

TESIS DOCTORAL

ÓPTICA ADAPTATIVA DISCRETA MÁS ALLÁ DE LA  
CORRECCIÓN BINARIA

PhD THESIS

DISCRETE ADAPTIVE OPTICS BEYOND BINARY  
CORRECTION

AUTOR

ANTONIO FUENTES RUIZ

DIRECTORES

MANUEL PEREZ CAGIGAL

PEDRO J. VALLE HERRERO

UNIVERSIDAD DE CANTABRIA

Escuela de [Doctorado](#) de la Universidad de Cantabria

Santander 2022







Esta tesis ha sido posible gracias a mis padres, Antonio y Pilar, andamios inquebrantables e imprescindibles. A Dani, escudero desde el primer día que pisé la facultad y hasta el mismo momento en el que escribo estas líneas. Por supuesto a todos los que han leído y aportado ideas a esta tesis. Y a Manolo y Pedro, por su paciencia infinita, por darme la oportunidad de pasar estos años trabajando y aprendiendo, y porque sencillamente hubiese sido imposible llegar hasta aquí sin ellos. Jamás hubiese podido haber hombros de gigantes más altos a los que subir.



In luce veritas est.



## Resumen

Esta tesis aborda el problema que presenta de la obtención de imágenes ópticas de calidad a partir de frentes de onda aberrados por el paso de la luz a través de medios inhomogéneos como la atmósfera. Para ello, se hace uso de una técnica de alta resolución denominada óptica adaptativa discreta (DAO, discrete adaptive optics) que se engloba dentro de la óptica adaptativa.

Hasta este momento, la óptica adaptativa discreta solo ha realizado correcciones binarias del frente de onda (BAO, binary adaptive optics). En este trabajo se propone aplicar la técnica más allá del actual nivel de corrección gracias al desarrollo de un nuevo sensor de frente de onda del tipo interferómetro de difracción por punto o PDI (point diffraction interferometer).

Este nuevo nivel de corrección se ha denominado óptica adaptativa cuaternaria (QAO) y ha sido analizado numéricamente y validado experimentalmente, alcanzándose el nivel de compensación teórico máximo correspondiente a un valor de Strehl  $S = 0,81$ . Además, se ha determinado mediante simulaciones por ordenador las limitaciones que presenta la técnica para realizar una compensación efectiva.

También se ha investigado la combinación de las técnicas de óptica adaptativa discreta binaria y cuaternaria con filtros pupila de fase binarios que se emplean para modificar la forma de la PSF de un sistema óptico (point spread function engineering). Estos filtros varían la forma de la PSF para obtener superresolución o apodización, lo cual es de gran interés en campos como la astronomía, aplicaciones en medicina, almacenamiento de datos, tratamiento de imagen, manipulación de micropartículas o microscopía.

En este trabajo se ha introducido un nuevo modelo para calcular el rendimiento de los filtros de apodización, corrigiendo un modelo anterior menos preciso que sobreestimaba la capacidad apodizadora de estos filtros.

Se ha realizado con éxito el experimento de producir la compensación DAO y la modificación de la PSF simultáneamente. Para combinar los filtros de fase de compensación DAO y los filtros de fase binarios se ha utilizado un modulador espacial de luz (SLM). Este resultado es de gran importancia dado que los filtros de fase solo son efectivos con frentes de onda sin aberrar.

Se ha estudiado la validez de la técnica DAO propuesta, para compensar también frentes de onda provenientes de fuentes extensas (iluminación incoherente). Se ha modificado el sistema de iluminación del dispositivo experimental para producir un objeto extenso incoherente y se ha verificado experimentalmente la eficacia de la técnica obteniendo resultados cercanos a los esperados teóricamente.

Finalmente, se introduce una nueva técnica para realizar óptica adaptativa binaria sin la ayuda de ningún dispositivo electrónico. Para ello se propone un montaje en el que el interferograma producido por un sensor PDI modula un cristal fotocromático (LDC). Este cristal puede producir máscaras binarias de amplitud o fase para mitigar las aberraciones de fase del frente de onda. La capacidad de trabajar sin dispositivos electrónicos hace que esta técnica sea adecuada para su aplicación en lugares peligrosos, de difícil acceso o con condiciones extremas como satélites, ambientes submarinos o contaminados. Un experimento confirma la validez de la técnica propuesta.

**Palabras clave:** Óptica adaptativa, óptica adaptativa discreta, óptica binaria, PDI.

## Abstract

This thesis addresses the problem of obtaining quality optical images from wavefronts aberrated by the passage of light through inhomogeneous media such as the atmosphere. For this purpose, a high-resolution technique in adaptive optics such as discrete adaptive optics (DAO) is used.

So far, discrete adaptive optics only performs binary wavefront corrections (BAO, binary adaptive optics). In this work we propose to develop the technique beyond the current level of correction sensing the wavefront using a point diffraction interferometer or PDI sensor.

This new level of correction has been called quaternary adaptive optics (QAO) and has been numerically analyzed and experimentally validated, reaching the maximum theoretical compensation level corresponding to a value of Strehl  $S = 0.81$ . In addition, the dependence with the number of actuators in the compensating device to realize an effective compensation has been verified by computer simulations.

The combination of binary and quaternary discrete adaptive optics techniques with binary phase pupil filters, that are used to modify the shape of the PSF of an optical system (point spread function engineering), has also been investigated. These filters modify the shape of the PSF to obtain super-resolution or apodization, which is of great interest in fields such as astronomy, medical applications, data storage, image processing, microparticle manipulation or microscopy.

In this work, a new model has been introduced to calculate the performance of apodization filters correcting a previous less accurate model that overestimated the apodizing capacity of these filters.

The experiment of producing DAO compensation and PSF modification simultaneously has been successfully performed. A spatial light modulator (SLM) has been used to combine the DAO compensation phase filters and the binary phase filters. This result is of great importance since phase filters are only effective with unaberrated wavefronts.

The validity of the proposed DAO technique has been studied to compensate also wavefronts coming from extended sources (incoherent illumination). The illumination system of the experimental device has been modified to produce an incoherent extended object and the effectiveness of the technique has been experimentally verified obtaining results close to those theoretically expected.

Finally, a new technique for performing binary adaptive optics without the aid of any electronic device is proposed. The interferogram produced by a PDI sensor modulates a photochromic crystal (LDC). This crystal can produce binary masks to mitigate wavefront phase aberrations. The ability to work without electronic devices makes this technique suitable for application in hazardous, difficult to access or extreme conditions such as satellites, underwater or contaminated environments. An experiment confirms the validity of the proposed technique.

**Keywords:** Adaptive optics, Discrete adaptive optics, binary optics, PDI





## Índice de contenidos

1. Motivación histórica.....	19
2. Introducción .....	23
2.1. Campo eléctrico .....	25
Frente de onda .....	26
2.2. Atmósfera.....	27
Fluctuaciones.....	28
Distorsión del frente de onda.....	29
Efectos sobre la PSF.....	31
Pérdida de resolución y contraste.....	32
Strehl.....	33
2.3. Técnicas utilizadas para paliar los efectos de la atmósfera.....	35
Misiones al espacio.....	35
Lucky Imaging .....	37
Óptica adaptativa (AO).....	38
Óptica adaptativa discreta (DAO).....	39
2.4. Contenido de los siguientes capítulos. ....	40
3. Óptica adaptativa estándar y discreta.....	43
3.1. Óptica adaptativa estándar.....	43
3.2. Óptica adaptativa discreta .....	49
Óptica adaptativa binaria (BAO).....	50
El sensor PDI .....	52
El modulador SLM.....	53

4. Óptica adaptativa cuaternaria (QAO).....	55
4.1. Introducción .....	55
Descripción de la técnica .....	55
Teoría. Proceso de compensación en dos pasos.....	57
Simulación.....	59
Efecto del número de actuadores .....	60
Error de la compensación .....	63
4.2. Validación experimental.....	65
Descripción del dispositivo experimental.....	65
Procedimiento de medida .....	68
Umbralización .....	71
Resultados y análisis .....	74
4.3. Conclusiones.....	78
5. Superresolución y apodización .....	81
5.1. Introducción. ....	81
Teoría .....	83
5.2. Validación experimental.....	92
Óptica adaptativa discreta.....	92
Resultados experimentales .....	92
5.3. Conclusiones.....	97
6. BAO Y QAO con objetos extensos.....	99
6.1. Introducción .....	99
6.2. Validacion experimental.....	102
Resultados y análisis .....	105
6.3. Conclusiones.....	109

7. OCOAO (Optical-component-only adaptive optics) .....	111
7.1. Introducción .....	111
7.2. Validación experimental .....	115
Dispositivo experimental.....	115
Resultados .....	119
7.3. Conclusiones .....	124
8. Conclusiones.....	125
9. Apéndices. ....	129
9.1. Fabricación del elemento de fase. ....	129
10. Bibliografía .....	131







## 1. MOTIVACIÓN HISTÓRICA

En la naturaleza del hombre siempre se ha manifestado un interés por encontrar respuestas a través de la observación de los fenómenos astronómicos. Estas observaciones han influido en la mitología, el desarrollo político y religioso, en el arte y en el desarrollo de tecnologías además de proporcionar un conocimiento profundo de la astronomía y de servir de medio para ratificar o corroborar leyes desarrolladas en otras ramas de la ciencia.

Los primeros vestigios de sociedades dirigiendo la mirada al cielo, se encuentran en la prehistoria. Un peroné de un mono datado en el año 35000 a.C. encontrado en Suazilandia, muestra 29 marcas paralelas que se corresponden a un ciclo lunar (Bahn et ál., 1997). En Alemania, una tabla de marfil datada en el año 32000 a.C. revela la primera representación conocida de una constelación, Orión, junto con 86 marcas que coincide con el número de días que la estrella más brillante de la constelación es visible (Whitehouse, 2003). En Francia se encuentra una placa de hueso, datada en el año 28000 a.C., con muescas que representan las fases de la luna y su movimiento (Landes et ál., 1991).

Este tipo de metodologías representan una constante hasta hace aproximadamente 4000 años cuando en el vallée des Mereveilles (*Valle de las Maravillas*) al sur de Francia se graban dagas en la ladera de una montaña señalando el lugar por donde se oculta el sol en los días de verano hasta el solsticio de otoño (Magail, s.f.) y en Inglaterra, Stonehenge representa un reloj o calendario que acumula las observaciones realizadas a lo largo de más de un milenio (del 3000 a.C. al 1500 a. C.).

Paralelamente, la civilización egipcia (3000 a.C. a 31 a.C.) basa sus observaciones en una motivación muy diferente, anticipar fenómenos climatológicos.

El caudal del Nilo aumenta durante 5 meses al año alrededor de 10 metros, dejando tierras fértiles cada vez que decrece nuevamente. Aunque la crecida del río no es un fenómeno regular, los egipcios notaron que una estrella aparecía en el cielo antes de que se produjese. La relación causa-efecto que se dedujo de esto, fue que la estrella era la encargada de producir las crecidas, pero independientemente de ello, obtuvieron una relación. La estrella, en cuestión, es hoy conocida como Sirio (Alfa Canis Maioris), pero fue bautizada como Spodet y asociada a la diosa egipcia de la prosperidad (Wilkinson, 2017). A partir de este hallazgo, los egipcios se dotaron de otras observaciones para desarrollar su agricultura y anticipar la caza. Desarrollaron una mitología alrededor de estas observaciones y definieron un proto-calendario.

Por su parte en Babilonia (1900 a.C. a 500 a.C.), observaron que algunos de los puntos brillantes se movían. Dada la aleatoriedad registrada de los movimientos de estos puntos, fueron considerados Dioses. Hoy estos Dioses son los planetas conocidos como Mercurio, Venus, Marte, Júpiter y Saturno y la “aleatoriedad” de sus movimientos es bien conocida y se debe a las diferentes velocidades de traslación de los planetas y a la inclinación del eje de la tierra.

Los babilonios registraban la posición de los planetas cuando algún suceso importante acaecía y fundamentaban sus decisiones en base a estas anotaciones o presagios. Enuma Anu Enlil es un descubrimiento arqueológico que da cuenta de alrededor de 7000 *presagios* registrados en escritura cuneiforme, dando lugar al nacimiento de la astrología (Braganca, 2017) pero, también, es la primera civilización que dota a la astronomía de una base observacional, calculando con gran precisión la duración de un año, el período lunar o los períodos de los eclipses.

Otras aportaciones de los babilonios relacionadas con la observación de las estrellas son las constelaciones y la división de la circunferencia en 360 grados además de desarrollar un proto-calendario con similitudes al desarrollado en Egipto. La política y sociedad Babilónica estuvo totalmente influenciada por las observaciones astronómicas recogidas en sus presagios (Lendering, s.f.).

Ya en el Renacimiento, donde las matemáticas adquieren un carácter formal y riguroso, las observaciones comienzan a desligarse de la teología y la astrología. Como ejemplo de este cambio, tenemos a Tycho Brahe (1546) que realiza observaciones minuciosas del cielo dando lugar como resultado a la aparición de una nueva estrella. Una supernova en realidad, que rompe con la idea de que el cielo es eterno e inalterable más allá de la órbita de la luna. Esta observación derivó en la creación de un observatorio con el fin de estudiar los cuerpos celestes y poder dominar la navegación y el mercado naval.

Cabe destacar a Kepler (1571), que tras estudiar las anotaciones de Brahe desarrolló el modelo planetario actual y formuló lo que hoy se conoce como las leyes de Kepler.

En 1608 Lippershey y Metius desarrollan un “dispositivo para ver objetos lejanos como si estuvieran cerca” con una magnificación de 3 o 4. Aprovechando este avance, Galileo (1564), posteriormente, adoptó este proto-telescopio mejorándolo, en menos de un año, y consiguiendo fabricar su propio telescopio de 20 aumentos (The Galileo project). Gracias a este nuevo desarrollo telescópico, Galileo fue capaz de observar montañas en la luna, muchas más estrellas de las que se veían con el ojo y vislumbró que algunas estrellas que aparecían borrosas eran en realidad cúmulos (Hassingier et ál., s.f.). Tras dirigir su telescopio hacia la Vía Láctea, observó que en realidad se trataba de “montones de innumerables estrellas agrupadas en cúmulos”. Observó las lunas de Júpiter, demostrando que existen cuerpos girando alrededor de otros diferentes a la tierra y, como resultado de su éxito, fue replicado por otros científicos que realizaron sus propias observaciones. Este hecho es considerado el nacimiento del método científico.

Este descubrimiento fue tan importante que el arte de la época se vio influenciado hasta tal punto que sufrió una revolución que lo llevó al tratar de plasmarlo.

Más adelante, Galileo observó los anillos de Saturno y aunque todas sus observaciones iban en contra de los sistemas Ptolemaicos, de base Platónica, no es hasta su explicación de las fases de Venus cuando acaba de romper radicalmente con estos sistemas. Para poder explicar estas fases, Venus debe girar alrededor del sol en una órbita más cercana al sol que la tierra.

Galileo a través de sus estudios de mecánica, determina que de existir un éter que llena el espacio, este necesariamente haría colapsar las órbitas de los cuerpos celestes, planteando por primera vez, un espacio vacío entre estos. Este postulado rompe una vez más con los modelos de la época donde existe la creencia de que si un cuerpo se mueve es porque una fuerza actúa sobre él.

Un año después de la muerte de Galileo nace Isaac Newton (1643), quien a través de sus estudios de mecánica y de potenciales centrales, es capaz de explicar el modelo heliocéntrico. Sus teorías no fueron aceptadas oficialmente, aunque se utilizaron por la precisión de sus resultados, hasta que en 1759 se predijo el paso del cometa Haley, (Broughton, 1985) corroborando sus teorías mecánicas y el modelo helio-centrista que propuso.

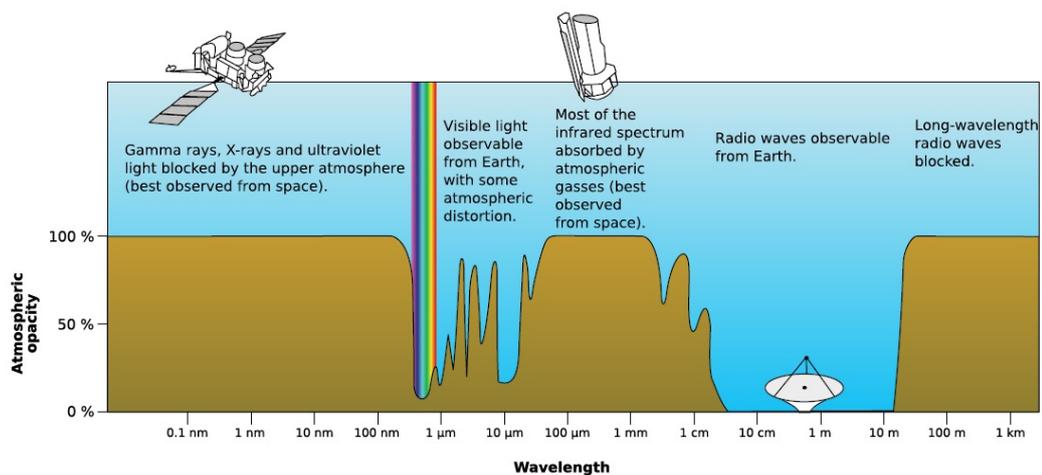
Por otro lado, al realizar sus observaciones a través de telescopios, Newton descubrió que, al aumentar el tamaño de la apertura de su telescopio, el tamaño de las lentes, la resolución no mejoraba a partir de varios decímetros independientemente de la calidad óptica y de diseño del telescopio. Para solucionar este inconveniente, Newton dedujo que era necesario establecer los observatorios en lugares cuyo aire fuese tranquilo, ya que asoció la limitación de la resolución de los telescopios a los movimientos atmosféricos y asumió que era imposible paliarlos.

*“For the Air through which we look upon the Stars, is in a perpetual Tremor; as may be seen [...] by the twinkling of the fix’d Stars. But these Stars do not twinkle[...].” Isaac Newton, Opticks (1704)*

*“El aire a través del cual miramos las estrellas está en constante temblor [...] como puede verse en el centelleo de las estrellas. Pero estas estrellas no centellean [...].”*

## 2. INTRODUCCIÓN

En la primera parte de esta sección, se expone el problema que va a abordar el trabajo realizado en esta tesis. A continuación, se introducen los fundamentos físicos necesarios para la comprensión de dicho problema. Se realiza también un repaso a las técnicas más habituales que han sido y son utilizadas para afrontar el problema. Finalmente se describe la estructura de la memoria a lo largo de los capítulos sucesivos a esta introducción.



*Figura 2.1. Representación de la opacidad de la atmósfera para las diferentes longitudes de onda. El espectro ultravioleta está bloqueado totalmente haciendo imposible la observación astronómica a través de la atmósfera. El espectro visible, así como el infrarrojo cercano, se ven aberrados, mientras que el resto del espectro infrarrojo se ve totalmente bloqueado con la salvedad de las frecuencias de radio de onda corta para las cuales la atmósfera es transparente. (Dibujo artístico de la NASA)*

El principal reto al que se enfrentan las observaciones astronómicas tiene su origen en el efecto de la atmósfera sobre la luz. La luz, después de viajar inalteradamente inmensas distancias a través del espacio, sufre una serie de distorsiones aleatorias al atravesar la atmósfera, lo que se traduce en una drástica reducción de la resolución de los telescopios y por tanto en pérdida de información.

La atmósfera es la responsable de la dispersión de la luz solar, lo que impide que durante el día podamos observar las estrellas. Además, la atmósfera no es transparente para todas las longitudes de onda, con lo que limita la información que podemos obtener, figura 2.1.

Teniendo en cuenta todo lo expuesto anteriormente, y si queremos observar una estrella, aun en el caso de que esta estrella se mantenga todo el día sobre la línea del horizonte, encontramos varios factores que dificultan o imposibilitan su observación: Los fenómenos meteorológicos y la atmósfera. En este trabajo, dado que no podemos controlar los fenómenos meteorológicos, nos centraremos en paliar los efectos de la atmósfera en las observaciones.

Para ello, se propondrán nuevas técnicas para la corrección de frentes de onda distorsionados por la atmósfera, basadas en la óptica adaptativa. En concreto, el propósito de esta tesis es presentar una técnica de óptica adaptativa discreta capaz de llevar a cabo compensaciones de orden superior al binario.

Las soluciones propuestas, no se limitan al ámbito de las observaciones astronómicas, sino que se podrán también extender a frentes de onda aberrados por otros medios, como ocurre por ejemplo en microscopia, la industria o las comunicaciones.

A continuación, se introducen los conceptos previos básicos para el correcto seguimiento de esta tesis.

## 2.1. CAMPO ELÉCTRICO

La luz es una onda electromagnética regida, por tanto, por las ecuaciones de Maxwell. Se representa por un campo eléctrico y un campo magnético acoplados, figura 2.2. Con frecuencia, en Óptica se puede ignorar el efecto del campo magnético, de manera que para el estudio de la propagación de la luz es suficiente con la descripción de su vector campo eléctrico en la forma,

$$\vec{E}(r, t) \approx A(r, t)e^{i\varphi(r, t)} \quad 2.1$$

donde en la aproximación escalar se prescinde del carácter vectorial del campo, la amplitud  $A(r, t)$  es por tanto una magnitud escalar y  $\varphi(r, t)$  es la fase de la onda.

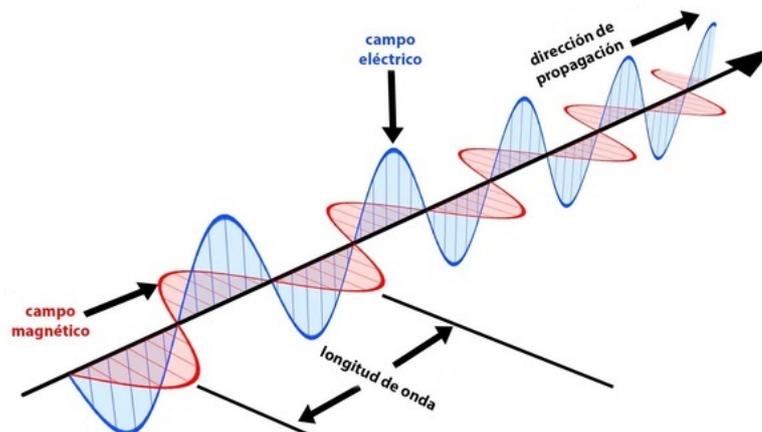
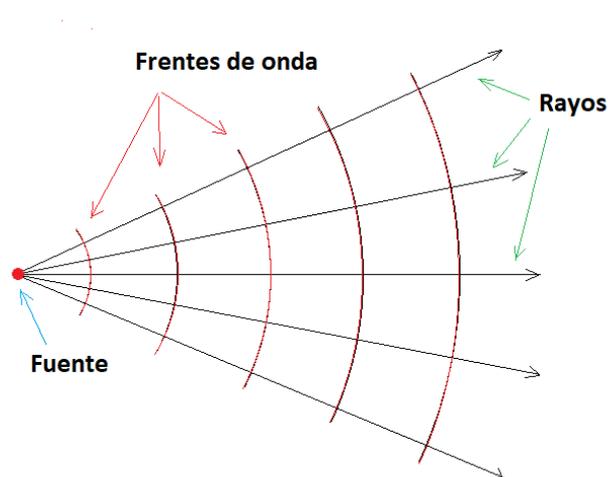


Figura 2.2 Representación de una onda electromagnética caracterizada por su campo eléctrico, en azul, y el campo magnético, acoplado, en rojo. Fuente: <https://bit.ly/30nhtv9>

## Frente de onda

Un frente de onda es una superficie cuyos puntos tienen la misma fase. La perturbación inicial de la onda (campo eléctrico) al propagarse alcanza todos esos puntos en el mismo instante, figura 2.3.

En medios homogéneos e isótropos, el frente de onda emitido por un objeto puntual se puede representar por una esfera, dado que todos los puntos a una distancia "r" del emisor comparten la misma fase. Estos frentes de onda, a grandes distancias son considerados planos dado el tamaño del radio de estas esferas.



*Figura 2.3 Representación de una onda propagándose en el espacio. Las líneas rojas indican diferentes frentes de onda. Cada punto de un mismo frente de onda presenta el mismo estado de perturbación (la misma fase).*

## 2.2. ATMÓSFERA

Si observamos una estrella a través de un telescopio, la imagen de la estrella aparece borrosa, distorsionada y cambiante. La atmósfera presenta turbulencias que pueden crear un efecto de centelleo (variación de intensidad) y/o movimiento en la estrella que se pretende observar.

La turbulencia atmosférica varía de manera aleatoria a lo largo de los aproximadamente 15 km que van desde la superficie terrestre hasta la tropopausa dando como resultado un medio heterogéneo para la propagación de la luz, figura 2.4.

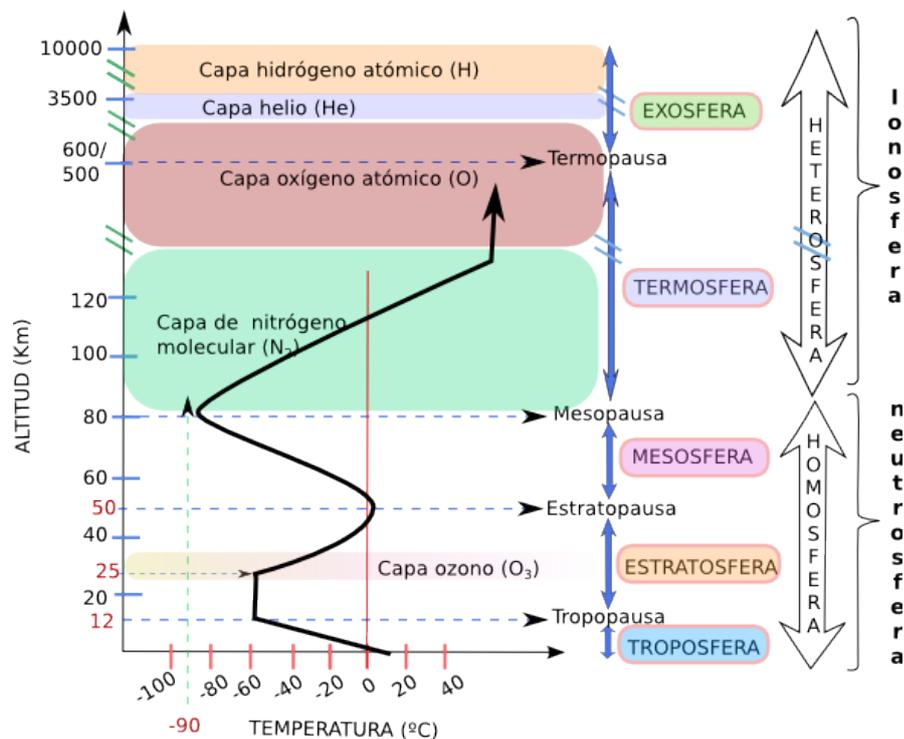


Figura 2.4. Grafica de la estructura de la atmósfera según su temperatura y composición.

Fuente: <https://bit.ly/3ChbTYE>

La violencia de estas turbulencias varía significativamente con la altitud y con las diferentes capas de las que se compone la atmósfera y tiene su origen en el ciclo térmico de la tierra debido a su exposición al sol.

## Fluctuaciones

Cuando un fluido se encuentra en régimen estacionario, sus características físicas varían espacialmente pero no temporalmente. Si se excede un valor crítico del parámetro de Reynolds, el fluido pasa a considerarse turbulento. El valor crítico de este parámetro se expresa como,

$$R_c = \frac{V_0 L_0}{\nu_0} \quad 2.2$$

donde  $V_0$  y  $L_0$  son una velocidad y tamaños característicos del fluido respectivamente y  $\nu_0$  es la viscosidad del fluido.

Kolmogorov (1968) desarrolló una estadística que dio lugar a un modelo donde las turbulencias de la atmósfera responden a un continuo proceso de generación de torbellinos. Estos torbellinos, de hasta cientos de metros, a su vez se disipan generando otros torbellinos de menor tamaño y así sucesivamente hasta que alcanzan tamaños del orden de milímetros y acaban disipando su energía debido a la viscosidad del fluido y desapareciendo. Para que estos torbellinos se formen, las masas de aire deben tener diferentes temperaturas, lo que influye en la densidad del aire y puesto que el índice de refracción depende de este factor, los índices de refracción de los diferentes torbellinos son diferentes. Cada uno de estos torbellinos se comporta como lentes de pequeña potencia, pero el efecto combinado de todas las turbulencias que atraviesa la luz puede llegar a ser de gran intensidad. Tatarski (1961) aplicó la estadística de Kolmogorov a la ecuación de ondas para fluctuaciones débiles. Fried (1965) describió los efectos de las turbulencias, a partir de los resultados de Tatarski, obteniendo un único parámetro para describir los efectos de la atmósfera, el llamado parámetro de Fried (Fried, 1966).

