 8° . A pesar de esto, demuestra una buena alternativa para el enfoque de blancos. Estos resultados fueron publicados en [51].

Para la región espectral en 800 nm se utilizó un sistema láser pulsado de 10 fs, con un ancho de banda > 100 nm. Los resultados preliminares presentados en el apéndice A, donde se uso un fotodiodo de GaP como sensor no lineal, muestran una incertidumbre demasiado amplia de $\pm 178 \mu\text{m}$, muy por encima del rango de Rayleigh. Se tiene la hipótesis de la causa de esta señal tan amplia sea la baja eficiencia cuántica del fotodiodo, la cual, no permite detectar con facilidad la señal TPA en el plano confocal. Otra posibilidad es que al tener un pulso tan corto y con un ancho de banda amplio, la dispersión espacial y temporal del pulso debido a los elementos ópticos del arreglo sea demasiado y por lo tanto, el pulso se este enfocando en diferentes posiciones a lo largo del eje óptico. En la figura A.3 se muestran las medidas del plano focal utilizando el sistema de posicionamiento astigmático y un filtro pasa bandas de 10 nm, se filtro diferentes regiones del espectro. Estos resultados muestran una dependencia de la longitud de onda y la posición del plano focal. Esto sugiere que debido al espesor de la lente de enfoque y que se utilizó óptica no especializada para pulsos con anchos de banda grandes, se introduce aberración cromática. Esto es un análisis preliminar el cual debe ser abordado con cuidado y proponiendo futuras pruebas bajo estas condiciones.

4.3. Resumen y trabajo a futuro

En la siguiente tabla 4.3 comparamos ambos sistemas de posicionamiento con otros sistemas reportados en la literatura.

El trabajo de tesis doctoral aquí presentado desencadeno en 4 publicaciones (apéndice E), de las cuales, 2 fueron en revistas de alto impacto (applied optics y optics express), 1 proceeding (SPIE-LASE 2022) y 1 memoria en un congreso internacional (LAOP 2022). Se presentaron trabajos en 3 congresos internacionales

Sistema	astigmático[43]	NCP [51]	Foto-reflectivo [2]	Confocal[25]	CHIP[26]
Remoto	si	si	no	si	si
Precisión	5 μm	2 μm	1 μm	60 μm	ND
Dirección	Si	No	Si	No	No
Velocidad (max)	1 kHz	1 kHz	2 kHz	10 Hz	1 Hz
Fuente	cualquier	pulsado	propio	cualquier	cualquier

Tabla 4.1: Ventajas y desventajas entre varios sistemas de posicionamiento de blancos.

(RIAO 2019, TARG5-2021, LAOP 2022), y en una escuela de verano en el CLPU en Salamanca, España en el 2019. También se realizaron dos estancias de investigación durante el doctorado, una en las instalaciones del L2A2 de la Universidad de Santiago de Compostela (USC), España. Y otra en el Centro de Láseres Pulsados (CLPU) de Salamanca, España.

Se propone que a ambos sistemas de posicionamiento se integre un lazo cerrado de control con un PID, esto con el fin de construir un sistema de autoenfoco de blancos que funcione con láseres pulsados de alta tasa de repetición ($>1\text{kHz}$). Varios de los elementos construidos y desarrollados en esta tesis servirán para la elaboración de este sistema de autoenfoco. Varias de las pruebas realizadas a ambos sistemas muestran un gran potencial en aplicaciones como microfabricación láser y aceleración de plasmas bombeados por láser. Por lo cual, se tiene un especial interés en la generación de una fuente de rayos X, misma que se ha desarrollado en un proyecto de maestría en el grupo de óptica ultra-rápida del ICAT-UNAM [62]. Esta fuente de rayos X impulsada por láser es de las primeras en México.

Resultados preliminares en el CLPU

En este apéndice se encontraran algunos resultados preliminares obtenidos en el Centro de Láseres Pulsados (CLPU) en Salamanca, España. Estos resultados abren una ventana a nuevas interrogantes y posibles técnicas para el posicionamiento de blancos. Los experimentos realizados en este centro consistieron en la construcción de un arreglo experimental que permitiera comparar nuestras mediciones de la posición del blanco con los dos sistemas de posicionamiento desarrollados en este trabajo y un arreglo interferométrico espectral, el cual fue propuesto por personal del CLPU. El sistema láser que se utilizo para estos experimentos fue un oscilador titanio-zafiro modelo Synergy PRO, con pulsos láser de 10 fs a una frecuencia de repetición de 75 MHz, centrado a 810 nm y con una potencia promedio de hasta 500 mW. El arreglo óptico se muestra en la figura A.1, el cual consta de un primer divisor de haz 10:90 donde se introducirá un retardo temporal. Un segundo divisor de haz 50:50 es utilizado para desviar el haz al sistema de enfoque (F) y posteriormente recolectar la reflexión por parte del blanco a nuestro sistema de posicionamiento (NCP). Otro divisor de haz es colocado antes del sistema de diagnostico de la posición del blanco para poder obtener información sobre la interferencia espectral y espacial del haz.

Parte de los resultados obtenidos con el sistema de posicionamiento no lineal fueron presentados en el capítulo 3, donde se concluyó que la incertidumbre era demasiado alta para poder considerar que el sistema NCP era efectivo para dicha región del espectro (800 nm). Se sustituyo el sistema de posicionamiento NCP por el astigmático, esto con el fin de medir si existe un corrimiento del plano focal

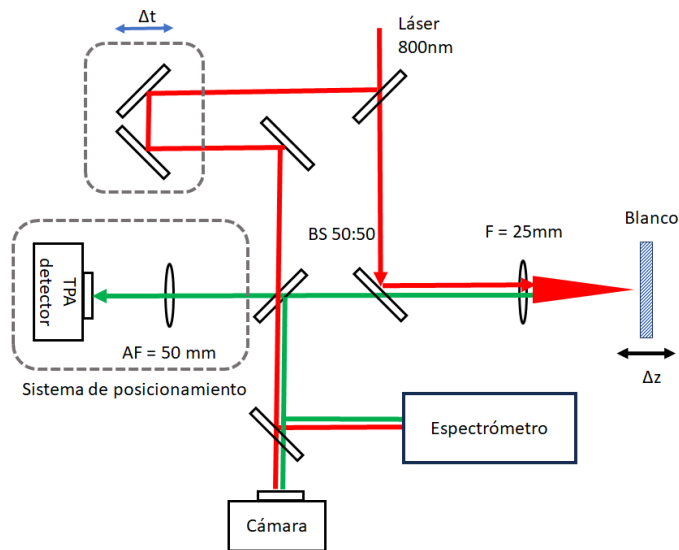


Figura A.1: Arreglo experimental del sistema de posicionamiento combinado con un interferómetro espectral.

debido al amplio ancho de banda de la fuente láser. En la figura A.2(a) se muestra la calibración del sistema siguiendo los pasos descritos en el capítulo 2. La medida directa del foco por detección no lineal (TPA) fue en la posición $5.504 \text{ mm} \pm 3 \mu\text{m}$, mientras que la detección del foco usando el sistema astigmático fue en la posición $5.505 \text{ mm} \pm 1 \mu\text{m}$. En la figura A.2(b) se muestra la comparación de los resultados al usar ambos sistemas de posicionamiento en colocar un blanco en foco bajo las mismas condiciones. Para el sistema no lineal (NCP) se obtuvo una posición del foco en $10.5 \text{ mm} \pm 176 \mu\text{m}$, mientras que para el sistema astigmático fue en la posición $9.753 \text{ mm} \pm 1 \mu\text{m}$.

Teniendo en mente que para este caso el sistema de posicionamiento astigmático tiene una incertidumbre menor que el sistema NCP, se optó por usar el sistema astigmático para medir la posición del foco filtrando diferentes regiones del espectro usando un filtro interferencial con un ancho de banda de 10 nm. Haciendo un barrido desde 750 nm hasta 800 nm se obtuvieron las medidas de la figura A.3(a), donde se muestra las diferentes curvas de la función FAS para cada región del espectro filtrada. En la figura A.3(b) se muestra la posición del foco en función de la longitud de onda central del pulso filtrado. Lo que sugiere la existencia de una aberración cromática en el pulso enfocado. La aberración cromática puede deberse a que la óptica utilizada en el arreglo experimental (figura A.1) no era óptica especializada para pulsos con

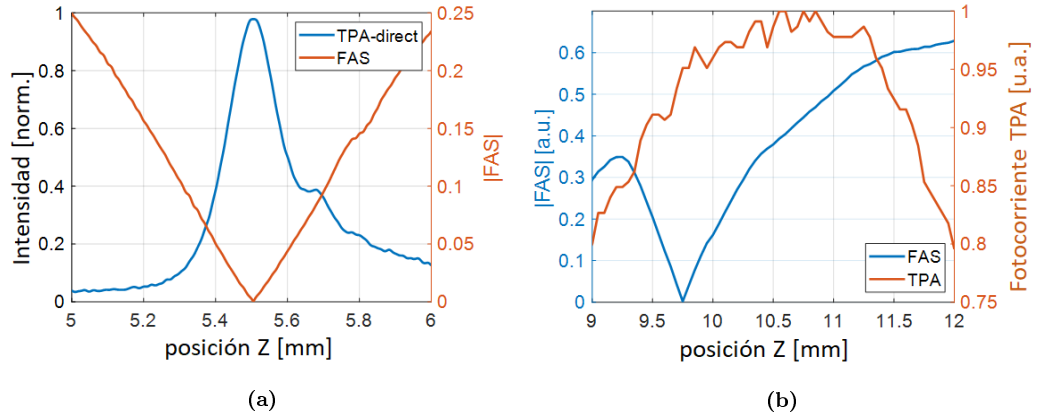


Figura A.2: En (a) se muestra la curva de calibración del sistema de posicionamiento astigmático para un sistema láser en 800 nm. En (b) se muestra una comparación entre el sistema de posicionamiento no lineal y el astigmático para colocar un blanco en la posición focal.

anchos temporales tan cortos y anchos de banda espectral tan amplio. La lente de enfoque fue una lente plano-convexa de 1 pulgada de diámetro y de 11.7 mm de espesor en el centro.

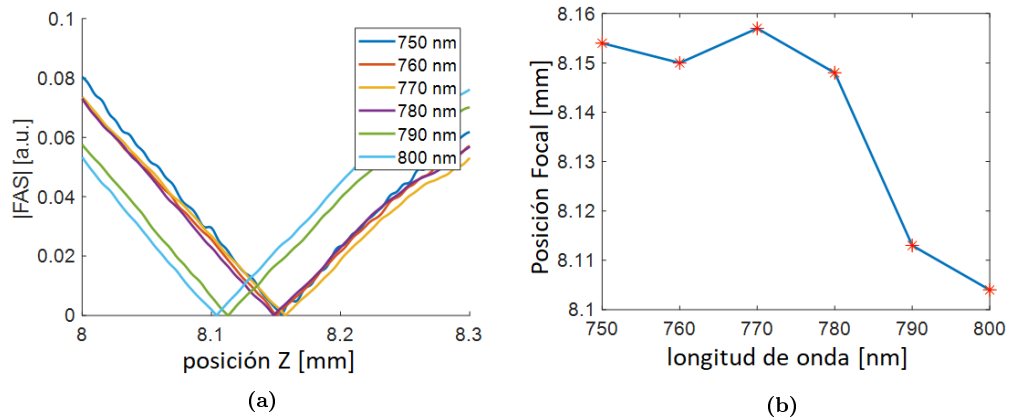


Figura A.3: Resultados del sistema de posicionamiento astigmático utilizando un filtro pasa bandas. En (a) se muestran las curvas de la señal astigmática para cada región del espectro. En (b) se muestra el corrimiento del plano focal para cada longitud de onda.

Los resultados de la interferencia espectral como espacial no se incluyeron en este trabajo debido a que es necesario realizar más mediciones y un mayor análisis. Sin embargo, se sugiere continuar con dichos experimentos, ya que pueden dar información sobre plano focal en el dominio espacio-temporal.

APÉNDICE **B**

Algoritmos Computacionales en Matlab

Matlab[®] es un lenguaje de programación de alto nivel, con soporte nativo para el manejo de vectores y matrices. Su código se guarda en un archivo con la extensión mex-file ("filename".m). Su sintaxis es similar a la empleada en lenguajes como C y C++, lo que permite una rápida introducción al lenguaje de programación. En este anexo encontraremos alguno de los programas mas relevantes para el desarrollo de la tesis doctoral.

B.0.1. Simulación de un haz enfocado, utilizando el método de matrices ABCD

```
1 %Gaussian Beam Propagation based Matrix ABCD
2 %simulacion de la propagacion de haz gaussiano enfocado por una lente simple
3 %se calcula tambien la posible senal de TPA generada por el haz como la
4 %intensidad al cuadrado
5
6 %% Valores iniciales
7 clear all
8 fuente=14;
9 %N : sampling number
10 N=2^10;
11 L=3*1e-3; %tamano del enamallado para x y en este caso es de 10 mm
12 Ld=633; %Longitud de onda en nm
13 Ld=Ld*1e-9;
```

```

14 ko=(2*pi)/Ld;
15 %FWHM=0.8;
16 E=1e-3;
17 T=50e-15;
18 P=E/T;
19 %P=83e-3; %Potencia del haz Gaussiano en miliWatts
20 wo=0.63; %cintura del haz en mm (diametro)
21 wo=wo/(2)*1e-3;
22 focus=50; %focal length in mm
23 z=3*focus; %distancia de propagacion del haz en mm
24 z=z*1e-3;
25 focus=focus*1e-3;
26 %z_lens= Ld/pi*(focus/(wo))^2;
27 z_lens=4*Ld/pi*(focus/(2*wo))^2;
28 z_ray=(ko*wo.^2)/2*1e3; %rayleigh of the beam
29 sprintf('Rayleigh range is %0.2f [um]', z_lens*1e6)
30 Dout=2*focus*Ld/pi/wo;
31 sprintf('Beam diameter teoretical (2Wo) is %0.2f [um]', Dout*1e6)
32 dz=1e-6;
33 theta=Ld/pi/wo;
34
35 lens_pos=focus;
36
37 Md=[1 dz; 0 1];
38 Ml=[1 0; -1/focus 1];
39
40
41 indx=2;
42 zz_vector=0:dz:z;
43 qo=1/(-1i*Ld/pi/wo^2);
44 q=qo;
45 w=wo;
46
47
48 for nn=dz:dz:z
49
50     if abs(nn-lens_pos)<dz/2
51         MT=Ml*Md;
52         q(indx)=(MT(1)*q(indx-1)+MT(3))/(MT(2)*q(indx-1)+MT(4));
53     else
54
55         q(indx)=(Md(1)*q(indx-1)+Md(3))/(Md(2)*q(indx-1)+Md(4));
56
57
58     end
59
60     w(indx)=sqrt(Ld/pi/abs(imag(1/q(indx))));
61     indx=indx+1;
62 end
63 %w=w*sqrt(2);
64
65 figure(4)

```

```

66 hold on
67 PP=plot(zz_vector*1e3,abs(w)*1e6,'--r','LineWidth',2);
68 hold off
69 title('Beam Propagation w(z) at 1/e^{2}')
70 xlabel('z position [mm]')
71 ylabel('waist size [\mum]')
72 set(gca,'FontSize',fuent)
73
74
75 A=pi*w.^2;
76 Int=(P./A);  %(P./A).^2;
77 Int=Int/max(Int);
78
79
80 figure(5)
81 yyaxis left
82 plot((zz_vector-2*focus)*1e6,Int,'LineWidth',2);
83 hold on
84 ylabel('Intensity [norm.]')
85 plot(z_lens*1e6*ones(1,indx-1),linspace(0,1,indx-1),'--black')
86 plot(-z_lens*1e6*ones(1,indx-1),linspace(0,1,indx-1),'--black')
87 hold off
88
89 yyaxis right
90 PP=plot((zz_vector-2*focus)*1e6,abs(w)*1e6,'--','LineWidth',2);
91 ylim([0 100])
92 xlim([-2000 2000])
93 ylabel('waist size [\mum]')
94 title([num2str(focus*1e3) ' mm lens'])
95 xlabel('z position [mm]')
96 set(gca,'FontSize',fuent)
97
98 sprintf('Beam diameter (2Wo) is %0.2f [\um]'; 2*min(abs(w))*1e6)

```

B.0.2. Simulación de un haz enfocado, utilizando el método por transformada de Fourier (Split-Step Fourier BPM)

```

1  %Gaussian Beam Propagation based on the z-scan algorithm
2  %simulate the focus of a lens recollimated the beam a then to a cylindric
3  %lens
4
5  %% steps to compute
6  % 1)Beam spatial propagation by the lens
7  % 2)Beam on target at Z position
8  %   Linear absorption alpha
9  %   Kerr effect n2
10 %   No linear absorption Beta
11 % 3)Far-field propagation

```

```

12 % 4)hard aperture filter
13
14 %% Valores iniciales
15 clear all
16 fuente=14;
17 %N : sampling number
18 N=2^10;
19 L=3*1e-3; %tamano del enamallado para x y en este caso es de 10 mm
20 Ld=633; %Longitud de onda en nm
21 Ld=Ld*1e-9;
22 ko=(2*pi)/Ld;
23 n2=-2e-13; %non linear index (kerr effect)
24 %FWHM=0.8;
25 P=5e-3; %Potencia del haz Gausiano en Watts
26 wo=0.63; %cintura del haz en mm (diametro)
27 wo=wo/(2)*1e-3;
28 %wo=wo/(2*sqrt(2))*1e-3;
29 focus=50; %focal length in mm
30 z=3*focus;%+450; %distancia de propagacion del haz en mm
31 z=z*1e-3;
32 focus=focus*1e-3;
33 z_lens=4*Ld/pi*(focus/(2*wo))^2;
34 z_ray=(ko*wo.^2)/2*1e3; %rayleigh of the beam
35 sprintf('Rayleigh range is %0.2f [um]', z_lens*1e6)
36 Dout=2*focus*Ld/pi/wo;
37 sprintf('Beam diameter teoretical (2Wo) is %0.2f [um]', Dout*1e6)
38 z_ray=z_ray*1e-3;
39 dz=0.5e-3; %resolucion de pasos en z
40 z_vector=0:dz:z;
41 Nz=round(z/dz);
42 no=1; %indice de refracion lineal
43 beta=no*ko;
44 % dx : step size
45 dx=L/N;
46
47 %% Cylindric Lens
48 Cfocus=30; %cylindric lens focus in mm
49 Cfocus=Cfocus*1e-3;
50
51
52 %%
53 %Space axis
54 x=(0:N-1)*dx-L/2;
55 y=(0:N-1)*dx-L/2;
56 %Frequency axis
57 Kx=(2*pi*(0:N-1))/(N*dx)-((2*pi*(N))/(N*dx))/2;
58 Ky=(2*pi*(0:N-1))/(N*dx)-((2*pi*(N))/(N*dx))/2;
59 [KX,KY] = meshgrid(Kx,Ky);
60 [X,Y] = meshgrid(x,y);
61 %Haz gausiano
62 Gau=(sqrt(2*P)/(wo*sqrt(pi)))*exp(-(X.^2+Y.^2)./(wo^2));
63 %exp(-(x.^2)/(wo.^2))*exp(-(y.^2)/(wo.^2));

```



```

64 figure(99)
65 imagesc(x*1e3,y*1e3,Gau)
66 title(' Initial Beam Profile')
67 xlabel('x[mm]')
68 ylabel('y[mm]')
69
70
71
72 %% Lens Equation
73 CLens_kernel=exp(1i*ko/(2*Cfocus)*(X.^2));
74 Lens_kernel=exp(1i*ko/(2*focus)*(X.^2+Y.^2));
75 Lens_kernel_2=exp(1i*ko/(2*(100e-3))*(X.^2+Y.^2)); %assistant lens to reduce beam size
76 Lens_pos=focus;%(100e-3)-137e-6+20e-6;
77 Lens_pos2=3*focus;
78 CLens_pos=Lens_pos2+360e-3;
79 AsistLens=CLens_pos-50e-3;
80
81 %% Free space transfer function
82 %H=exp(1i/(2*beta)*dz*(Kx.^2))*exp(1i/(2*beta)*dz*(Ky.^2));
83 H=exp(1i/(2*beta)*dz*(KX.^2 + KY.^2));
84 FGau=fft2(Gau);
85 %{
86 FGau1=FGau1.*fftshift(exp(1i/(2*beta)*(focus)*(KX.^2 + KY.^2)));
87 Gau1=ifft2(FGau1);
88 Gau=Gau1.*Lens_kernel;
89 FGau=fft2(Gau);
90 %FGau=fftshift(FGau);
91 %}
92 C_z=0;
93
94 figure(1);
95 mesh(X,Y,abs(Gau))
96
97 [~,in_G]=find(abs(Gau)==max(max(abs(Gau))));
98 m=1;
99 BP_Y(:,m)=abs(Gau(:,in_G));
100 BP_X(:,m)=abs(Gau(in_G,:));
101
102 %% Focus scan offset
103 % delta=5e-3;
104 % loops=floor(delta/dz)+1
105 % %dstart=Lens_pos-delta/2;
106 % DeltaZ=-delta/2:dz:delta/2;
107 %loop=length(z_vector);
108
109 %% step fourier method
110 for nn=dz:dz:z
111     m=m+1;
112     %m/loop
113
114     FGau=FGau.*fftshift(H);
115     Gau=ifft2(FGau);

```

```

116
117 if (abs(nn-Lens_pos)<=dz/2)
118 Gau=Gau.*Lens_kernel;
119 FGau=fft2(Gau);
120
121 elseif (abs(nn-Lens_pos2)<=dz/2)
122 Gau=Gau.*Lens_kernel;
123 FGau=fft2(Gau);
124
125 %% aumentar convergencia del haz con una lente adicional
126 %{
127 elseif (abs(nn-AsistLens)<=dz/2) %comentar si no se requiere de la lente adicional
128 Gau=Gau.*Lens_kernel_2;
129 FGau=fft2(Gau);
130 %}
131 %
132     %%%%%%%%%%%
133 elseif (abs(nn-CLens_pos)<=dz/2)
134 Gau=Gau.*CLens_kernel;
135 FGau=fft2(Gau);
136
137 end
138
139 BP_Y(:,m)=abs(Gau(:,in_G));
140 BP_X(:,m)=abs(Gau(in_G,:));
141
142 figure(77);imagesc(x*1e3,y*1e3,abs(Gau))
143 title(['Propagated Beam Profile Z=' int2str(nn*1e3)])
144 xlabel('x[mm]')
145 ylabel('y[mm]')
146
147 end
148
149 figure(77);imagesc(x*1e3,y*1e3,abs(Gau))
150 title('Propagated Beam Profile')
151 xlabel('x[mm]')
152 ylabel('y[mm]')
153
154 %% Plot divergence
155
156 fo = fitoptions('Method','NonlinearLeastSquares');
157 ft = fittype('gauss1');
158
159 for kk=1:1:m
160 [curvey,~] = fit(y',BP_Y(:,kk),ft);
161 [curvex,~] = fit(x',BP_X(:,kk),ft);
162 D_FWHM_X(kk)=curvex.c1*2;
163 D_FWHM_Y(kk)=curvey.c1*2;
164 end
165

```

```

166 %QPD_signal=D_FWHM_X-D_FWHM_Y;
167
168 a=max([D_FWHM_X;D_FWHM_Y],[],1);
169 b=min([D_FWHM_X;D_FWHM_Y],[],1);
170 QPD_signal=sqrt(a.^2-b.^2)./a;
171
172
173
174 figure(96)
175 hold on
176 plot(z_vector*1e3,abs(QPD_signal),'LineWidth',2)
177 hold off
178 title('Quadrature detection for 50mm lens vs CL focal length')
179 xlabel('Z[mm]')
180 ylabel('Eccentricity [a.u.]')
181 %set(gca,'FontSize',fuente);
182
183 %{
184 figure(5)
185 A=max(abs(BP_X));
186 B=diag(1./A);
187 N_Gau_pro=abs(BP_X)*B;
188 contour(z_vector*1e3,x*1e3,N_Gau_pro, [exp(-1) exp(-1)], 'k','LineWidth',2)
189 hold on
190 A=max(abs(BP_Y));
191 B=diag(1./A);
192 N_Gau_pro=abs(BP_Y)*B;
193 contour(z_vector*1e3,y*1e3,N_Gau_pro, [exp(-1) exp(-1)], 'r','LineWidth',2)
194 title('Beam propagation along Z')
195 xlabel('z[mm]')
196 ylabel('waist [mm]')
197 legend('x waist','y waist')
198 hold off
199 %}
200
201 figure(4)
202 clf
203 hold on
204 PX=plot(z_vector*1e3,D_FWHM_X/2*1e6,'black','LineWidth',2);
205 %plot(DeltaZ*1e3,-D_FWHM_X/2*1e3,'r','LineWidth',2)
206 %PY=plot(z_vector*1e3,D_FWHM_Y/2*1e6,'black','LineWidth',2);
207 %plot(DeltaZ*1e3,-D_FWHM_Y/2*1e3,'black','LineWidth',2)
208 hold off
209 xlabel('z [mm]')
210 ylabel('waist [\mum]')
211 %legend([PX PY],{'x waist','y waist'})
212 set(gca,'FontSize',fuente)
213
214 [aa,bb]=min(D_FWHM_X);
215 sprintf('Beam diameter (2Wo) is %0.2f [um]', D_FWHM_X(bb)*1e6)
216
217 figure(5)

```

```

218 clf
219 hold on
220 %PX=plot(z_vector*1e3,D_FWHM_X/2*1e6,'r','LineWidth',2);
221 %plot(DeltaZ*1e3,-D_FWHM_X/2*1e3,'r','LineWidth',2)
222 PY=plot(z_vector*1e3,D_FWHM_Y/2*1e6,'black','LineWidth',2);
223 %plot(DeltaZ*1e3,-D_FWHM_Y/2*1e3,'black','LineWidth',2)
224 hold off
225 xlabel('z [mm]')
226 ylabel('waist [\mum]')
227 %legend([PX PY],{'x waist','y waist'})
228 set(gca,'FontSize',fuente)
229
230
231 figure(74)
232 imagesc(z_vector*1e3,x*1e3,BP_X)
233 title('X profile propagated')
234 xlabel('z [mm]')
235 ylabel('x [mm]')
236 set(gca,'FontSize',fuente)
237
238 figure(75)
239 imagesc(z_vector*1e3,y*1e3,BP_Y)
240 title('Y profile propagated')
241 xlabel('z [mm]')
242 ylabel('y [mm]')
243 set(gca,'FontSize',fuente)
244
245
246 %% Save Data
247
248 prompt = 'Do you want to save data? Y/N [Y]: ';
249 str = input(prompt,'s');
250 if isempty(str)
251     str = 'Y';
252 end
253
254 if strcmpi(str, 'Y')
255 save(['propagacion_zscan_' datestr(datetime('now'),'yymmdd_HHMM')], ...
256     'BP_X','BP_Y','QPD_signal','x','y')
257 end
258
259 %%%%%%%%%%%

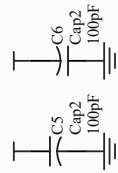
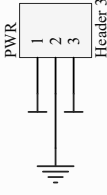
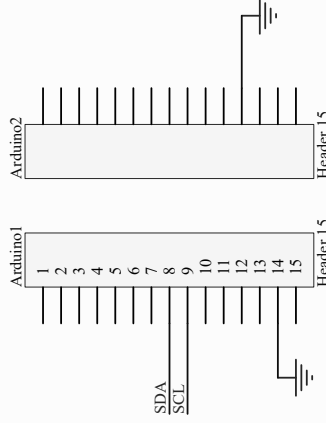
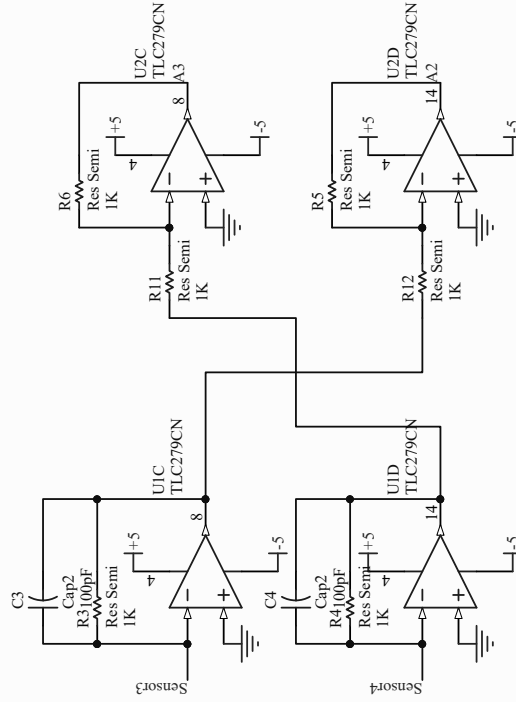
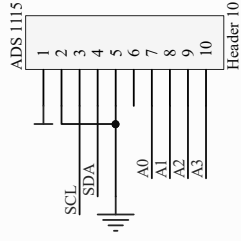
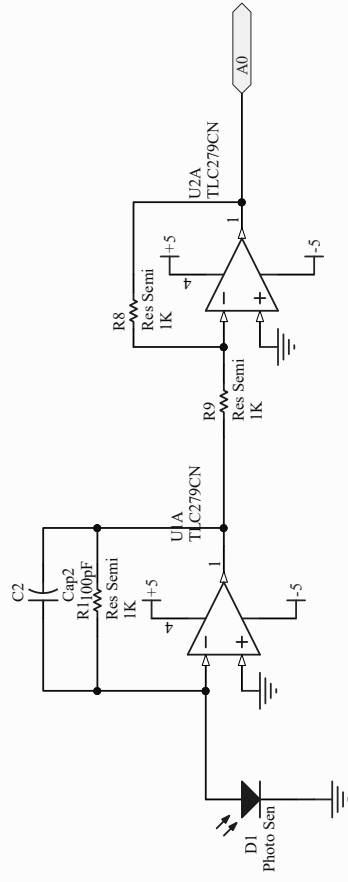
```

APÉNDICE **C**

Circuitos eléctricos

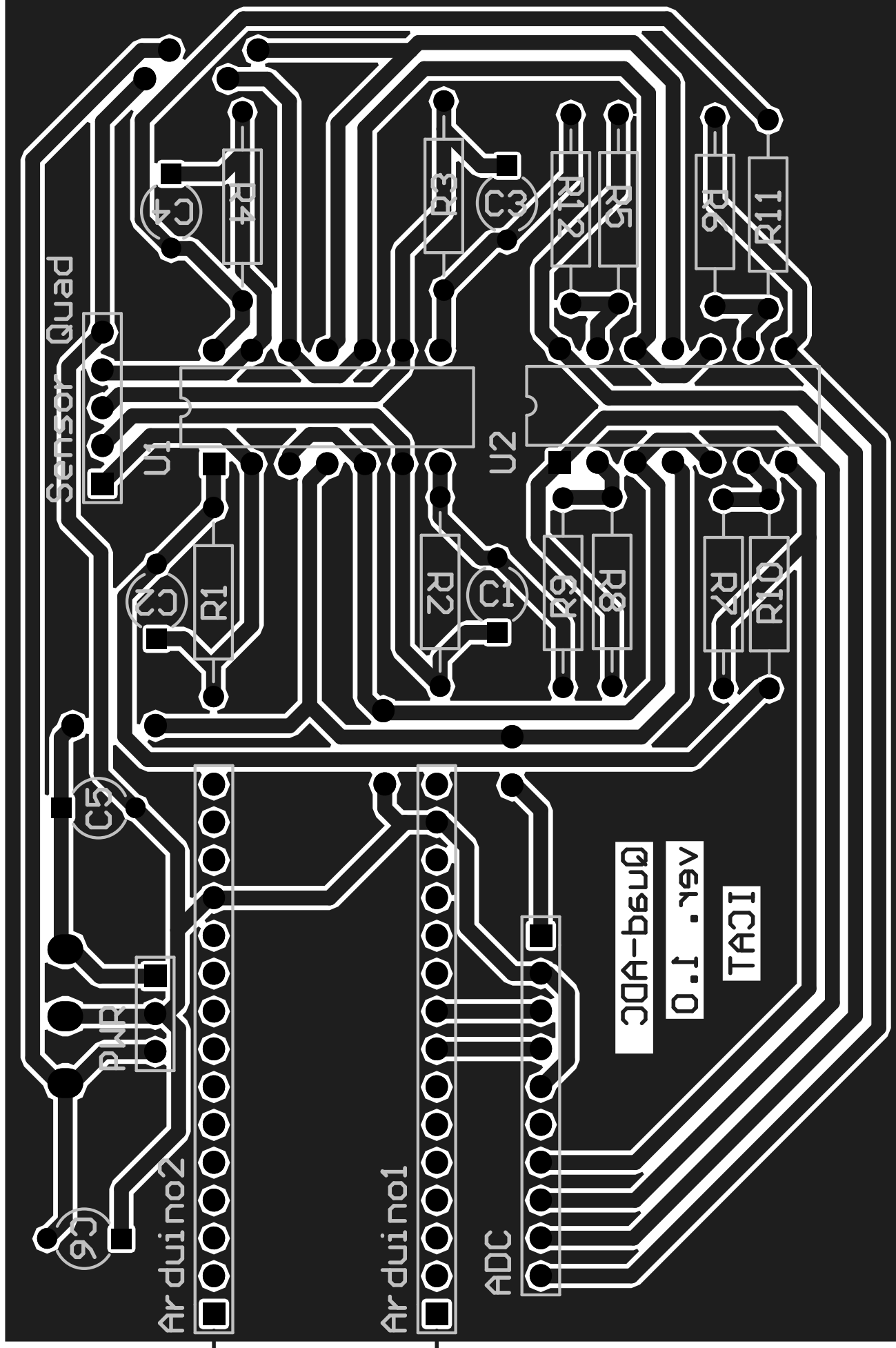
En este apéndice se incluyen los diagramas de los circuitos eléctricos usados en la tesis doctoral, los cuales fueron desarrollados utilizando el software Altium Designer 17. Se anexan para cada circuito los archivos correspondiente a diagrama y el diseño de la PCB. Si se desea reproducir la placa PCB del circuito es necesario imprimir la hoja donde se encuentra el diagrama a escala real en una hoja tamaño carta.

C.1. Circuito para fotodiodo de cuadratura



Title Esquema de circuito para detección de cuadratura utilizando un ADS1115 y un arduino nano

Size	Number	Revision
A4		
Date:	18/06/2023	Sheet of
File:	G:\MT unidatd...\Sheet1.SchDoc	Drawn By: Jesus Delgado Aguillon



Sensor Quad

Arduino2

Arduino1

ADC

QDA-ADC

Ver. 1.0

TAC1

15.00

C6

PNP

C5

R1

U1

C3

R2

U2

C1

R3

C3

R4

C3

R5

C3

R6

C3

R7

C3

R8

C3

R9

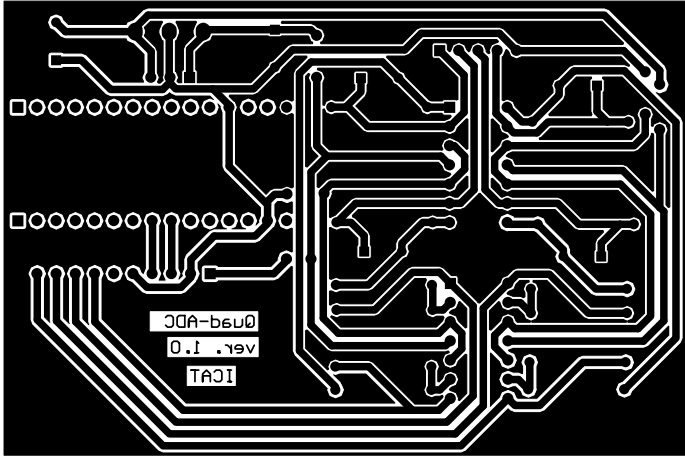
C3

R10

C3

R11

C3



C.2. Circuito para fotodiodo con pantalla LCD

APÉNDICE **D**

Hojas de datos de detectores

En este apéndice se incluyen extractos de las hojas de datos de algunos de los sensores que se utilizaron en este trabajo de tesis.

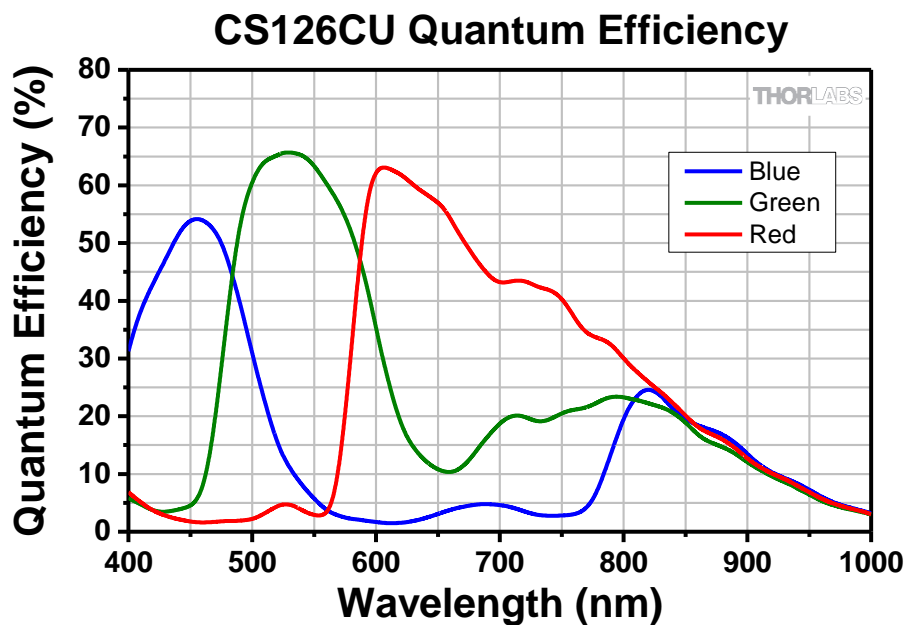
D.1. Cámara Si-CMOS (CS126CU)

Chapter 17 CS126CU Specifications

17.1. CMOS Sensor Specifications

Sensor Specifications	
Sensor Type	CMOS Color
Number of Active Pixels	4096 (H) x 3000 (V) (~12.3 MP)
Pixel Size	3.45 μm x 3.45 μm
Optical Format	1.1" Format (14131 μm x 10350 μm)
Dynamic Range	Up to 71 dB
Full Well Capacity	$\geq 10,650 e^-$
Shutter Type	Global

17.2. Quantum Efficiency



An IR-blocking filter is typically installed. This filter may be removed if NIR responsivity is desired. See Chapter 18 for specifications related to the IR-blocking filter. The quantum efficiency plot above is without an IR-blocking filter.

17.3. Imaging Specifications

Imaging Specifications	
Exposure Time	0.028 to 14700.9 ms in ~0.014 ms Increments
ADC Resolution	12 Bits
Vertical and Horizontal Digital Binning ¹	1 x 1 to 16 x 16
Region of Interest (Width x Height) (For Binning at 1 x 1)	260 x 4 Pixels to 4096 x 3000 Pixels, Rectangular
Read Noise	<2.5 e^- RMS
Overlapped Exposures	Frames per Trigger = Continuous Only

¹ – Binning >1 x 1 only available when operating camera in unprocessed mode (monochrome).

17.4. Example Frame Rates

ROI	Frame Rate
Full Sensor (4096 x 3000)	21.7 fps
Half Sensor (2048 x 1500)	46.1 fps
~1/10th Sensor (410 x 300)	206.1 fps
Min ROI (260 x 4)	914.4 fps

~1 ms Exposure Time, 1 x 1 Binning, Frames per Trigger = Continuous
Frame rates above are determined by the frame valid (FVAL) frequency
Frame rate is directly dependent on the capabilities of the host computer. Results may vary.
See also Section 4.5 Frame-Rate Control

17.5. Power Consumption

3.92 W Max @ 21.7 fps Full Sensor ROI

17.6. Operating/Storage Temperatures

Operating: 10 °C to 40 °C (Non-condensing)

Storage: 0 °C to 55 °C

Chapter 18 Protective Glass Windows

The protective glass window may be either an AR (anti-reflective) coated window for monochrome cameras, or an IR Filter for color cameras.

18.1. Protective Glass Window Dimensions

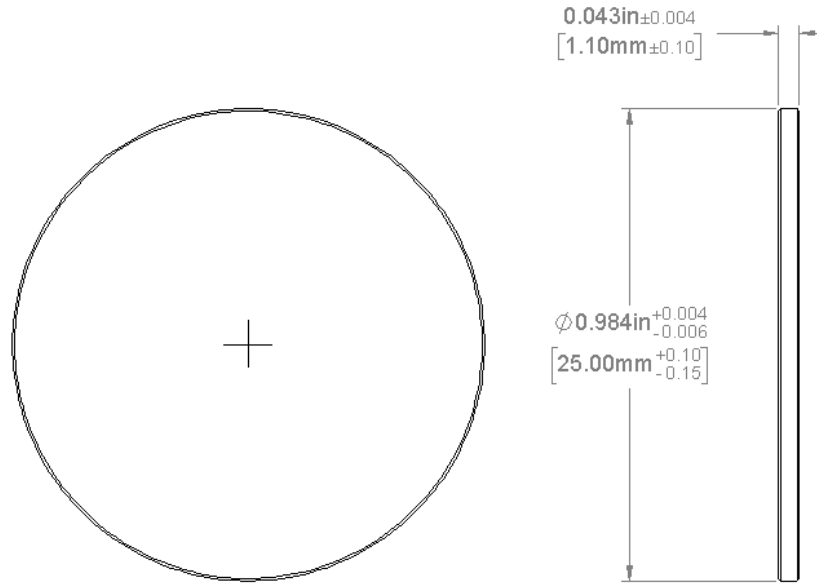


Figure 17 Protective Window Dimensions

18.2. AR-Coated Window Specifications

Unless otherwise specified, all monochrome models with AR coated windows have $R_{\text{avg}} < 0.5\%$ per surface over the 400 – 700 nm wavelength range. The current exception is CS135MUN. See 7.7

18.3. IR Filter Transmission Curve

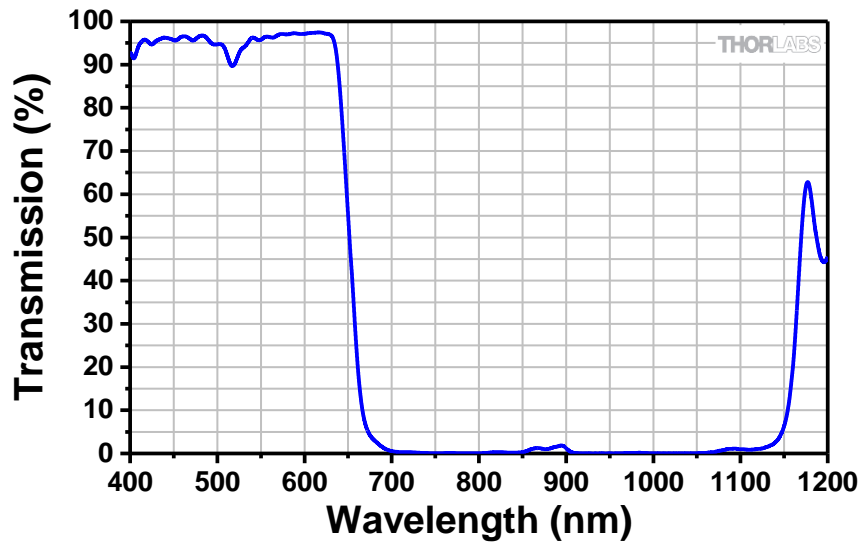


Figure 18 IR Blocking Filter Transmission Curve

Chapter 19 Mechanical Drawings

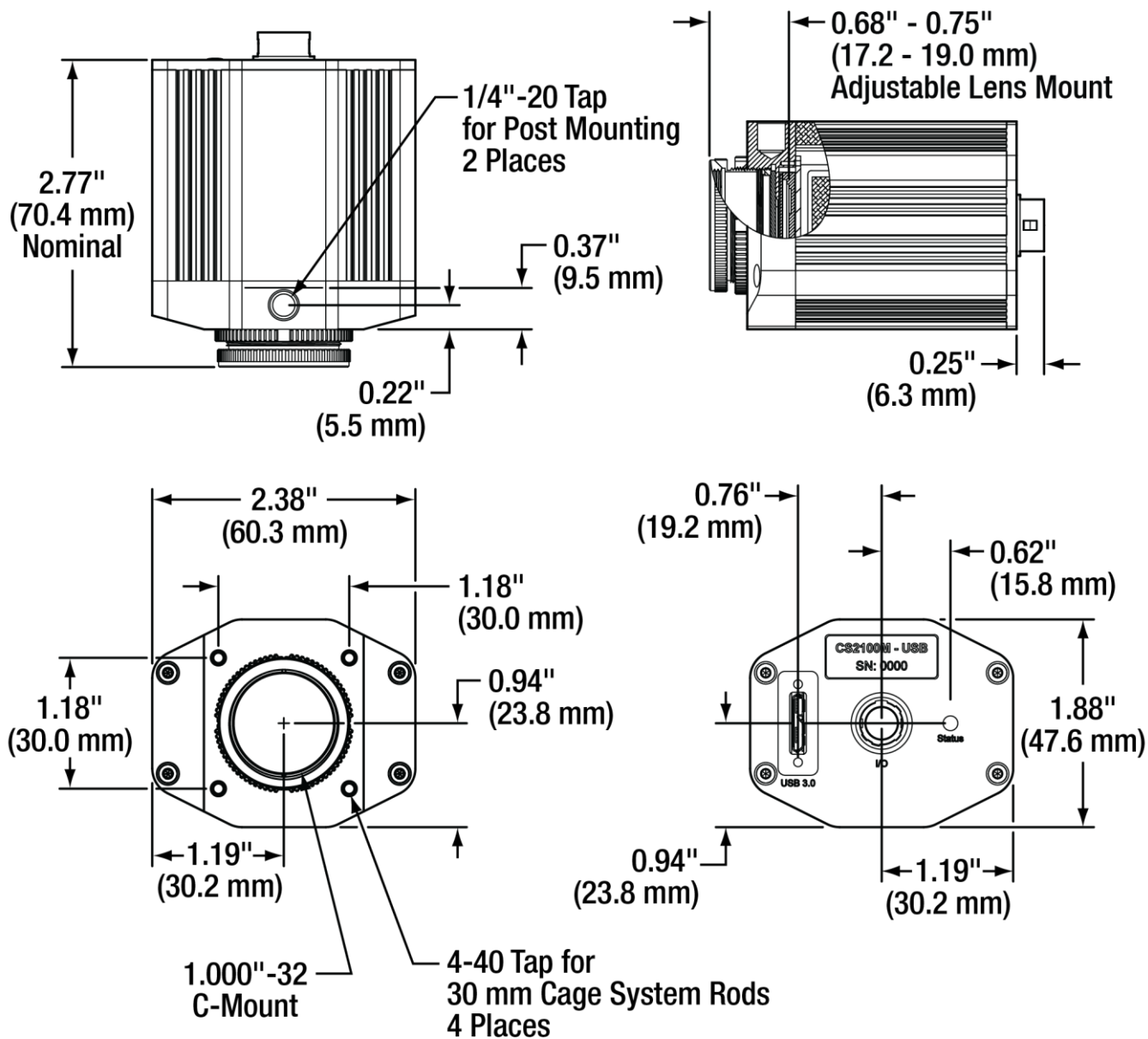
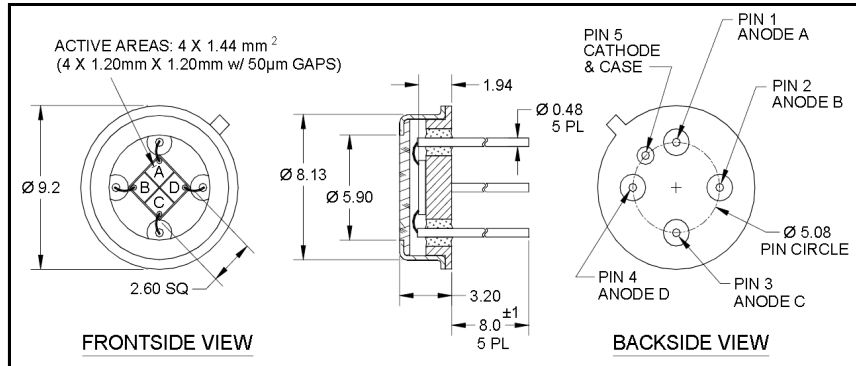
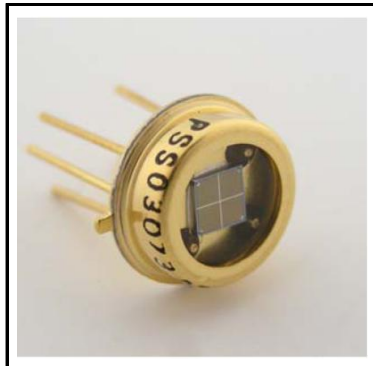


Figure 19 Compact Scientific Camera Dimensions

D.2. Fotodiodo de cuadratura (QP5.8-6 TO)


Features

- 5.8 mm² Quadrant PIN detector
- High sensitivity
- Small gap
- Low dark current

Description

Low dark current circular active area quadrant PIN photodiode with 4 x 1.44 mm² active area. Metal can type hermetic TO5 package with clear glass window.

Application

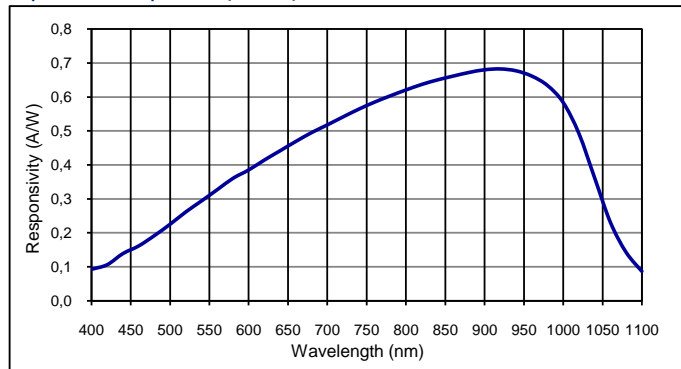
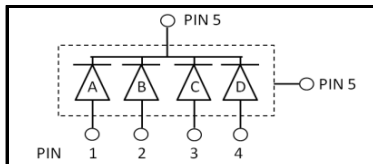
- Laser beam position sensor
- Autocollimators
- Optical tweezers
- Ellipsometers

RoHS

2002/95/EC


Absolute maximum ratings

Symbol	Parameter	Min	Max	Unit
T _{STG}	Storage temp	-55	125	°C
T _{OP}	Operating temp	-40	100	°C
V _{max}	Max reverse voltage		20	V
I _{PEAK}	Peak DC current		10	mA

Spectral response (23 °C)

Schematic

Electro-optical characteristics @ 23 °C

Symbol	Characteristic	Test Condition	Min	Typ	Max	Unit
	Number of elements		4 quadrants			
	Active area		2400 x 2400			μm
	Active area	per element	1.44			mm ²
	Gap	between elements	50			μm
I _D	Dark current	V _R = 10 V; per element		0.4		nA
C	Capacitance	V _R = 0 V; per element		20		pF
		V _R = 10 V; per element		3.5	5.5	pF
	Responsivity	λ = 632 nm		0.4		A/W
		λ = 900 nm		0.64		A/W
	Uniformity of responsivity	V _R = 10 V; λ = 880 nm; R _i = 50 Ω		±1	±2	%
t _R	Rise time	V _R = 0 V; λ = 850 nm; R _i = 50 Ω		2000		ns
		V _R = 10 V; λ = 850 nm; R _i = 50 Ω		20		ns
	Shunt Resistance	V _R = 5 mV; per element		250		MΩ
	N.E.P.	V _R = 5 V; λ = 900 nm; per element		1.8 E-14		W/√Hz
V _{BR}	Breakdown voltage	I _R = 2 μA	20	50		V

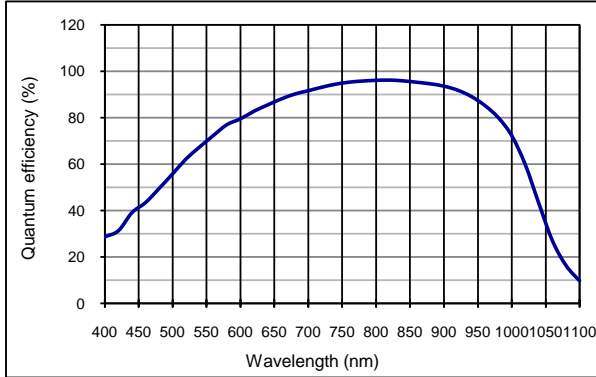
European, International Sales:


First Sensor AG
 Peter-Behrens-Strasse 15
 12459 Berlin
 Germany
 T +49 30 6399 2399
 F +49 30 639923-752
 sales.opto@first-sensor.com

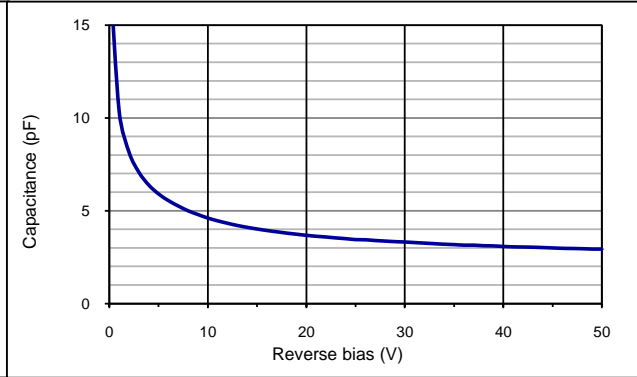
USA:


First Sensor Inc.
 5700 Corsa Avenue #105
 Westlake Village
 CA 91362 USA
 T +1 818 706 3400
 F +1 818 889 7053
 sales.us@first-sensor.com

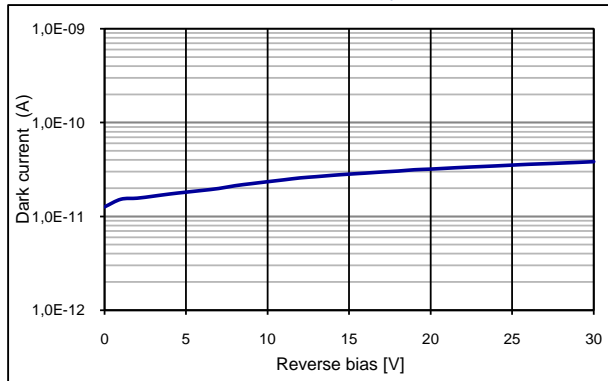
Quantum efficiency (23 °C)



Capacitance as fct of reverse bias (23 °C; per element)



Dark current as fct of bias (23 °C; per element)



Package dimension:

Small quantities: Foam pad, boxed (12 cm x 16.5 cm)

Handling precautions:

- Soldering temperature max. 260 °C for 10 s. The device must be protected against solder flux vapour.
- Minimum pin length is 2 mm.
- For ESD protection standard precautionary measures are sufficient.
- For further questions please refer to document "Instructions for handling and processing".