## Distorsión del frente de onda

Un frente de onda plano, al atravesar un medio heterogéneo como la atmósfera, puede sufrir variaciones en amplitud y/o fase.

Las variaciones en amplitud no son tenidas en cuenta en la óptica adaptativa, (Beckers, 1993), y su importancia es inversamente proporcional a la longitud de onda, (Roddier et ál., 1986). Las variaciones en fase son predominantes y se describen por medio de la función de estructura aplicada a la fase  $\theta$ . La función de estructura solo depende del vector que une los puntos del frente de onda,  $\vec{\rho}$ , y no de los propios puntos, dada la propiedad de estacionariedad del frente de onda, lo que indica que la atmósfera se comporta como un medio isótropo.

Debido a esta propiedad y según la teoría de Kolmogorov, la función de estructura resultante de la fase en la pupila del telescopio es de la forma,

$$D_{\varphi}(\vec{\rho}) = 6,88 \left(\frac{\rho}{r_0}\right)^{(5/3)} [\text{rad}^2] \quad 2.3$$

siendo  $r_0$  el parámetro de Fried, (Fried, 1966). Este parámetro depende de la distancia al apogeo o cenit y de la longitud de onda y representa la anchura de las zonas de la atmósfera que presentan cierta homogeneidad y por tanto el índice de refracción varía ligeramente y se aproxima por un comportamiento constante en una fracción de tiempo.

Para describir las aberraciones del frente de onda se utilizan los polinomios de Zernike que consisten en una base de funciones en coordenadas polares donde cada término de la base representa las diferentes aberraciones<sup>1</sup> elementales respecto a un frente de onda de referencia, figura 2.5.

---

<sup>1</sup> Las aberraciones ópticas son defectos introducidos en el frente de onda. Son producidas en los sistemas ópticos por las imperfecciones de las lentes y sus límites espaciales. En el caso que ocupa esta tesis, las aberraciones hacen referencia a las diferencias en el camino óptico, de los diferentes puntos del frente de onda, introducidos por la atmósfera.

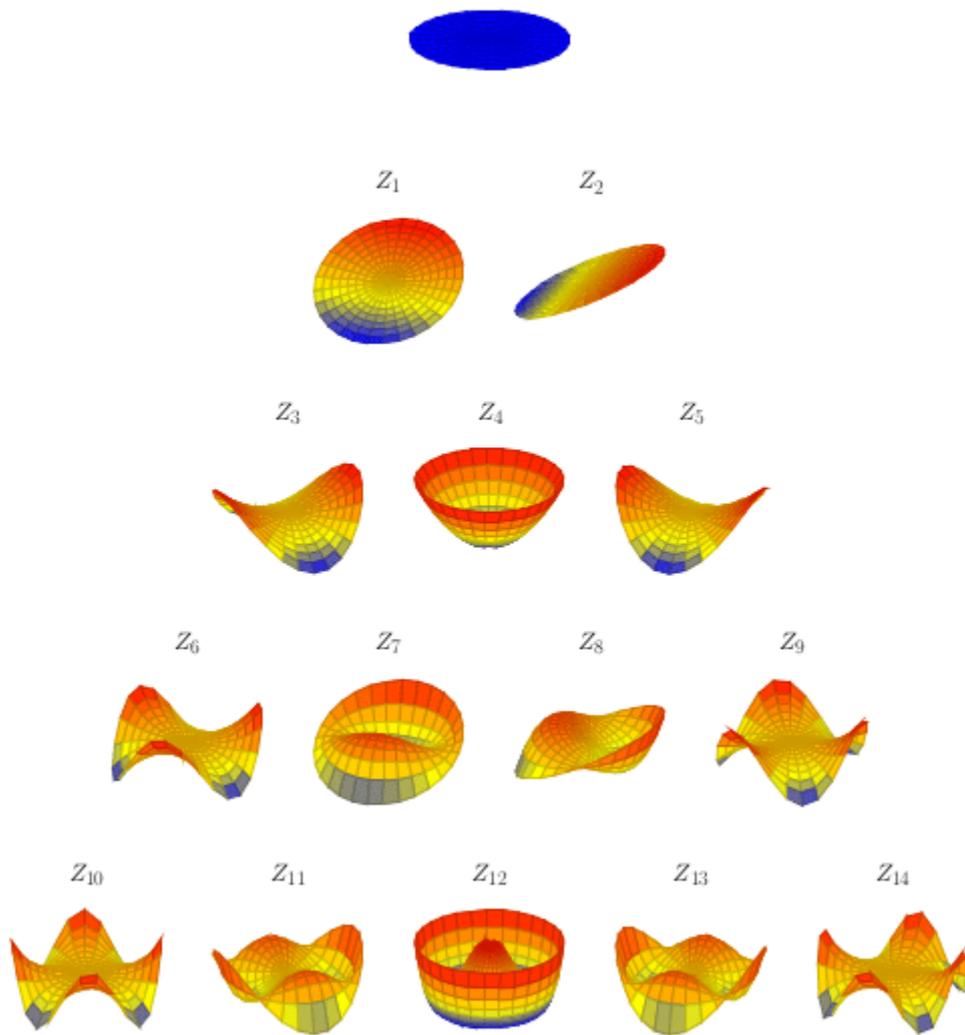


Figura 2.5. Representación de los polinomios de Zernike. Fuente: <https://bit.ly/3HpoNY5>

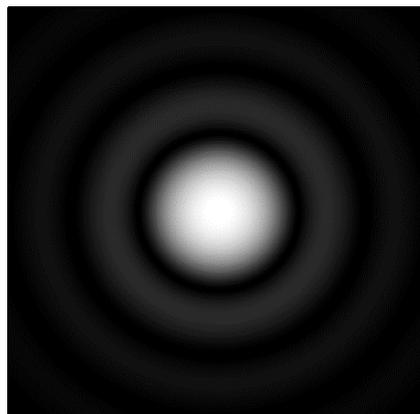
## Efectos sobre la PSF

La imagen que un sistema óptico produce de un objeto puntual se conoce como PSF (Point Spread Function). En un sistema perfecto, la forma que adopta la imagen está determinada por la difracción de la onda en la pupila de entrada del sistema. Se conoce como la mancha de Airy, figura 2.6, al patrón de difracción que resulta de iluminar de manera uniforme una apertura circular (es habitual suponer inicialmente que la forma de la pupila de entrada de los telescopios es circular). La importancia de este patrón radica en que marca el límite de difracción del sistema, ya que la mancha central del patrón, disco de Airy, es el mínimo tamaño en el que el sistema puede enfocar un haz de luz.

El tamaño del disco de Airy está relacionado con el tamaño de la apertura y la longitud de onda con la que se ilumina, de la siguiente manera,

$$\sin\theta = 1.22 \frac{\lambda}{d} \quad 2.4$$

donde  $\lambda$  es la longitud de onda,  $\theta$  es el tamaño angular del disco (la resolución angular) y  $d$  representa el diámetro de la apertura circular.



*Figura 2.6. Mancha de Airy: Patrón de difracción resultante de iluminar uniformemente una apertura circular. Fuente: <https://bit.ly/3osMJ4p>*

Por tanto, la PSF muestra la respuesta de un sistema al formar la imagen de un objeto puntual, siendo el caso ideal igual a la mancha de Airy.

En un sistema óptico afectado únicamente por la difracción, la respuesta de este al formar imágenes coincide por tanto con la mancha de Airy, pero si el frente de onda o el sistema introduce aberraciones, la PSF resulta en una imagen cuya energía del disco de central se ha redistribuido entre los anillos, pudiendo aparecer distorsionado dependiendo de las aberraciones.

### Pérdida de resolución y contraste

En el caso ideal, con la luz atravesando un medio homogéneo, la resolución de los telescopios solo se ve limitada por la difracción y por lo tanto la resolución solo depende inversamente de la apertura del telescopio.

El grado de distorsión del frente de onda al atravesar la atmósfera, depende de las condiciones que esta presenta. Las condiciones atmosféricas se pueden caracterizar con el parámetro de Fried,  $r_0$ , siendo este inversamente proporcional a la turbulencia atmosférica y por tanto a las aberraciones introducidas.

Si este parámetro es mayor que la apertura del telescopio, telescopios pequeños, la difracción impone el límite de resolución del telescopio y se observarán movimientos aleatorios del objeto, pero si es menor, los efectos de la atmósfera dominan la aberración y sus efectos limitan la resolución de una manera drástica respecto al límite teórico, con lo que un aumento de la apertura del telescopio no conlleva asociado una mejora en la resolución. En observatorios astronómicos terrestres,  $r_0$  es del orden de unos pocos decímetros, mientras que para un telescopio con una apertura de 10 metros de diámetro el límite impuesto por la difracción sería de 0,01" de arco, con lo que la resolución real del telescopio es 2 órdenes de magnitud menor de la esperada teóricamente.

Por tanto, la heterogeneidad de la atmósfera limita la resolución de los telescopios terrestres. Dependiendo de las condiciones atmosféricas el *seeing* (parámetro para medir la visibilidad astronómica que hace referencia al diámetro mínimo de la imagen de una fuente puntual) puede variar escasos segundos de arco. En los observatorios situados a gran altitud el *seeing* es habitualmente de 0,4" de arco (La Palma), mientras que en observatorios situados a baja altitud es de 1" de arco pudiendo ser mayor dependiendo de las turbulencias locales.

### Strehl

El Cociente de Strehl se define como la razón entre la intensidad del pico central de la PSF del sistema con aberraciones ( $PSF_a$ ) y la intensidad del pico central de la PSF del sistema sin aberraciones (PSF), figura 2.7.

$$Strehl = \frac{PSF_a}{PSF}$$

2.5

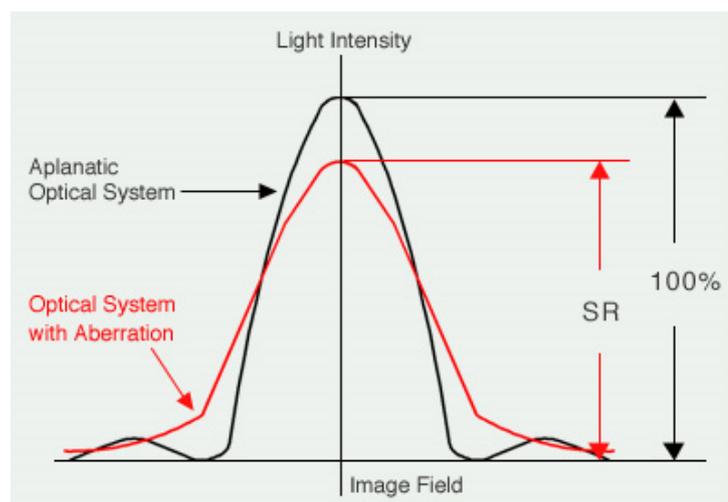


Figura 2.7. Definición gráfica del cociente de Strehl. La línea roja representa la PSF aberrada, ( $PSF_a$ ), mientras que la línea negra representa la PSF del sistema sin aberraciones, (PSF). Fuente: <https://bit.ly/3cccMHe>

Este concepto es importante dado que cuantifica el grado de aberración del frente de onda. Al comparar la PSF del sistema con aberraciones frente a la PSF del sistema sin aberraciones, se obtiene un valor porcentual relativo al frente de onda de referencia.

## 2.3. TÉCNICAS UTILIZADAS PARA PALIAR LOS EFECTOS DE LA ATMÓSFERA

Para obtener imágenes de alta resolución resulta imprescindible atenuar los efectos de la atmósfera. Las técnicas utilizadas para conseguirlo han ido evolucionando a lo largo del tiempo, dando lugar a nuevas perspectivas para solucionar el problema. Estas técnicas abarcan el postprocesado de las imágenes, enviar telescopios al espacio, técnicas estadísticas para la toma de imágenes o la corrección de los efectos atmosféricos en la luz mediante óptica adaptativa.

En este apartado enumeran algunas de las técnicas más utilizadas.

### Misiones al espacio

Una solución evidente consiste en colocar telescopios en órbita espacial. Esto permite además recoger la información contenida en la radiación ultravioleta, que es totalmente filtrada por la atmósfera, e infrarroja, que la atmósfera filtra en varias longitudes de onda, figura 2.1. Estos telescopios son puestos en órbita como un satélite artificial. El primer telescopio en órbita fue el **Cosmos 215** en el año 1968 y durante 6 semanas realizó observaciones en el rango visible y ultravioleta, así como de la atmósfera y ha sido sucedido por otros:

- **IRAS**: 1983. Generó un mapa infrarrojo del cielo en diferentes longitudes de onda. Fue sucedido por **ISO**: 1995.
- **Astron**: 1983. Destinado al espectro ultravioleta cercano. Fue sucedido por **Granat**: 1998. Destinado al ultravioleta lejano.
- **SOHO**: 1995. Destinado a observar la corona y las erupciones solares.
- **SCISAT-1**: 2003. Observó la atmósfera terrestre.
- **Hipparcos**: 1989. Su misión fue la medición de paralaje y los movimientos de más de 2 millones de estrellas.
- **WMAP**: 2001. Objetivo: Medir las diferencias de temperatura de la radiación de fondo de microondas.

Además, se ha puesto en órbita grandes telescopios espaciales:

- **Hubble:** Puesto en órbita en 1990 y pionero de los Grandes telescopios. Alcanza resoluciones de 0.04 segundos de arco. Fue concebido para ser reparable, escalable y con una órbita corregible por medio de misiones realizadas por el transbordador espacial, (NASA, s.f.). La figura 2.8 muestra una imagen del telescopio y una imagen tomada con él.



*Figura 2.8. A la izquierda, fotografía del observatorio Hubble tomada por un tripulante de la misión STS-125. A la derecha, fotografía de la nebulosa Helix (NGC 7293) tomada por el telescopio. (NASA, s.f.)*

- **CGRO:** Observatorio de rayos gamma.
- **Chandra:** Observatorio de rayos X. Su resolución alcanza los 0.5 segundos de arco.
- **SST:** Observatorio dedicado al rango infrarrojo del espectro electromagnético.

Estos son solo algunos ejemplos, pero se pueden encontrar muchos más ([https://en.wikipedia.org/wiki/List\\_of\\_space\\_telescopes](https://en.wikipedia.org/wiki/List_of_space_telescopes))

Sin embargo, por razones obvias, el reto reside en mitigar los efectos atmosféricos desde la superficie terrestre. Actualmente se cuenta con varios tipos de soluciones:

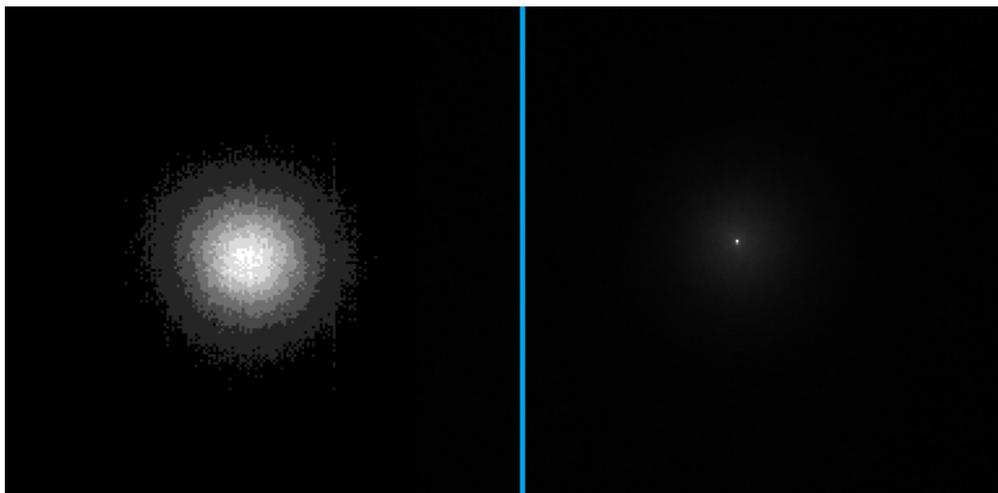
## Lucky Imaging

En promedio, la máxima resolución alcanzable por un telescopio debido a la atmósfera es de aproximadamente 1 segundo de arco (5m a 1000Km), sin embargo, debido al carácter aleatorio de las turbulencias se puede superar este valor durante muy cortos periodos de tiempo. Esto ha permitido establecer técnicas de captación de imágenes de corta exposición que mejora notablemente la resolución del telescopio.

Lucky Imaging, (Bensimon, 1981), consiste en la captación de imágenes con tiempos de exposición del orden de 100 ms o inferiores para disminuir los efectos de la atmósfera. Las imágenes con menos aberración se seleccionan para formar una sola imagen por medio de un recentrado de cada una de ellas y la suma de todas.

Esta técnica alcanza resoluciones del orden de la esperada teóricamente para el límite de difracción en telescopios de 2.5m de diámetro.

La figura 2.9 muestra a la izquierda una imagen tomada por el telescopio HBC8 y a la derecha el resultado de recentrar y sumar las 1000 mejores imágenes.



*Figura 2.9. A la izquierda se observa una imagen tomada con un tiempo de exposición del orden de 100 ms. A la derecha se observa el resultado obtenido por medio de la técnica de Lucky imaging*

## Óptica adaptativa (AO)

El objetivo de la óptica adaptativa es compensar las perturbaciones atmosféricas introduciendo una modulación en la fase en el frente de onda de igual magnitud, pero de signo contrario, a la introducida por la atmósfera. Los principios de la óptica adaptativa fueron propuestos en los años 50 pero no se pusieron en práctica hasta los años 80 cuando el desarrollo tecnológico lo hizo posible.

En la actualidad existen diferentes aproximaciones al problema de la compensación de las perturbaciones atmosféricas y se alcanzan compensaciones de Strehl como máximo de alrededor del 50%, figura 2.10.

System	Type	$N_s$	$D$ (m)	$R_{GS}$	$f_0$ (Hz)	$\lambda_{Strehl}$ ( $\mu\text{m}$ )	$D/r_{0, \lambda_{Strehl}}$	Strehl Ratio	References
UH-AO .....	C	13	2.2	11	150	1.7	6.2	0.39	Roddier et al. (1994)
PUE'0 .....	C	19	3.6	12	100	1.7	8.9	0.30	Rigaut et al. (1998)
ALFA .....	S-H	28	3.5	6	30	2.2	6.8	0.35	Weiss (2003)
Hokupa'a 36 .....	C	36	3.6	9	100	1.2	14	0.29	Roddier et al. (1998)
			8.0	14	100	2.3	10	0.35	Flicker & Rigaut (2002)
						1.6	19	0.15	M. Chun <sup>a</sup>
Subaru AO .....	C	36	8.2	11	150	2.2	11	0.33	Takami et al. (2004)
COME-ON+ .....	S-H	38	3.6	7	60	1.7	11	0.25	Rousset et al. (1993)
Adonis .....	S-H	38	3.6	7	60	2.2	5.4	0.48	Bonaccini et al. (1997)
Lick-LLNL .....	S-H	40	3.0		50	1.7	9.2	0.35	Bauman et al. (2002)
NAOMI .....	S-H	44	4.2	8	120	1.6	13	0.15	Benn et al. (2004)
MACAO .....	C	60	8.2	9	35	2.2	7.6	0.63	Arsenault (2004)
			8.2	9	35	2.2	11	0.60	Arsenault (2004)
MMT .....	S-H	108	6.5		25	1.7	16	0.20	Wildi et al. (2003)
Altair .....	S-H	110	8.0	10	60	1.7	11	0.26	Stoesz et al. (2004)
						2.2	8.0	0.42	Stoesz et al. (2004)
UnISIS .....	S-H	132	2.5	4	60	1.7	9.7	0.38	Thompson et al. (2004)
						0.9	18	0.15	Thompson et al. (2004)
NAOS .....	S-H	160	8.2	9	50	2.2	11	0.50	ESO CONICA Man.
ChAOS .....	S-H	204	3.5		100	0.9	22	0.17	Kibblewhite et al. (1998)
Keck AO .....	S-H	240	10.0	7	40	1.7	19	0.35	van Dam et al. (2004)
PALAO .....	S-H	240	5.1	4	100	2.2	10	0.50	Troy et al. (2000)
				5	100	2.2	5.3	0.70	JPL <sup>b</sup>
Starfire .....	S-H	650	3.5	3	100	1.7	14	0.50	Cowan (1998)
AEOS .....	S-H	728	3.6	2	50	0.9	30	0.07	Roberts (2002)
				2	50	0.9	19	0.18	Roberts (2002)
				3	50	1.6	15	0.51	Makinon et al. (2005)

Figura 2.10. En la columna de la derecha se observan los valores de Strehl alcanzados por los principales sistemas. (Racine, 2006).

En el capítulo 3 se realiza un repaso más amplio de los fundamentos y funcionamiento general de óptica adaptativa.

### Óptica adaptativa discreta (DAO)

Al igual que en la óptica adaptativa, el objetivo de DAO es compensar las alteraciones del frente de onda causadas por las perturbaciones atmosféricas. La diferencia reside en que esta técnica no trata de reconstruir el frente de onda introduciendo una fase de igual magnitud y signo contrario, sino que corrige el frente de onda por medio de un número discreto de valores de fase.

Esta técnica encapsula los valores de la fase del frente de onda en el intervalo  $0 - \pi$  añadiendo una fase igual a  $\pi$  a todos los puntos del frente de onda con fase en el intervalo  $\pi - 2\pi$ . Así, la pantalla de fase correctora solo contendrá valores  $0$  y  $\pi$  (Binary Adaptive Optics, BAO). Teóricamente, se podría realizar una segunda corrección para encapsular los valores de la fase entre  $0 - \pi/2$ , añadiendo/restando una fase  $\pi/2$  a todos los puntos del frente de onda ya corregido por BAO, que presentan un valor superior a  $\pi/2$ . La pantalla correctora tendría por tanto cuatro posibles valores  $0, \pi/2, \pi, 3\pi/2$ .

Debería ser posible realizar sucesivas correcciones del frente de onda, encapsulando la fase entre valores  $\pi/4, \pi/8, \pi/16$  y en adelante. Sin embargo, hasta la realización de este trabajo, solo ha sido posible realizar una primera corrección, BAO.

En la segunda parte del capítulo 3, se realiza una introducción de esta técnica, que servirá como base para el trabajo desarrollado en esta tesis.

## 2.4. CONTENIDO DE LOS SIGUIENTES CAPÍTULOS.

En la primera parte del capítulo 3, se realiza un breve repaso del funcionamiento general de la óptica adaptativa (AO), además de introducir los elementos necesarios para llevar a cabo la técnica.

La segunda parte del capítulo realiza una breve introducción de DAO partiendo de AO, particularizando a la compensación binaria o BAO. Se analiza el fundamento teórico de la técnica por medio de fasores que describen los diferentes puntos del frente de onda. Además, se introduce el elemento de sensado, el interferómetro de difracción de punto (PDI), describiendo el elemento de fase contenido en él y que es imprescindible para obtener la información que se necesita en la compensación cuaternaria. También se introduce el elemento compensador que será utilizado en el resto de la tesis, el modulador espacial de luz (SLM) y expone sus ventajas.

En el capítulo 4 se realiza una explicación teórica de cómo es posible alcanzar una segunda compensación y sucesivas en DAO, permitiendo desarrollar la técnica más allá de BAO. Una vez expuestos los argumentos teóricos, se realiza la validación experimental de la técnica y se exponen los resultados. Inicialmente se ha realizado una simulación que ha confirmado la validez del método, para después llevar a cabo tres experimentos. En el primero, aún en el capítulo 4, se realiza una segunda compensación que se ha denominado QAO (Quaternary adaptive optics). El segundo experimento, expuesto en el capítulo 5, parte del anterior para desarrollar máscaras apodizadoras y superresolutivas de la PSF. Estas máscaras son de especial interés en ámbitos diferentes a la observación astronómica como aplicaciones biomédicas, microscopia, almacenamiento de datos, manipulación de micropartículas o tratamiento de imagen entre otros. En el tercer experimento, capítulo 6, se aplica DAO a un frente de onda aberrado procedente de una fuente extensa monocromática. La simulación de la fuente extensa ha sido llevada a cabo por medio de una iluminación como la propuesta en Mantel et ál. (2016).

En el capítulo 7, se lleva a cabo un nuevo experimento que consiste en realizar una compensación de un frente de onda aberrado con un dispositivo en el que no se ha utilizado ningún elemento electrónico ni optoelectrónico. Esta técnica ha sido bautizada como OCOAO (Optical-Component-Only Adaptive Optics) y las máscaras compensadoras se autogeneran con la ayuda de cristales fotocromáticos. A diferencia de DAO donde se añaden valores de fase al frente de onda para reordenar los fasores, en este experimento se eliminan los fasores que representan fases con valor inferior a  $\pi$ , de tal modo que los fasores resultantes contribuyen generando una dirección privilegiada. Dado que no se utiliza ningún dispositivo electrónico, se ha diseñado un dispositivo experimental nuevo.

Finalmente, el capítulo 8 se dedica a las conclusiones obtenidas a lo largo del trabajo y en el capítulo 9 se adjunta el apéndice correspondiente a la generación de la máscara del PDI, para terminar, en el capítulo 10, con la bibliografía utilizada.



## 3. ÓPTICA ADAPTATIVA ESTÁNDAR Y DISCRETA

### 3.1. ÓPTICA ADAPTATIVA ESTÁNDAR

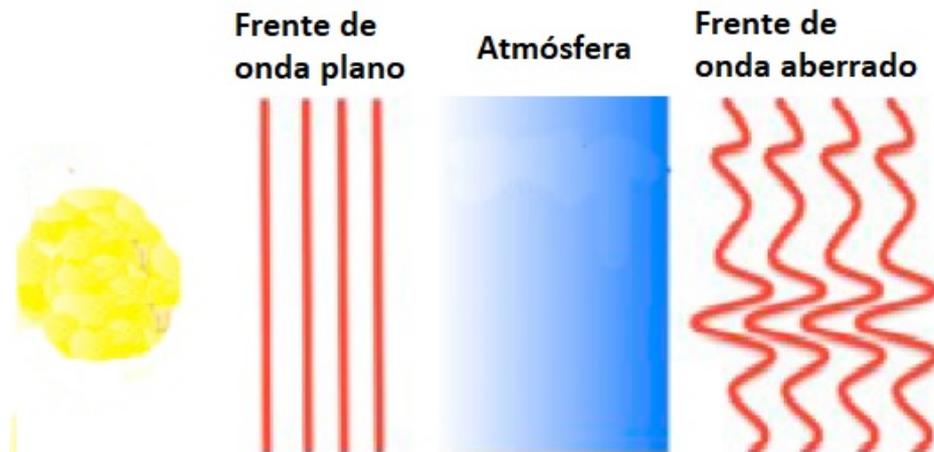
Como ya se ha dicho, la luz al atravesar la atmósfera adquiere aberraciones en el frente de onda que reducen drásticamente la resolución de los telescopios o diferentes sistemas terrestres.

El objetivo de la óptica adaptativa es obtener la máxima información de un objeto astronómico por medio de la fracción de luz que llega de este hasta un telescopio situado en la superficie terrestre.

Las aberraciones se producen en la fase y en la amplitud de la onda. La óptica adaptativa solo trata de corregir las primeras, al menos hasta que las correcciones de fase sean tan eficientes que las variaciones de amplitud pasen a ser relevantes.

Los sistemas de óptica adaptativa son técnicas o procedimientos en astronomía que compensan en tiempo real las aberraciones adquiridas por el frente de onda en su fase, debido a los efectos de la turbulencia atmosférica. Estas turbulencias, son aleatorias y cambian en tiempos del orden de los milisegundos, (Davis et ál., 1996). Para realizar esta compensación, estos sistemas añaden distintos valores a la fase en zonas específicas del frente de onda, aumentando el camino óptico de cada una de ellas.

El primer método para corregir los efectos de la atmósfera fue propuesto por Babcock (1953). Las aberraciones del frente de onda consisten en la diferencia del frente de onda registrado en comparación con un frente de onda plano (o de referencia). Estas diferencias o aberraciones son el resultado del diferente camino óptico recorrido por cada punto del frente de onda debido a las variaciones espaciales introducidas por la atmósfera, figura 3.1.