Disclaimer: Due to our strive for continuous improvement, specifications are subject to change within our PCN policy according to JESD46C.

European, International Sales:



First Sensor AG
 Peter-Behrens-Strasse 15
 12459 Berlin
 Germany
 T +49 30 6399 2399
 F +49 30 639923-752
 sales.opto@first-sensor.com

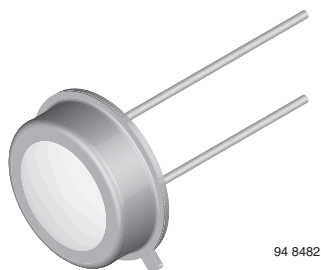
USA:



First Sensor Inc.
 5700 Corsa Avenue #105
 Westlake Village
 CA 91362 USA
 T +1 818 706 3400
 F +1 818 889 7053
 sales.us@first-sensor.com

D.3. Fotodiodo de silicio (BPW20RF)

Silicon Photodiode, RoHS Compliant



94 8482


RoHS
COMPLIANT

FEATURES

- Package type: leaded
- Package form: TO-5
- Dimensions (in mm): \varnothing 8.13
- Radiant sensitive area (in mm²): 7.5
- High photo sensitivity
- High radiant sensitivity
- Suitable for visible and near infrared radiation
- Angle of half sensitivity: $\varphi = \pm 50^\circ$
- Hermetically sealed package
- Cathode connected to package
- Flat glass window
- UV enhanced
- Low dark current
- High shunt resistance
- High linearity
- Compliant to RoHS Directive 2002/95/EC and in accordance with WEEE 2002/96/EC

DESCRIPTION

BPW20RF is a planar Silicon PN photodiode in a hermetically sealed short TO-5 case, especially designed for high precision linear applications.

Due to its extremely high dark resistance, the short circuit photocurrent is linear over seven decades of illumination level.

On the other hand, there is a strictly logarithmic correlation between open circuit voltage and illumination over the same range.

Equipped with a clear, flat glass window, the spectral responsivity reaches from blue to near infrared.

APPLICATIONS

- Sensor for light measuring techniques in cameras, photometers, color analyzers, exposure meters (e.g. solariums) and other medical and industrial measuring and control applications.

PRODUCT SUMMARY

COMPONENT	I_{ra} (μ A)	φ (deg)	$\lambda_{0.1}$ (nm)
BPW20RF	60	± 50	400 to 1100

Note

- Test condition see table "Basic Characteristics"

ORDERING INFORMATION

ORDERING CODE	PACKAGING	REMARKS	PACKAGE FORM
BPW20RF	Bulk	MOQ: 500 pcs, 500 pcs/bulk	TO-5

Note

- MOQ: minimum order quantity

ABSOLUTE MAXIMUM RATINGS ($T_{amb} = 25^\circ\text{C}$, unless otherwise specified)

PARAMETER	TEST CONDITION	SYMBOL	VALUE	UNIT
Reverse voltage		V_R	10	V
Power dissipation	$T_{amb} \leq 50^\circ\text{C}$	P_V	300	mW
Junction temperature		T_j	125	$^\circ\text{C}$
Operating temperature range		T_{amb}	- 40 to + 125	$^\circ\text{C}$
Storage temperature range		T_{stg}	- 40 to + 125	$^\circ\text{C}$
Soldering temperature	$t \leq 5$ s	T_{sd}	260	$^\circ\text{C}$
Thermal resistance junction/ambient	Connected with Cu wire, 0.14 mm ²	R_{thJA}	250	K/W

BASIC CHARACTERISTICS ($T_{amb} = 25\text{ }^{\circ}\text{C}$, unless otherwise specified)						
PARAMETER	TEST CONDITION	SYMBOL	MIN.	TYP.	MAX.	UNIT
Forward voltage	$I_F = 50\text{ mA}$	V_F		1.0	1.3	V
Breakdown voltage	$I_R = 20\text{ }\mu\text{A}$, $E = 0$	$V_{(BR)}$	10			V
Reverse dark current	$V_R = 5\text{ V}$, $E = 0$	I_{ro}		2	30	nA
Diode capacitance	$V_R = 0\text{ V}$, $f = 1\text{ MHz}$, $E = 0$	C_D		1.2		nF
	$V_R = 5\text{ V}$, $f = 1\text{ MHz}$, $E = 0$	C_D		400		pF
Dark resistance	$V_R = 10\text{ mV}$	R_D		38		$\text{G}\Omega$
Open circuit voltage	$E_A = 1\text{ klx}$	V_o	330	500		mV
Temperature coefficient of V_o	$E_A = 1\text{ klx}$	TK_{V_o}		-2		mV/K
Short circuit current	$E_A = 1\text{ klx}$	I_k	20	60		μA
Temperature coefficient of I_k	$E_A = 1\text{ klx}$	TK_{I_k}		0.1		%/K
Reverse light current	$E_A = 1\text{ klx}$, $V_R = 5\text{ V}$	I_{ra}	20	60		μA
	$E_e = 1\text{ mW/cm}^2$, $\lambda = 950\text{ nm}$, $V_R = 5\text{ V}$	I_{ra}		42		μA
Angle of half sensitivity		φ		± 50		deg
Wavelength of peak sensitivity		λ_p		920		nm
Range of spectral bandwidth		$\lambda_{0.1}$	400		1100	nm
Rise time	$V_R = 0\text{ V}$, $R_L = 1\text{ k}\Omega$, $\lambda = 820\text{ nm}$	t_r		3.4		μs
Fall time	$V_R = 0\text{ V}$, $R_L = 1\text{ k}\Omega$, $\lambda = 820\text{ nm}$	t_f		3.7		μs

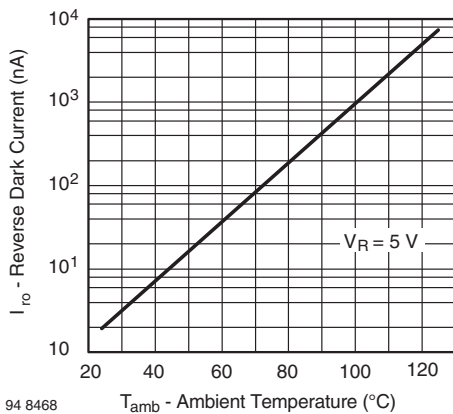
BASIC CHARACTERISTICS ($T_{amb} = 25\text{ }^{\circ}\text{C}$, unless otherwise specified)


Fig. 1 - Reverse Dark Current vs. Ambient Temperature

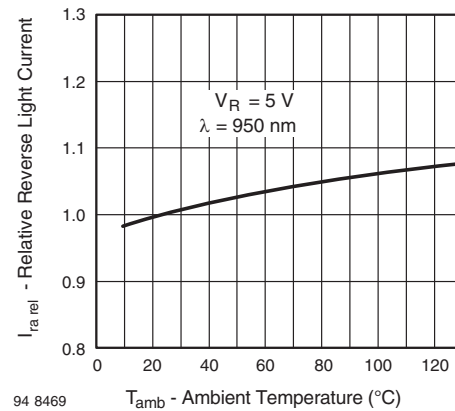
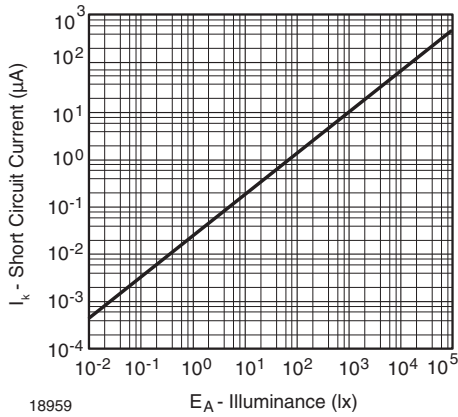
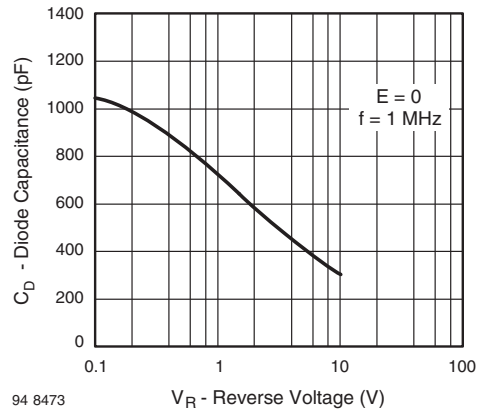


Fig. 2 - Relative Reverse Light Current vs. Ambient Temperature



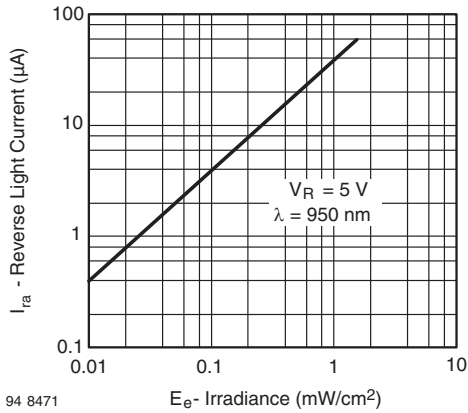
18959

Fig. 3 - Short Circuit Current vs. Illuminance



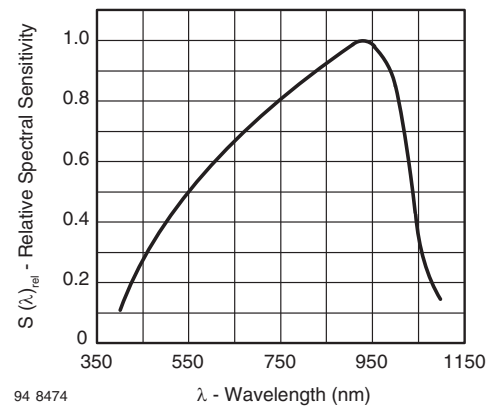
94 8473

Fig. 6 - Diode Capacitance vs. Reverse Voltage



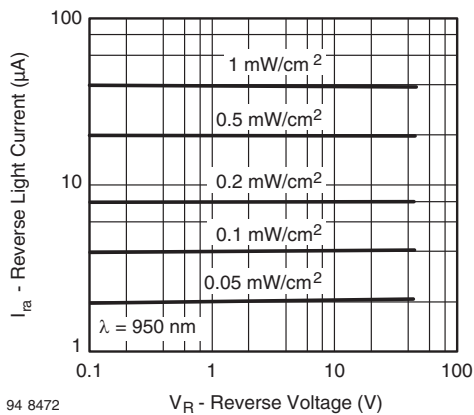
94 8471

Fig. 4 - Reverse Light Current vs. Irradiance



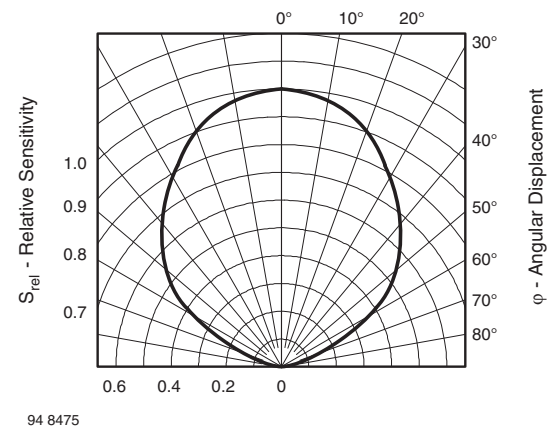
94 8474

Fig. 7 - Relative Spectral Sensitivity vs. Wavelength



94 8472

Fig. 5 - Reverse Light Current vs. Reverse Voltage

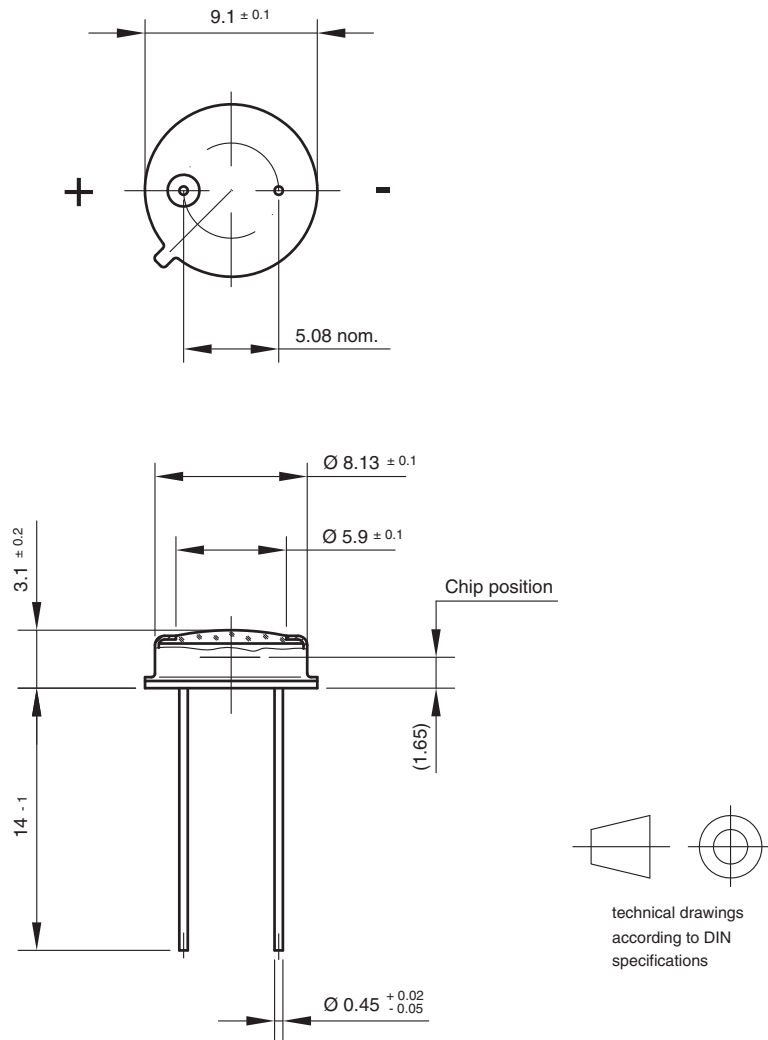


94 8475

Fig. 8 - Relative Radiant Sensitivity vs. Angular Displacement



PACKAGE DIMENSIONS in millimeters



Drawing-No.: 6.511-5002.01-4
Issue:1; 01.07.96
96 12181

D.4. Fotodiodo de galio-fosforo (FGAP71)



FGAP71

Description

Thorlabs' FGAP71 photodiode is ideal for measuring both pulsed and CW fiber light sources by converting optical power into electrical current. The detector is housed in a TO-39 package with an anode, cathode, and case connection. The pin code can be found in the drawing below. The photodiode anode produces a current, which is a function of the incident light power and the wavelength. The responsivity $\mathfrak{R}(\lambda)$, can be read from the plot on the following page to estimate the amount of photocurrent. This can be converted to a voltage by placing a load resistor (R_L) from the photodiode anode to the circuit ground. Where P is the power, the output voltage is expressed by

$$V_o = P \times \mathfrak{R} \times R_L$$

The bandwidth, f_{BW} , and the rise time response, t_R , are determined from the diode capacitance, C_j , and the load resistance, R_L , as shown below. The diode capacitance can be lowered by placing a bias voltage from the photodiode cathode to the circuit ground.

$$f_{BW} = \frac{1}{(2\pi)R_L C_j}, t_R = \frac{0.35}{f_{BW}}$$

Specifications

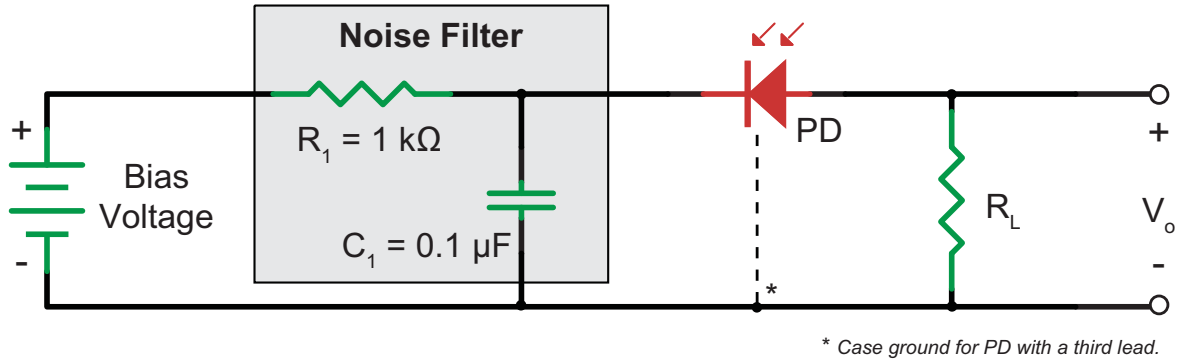


Specifications ^a		
Wavelength Range	λ	150 - 550 nm
Peak Wavelength	λ_p	440 nm
Responsivity	$\mathfrak{R}(\lambda)$	0.12 A/W
Active Area	-	2.2 mm x 2.2 mm
Rise/Fall Time ($R_L=50 \Omega$, 5 V, 405 nm)	t_r/t_f	55 ns / 55 ns (Typ.)
NEP, Typical (440 nm, 5V)	W/√Hz	1.3×10^{-14}
Dark Current (5 V)	I_d	15 pA (Typ.) 40 pA (Max)
Capacitance (0 V)	C_j	1000 pF (Typ.)
Package	-	TO-39
Sensor Material	-	GaP

a. Unless otherwise noted, all measurements are performed at 25 °C ambient temperature.

Maximum Rating	
Max Bias (Reverse) Voltage	5 V
Reverse Current	2 mA
Operating Temperature	-40 to 125 °C
Storage Temperature	-40 to 125 °C

Recommended Circuit

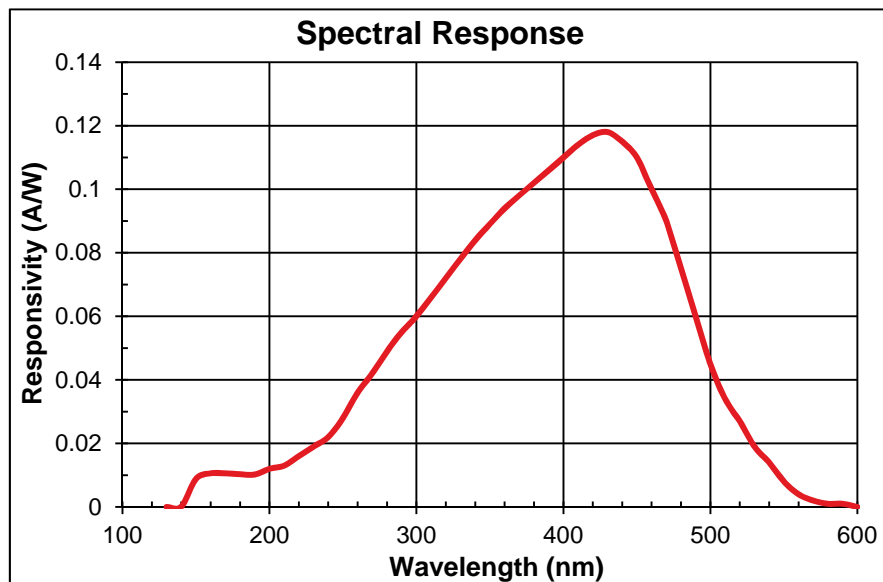


Responsivity Graph

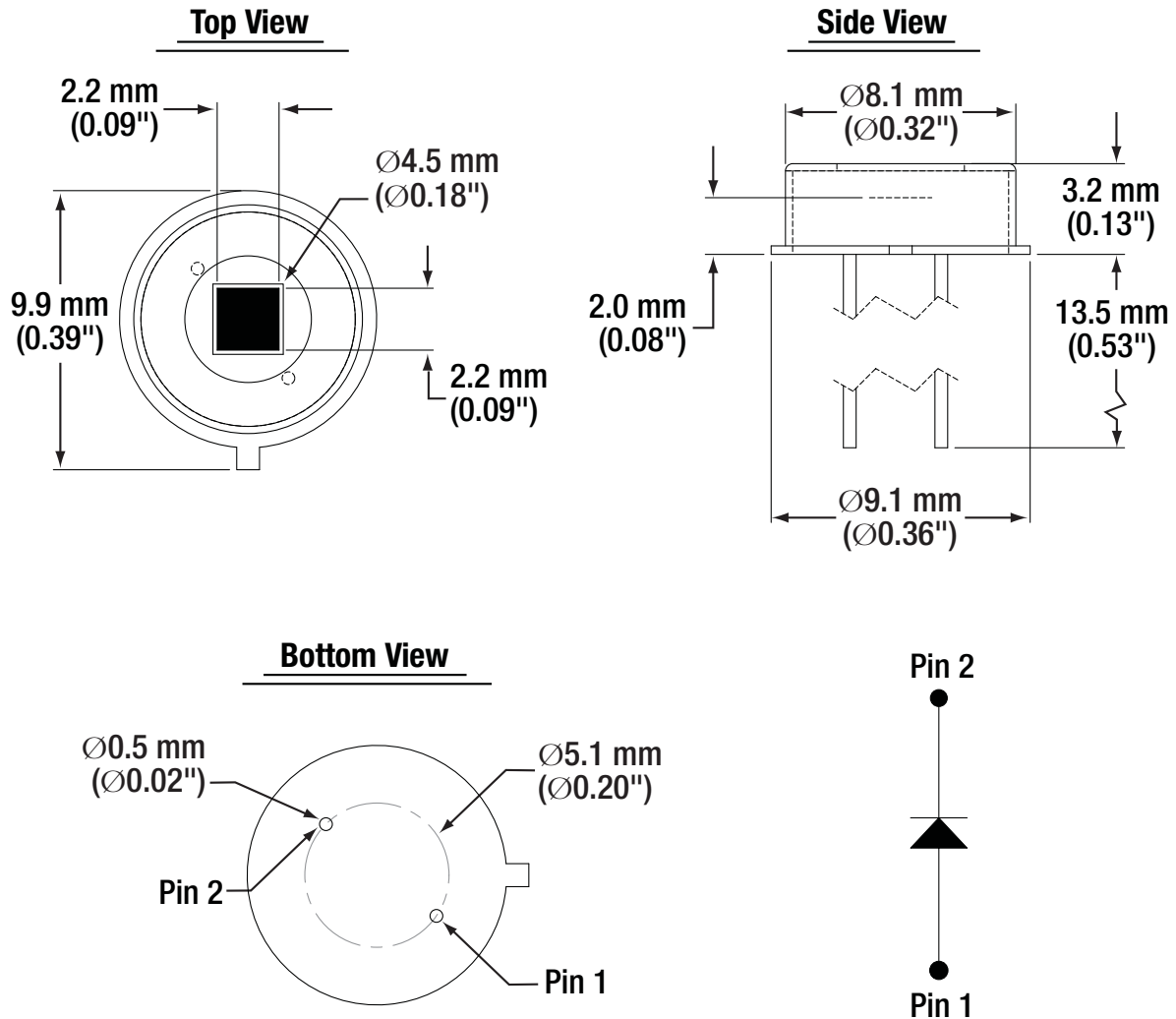
The responsivity of a photodiode is a measure of its sensitivity to light and is defined as the ratio of the photocurrent I_p to the incident light power P at a given wavelength:

$$R_\lambda = \frac{I_p}{P}$$

In other words, it is a measure of the effectiveness of the conversion of light power into electrical current. Responsivity varies from lot to lot and with the wavelength of the incident light, applied reverse bias, and temperature. It increases slightly with applied reverse bias due to improved charge collection efficiency in the photodiode. An increase or decrease in the temperature changes the width of the band gap, which will vary inversely with the temperature change.