*Figura 3.1. Proceso por el cual un frente de onda plano, proveniente de una fuente puntual, es aberrado al atravesar la atmósfera debido a la inhomogeneidad de esta.*

*Fuente: Pablo Rodríguez Suarez*

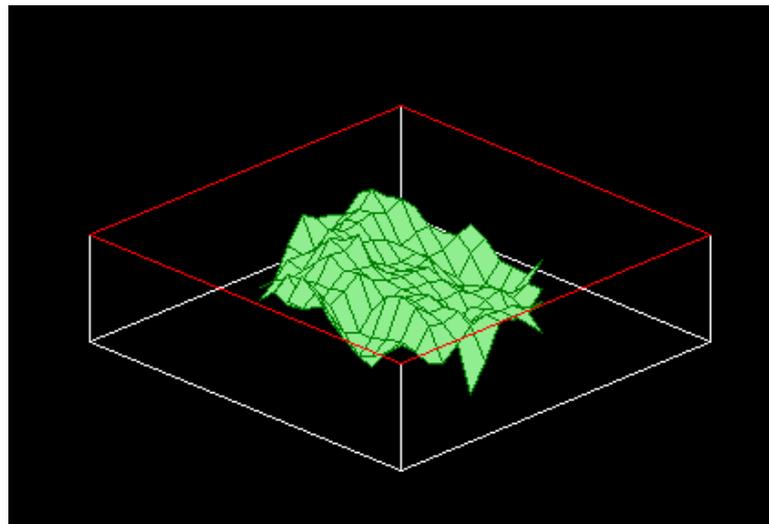
Debido a que estas variaciones son dinámicas y cambian aleatoriamente miles de veces por segundo, la imagen registrada sin óptica adaptativa es una mancha borrosa con poca información relevante del objeto que ha emitido la luz. Dicho de otra manera, cuando obtenemos una fotografía con un tiempo de exposición alto de un objeto en movimiento, la fotografía aparece borrosa.

Para corregir este fenómeno, la óptica adaptativa trata de compensar el frente de onda, “aplanando” este frente, por medio de una compensación de fase. Para tal efecto, es necesario un sensor de frente de onda que extraiga información de la fase del campo y un elemento compensador del frente de onda que introduzca las diferencias de camino óptico necesarias para compensar las variaciones de fase.

Para abordar la medición de las deformaciones del frente de onda y realizar la reconstrucción de este, existen varias técnicas actualmente: Redes neuronales, (Angel et ál., 1990), medida de las curvaturas locales del frente de onda, (Roddier, 1988) o medida de las pendientes locales del frente de onda.

La técnica más extendida es la medida de las pendientes locales para la cual se dispone de varios tipos de sensor: Foucault, (Goad, 1986), Interferométricos, (Hardy et ál., 1987) y Shack-Hartmann, (Allen et ál., 1987; Gaffard et ál., 1989; Rousset et ál., 1987; Séchaud et ál., 1991). Estos últimos son los más utilizados. La figura 3.2 muestra una imagen del resultado de reconstruir un frente de onda por medio de un sensor Shack-Hartmann.

Otro tipo de sensor que es el que vamos a utilizar principalmente en este trabajo es el Point Diffraction Interferometer, PDI. En este sensor el frente de onda aberrado se hace interferir con otro frente de onda de referencia que se genera a partir de la difracción por un “punto” del propio frente de onda. Del interferograma resultante será posible obtener información de la fase del frente de onda aberrado.

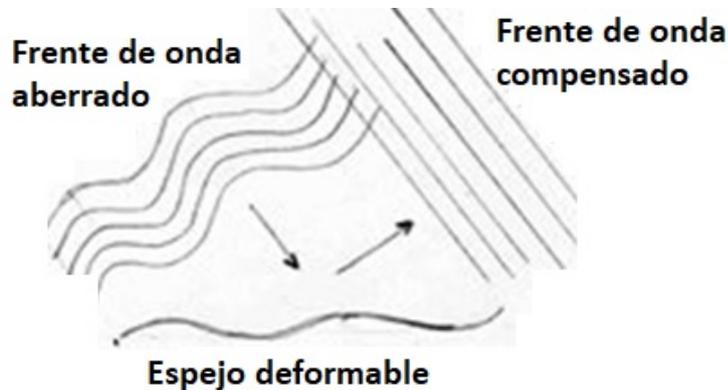


*Figura 3.2. Resultado de la reconstrucción de un frente de onda por medio de un sensor Shack-Hartmann*

Después de conocer la forma del frente de onda, el compensador es el encargado de compensar/corregir las aberraciones introduciendo alteraciones en el camino óptico.

Existen diversas alternativas para compensar el frente de onda. Las más utilizadas son espejos deformables (DM, deformable mirrors) y moduladores espaciales de luz (SLM, Spatial Light Modulators). Siendo los espejos deformables los más comunes.

Los DM “aplanan” el frente de onda configurándose con la misma forma del frente de onda, pero con la mitad de amplitud, figura 3.3.



*Figura 3.3. Proceso de compensación de un frente de onda aberrado al que se le introduce una diferencia de camino óptico.*

El nuevo frente de onda compensado contiene información nítida del objeto emisor y podrá ser recogida por la cámara de ciencia.

Por tanto, la óptica adaptativa consta de tres elementos básicos: un sensor de frente de onda, un modulador de frente de onda o compensador de fase y un ordenador que controle este compensador en base a las lecturas en tiempo real del sensor de frente de onda. La figura 3.4 muestra un esquema general del funcionamiento de un sistema de óptica adaptativa.

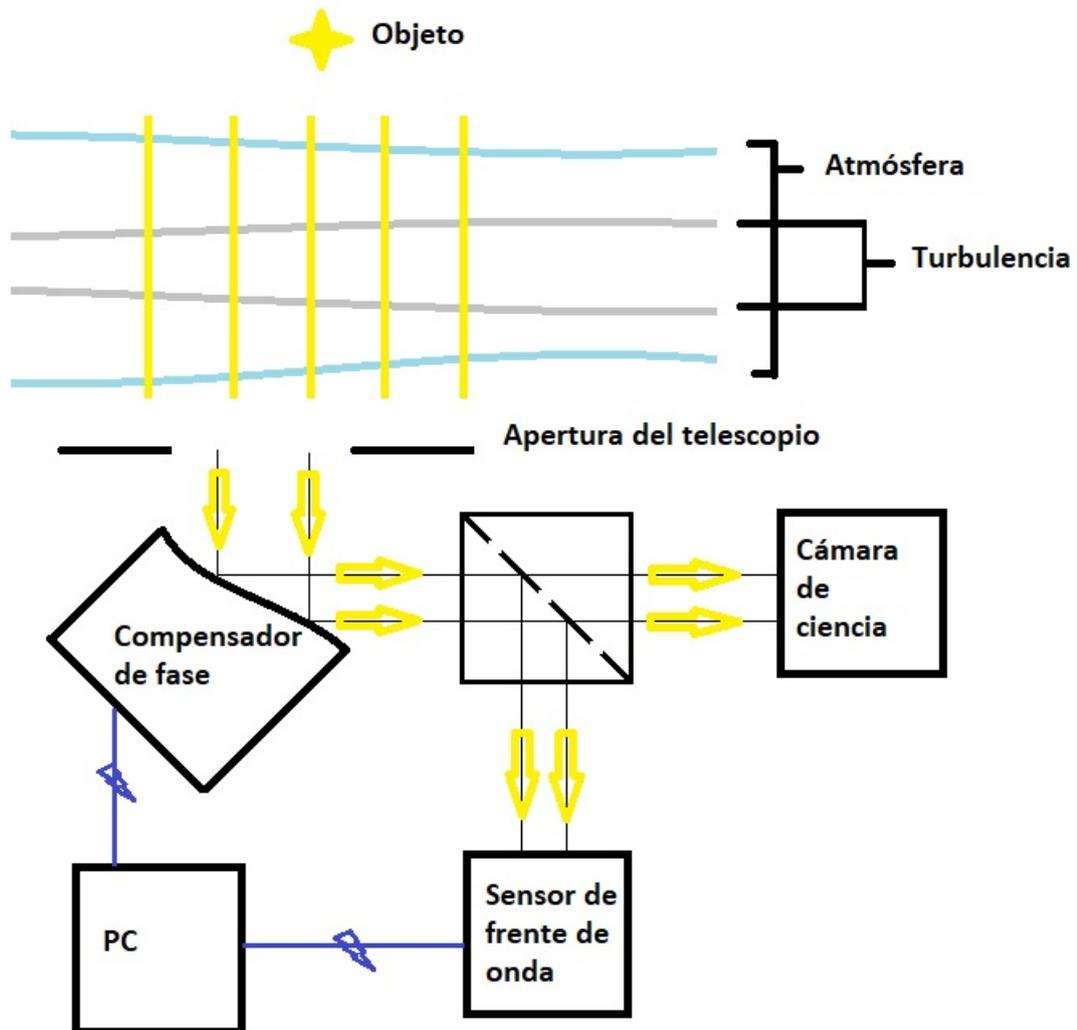


Figura 3.4 Esquema general del funcionamiento de un sistema de óptica adaptativa.

Para que un sistema de óptica adaptativa sea efectivo, ha de ser capaz de evolucionar más rápido que las variaciones de la atmósfera, así como los sistemas de control, han de procesar la señal recibida filtrando el ruido de las mediciones del frente de onda en el sensor, para enviárselo al compensador con un tiempo suficiente como para que éste se configure geoméricamente antes de que la atmósfera varíe.

En general estos sistemas funcionan describiendo las aberraciones mediante la combinación lineal de polinomios de Zernike, (Noll, 1976 y Hu, 1989), aunque pueden ser descritas en base a otros polinomios o los autovectores del sistema.

En la práctica, a pesar de ser un concepto sencillo, su implementación es complicada y los sistemas de óptica adaptativa están lejos de alcanzar los límites teóricos de corrección, donde la resolución de los diferentes sistemas de captación de imagen está únicamente limitada por la difracción. Experimentalmente se demuestra que estos sistemas mejoran la resolución de los sistemas ópticos de formación de imagen en gran medida, (Fugate et ál., 1994; Roggemann et ál., 1992), pero existen limitaciones que hacen imposible alcanzar el límite de difracción: la relación señal-ruido, el muestreo espacial finito en el sensor de frente de onda, el rango dinámico del DM y el retraso temporal entre medida y corrección, (Greenwood, 1977; Greenwood et ál., 1976). Lo que implica que la compensación en un sistema de óptica adaptativa sea parcial.

Por otro lado, la próxima generación de telescopios extragrandes presentan un nuevo reto, dado que las distancias entre el máximo y el mínimo del frente de onda pueden ser muy grandes y los espejos deformables no poseen el rango dinámico necesario para realizar estas compensaciones.

### 3.2. ÓPTICA ADAPTATIVA DISCRETA

El esquema general de la óptica adaptativa, figura 3.4, es aplicable a la óptica adaptativa discreta (DAO).

Como se ha indicado anteriormente, la óptica adaptativa “estándar” mide la distorsión local en la fase de un frente de onda e introduce cambios de fase continuos por medio de un dispositivo, habitualmente un espejo deformable, para mejorar la resolución. En oposición a esta estrategia, la óptica adaptativa discreta consiste en introducir un retardo en la fase añadiendo solo algunos valores en el frente de onda.

Las técnicas para corregir el frente de onda basadas en compensar la fase por medio de valores discretos tienen varias ventajas:

- El uso de un PDI como sensor ya que es fácil de fabricar y utilizar.
- No se necesita ningún algoritmo para reconstruir el frente de onda: El interferograma proveniente del PDI da la información necesaria de la deformación del frente de onda.
- El rango dinámico es infinito. Lo que para la nueva generación de telescopios extragrandes es una ventaja muy interesante: En esta técnica, dado que la periodicidad de la fase se representa por múltiplos de  $\pi$ , todas las diferencias de fase se reducen al intervalo  $0 - 2\pi$ . Por tanto, independientemente del grado de aberración adquirido por el frente de onda, basta con añadir valores de fase contenidos en este intervalo.

Sin embargo, y a pesar de lo anteriormente expuesto, el máximo teórico de compensación solo se alcanzaría con un número suficientemente grande de actuadores en el dispositivo de corrección. El máximo valor de Strehl alcanzable en función de la diferencia de fase residual  $\Delta\varphi$ , responde a la siguiente expresión, (Love et ál., 1993).

$$S = \text{sinc}^2\left(\frac{\Delta\varphi}{2}\right) \quad 3.1$$

donde  $\Delta\varphi$  toma los valores  $\pi, \pi/2, \pi/4, \dots$

## Óptica adaptativa binaria (BAO)

La forma más sencilla de óptica adaptativa discreta es la que utiliza solo dos valores de fase o compensación binaria, BAO (Binary Adaptive Optics). BAO utiliza máscaras de fase binarias para realizar una corrección de media longitud de onda en el frente de onda aberrado. Para compensar media longitud de onda, el retardo introducido por la máscara corresponde a los valores de fase 0 o  $\pi$ .

Love et ál. (1993, 1995) es quien propone este sistema de óptica adaptativa. Desde entonces, varios estudios han tratado de utilizar esta técnica y demostrar la viabilidad del método, (Crabtree et ál., 2007 y Osborn et ál., 2009).

BAO ha sido sugerido para aplicaciones más allá de la óptica adaptativa como la propuesta de Fatemi et ál. (2006), donde genera estructuras láser para guiar átomos, o para generar pantallas de fase, (Neil et ál., 1998).

Para ver de forma sencilla cómo actúa la óptica adaptativa discreta en general, podemos describir el campo eléctrico en cada punto de un frente de onda mediante un número complejo con módulo y fase que a su vez podemos representar gráficamente con un fasor.

Para una onda plana, el frente de onda es un plano con fase constante y todos los fasores son iguales. Si la onda pasa por una lente, el campo en el plano focal se obtiene de la suma de todos los fasores del frente de onda y todos los fasores contribuyen con la misma dirección y sentido. La PSF en este caso será máxima (una delta). En cambio, si el frente de onda ha sido aberrado aleatoriamente, los fasores que representan la fase en los diferentes puntos en este plano toman valores aleatorios y como consecuencia ocupan todo el rango de fases, siendo su promedio igual o cercano a cero. La PSF en este caso será una mancha. La figura 3.5 muestra la PSF en cada uno de los casos anteriores junto a la representación fasorial de un frente de onda plano y otro aberrado aleatoriamente.

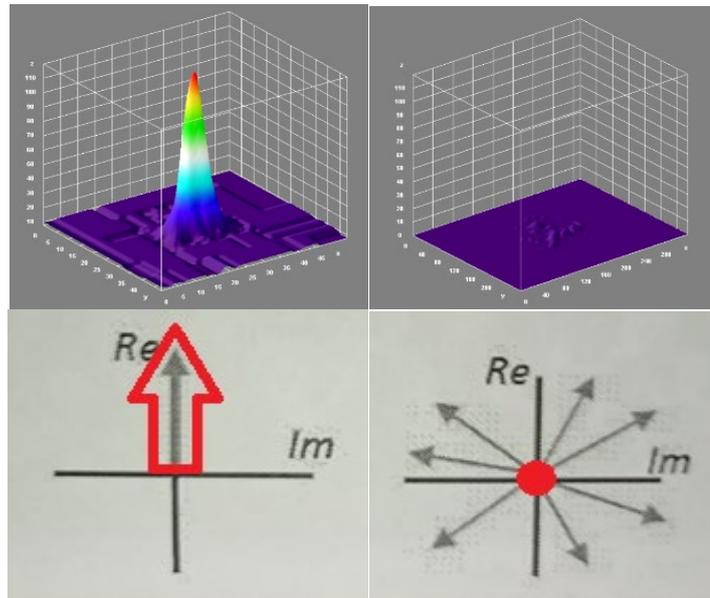


Figura 3.5. Representación fasorial de la fase de un frente de onda plano junto con su PSF a la izquierda. A la derecha la misma representación para un frente de onda aberrado aleatoriamente. En color rojo se representa el promedio en cada caso.

BAO consiste en añadir a los valores de fase del frente de onda menores que  $\pi$  un retardo en la fase igual a  $\pi$ , dejando todos los valores de la fase encapsulados entre los valores  $\pi - 2\pi$ . O lo que es lo mismo, añadiendo  $\pi$  a los fasores con una fase inferior, de tal manera que su distribución deja de ser aleatoria y obtiene una dirección preferente, figura 3.6.

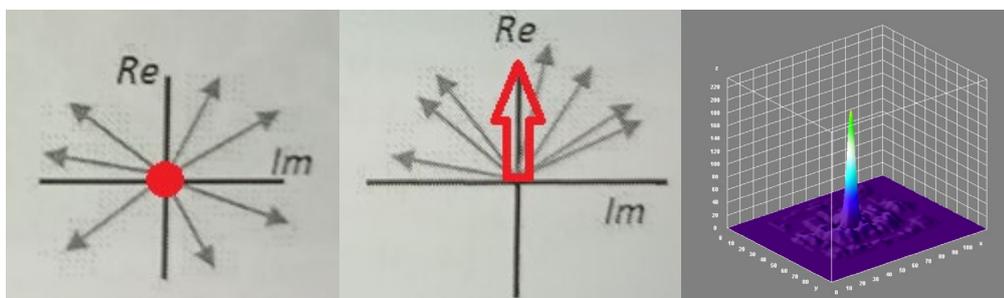
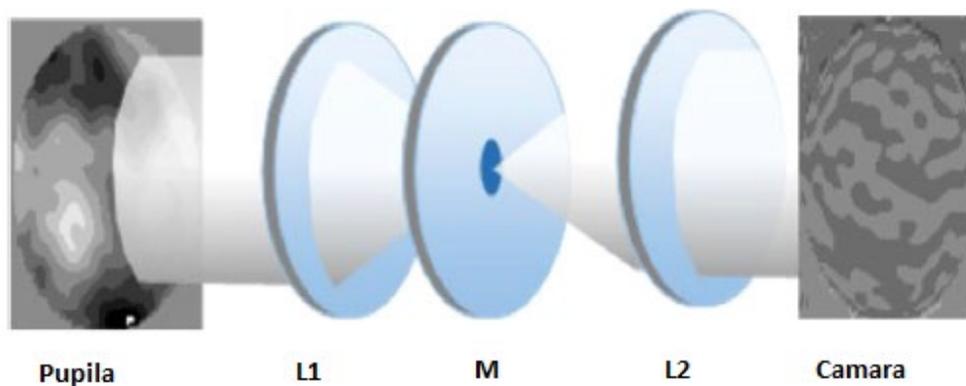


Figura 3.6. Fasores con una distribución aleatoria frente a los fasores tras una compensación BAO. A la derecha se observa la PSF tras la compensación BAO.

## El sensor PDI

El sensor de frente de onda PDI es un interferómetro de camino común que presenta las ventajas de ser sencillo, barato y sólido, (Smartt et ál., 1975; Acosta et ál., 2006). La figura 3.8 muestra el esquema de un PDI.



*Figura 3.8. Sensor PDI consistente en sistema 4-f formado por las lentes L1 y L2, y la máscara M situada en el plano focal común. Una cámara colocada tras la lente L2, registra el interferograma.*

En la figura 3.8 el frente de onda aberrado, situado en la pupila de entrada del sistema óptico a una distancia focal de la lente L1, es focalizado por esta lente en la máscara M. La máscara M, tiene un área central cuya transmitancia o fase es distinta del resto de la superficie de la máscara. Esta zona central genera un frente de onda de referencia que interfiere con el frente de onda aberrado gracias a la lente L2. Una cámara situada en el plano focal de L2, conjugado con la pupila de entrada del sistema, registra el patrón de interferencia o interferograma.

A pesar de la sencillez de este sensor, no se utiliza habitualmente por la dificultad de reconstruir directamente los valores absolutos de fase que describen el frente de onda. Sin embargo, el sensor permite la obtención de la información de la fase necesaria para una compensación discreta BAO, lo que le hace ser un sensor adecuado para la compensación BAO y, como veremos, teniendo en cuenta algunos aspectos del PDI, también para una compensación QAO.

### El modulador SLM

Para llevar a cabo la compensación e implementar la técnica de DAO propuesta en este trabajo, se ha utilizado un modulador espacial de luz tipo SLM.

Los SLM se componen de un cristal líquido. Estos cristales líquidos están formados por moléculas anisótropas y presentan propiedades de materiales sólidos (cristalinos) y líquidos (isótropos) (Cardenas, 2010), que se encuentran en posiciones aleatorias (líquidos) pero alineadas en una misma dirección (sólido), figura 3.7. Este comportamiento fue observado por primera vez por Reinitzer en 1888.

La mayoría de los dispositivos que utilizan cristales líquidos, utilizan cristales quirales nemáticos, (Mosley, 1988). Las moléculas se orientan a través de la aplicación de voltajes. La geometría alargada de las moléculas convierte el material en birrefringente. Esta orientación inducida se utiliza para modular en fase el frente de onda que atraviesa el cristal.

En definitiva, las moléculas del cristal presentan un índice de refracción diferente según el voltaje al que estén sometidas. En el caso concreto de este trabajo, el SLM aplica píxel a píxel un voltaje que es proporcional al nivel de gris del interferograma producido por el sensor PDI.

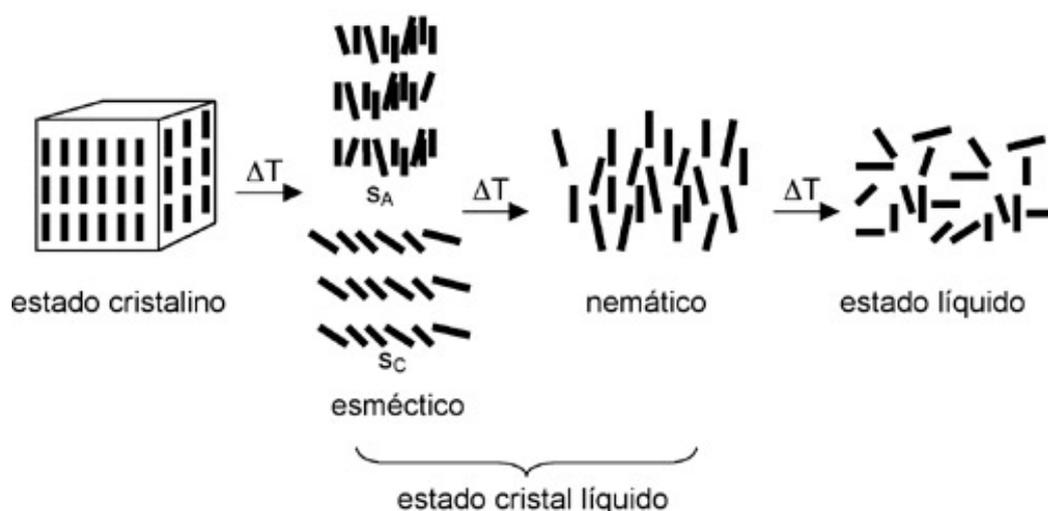


Figura 3.7. Ordenación de las moléculas en un cristal líquido. Fuente: <https://bit.ly/3oNKitj>

El interferograma producido por el PDI se captura con una cámara. La imagen obtenida se binariza mediante umbralización. La imagen ya binaria se envía al SLM para producir los valores discretos de fase, 0 y  $\pi$ , que se añaden al frente de onda aberrado.

La principal limitación de esta técnica es el bajo nivel de Strehl alcanzable. En base a la ecuación 3.1, el Strehl teórico para BAO es 0,41. Esta limitación puede corregirse realizando adicionalmente correcciones sucesivas: cuarto de longitud de onda (QAO), octavo de longitud de onda (OAO) y siguientes. A través de estas compensaciones y de acuerdo con la ecuación 3.1, el Strehl aumenta en cada corrección, alcanzando los valores 0,81, 0.95, 0.99 y en adelante.

La técnica QAO había sido estudiada teóricamente y se habían propuesto algunos experimentos, (Love et ál., 1995), sin embargo, dada la complejidad de los dispositivos propuestos, no se conocen dispositivos reales ni medidas experimentales para compensaciones más allá de BAO.

## 4. ÓPTICA ADAPTATIVA CUATERNARIA (QAO)

En este capítulo se describe la compensación de orden superior al binario, esencialmente compensación cuaternaria QAO. Se introduce un nuevo procedimiento para realizar la compensación cuaternaria en dos pasos que puede extenderse a compensaciones de orden superior. Este procedimiento se ha estudiado teóricamente y mediante simulación numérica. Finalmente se ha validado a través de los resultados experimentales.

### 4.1. INTRODUCCIÓN

#### Descripción de la técnica

La figura 4.1, muestra el esquema de funcionamiento del experimento para realizar una compensación QAO. El dispositivo experimental utilizado se muestra más adelante en la figura 4.5

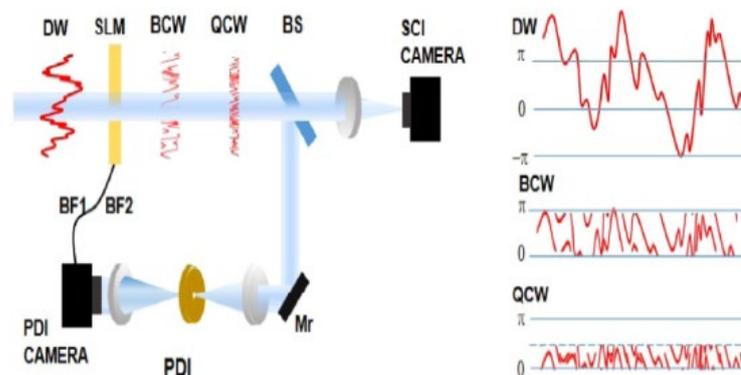


Figura 4.1. Esquema del funcionamiento de la técnica QAO. El primer paso es igual que en la compensación BAO. La binarización del interferograma produce una máscara de fase binaria, BF1, que añadida al frente de onda aberrado, DW, realiza una compensación BAO del frente de onda, BCW. Este frente de onda genera un nuevo interferograma que es utilizado para crear una nueva máscara de fase binaria, BF2. La compensación QAO consiste en la suma de  $BF1 + BF2 + DW$ , para generar un frente de onda compensado por cuatro niveles.

Como se observa en la figura 4.1, parte del frente de onda aberrado llega al PDI por medio de un divisor de haz (BS) y un espejo auxiliar (Mr). El interferograma registrado en la cámara del PDI se utiliza para crear una máscara de fase binaria asignando una fase  $\pi$  a todos los puntos que superan un valor umbral y fase 0 a los que se encuentran por debajo. Esta función binaria (BF1) se añade al frente de onda aberrado, por medio de un SLM, para compensar el frente de onda incidente, lo cual produce un nuevo frente de onda encapsulándolo entre 0 y  $\pi$  (BCW).

Para la compensación QAO se repite el proceso. El frente de onda compensado (BCW) genera un nuevo interferograma que se registra en la cámara del PDI. El nuevo interferograma se binariza, (BF2), asignando el valor de  $\pi/2$  a los valores que superan un umbral y 0 al resto. Esta función binaria se suma a la primera función binaria (BF1+BF2) dando como resultado una máscara con 4 valores de fase: 0,  $\pi/2$ ,  $\pi$ ,  $3\pi/2$ . Esta máscara de fase de cuatro niveles se añade al frente de onda aberrado, de nuevo por medio del SLM. El resultado es un frente de onda encapsulado entre 0 y  $\pi/2$ .

La clave para poder realizar la compensación QAO, está en el PDI. Para la compensación BAO es indiferente del tipo de máscara utilizada en el PDI, siempre que esta permita que el frente de onda aberrado se propague y suministre un frente de onda de referencia. Sin embargo, para poder obtener una compensación QAO, el frente de onda de referencia proporcionado por la máscara del PDI, debe tener un retardo en la fase de  $\pi/2$  con respecto a fase del frente de onda aberrado. De esta manera, al umbralizar el nuevo interferograma obtenido en la segunda corrección, los valores de fase del frente de onda obtienen un retraso respecto de la referencia de  $\pi/2$  (el interferograma por tanto corresponde a una función seno en vez de coseno) y las zonas pueden asociarse con fase entre 0 y  $\pi/2$  o  $\pi/2$  y  $\pi$ .

Teoría. Proceso de compensación en dos pasos.