Drawing



Pin	Description
1	Anode
2	Cathode

D.5. Láser Helio-Neon a 632 nm (1122P)

Specifications

Parameter	1101/P	1103/P/H	1107/P	1108/P	1122/P	1125/P	1135/P	1137/P	1144/P	1145/P	Unit
Optical											
Min. output power (TEM ₀₀)	1.5	2.0	0.8	0.5	2.0	5.0	10.0	7.0	15.0	22.5/21.0	mW
Wavelength	632.8	632.8	632.8	632.8	632.8	632.8	632.8	632.8	632.8	632.8	nm
Mode purity (TEM ₀₀)	>95	>95	>95	>95	>95	>95	>95	>95	>95	>95	%
Beam diameter (1/e ² points, ±3%, TEM ₀₀)	0.63	0.63	0.48	0.48	0.63	0.81	0.68	0.81	0.70	0.70	mm
Beam divergence (TEM ₀₀ , ±3%, mrad- full angle)	1.3	1.3	1.7	1.8	1.3	1.0	1.2	1.0	1.15	1.15	mrad
Polarization ratio (minimum, P versions)	N/A /500:1	N/A/500:1 /N/A	N/A /500:1	N/A /500:1	N/A /500:1	N/A /500:1	N/A /500:1	N/A /500:1	N/A /500:1	N/A /500:1	—
Longitudinal mode spacing (nominal)	730	730	1090	1090	730	435	320	435	257	257	MHz
Maximum noise (rms, 30 Hz to 10 MHz)	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.2	1.0	0.2	0.5	0.5	%
Max. drift (mean power measured over 8 hours)	±2.5	±2.5	±2.5	±2.5	±2.5	±2.5	±3.0	±2.5	±2.0	±2.0	%
Max. mode sweeping contribution	3	3	10	20	3	2	2	2	1	1	%
Max. warm-up time (minutes to 95% power)	10	10	10	10	10	10	15	10	20	20	min.
Beam pointing stability (from cold start, 25°C)	N/A	N/A	N/A	N/A	<0.10	<0.10	<0.10	<0.10	<0.20	<0.20	mrad
Beam pointing stability (after 15 minutes warm-up)	N/A	N/A	N/A	N/A	<0.02	<0.02	<0.02	<0.02	<0.03	<0.03	mrad
Operating voltage (V DC ±100)	1700	1700	1250	1250	1800	2300	3100	2300	3800	3800	V DC
Operating current (±0.1 mA)	4.9	4.9	4.0	4.0	6.5	6.0	6.5	6.0	6.5	6.5	mA
Dimensions											
L-overall length	9.50	9.50	7.00	7.00	10.71	15.79	19.13	15.79	25.00	25.00	inches
D-mounting diameter (±0.005 inches)	1.245	1.245	1.245	1.245	1.740	1.740	1.740	1.740	1.740	1.740	inches
B-distance: cable end to mounting surface	1.00	1.00	0.75	0.75	1.50	3.00	4.00	3.00	5.00	5.00	inches
A-distance: output end to mounting surface	0.75	0.75	0.50	0.50	1.50	3.00	4.00	3.00	5.00	5.00	inches
CDRH/IEC60825-1 class (head & 1200 Series power supply)	IIIa/3R	IIIa/3R	IIIa/3R	II/2M	IIIa/3R	IIIb/3B	IIIb/3B	IIIb/3B	IIIb/3B	IIIb/3B	—
General											
Maximum starting voltage	10 kV DC										
Mode purity	>95%										
Storage lifetime	Indefinite (hard-sealed)										
Static alignment	Center to outer cylinder within ±0.01 inch. Parallel to outer cylinder within ±1 mR.										
Environmental											
Temperature	-40 to 70 °C (operating), -40 to 150 °C (non-operating)										
Altitude	0 to 10,000 feet (operating), 0 to 70,000 feet (non-operating)										

APÉNDICE **E**

Publicaciones Académicas

En este apéndice se incluyen las publicaciones que fueron producto del trabajo de tesis.



Nonlinear confocal positioner for micron-scale target alignment

J. DELGADO-AGUILLÓN,^{1,2} C. RUIZ,² M. ROSETE-AGUILAR,¹  AND J. GARDUÑO-MEJÍA^{1,*} 

¹*Instituto de Ciencias Aplicadas y Tecnología, Universidad Nacional Autónoma de México, Circuito Exterior S/N, Cd. Universitaria, 04510, Mexico City, Mexico*

²*Instituto Universitario de Física Fundamental y Matemáticas y Departamento de Didáctica de la Matemática y de las Ciencias Experimentales, Universidad de Salamanca, Patio de las Escuelas s/n, Salamanca, Spain*

**jesus.garduno@icat.unam.mx*

Abstract: This paper presents a novel target positioner system that exhibits high sensitivity and accuracy. Specifically, the system is capable of precisely locating rough target surfaces within a micron-scale in the focal plane. The high sensitivity comes from the nonlinear detection scheme which uses the two-photon-absorption process in a Si-photodiode and a CMOS sensor at 1550 [nm]. The setup employs a confocal configuration that is easy to align and does not require a conjugated focal plane selective aperture (pinhole), thus demonstrating its feasibility and tilt tolerance of the target. Moreover, the system offers high accuracy up to 5 [μm], which corresponds to the step size of the focus scanning. The presented positioner system has potential applications in microfabrication with lasers and laser-driven plasma accelerators even at high repetition rates, limited by the detection bandwidth of the photodiode. Additionally, the principle can be extended to cameras if spatial information is needed and the system design can be extended to other spectral ranges with minimal changes.

© 2023 Optica Publishing Group under the terms of the [Optica Open Access Publishing Agreement](#)

1. Introduction

Nowadays, the introduction of ultra-intense laser systems has opened access to new applications, such as laser-driven plasma accelerators (LPPA) to produce high energy photons or particles [1–3], microfabrication laser [4,5], medical radioisotopes production [6,7], fusion energy [8–10], non-linear high harmonic generation [11,12], relativistic non-linear optics [13,14]. The success these laser applications depends on the ability to focus laser pulses into a small focal spot with a diameter of only a few microns, where the intensity can exceed 10^{14} [W/cm^2]. In certain cases, particularly in applications where the goal is to maximize the intensity on the surface of a solid target, it is crucial to match the position of the target with that of the high-intensity region, which may be small when using a short focal length.

For lasers with moderate energy (~ 100 [μJ]-10 [mJ]) and high repetition rates (~ 100 [Hz]-[MHz]), where the target needs to be refreshed for every shot, matching the position of the target to the position of the laser focus at the relevant repetition rates is a challenge which requires accurate, sensitive and fast positioning systems [1,2,15]. There are many positioner systems for targets with varying degrees of accuracy and response time [16–20], but maybe the most used is the confocal microscopy positioning system (CHIP) [21], with high accuracy and high speed response.

We have developed a novel target alignment system based on the CHIP system, which features various advantages, such as a simplified calibration method and improved accuracy. All these features of the introduced system significantly enhance its performance. Additionally, we have replaced the pair detector-aperture from the original design [21] with a non-linear detector that offers greater sensitivity and simplifies both the alignment and construction processes by

eliminating the need for a conjugated focal plane selective aperture. Moreover, the implementation of this non-linear detector, which utilizes a Si-photodiode, for 1550 [nm] instead of an expensive specialized sensor for this spectral range, is highly advantageous. Overall, these improvements make our target alignment system a fast, more efficient, cost-effective, and user-friendly solution for a broad range of applications.

2. Nonlinear confocal positioner (NCP) design

The optical design of the *Nonlinear Confocal Positioning system* (NCPs) is an improvement of the confocal microscopy positioning system known as CHIP [21]. This upgrade of the original confocal setup (CHIP) consists of two stages. In the first stage, we replace the conjugated focal position detection with a nonlinear detector, with no need of a selective aperture as a pinhole or an optical fiber core. In the second stage, we introduce a simplified calibration method based on a previously proposed technique [22]. The NCP system consists in a collimated beam focused by a focal objective on a target surface. When the target is in the correct focal plane, the back-reflected light is collected by a simple lens in the conjugated plane where a nonlinear detector will measure the changes of the optical intensity as a function of the target position. The NCP system is designed to find the maximum intensity position. This means that even in the case of spatial aberrations [23] or change in the temporal [24] structure of the pulse, the system will locate the relative maximum intensity position, if the two-photon absorption condition is achieved.

The optical configuration of the NCP is shown in Fig. 1. A femtosecond Er-doped fiber Amplifier (EDFA) delivers pulses of 100 [fs] at 1550 [nm] and with an average power up to 200 [mW]. The laser beam passes through a beam splitter (BS) to be focused by an aspherical lens (FL) of 25 [mm] of focal length and a diameter of 25 [mm]. The laser beam is focused on a Si-photodetector (reference detector) where a fraction of the light is reflected back to a second path. The Si-windowless detector is used to calibrate the instrument before replacing it with a target. Finally, a simple lens (L_1) is used to collect all the laser light reflected from the reference detector on a second Si-photodetector (BPW20RF) as is shown in Fig. 1. The pair of a lens L_1 and a second detector is called the conjugated or detection setup.

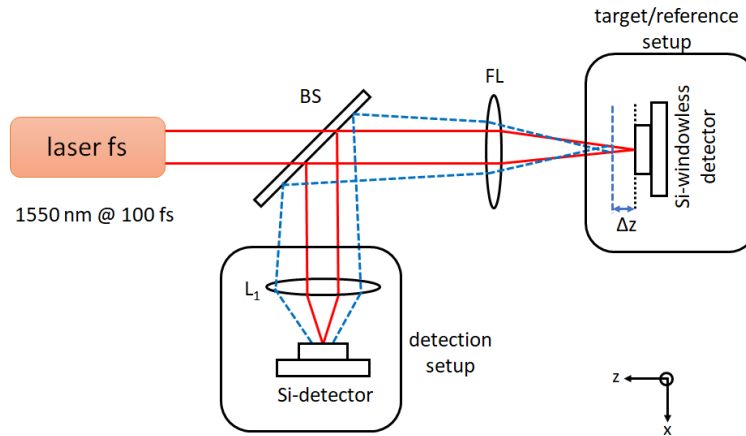


Fig. 1. Nonlinear Confocal Positioning (NCP) setup. A collimated beam is focused by an aspherical lens (FL) on the reference detector position. The back-reflected light goes to a detection setup consisting of a simple lens (L_1) and a Si-photodetector.

The underlying premise of this technique (NCP) is that the Si-photodetector has a null linear response at wavelengths above 1100 [nm] [25], in our case, the signal that should be detected from our laser source (1550 [nm]) has to be from the Two-Photon Absorption (TPA). The light

propagation intensity (I) on the photodetector should follow the absorption Eq. (1), where α is the linear absorption coefficient, β is the non-linear absorption coefficient and z is the position shift inside the photodiode [26].

$$\frac{dI}{dz} = \alpha I - \beta I^2 \quad (1)$$

Taking into account that each TPA event generates a pair of electron-hole with an efficiency η in the photodiode [27] and by solving the light propagation equation (Eq. (1)), where the linear response is assumed to be negligible at 1550 [nm], the photocurrent (I_{PD}) in the Si-photodetector by the TPA can be approximated to

$$I_{PD} \approx \frac{\eta e \lambda \beta I_0^2 A \delta}{2hc}, \quad (2)$$

where I_0 is the peak intensity on the photodiode, A is the beam area at the photodiode surface, δ is the penetration depth that is in the order of few micrometers [27], η is the efficiency of the photodiode, λ is the light wavelength, e is the electron charge, c is the speed of light and the plank constant h . As we can see, there is a quadratic dependence between the photodetector response and the optical beam intensity.

We measure the photocurrent of the Si-photodetector (BPW20RF) as a function of the peak power from the femtosecond pulses delivered from the EDFA (Fig. 2). The laser pulses are focused with a lens F on the detector surface, in order to stimulate the TPA signal. From these data, a quadratic function can be fitted (Eq. (2)). We introduce the full non-linear absorption coefficient $\beta_{Full} \equiv \eta \delta \beta$, where the product of $\beta_{Full} I_0$ is the relative fraction of light absorbed by the photodiode due to TPA. A quadratic function (red line) of the form $I_{PD} = aP^2 + b$ fits well to the experimental data (blue circles), where $b = 7.664 \times 10^{-7}$ [A] is the background noise on the photodiode, and $a = 1.3809 \times 10^{-11}$ [A/W²], where $a = k\beta_{Full}$ with $k = e\lambda/2\pi h c w_0^2$. For a focal spot size (radius) of $w_0 = 4.38$ [μm], we obtain $\beta_{Full} = 1.3315 \times 10^{-17}$ [cm²/W]. In conclusion, this quadratic dependence of the photocurrent with the intensity allows us to substitute the pinhole-photodiode pair of the confocal setup in [21] with a simple non-linear detector such as a Si-photodiode for 1550 [nm].

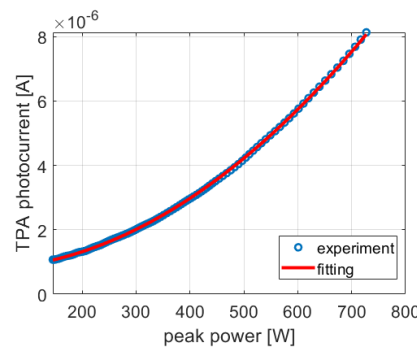


Fig. 2. The Figure shows the Two-Photon Absorption response of the Si photodiode.

3. High accurate calibration step

As the NCP is a relative positioning system, it needs to be calibrated in order to ensure a reliable instrument. The accuracy of the NCP system will depend directly on the calibration procedure, so we propose a high accuracy calibration method based on our previous work [22]. In this paper, we use a Si-photodiode (BPW20RF), instead of a pair pinhole-photodiode as was proposed in

Ref. [22], to measure directly the focal position. The nature of the nonlinear detection scheme where the photodiode acts simultaneously as a nonlinear media and a detector, allows us to do this change. This improvement in the calibration method will let us simplify the alignment procedure of the detector because the sensing area is much larger than the beam size. Also, by removing the protective window from the photodiode, the reflected light comes directly from the sensing surface. This gives the real focal position of the reference without introducing an offset in the measurement. A measurement of the TPA signal, generated with the focused beam on the Si detector, is obtained as a function of the detector position along the optical axis (z-scan measurement). In Fig. 3, the TPA peak intensity (red line) defines the reference focal plane position. Once this position is located, the reference (windowless) detector is kept fixed. After this procedure, we calibrate the position of the conjugated focal detector, so a maximum is detected by the sensor itself. This calibration is performed with a linear stage and a micrometer attached to it to accurately locate the detector at the conjugated focal plane. In Fig. 3, the blue line shows the z-scan measurement at the conjugate focal plane. Both TPA signals have a maximum intensity at position 6.685 [mm] with an error of 1 [μm] between both signals.

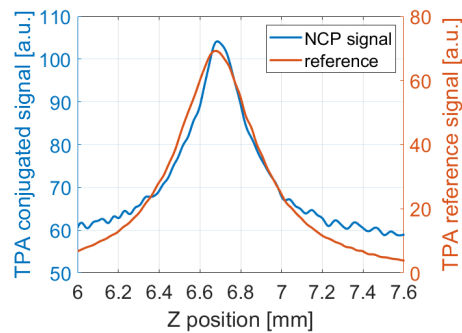


Fig. 3. z-scan calibration method of the NCP system. The red line shows the TPA response at the direct focal plane, with a maximum peak at 6.685 [mm] \pm 5 [μm]. The blue line shows the TPA response at the conjugated focal plane, with a maximum peak at 6.686 [mm] \pm 5 [μm].

4. Experimental results

Once the NCP system has been calibrated as described in Section 3, we can replace the reference detector by a target. In our case, we used a copper (Cu) plate, as used in laser-driven X-ray sources [2,15]. We tested the reliability of the system by recovering the focal position, defined as the location of the maximum intensity, for two different initial positions. The target is mounted over a second translation stage, so we can introduce an initial offset position along the optical axis. We locate the absolute maximum for several measurements. The mean value is calculated and reported as the focus position, and the error is given by the standard deviation. Figure 4(a) shows the z-scan measurements to find the relative focal position on the target surface at 7.237 [mm] \pm 3 [μm] for an initial position of 1.2 [mm], and Fig. 4(b) shows the z-scan measurements to find the relative focal position on the target surface at 6.935 [mm] \pm 5 [μm] for an initial position of 1.5 [mm]. The offset between the two initial positions is 300 \pm 5 [μm], which is close to the difference between the two focal positions measured (302 [μm]) by the NCP system.

The nonlinear detection principle can also be used with a CMOS camera if spatial resolution is needed. We use the speckle, generated by TPA, to measure the position of the focal point [2], to achieve this, we replaced the NCP detector by a Si-CMOS camera (CS126CU), this camera is also blind at 1550 [nm]. We repeated the calibration procedure described before (Section 3) for the CMOS camera (Fig. 5(a)), where the real focal position (reference detector) is located at

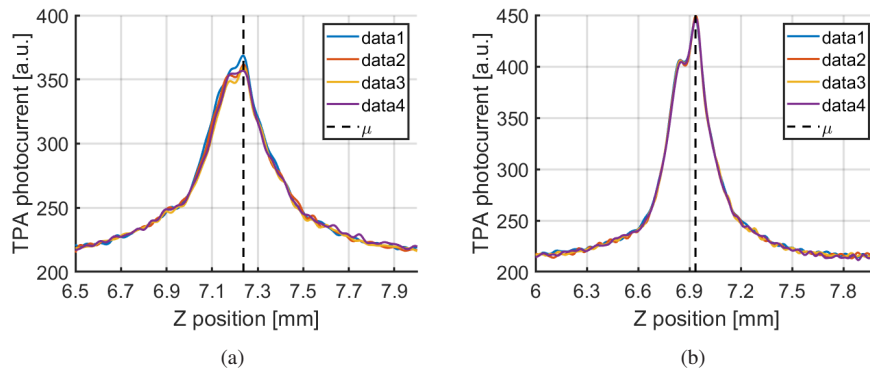


Fig. 4. z-scans measurements at two different initial positions. (a) shows the results for a home position of 1.2 [mm] ($\mu = 7.237$ [mm] ± 3 [μm]) and (b) for a home position of 1.5 [mm] ($\mu = 6.935$ [mm] ± 5 [μm]).

3.238 [mm] and the CMOS camera (conjugated detector) is at 3.262 [mm]. A calibration error of 24 [μm] is perceptible from the data exposed. This calibration error is due to the noise from the CMOS sensor and its high sensitivity with respect to a single-pixel detector, so we were not capable to improve the calibration for the CMOS sensor.

A z-scan focusing measurement of a Cu-target has been done with the NCP system and the CMOS sensor. An image of the speckle generated at the target surface is registered as a function of the z-position. Each speckle image was processed by a Fourier analysis to get the low frequencies response of the speckle [2,19]. Figure 5(c) shows the TPA-photocurrent response of the CMOS camera (blue line) and the TPA-speckle processed signal (red line), both in terms of the target position. A difference of 25 [μm] between the two peaks is visible from the results, this variation corresponds to the calibration error reported before. Nevertheless, the results are consistent with each other. The speckle decreases when the target is closer to the focal plane, which means that the beam size is comparable to the target surface roughness.

Finally, we tested the system for tilt tolerance of the target with respect to their normal. A z-scan measurement was performed for a small angle of incidence on the surface target. We located the Cu-target plate so the normal is at an angle of 7.8 degrees with respect to the beam path (Fig. 6(b)). These results are shown in Fig. 6(a) for six measurements of the same Cu-target target, locating the focal position at 6.607 [mm] ± 2 [μm]. The speckle reflected by the target limits the detection of the TPA on the photodetector, because the intensity drops, proportional to the angle of incidence. Nevertheless, the system was capable to detect some TPA signal for small angles of incidence ($\theta_i < 8^\circ$) with high accuracy.

The double peak found in Fig. 4, 5(c) and 6(a), appears only in the case of rough surfaces, as these copper targets. As it can be observed, this feature does not affect the position of the main peak.

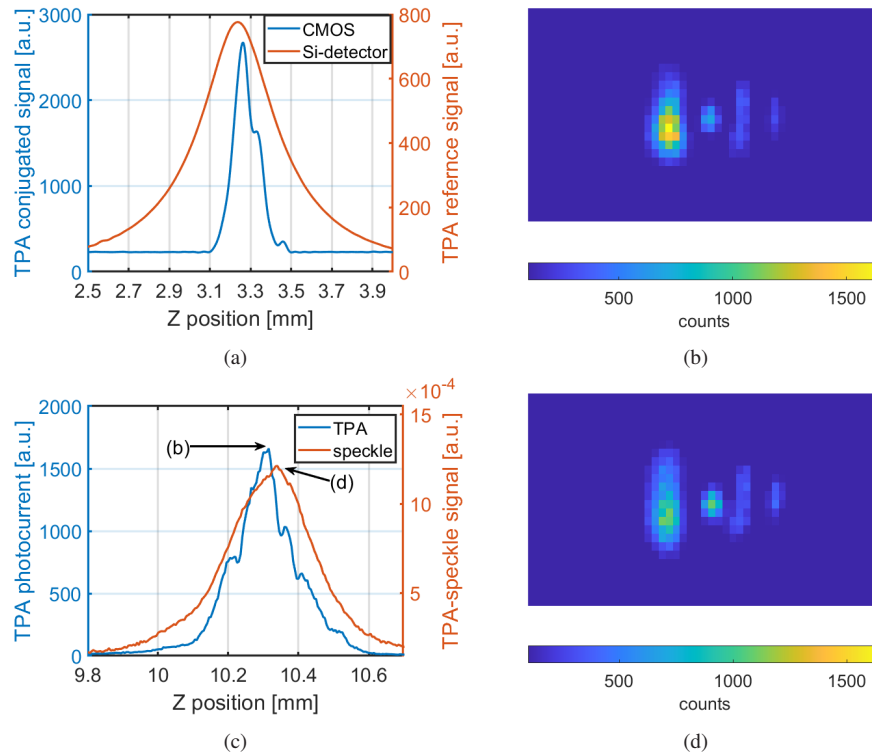


Fig. 5. (a) shows the calibration of the NCP system with a CMOS camera as the conjugated detector. The reference detector (red line) shows a maximum peak at $3.238 \text{ [mm]} \pm 3 \text{ [\mu m]}$, when the conjugated CMOS detector (blue line) shows a maximum peak at $3.262 \text{ [mm]} \pm 3 \text{ [\mu m]}$. (b) shows the comparison between the TPA-photocurrent and the processed data of the TPA-speckle detected of a Cu-target. A peak in the TPA-photocurrent is located at 10.315 [mm] and a maximum of the TPA-speckle distribution is located at 10.340 [mm] . The image of the TPA-speckle reflected at the peak of the photocurrent is shown in (c), and for the TPA-speckle signal is shown in (d).

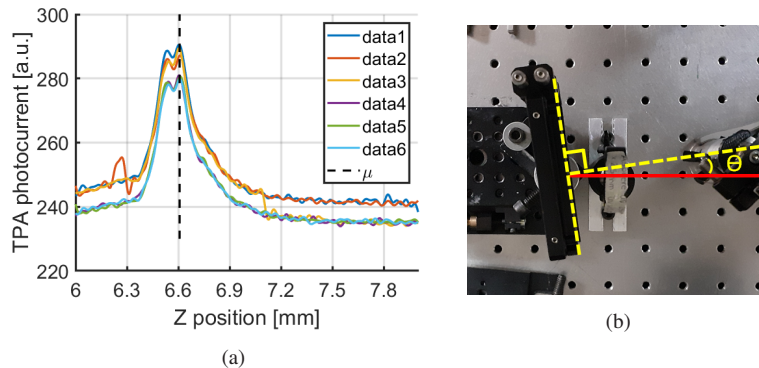


Fig. 6. A series of measurements of the target position for an incidence angle θ are shown in (a) with a focal position at $\mu = 6.607 \text{ [mm]}$. (b) shows a picture of the copper plate located in front of the focusing lens with an incidence angle of $\theta = 7.8^\circ$.

5. Conclusions

The NCP (Nonlinear Confocal Positioner) shows to be a reliable and highly accurate micron-scale target positioner. The novelty of our system is that the Si-photodiode and the Si-CMOS act as a nonlinear media and detector at once, providing the system a high sensitivity and ease of alignment. A main advantage of our system is that even in the case of spatial aberrations or change in the temporal structure of the pulse, the system will locate the relative maximum intensity position, if the two-photon absorption condition is achieved. The TPA detection by the Si-photodetectors represents a good alternative light sensor at the NIR range, where linear detectors can be more expensive. Also, the large active area of the Si-detector allows us to simplify the alignment of the system in comparison to the CHIP setup [21], where a collection aperture (optical fiber core) has to be carefully aligned. Our confocal setup is simple to align with no need of a conjugated focal plane selective aperture. The results shown in this work demonstrate good capabilities to retrieve the focal plane position on a rough target surface with errors below 5 [μm] (z-stage step resolution). The z-scan focusing measurements done with the Si-CMOS sensor allowed us to compare the TPA with the TPA-speckle signal, with an error between focus detections comparable with the calibration error, which validates the NCP reliability. Moreover, incorporating a camera as a detector gives the opportunity to derive spatial information from the target, instead of a photodiode which increases the acquisition rate. Also, their tolerance for tilt targets within a small angle ($<8^\circ$) has been proved. Finally, the TPA signal can be detected with a Si-detector and a few of [mW] average power, delivered from a femtosecond laser source. Also, the NCP system can be extrapolated to other spectral regions, as an example for Ti-sapphire systems, a GaP-photodiode could cover the TPA detection at 800 [nm] range. The characteristics of the NCP make it an ideal option to improve the high intensity, high average power, laser-driven plasma accelerators and microfabrication applications.

Funding. Ministerio de Ciencia, Innovación y Universidades (RTC2019-007112-1); Dirección General de Asuntos del Personal Académico, Universidad Nacional Autónoma de México (DGAPA-PAPIIT IN107821); Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (Ciencia de Frontera 2019-214961); Esperanza, Formación y Vida A.C..

Acknowledgments. The authors acknowledge the funding of the CONACYT postgraduate fellowship, CONACYT Ciencia de Frontera 2019-214961, DGAPA-PAPIIT IN107821, and the Spanish Ministry of Science and Innovation, RETOS COLABORACIÓN 2019 (RTC2019-007112-1) XPHASE-LASER. Jesús Delgado-Aguillón acknowledges to the Programa de Posgrado en Ingeniería (UNAM), the CONACYT postgraduate fellowship and Esperanza, Formación y Vida A.C.

Disclosures. The authors declare no conflicts of interest.

Data availability. Data presented in this paper may be obtained from the authors upon reasonable request.

References

1. A. Baguckis, A. Plukis, J. Reklaitis, V. Remeikis, L. Giniunas, and M. Vengris, "Generation of plasma x-ray sources via high repetition rate femtosecond laser pulses," *Appl. Phys. B: Lasers Opt.* **123**(12), 290 (2017).
2. L. Martin, J. Benlliure, D. Cortina-Gil, J. Penas, and C. Ruiz, "Improved stability of a compact vacuum-free laser-plasma x-ray source," *High Power Laser Sci. Eng.* **8**, e18 (2020).
3. F. Wagner, C. Brabetz, O. Deppert, M. Roth, T. Stöhlker, A. Tauschwitz, A. Tebartz, B. Zielbauer, and V. Bagnoud, "Accelerating ions with high-energy short laser pulses from submicrometer thick targets," *High Power Laser Sci. Eng.* **4**, e45 (2016).
4. K. Ahmed, C. Grambow, and A.-M. Kietzig, "Fabrication of micro/nano structures on metals by femtosecond laser micromachining," *Micromachines* **5**(4), 1219–1253 (2014).
5. W. M. Steen and J. Mazumder, *Laser Material Processing* (Springer London, 2010).
6. Z. Sun, "Review: Production of nuclear medicine radioisotopes with ultra-intense lasers," *AIP Adv.* **11**(4), 040701 (2021).
7. K. W. D. Ledingham, P. McKenna, and T. McCanny, *et al.*, "High power laser production of short-lived isotopes for positron emission tomography," *J. Phys. D: Appl. Phys.* **37**(16), 2341–2345 (2004).
8. R. Betti and O. A. Hurricane, "Inertial-confinement fusion with lasers," *Nat. Phys.* **12**(5), 435–448 (2016).
9. M. Tabak, J. Hammer, M. E. Glinsky, W. L. Kruer, S. C. Wilks, J. Woodworth, E. M. Campbell, M. D. Perry, and R. J. Mason, "Ignition and high gain with ultrapowerful lasers*," *Phys. Plasmas* **1**(5), 1626–1634 (1994).

10. R. Kodama, H. Shiraga, and K. Shigemori, *et al.*, “Fast heating scalable to laser fusion ignition,” *Nature* **418**(6901), 933–934 (2002).
11. S. Ghimire, A. D. DiChiara, E. Sistrunk, P. Agostini, L. F. DiMauro, and D. A. Reis, “Observation of high-order harmonic generation in a bulk crystal,” *Nat. Phys.* **7**(2), 138–141 (2011).
12. P. Ye, T. Csizmadia, and L. G. Oldal, *et al.*, “Attosecond pulse generation at eli-alps 100 khz repetition rate beamline,” *J. Phys. B: At., Mol. Opt. Phys.* **53**(15), 154004 (2020).
13. G. A. Mourou, “Ultraintense lasers: relativistic nonlinear optics and applications,” *C. R. Acad. Sci., Ser. IV: Phys., Astrophys.* **2**(10), 1407–1414 (2001).
14. R. E. Samad, E. P. Maldonado, W. de Rossi, and N. D. V. Junior, *High intensity ultrashort laser pulses and their applications at ipen*, (IEEE, 2021), pp. 1–6.
15. V. Barkauskas, L. Rimkus, J. Reklaitis, A. Plukis, and M. Vengris, “Experimental x-ray emission doses from ghz repetitive burst laser irradiation at 100 khz repetition rate,” *Appl. Phys. B: Lasers Opt.* **129**(3), 42 (2023).
16. P. Castro-Marín, G. Castro-Olvera, C. Ruíz, J. Garduño-Mejía, M. Rosete-Aguilar, and N. C. Bruce, “Z-scan confocal method for indirect focus location,” *AIP Adv.* **7**(10), 105014 (2017).
17. M. Antti, H. Ville, and V. Jorma, “Precise online auto-focus system in high speed laser micromachining applications,” *Phys. Procedia* **39**, 807–813 (2012).
18. Y. Gao, J. Bin, D. Haffa, C. Kreuzer, J. Hartmann, M. Speicher, F. H. Lindner, T. M. Ostermayr, P. Hilz, T. F. Rösch, S. Lehrack, F. Englbrecht, S. Seufferling, M. Gilljohann, H. Ding, W. Ma, K. Parodi, and J. Schreiber, “An automated, 0.5 hz nano-foil target positioning system for intense laser plasma experiments,” *High Power Laser Sci. Eng.* **5**, e12 (2017).
19. J. Delgado-Aguillón, C. Ruíz, M. Rosete-Aguilar, and J. Garduño-Mejía, “High accuracy astigmatic-focusing system for laser targets,” *Appl. Opt.* **61**(26), 7539 (2022).
20. B. J. Jung, H. J. Kong, B. G. Jeon, D.-Y. Yang, Y. Son, and K.-S. Lee, “Autofocusing method using fluorescence detection for precise two-photon nanofabrication,” *Opt. Express* **19**(23), 22659 (2011).
21. C. Willis, P. L. Poole, K. U. Akli, D. W. Schumacher, and R. R. Freeman, “A confocal microscope position sensor for micron-scale target alignment in ultra-intense laser-matter experiments,” *Rev. Sci. Instrum.* **86**(5), 053303 (2015).
22. J. Delgado-Aguillón, C. Ruiz, M. Rosete-Aguilar, C. J. Román-Moreno, and J. Garduño-Mejía, “High-accuracy calibration technique for passive pre-alignment of a laser autofocus system,” in *High-Power Laser Materials Processing: Applications, Diagnostics, and Systems XI*, vol. 11994 (SPIE, 2022), pp. 59–66.
23. M. A. González-Galicia, J. Garduño-Mejía, M. Rosete-Aguilar, N. C. Bruce, and R. Ortega-Martínez, “Effects of primary spherical aberration, coma, astigmatism, and field curvature on the focusing of ultrashort pulses: Gaussian illumination and experiment,” *J. Opt. Soc. Am. A* **28**(10), 1990–1994 (2011).
24. P. Castro-Marín, G. Castro-Olvera, J. Garduño-Mejía, M. Rosete-Aguilar, N. C. Bruce, D. T. Reid, and O. G. Rodríguez-Herrera, “Autocorrelation z-scan technique for measuring the spatial and temporal distribution of femtosecond pulses in the focal region of lenses,” *Opt. Express* **25**(13), 14473–14482 (2017).
25. <http://www.vishay.com/> (2023).
26. I. Yun, *Photodiodes: From Fundamentals to Applications* (InTech, 2012).
27. S. O. Kasap, *Optoelectronics and photonics* (Pearson, 2012), 2 edition ed.



High accuracy astigmatic-focusing system for laser targets

J. DELGADO-AGUILLÓN,^{1,2} C. RUÍZ,² M. ROSETE-AGUILAR,¹  AND J. GARDUÑO-MEJÍA^{1,*} 

¹Instituto de Ciencias Aplicadas y Tecnología, Universidad Nacional Autónoma de México, Circuito Exterior S/N, Cd. Universitaria, 04510, Mexico City, Mexico

²Instituto Universitario de Física Fundamental y Matemáticas y Departamento de Didáctica de la Matemática y de las Ciencias Experimentales, Universidad de Salamanca, Patio de las Escuelas s/n, Salamanca, Spain

*Corresponding author: jesus.garduno@icat.unam.mx

Received 28 June 2022; accepted 15 August 2022; posted 19 August 2022; published 2 September 2022

An accurate location of the focal position with respect to a solid target is a key task for different applications, for instance, in laser driven plasma acceleration for x-ray generation where minimum required intensities are above 10^{14} W/cm². For such practical applications, new approaches for focus location and target delivery techniques are needed to achieve the required intensity, repeatability, and stability. There are different techniques to accomplish the focusing and target positioning task such as interferometry-, microscopy-, astigmatism-, and nonlinear-optics-based techniques, with their respective advantages and limitations. We present improvements of a focusing technique based on an astigmatic method with potential applications where maximum intensity at the target position is necessary. The presented technique demonstrates high accuracy up to 5 μm, below the Rayleigh range, and also its capability to work in rough surfaces targets and tilt tolerance of the target, with respect to the normal of the target surface. © 2022 Optica Publishing Group

<https://doi.org/10.1364/AO.469110>

1. INTRODUCTION

Automated laser focusing methods, capable of locating solid targets with few micrometer resolutions, are essential for new applications where the achievement of the maximum peak intensity on a target is critical. In the interaction of an ultrashort high power laser with a solid target, extreme intensities are obtained by tight focusing of the laser pulses with optical elements of small f -numbers or large numerical apertures. These optical setups result in small spot sizes and very high intensities but also represent a small Rayleigh range, resulting in drastic variations of the laser intensity, even when the target moves over only a few micrometers from the optimal position [1–3]. This means that small deviations on the target position with respect to the focus can reduce the intensity on a target drastically, and then the desired process could be compromised. For instance, recently, x-ray generation by laser driven plasma acceleration (LDBA) by focusing ultrashort pulses on metal targets at peak intensities of only 10^{14} W/cm² has been demonstrated [3]. In such an application, the target position tolerance, with respect to the focal position, could be a few micrometers. Among other applications, after the laser–material interaction, the target material is damaged, and it needs to be refreshed every single shot. This means that the target positioning system must place rapidly a new target spot to be ready for the next laser pulse shot, and then relocate its position again with an error of the order or below the Rayleigh length. This process is defined as target

delivery [1–3] and becomes more challenging since the x-ray sources need to be operated at kHz repetition rates and over long times (> 10 min). As target delivery systems always have mechanical errors, a location diagnostics is needed to actively correct the position of the target with respect to the laser focus, achieving the same laser intensity on the target for every shot.

There are different techniques to accomplish the focusing and the target delivery task, which we can distinguish mainly as interferometry-, confocal-microscopy-, astigmatism-, and nonlinear-optics-based techniques, with their respective advantages and limitations. Some of these works reported different accuracy and rates for the autofocusing process.

Target surfaces monitored online by interferometry techniques represent the most accurate but, in most cases, it may not be usable for high rep rates (> 1 kHz) since video analysis is required. Fringe analysis using a CCD can be performed at up to only 100 Hz repetition rates, with a couple of hundreds nm in depth accuracy [4], using a passive pre-alignment procedure [5]. The interferometry methods have the best resolution and very high precision among all techniques but have some limitations. One of them is related to the defocusing range. Although changes in angular target orientation can be unambiguously retrieved, longitudinal displacements become ambiguous if a path difference between both arms of the interferometer, one of them with the target, shifts by more than a reference laser wavelength [5]. Also, interferometry techniques have

sub-wavelength (nanometric) accuracy, which typically overshoots the requirements for common practical target delivery applications, where micrometer accuracy is enough. Another limitation is related to the need of a high frequency stabilized laser source and works only with high reflective and good quality surfaces. Other interferometry techniques require complex optical setups or high computing processes [4–6].

Another position monitoring technique is based on speckle detection generated on the target surface. This technique measures the speckle by the intensity of the reflected beam or by spectral analysis of the frequency components of the speckle. This is a novel technique for focusing targets, to the best of our knowledge, but it can be applied only when a certain amount of roughness is present on the surface target [1,7,8].

Other approaches to measure the target position are based on microscopy techniques. One of them, the confocal technique, consists of measuring changes in the total energy of the reflected beam, from the target, passing through an aperture, commonly a pinhole, and detecting the transmitted light at the confocal location. Maximum energy at the detection stage determines, indirectly, the target position [9–11]. The confocal technique is simple and works well in normal incidence, but it has some disadvantages such as the noise generated for the backreflected light, which could affect laser stability or even produce damages on laser amplified systems. Also, the laser instabilities and the speckle generated on the target surface could produce errors on the detection stage, which produces errors for the autofocusing process. Some other confocal-based systems report nanometric resolutions, but require confocal chromatic distance sensors and complex setups [12]. In other microscopy techniques, the detection is based on the formation of an image of the target surface using a 2D detector (CCD) with very high resolutions and dynamic focusing and a real-time focus [13–16]. In some cases, the technique requires image processing that makes this technique slower than others [15,17,18].

Nonlinear-optics-based techniques are also applied for the target location task, where the focusing of a laser beam on a target, which could be a substrate, generates a nonlinear optical effect that can be detected. The main advantage is that due to intensity dependence, the observable will take place only in a very narrow region, near the focal region, which automatically provides information about its location. For instance, the detection of nonlinear fluorescence with a CCD sensor in the substrate, via two-photon absorption (TPA), provides a very accurate position of the focal region, an autofocusing method with a region error range below $0.5\ \mu\text{m}$ [19]. Other nonlinear techniques are based on surface harmonic generation [20]. The main disadvantage of these methods is the sensitivity and the required intensity to produce a reasonable and useful signal with a good signal-to-noise ratio (SNR).

There is another technique, based on astigmatic detection, that has some interesting features and a high potential for target focusing [21–24]. This method is a variant of the confocal technique, but in this case, an astigmatism effect is introduced to the reflected beam from the target. The astigmatism-based autofocusing system was first proposed in 1984 [21]. The method can describe the motion of the target and its direction, and it can work at high speeds [22–24].

In this work, we introduce a novel technique, to the best of our knowledge, based on an astigmatism system capable of tracking the position of two kinds of targets: a rough surface (Cu plate) and a good quality surface (mirror). In both cases, the scatter or specular reflection, respectively, provides a good reference for target location and also the relative direction of the displacement, even inside a vacuum chamber. Moreover, the technique demonstrates tilt tolerance of the rough surface target with respect to the normal of the surface. We added an assistant lens (AF) into the system to increase the sensitivity of the astigmatic signal. This AF in combination with an image processing algorithm increases the stability of the focusing system.

2. POSITION SENSOR BASED ON AN ASTIGMATIC LENS

In this section, we introduce a confocal system for the diagnostic of a solid target position based on astigmatism detection. The confocal setup consists of measuring the changes of the backreflected beam from the target. These changes can be detected by a 2D array image sensor. The main idea is to induce astigmatism to the backreflected beam. Measuring the asymmetry on the tangential (T) and sagittal (S) planes allows us to measure the target location, with respect to the focal point, in the forward and backward directions. Figure 1(a) shows simulated data of the astigmatic signal in terms of the target position.

The astigmatic aberration is generated by a cylindrical lens (CL). The asymmetry of a CL focuses the beam in the T and S planes, resulting in the formation of two foci in different positions along the optical axis. This is shown in Fig. 1(b); as we can see, there is a point between the T and S foci where the beam becomes circular. This point is known as the circle of least confusion (CLC), where the beam profile has the same size in both axes (x -T and y -S) [25]. Any other point will generate an elliptical beam profile that could have a vertical or horizontal orientation, T and S planes, respectively. The deviation between the two focal planes provides the magnitude of the astigmatism, which is proportional to the square of the distance, with respect to the optical axis. When the T focus is located before the S focus, the astigmatism is assumed as positive; otherwise, it is considered as negative [25]. The astigmatic aberration can be helpful to determine the focal position in our optical setup. In addition, the signal orientation at the T and S planes can be used to estimate the relative position of the focus location and guide the system in the correct direction.

A. Experimental Setup

The astigmatic-focusing system is based on a confocal setup (Fig. 2) where a beam, coming from a 1 mW He-Ne laser at 632 nm, is collimated and expanded to ~ 10 mm of diameter by a telescopic array and then passes through a beam splitter (BS) and through a focusing lens (FL) with a short focal length, f_1 , located normal to the target surface. The reflected beam from the target surface travels back to the BS and then to a CL with focal lengths cf_1 and cf_2 , respectively. An AF is used to form the image on a 2D image sensor (CMOS); additionally, this AF lens will increase the astigmatism introduced by CL. The CMOS sensor is placed at the plane of least confusion (PLC), where a

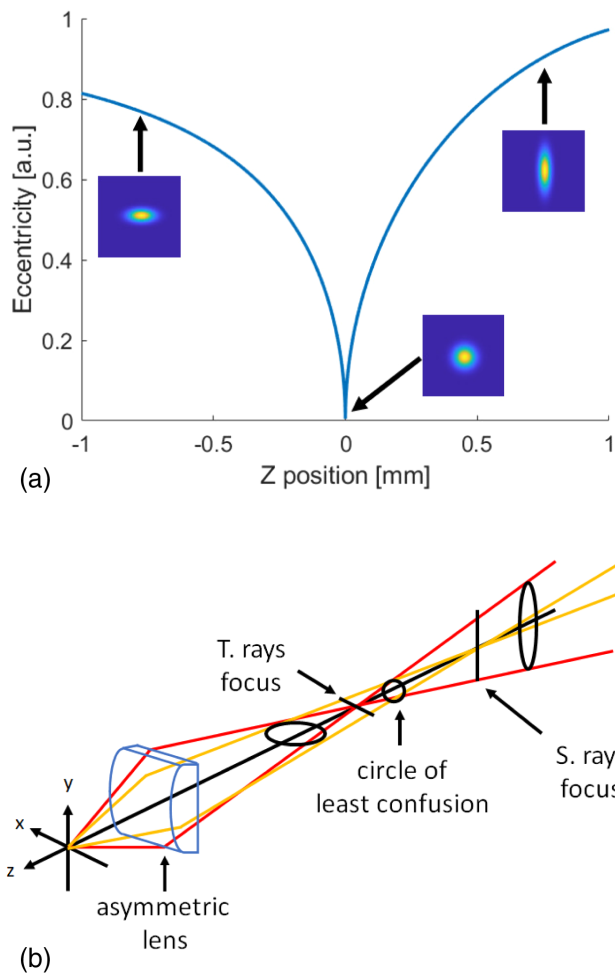


Fig. 1. Theoretical representation of how the astigmatic-focusing system works. (a) Eccentricity of the backreflected beam measured at the plane of least confusion (PLC) in terms of the target position. A schematic of the astigmatic aberration is shown in (b), the formation of two focal planes and the circle of least confusion between them. The red line represents the tangential rays, and the yellow line represents the sagittal rays.

CLC is detected for a perfect target focusing situation. If the target position changes in the normal direction, the ellipticity of the beam at the camera sensor will change. After calibrating the system, changes in the ellipticity can be translated to a change of the position of the target. Also, due to the nature of the system, we know the direction of the motion, forward or backward, with respect to the focal plane. This feature allows us to correct the defocusing, automatically, of the target efficiently in just one step.

Typically, most of the target does not have an optical surface quality; therefore, an image processing algorithm is needed for images captured with the CMOS camera. In our case, a digital filter in combination with the Otsu algorithm [26] was implemented to find the marginals of the beam profile. Finally, an offset parameter is subtracted from the profiles to eliminate the background noise from the astigmatic signal. The width of the astigmatic beam on the two axes is calculated using the marginals of the beam profile and a fixed threshold parameter. These measured widths provide an indirect measurement of

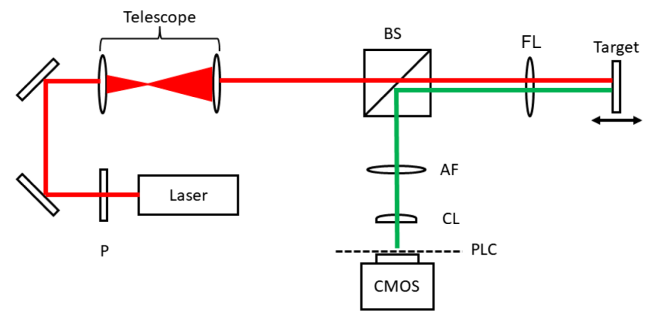


Fig. 2. Layout of the astigmatic-focusing system setup. A neutral filter (P) is used to control the laser intensity, a telescope is used to increase the beam diameter to fulfill the aperture of the (FL) lens that focuses the laser beam over the target surface. A quartz cube beam splitter (BS) is used to redirect the backreflection from the target to the detection setup. An assistant lens (AF) is used to reduce the backreflected beam size to fit in the sensor area. A cylindrical lens (CL) is used to introduce astigmatism on the backreflected beam, and a CMOS camera, located at the plane of least confusion (PLC), is used as a sensor to detect the astigmatism.

the astigmatism that will be used to locate the target at the focal position.

Since the system estimates a relative position of the focal plane, this position needs to be calibrated by a direct measurement of the focal position. The calibration process is fully described in [27].

3. RESULTS

The astigmatic-focusing system has been tested with optical quality surfaces and a target with a rough surface, under controlled conditions as: recovery of a known position, focus mapping, and tilt tolerance. We report our observations and results in the following sections.

A. Optical Quality Surfaces

We tested the focusing system capabilities to retrieve the position of the focal plane under controlled conditions. Although the calibration procedure [27] guarantees that the system locates the focal plane position with high accuracy, it is necessary to measure its capabilities to retrieve any offset that could shift the surface out of focus.

We have replaced the target with a flat silver mirror, so the defocusing will depend only on the mirror position and not be affected by its surface quality. The flat mirror was mounted on a motorized translation stage, mounted over another calibrated linear stage (with a micrometer). This calibrated stage will introduce a known offset to the initial position of the mirror with respect to the FL. A scan in the optical axis direction (z -scan) measurement was performed for two different home (reference) positions. So, the focusing system should be capable of compensating for this offset and find the focal position at the mirror surface.

Figure 3 shows measurements for focal lengths of 50 and 25 mm, both with different home positions. At the top of Fig. 3(a), we present the results for two home positions of the linear stage (first home position at $1 \text{ mm} \pm 5 \mu\text{m}$ and second at $1.5 \text{ mm} \pm 5 \mu\text{m}$) with a lens (FL) of focal length 50 mm. The

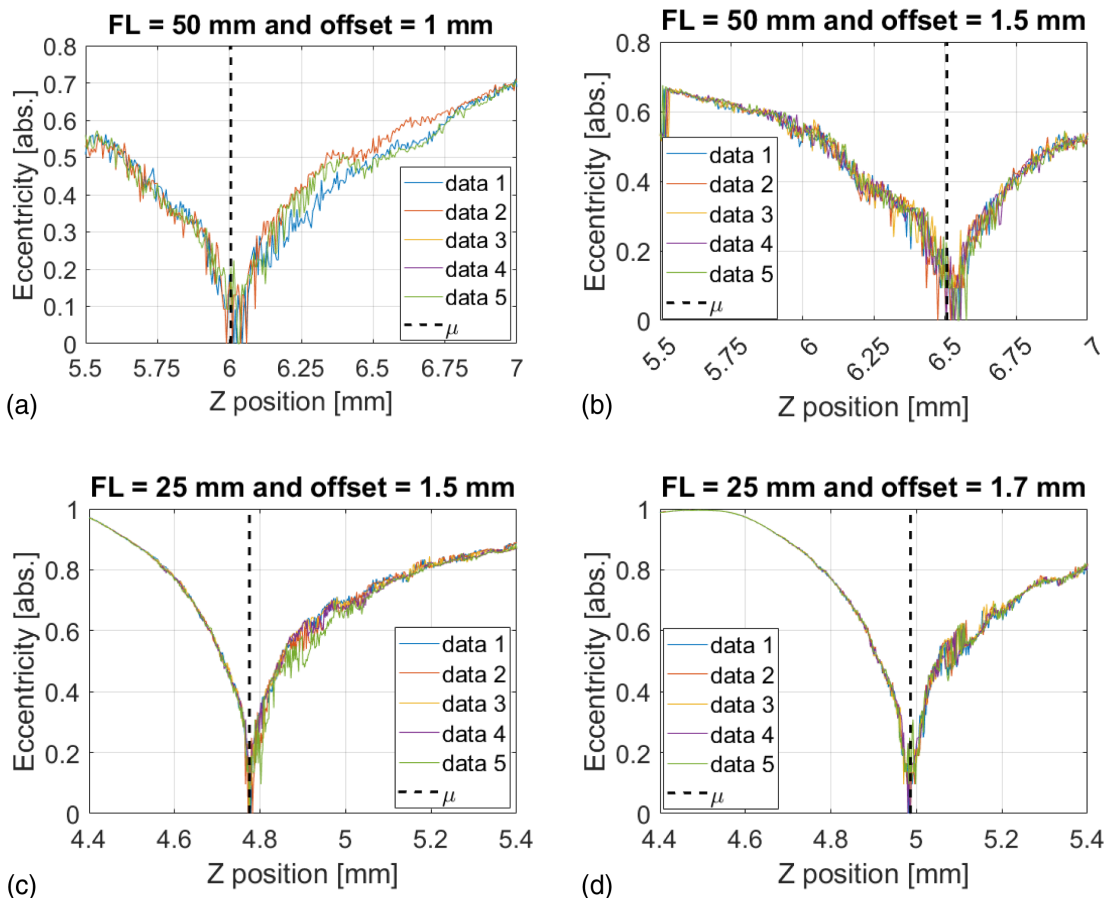


Fig. 3. Z-scan measurements for the location of the focal plane for two home positions and with two different focusing lenses (FL), where μ is the mean of the minimum eccentricity position. The top shows the results for (a) a home position of 1 mm ($\mu = 6.005 \text{ mm} \pm 16 \text{ }\mu\text{m}$) and (b) a home position of 1.5 mm ($\mu = 6.507 \text{ mm} \pm 20 \text{ }\mu\text{m}$), using a lens (FL) with a focal length $FL = 50 \text{ mm}$. The bottom shows the results for (c) a home position of 1.5 mm ($\mu = 4.775 \text{ mm} \pm 2 \text{ }\mu\text{m}$) and (d) a home position of 1.7 mm ($\mu = 4.986 \text{ mm} \pm 7 \text{ }\mu\text{m}$), using a lens (FL) with a focal length $FL = 25 \text{ mm}$.

astigmatic signal presents, statistically, a minimum eccentricity at position $6.005 \text{ mm} \pm 16 \text{ }\mu\text{m}$ (for a 1 mm home position) and $6.507 \text{ mm} \pm 20 \text{ }\mu\text{m}$ (for a 1.5 mm home position); these values correspond to the location of the focal plane on the mirror surface. The difference between these two focal plane positions matches with the difference of the offset introduced by the linear stage, equal to $500 \text{ }\mu\text{m} \pm 10 \text{ }\mu\text{m}$. For this series of experiments, we have measured a Rayleigh length (z_R) of $50 \text{ }\mu\text{m}$, where the system works approximately as an $\sim f/5$, according to the expression for z_R in [28]. At the bottom of Fig. 3, we present the results for a FL with a focal length of 25 mm, for two home positions of the linear stage, $1.5 \text{ mm} \pm 5 \text{ }\mu\text{m}$ and $1.7 \text{ mm} \pm 5 \text{ }\mu\text{m}$. In these cases, the astigmatic signals show, statistically, a minimum eccentricity at positions $4.775 \text{ mm} \pm 2 \text{ }\mu\text{m}$ (for 1.5 mm offset) and $4.986 \text{ mm} \pm 7 \text{ }\mu\text{m}$ (for 1.7 mm offset). These values correspond to the location of the focal plane on the mirror surface. The difference between both focal plane positions matches with the difference of the offset, introduced by the linear stage, equal to $200 \text{ }\mu\text{m} \pm 10 \text{ }\mu\text{m}$. For this series of experiments, we have measured a Rayleigh length of $10.9 \text{ }\mu\text{m}$, where the system works approximately as an $\sim f/2.3$, according to the expression for z_R in [28]. In Fig. 3, for each case, the mean of the minimum eccentricity position, μ , is represented by the dashed

line, indicating in the figure caption its corresponding standard deviation. In both FL cases, the astigmatic-focusing system error is less than the Rayleigh length value. From these results, we can conclude that the shorter the Rayleigh length is, the larger the sensitivity is, minimizing the error of the focus location. The astigmatic-focusing system could be improved by optical design to achieve a tight focusing $f/1$ optical system. These results demonstrate the capability of the system to retrieve the focal plane position from any offset, with high precision and accuracy below the Rayleigh range.