Si se describe el campo en la pupila de entrada como  $A_{(x,y)}e^{-\phi_{(x,y)}}$ , el frente de onda aberrado viene dado por la función de fase  $\phi_{(x,y)}$ . La intensidad del interferograma registrado en el PDI en un primer paso se puede modelar como la suma de dos campos:

$$I_{(x,y)} = |A_{(x,y)}e^{-\phi_{(x,y)}} + A_0e^{-\phi_0}| \quad 4.1$$

donde  $A_0e^{-\phi_0}$  representa el campo de referencia generado en la máscara del PDI en el plano de la cámara y  $\phi_0$  es la fase el frente de onda de referencia en este plano. A partir de la ecuación 4.1 y asumiendo  $A_{(x,y)} = A_0$ , se obtiene

$$\cos(\phi_{(x,y)} - \phi_0) = \frac{I_{(x,y)}}{2|A_0|^2} - 1 \quad 4.2$$

La función binaria ( $BF1$ ) se obtiene como:

$$BF1_{(x,y)} = \begin{cases} 0 & \text{si } \cos(\phi_{(x,y)} - \phi_0) \geq 0 \\ \pi & \text{si } \cos(\phi_{(x,y)} - \phi_0) < 0 \end{cases} \quad 4.3$$

y a partir de  $BF1_{(x,y)}$  en la ecuación 4.3 se obtienen la máscara de signos

$$SM1_{(x,y)} = \begin{cases} 1 & \text{si } BF1_{(x,y)} = 0 \\ -1 & \text{si } BF1_{(x,y)} = \pi \end{cases} \quad 4.4$$

Para compensar el campo aberrado  $A_{(x,y)}e^{-\phi_{(x,y)}}$  basta con multiplicar este campo por la máscara de signos  $SM1_{(x,y)}$  de la ecuación 4.4. El frente de onda compensado con BAO será:

$$BCW_{(x,y)} = SM1_{(x,y)}A_{(x,y)}e^{-\phi_{(x,y)}} = A_{(x,y)}e^{-\phi'_{(x,y)}} \quad 4.5$$

Para realizar una corrección BAO es suficiente con detenerse en este punto, sin embargo, si pretendemos realizar una corrección QAO, el campo compensado ( $BCW$ ) en este primer proceso ha de atravesar el PDI de nuevo. El campo de referencia es diferente en esta segunda iteración y se denota por  $A_0e^{-\phi'_0}$ . El interferograma registrado en la cámara del PDI se binariza nuevamente por medio de un nuevo umbral y se asignan los valores 0 y  $\pi/2$ .

$$BF2_{(x,y)} = \begin{cases} 0 & \text{si } \cos(\phi'_{(x,y)} - \phi'_0 - \pi/2) = \sin(\phi'_{(x,y)} - \phi'_0) \geq 0 \\ \pi/2 & \text{si } \cos(\phi'_{(x,y)} - \phi'_0 - \pi/2) = \sin(\phi'_{(x,y)} - \phi'_0) < 0 \end{cases} \quad 4.6$$

y a partir de  $BF2_{(x,y)}$  en la ecuación 4.6 se obtienen

$$SM2_{(x,y)} = \begin{cases} 1 & \text{si } BF2_{(x,y)} = 0 \\ i & \text{si } BF2_{(x,y)} = \pi/2 \end{cases} \quad 4.7$$

En la ecuación 4.6 se ha añadido explícitamente la condición necesaria para poder realizar la compensación QAO, que consiste en introducir un retardo de  $\pi/2$  en la fase del campo que se propaga a través de la máscara con respecto a campo de referencia del PDI. El frente de onda resultante compensado con QAO es:

$$QCW_{(x,y)} = SM2_{(x,y)}SM1_{(x,y)}A_{(x,y)}e^{-\phi_{(x,y)}} = A_{(x,y)}e^{-\phi''_{(x,y)}} \quad 4.8$$

El campo de la ecuación 4.8 queda con sus valores de fase  $\phi''_{(x,y)}$  comprendidos entre 0 y  $\pi/2$ . La ecuación 3.1 predice un valor de Strehl de 0,81 para una compensación QAO de una turbulencia totalmente desarrollada, lo cual, unido a los bajos requerimientos del sensor de del frente de onda y el compensador, la sencillez del algoritmo de recuperación de la fase y el breve retraso desde el sensado del frente de onda y su compensación, hacen de esta técnica para realizar una compensación QAO sea una seria alternativa a la óptica adaptativa estándar.

### Simulación

El análisis del funcionamiento de BAO y QAO se ha llevado a cabo a través de una serie de simulaciones numéricas.

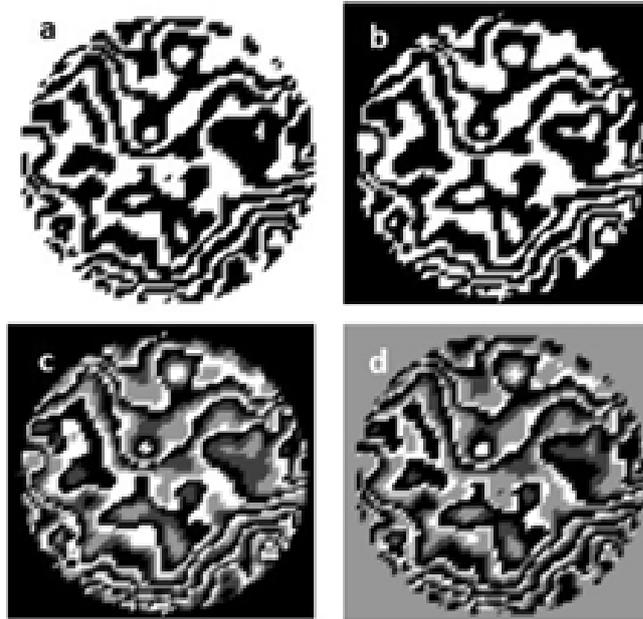
Para ello hemos generado una serie de pantallas de fase  $\phi_{(x,y)}$ , de acuerdo con la estadística de Kolmogorov. El campo eléctrico se ha calculado como  $A_{(x,y)}e^{-\phi_{(x,y)}}$ , donde A se toma constante e igual a 1.

A través de la transformada de Fourier (FFT, Fast Fourier Transform) hemos simulado el funcionamiento del sensor PDI de la figura 3.8, suponiendo que la fase es constante en todos los puntos de la máscara excepto en el centro, donde presenta una diferencia de fase de  $\pi/2$ . El interferograma resultante se ha usado para compensar el frente de onda aberrado, ecuaciones 4.5 para BAO y 4.8 para QAO.

Los diferentes aspectos a tener en cuenta para realizar una compensación BAO han sido analizados por Love et ál. (1993, 1995) y Neil et ál. (1998) y son extrapolables a la compensación QAO. No obstante, existe una diferencia significativa entre el número de actuadores requerido para implementar una compensación BAO y QAO.

Como ejemplo, en la figura 4.2 se comparan las máscaras obtenidas en BAO y QAO para una realización particular de la atmósfera. Las imágenes de arriba, a y b, muestran la máscara obtenida tras una binarización directa del frente de onda y la obtenida a través de la ecuación 4.3 respectivamente. Las imágenes de abajo, c y d, muestran las máscaras obtenidas tras una discretización en 4 niveles del frente de onda y tras aplicar la ecuación

4.3 y 4.6 respectivamente. En ambos casos, se observa que las máscaras no son exactamente iguales, pero tienen mucha similitud.



*Figura 4.2. Comparación entre la binarización directa del frente de onda que llega a la pupila (a) y el frente de onda binario obtenido por medio del PDI (b). Función de cuatro niveles obtenida a través de la discretización directa del frente de onda (c) y la obtenida tras binarizar los dos interferogramas obtenidos durante el proceso de compensación QAO.*

### Efecto del número de actuadores

El tamaño del parámetro de Fried corresponde a un área del frente de onda donde las variaciones de fase son inferiores a 1 rad, como la compensación BAO solo tiene efecto en áreas donde la variación de fase es superior a  $\pi$  rad, es de esperar que el número de píxeles necesarios para la compensación sea menor que en la AO estándar.

Hemos realizado un análisis del efecto del tamaño de píxel en el compensador respecto a la capacidad del sistema de compensar el frente de onda.

Para llevar a cabo el análisis hemos generado frentes de onda aberrados, con diferentes valores de la razón  $D/r_0$ : 10, 20 y 40, donde  $D$  es el diámetro de la pupila y  $r_0$  es el parámetro de Fried. Además, hemos comenzado con un tamaño de píxel lo suficientemente pequeño para que el sistema alcance el máximo Strehl posible.

En la figura 4.3. se observa el Strehl alcanzable al realizar una compensación BAO en función del tamaño de píxel respecto a  $r_0$  para los diferentes valores de  $D/r_0$  estudiados.

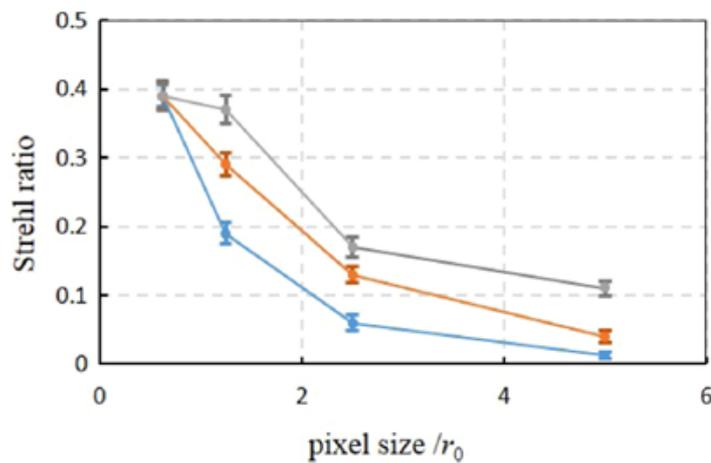


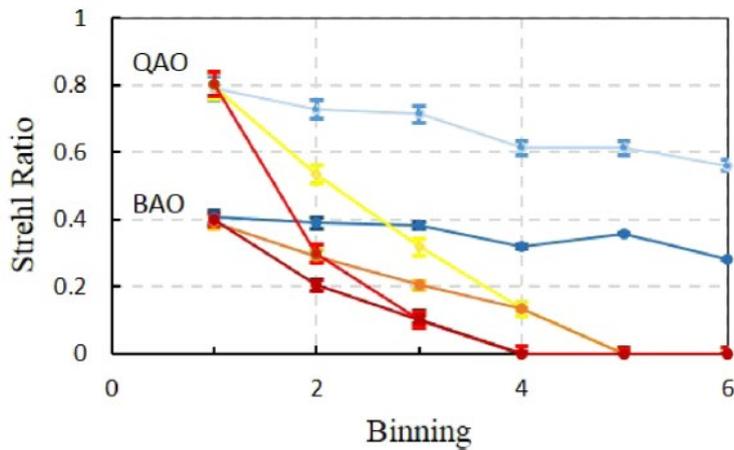
Figura 4.3. Strehl obtenido tras la compensación BAO en función del tamaño de píxel del dispositivo compensador en unidades de  $r_0$  para  $D/r_0=40$  en azul,  $D/r_0=20$  en naranja y  $D/r_0=5$  en gris.

Se puede alcanzar una buena compensación incluso cuando el tamaño de píxel del dispositivo compensador es cercano a  $r_0$ . Para un  $D/r_0=40$  el máximo Strehl se alcanza para un tamaño de píxel de aproximadamente  $r_0/2$  mientras que para  $D/r_0=10$  este Strehl se alcanza para  $1.25r_0$ .

Por tanto, el tamaño de píxel óptimo es inversamente proporcional al valor de  $D/r_0$ . Este resultado es interesante para los nuevos telescopios extremadamente grandes cuyo  $D/r_0$  puede tomar valores muy grandes y un muestreo apropiado es crítico.

Por otro lado, se ha comparado la dependencia de las compensaciones BAO y QAO con el tamaño de píxel para  $D/r_0$  con valores 5, 20 y 40 y se ha repetido el proceso anterior, pero agrupando los píxeles del compensador para aumentar el tamaño de estos.

En la figura 4.4 se muestra la compensación de Strehl alcanzada por cada técnica dependiendo del tamaño de píxel utilizado. Un agrupamiento de valor  $n$  corresponde a  $n \times n$  píxeles.



*Figura 4.4. Strehl obtenido de las técnicas de compensación BAO y QAO en función del nivel de agrupación de píxeles en el dispositivo compensador para diferentes valores de  $D/r_0$ .  $D/r_0=5$  línea azul claro y oscuro.  $D/r_0=20$  líneas amarillas y naranja.  $D/r_0=40$  líneas rojo claro y oscuro.*

En la figura 4.4 se observa cómo cuando el tamaño de píxel es lo suficientemente pequeño, ambas compensaciones alcanzan el Strehl esperado, pero decrece rápidamente cuando se agrupan los píxeles. Además, la compensación QAO es más sensible al tamaño de píxel hasta que este es lo suficientemente grande para que ambas compensaciones tengan el mismo Strehl. Como es de esperar, para  $D/r_0$  altos, ambas compensaciones son más sensibles al tamaño de píxel. Finalmente se observa que para  $D/r_0$  pequeños, el Strehl alcanzable decrece lentamente.

### Error de la compensación

La compensación BAO y QAO se ve afectada por diferentes errores: errores en la detección del interferograma, en la binarización de este y errores introducidos por el compensador. En Love et ál. (1995) se hace un estudio de los efectos del ancho de banda de detección y cómo el número de fotones detectados afecta al Strehl. Se necesita, por tanto, analizar el error asociado a la binarización del interferograma. Esta binarización se puede llevar a cabo por medio de diferentes procedimientos, en Malacara et ál. (2019) y Servin et ál. (2001) utilizan diferentes técnicas para obtener una máscara binaria a partir de un interferograma. Tomando como punto de partida la ecuación 4.1 las intensidades máxima y mínima del interferograma son respectivamente,

$$I_{max} = |A_{(x,y)}|^2 + |A_0|^2 + 2|A_{(x,y)}||A_0| \quad 4.9$$

$$I_{min} = |A_{(x,y)}|^2 + |A_0|^2 - 2|A_{(x,y)}||A_0| \quad 4.10$$

La condición para una binarización eficaz es que la mitad de la distancia pico-valle sea mayor que la desviación estándar del ruido de detección,  $\sigma_n$

$$\frac{I_{max} - I_{min}}{2} = 2|A_{(x,y)}||A_0| > \sigma_n \quad 4.11$$

Si consideramos que el ruido de detección es el *shot noise*, dado que el ruido de lectura es despreciable frente a este, la desviación estándar del ruido de detección es la raíz cuadrada de la intensidad media en cada píxel, debido a la naturaleza Poissoniana del *shot noise*.

$$2|A_{(x,y)}||A_0| > \sqrt{|A_{(x,y)}|^2 + |A_0|^2} \quad 4.12$$

Esta desigualdad depende de la amplitud de la onda de referencia,  $A_0$ . Para frentes de onda muy distorsionados, la energía del área central del PDI es pequeña y solo unos pocos puntos satisfacen la ecuación 4.12. Birch et ál. (1998) resuelven este problema repitiendo la compensación BAO varias veces para aumentar la energía de la onda de referencia y hacer  $|A_0|$  comparable a  $|A_{(x,y)}|$ .

A este problema, hay que añadirle la curvatura del frente de onda de referencia. Para solucionar este inconveniente, basta con aplicar una umbralización local del interferograma, para la cual el tamaño del área usado dependerá de la curvatura del frente de onda de referencia, que es característico de cada montaje experimental.

## 4.2. VALIDACIÓN EXPERIMENTAL

### Descripción del dispositivo experimental

La técnica de BAO ya se había estudiado experimentalmente compensando la fase del frente de onda aberrado por medio de un SLM, (Bai et ál., 2010), de un DM, (Crabtree et ál., 2007) o de moduladores de amplitud, (Vettenburg et ál., 2011).

En nuestro experimento reproducimos los resultados experimentales de compensación BAO y extendemos la técnica a QAO. Para ello se ha utilizado un montaje basado en el Thorlabs kit AOK2 como se muestra en la figura 4.5. La fuente de luz es un láser de diodo (635nm) que ilumina a un espejo deformable electromecánico, (DM), con 32 actuadores (Thorlabs DM32-35-Ux01). Después del DM la luz llega a un modulador espacial (SLM) (Hamamatsu X8267-16) y se dirige a un sensor de frente de onda Sack-Hartmann (S-H) (Thorlabs WS150-SC) y simultáneamente a un sensor PDI por medio de un divisor de haz tipo *pellicle*. El PDI está formado por un sistema 4-f con una máscara M colocada en el plano focal, como se muestra en la figura 3.8. Otro divisor de haz tipo *pellicle* envía parte de la energía a la cámara de ciencia (SC) donde se forma la imagen de la PSF con el frente de onda compensado.

El DM, el SLM y los sensores, están colocados en planos conjugados del plano pupila por medio de sistemas 4-f formados con pares de lentes acromáticas.

El DM introduce la aberración en el frente de onda que es recogido de manera simultánea por el S-H y el sensor PDI. La compensación BAO es llevada a cabo binarizando el interferograma recogido en la cámara del PDI. Para binarizar el interferograma se ha utilizado la media local de intensidad en un área de 20 píxeles de radio como umbral. Este interferograma binarizado se ha reescalado de tal modo que ocupe 256x256 píxeles y ha sido enviado al SLM, de manera que el SLM genera una máscara de fase para compensar la aberración introducida por el DM. Una vez realizada la compensación BAO, se repite el proceso con un área de 5 píxeles de radio para calcular la intensidad media local y llevar a cabo la compensación QAO.

Se han utilizado dos tipos de máscara M en el PDI (máscara M en la figura 3.8). La primera ha sido una máscara de transmisión, consistente en una fina capa de cromo con un espesor aproximado de  $\lambda/10$  (61nm) situada sobre un sustrato de cristal transparente con un agujero central de  $7\mu\text{m}$ . La capa de cromo crea una región semitransparente alrededor del agujero que no solo afecta a la amplitud sino también a la fase. El índice de refracción del cromo para luz de 635nm es 3.3 lo cual introduce un retraso en la fase de  $0.44\pi$  respecto a la fase del frente de onda que atraviesa el agujero central. La obtención de una compensación QAO mediante un proceso de doble paso es posible únicamente cuando existe un desfase de  $\pi/2$  entre los dos campos generados por el PDI que crean el interferograma. Nuestro valor de desfase entre campos es de aproximadamente  $0.44\pi$ , que es suficientemente próximo al teórico como para que el doble paso funcione.

La segunda máscara ha consistido en un vidrio plano con un elemento de fase cilíndrico en el centro (lo cual genera un disco, como se observa en la figura 4.6) con un diámetro de aproximadamente  $2\lambda/D$  (D, el tamaño del haz). Este elemento de fase introduce un retardo de  $\pi/2$  respecto del que experimenta el frente de onda que atraviesa el vidrio. La máscara de fase fue fabricada por Xesus Prieto-Blanco en la Universidad de Santiago de Compostela expresamente para este experimento (el proceso se detalla en el apéndice 1).

La figura 4.6 es una imagen de microscopio de contraste de interferencia diferencial (differential interference contrast, DIC) del disco de  $24\mu\text{m}$  de diámetro usado en el PDI. La figura muestra una representación en falso 3-D de la fase generada. Se observa una meseta circular de  $14\mu\text{m}$  rodeada de una rampa de fase de  $5\mu\text{m}$ .

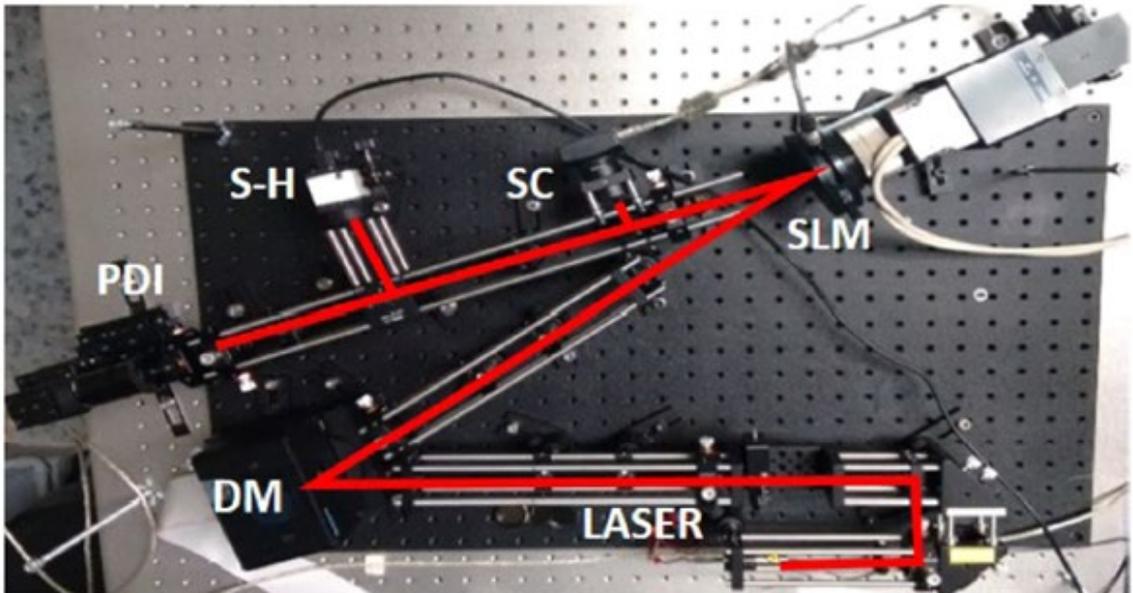


Figura 4.5. Montaje experimental

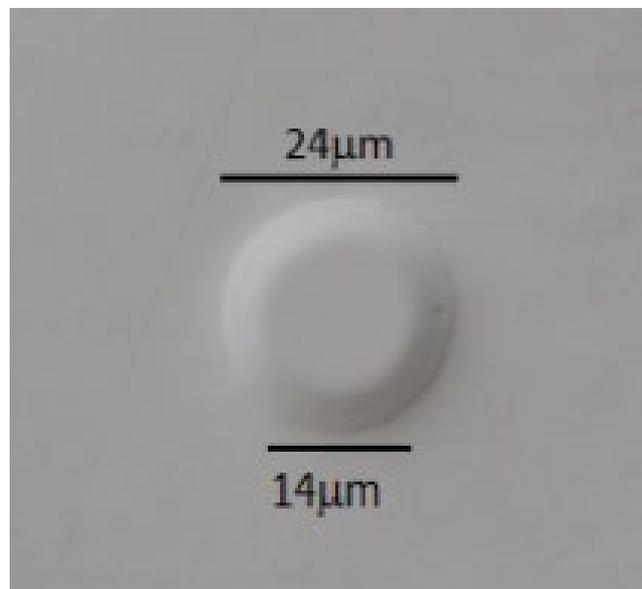


Figura 4.6. Imagen microscópica DIC del elemento de fase de  $24\ \mu\text{m}$  utilizado en el PDI.

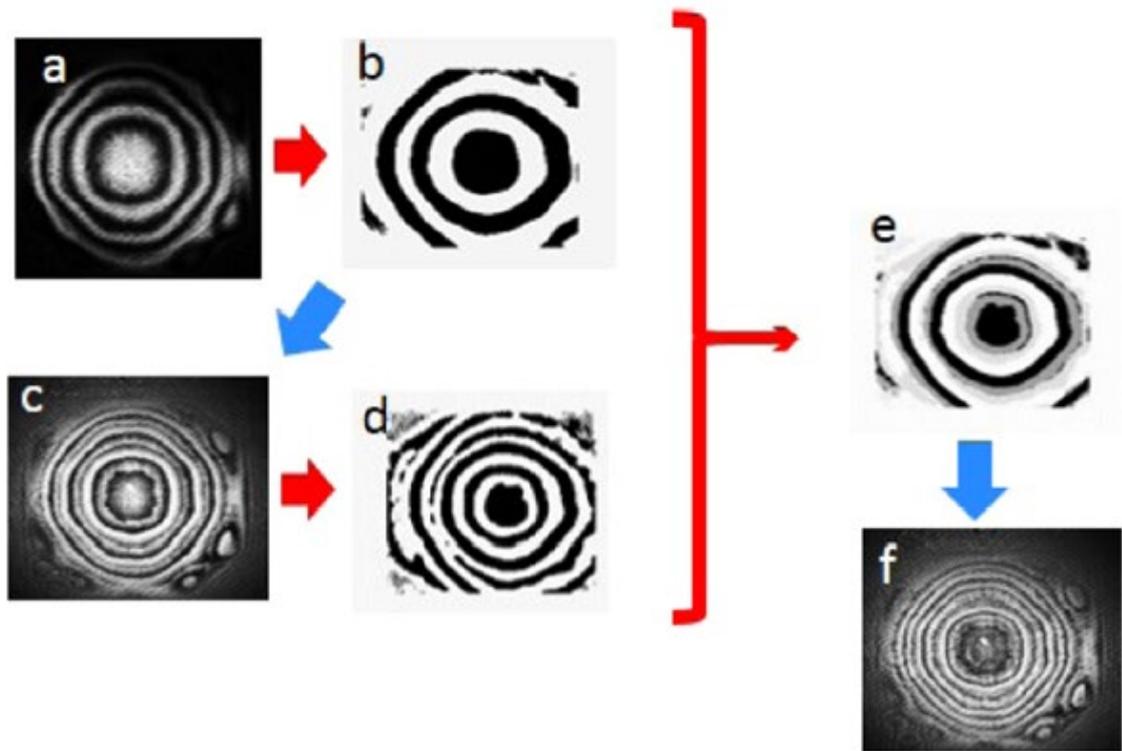
## Procedimiento de medida

Para evaluar la eficacia de las diferentes técnicas hemos medido, con la ayuda del montaje experimental de la figura 4.6, el Strehl correspondiente al frente de onda compensado y la varianza residual del interferograma con y sin aberración para las compensaciones BAO y QAO. El proceso se ha repetido con diferentes aberraciones (desenfoque positivo, desenfoque negativo y aleatorio) y amplitudes de cada una.

La figura 4.7 muestra el proceso seguido para una compensación BAO y QAO de un desenfoque positivo de aproximadamente  $6\pi$  que corresponde al polinomio de Zernike individual de desenfoque, figura 2.5.

La figura 4.7a muestra el interferograma detectado por la cámara del PDI en el primer paso. Para obtener la máscara binaria ( $0-\pi$ ) hemos aplicado un umbral a este interferograma y lo hemos re-escalado para poder enviársela al SLM y realizar la compensación BAO. La máscara binaria, BF1 en la ecuación 4.3, se muestra en la figura 4.7b. El nuevo frente de onda, compensado con el SLM, produce un segundo interferograma que se registra en la cámara del PDI, figura 4.7c. De nuevo, hemos umbralizado, binarizado ( $0-\pi/2$ ) y re-escalado (BF2 en la ecuación 4.6) para obtener la máscara binaria mostrada en la figura 4.7d. La máscara de cuatro valores de fase para realizar la compensación QAO, figura 4.7e, se obtiene sumando las máscaras binarias 4.7b y 4.7d. Una vez realizada la compensación QAO el interferograma registrado por la cámara del PDI se muestra en la figura 4.7f.

Este procedimiento se ha repetido para otras aberraciones aleatorias.



*Figura 4.7. Interferograma del frente de onda aberrado (a). Función binaria, BF1, obtenida a partir de la figura 4.7a (b). Interferograma del frente de onda compensado BAO (c). Función binaria, BF2, obtenida a partir de la figura 4.7c (d). Función de cuatro niveles obtenida sumando  $BF1 + BF2$  (e). Interferograma del frente de onda compensado QAO.*

La figura 4.8 muestra la misma secuencia de la figura 4.7 obtenida en el proceso de compensación de una aberración aleatoria. Hay una diferencia importante entre el frente de onda compensado en la figura 4.7, desenfoque, y 4.8, aleatorio. En el frente de onda con una aberración aleatoria se observan pequeñas áreas con fase constante y variaciones rápidas del frente de onda. Para poder llevar a cabo una compensación eficaz, el número de actuadores necesario va a ser mayor que en el anterior caso, como se vio en el análisis llevado a cabo en la figura 4.4.

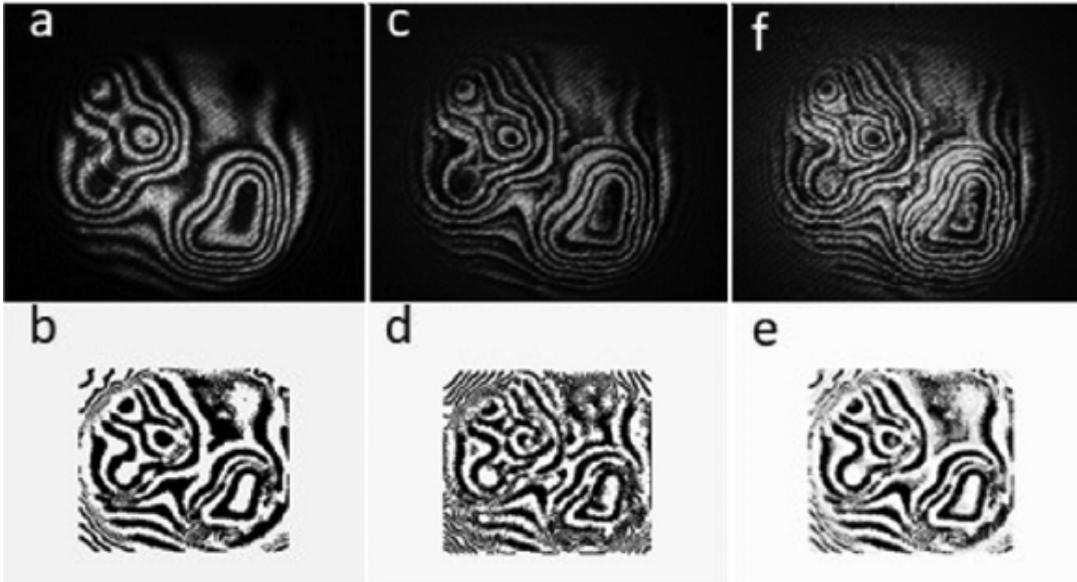
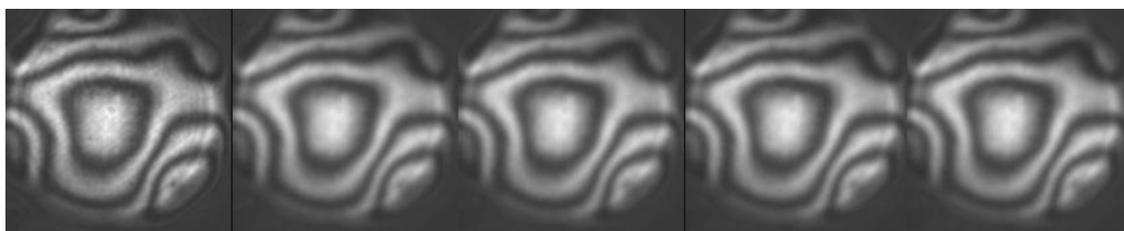


Figura 4.8. Interferograma del frente de onda aberrado (a). Función binaria, BF1, obtenida de la binarización de la figura 4.8a (b). Interferograma del frente de onda compensado BAO (c). Función binaria, BF2, obtenida tras la binarización de la figura 4.8c (d). Función de cuatro niveles obtenida sumando  $BF1+BF2$  (e). Interferograma del frente de onda compensado QAO.

## Umbralización

La umbralización de los interferogramas se ha realizado utilizando el software libre de procesado de imagen "ImageJ". (<https://imagej.nih.gov/ij/download.html>)

El frente de onda de referencia presentaba cierta curvatura por lo que se ha aplicado un umbral local. Previamente, se ha eliminado ruido en el interferograma aplicando un filtro gaussiano de radio 3. La figura 4.9 muestra los efectos de aplicar un filtro gaussiano con diferentes radios.



*Figura 4.9. Secuencia del resultado de aplicar filtros gaussianos al interferograma de una aberración aleatoria. De izquierda a derecha los radios utilizados son 1 a 5 píxeles respectivamente.*

En la imagen se observa como a medida que se aplica un filtro gaussiano con mayor radio las frecuencias altas, los detalles, van desapareciendo de la imagen. Este efecto es apreciable a simple vista en las primeras tres imágenes de la figura 4.9 pero, aunque en las siguientes imágenes es apenas perceptible por el ojo, es crítico a la hora de realizar una compensación óptica.

Una vez seleccionada el radio óptimo de la gaussiana, fijado en 3 píxeles, se han probado diferentes técnicas para la umbralización local. El efecto de algunas de estas técnicas se recoge en la figura 4.10



Figura 4.10. Efecto de aplicar diferentes técnicas de umbralización local al interferograma de una aberración aleatoria. De izquierda a derecha y arriba abajo: Bernsen, Mean, Median, MidGrey, Niblack y Sauvola.

Tras obtener los mejores resultados con el umbral consistente en la media “Mean”, finalmente se ha estudiado el radio óptimo para esta técnica de umbralización.



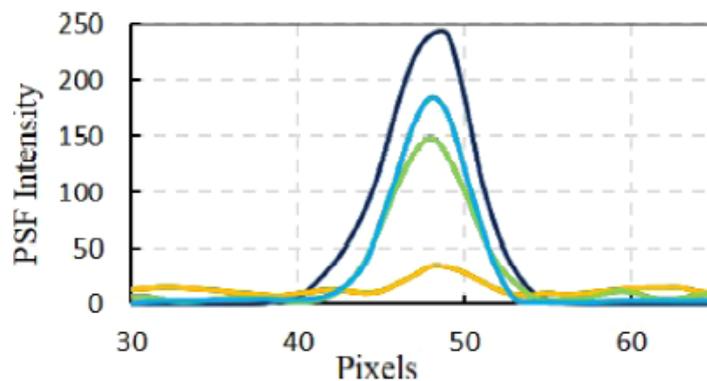
Figura 4.11. Efecto de aplicar el umbral local “Mean” con diferentes radios. De izquierda a derecha y de arriba abajo: 1, 5, 10, 15, 25 y 50 píxeles respectivamente.

La figura 4.11 muestra el efecto que produce la misma técnica de umbralización local para diferentes radios de acción. Se observa como al aumentar el radio se va perdiendo detalle, una vez más, las frecuencias altas desaparecen. Los valores óptimos para la compensación BAO y QAO se fijaron en 20 y 5 píxeles respectivamente.

## Resultados y análisis

Hemos estudiado dos parámetros diferentes de la compensación obtenida tras aplicar QAO: La desviación estándar de la intensidad del interferograma final producido por el PDI y el Strehl obtenido en las PSF finales tras realizar las compensaciones BAO y QAO.

Un ejemplo del efecto de la aplicación de la técnica se muestra en la figura 4.12. En la imagen se representan los cortes transversales de la PSF obtenida para el frente de onda plano (azul oscuro), aberrado (amarillo), tras la compensación BAO (verde) y tras la compensación QAO (azul claro). Se observa que el Strehl aumenta al aumentar el grado de compensación.



*Figura 4.12. Corte transversal, en niveles de gris, de la PSF. El frente de onda plano está representado por la línea azul oscura. El frente de onda aberrado la línea amarilla. El frente de onda tras la compensación BAO, la línea verde. El frente de onda tras la compensación QAO, la línea azul claro.*

Hemos utilizado una serie de frentes de onda cóncavos con diferentes curvaturas y les hemos aplicado compensación BAO y QAO. En la tabla 4.1 se observan el cociente de Strehl y la desviación estándar del interferograma obtenidos en cada una de las compensaciones para tres radios de curvatura diferentes. Un Strehl igual a uno corresponde a una configuración plana del DM y un SLM sin compensación de fase. Para estimar el error en el Strehl y la desviación estándar hemos repetido el proceso 10 veces. Los errores obtenidos están alrededor del 5% para el Strehl y del 2,5% para la desviación estándar en todos los casos.

**Tabla 4.1. Strehl y desviación estándar de los tres desenfoques cóncavos con radio decreciente**

<b>Cóncavo</b>	<b>Diferencia de fase <math>2\pi</math> pico-valle</b>		<b>Diferencia de fase <math>4\pi</math> pico-valle</b>		<b>Diferencia de fase <math>6\pi</math> pico-valle</b>	
	<b>SR</b>	<b><math>\sigma_1</math></b>	<b>SR</b>	<b><math>\sigma_1</math></b>	<b>SR</b>	<b><math>\sigma_1</math></b>
<b>QAO</b>	0,91	40	0,88	39	0,81	40
<b>BAO</b>	0,74	42	0,56	42	0,60	43
<b>Aberrado</b>	0,14	49	0,08	48	0,06	54

En la tabla 4.2 se muestra los mismos resultados, pero obtenidos con una serie de frentes de onda convexos.

**Tabla 4.2. Strehl y desviación estándar de los tres desenfoques convexos con radio decreciente**

<b>Convexo</b>	<b>Diferencia de fase <math>2\pi</math> pico-valle</b>		<b>Diferencia de fase <math>4\pi</math> pico-valle</b>		<b>Diferencia de fase <math>6\pi</math> pico-valle</b>	
	<b>SR</b>	<b><math>\sigma_1</math></b>	<b>SR</b>	<b><math>\sigma_1</math></b>	<b>SR</b>	<b><math>\sigma_1</math></b>
<b>QAO</b>	0,92	40	0,78	40	0,72	41
<b>BAO</b>	0,74	43	0,60	43	0,48	44
<b>Aberrado</b>	0,08	47	0,09	47	0,06	48

En ambas tablas se observa que el comportamiento general es un aumento de Strehl y una disminución de la varianza a medida que se alcanza un mayor grado de compensación (QAO).

Por otro lado, en las tablas 4.1 y 4.2 se observa cómo algunos valores sobrepasan los límites teóricos de Strehl para las compensaciones BAO (0,41) y QAO (0,81) cuando el frente de onda presenta una aberración débil. Este resultado se explica dado que el montaje experimental introduce en el frente de onda un leve astigmatismo como se observa en la figura 4.13, lo cual influye a la hora de obtener la referencia. En frentes de onda fuertemente aberrados, no se ha alcanzado el límite teórico, esto se explica porque a medida que la complejidad de la aberración aumenta también lo hace la necesidad de un mayor número de actuadores.

La tabla 4.3 muestra los valores de Strehl y desviación estándar correspondientes a las compensaciones BAO y QAO de tres frentes de onda aberrados aleatoriamente.

**Tabla 4.3. Strehl y desviación estándar de las tres aberraciones aleatorias con intensidad creciente.**

Aleatorio	Aberración débil		Aberración media		Aberración fuerte	
	SR	$\sigma_1$	SR	$\sigma_1$	SR	$\sigma_1$
QAO	0,87	41	0,74	44	0,46	43
BAO	0,6	44	0,51	45	0,29	45
Aberrado	0,19	45	0,07	48	0,06	50

Observamos que el frente de onda aberrado ligeramente ya presenta un Strehl alto antes de la compensación BAO y por lo tanto se alcanzan valores de Strehl para BAO y QAO que sobrepasan el límite teórico. En el caso de la aberración intermedia, el Strehl obtenido tras la compensación QAO es de 0.74 que es inferior al límite teórico. Sin embargo, en la aberración fuerte a pesar de comenzar con un Strehl similar a la intermedia, las compensaciones BAO y QAO están lejos de alcanzar el límite teórico. Este resultado se debe a la limitada resolución espacial del SLM usado en el proceso.

Los tres casos analizados muestran que cuando la desviación estándar es pequeña, las compensaciones BAO y QAO respectivamente realizan una compensación que alcanza los límites teóricos de Strehl, que refleja la ecuación 3.1. Sin embargo, cuando el compensador carece de la resolución suficiente para compensar modulaciones de alta frecuencia en el frente de onda aberrado, los resultados obtenidos empeoran rápidamente.

En la figura 4.13 se compara la imagen de la PSF obtenida durante el proceso de compensación. La figura 4.13a muestra la imagen de la PSF del frente de onda antes de introducir la aberración. Se observa que tiene un pequeño astigmatismo. La figura 4.13b muestra la PSF tras introducir una aberración aleatoria débil, aberración débil en la tabla 4.3. La energía del pico decae significativamente y aparecen speckles alrededor de este. Tras realizar la compensación BAO, figura 4.13c, la energía vuelve a reagruparse en el máximo central y además el astigmatismo se ha compensado. Finalmente, tras la compensación QAO el speckle residual tiende a desaparecer y el máximo central aumenta significativamente, figura 4.13d. Por tanto, se puede considerar que el experimento confirma que la compensación BAO y QAO se pueden aplicar satisfactoriamente para realizar una compensación del frente de onda de una manera sencilla y eficaz.

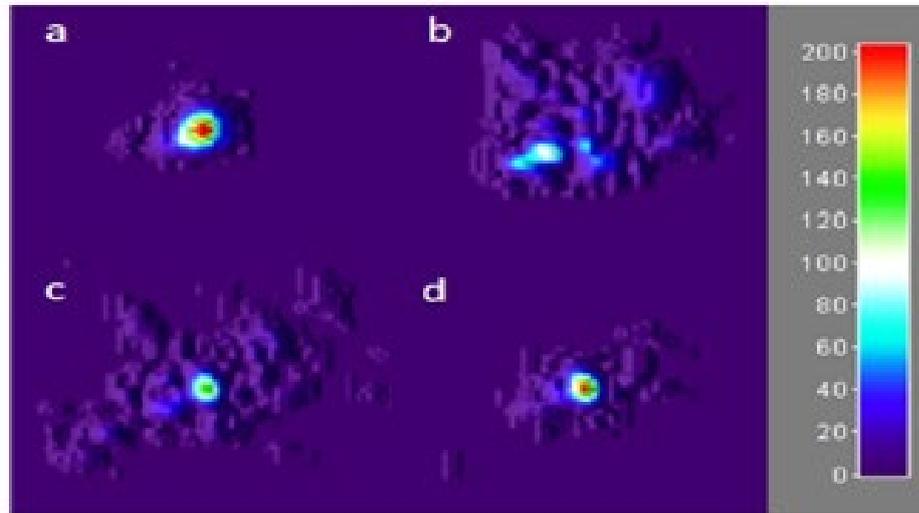


Figura 4.13. PSF del frente de onda sin aberrar (a). PSF del frente de onda aberrado (b). PSF del frente de onda tras la compensación BAO (c). PSF del frente de onda tras la compensación QAO (d).

### 4.3. CONCLUSIONES

Hasta ahora, la óptica adaptativa discreta había consistido en la introducción de una máscara binaria de valores  $0 - \pi$ , con lo que la compensación lograda era binaria. En este trabajo se ha extendido la técnica para poder generar una máscara de valores  $0 - \pi/2$ , que sumada a la anterior genera una nueva máscara de cuatro niveles:  $0 - \pi/2 - \pi - 3\pi/2$ . Para obtener esta nueva máscara, solamente es necesario repetir el mismo proceso dos veces sin la necesidad de nuevos dispositivos o cálculos. Por tanto, se ha introducido una nueva técnica basada en una compensación discreta del frente de onda de cuatro niveles (QAO).

La clave para poder realizar la compensación QAO es el uso de una máscara en el PDI que introduce un retardo en la fase  $\pi/2$  entre el frente de onda aberrado y el frente de onda de referencia. Se ha aplicado la técnica con una compensación de orden superior OAO (Octary adaptive optic), lo cual ha mejorado los resultados obtenidos, pero dado que no se ha estudiado si se corresponden con el resultado óptimo y debido a la necesidad de un compensador con un mayor número de actuadores, para compensar aberraciones con cambios bruscos de fase, y del tiempo que sería necesario para implementar estas compensaciones, este trabajo se ha centrado en QAO.

Las ventajas de la compensación QAO incluyen todas las de BAO, dado que son inherentes a la óptica adaptativa discreta cuando se lleva a cabo por medio de un PDI: estimación rápida y directa de la fase, un amplio muestreo del frente de onda y un rango dinámico casi infinito, dado que el elemento compensador solo necesita producir un número finito de valores de fase (4 para QAO). Incluso como no es necesaria la reconstrucción del frente de onda, el tiempo empleado entre la detección y la reconstrucción se acorta. La ventaja de QAO respecto BAO es un aumento del cociente de Strehl del 0.41 a 0.81.

Desde el punto de vista de los resultados experimentales, se ha verificado que el Strehl de la PSF aumenta según se pasa de compensación binaria a cuaternaria, aunque en algunos casos el valor no alcanza el límite teórico. Mas allá de los errores en la detección y la generación de la máscara, se ha comprobado que cuando el frente de onda está aberrado por modulaciones de alta frecuencia, es necesario un número de actuadores suficientemente alto para alcanzar una compensación eficaz.

También se comprueba que la compensación del frente de onda llevada a cabo con esta técnica no solo compensa las aberraciones introducidas por el elemento aberrador, sino que también compensa las aberraciones introducidas por el dispositivo óptico.



## 5. SUPERRESOLUCIÓN Y APODIZACIÓN

Los filtros de pupila que producen superresolución y apodización se suelen utilizar cuando el frente de onda no presenta aberraciones. En este capítulo vamos a estudiar cómo en el caso de frentes de onda aberrados podremos combinar estos filtros con los filtros de compensación BAO y QAO, introducidos en el capítulo anterior, para obtener resultados óptimos.

### 5.1. INTRODUCCIÓN

La teoría de la difracción permite obtener la PSF de un instrumento óptico a partir de la forma de su pupila de entrada. Por ejemplo, la anchura del máximo central de la PSF es proporcional a  $\lambda/D$ , donde  $\lambda$  es la longitud de onda de la luz incidente y  $D$  el diámetro de la pupila de entrada del sistema óptico, para una pupila circular. Sin embargo, se puede modificar la distribución espacial de energía en la PSF utilizando diferentes métodos, (Kowalczyk et ál., 2018; Lynch et ál., 2019; Alcalá Ochoa et ál., 2018), de los cuales, los más simples consisten en el uso de filtros de pupila (RPF, Reshaping pupil filter), (De Juana et ál., 2003; Sheppard et ál., 1988, 1998, 2007; Sales, 1998). Entre todos los filtros de pupila que modifican la forma de la PSF, en este capítulo vamos a considerar únicamente los filtros de superresolución o apodización, llamados de fase, ya que solo modifican la fase del frente de onda y no su amplitud, con lo que presentan la gran ventaja de no absorber energía. En particular, emplearemos los filtros de fase binarios con fase  $0-\pi$ . Este tipo de filtros tienen varias ventajas: son sencillos de calcular e implementar y no producen un desplazamiento del foco a lo largo del eje óptico del sistema (Love et ál., 1995). Esto último es importante porque el desplazamiento axial del foco, o desenfoque, puede producir un aparente efecto de apodización, pero no va a ser efectivo.

Aunque se puede construir un filtro de fase utilizando múltiples zonas, en una pupila circular normalmente anillos concéntricos, se ha demostrado que un filtro con únicamente dos zonas es suficiente para alcanzar una modificación eficaz de la PSF. De hecho, la variación del radio de las zonas que componen el filtro es suficiente para modificar el tamaño del pico central de la PSF, lo que significa superresolver o apodizar la PSF (Osborn et ál., 2009).

El análisis de los RPF es de gran interés y relevancia dadas sus aplicaciones. Por ejemplo, la apodización es una técnica de interés en aplicaciones médicas de los ultrasonidos (Guenther et ál., 2007), mientras que la superresolución tiene gran incidencia en microscopía (Huang et ál., 2019), en manipulación de micropartículas (Zheng et ál., 2008), ciencia visual (Zhao et ál., 2017), almacenamiento de datos (Stupakiewicz et ál., 2017) o astronomía (Canales et ál., 2004).

La eficiencia de los RPF se estima por medio de las figuras de mérito que caracterizan la PSF (De Juana et ál., 2003; Sheppard et ál., 1988, 1998, 2007), como el Strehl (SR) y las ganancias axial y transversal. En Cagigal et ál. (2004) y Canales et ál. (2005), estas figuras de mérito se obtienen analíticamente, a partir del radio de las zonas del filtro de fase, utilizando una aproximación parabólica del máximo central de la PSF. Estos estudios, sirven de base para el diseño de los filtros de fase y el análisis de su funcionamiento. Sin embargo, en este trabajo demostraremos cómo la aproximación parabólica del máximo central de la PSF se ajusta de forma precisa para describir PSF superresueltas, pero no es adecuada para describir PSF apodizadas. Para poder describir adecuadamente PSF apodizadas, hemos desarrollado un nuevo enfoque teórico en el que se considera también el primer anillo de la PSF y no solo el máximo central.

Un experimento de validación de este nuevo enfoque teórico lo hemos llevado a cabo con la ayuda del dispositivo experimental utilizado en el capítulo 4, figura 4.5. En este montaje experimental las máscaras binarias las hemos introducido por medio del SLM, que es más adecuado para filtros discretos que el DM, el cual introduciría efectos de difracción no deseados y desplazamiento del foco, debido a la continuidad de la membrana que no tiene la capacidad de adaptarse a los saltos de fase discretos.

## Teoría

Se ha demostrado que los RPF son eficaces con frentes de onda no aberrados. Cuando se trata de frentes de onda aberrados, debe tenerse en cuenta que la PSF se forma a partir de dos componentes del campo de comportamientos muy diferentes, la parte coherente y la parte incoherente. La energía coherente del frente de onda aberrado contribuye al pico central, mientras que la energía incoherente forma una suerte de halo alrededor de este pico. La fracción de energía en el pico se puede expresar estadísticamente como  $\exp(-\sigma_\phi^2)$  utilizando la aproximación de Marechal, mientras que la fracción de energía del halo sería  $1 - \exp(-\sigma_\phi^2)$ . Con lo que ambos valores dependen de la varianza media del frente de onda,  $\sigma_\phi^2$ . La razón entre la energía del halo,  $I_H$ , y la del máximo central,  $I_C$ , es:

$$\frac{I_C}{I_H} = \frac{\exp(-\sigma_\phi^2)}{1 - \exp(-\sigma_\phi^2)} (D/r_0)^2 \quad 5.1$$

El primer término, de la derecha de la igualdad representa la razón entre la energía coherente (pico) y la incoherente (halo). El segundo término es la razón entre las áreas del halo y el pico. En Canales et ál. (2004), se observa que para obtener una PSF superresuelta o apodizada, es necesario que la energía del pico central sea dos veces la del halo,  $I_C = 2I_H$ . Para que se cumpla esta condición, habitualmente se necesita compensar el frente de onda por medio de óptica adaptativa estándar. En este capítulo, la técnica para compensar el frente de onda es la expuesta en los capítulos 3 y 4, DAO.

Dado que el dispositivo utilizado fue diseñado inicialmente para DAO, proponemos hacer uso de dicho montaje experimental para introducir de manera simultánea los filtros de compensación de fase y los filtros binarios de superresolución o apodización, en el SLM. Esta combinación produce un frente de onda compensado y una PSF superresuelta o apodizada utilizando un único filtro de fase con valores discretos. Cuando se satisface la condición necesaria para modificar la PSF,  $I_C = 2I_H$ , este procedimiento ha de ser suficiente para realizar una compensación BAO que supere la limitación teórica,  $S = 0.41$  (en el caso de utilizar un filtro de superresolución).

En este capítulo, se realiza un repaso general de los filtros de fase binarios y se introduce una nueva aproximación para describir con precisión el comportamiento de los filtros de apodización. Después hemos verificado experimentalmente el desempeño de los filtros apodizadores a través del uso de DAO.

### **Apodización teórica de la PSF por medio de filtros de pupila binarios**

Como se ha mencionado, podemos caracterizar la PSF por sus figuras de mérito. En este análisis, hemos prestado atención al Strehl y a la ganancia transversal, que describen la PSF en el plano focal. El Strehl compara la altura del pico central respecto a la obtenida a través de una pupila sin obstrucciones lo que sirve para caracterizar la calidad de la imagen. La ganancia transversal GT da una medida de la apodización o superresolución llevada a cabo en dirección transversal, de manera que un filtro produce superresolución cuando la ganancia es mayor que la unidad y es apodizador cuando la ganancia es menor que la unidad (la ganancia está normalizada de manera que una pupila sin filtro es la unidad).

En Canales et ál. (2004) se introduce un método para diseñar máscaras que generan superresolución. El método consiste en la derivación de los parámetros de la máscara de fase, a partir del análisis de la distribución de intensidad cerca del centro geométrico en las figuras de mérito: Strehl y ganancia transversal y ganancia axial. Estos parámetros se normalizan de modo que su valor sea igual a uno para una pupila sin obstrucciones. Nuestro objetivo es obtener la expresión para estas figuras de mérito en el marco de la teoría escalar de difracción. Para ello hemos mejorado las aproximaciones que solo tienen en cuenta el máximo central de la PSF, (De Juan et ál., 2003 y Cagigal et ál., 2004), teniendo en cuenta también comportamiento del primer anillo.

Consideraremos una función compleja para la pupila (suponiendo simetría circular en torno al eje óptico) de la forma,

$$P(\rho) = T(\rho)\exp(i\varphi(\rho)) \tag{5.2}$$

donde  $\rho$  es la coordenada radial normalizada en el plano de la pupila,  $T(\rho)$  es la función de transmitancia en amplitud y  $\varphi(\rho)$  es la función de fase. Para un frente de onda esférico, monocromático y convergente atravesando el centro de la pupila, la amplitud del campo normalizado  $U$  en el plano focal puede escribirse como,

$$U(v) = \int_0^1 2 P(\rho) J_0(v\rho) \rho d\rho \quad 5.3$$

donde  $J_0$  representa la función de Bessel de primera clase (orden 0 en este caso),  $v$  es la coordenada óptica radial adimensional en el plano focal dado por  $v = k \text{ NA } r$  con  $k = 2\pi/\lambda$ , NA la apertura numérica de la pupila y  $r$  la distancia radial. Estudiaremos los filtros binarios de fase  $0-\pi$ , con dos zonas, figura 5.1, aunque el análisis puede extenderse fácilmente a filtros de  $n$  zonas. Estos filtros de dos zonas quedan definidos por el valor del radio de separación de las dos zonas.  $P(\rho) = -1$  si  $\rho < \rho_1$  y  $P(\rho) = 1$  si  $\rho_1 < \rho$  y la ecuación 5.3 lleva a,

$$U(v) = 2 \left( \frac{J_1(v)}{v} - 2\rho_1 \frac{J_1(\rho_1 v)}{v} \right) \quad 5.4$$

donde  $\rho_1$  es el radio normalizado de la primera zona.

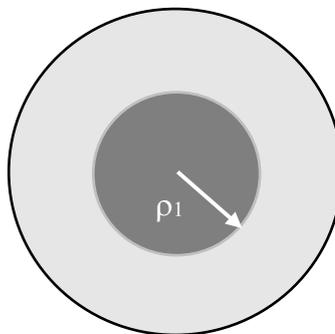


Figura 5.1. Filtro de fase binario con 0 en el círculo interior y  $\pi$  en el anillo exterior.

Para obtener una expresión analítica de las figuras de mérito, la distribución de intensidad en la ecuación 5.3, se puede desarrollar en serie en torno al centro geométrico en base a los momentos de la función pupila  $I_n$  (De Juana et ál., 2003),

$$I_n = \int_0^1 2 P(\rho) \rho^{(2n+1)} d\rho \quad 5.5$$

que para filtros de fase binarios 0- $\pi$  son funciones reales, (Cagigal et ál., 2004),

$$I_n = \pm \frac{2-4\rho_1^{(2n+2)}}{2n+2} \quad 5.6$$

donde el signo + corresponde a un filtro con fase  $\pi$  en el círculo interior,  $\rho \in (0, \rho_1)$  y 0 en el anillo exterior,  $\rho \in (\rho_1, 1)$ . El signo – corresponde al filtro complementario con fase 0 en el círculo interior y  $\pi$  en el anillo exterior. En la aproximación de segundo orden para la intensidad en el máximo central de la PSF, las figuras de mérito pueden obtenerse a partir de estos momentos de la función pupila (De Juana et ál., 2004),

$$S = I_0^2 \quad 5.7$$

$$G_T = 2 \frac{I_1}{I_0} \quad 5.8$$

que para filtros de fase binarios 0- $\pi$ , se convierten en,

$$S = (1 - 2\rho_1^2)^2 \quad 5.9$$

$$G_T = \frac{1-2\rho_1^4}{1-2\rho_1^2} \quad 5.10$$

La ganancia transversal en la ecuación 5.10 se representa en la figura 5.2. Los filtros de fase no absorben energía, por lo que cuando el máximo central de la PSF se encoge y disminuye, los anillos crecen y viceversa. Teniendo esto en cuenta podemos diferenciar tres regímenes de comportamiento diferentes:

a) *Superresolución*:  $0 < \rho_1 < 0.57$ .

Para los radios comprendidos en este rango, la PSF es más estrecha que la correspondiente a una pupila sin obstrucciones, a costa de un aumento de intensidad en el primer anillo y de pérdida de Strehl. Para explicar este comportamiento hacemos uso de la ecuación 5.4 y la figura 5.3a. La amplitud del campo, curva discontinua negra, se obtiene restando el campo correspondiente a una pupila sin obstrucción  $\frac{J_1(\nu)}{\nu}$  (curva azul), y el doble del campo para la pupila interna de radio  $\rho_1$  (curva roja),  $\rho_1 \frac{J_1(\rho_1 \nu)}{\nu}$ . Como consecuencia, los ceros de la PSF aparecen cuando los dos términos son iguales. En la figura 5.3a se observa que esto sucede para un valor  $\nu_0$  menor que el primer cero del patrón de Airy, lo que produce superresolución. Este valor  $\nu_0$  y la ganancia transversal correspondiente, se puede estimar utilizando la aproximación de segundo orden del máximo central de la PSF y como veremos encaja con los valores experimentales.

b) *Anillo lateral*:  $0.57 < \rho_1 < 2^{-1/2}$

En los radios comprendidos en este rango, el primer anillo supera la altura del máximo central, como puede verse en la figura 5.3b, línea discontinua negra. Por tanto, este rango solo será útil en algunas aplicaciones especiales.

c) Apodización:  $2^{-1/2} < \rho_1 < 1$

En este rango, el ancho de la PSF resultante es mayor que el correspondiente al de una pupila sin obstrucción. Partiendo de la ecuación 5.4 se puede comprobar que ambos términos de la derecha alcanzan el mismo valor para un  $\nu_0$  mayor que el primer cero del patrón de Airy, produciendo apodización como se observa en la figura 5.3c. En rango puede dividirse en dos subregiones, una con ganancia positiva y otra con ganancia negativa. La transición entre las dos subregiones ocurre cuando  $\rho_1 < 2^{-1/4}$ . En la primera subregión  $2^{-1/2} < \rho_1 < 2^{-1/4}$ , la PSF se compone de una meseta central con un borde más alto que corresponde al anillo lateral de los campos en la ecuación 5.3, mientras que en la segunda subregión  $2^{-1/4} < \rho_1$ , la PSF recupera el máximo central. La ecuación 5.10 predice una ganancia transversal negativa en la primera subregión, figura 5.2, aunque esta ganancia no describe la PSF, solo su área central, como se puede ver en la figura 5.3c. Además, de la ecuación 5.10 aún se puede extraer más información útil, como es el valor del radio para el cual la ganancia es nula. Aun así, estos resultados están basados en una aproximación de segundo orden del máximo central de la PSF por lo que no se describe adecuadamente el ancho de la PSF en este régimen.