We have shown the capabilities of the astigmatic-focusing system to retrieve the mirror position with respect to the focal plane with high accuracy. Now, we demonstrate the potential of this system to get a focus mapping that can be used to correct its position relative to the focus spot. This focus mapping is an important measurement in most ultra-intense laser applications. Usually, the surfaces used in these applications are not optical finished and have to be refreshed for every laser shot. Focus mapping can help us compensate for any deformation of the surface and misalignment introduced by the translation stage, where the surface is located, so it stays in focus [1,3,5].

We have applied our focusing system in a plasma mirror [29–31] setup for one of the ELI laser systems, developed at the

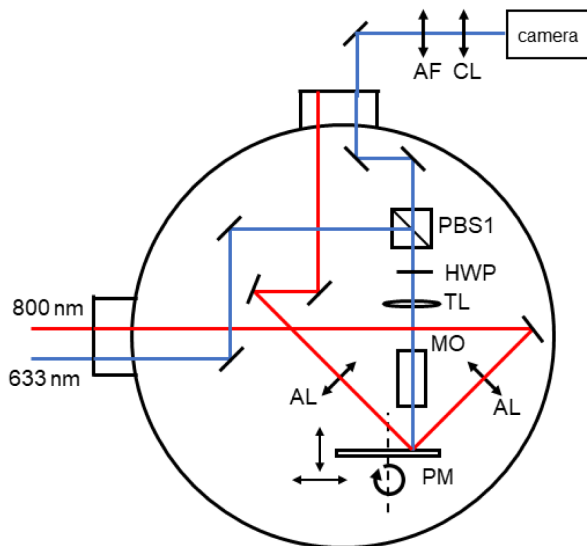


Fig. 4. Layout of the optical setup of the astigmatic-focusing system for a plasma mirror experiment. The blue line corresponds to a He–Ne laser beam used for the focusing system, and the red line corresponds to the main beam line from a 1 mJ Ti-sapphire source. Part of the focusing system is inside the vacuum chamber, where the detection takes place outside of the vacuum chamber by a CMOS camera.

Universidad de Santiago de Compostela (L2A2). For this test, we used a 2-inch (50-mm diameter) silver mirror mounted on a linear motorized stage. This stage has a resolution of $0.2 \mu\text{m}$ and total range of 12 mm. An apochromatic $20\times$ Mitutoyo objective (MO) with 20 mm working distance is used to focus a 633 nm He–Ne referencing laser on the mirror surface. In Fig. 4, a complete focusing setup is presented. In this particular setup, we used a tube lens (TL) for imaging, but it is not strictly necessary in the focusing setup and can be omitted. Then a polarized BS (PBS) and a half-wave plate were used to guide the laser beam outside the vacuum chamber. An AF and a CL were used to introduce astigmatism to the backreflected beam. The astigmatism signal is registered by a CMOS camera.

First, the calibration procedure is applied, as described in [27]. Figure 5 corresponds to a z -scan measurement with the astigmatic-focusing system, where linear behavior can be adjusted. From a simple linear regression of the experimental data, we can retrieve a slope of 0.463 mm^{-1} , and the intercept point, with respect to the astigmatic focus signal axis, is 0.0188 (a.u. of eccentricity). With this fitting, it is possible to know, with high precision and accuracy, where and by how much the mirror surface is out of focus. We used a three-axis positioning stage to move the mirror around the focal plane. This three-axis stage is made up of two translation stages (z and x axes) and a rotatory stage to control the angular position (Fig. 6). The stage is part of a refreshing target system for the plasma mirror setup. The procedure to map the mirror's surface starts by shifting the z -axis stage in the direction where the measured eccentricity, at the PLC (see Fig. 1), is close to zero; this means that the laser beam is in focus at the mirror surface. Then, we use the x axis (radial) and the rotatory (angular) stage to change the position of the mirror perpendicular to the beam propagation direction. For each section of the surface, an astigmatism (eccentricity) measurement of the backreflected beam was done. Applying

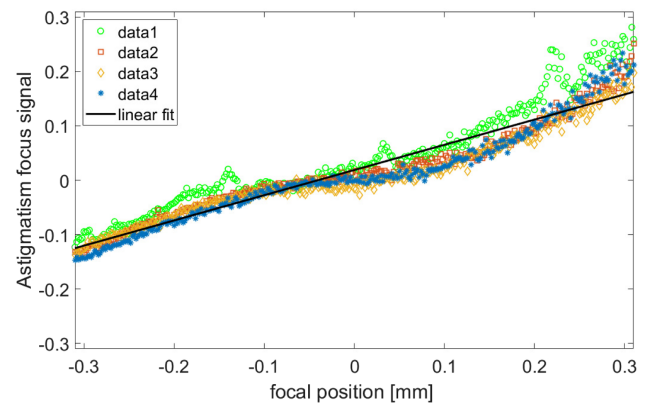


Fig. 5. Linear trend function of the astigmatic signal calibration (z -scan), with a slope of 0.463 mm^{-1} . This function can be used to retrieve a focus mapping of the mirror surface.

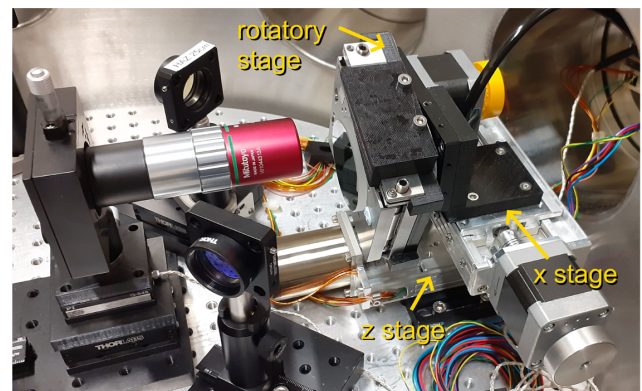


Fig. 6. Picture of the three-axis positioning system inside the vacuum chamber.

the linear calibration function (Fig. 5), it is possible to create a surface map of the mirror. Figure 7 shows the mapped surface; the data show with a color map the defocus displacement and the direction for each measured position with a standard deviation of $13 \mu\text{m}$. The dispersion of $13 \mu\text{m}$ in the surface map measurements is due to a misalignment error or vibrations of the positioning system. This preloaded map information is used as feedback of the mirror position bias, maintaining the mirror on focus during the experiment. This correction can be performed in a single step. An advantage of this focusing system is that the detection of the astigmatism can be done outside of the vacuum chamber. Therefore, we can perform the surface measurement under a vacuum environment.

B. Copper Target with Rough Surface

Measurements of a focus scan were performed for the rough surface of a Cu plate, which referred to as the target, used typically for laser-driven x-ray generation [2,3]. The astigmatic-focusing system was used in a focusing system with a FL of 25 mm focal length. The results shown in Fig. 8 demonstrate that the astigmatic-focusing system also works for such rough targets.

In Fig. 8(a), we can see the well-defined astigmatic signal (orange line) to locate the target in focus. A good advantage of using a rough surface target is the speckle generated at the

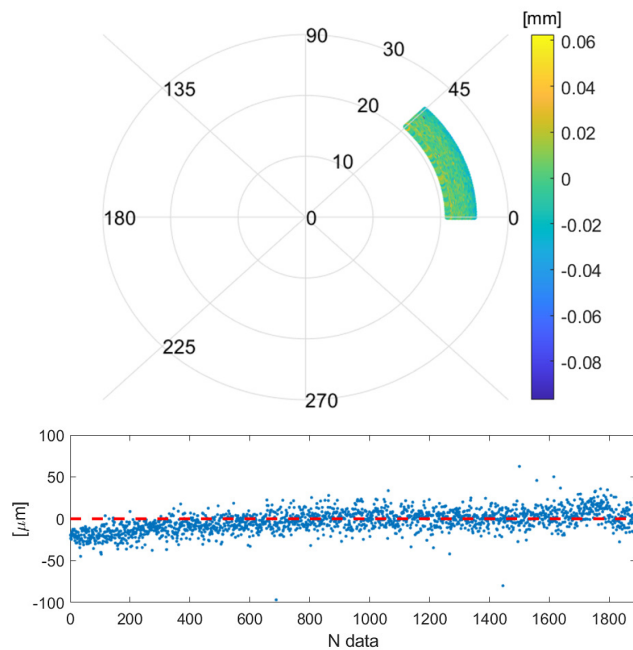


Fig. 7. Focus mapping of the external radius section and inside 45° of a flat mirror. Above, the figure shows the relative position of the mirror for each surface segment. Below, it shows all measurements of the surface position, and the red line that shows the zero relative position where the mirror is in focus.

surface, which can provide information of the actual target position around the focal point by performing spatial frequency Fourier analysis. In Fig. 8(a), the blue line represents the total energy of the low frequencies from the speckle of the scattered light from the Cu target surface. This technique is presented in [1,2], which used speckle data by applying a spectral analysis to determine the frequencies present at each target position. When the target is out of focus, the frequency distribution tends to high spatial frequencies, and when the target is in focus, it tends to low spatial frequencies. A maximum distribution of low frequencies (blue line) located $-25 \mu\text{m}$ from the minimum eccentricity position, $Z = 0.00 \text{ mm}$ (orange line), validates our astigmatic-focusing technique. Figure 8(b) is a picture of the Cu target surface taken with an optical microscope (Zeiss Axiovert 25 CFL) in a dark field with a zoom of $25\times$; the structure in the surface introduces speckle in the reflected beam, which can also be detected by the CMOS camera.

After we demonstrated the possibility to use a rough surface in our focusing system, a last experimental test was performed. This testing shows the capabilities of the astigmatic-focusing system for tilt tolerance, with respect to the normal of the Cu plate surface. In Fig. 9, we present a series of z -scan measurements for three different angles of incidence. The measurements for an angle of 0° is shown in Fig. 9(a) with a focusing location at $10.391 \text{ mm} \pm 18 \mu\text{m}$, Fig. 9(b) shows the results for 10° with a focusing location at $7.134 \text{ mm} \pm 9 \mu\text{m}$, and Fig. 9(c) shows the results for 20° with a focusing location at $4.977 \text{ mm} \pm 27 \mu\text{m}$. These results validate the capabilities of our focusing system to work with rough surfaces and their tolerance to target tilt, as well as the possibility to re-validate the target position by processing a Fourier analysis of the speckle data.

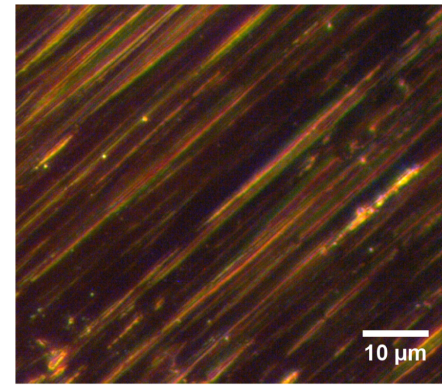
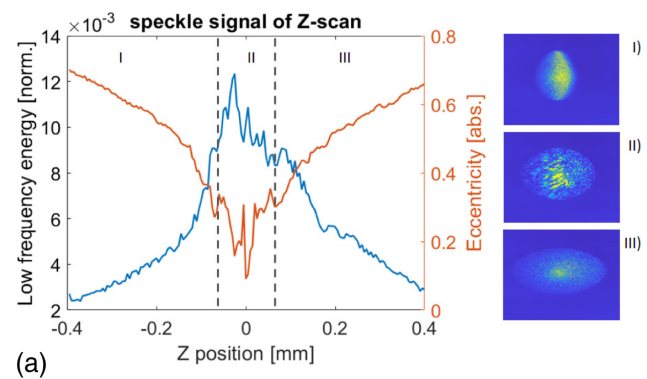


Fig. 8. Z -scan measurements for the location of a Cu target in focus with an $FL = 25 \text{ mm}$. (a) Minimum eccentricity at 0.00 mm (orange line), close to the peak of the speckle signal at -0.025 mm (blue line). Snaps of the beam profile are shown for three sections of the graph. A picture of the Cu target surface is shown in (b), taken in dark field and $25\times$.

4. CONCLUSION

In this work, we have introduced a novel focusing technique based on astigmatism, capable of tracking the position of a reflective surface with high accuracy, providing the relative direction of the displacement, even inside of a vacuum chamber of a plasma mirror setup. We have implemented an AF that significantly increases the eccentricity changes, improving the sensitivity of the astigmatic signal. The measured sensitivity is $1.64 \times 10^{-2} \mu\text{m}^{-1}$, which can be improved if the Rayleigh range of the focusing system is reduced. Applying our calibration method described in [27], it is possible to achieve an error of about $5 \mu\text{m}$ (z -stage step resolution) to locate the focal position, which is half the Rayleigh length when a $\sim f/2.3$ system is used. From these results, we could say that our technique accuracy is comparable to a confocal setup [10], whose accuracy is below the Rayleigh length. The astigmatic-focusing system resolution can be improved by optical design, which was shown in previous work [27]. The implementation of a CMOS camera, used as an astigmatism sensor in the focusing system, represents an advantage due its calibration simplicity. For CMOS data acquisition, we applied an image processing technique based on the Otsu algorithm to measure the shape of the reflected beam. This algorithm has improved the stability and precision of the focal location, moreover the possibility to use targets with rough surfaces, and not only with high quality target surfaces. The surface

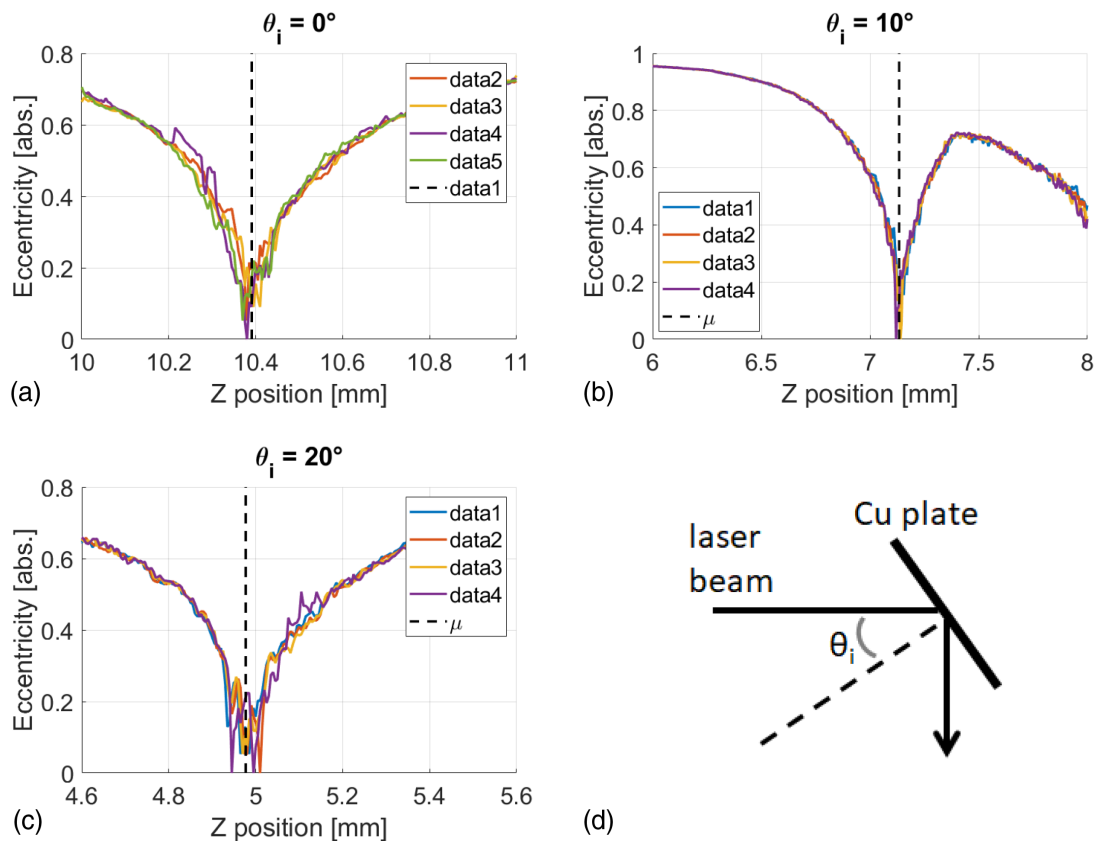


Fig. 9. Z-scan measurements for the location of a Cu target in focus at different angles of incidence with respect to the normal of the target surface (FL = 25 mm). μ is the mean of the minimum eccentricity position.

roughness demonstrated its utility for focal location, using as a guidance the spatial frequency of the speckle of scattered light, generated at the target surface. Also, the experimental results show the capabilities of the system to track the focal position in a rough surface target, even if the target is tilted up to 20° off, with respect to the normal of the target surface. This represents an advantage in comparison with interferometry techniques, which are limited to high quality surfaces at normal incidence [4,6].

The CMOS camera used for astigmatism detection limits the speed of response to <100 Hz, but it can be replaced by a quadrature detector. This kind of sensor takes advantage of the astigmatic-like signal, which definitely will improve the acquisition rate.

Finally, the astigmatic-focusing system shows that it can be used to compensate for the defocusing of the target due to misalignment and vibrations of the motorized stages from the target delivery system.

Funding. Dirección General de Asuntos del Personal Académico, Universidad Nacional Autónoma de México (PAPIIT IG100121, PAPIIT IN107821); Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CF-MG-2019-214961).

Acknowledgment. The authors thank all members of the nonlinear optics group of the ICAT who have been involved in the development of this technique; also we thank José Reyes Gasga and Samanta Pérez Arévalo from the advanced materials laboratory of the IF-UNAM who helped to take the images of the target surfaces. Jesús Delgado-Aguillón acknowledges the Programa de

Posgrado en Ingeniería (UNAM), the CONACYT postgraduate fellowship, and Esperanza, Formación y Vida A.C.

Disclosures. The authors declare no conflicts of interest.

Data availability. Data underlying the results presented in this paper are not publicly available at this time but may be obtained from the authors upon reasonable request.

REFERENCES

1. L. Martín, J. Benlliure, D. Cortina-Gil, J. Penas, and C. Ruiz, "Improved stability of a compact vacuum-free laser-plasma x-ray source," *High Power Laser Sci. Eng.* **8**, E18 (2020).
2. L. Martín, J. Benlliure, D. Cortina, J. J. Llerena, D. González, and C. Ruiz, *Optimization of a Fast Rotating Target to Produce KHz X-ray Pulses from Laser-Plasma Interaction* (Institute of Physics Publishing, 2018).
3. A. Baguckis, A. Plukis, J. Reklaitis, V. Remeikis, L. Giniūnas, and M. Vengris, "Generation of plasma x-ray sources via high repetition rate femtosecond laser pulses," *Appl. Phys. B* **123**, 290 (2017).
4. J.-Y. Lee, Y.-H. Wang, L.-J. Lai, Y.-J. Lin, and Y.-H. Chang, "Development of an auto-focus system based on the moiré method," *Measurement* **44**, 1793–1800 (2011).
5. A. Borot, D. Douillet, G. Iaquaniello, T. Lefrou, P. Audebert, J.-P. Geindre, and R. Lopez-Martens, "High repetition rate plasma mirror device for attosecond science," *Rev. Sci. Instrum.* **85**, 013104 (2014).
6. C. Bienvenue, S. Vallières, S. Payeur, and P. Antici, "Submicrometric absolute positioning of flat reflective surfaces using Michelson interferometry," *Rev. Sci. Instrum.* **90**, 123702 (2019).
7. P. Martín and S. Rothberg, "Introducing speckle noise maps for laser vibrometry," *Opt. Lasers Eng.* **47**, 431–442 (2009).

8. P. K. Singh, K. Kakolee, T. Jeong, and S. Ter-Avetisyan, "A diagnostic for micrometer sensitive positioning of solid targets in intense laser-matter interaction," *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **829**, 363–366 (2016).
9. P. Castro-Marín, G. Castro-Olvera, C. Ruíz, J. Garduño-Mejía, M. Rosete-Aguilar, and N. C. Bruce, "Z-scan confocal method for indirect focus location," *AIP Adv.* **7**, 105014 (2017).
10. C. Willis, P. L. Poole, K. U. Akli, D. W. Schumacher, and R. R. Freeman, "A confocal microscope position sensor for micron-scale target alignment in ultra-intense laser-matter experiments," *Rev. Sci. Instrum.* **86**, 053303 (2015).
11. M. Antti, H. Ville, and V. Jorma, "Precise online auto-focus system in high speed laser micromachining applications," *Phys. Procedia* **39**, 807–813 (2012).
12. Y. Gao, J. Bin, D. Haffa, C. Kreuzer, J. Hartmann, M. Speicher, F. H. Lindner, T. M. Ostermayr, P. Hiltz, T. F. Rösch, S. Lehrack, F. Englbrecht, S. Seufferling, M. Gilljohann, H. Ding, W. Ma, K. Parodi, and J. Schreiber, "An automated, 0.5 Hz nano-foil target positioning system for intense laser plasma experiments," *High Power Laser Sci. Eng.* **5**, E12 (2017).
13. B. X. Cao, P. H. Le, S. Ahn, H. Kang, J. Kim, and J. Noh, "Automatic real-time focus control system for laser processing using dynamic focusing optical system," *Opt. Express* **25**, 28427–28441 (2017).
14. B. Cao, M. Bae, H. Sohn, J. Choi, Y. Kim, J. O. Kim, and J. Noh, "Design and performance of a focus-detection system for use in laser micromachining," *Micromachines* **7**, 2 (2016).
15. C.-C. Gu, H. Cheng, K.-J. Wu, L.-J. Zhang, and X.-P. Guan, "A high precision laser-based autofocus method using biased image plane for microscopy," *J. Sens.* **2018**, 8542680 (2018).
16. F. Wagner, C. Brabetz, O. Deppert, M. Roth, T. Stöhliker, A. Tauschwitz, A. Tebartz, B. Zielbauer, and V. Bagnoud, "Accelerating ions with high-energy short laser pulses from submicrometer thick targets," *High Power Laser Sci. Eng.* **4**, E45 (2016).
17. C.-Y. Chen, R.-C. Hwang, and Y.-J. Chen, "A passive auto-focus camera control system," *Appl. Soft Comput.* **10**, 296–303 (2010).
18. X. Zhang, F. Fan, M. Gheisari, and G. Srivastava, "A novel auto-focus method for image processing using laser triangulation," *IEEE Access* **7**, 64837–64843 (2019).
19. B. J. Jung, H. J. Kong, B. G. Jeon, D.-Y. Yang, Y. Son, and K.-S. Lee, "Autofocusing method using fluorescence detection for precise two-photon nanofabrication," *Opt. Express* **19**, 22659–22668 (2011).
20. I. Alexeev, J. Strauss, A. Gröschl, K. Cvecek, and M. Schmidt, "Laser focus positioning method with submicrometer accuracy," *Appl. Opt.* **52**, 415–421 (2013).
21. D. K. Cohen, W. H. Gee, M. Ludeke, and J. Lewkowicz, "Automatic focus control: the astigmatic lens approach," *Appl. Opt.* **23**, 565–570 (1984).
22. H.-G. Rhee, D.-I. Kim, and Y.-W. Lee, "Realization and performance evaluation of high speed autofocusing for direct laser lithography," *Rev. Sci. Instrum.* **80**, 073103 (2009).
23. Z. Bai and J. Wei, "Focusing error detection based on astigmatic method with a double cylindrical lens group," *Opt. Laser Technol.* **106**, 145–151 (2018).
24. W.-Y. Hsu, C.-S. Lee, P.-J. Chen, N.-T. Chen, F.-Z. Chen, Z.-R. Yu, C.-H. Kuo, and C.-H. Hwang, "Development of the fast astigmatic auto-focus microscope system," *Meas. Sci. Technol.* **20**, 045902 (2009).
25. F. L. Pedrotti, L. M. Pedrotti, and L. S. Pedrotti, *Introduction to Optics* (Cambridge University, 2017).
26. N. Otsu, "A threshold selection method from gray-level histograms," *IEEE Trans. Syst. Man Cybern.* **9**, 62–66 (1979).
27. J. Delgado-Aguillón, C. Ruiz, M. Rosete-Aguilar, C. J. Román-Moreno, and J. Garduño-Mejía, "High-accuracy calibration technique for passive pre-alignment of a laser autofocus system," *Proc. SPIE* **11994**, 1199409 (2022).
28. A. E. Siegman, *Lasers* (University Science Books, 1986).
29. C. Thaur, F. Quéré, J.-P. Geindre, A. Levy, T. Ceccotti, P. Monot, M. Bougeard, F. Réau, P. d'Oliveira, P. Audebert, R. Marjoribanks, and P. Martin, "Plasma mirrors for ultrahigh-intensity optics," *Nat. Phys.* **3**, 424–429 (2007).
30. Y. Cai, W. Wang, C. Xia, J. Liu, L. Liu, C. Wang, Y. Xu, Y. Leng, R. Li, and Z. Xu, "Time-resolved measurements on reflectivity of an ultrafast laser-induced plasma mirror," *Phys. Plasmas* **16**, 103104 (2009).
31. G. G. Scott, V. Bagnoud, C. Brabetz, R. J. Clarke, J. S. Green, R. I. Heathcote, H. W. Powell, B. Zielbauer, T. D. Arber, P. McKenna, and D. Neely, "Optimization of plasma mirror reflectivity and optical quality using double laser pulses," *New J. Phys.* **17**, 033027 (2015).

PROCEEDINGS OF SPIE

SPIDigitalLibrary.org/conference-proceedings-of-spie

High-accuracy calibration technique for passive pre-alignment of a laser autofocus system

Delgado-Aguillón, J., Ruiz, C., Rosete-Aguilar, M., Román-Moreno, Carlos, Garduño-Mejía, J.

J. Delgado-Aguillón, C. Ruiz, M. Rosete-Aguilar, Carlos J. Román-Moreno, J. Garduño-Mejía, "High-accuracy calibration technique for passive pre-alignment of a laser autofocus system," Proc. SPIE 11994, High-Power Laser Materials Processing: Applications, Diagnostics, and Systems XI, 1199409 (4 March 2022); doi: 10.1117/12.2609223

SPIE.

Event: SPIE LASE, 2022, San Francisco, California, United States

High-accuracy calibration technique for passive pre-alignment of a laser autofocus system

J. Delgado-Aguillón^{*,†}, C. Ruiz[†], M. Rosete-Aguilar^{*}, Carlos J. Román-Moreno^{*}, and J. Garduño-Mejía^{*}

^{*}Instituto de Ciencias Aplicadas y Tecnología, Universidad Nacional Autónoma de México, Circuito Exterior S/N, Cd. Universitaria, 04510, Mexico City, Mexico

[†]Instituto Universitario de Física Fundamental y Matemáticas y Departamento de Didáctica de la Matemática y de las Ciencias Experimentales, Universidad de Salamanca, Patio de las Escuelas s/n, Salamanca, Spain

ABSTRACT

The development of laser driven plasma accelerators with high average power in solids requires simple and robust autofocus systems to determine, with accuracy, the focal position with respect to a rapidly refreshing target. Trial-and-error processes used in single shot experiment are not useful in this scenario. In this work we present a passive pre-alignment procedure to calibrate an autofocus setup, for fast refreshing solid target system, based on an astigmatic optical system. The calibration technique uses a hard aperture and a photodetector, located at the target position, to find the focal point with an experimental error, standard deviation, of less than 5 μm , which represents our translation stage resolution, achieved for a Rayleigh length of 35 μm . A geometrical analysis and numerical simulation have been done to demonstrate the effectiveness of the calibration technique and the accuracy of the astigmatic autofocus system. System accuracy can be improved with a better resolution of the translation stage.

Keywords: Autofocus systems, calibration technique, laser, passive pre-alignment, high power, astigmatism

1. INTRODUCTION

The last development in ultra-high power laser systems has opened a new window access on strong field experiments,¹⁻³ particle acceleration⁴⁻⁶ and material processing.^{7,8} These applications require high stability and high intensities, this last feature is of high significance and must be observed more closely. In particle acceleration and material processing is usual to use small spot sizes and short Rayleigh lengths ($\omega_0 < 5 \mu\text{m}$, $Z_{r_0} < 10 \mu\text{m}$). The short Rayleigh length is due to tight focusing achieved with off-axis parabolas (OAP) and long work distance objectives with high numerical aperture (NA) and short focal lengths (f). The importance of the Rayleigh length is because this distance is defined in Gaussian optics as the range where the intensity of the Gaussian beam fall off half of their maximum value. This variation on the intensity inside the Rayleigh range is critical for particle acceleration or laser ablation applications. A target focusing system is desirable in these applications where the maximum laser intensity, at the target surface, needs to be stabilised.

Several methods have been proposed to accomplish the target focusing task. A small number of autofocus systems can achieve a precision of few micrometers, such as techniques based on interferometry,^{9,10} confocal setups^{11,12} and astigmatic detection.^{13,14} The autofocus systems based on the astigmatic detection are very attractive due its capability to detect both, the quantity of motion and the direction, something that many other techniques lacks. This astigmatic focusing system can achieve high precision and fast response,^{14,15} but the accuracy of this method depends directly of the trail-and-error calibration procedure. Many of this astigmatic methods are calibrated by image generation or visual inspection, reducing considerably the accuracy and reliability of the technique. Here, we introduce a high-accuracy calibration method for a passive pre-alignment of an astigmatic autofocus system. This calibration method consist on a direct measurement of the focal point location assisted with a hard aperture and a photo-detector. We found that a bad calibration procedure will induce an error on the location of the astigmatic detector, and then, a wrong focus point location and a wrong sensitivity estimation.

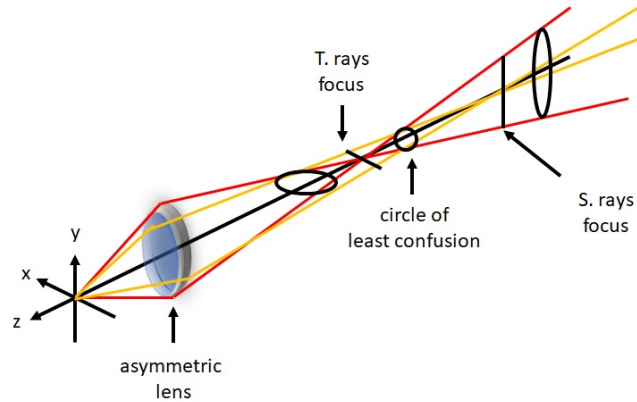


Figure 1: An schematic of the astigmatic aberration and the formation of two focal planes and the circle of least confusion between these focal planes. The red line represents the tangential rays and the yellow line represents the sagittal rays.

This paper is organized as follows: First, we present the astigmatic auto-focus system setup and a geometrical analysis to understand how the system works. Some numerical simulations are presented to support our hypothesis of the calibration relevance. Then, we present our calibration system based on the direct detection of the focal point. Finally, we provide experimental results of the calibrated autofocus system and their comparison with a non calibrated system.

2. THE ASTIGMATIC AUTOFOCUS SYSTEM

The astigmatic method for the target position location is based on a confocal setup in combination with an astigmatic lens to determine the target position as a function of the astigmatism detection.^{13,14} The astigmatic aberration introduced by a cylindrical lens, will generate two focal spots in two different positions along the optical axis (Figure 1). Between these two focal positions, ideally, a perfect circle shape should be found it, where the beam size is the same for both axes (sagittal and tangential). This point is known as circle of least confusion (CLC), any point out of the CLC will generate an elliptical profile with an specific orientation.¹⁶

The detection of the astigmatism introduced by the cylindrical lens will change depending on the relative target position. The target location will modify the beam divergence directly affecting the astigmatic detection. In the next sections we describe, with more detail, the astigmatic autofocus setup and the theoretical model to simulate the astigmatic signal.

2.1 Experimental setup

Our astigmatic autofocus system is based on a confocal setup illustrated in Figure 2. A He-Ne laser beam passes through a beam splitter (BS) and then through a focusing lens (FL) with a short focal length f_1 and large numerical aperture, that is located normal to the target surface. The reflected beam from the target returns back to the beamsplitter and then to an assistant lens (AF) and a cylindrical lens (CL) with focals cf_1 and cf_2 . A 2-D image sensor (CMOS camera) is placed at the plane of least confusion (PLC) and will see a perfect circle shape, only if the target is located at the focal plane of FL. If the target position changes in the normal direction, the beam ellipticity at the camera sensor will change. This is the initial premise of this autofocus system. As we can see, the PLC calibration will depend on the good approximation of the target location at the focal point. This position has to be calibrated by a direct measurement of the focal position. In further sections we show the relevance of a good calibration process and how to do it.

2.2 Geometrical analysis and numerical approaching

A geometrical Gaussian beam propagation of the experimental setup has been done to understand the behavior of the system and the influence of each parameter on the astigmatic signal. We start assuming a perfect Gaussian

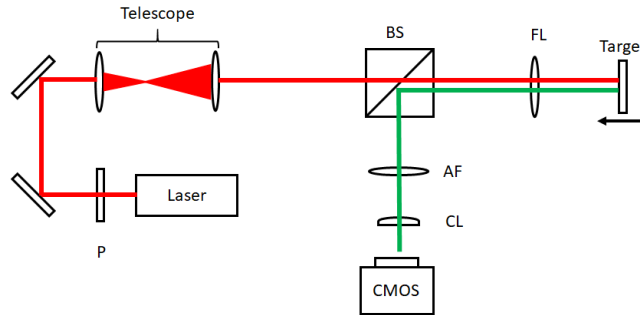


Figure 2: Layout of the astigmatic autofocus system setup. A neutral filter (P) can be placed to control the laser intensity, a telescope to increase the beam diameter for full fill the (FL) focal lens aperture, a quartz cube beamsplitter (BS) was used to reflect the back-reflection from the target, a focal lens (FL) was used to focus the laser beam over the target surface. An assistant lens (AF) was used to reduce the back-reflected beam size on the sensor area, a cylindrical lens (CL) introduces astigmatism on the back-reflected beam and a CMOS camera was used as a sensor to detect the astigmatism.

beam that will propagate across the optical setup shown in Fig. 2. We applied the ABCD matrix Gaussian Beam Propagation model for numerical simulations of the experiment.

A layout of this model is shown in figure 3, we represent the original setup by a confocal arrangement of two lenses with the same focal length (FL). Then an assistant lens (AF) placed before a cylindrical lens (CL) will introduce the astigmatism. Finally the plane of least confusion (PLC) is where the astigmatism detection will take place. The distance between the second FL lens and the next optical elements including the PLC is fixed. This means that when the target moves around the focus of FL lens, the model will reproduce that movement by translating the second FL, AF, CL, including the PLC, but keeping a constant separation between elements.

The optical model simulation is based on the ray tracing by the ABCD matrix method under the paraxial approximation.^{16,17} This numerical approach consists of a first calculation of the plane of least confusion (PLC) for a perfect in-focus condition. This case should happen when the beam waist (ω_0) is set at the previous focus of the first FL lens, and a separation of $2f_{FL}$ between the two FL lenses. The PLC will be at the position where the diameter in x and y axis have the same size after the CL lens, this means a perfect circular shape, shown in the first row of figure 3. The PLC location is fundamental since it is where the astigmatism will be measured by the 2-D detector, and this is the main reference for our setup.

In the simulation, the translation of the target is modeled by shifting the position of the second FL lens, relative to the focal position of the first FL lens. The beam profile measured at the PLC will change in terms of the target position (focus shifting). In figure 3 is shown how the beam profile at PLC position would evolve according to the relative target position with the first focal lens FL. The changes of the astigmatism of the beam at the PLC can be measured in terms of the eccentricity. In figure 4, the results of the focus scan simulation for a focusing lens $f_{FL} = 25$ mm, cylindrical lens $f_{CL} = 30$ mm and an assistant lens $f_{AF} = 100$ mm are presented. With a separation between FL and AF of 175 mm and between AF and CL of 50 mm, where the PLC position is located at 27.273 mm from CL. The eccentricity is reported with absolute values for illustrative purposes, that will help us to identify the focal point position that should match the minimum eccentricity value. Nevertheless the sign of the eccentricity that is related to the ellipse orientation would provide information about the direction of movement of the target around the focal point position. A vertical ellipse (negative eccentricity) means that the target is located too close to the focus (left side from the focal spot) and an horizontal ellipse (positive eccentricity) means that the target is located too far from the focus (right side from the focal point).

To demonstrate the effects of a wrong PLC calibration we determine the PLC position for three different conditions with a f_{FL} of 25.4 mm. First, for a perfect focusing scenario, with a separation of $2f_{FL}$ between both FL lenses ($PLC_1 = 27.273$ mm). Second, a defocusing scenario where the offset is of +1 mm ($PLC_2 = 21.378$ mm). Third, a defocusing scenario where the offset is of -1 mm ($PLC_3 = 31.060$ mm). A focus scan simulation

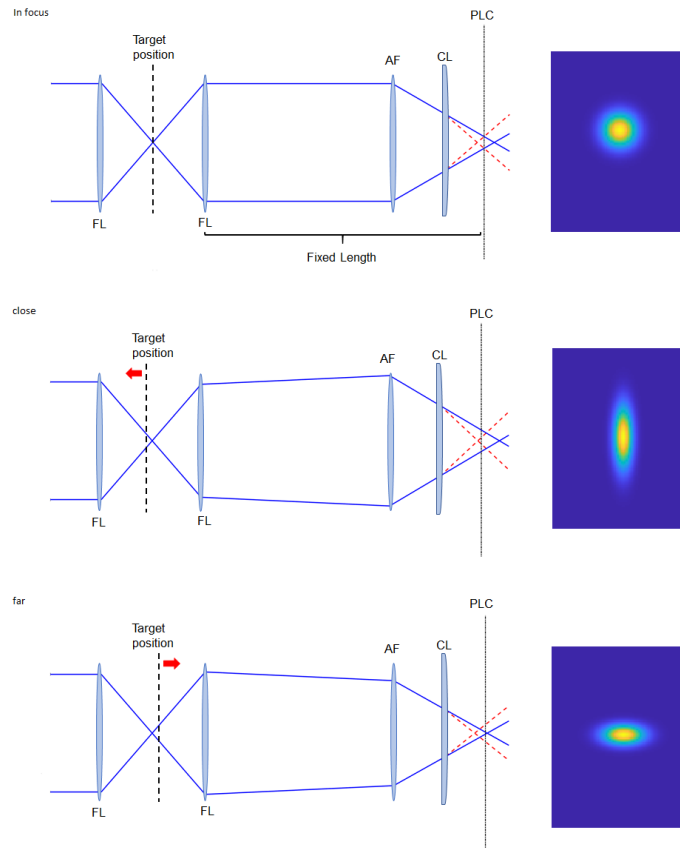


Figure 3: A beam propagation model of the experimental setup for three different cases, the blue line shows the tangential (y-axis) rays and the red lines shows the sagittal (x-axis) rays. The first row is a representation of the confocal setup when the target is in focus, so at the PLC the beam shape will be perfectly circular. The second row shows when the target is located too close to the focus lens (FL) so the beam shape at the PLC will be elliptical and with vertical orientation. The third row shows when the target is located too far to the focus lens (FL) so the beam shape at the PLC will be elliptical and with horizontal orientation. The separation between the second FL lens with the next AF, CL and the PLC is fixed, so this is equivalent to only move the target around the focus of FL.

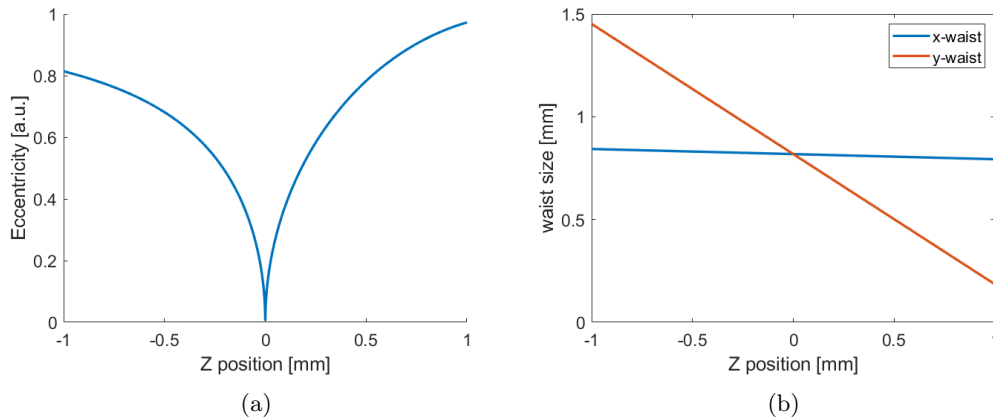


Figure 4: Numerical simulation of the astigmatic signal using a Gaussian beam propagation by matrix ABCD. **a)** the eccentricity of the beam profile at the PLC in terms of the target position, **b)** waist size of the tangential and sagittal plane of the beam profile at the PLC.

for these new PLC positions have been performed to get an eccentricity value for each condition. The same strategy was repeated for a f_{FL} of 50 mm ($PLC_1 = 27.273$ mm, $PLC_2 = 26.025$ mm, $PLC_3 = 28.410$ mm).

The results of these simulations are shown in figure 5, where the left side corresponds to a f_{FL} of 24.5 mm and the right side to a f_{FL} of 50 mm. A first observation of the effect of a calibrated system is the change of the sensitivity that is related to the slope of the astigmatic response. This can be observed by comparing the blue solid line with the dotted lines, depending of the direction of the defocusing offset the sensitivity could increase or decrease their value. In terms of the focal length of FL lens, the change of the sensitivity of the astigmatic response is more evident with a shorter focal length. This can be shown by comparing both figures in Fig. 5. The PLC is another parameter affected by the calibration of the system. The position of the PLC will change depending on the separation between the two FL lenses. For shorter f_{FL} the separation between the ideal PLC for a perfect focusing setup and the wrong PLC will be increased. As an example for a f_{FL} of 25.4 mm, a defocusing offset of 10 μm will generate a displacement of the PLC position of 50 μm . In the next section, we present a calibration method, based on a pinhole- photodiode couple, that will solve all these problems with high accuracy.

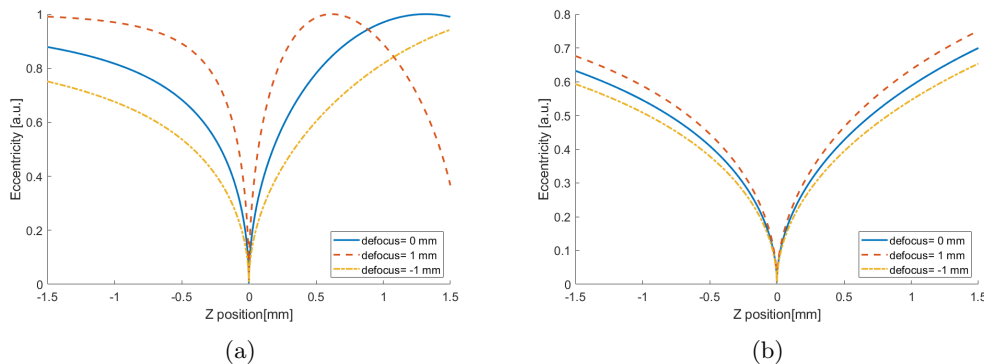


Figure 5: Simulated data of the astigmatic signal with different defocus offset values, using a focusing lens of **a)** 25.4 mm and **b)** 50 mm.

3. CALIBRATION METHOD

The calibration method consist on the direct measurement of the focal point performed by a couple pinhole-Si-photodiode. This couple will replace the target position in the autofocus setup, as we can see in the figure

6. A Z-scan measurement¹² will be performed to locate the position where the maximum intensity is detected by the pair pinhole-photodiode. This position will match with the focal point location on the pinhole surface. Therefore, this maximum intensity position can be held as the focal spot location, if the pinhole thickness is small enough to be rejected. The pinhole size must be equal or less compared to the Gaussian beam diameter, if the pinhole is not small enough the calibration signal will show a plateau instead of a well defined intensity peak. After the focal point is located by this method, we positioned the pair pinhole-photodiode just in this spot and we move it in the x-y direction, so the beam is reflected back from the pinhole surface. The back reflection from the pinhole is detected by the CMOS camera. The full setup will introduce astigmatism to the reflected beam as it is expected. Since the pinhole is exactly in the focal spot position we can proceed to locate the CMOS camera to the position of the PLC. Finally we can replace the pair pinhole-photodiode with any kind of target, without losing the calibration of the autofocus system. With this calibration method, we achieved a precision of a few micrometers ($<5\mu\text{m}$).

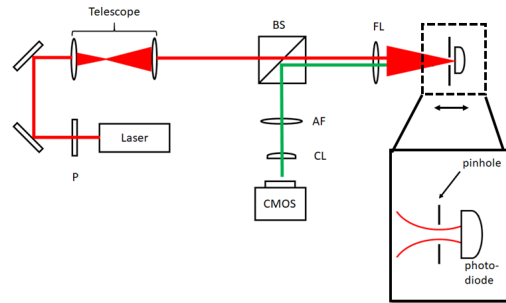


Figure 6: Astigmatic autofocus calibration setup. The pair pinhole-photodiode replaces the target position, so a direct measurement of the focal spot can be done performing a Z-scan measurement¹²

The figure 7a corresponds to the calibration signal done by the direct focal point measurement. A focusing lens (FL) of 25.4 mm was used and a 7.2 mm initial beam diameter of a He-Ne laser at 633 nm. A pinhole size of 20 μm was chosen to perform the calibration, since the beam size at the focal spot is greater than pinhole diameter. This beam size was measured by the knife edge method, getting a focal beam size ($2w_0$) of 22 μm and a Rayleigh length (Z_r) of 54 μm . The intensity data show a mean distribution at $10.588\text{ mm} \pm 4\text{ }\mu\text{m}$, where the focal spot is located. Placing the pinhole at this position and using the reflection of its surface, we placed the CMOS sensor at the PLC. After this, the autofocus system is calibrated and we can replace any kind of target in front of the focal lens (FL). We performed a Z-scan measurement using the pinhole surface as a target to verify the calibration of the autofocus system (figure 7b).

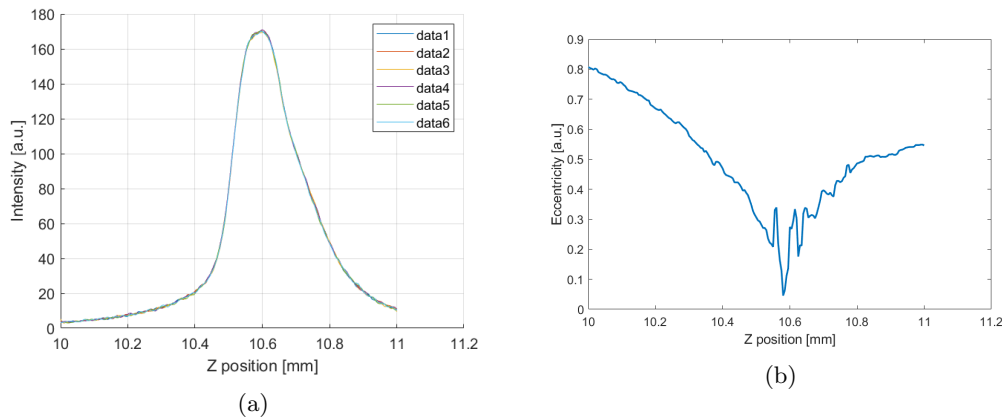


Figure 7: Results of the calibration method. a) A direct focal position measurement by the couple of pinhole-photodiode for a $f_{FL} = 25.4\text{ mm}$ with a mean distribution at 10.588 mm. b) An eccentricity measurement of the calibrated system with a low eccentricity at $10.586\text{ mm} \pm 5\text{ }\mu\text{m}$.

4. RESULTS

Once the autofocus system was calibrated, we changed the pinhole-photodiode couple for a silver mirror as our new target. The target is mounted in two linear stages. One of these is a motorized Z812B stage of Thorlabs and the other is a manual stage with a micrometer. The motorized stage is part of the autofocus system to adjust the focal position and the manual stage is used to introduce a known defocus offset value to the target original position. We show experimental data of the astigmatic signal for three different defocusing values. The idea of this experiment is to validate with experimental data that we mentioned in previous section at figure 5. The figure 8a shows the results of the astigmatic signal by performing a focus scan measurement of the target with a well calibrated system. The figure 8b shows the result of the astigmatic signal for a bad calibrated system, with a defocusing offset of 0.76 mm and figure 8c shows the result for a defocusing offset of -1 mm. All the experimental results are consistent with the simulated data, generated by our numerical model. These results demonstrate the precision and reliability of our calibration technique.

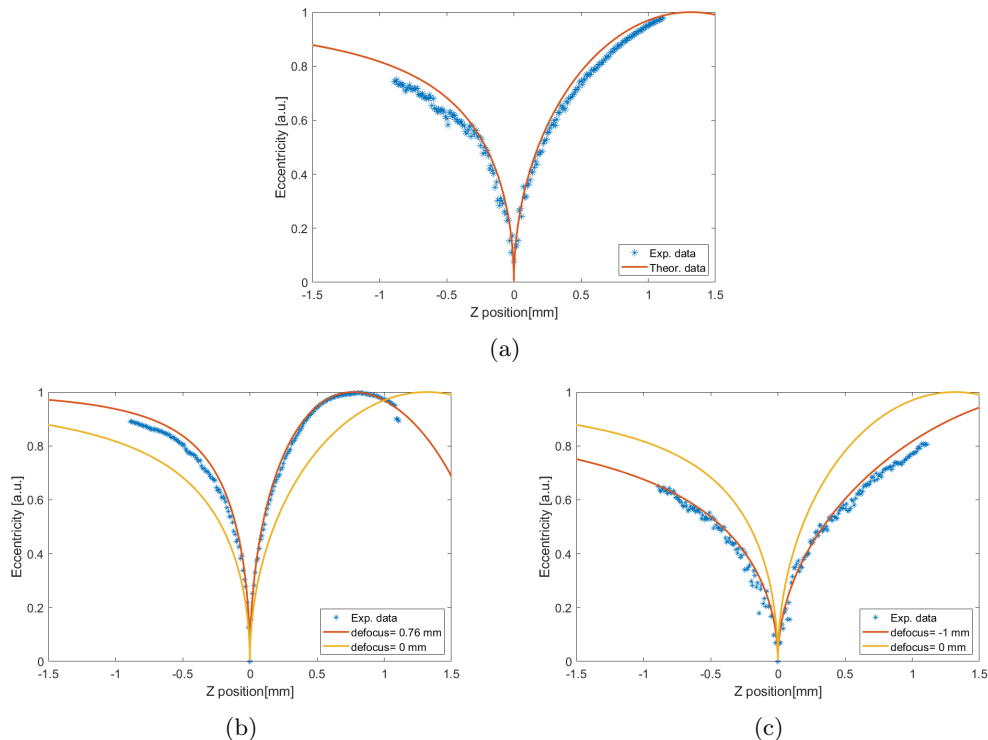


Figure 8: Experimental (asterisk) and simulated (solid lines) astigmatic curves for different calibration scenarios for $f_{FL} = 25.4$ mm. In the first row a) an astigmatic curve for a perfect calibrated system. At the bottom, we show a case for a defocus offset of b) $+760 \mu\text{m}$ and c) $-1000 \mu\text{m}$. A yellow line represents a theoretical case of a perfect calibrated system.

5. CONCLUSIONS

In conclusion, we present a calibration method for an astigmatic autofocus system with high accuracy, below the $5 \mu\text{m}$. A numerical simulation was implemented to demonstrate the effects of calibration in these kind of autofocus systems. Was demonstrated that a bad calibration procedure of the PLC will impact in the correct focus point location and also in the sensitivity. The good agreement between the experimental data and simulation data demonstrate the accuracy of our procedure and justify the relevance of applying a proper calibration procedure. In this work we presented a detailed, step by step, calibration method based on a direct measurement of the focal point position using a pinhole-detector couple. The accuracy of this method can be improved by increasing the translation stage resolution and applying a band-pass filtering. This technique is only limited to the pinhole size that must be smaller or equivalent to the focusing beam diameter.