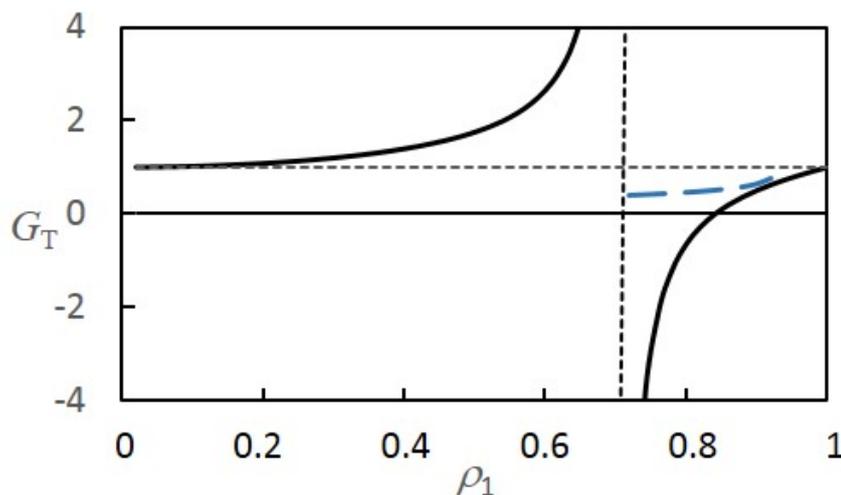


Figura 5.2. Ganancia transversal  $G_T$  como función del radio  $\rho_1$ : aproximación parabólica, ecuación 5.10 (curva negra continua) frente a la aproximación del primer anillo, ecuación 5.15 (curva azul discontinua).

En la figura 5.3c se observa cómo gana relevancia el primer anillo en detrimento del máximo central. La descripción hecha hasta ahora (Cagigal et ál., 2004), no tienen en cuenta este hecho, por lo que, aunque las predicciones respecto a la ganancia transversal fueron precisas para la superresolución, no lo son para la apodización. Para desarrollar una correcta expresión de la ganancia transversal, hemos realizado una aproximación gaussiana del primer anillo de la PSF para una pupila sin obstrucción  $LobeG(v)$  y para el segundo término en la ecuación 5.4,  $-2\rho_1 \frac{J_1(\rho_1 v)}{v}$  que da cuenta del efecto de la pupila de radio  $\rho_1$ .

$$LobeG(v) = - \left( LMI \exp \left( \frac{-(v-LMP)^2}{2\sigma^2} \right) \right)^{\frac{1}{2}} \quad 5.11$$

$$LobeG_1(v) = -2\rho_1^2 \left( LMI \exp \left( \frac{-(\rho_1 v - LMP)^2}{2\sigma^2} \right) \right)^{\frac{1}{2}} \quad 5.12$$

donde  $LMP = 1.635 \lambda/D$  es la posición del máximo del primer anillo del patrón de Airy,  $LMI = 0.0175$  es la intensidad normalizada en este punto y  $\sigma = 0.18$  representa el ancho del anillo.

La figura 5.4 muestra ambas aproximaciones gaussianas introducidas en la ecuación 5.4, la posición del primer cero de  $U(v)$ ,  $v_0$ , viene dado por,

$$LobeG(v_0) - LobeG_1(v_0) = 0 \quad 5.13$$

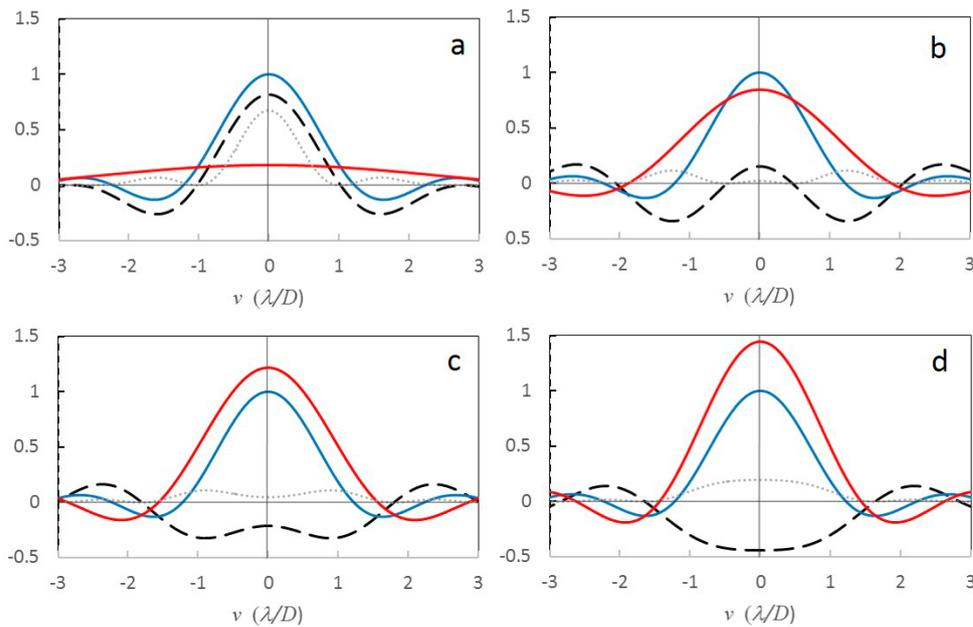
lo que lleva a,

$$v_0 = \frac{LMP(1-\rho_1) + (LMP^2(1-\rho_1)^2 - 2(1-\rho_1^2)\sigma^2(\ln 4 + 4 \ln \rho_1))^{\frac{1}{2}}}{1-\rho_1^2} \quad 5.14$$

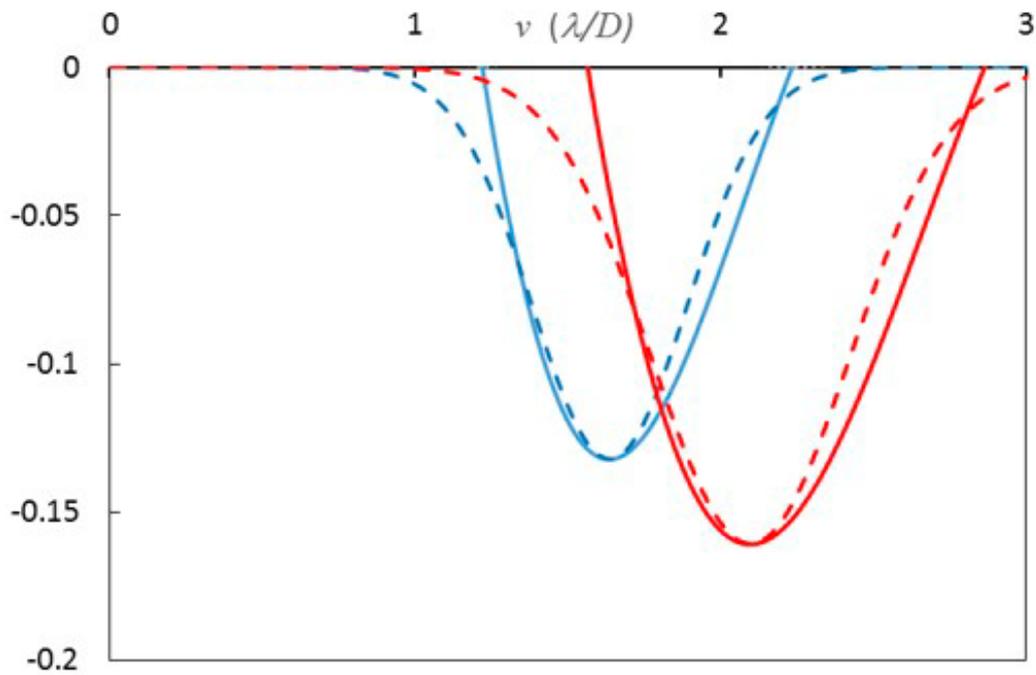
A partir de la ecuación 5.14, la ganancia transversal también puede obtenerse como la razón entre la posición del primer cero de la PSF de la pupila sin filtro (Airy PSF) y el primer cero de la PSF de la pupila con filtro (al cuadrado (De Juana et ál., (2004))),

$$G_T = \left( \frac{v_{Airy}}{v_0} \right)^2 \quad 5.15$$

donde  $v_{Airy}$  es  $1.22 \lambda/D$ , el primer cero del patrón de Airy. Esta ganancia se muestra en la figura 5.2, línea azul discontinua. Esto produce resultados drásticamente diferentes a los que se extraen de la ecuación 5.10, que sobreestima la capacidad de apodización de los filtros de pupila.



*Figura 5.3. Campo de amplitud normalizado (curva negra discontinua) obtenida de la sustracción del campo de una pupila sin obstrucciones (curva azul) y el doble del campo de la pupila interior de radio  $\rho_1$  (curva roja) en diferentes regímenes: a) superresolución  $\rho_1 = 0.3$ , b) anillo lateral,  $\rho_1 = 0.65$ , c) apodización fuerte,  $\rho_1 = 0.78$ , d) apodización suave,  $\rho_1 = 0.85$ . La PSF (curva gris de puntos) también se muestra en la figura.*



*Figura 5.4. Aproximación gaussiana (curvas discontinuas) de los anillos (curvas continuas) en la figura 5.3. El punto  $v_0$ , donde el campo de amplitud normalizado de una pupila sin obstrucción (curvas azules) y el doble del de una pupila interior de radio  $\rho_1 = 0.78$  (curvas rojas) se cruzan, se estima usando la aproximación gaussiana con alta precisión.*

En las siguientes secciones, hemos evaluado nuestras nuevas expresiones teóricas comparándolas con resultados experimentales.

## 5.2. VALIDACIÓN EXPERIMENTAL

### Óptica adaptativa discreta

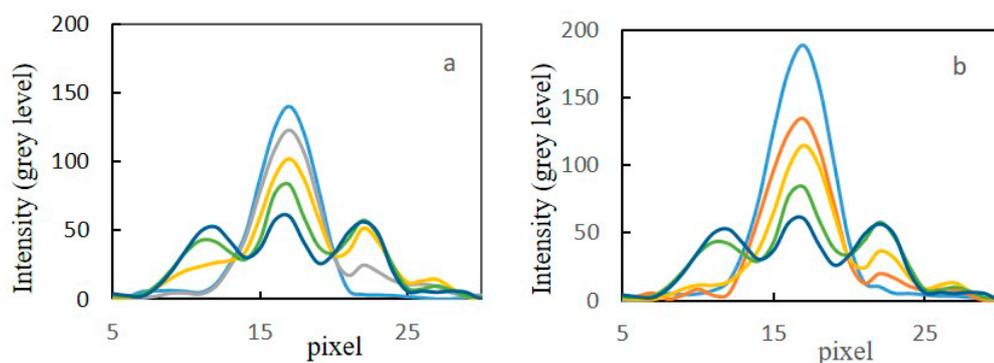
Para llevar a cabo el experimento hemos utilizado el dispositivo mostrado en la figura 4.6 del capítulo 4. Los filtros de fase binarios se han introducido con la ayuda del SLM. Además, dado que estos filtros necesitan, como se ha visto anteriormente, que la altura del pico central de la PSF sea al menos el doble que la altura del halo, este sistema ha realizado la compensación de las aberraciones del frente de onda de manera simultánea, con lo que se ha realizado la compensación al mismo tiempo que se ha modificado la forma de la PSF para conseguir superresolución o apodización en cada caso.

### Resultados experimentales

En esta sección se muestran algunos de los resultados obtenidos experimentalmente. Hemos combinado los filtros de superresolución y apodización con los filtros BAO Y QAO y hemos analizado los efectos que las diferentes combinaciones tienen sobre la PSF. Hemos aplicado estas combinaciones a diferentes frentes de onda aberrados y en todos los casos hemos obtenido resultados similares. Como ejemplo, se muestra el efecto de los filtros en un frente de onda afectado por una aberración consistente en un desenfoque. La distancia pico-valle en el frente de onda aberrado es de  $4\pi$ . La figura 5.5 muestra los cortes transversales de las PSF obtenidas para un frente de onda aberrado, compensado mediante BAO (línea azul claro en la figura 5.5a), a la vez que se introducían diferentes filtros de superresolución,  $\rho_1 = 0.2$  (línea gris en BAO/línea roja en QAO), 0.25 (línea amarilla), 0.45 (línea verde) y 0.5 (línea azul oscuro). Podemos ver que aparece un claro pico central debido a la compensación BAO. La altura y anchura de este pico decrecen y la intensidad del anillo lateral aumenta según aumenta  $\rho_1$ . El resultado es similar cuando la compensación es QAO y esta es combinada con filtros de superresolución. La única diferencia es que por medio de la compensación QAO se obtiene un máximo central con más intensidad (línea azul claro en la figura 5.5b) que con una compensación BAO.

El mismo análisis se ha realizado combinando filtros de compensación BAO y QAO con filtros apodizadores, figura 5.6a y 5.6b respectivamente. Los radios de la zona interior de las máscaras de fase utilizadas son  $\rho_1 = 0.75$  (línea verde oscuro), 0.8 (línea azul claro), 0.85 (línea roja) y 0.9 (línea amarilla). En ambos casos, la altura de la PSF disminuye y la anchura aumenta según  $\rho_1$  aumenta. La única diferencia entre las curvas obtenidas con la compensación BAO y QAO es que esta última, proporciona picos con mayor Strehl.

Para calcular las ganancias transversales hemos medido los anchos de las PSF correspondientes a cada filtro y el valor obtenido se ha dividido entre la anchura correspondiente a la PSF de la pupila sin filtro. Los valores de la ganancia transversal obtenidos están representados por puntos en la figura 5.7 junto con las curvas teóricas de la figura 5.2. Los valores experimentales se ajustan correctamente a la rama de superresolución dada por la ecuación 5.10. Sin embargo, los valores de apodización se ajustan mucho mejor a los valores teóricos correspondientes a la ecuación 5.15, línea discontinua. Esto significa que los filtros binarios de fase producen apodización, pero el incremento del ancho del máximo de la PSF es considerablemente menor que el predicho por la teoría estándar.



*Figura 5.5. Corte transversal de la PSF para diferentes filtros de superresolución combinados con los filtros BAO a) y QAO b). El comportamiento es similar en ambos casos con la salvedad de la mayor intensidad del pico compensado QAO frente al BAO. Los radios representados en la figura, correspondientes a la zona interior de las máscaras utilizadas son  $\rho_1 = 0.2$  (línea gris en BAO/línea roja en QAO), 0.25 (línea amarilla), 0.45 (línea verde) y 0.5 (línea azul oscuro).*

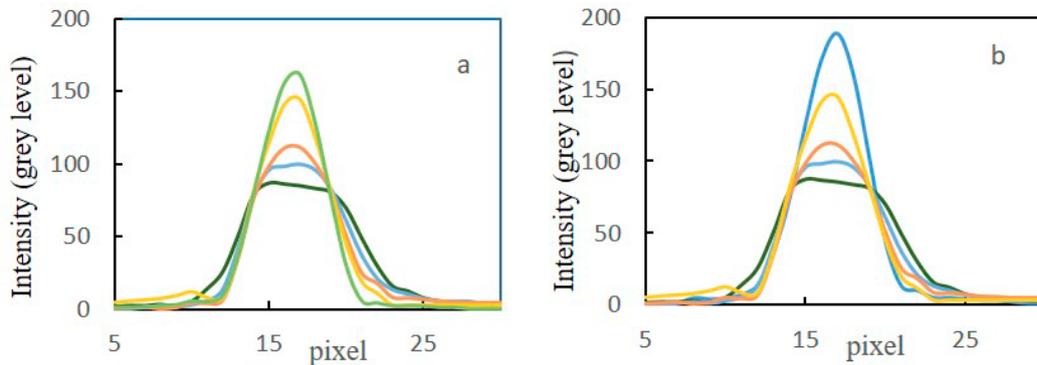


Figura 5.6. Corte transversal de la PSF para diferentes filtros apodizadores combinados con los filtros BAO a) y QAO b). El comportamiento es similar en ambos casos con la salvedad de la mayor intensidad del pico compensado QAO frente al BAO. Los radios representados en la figura, correspondientes a la zona interior de las máscaras utilizadas son  $\rho_1 = 0.75$  (línea verde oscuro), 0.8 (línea azul claro), 0.85 (línea roja) y 0.9 (línea amarilla).

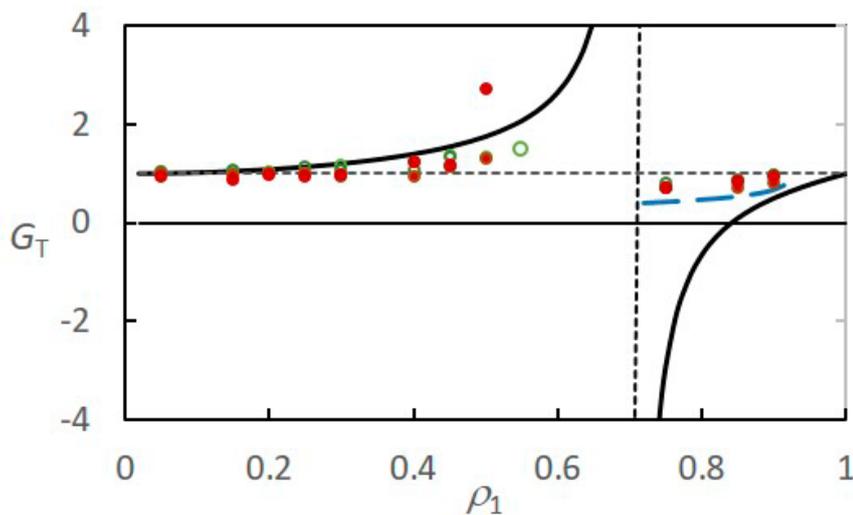
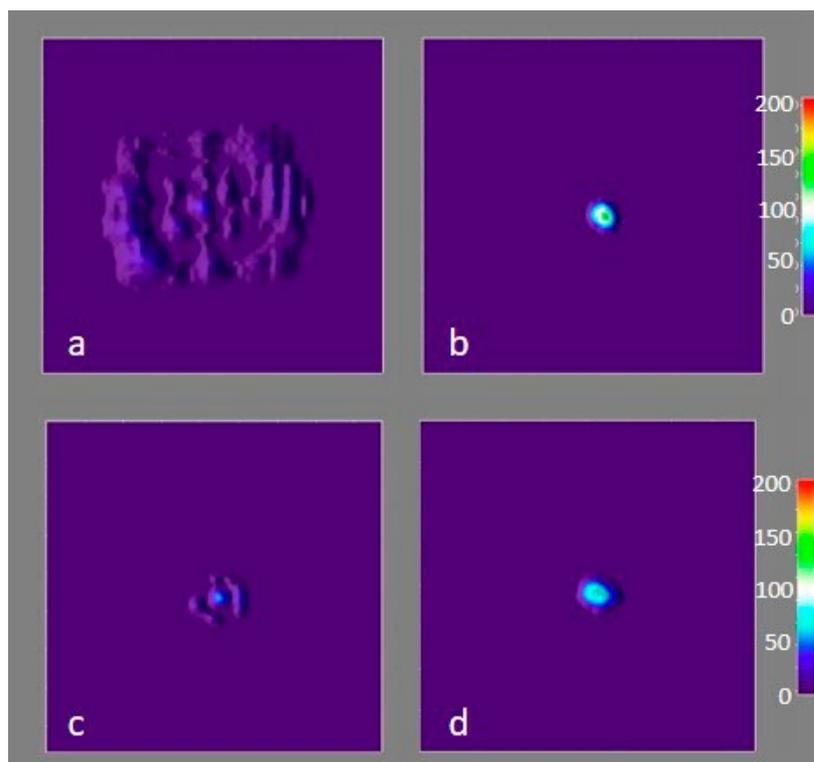


Figura 5.7. Valores experimentales de la ganancia transversal en función del radio  $\rho_1$ , obtenido usando BAO (círculos verdes) y QAO (puntos rojos) en comparación con las curvas teóricas. Se observa que para superresolución (rama de la izquierda), la ecuación 5.4 (línea negra) se ajusta a los valores experimentales, mientras que para apodización (rama de la derecha) es necesaria la aproximación gaussiana propuesta, ecuación 5.15 (línea azul discontinua).

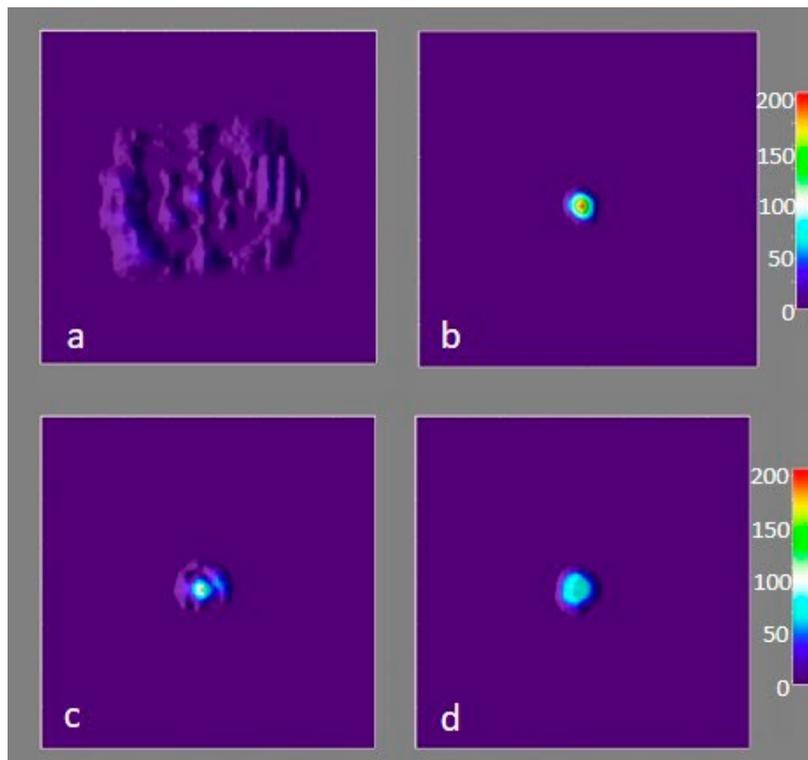
Finalmente vamos a comparar las PSF obtenidas en el plano focal para compensación BAO y QAO combinadas con filtros de superresolución y apodización.

En la figura 5.8 se muestran las imágenes de la PSF correspondientes a un frente de onda aberrado (a), a la compensación BAO (b), a la compensación BAO combinada con un filtro de superresolución (c) y a la compensación BAO combinada con un filtro de apodización (d). Debido a la compensación BAO, la energía se concentra y aparece un máximo central, figura 5.8b. Se aprecia que cuando la compensación BAO se combina con un filtro de superresolución, (figura 5.8c), o apodización, (figura 5.8d), la intensidad del pico de la PSF decrece y el ancho disminuye o aumenta respectivamente. En la figura 5.38c, también se observa cómo aparece un anillo debido a la superresolución.



*Figura 5.8. PSF correspondiente al frente de onda aberrado con un desenfoque (a). PSF correspondiente a la compensación BAO (b). PSF correspondiente a la combinación de la compensación BAO con un filtro superresolutivo (c) y apodizador (d).*

En el caso de la compensación cuaternaria, QAO, la figura 5.9 muestra la PSF correspondiente a un frente de onda aberrado (a), a una compensación QAO (b), a una compensación QAO combinada con un filtro de superresolución (c) y a una compensación QAO combinada con un filtro apodizador (d). El comportamiento es similar al de la compensación BAO excepto por la altura del máximo de la PSF que es mayor en la compensación QAO.



*Figura 5.9. PSF correspondiente al frente de onda aberrado con un desenfoque (a). PSF correspondiente a la compensación QAO (b). PSF correspondiente a la combinación de la compensación QAO con un filtro superresolutivo (c) y apodizador (d).*

### 5.3. CONCLUSIONES

En este capítulo se han combinado los filtros de compensación BAO y QAO con filtros pupila de fase que modifican la forma de la PSF produciendo superresolución o apodización. Se ha introducido una nueva aproximación teórica para describir la ganancia transversal de los filtros binarios de fase apodizadores que tiene en cuenta la evolución del primer anillo de la PSF además de la del máximo central. Esta aproximación, proporciona valores teóricos que se ajustan mucho mejor que la teoría estándar, al comportamiento experimental.

La implementación de los filtros en nuestro montaje experimental se lleva a cabo por medio del SLM del sistema de DAO. La ventaja de este método es que se pueden aplicar fácilmente las técnicas de DAO con filtros para reformar la PSF. Es suficiente con sumar el filtro compensador a estos últimos para generar uno nuevo, de tal manera que se realiza la compensación del frente de onda y modifica la PSF al mismo tiempo. Hemos comprobado que la combinación de ambos filtros es efectiva tanto para realizar la compensación del frente de onda como para modificar la PSF.

Los resultados experimentales confirman que la teoría estándar sobrestima la capacidad de los filtros binarios de fase de producir apodización. Los valores de la ganancia transversal se ajustan a los obtenidos teóricamente a través de la nueva aproximación.



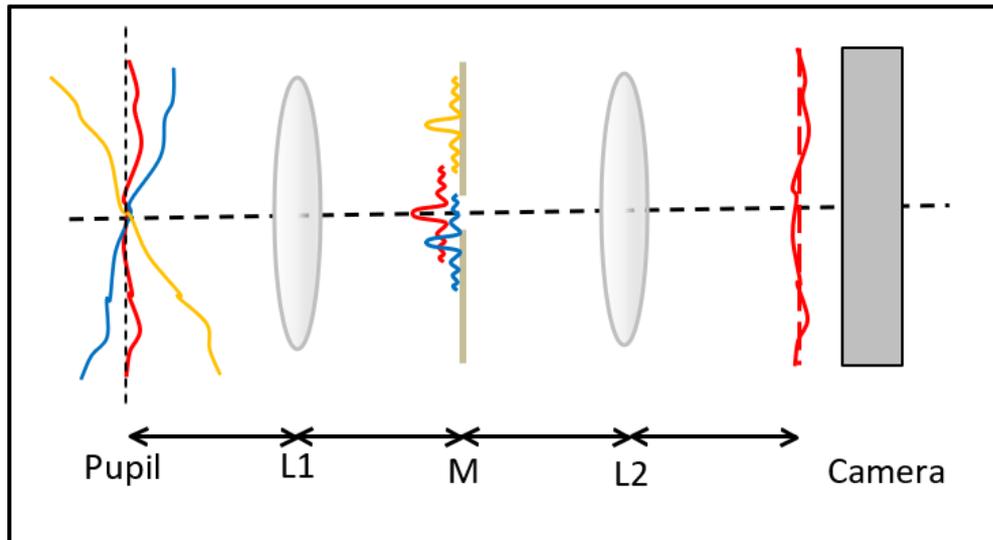
## 6. BAO Y QAO CON OBJETOS EXTENSOS

### 6.1. INTRODUCCIÓN

Actualmente la aplicación de la óptica adaptativa a los telescopios solares terrestres está ganando mucho interés (Schmidt et ál., 2016). Para obtener imágenes de alta resolución del sol es necesario superar dos problemas principalmente. Por un lado, el anisoplanatismo de la atmósfera, que reduce la eficacia de la AO a una región de aproximadamente 10 segundos de arco. Por otro lado, la fuente de referencia, el sol, presenta una superficie cuya estructura varía temporalmente. Este problema puede subsanarse utilizando un S-H correlacionado (Townson et ál., 2017). Este proceso de correlación es largo en comparación con el tiempo de coherencia de las turbulencias durante el día, alrededor de 5 ms (Kellerer et ál., 2012). En Rimmele et ál. (2011), se hace una descripción de la técnica.