ACKNOWLEDGMENTS

The authors would like to thank to all the members of the non-linear optics group of the ICAT that have been involved in the development of this technique. Also we want to thank for the financial support to CONACYT CF-MG-20191015100531549-214961 and DGAPA-PAPIIT IN107821. Jesús Delgado-Aguillón acknowledges to the Programa de Posgrado en Ingeniería (UNAM) and the CONACYT postgraduate fellowship.

REFERENCES

- [1] Borot, A., Douillet, D., Iaquaniello, G., Lefrou, T., Audebert, P., Geindre, J.-P., and Lopez-Martens, R., “High repetition rate plasma mirror device for attosecond science,” *Review of Scientific Instruments* **85** (1 2014).
- [2] Besse, C. and Garreau, J.-C., [*Nonlinear Optical and Atomic Systems*], vol. 2146, Springer International Publishing (2015).
- [3] Krausz, F. and Ivanov, M., “Attosecond physics,” *Reviews of Modern Physics* **81**, 163–234 (1 2009).
- [4] Baguckis, A., Plukis, A., Reklaitis, J., Remeikis, V., Giniūnas, L., and Vengris, M., “Generation of plasma x-ray sources via high repetition rate femtosecond laser pulses,” *Applied Physics B: Lasers and Optics* **123** (12 2017).
- [5] Wagner, F., Brabetz, C., Deppert, O., Roth, M., Stöhlker, T., Tauschwitz, A., Tebartz, A., Zielbauer, B., and Bagnoud, V., “Accelerating ions with high-energy short laser pulses from submicrometer thick targets,” *High Power Laser Science and Engineering* **4** (12 2016).
- [6] Mourou, G. A., Tajima, T., and Bulanov, S. V., “Optics in the relativistic regime,” *Reviews of Modern Physics* **78** (2006).
- [7] Wang, J., Gao, L., Li, Y., and Liu, B., “Experimental research on laser interference micro/nano fabrication of hydrophobic modification of stent surface,” *Lasers in Medical Science* **32**, 221–227 (1 2017).
- [8] Meijer, J., Du, K., Gillner, A., Hoffmann, D., Kovalenko, V., Masuzawa, T., Ostendorf, A., Poprawe, R., and Schulz, W., “Laser machining by short and ultrashort pulses, state of the art and new opportunities in the age of the photons,” *CIRP Annals* **51**, 531–550 (2002).
- [9] Bienvenue, C., Vallières, S., Payeur, S., and Antici, P., “Submicrometric absolute positioning of flat reflective surfaces using michelson interferometry,” *Review of Scientific Instruments* **90** (12 2019).
- [10] Lee, J.-Y., Wang, Y.-H., Lai, L.-J., Lin, Y.-J., and Chang, Y.-H., “Development of an auto-focus system based on the moiré method,” *Measurement* **44** (12 2011).
- [11] Willis, C., Poole, P. L., Akli, K. U., Schumacher, D. W., and Freeman, R. R., “A confocal microscope position sensor for micron-scale target alignment in ultra-intense laser-matter experiments,” *Review of Scientific Instruments* **86** (5 2015).
- [12] Castro-Marín, P., Castro-Olvera, G., Ruíz, C., Garduño-Mejía, J., Rosete-Aguilar, M., and Bruce, N. C., “Z-scan confocal method for indirect focus location,” *AIP Advances* **7** (10 2017).
- [13] Hsu, W.-Y., Lee, C.-S., Chen, P.-J., Chen, N.-T., Chen, F.-Z., Yu, Z.-R., Kuo, C.-H., and Hwang, C.-H., “Development of the fast astigmatic auto-focus microscope system,” *Measurement Science and Technology* **20** (4 2009).
- [14] Rhee, H.-G., Kim, D.-I., and Lee, Y.-W., “Realization and performance evaluation of high speed autofocusing for direct laser lithography,” *Review of Scientific Instruments* **80** (7 2009).
- [15] Bai, Z. and Wei, J., “Focusing error detection based on astigmatic method with a double cylindrical lens group,” *Optics Laser Technology* **106** (10 2018).
- [16] Pedrotti, F. L., Pedrotti, L. M., and Pedrotti, L. S., [*Introduction to Optics*], Cambridge University Press (12 2017).
- [17] Siegman, A. E., [*Lasers*], University Science Books (1986).

Focusing System Based on Two-Photon Absorption in a Si-detector

J. Delgado-Aguillón,^{1,2} C. Ruíz,² M. Rosete-Aguilar,¹ C. J. Román-Moreno,¹ and J. Graduño-Mejía^{1,*}

¹Instituto de Ciencias Aplicadas y Tecnología, Universidad Nacional Autónoma de México, Circuito Exterior S/N, Cd. Universitaria, 04510, Mexico City, Mexico

²Instituto Universitario de Física Fundamental y Matemáticas y Departamento de Didáctica de la Matemática y de las Ciencias Experimentales, Universidad de Salamanca, Patio de las Escuelas s/n, Salamanca, Spain

*jesus.garduno@icat.unam.mx

Abstract: We introduce a novel technique for the focal spot location based on Two-Photon Absorption effect, measured with a Si detector along the optical axis. A focus location was performed at 1550 nm with an error of $\pm 5 \mu\text{m}$.

1. Introduction

The need to provide focusing diagnostics has been increased in the last few years for different applications where accurate and tight focusing is required, for instance: micro-fabrication [1, 2] and laser accelerators [3, 4] applications due their requirement of small spots sizes and high intensities. A diversity of focusing systems like interferometric [5], confocal [6, 7], astigmatic [8, 9] and microscopy [10] techniques can be found nowadays. Many of these focusing systems involved complex alignment procedures and complex data processing that can limit their application for specific fields. We introduce a focusing system based in a nonlinear optics effect, the Two-Photon Absorption (TPA), performed with a single a Si photodiode. Our focusing system directly measures the intensity and then, directly, the focal location. By considering the relative position of the photodetector, we can locate the target at the focal position where the highest intensity is generated. This TPA-focusing system is high sensitive, due its nonlinear operating principle, easy to align and practical because the photodetector, simultaneously, acts as the hard aperture (pinhole) and as a sensor at the same time. These features can represent a great advantage respect to the others techniques mentioned above.

2. Experimental setup

The focusing system setup is show in Figure 1. Laser pulses of 100 fs @ at 1550 nm delivered from an Er-Doped-fiber laser (EDFL) was used as light source. The oscillator output was expanded by a telescope to increase the beam size, fulfilling the focal lens (FL) aperture. An aspherical lens (FL) of 25 mm focal length was used to focus the 5.7 mm of diameter input beam. A Si photodiode, which linear response is null at the fundamental wavelength, mounted over a motorized stage measured the TPA signal of the focused beam. The motorized stage performed a z-scan along the optical axis, so to every location the Si-detector monitored the intensity of the focused beam.

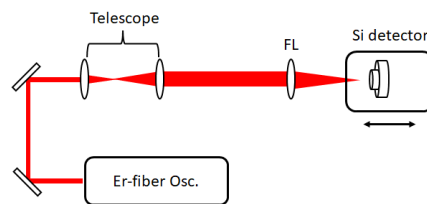


Fig. 1. Schematic of the optical setup for the focal location implementing a Si-detector for the TPA detection. A focal lens (FL) of 25 mm of focal length was used.

3. Results and Conclusions

In Fig. 1 is shown the TPA-focusing system setup where a series of measurements along the optical axis were performed in order to retrieve the focus location, where the highest intensity is generated. The data series from

these measurements are shown in Fig. 2, where a mean maximum intensity is found at the position 4.889 mm with a standard deviation of $\pm 5 \mu\text{m}$. The Fisher's coefficient of skewness for the TPA signal distribution is of 0.626, a low factor that means a good setup alignment.

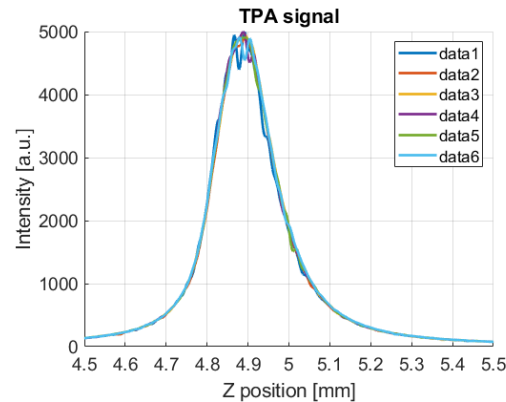


Fig. 2. Data series of the focal location measurements. The focal position was found at the mean 4.889 mm with a dispersion of $5 \mu\text{m}$.

In conclusion the TPA effect applied as a focusing diagnostic represents an excellent alternative due its simplicity and practicality and also due its high intensity sensitivity and accuracy. The TPA-focusing system can retrieve the focus position with an accuracy of $5 \mu\text{m}$, which can be improved by increasing the resolution of the translation stage z-steps. For the results presented here a step size of $5 \mu\text{m}$ was used. The advantage of using the photodiode as a pinhole and sensor at the same time in comparison to other confocal-based techniques [6, 7] is their simplicity of alignment and the suppression of propagated errors because of the calibration of the gap between the pinhole and the sensor surface.

4. Acknowledgments

The authors would like to thank for the financial support to CONACYT CF-MG-20191015100531549-214961, DGAPA-PAPIIT IN107821 and DGAPA-PAPIIT IG100121. Jesús Delgado-Aguillón acknowledges to the Programa de Posgrado en Ingeniería (UNAM), the CONACYT postgraduate fellowship and Esperanza, Formación y Vida A.C.

References

1. K. Ahmmed, C. Grambow, and A.-M. Kietzig, "Fabrication of micro/nano structures on metals by femtosecond laser micromachining," *Micromachines*, vol. 5, pp. 1219–1253, 11 2014.
2. Z. Chen, J. Yang, H. Liu, Y. Zhao, and R. Pan, "A short review on functionalized metallic surfaces by ultrafast laser micromachining," *The International Journal of Advanced Manufacturing Technology*, vol. 119, pp. 6919–6948, 4 2022.
3. A. Baguckis, A. Plukis, J. Reklaitis, V. Remeikis, L. Giniūnas, and M. Vengris, "Generation of plasma x-ray sources via high repetition rate femtosecond laser pulses," *Applied Physics B: Lasers and Optics*, vol. 123, 12 2017.
4. L. Martín, J. Benlliure, D. Cortina, J. J. Llerena, D. González, and C. Ruiz, "Optimization of a fast rotating target to produce khz x-ray pulses from laser-plasma interaction," vol. 1079, Institute of Physics Publishing, 9 2018.
5. C. Bienvenue, S. Vallières, S. Payeur, and P. Antici, "Submicrometric absolute positioning of flat reflective surfaces using michelson interferometry," *Review of Scientific Instruments*, vol. 90, 12 2019.
6. P. Castro-Marín, G. Castro-Olvera, C. Ruíz, J. Garduño-Mejía, M. Rosete-Aguilar, and N. C. Bruce, "Z-scan confocal method for indirect focus location," *AIP Advances*, vol. 7, 10 2017.
7. C. Willis, P. L. Poole, K. U. Akli, D. W. Schumacher, and R. R. Freeman, "A confocal microscope position sensor for micron-scale target alignment in ultra-intense laser-matter experiments," *Review of Scientific Instruments*, vol. 86, 5 2015.
8. W.-Y. Hsu, C.-S. Lee, P.-J. Chen, N.-T. Chen, F.-Z. Chen, Z.-R. Yu, C.-H. Kuo, and C.-H. Hwang, "Development of the fast astigmatic auto-focus microscope system," *Measurement Science and Technology*, vol. 20, 4 2009.
9. J. Delgado-Aguillón, C. Ruiz, M. Rosete-Aguilar, C. J. Román-Moreno, and J. Garduño-Mejía, "High-accuracy calibration technique for passive pre-alignment of a laser autofocus system," p. 11, SPIE, 3 2022.
10. C.-C. Gu, H. Cheng, K.-J. Wu, L.-J. Zhang, and X.-P. Guan, "A high precision laser-based autofocus method using biased image plane for microscopy," *Journal of Sensors*, vol. 2018, 2018.

Bibliografija

- [1] Artūras Baguckis, Artūras Plukis, Jonas Reklaitis, Vidmantas Remeikis, Linas Giniūnas, and Mikas Vengris. Generation of plasma x-ray sources via high repetition rate femtosecond laser pulses. *Applied Physics B: Lasers and Optics*, 123, 12 2017.
- [2] L. Martin, J. Benlliure, D. Cortina-Gil, J. Penas, and C. Ruiz. Improved stability of a compact vacuum-free laser-plasma x-ray source. *High Power Laser Science and Engineering*, 8, 2020.
- [3] F. Wagner, C. Brabetz, O. Deppert, M. Roth, T. Stöhlker, An. Tauschwitz, A. Tebartz, B. Zielbauer, and V. Bagnoud. Accelerating ions with high-energy short laser pulses from submicrometer thick targets. *High Power Laser Science and Engineering*, 4, 12 2016.
- [4] K. Ahmmed, Colin Grambow, and Anne-Marie Kietzig. Fabrication of micro/nano structures on metals by femtosecond laser micromachining. *Micromachines*, 5:1219–1253, 11 2014.
- [5] William M. Steen and Jyotirmoy Mazumder. *Laser Material Processing*. Springer London, 2010.
- [6] Zhanliang Sun. Review: Production of nuclear medicine radioisotopes with ultra-intense lasers. *AIP Advances*, 11:040701, 4 2021.
- [7] K W D Ledingham, P McKenna, T McCanny, S Shimizu, J M Yang, L Robson, J Zweit, J M Gillies, J Bailey, G N Chimon, R J Clarke, D Neely, P A Norreys, J L Collier, R P Singhal, M S Wei, S P D Mangles, P Nilson, K Krushelnick,

- and M Zepf. High power laser production of short-lived isotopes for positron emission tomography. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 37:2341–2345, 8 2004.
- [8] R. Betti and O. A. Hurricane. Inertial-confinement fusion with lasers. *Nature Physics*, 12:435–448, 5 2016.
- [9] Max Tabak, James Hammer, Michael E. Glinsky, William L. Kruer, Scott C. Wilks, John Woodworth, E. Michael Campbell, Michael D. Perry, and Rodney J. Mason. Ignition and high gain with ultrapowerful lasers*. *Physics of Plasmas*, 1:1626–1634, 5 1994.
- [10] R. Kodama, H. Shiraga, K. Shigemori, Y. Toyama, S. Fujioka, H. Azechi, H. Fujita, H. Habara, T. Hall, Y. Izawa, T. Jitsuno, Y. Kitagawa, K. M. Krushelnick, K. L. Lancaster, K. Mima, K. Nagai, M. Nakai, H. Nishimura, T. Norimatsu, P. A. Norreys, S. Sakabe, K. A. Tanaka, A. Youssef, M. Zepf, and T. Yamanaka. Fast heating scalable to laser fusion ignition. *Nature*, 418:933–934, 8 2002.
- [11] Shambhu Ghimire, Anthony D. DiChiara, Emily Sistrunk, Pierre Agostini, Louis F. DiMauro, and David A. Reis. Observation of high-order harmonic generation in a bulk crystal. *Nature Physics*, 7:138–141, 2 2011.
- [12] Peng Ye, Tamás Csizmadia, Lénárd Gulyás Oldal, Harshitha Nandiga Gopalakrishna, Miklós Füle, Zoltán Filus, Balázs Nagyillés, Zsolt Divéki, Tímea Grósz, Mathieu Dumergue, Péter Jójárt, Imre Seres, Zsolt Bengery, Viktor Zuba, Zoltán Várallyay, Balázs Major, Fabio Frassetto, Michele Devetta, Giacinto Davide Lucarelli, Matteo Lucchini, Bruno Moio, Salvatore Stagira, Caterina Vozzi, Luca Poletto, Mauro Nisoli, Dimitris Charalambidis, Subhendu Kahaly, Amelle Zaïr, and Katalin Varjú. Attosecond pulse generation at eli-alps 100 khz repetition rate beamline. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 53:154004, 8 2020.
- [13] Gérard A. Mourou. Ultraintense lasers: relativistic nonlinear optics and applications. *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences-Series IV-Physics*, 2:1407–1414, 12 2001.
- [14] Ricardo Elgul Samad, Edison Puig Maldonado, Wagner de Rossi, and Nilson

- Dias Vieira Junior. High intensity ultrashort laser pulses and their applications at ipen. pages 1–6. IEEE, 5 2021.
- [15] Donna Strickland and Gerard Mourou. Compression of amplified chirped optical pulses. *Optics Communications*, 56(3):219–221, 1985.
- [16] A. P. Piskarskas and R. Butkus. 20 years of progress in opcpa. In *Frontiers in Optics 2012/Laser Science XXVIII*, page FTu1B.1. Optica Publishing Group, 2012.
- [17] Colin N. Danson, Constantin Haefner, Jake Bromage, Thomas Butcher, Jean-Christophe F. Chanteloup, Enam A. Chowdhury, Almantas Galvanauskas, Leonida A. Gizzi, Joachim Hein, David I. Hillier, and et al. Petawatt and exawatt class lasers worldwide. *High Power Laser Science and Engineering*, 7:e54, 2019.
- [18] L. Martín, J. Benlliure, D. Cortina, J. J. Llerena, D. González, and C. Ruiz. Optimization of a fast rotating target to produce khz x-ray pulses from laser-plasma interaction. volume 1079. Institute of Physics Publishing, 9 2018.
- [19] M Hagedorn, J Kutzner, G Tsilimis, and H Zacharias. High-repetition-rate hard x-ray generation with sub-millijoule femtosecond laser pulses. *Applied Physics B*, 77:49–57, 2003.
- [20] Anton Koroliov, Jonas Reklaitis, Karolina Varsockaja, Darius Germanas, Artūras Plukis, and Vidmantas Remeikis. X-ray pulse emission of alkali metal halide salts irradiated by femtosecond laser pulses. *Applied Physics B*, 126(9):144, 2020.
- [21] Joerg Schille, Sebastian Kraft, Theo Pflug, Christian Scholz, Maurice Clair, Alexander Horn, and Udo Loeschner. Study on x-ray emission using ultrashort pulsed lasers in materials processing. *Materials*, 14(16):4537, 2021.
- [22] Ju-Yi Lee, Yung-Hsing Wang, Lyu-Jhen Lai, Yu-Ju Lin, and Yu-Hsiu Chang. Development of an auto-focus system based on the moiré method. *Measurement*, 44, 12 2011.
- [23] A. Borot, D. Douillet, G. Iaquaniello, T. Lefrou, P. Audebert, J.-P. Geindre, and R. Lopez-Martens. High repetition rate plasma mirror device for attosecond science. *Review of Scientific Instruments*, 85, 1 2014.

- [24] C. Bienvenue, S. Vallières, S. Payeur, and P. Antici. Submicrometric absolute positioning of flat reflective surfaces using michelson interferometry. *Review of Scientific Instruments*, 90, 12 2019.
- [25] Pablo Castro-Marín, Gustavo Castro-Olvera, Camilo Ruíz, Jesús Garduño-Mejía, Martha Rosete-Aguilar, and Neil C. Bruce. Z-scan confocal method for indirect focus location. *AIP Advances*, 7, 10 2017.
- [26] Christopher Willis, Patrick L. Poole, Kramer U. Akli, Douglass W. Schumacher, and Richard R. Freeman. A confocal microscope position sensor for micron-scale target alignment in ultra-intense laser-matter experiments. *Review of Scientific Instruments*, 86, 5 2015.
- [27] Määttänen Antti, Hautala Ville, and Vihinen Jorma. Precise online auto-focus system in high speed laser micromachining applications. *Physics Procedia*, 39, 2012.
- [28] Donald K. Cohen, Wing Ho Gee, M. Ludeke, and Julian Lewkowicz. Automatic focus control: the astigmatic lens approach. *Applied Optics*, 23, 2 1984.
- [29] Hyug-Gyo Rhee, Dong-Ik Kim, and Yun-Woo Lee. Realization and performance evaluation of high speed autofocusing for direct laser lithography. *Review of Scientific Instruments*, 80, 7 2009.
- [30] Wei-Yao Hsu, Chien-Shing Lee, Po-Jui Chen, Nien-Tsu Chen, Fong-Zhi Chen, Zong-Ru Yu, Ching-Hsiang Kuo, and Chi-Hung Hwang. Development of the fast astigmatic auto-focus microscope system. *Measurement Science and Technology*, 20, 4 2009.
- [31] Byung Je Jung, Hong Jin Kong, Byoung Goo Jeon, Dong-Yol Yang, Yong Son, and Kwang-Sup Lee. Autofocusing method using fluorescence detection for precise two-photon nanofabrication. *Optics Express*, 19, 11 2011.
- [32] Ilya Alexeev, Johannes Strauss, Andreas Gröschl, Kristian Cvecek, and Michael Schmidt. Laser focus positioning method with submicrometer accuracy. *Applied Optics*, 52, 1 2013.
- [33] Rudiger Paschotta. *Encyclopedia of Laser Physics and Technology*. Wiley-VCH, second edition, 2008.

- [34] E. Hecht. *Optics*. Addison Wesley, fourth edition, 2002.
- [35] A. E Siegman. *Laseres*. University Science Books, 1986.
- [36] Frank L. Pedrotti, Leno M. Pedrotti, and Leno S. Pedrotti. *Introduction to Optics*. Cambridge University Press, 12 2017.
- [37] A. Yariv, P.E.E.A. Yariv, and Y. Amnon. *Quantum Electronics*. Wiley, 1989.
- [38] Ting-Chung Poon and Taegeun Kim. *Engineering Optics with MATLAB*. World Scientific, 12 2017.
- [39] Marek S. Wartak. *Computational Photonics*. Cambridge University Press, 2012.
- [40] Joseph W Goodman. *Introduction to Fourier optics*. Roberts and Company publishers, 2005.
- [41] Govind Agrawal. *Nonlinear Fiber Optics*. Academic Press, fifth edition, 2012.
- [42] J. Delgado-Aguillón, C. Ruiz, M. Rosete-Aguilar, Carlos J. Román-Moreno, and J. Garduño-Mejía. High-accuracy calibration technique for passive pre-alignment of a laser autofocus system. In *High-Power Laser Materials Processing: Applications, Diagnostics, and Systems XI*, volume 11994, pages 59–66. SPIE, 2022.
- [43] J. Delgado-Aguillón, C. Ruíz, M. Rosete-Aguilar, and J. Garduño-Mejía. High accuracy astigmatic-focusing system for laser targets. *Applied Optics*, 61:7539, 9 2022.
- [44] Zhen Bai and Jingsong Wei. Focusing error detection based on astigmatic method with a double cylindrical lens group. *Optics & Laser Technology*, 106, 10 2018.
- [45] <https://es.mathworks.com/>, june 2023.
- [46] Nobuyuki Otsu. A threshold selection method from gray-level histograms. *IEEE Transactions on Systems, Man, and Cybernetics*, 9, 1 1979.
- [47] Peter Martin and Steve Rothberg. Introducing speckle noise maps for laser vibrometry. *Optics and Lasers in Engineering*, 47, 3 2009.

- [48] Cédric Thauray, Fabien Quere, J-P Geindre, Anna Levy, Tiberio Ceccotti, P Monot, Michel Bougeard, F Réau, P d'Oliveira, Patrick Audebert, et al. Plasma mirrors for ultrahigh-intensity optics. *Nature Physics*, 3(6):424–429, 2007.
- [49] G G Scott, V Bagnoud, C Brabetz, R J Clarke, J S Green, R I Heathcote, H W Powell, B Zielbauer, T D Arber, P McKenna, and D Neely. Optimization of plasma mirror reflectivity and optical quality using double laser pulses. *New Journal of Physics*, 17:033027, 3 2015.
- [50] J. Delgado-Aguillón, C. Ruíz, M. Rosete-Aguilar, C. J. Román-Moreno, and J. Gradu no Mejía. Focusing system based on two-photon absorption in a si-detector. In *Latin America Optics and Photonics (LAOP) Conference 2022*, page W4A.16. Optica Publishing Group, 2022.
- [51] J. Delgado-Aguillón, C. Ruiz, M. Rosete-Aguilar, and J. Gardu no Mejía. Non-linear confocal positioner for micron-scale target alignment. *Opt. Express*, 31(15):23746–23753, Jul 2023.
- [52] Robert W. Boyd. *Nonlinear Optics, Third Edition*. Academic Press, Inc., USA, 3rd edition, 2008.
- [53] Eric W. Van Stryland, H. Vanherzeele, M. A. Woodall, M. J. Soileau, Arthur L. Smirl, Shekhar Guha, and Thomas F. Boggess. Two Photon Absorption, Nonlinear Refraction, And Optical Limiting In Semiconductors. *Optical Engineering*, 24(4):244613, 1985.
- [54] Maria Göppert-Mayer. über elementarakte mit zwei quantensprüngen. *Annalen der Physik*, 401(3):273–294, 1931.
- [55] W. Kaiser and C. G. B. Garrett. Two-photon excitation in $\text{CaF}_2: \text{Eu}^{2+}$. *Phys. Rev. Lett.*, 7:229–231, Sep 1961.
- [56] Mariacristina Rumi and Joseph W. Perry. Two-photon absorption: an overview of measurements and principles. *Adv. Opt. Photon.*, 2(4):451–518, Dec 2010.
- [57] S. O. Kasap. *Optoelectronics and photonics*. Pearson, second edition edition, 2012.
- [58] Ed. I. Yun. *Photodiodes - From Fundamentals to Applications*. InTech, 12 2012.

- [59] <https://www.teamwavelength.com/photodiode-basics/>, august 2023.
- [60] Mitzi Ordóñez Pérez. Diseño y construcción de un amplificador de fibra dopada con erbio para un oscilador láser de pulsos de femtosegundos. Master's thesis, UNAM, México, 2020.
- [61] Itzel Reyna-Morales, Jesús Garduño-Mejía, Israel Rocha-Mendoza, Martha Rosete-Aguilar, and Naser Qureshi. Two-photon absorption spectrometers for near infrared. *Review of Scientific Instruments*, 94(5):055101, 05 2023.
- [62] Ollin Opuchtli Cacheux Luna. Generación de rayos-x por la técnica de plasma impulsado por láser (ldpa). Master's thesis, UNAM, México, 2023.