En este capítulo se han analizado los resultados de aplicar las compensaciones BAO y QAO descritas en el capítulo 4, cuando la referencia es una fuente de luz extensa, es decir, incoherente.

En el esquema del PDI mostrado en la figura 6.1, los frentes de onda aberrados, situados en la pupila de entrada del sistema óptico se focalizan por la lente L1 sobre la máscara M. El agujero central de la máscara M ha de estar centrado con una de las estructuras del objeto extenso, cuyo frente de onda genera la referencia con la que interfieren el resto de los frentes de onda tras atravesar la lente L2. El interferograma resultante es recogido por la cámara del PDI situada a la distancia focal de la lente L2.



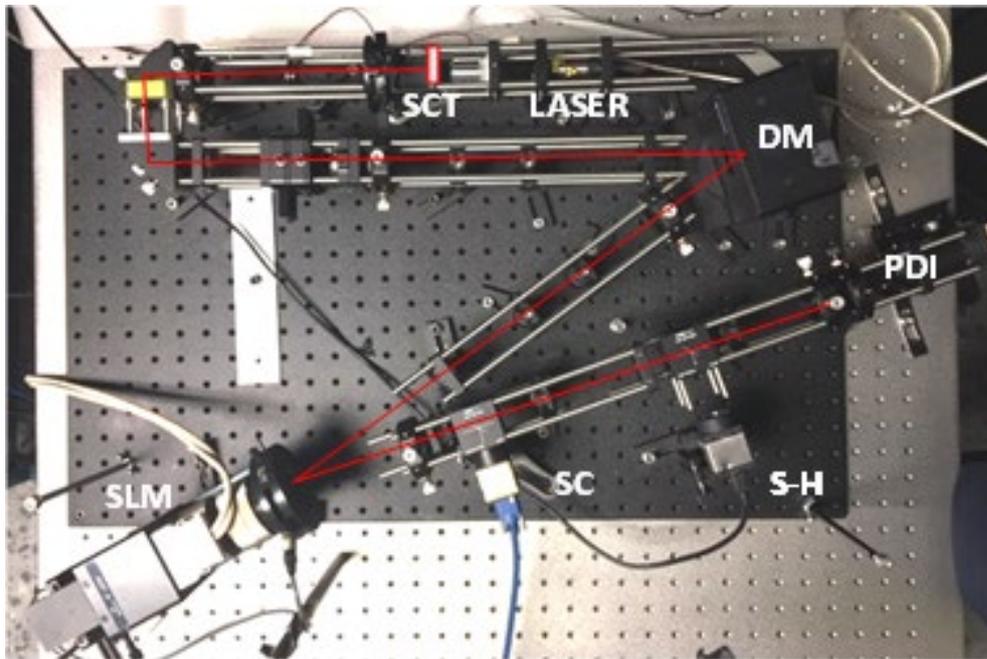
*Figura 6.1. Sensor PDI consistente en sistema 4-f formado por las lentes L1 y L2, y la máscara M situada en el plano focal común. Una cámara colocada tras la lente L2, registra el interferograma.*

En la figura 6.1 se han considerado tres frentes de onda aberrados provenientes de tres puntos diferentes del objeto extenso. La línea roja representa un frente de onda aberrado, pero no inclinado. La PSF de este frente de onda se ha centrado con el agujero central de la máscara M, lo que produce un interferograma nítido en el plano imagen. La línea azul, representa otro frente de onda aberrado e inclinado que genera una PSF desplazada respecto al agujero de la máscara M, por lo tanto, la energía de la referencia que genera es de baja intensidad y desplazado respecto a la referencia del frente de onda centrado. Un tercer frente de onda, línea amarilla, representa otro punto del objeto más alejado del representado por la línea roja y por tanto mucho más inclinado que el frente de onda representado por la línea azul. La PSF generada por este frente de onda está muy desplazada respecto al agujero de la máscara M y no produce referencia, solo introduce un fondo constante en el plano de la cámara. Por tanto, la cámara registra el interferograma correspondiente al punto del objeto cuya PSF está centrada con la máscara M más una serie de interferogramas de bajo contraste correspondientes a los puntos del objeto cercanos al central, más un fondo constante generado por los puntos del objeto lejanos respecto al punto central.

El interferograma resultante aparece difuminado y con poco contraste. Para aumentar el contraste es suficiente con recortar el campo de visión del sensor, reduciendo la pupila de entrada, para reducir la energía alrededor del agujero de la máscara M en el PDI. La nitidez del interferograma se puede aumentar utilizando un agujero central de menor tamaño, pero esto implica un menor contraste y por tanto es necesario realizar un estudio particular en cada experimento para encontrar el balance óptimo.

## 6.2. VALIDACION EXPERIMENTAL

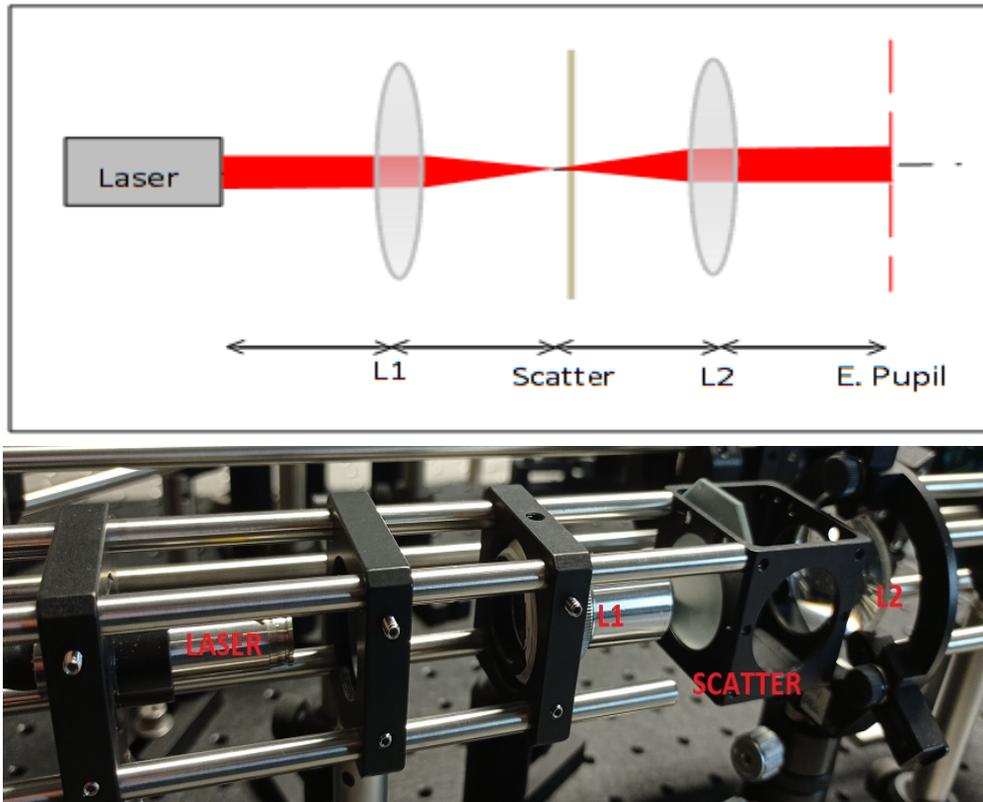
Se ha utilizado el montaje experimental mostrado en la figura 4.6 al que se le ha modificado la fuente de luz.



*Figura 6.2. Montaje experimental modificado para iluminar con una fuente extensa incoherente. Esta iluminación consta de un difusor, SCT (Scatter).*

Se ha utilizado una iluminación como la propuesta por Mantel et ál. (2016). La fuente extensa se genera iluminando con un láser y una lente auxiliar a un difusor (SCT, Scatter) situado fuera de foco. La figura 6.3 muestra el esquema con dos lentes y el difusor correspondiente a esta iluminación.

La configuración mostrada en la figura 6.3 permite modificar el tamaño de la fuente, manteniendo una estructura completamente aleatoria.



*Figura 6.3. Arriba, esquema del montaje experimental diseñado para obtener un objeto extenso, por medio de una fuente incoherente. Abajo, modificación de la iluminación en el montaje experimental de DAO para simular un objeto extenso.*

Siguiendo el mismo método explicado en la sección 4.2, se han realizado las compensaciones BAO y CAO de frentes de onda con defocus y aberración aleatoria.

La figura 6.4 muestra la secuencia de interferogramas y máscaras binarias obtenida en el proceso de compensación de una aberración consistente en un desenfoque.

La figura 6.5 muestra la secuencia obtenida en el proceso de compensación de una aberración aleatoria.

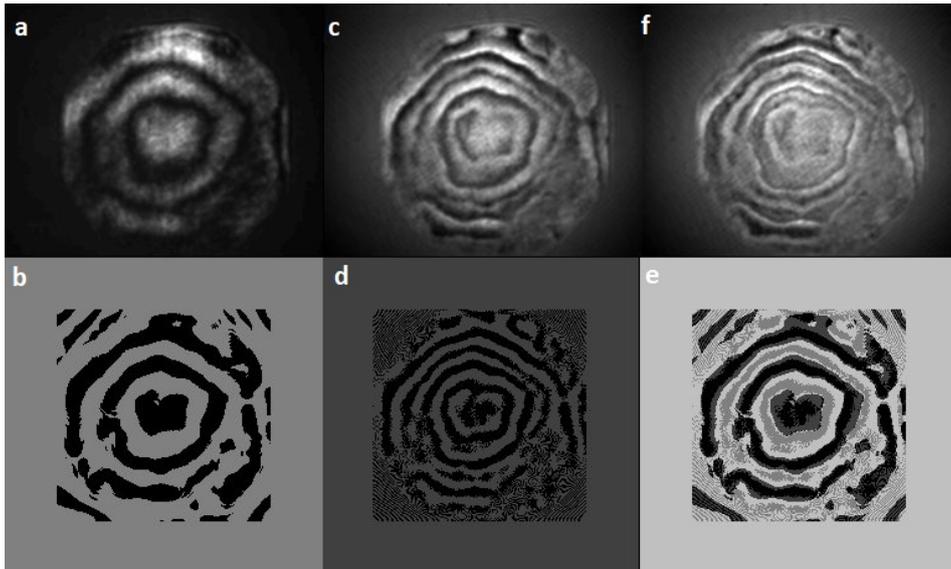


Figura 6.4. Interferograma del frente de onda aberrado con un desenfoque (a). Función binaria, BF1, obtenida de la binarización de la figura 6.4a (b). Interferograma del frente de onda compensado BAO (c). Función binaria, BF2, obtenida tras la binarización de la figura 6.4c (d). Función de cuatro niveles obtenida sumando BF1+BF2 (e). Interferograma del frente de onda compensado QAO.

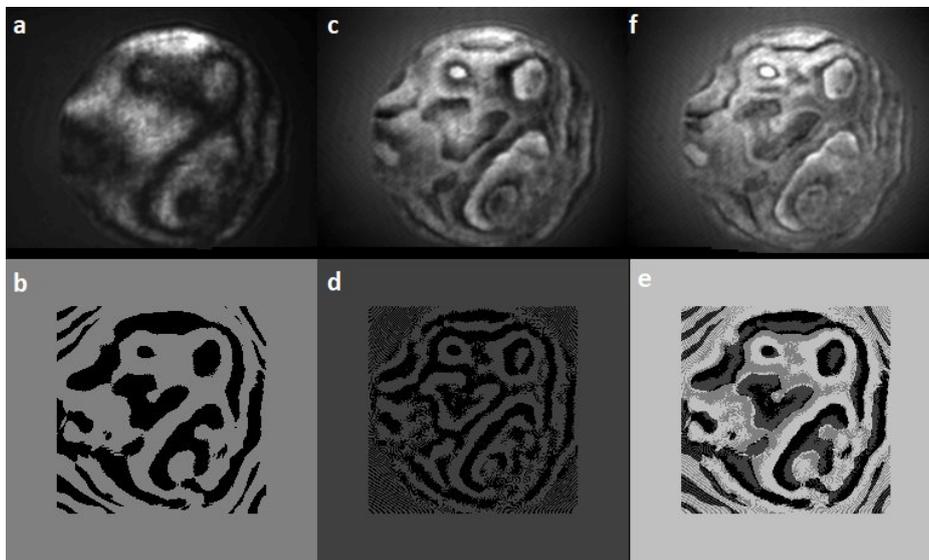
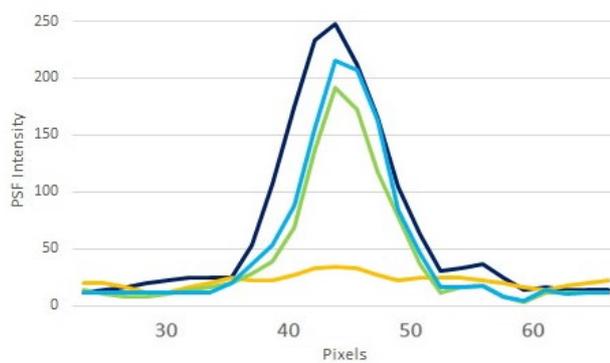


Figura 6.5. Interferograma del frente de onda aberrado aleatoriamente (a). Función binaria, BF1, obtenida de la binarización de la figura 6.5a (b). Interferograma del frente de onda compensado BAO (c). Función binaria, BF2, obtenida tras la binarización de la figura 6.5c (d). Función de cuatro niveles obtenida sumando BF1+BF2 (e). Interferograma del frente de onda compensado QAO.

## Resultados y análisis

El efecto de la aplicación de la técnica se muestra en la figura 6.6 para un ejemplo de aberración aleatoria. En la imagen se representan los cortes transversales de la PSF obtenida para el frente de onda plano (azul oscuro), aberrado (amarillo), tras la compensación BAO (verde) y tras la compensación QAO (azul claro). Se observa claramente que el Strehl aumenta al aumentar el grado de compensación.



*Figura 6.6. Corte transversal, en niveles de gris, de la PSF. El frente de onda plano está representado por la línea azul oscura. El frente de onda aberrado la línea amarilla. El frente de onda tras la compensación BAO, la línea verde. El frente de onda tras la compensación QAO, la línea azul claro.*

Analizamos dos parámetros diferentes para estudiar el grado de compensación alcanzado tras aplicar esta técnica: La desviación estándar de la intensidad del interferograma producido en el PDI, lo cual da una idea de la homogeneidad de la fase en el interferograma, y el Strehl conseguido tras realizar las compensaciones BAO y QAO.

Se han utilizado las mismas aberraciones que empleamos en el capítulo 4. La tabla 6.1 corresponde al caso de frentes de onda cóncavos, donde se muestran el Strehl obtenido en cada una de las compensaciones y la desviación estándar para los tres radios de curvatura diferentes. Un Strehl igual a uno corresponde a una configuración plana del DM y un SLM sin compensación de fase. Para obtener el error en el Strehl hemos repetido el proceso 10 veces. Los errores obtenidos están alrededor del 5% para el Strehl y del 2,5% para la varianza en todos los casos.

**Tabla 6.1. Strehl y desviación estándar de los tres desenfocos cóncavos con radio decreciente**

<b>Cóncavo</b>	<b>Diferencia de fase <math>2\pi</math> pico-valle</b>		<b>Diferencia de fase <math>4\pi</math> pico-valle</b>		<b>Diferencia de fase <math>6\pi</math> pico-valle</b>	
	<b>SR</b>	<b><math>\sigma_1</math></b>	<b>SR</b>	<b><math>\sigma_1</math></b>	<b>SR</b>	<b><math>\sigma_1</math></b>
<b>QAO</b>	1,00	38	0,85	41	0,75	40
<b>BAO</b>	0,85	41	0,76	42	0,65	42
<b>Aberrado</b>	0,50	47	0,22	49	0,16	51

En la tabla 6.2 se muestra los resultados, pero obtenidos con la serie de frentes de onda convexos.

**Tabla 6.2. Strehl y desviación estándar de los tres desenfocos convexos con radio decreciente**

<b>Convexo</b>	<b>Diferencia de fase <math>2\pi</math> pico-valle</b>		<b>Diferencia de fase <math>4\pi</math> pico-valle</b>		<b>Diferencia de fase <math>6\pi</math> pico-valle</b>	
	<b>SR</b>	<b><math>\sigma_1</math></b>	<b>SR</b>	<b><math>\sigma_1</math></b>	<b>SR</b>	<b><math>\sigma_1</math></b>
<b>QAO</b>	0,87	39	0,73	40	0,66	40
<b>BAO</b>	0,74	42	0,45	42	0,40	43
<b>Aberrado</b>	0,16	48	0,12	46	0,11	47

En ambas tablas vemos que el comportamiento general es un aumento de Strehl y una disminución de la desviación estándar a medida que se alcanza un mayor grado de compensación (QAO).

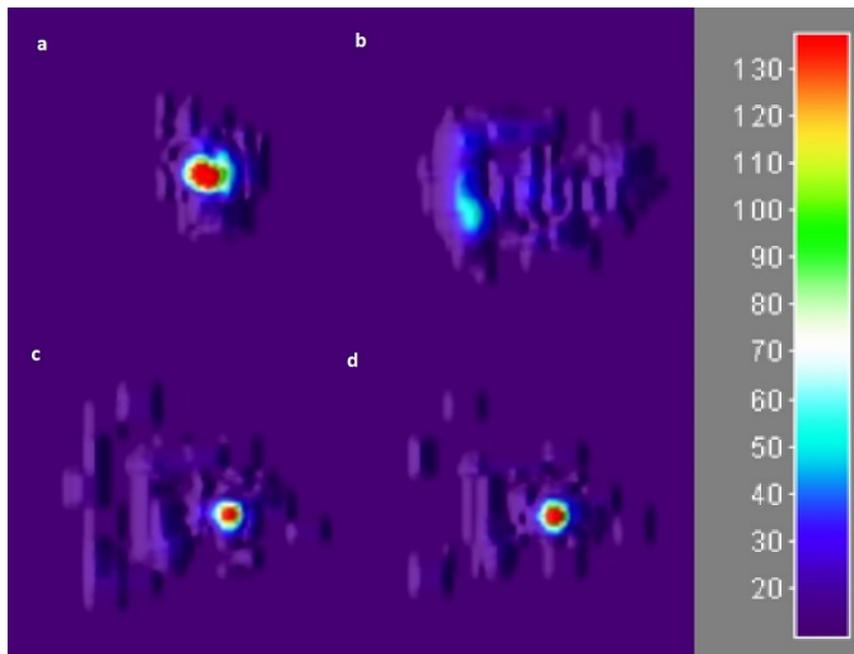
Por otro lado, en las tablas 6.1 y 6.2 se observa como algunos valores sobrepasan los límites teóricos de Strehl para las compensaciones BAO (0,41) y QAO (0,81) cuando el frente de onda presenta una aberración débil. Este resultado se puede explicar teniendo en cuenta que el montaje experimental introduce en el frente de onda un leve astigmatismo como se observa en la figura 6.7, lo cual influye a la hora de obtener la referencia. En frentes de onda fuertemente aberrados, no se ha alcanzado el límite teórico, esto es debido a que la necesidad de un mayor número de actuadores en el elemento compensador crece a medida que la complejidad de la aberración del frente de onda aumenta.

**Tabla 6.3. Strehl y desviación estándar de las tres aberraciones aleatorias con intensidad creciente.**

<u>Aleatorio</u>	<u>Aberración débil</u>		<u>Aberración media</u>		<u>Aberración fuerte</u>	
	SR	$\sigma_1$	SR	$\sigma_1$	SR	$\sigma_1$
<b>QAO</b>	0,99	39	0,84	42	0,47	41
<b>BAO</b>	0,85	43	0,72	44	0,25	44
<b>Aberrado</b>	0,37	47	0,25	50	0,20	52

La tabla 6.3 presenta los resultados para tres casos de aberración aleatoria (baja, media y fuerte). Observamos que a pesar de que los tres casos presentan un Strehl alto antes de la compensación BAO, tanto la aberración débil como la intermedia sobrepasan el límite teórico. Sin embargo, en la aberración fuerte a pesar de comenzar con un Strehl similar, aunque algo más bajo, las compensaciones BAO y QAO están lejos de alcanzar el límite teórico. Este resultado es debido a la limitada resolución del SLM usado en el proceso. Estos resultados son consistentes con los obtenidos en el capítulo 4.

En la figura 6.7 se compara la imagen de la PSF obtenida durante el proceso de compensación. La figura 6.7a muestra la imagen de la PSF del frente de onda antes de introducir la aberración. Se observa que tiene un pequeño astigmatismo. La figura 6.7b muestra la PSF tras introducir una aberración aleatoria débil, aberración débil en la tabla 6.3. La energía del pico decae significativamente y aparecen *speckles* alrededor de este. Tras realizar la compensación BAO, figura 6.7c, la energía vuelve a reagruparse en el pico central y además el astigmatismo se ha compensado. Finalmente, tras la compensación QAO el *speckle* residual tiende a desaparecer y el pico central aumenta significativamente, figura 6.7d. Por tanto, se puede considerar que el experimento confirma que en el caso de fuentes extensas la compensación BAO y QAO se pueden aplicar satisfactoriamente para realizar una compensación del frente de onda de una manera sencilla y eficaz.



*Figura 6.7. PSF del frente de onda sin aberrar (a). PSF del frente de onda aberrado (b). PSF del frente de onda tras la compensación BAO (c). PSF del frente de onda tras la compensación QAO (d).*

### 6.3. CONCLUSIONES

Hemos simulado un objeto extenso por medio de un difusor, el cual, a partir de una fuente coherente y monocromática, ha generado una onda incoherente monocromática.

Hemos comprobado experimentalmente como la técnica DAO propuesta en el capítulo 4 también es aplicable también a la compensación de frentes de onda aberrados procedentes de objetos extensos, aunque no se ha realizado el análisis del tamaño máximo de la fuente que se puede compensar.

La única limitación de la técnica es que, para efectuar una compensación eficaz, es necesario centrar un máximo de la imagen del objeto con la máscara del PDI.



## 7. OCOAO (OPTICAL-COMPONENT-ONLY ADAPTIVE OPTICS)

### 7.1. INTRODUCCIÓN

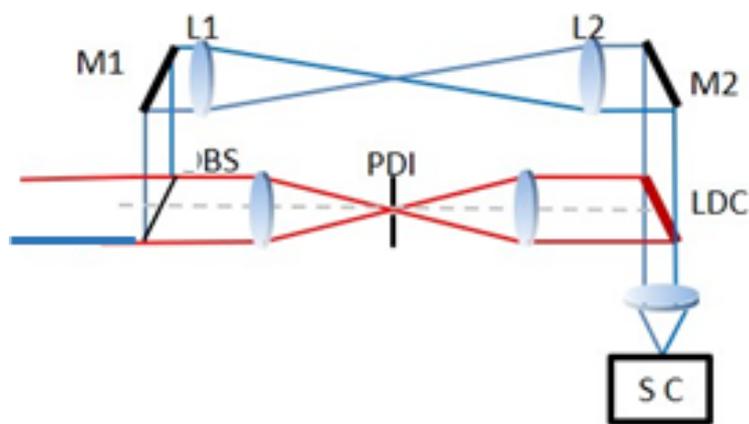
En la década de los 80 Fisher et ál. (1983) introdujeron el concepto de óptica adaptativa totalmente óptica (AOAO, All-optical adaptive optics). La idea era prescindir, en la medida de lo posible, de todo dispositivo eléctrico para realizar la compensación del frente de onda. La técnica utilizada fue conocida como “bucle de fase de interferencia”, estaba basada en el uso de un modulador espacial de fase (SLM) de tipo microcanal y consistía en ejecutar procesos en paralelo de AOAO. La idea fue aplicada en diferentes sistemas ópticos (Vorontsov et ál., 1989; Shirai et ál., 2002), donde la compensación del frente de onda se realizó por medio de un SLM configurado ópticamente. Desde entonces, diversos enfoques han tratado de abordar el problema mediante la detección y compensación del frente de onda por medio de SLMs. Como ejemplo Martínez-Cuenca et ál. (2011), utiliza un SLM para sensor y compensar las aberraciones del frente de onda y Akondi et ál. (2014), desarrolla un sensor de frente de onda sintonizable basado en un SLM.

En este capítulo, introducimos una técnica para realizar una compensación BAO, pero a diferencia de los trabajos anteriormente citados, no se ha utilizado ningún tipo de SLM o dispositivo electrónico para llevar a cabo el proceso de compensación, con lo que solo se utilizan elementos ópticos (OCOAO). En este método, el interferograma generado por el PDI se proyecta directamente sobre un vidrio fotosensible o LDC (light-driven cristal) cuyas propiedades ópticas varían en función de la intensidad de la luz que recibe y puede, a su vez modificar la amplitud o la fase del campo eléctrico de la onda que lo atraviesa. Así, el LDC realiza las funciones del SLM, dado que el LDC modulado por el interferograma realiza la compensación del frente de onda aberrado.

Esta técnica, OCOAO, puede tener un gran número de aplicaciones: comunicación óptica en espacio libre, imágenes por satélite o microscopía, entre otras. Además, al no necesitar de dispositivos electrónicos ni fuentes externas de energía, lo hace especialmente interesante en lugares de difícil acceso, como satélites o entornos sumergidos bajo el agua, en industrias o en lugares peligrosos.

En la figura 7.1 se muestra un esquema general del funcionamiento de OCOAO. Un divisor de haz (BS, beam splitter) divide la energía incidente en dos caminos. Uno de los haces atraviesa el PDI y el interferograma generado llega al LDC. La transmitancia del LDC es modulada por este interferograma. El segundo haz se propaga libremente hasta alcanzar el LDC. Una vez lo atraviesa, es compensado por la modulación registrada en este.

Cuando la longitud de onda de observación es diferente a la utilizada para activar el LDC se puede usar un BS dicróico. En este caso, se ha de modificar el tamaño del interferograma y re-escalarlo al tamaño del frente de onda que se pretende compensar.



*Figura 7.1. Esquema del principio de funcionamiento de la óptica adaptativa totalmente óptica. Considerando un frente de onda incidente, un divisor de haz dicróico, BS, envía una de las longitudes de onda hacia el PDI, que produce un interferograma que modula el LDC. El haz de la otra longitud de onda viaja a través de los espejos M1 y M2 y un sistema 4-f formado por las lentes L1 y L2 hasta el LDC modulado. Este haz se propaga a través de un sistema 4-f para que el plano del BS y el LDC estén conjugados. Finalmente, una lente focaliza el frente de onda compensado, en la cámara de ciencia, SC.*

En el montaje experimental descrito en la figura 7.1, se pueden utilizar dos tipos de LDC. Si se utiliza un cristal fotocromico, el interferograma generado en el PDI y proyectado sobre él, generara una modulación en la transmitancia de este. Esto, genera directamente la máscara de amplitud en la pupila (Osborn et ál., 2009; Vettenburg et ál., 2011), ya que el LDC se encuentra en un plano conjugado con la pupila de entrada del sistema. Sin embargo, si se utiliza un cristal capaz de producir un retardo en la fase de  $\pi$  en la radiación que lo atraviesa (filtro de fase), se generara una compensación de media longitud de onda. En cualquiera de los casos, es innecesaria la presencia de ningún dispositivo electrónico u ordenador para llevar a cabo el proceso y el sistema funcionará de manera indefinida. Por tanto, se puede considerar el sistema como auto-compensado ya que es el propio frente de onda aberrado el que modifica el sistema para ser compensado.

OCOAO, comparte las características de la técnica BAO y por tanto el Strehl alcanzable es 0.41. Para mejorar este resultado, se puede realizar una segunda compensación con resultados equivalentes a la compensación QAO. Para ello, habría que duplicar el montaje y un segundo LDC habría de introducir un retardo en la fase de  $\pi/2$  en las áreas iluminadas, lo que permitiría alcanzar un Strehl de 0.81.

OCOAO a pesar de ser equivalente a la compensación BAO estándar, presenta algunas particularidades. Esta técnica no puede realizarse en lazo cerrado dado que el sensor de frente de onda siempre está colocado antes del compensador. Por otro lado, la velocidad de compensación se ve limitada por el tiempo de respuesta del LDC. Esta última característica del sistema hace que la elección del LDC sea particularmente crítica en relación con la aplicación para la que se destine el sistema.

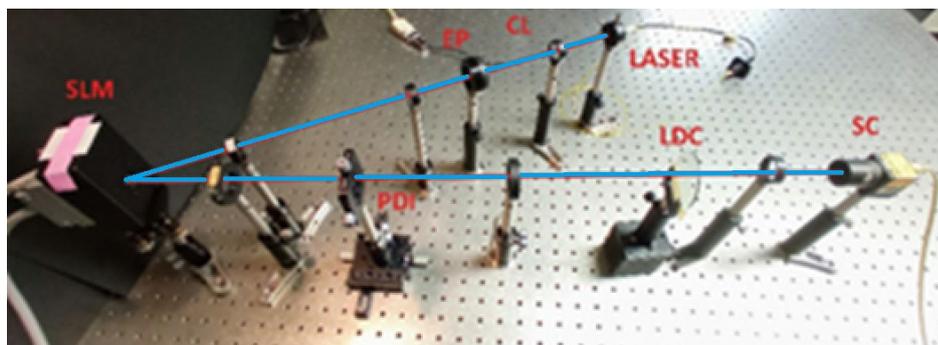
Finalmente, en OCOAO, la energía que atraviesa el PDI ha de ser la correspondiente al ancho de banda espectral capaz de modificar las características de transmisión del LDC, esto es, el haz que atraviesa el PDI y genera el interferograma, ha de tener la longitud de onda capaz de modular el LDC. La longitud de onda de este haz no tiene que coincidir necesariamente con la del haz cuyo frente de onda se quiere corregir. En la figura 7.1, las longitudes de onda que modulan el LDC (línea roja) atraviesan el PDI y generan el interferograma que registra el LDC, mientras que el resto de las longitudes de onda (línea azul) viajan por otro camino hasta el frente de onda atraviesa el LDC y es compensado.

A pesar de estas limitaciones, OCOAO tiene las ventajas de su simplicidad y su idoneidad para numerosas aplicaciones.

## 7.2. VALIDACIÓN EXPERIMENTAL

### Dispositivo experimental

Para llevar a cabo el experimento de validación, se ha utilizado un montaje simplificado con respecto al de la figura 7.1, como se muestra en la figura 7.2. La diferencia entre este montaje experimental y el esquema del principio fundamental de la técnica mostrado en la anterior figura radica en que no se divide el haz en dos caminos, donde las frecuencias capaces de modular el LDC atraviesan el PDI y el resto se propaga libremente hasta compensarse al atravesar el LDC. Aquí, un haz monocromático, cuya frecuencia es capaz de modular el LDC atraviesa el PDI y una vez modulado el LDC, el PDI se retira y el haz que se propaga libremente ahora, se compensa al atravesar el LDC. Esto es posible por las características del LDC utilizado, ya que su tiempo de respuesta es lo suficientemente lento para llevar a cabo las medidas por medio de este proceso.



*Figura 7.2. Dispositivo experimental simplificado. Un frente de onda plano es aberrado en el SLM. Este frente de onda se propaga a través del PDI produciendo un interferograma que modula el LDC. Después la máscara del PDI es retirada y una lente focaliza el frente de onda compensado en la cámara de ciencia, SC.*

La fuente de luz es un diodo láser pigtail monomodo (LP405-SF10 Thorlabs) que emite en 405nm. El frente de onda se colima en la lente CL (collimator). El frente de onda plano alcanza el SLM (Hamamatsu X13267-01), donde se introduce una aberración en la fase. Tras el SLM, el frente de onda aberrado atraviesa el PDI. Este PDI está formado por dos lentes con focales 10 y 20 cm respectivamente, que forman un sistema 4-f con una magnificación de x2. En el plano focal intermedio de ambas lentes se ha colocado la máscara de fase. La máscara de fase es la misma utilizada en el capítulo 4, consiste en un cristal plano con un elemento cilíndrico de fase de diámetro aproximadamente  $2\lambda/D$  (el diámetro de la pupila de entrada es de 4mm). En OCOAO es importante utilizar una máscara de fase dado que, de utilizar una máscara de amplitud, la energía del haz se reduce drásticamente y el interferograma no modula el LDC suficientemente. Las focales de las lentes y las distancias han sido elegidas de tal manera que el SLM y el LDC se encuentran situados en planos conjugados. En este experimento, el LDC es un cristal fotocromico estándar utilizado en gafas de sol.

En la compensación BAO, capítulo 4, el contraste del interferograma puede ser mejorado por medio de una umbralización digital aplicada al registrado por la cámara del PDI. Incluso esta imagen puede ser re-escalada para ajustarse al tamaño apropiado para una compensación óptima. Sin embargo, en este experimento, la posición del PDI es crucial a la hora de realizar la compensación ya que tanto el contraste como el tamaño del interferograma dependen directamente de esta configuración.

Finalmente, el haz modulado en el LDC atraviesa una lente que forma la imagen en la cámara de ciencia (SC, science camera).

El elemento diferencial en este experimento es el material fotoactivo del LDC. Hay una gran cantidad de moléculas diferentes que tienen propiedades fotoactivas. El estudio de las propiedades y comportamiento de estas moléculas queda fuera del ámbito de este trabajo. Se puede consultar una extensa revisión en Tian et ál. (2016).

Para implementar OCOAO, dos son las características principales del LDC que debemos tener en cuenta. La primera es el tiempo de respuesta de las moléculas presentes en el material fotocromático. Este tiempo ha de ser inferior al tiempo de coherencia del frente de onda aberrado. Para materiales fotocromáticos este tiempo de respuesta es el tiempo que tarda el cristal en volverse opaco o transparente. En el caso de la atmósfera, el tiempo de coherencia es de aproximadamente 10ms y por tanto el tiempo de coherencia del material ha de ser inferior.

Aunque los cristales fotocromáticos de las gafas de sol comerciales, como el utilizado en este experimento, tienen un tiempo de respuesta del orden de segundos, este tiempo puede ser mucho menor utilizando otro tipo de moléculas. Irie (2000), ha observado tiempos de respuesta en moléculas fotoactivas del orden de 10 ps para moléculas de *diarylethene*. Por tanto, dependiendo del lugar de la aplicación de la técnica y el propósito, se ha de seleccionar cuidadosamente el tipo de cristal utilizado.

El segundo aspecto a tener en cuenta es la transparencia. La transmitancia del material depende del tipo de cristal, la energía del haz utilizado, la temperatura, etc. Por tanto, debemos tener presente el propósito de aplicación de esta técnica, una vez más, para seleccionar el cristal adecuado.

En este experimento de validación, hemos utilizado un cristal de gafas de sol comerciales (Hoya SBX), cuyo tiempo de respuesta, para alcanzar la saturación cuando se ilumina con luz láser de 405nm, es de varios segundos. El tiempo de respuesta no es crucial en este experimento dado que la compensación se realiza sobre un frente de onda con aberraciones estáticas. Dependiendo de la intensidad de luz recibida, la transmitancia del cristal varía entre un 24-86%, lo que reduce la eficacia del dispositivo para compensar frentes de onda aberrados.

Para este experimento usamos un material fotocromico, esto es, un material cuya modulaci3n del frente de onda se realiza en amplitud. Este tipo de materiales son particularmente 3tiles para bloquear las 3reas del frente de onda cuya fase es superior a  $\pi$ , después de haber sido encapsulada entre  $0 - 2\pi$ . Obviamente, parte de la energ3a se pierde por el efecto de máscara que se genera en el material fotocromico. Sin embargo, es posible utilizar compuestos calcogenuros, los cuales modulan el frente de onda en fase. Estos compuestos presentan la propiedad de variar su índice de refracci3n cuando son iluminados. Por otro lado, una selecci3n apropiada del espesor del cristal fotocromico permitir3 obtener diferencias de fase entre las 3reas iluminadas y no iluminadas igual a  $\pi$ . En Kim et ál. (1995) se puede encontrar un ejemplo de modulaci3n de fase binaria, con fases  $0 - \pi$ . Finalmente, el tiempo de respuesta depende de diversos aspectos como la intensidad de la iluminaci3n, la temperatura, el grosor del cristal, etc., lo que hace que var3e en un rango que puede ir desde varios segundos hasta milisegundos (Abduljalim et ál., 2011). Por lo tanto, este tipo de cristales con anisotrop3a foto-inducida pueden ser utilizados para generar la máscara de fase.

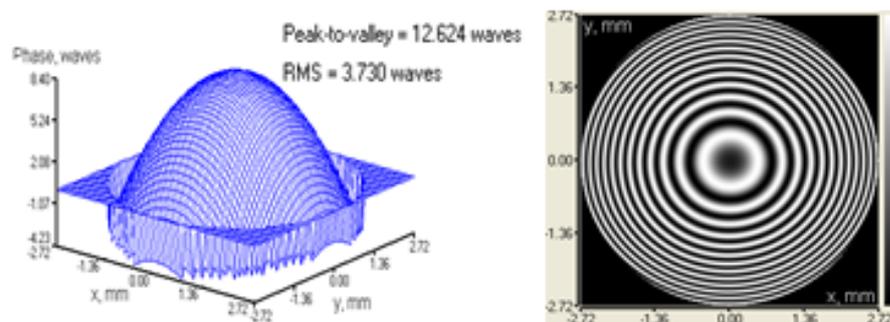
## Resultados

En nuestro experimento hemos seguido un proceso de tres pasos para llevar a cabo la compensación del frente de onda utilizando OCOAO.

1. En primer lugar, hemos retirado la máscara del PDI y recogido la imagen de la PSF del sistema óptico en la cámara de ciencia.
2. Después hemos colocado de nuevo la máscara en el PDI para registrar el interferograma en el LDC.
3. Finalmente hemos retirado de nuevo la máscara del PDI y recogido la imagen de la nueva PSF en la cámara de ciencia. Esto ha sido posible debido al elevado tiempo de respuesta del LDC, que ha mantenido la modulación registrada en el segundo paso durante el tiempo suficiente.

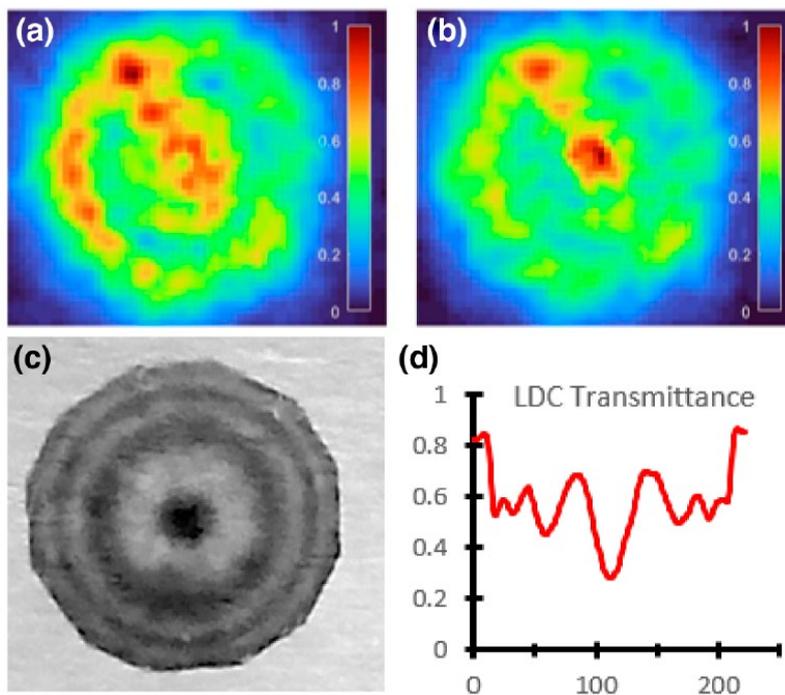
Este procedimiento lo hemos repetido utilizando diferentes tiempos de exposición en el segundo paso, para encontrar el tiempo adecuado. El tiempo dependerá de diferentes parámetros, como la intensidad del haz empleado, la longitud de onda o el tipo de LDC.

Hemos comprobado el comportamiento del dispositivo en la compensación de diferentes tipos de aberraciones, como desenfoque y aberraciones aleatorias, utilizando el SLM.



*Figura 7.3. Fase del frente de onda e interferograma correspondiente al desenfoque introducido. Las imágenes se han obtenido a través de un sensor de frente de onda Shack-Hartmann externo (OKO 13x13 microlentes)*

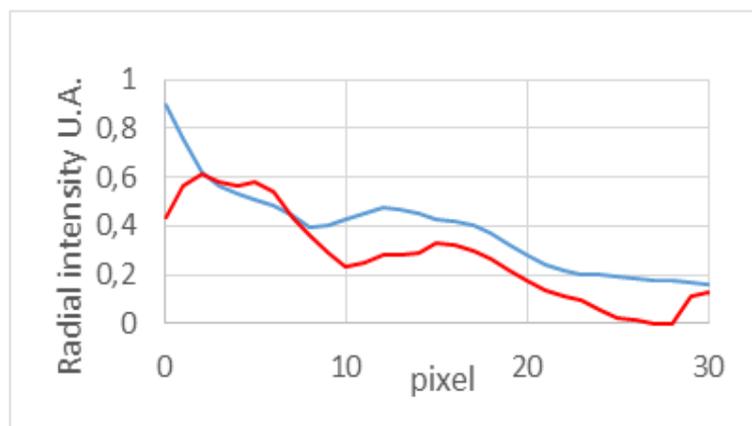
En primer lugar, se ha analizado un desenfoque y para ello hemos colocado una lente con distancia focal 500mm cerca de la lente colimadora (CL), y se ha utilizado el SLM para variar ligeramente el desenfoque total del sistema. En la figura 7.3. se muestran el frente de onda y un interferograma de la aberración generada, obtenidos por medio de un sensor de frente de onda tipo Shack-Hartmann (OKO 13x13 microlentes). Con esta configuración, hemos repetido los 3 pasos previamente mencionados. La figura 7.4a muestra la PSF registrada en la cámara de ciencia (SC) en el primer paso, donde la máscara del PDI ha sido retirada. La figura 7.4b muestra la PSF obtenida después del tercer paso donde se observa claramente la corrección del desenfoque que se consigue con la compensación. La figura 7.4.c muestra la modulación en transmisión en el LDC producida por el interferograma generado a través del PDI y la figura 7.4.d corresponde a un corte transversal de la transmitancia del LDC.



*Figura 7.4. En (a) se observa como la PSF del desenfoque presenta un agujero central. Una vez compensado, este agujero se ha transformado en un pico central (b). En (c) se observa la modulación del LDC llevada a cabo por el interferograma generado a través del PDI y finalmente (d) muestra un corte transversal de la transmitancia del LDC.*

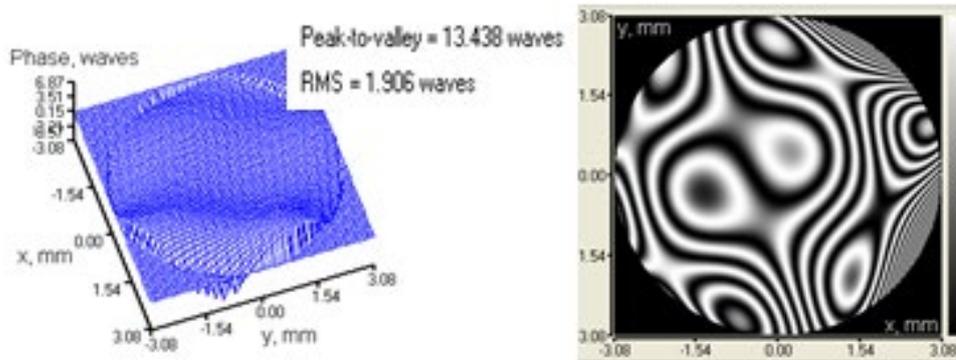
La PSF original con desenfoque tiene un agujero central levemente distorsionado debido a las imperfecciones del LDC, (figura 7.4a). Después de la compensación, el agujero central observado ha evolucionado claramente en un pico, (figura 7.4b). Esta evolución queda patente en la figura 7.5, donde se representa el perfil radial de intensidad de la figura 7.4a en color rojo y de la figura 7.4b en color azul.

El efecto de máscara de amplitud que desempeña el LDC depende de la capacidad de modulación de su transmitancia y su eficiencia en el de bloqueo de la luz. En este caso, el rango de transmitancia del LDC va desde 0.84 hasta 0.26. Lo que implica una absorción extra constante en todo el filtro y que el LDC no es capaz de bloquear de manera eficaz con transmisión nula. Por otro lado, la transmitancia del LDC tampoco tiene un comportamiento binario. La figura 7.4d muestra la transmitancia a lo largo de un corte transversal de la figura 7.4c. Es por esto por lo que comparar el Strehl antes y después de la corrección no sería realista. Para cuantificar el efecto de la compensación, se ha calculado la razón entre el pico de mayor intensidad y la desviación estándar del fondo, o lo que es lo mismo el cociente señal-ruido (SNR, signal-to-noise ratio). En la figura 7.4a, el pico de mayor intensidad se encuentra en el anillo que rodea al agujero central y presenta un  $SNR = 7.9$ . Tras la compensación, el pico de mayor intensidad en la figura 7.4b se encuentra en el centro y presenta un  $SNR = 16.5$ .



*Figura 7.5. En rojo se observa el perfil radial de intensidad normalizado, figura 7.4a. La línea azul representa el mismo perfil correspondiente a la figura 7.4b. Se observa como el agujero central de la primera imagen se convierte claramente en un pico debido a la acción del LDC.*

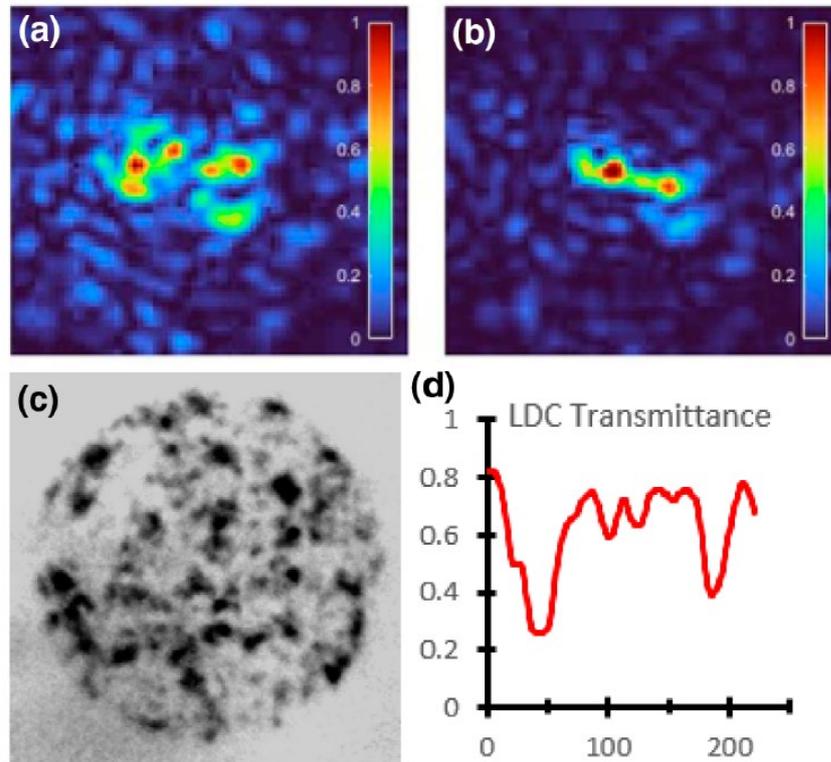
El segundo experimento ha sido considerar un frente de onda con aberración aleatoria, como el que se muestra en la figura 7.6 y cuyos resultados mostramos en la figura 7.7.



*Figura 7.6. Fase del frente de onda e interferograma correspondiente a la aberración aleatoria. Las imágenes se han obtenido a través de un sensor de frente de onda Shack-Hartmann externo (OKO 13x13 microlentes).*

La imagen registrada en la cámara de ciencia (figura 7.7a), tras el primer paso del proceso, contiene múltiples picos y la intensidad está distribuida en un área amplia formando un moteado de speckle. En el segundo paso se ha modulado el LDC formando la máscara de la figura 7.7c. La imagen del frente de onda compensado se muestra en la figura 7.7b, donde se observa un pico central. Por tanto, la máscara generada en el LDC en el segundo paso elimina el speckle inicial y permite al pico central crecer. En este caso, el SNR evoluciona desde  $SNR = 5.9$  para el frente de onda sin compensar, hasta  $SNR = 10.8$  para el frente de onda compensado.

Podemos concluir que a pesar del uso de un cristal fotocromático comercial para gafas de sol, se ha reducido el ruido en gran medida y se ha obtenido un incremento de SNR en las diferentes aberraciones utilizadas, aunque como se ha indicado previamente, la elección del cristal fotocromático es crucial.



*Figura 7.7. En (a) se observa un Speckle correspondiente a la PSF de la aberración aleatoria. Una vez compensado el frente de onda, se observa como la energía se concentra en un núcleo central (b). En (c) se observa la modulación del LDC llevada a cabo por el interferograma generado a través del PDI y finalmente (d) muestra un corte transversal de la transmitancia del LDC modulado.*

### 7.3. CONCLUSIONES

Se ha introducido una nueva técnica de óptica adaptativa, OCOAO, basada únicamente en elementos ópticos, que es capaz de, al menos parcialmente, compensar el frente de onda sin necesidad de dispositivos electrónicos. La luz del interferograma generado en el PDI modula las propiedades ópticas del cristal fotocromico, LDC. El frente de onda aberrado se compensa al atravesar el LDC y el cociente señal ruido de la PSF resultante aumenta significativamente.

La técnica presenta ventajas como la simplicidad del dispositivo, no necesita de fuentes externas y puede ser implementado en entornos industriales o de difícil acceso como comunicación óptica en espacio libre, microscopía o imágenes por satélite. Su principal inconveniente es que no permite trabajar en lazo cerrado, la compensación es parcial (aunque podría alcanzarse un Strehl de 0.81) y requiere de una cuidadosa selección del material fotoactivo utilizado para la compensación en cada aplicación. A pesar de estas limitaciones, OCOAO es una técnica sencilla y eficaz. La validación experimental confirma que la técnica funciona y que una adecuada selección del LDC es crucial.

## 8. CONCLUSIONES

Hasta ahora, la óptica adaptativa discreta había consistido en la introducción de una máscara binaria de valores  $0 - \pi$ , con lo que la compensación lograda era limitada. En este trabajo, capítulo 4, se ha extendido la técnica generando una máscara de valores  $0 - \pi/2$ , que sumada a la anterior genera una nueva máscara de cuatro niveles:  $0 - \pi/2 - \pi - 3\pi/2$ . Para obtener esta nueva máscara, solamente es necesario repetir el mismo proceso dos veces sin la necesidad de nuevos dispositivos o cálculos. Por tanto, se trata de una compensación discreta del frente de onda de cuatro niveles (QAO).

La clave para poder realizar la compensación QAO es el uso de una nueva máscara en el PDI que introduce un retardo en la fase  $\pi/2$  entre el frente de onda aberrado y el frente de onda de referencia.

Las ventajas de la compensación QAO incluyen todas las de BAO, dado que son inherentes a la óptica adaptativa discreta cuando se lleva a cabo por medio de un PDI: estimación rápida y directa de la fase, un amplio muestreo del frente de onda y un rango dinámico casi infinito, dado que el elemento compensador solo necesita producir un número finito de valores de fase (4 para QAO). Incluso como no es necesaria la reconstrucción del frente de onda, el tiempo empleado entre la detección y la reconstrucción se acorta. La ventaja de QAO respecto BAO es un aumento del cociente de Strehl del 0.41 a 0.81.

Desde el punto de vista de los resultados experimentales, se ha verificado que el Strehl de la PSF aumenta según se pasa de compensación binaria a cuaternaria, aunque en algunos casos el valor no alcanza el límite teórico. Mas allá de los errores en la detección y la generación de la máscara, se ha comprobado que cuando el frente de onda está aberrado por modulaciones de alta frecuencia, es necesario un número de actuadores suficientemente alto para alcanzar una compensación eficaz.

También se comprueba que la compensación del frente de onda llevada a cabo con esta técnica no solo compensa las aberraciones introducidas por el elemento aberrador, sino que también compensa las aberraciones introducidas por el dispositivo óptico.

Una vez llevado a cabo este experimento, en el capítulo 5, se han combinado los filtros de compensación BAO y QAO con filtros pupila de fase que modifican la forma de la PSF produciendo superresolución o apodización. Se ha elaborado una nueva aproximación teórica para describir la ganancia transversal de los filtros binarios de fase apodizadores que tiene en cuenta la evolución del primer anillo de la PSF además de la del máximo central. Esta aproximación, proporciona valores teóricos que se ajustan mucho mejor que la teoría estándar, al comportamiento experimental.

La implementación de los filtros en nuestro montaje experimental se lleva a cabo por medio del SLM del sistema de óptica adaptativa discreta. Es suficiente con sumar el filtro compensador a los filtros de pupila para generar uno nuevo, de tal manera que se realiza la compensación del frente de onda y modifica la PSF al mismo tiempo. Hemos comprobado que la combinación de ambos filtros es efectiva tanto para realizar la compensación del frente de onda como para modificar la PSF.

Los resultados experimentales confirman que la teoría estándar sobrestima la capacidad de los filtros binarios de fase de producir apodización. Los valores de la ganancia transversal se ajustan a los obtenidos teóricamente a través de la nueva aproximación.

Hemos comprobado experimentalmente como la técnica DAO propuesta en el capítulo 4 es aplicable también a la compensación de frentes de onda aberrados procedentes de objetos extensos. Para ello, hemos simulado un objeto extenso por medio de un difusor a partir de una fuente coherente y monocromática. A pesar de no haber realizado el análisis del tamaño de la fuente máximo que se puede compensar, los resultados obtenidos se aproximan al límite teórico.

Por otro lado, en un último apartado, se ha introducido una nueva técnica de óptica adaptativa, OCOAO, que únicamente utiliza elementos ópticos. Por tanto, OCOAO es capaz de compensar parcialmente el frente de onda sin necesidad de dispositivos electrónicos. La luz del interferograma generado por el PDI modula las propiedades ópticas del cristal fotocrómico, LDC. El frente de onda aberrado se compensa al atravesar el LDC y el cociente señal ruido de la PSF resultante aumenta significativamente.

La técnica presenta ventajas como la simplicidad del dispositivo, no necesita de fuentes externas y puede ser implementado en entornos industriales o de difícil acceso como comunicación óptica en espacio libre, microscopía o imágenes por satélite. Su principal inconveniente es que no permite trabajar en lazo cerrado, la compensación es parcial (aunque podría alcanzarse un Strehl de 0.81) y requiere de una cuidadosa selección del material fotoactivo utilizado para la compensación en cada aplicación. A pesar de estas limitaciones, OCOAO es una técnica sencilla y eficaz. La validación experimental confirma que la técnica funciona y que una adecuada selección del LDC es crucial.



## 9. APÉNDICES

### 9.1. FABRICACIÓN DEL ELEMENTO DE FASE

La máscara ha sido fabricada por intercambio de iones plata/sodio en un cristal consistente en una mezcla de óxido de calcio e hidróxido de sodio, en el que una de sus caras contenía una máscara de aluminio. Finalmente, por medio de dos etapas de fotolitografía se ha obtenido la máscara. En primer lugar, se introdujo un sustrato de cristal plano con una de sus caras recubierta de aluminio en una cámara con un alto grado de vacío hasta que se ha obtenido una fina capa de  $0,3 \mu\text{m}$ ; entonces se depositó una capa de fotorresistente sobre la de aluminio por centrifugación. Al mismo tiempo, se imprimió un disco de  $3,92\text{mm}$  de diámetro en papel glossy y se fotorredujo sobre la capa de recubrimiento. Para ello, se ha utilizado un amplificador Linhof con un objetivo Schneider Xenon-Sapphire 4,5/95 que trabaja con una magnificación de  $-0,075$  y se ha utilizado toda su apertura para optimizar la resolución en el centro del campo. El original ha sido iluminado con cuatro lámparas de mercurio comerciales de  $125\text{W}$  cada una durante 2 horas. Después de revelar la fotorresina, grabar el aluminio y retirar la fotorresina sobrante, se obtuvo un disco de aluminio sobre un sustrato de cristal transparente. Esta máscara intermedia fue fotorreducida de nuevo de manera similar (segunda etapa). Sin embargo, la iluminación en esta etapa fue por transmisión con un sistema Khoeler consistente en una lente colocada antes de la máscara intermedia que marcó una imagen generada por el objetivo Schneider, iluminado por una sola lámpara de mercurio. El tiempo de exposición de la máscara intermedia fue de 15 minutos, para obtener un disco de aluminio de  $24\mu\text{m}$  de diámetro como máscara final. Además, otro disco similar de  $18 \mu\text{m}$  fue fabricado.

Estas placas de cristal con las máscaras fueron introducidas en una mezcla de sodio y sales de nitrato de plata fundida. En el proceso, los cationes de plata se difuminan en el cristal y remplazan a los de sodio que forman sal. Esto, forma una capa uniforme de intercambio con una concentración de plata decreciente desde la superficie hasta el interior del sustrato.

El grosor de la capa aumenta con el tiempo y la plata se introduce más rápidamente según aumenta la temperatura. El índice de refracción del cristal aumenta con la concentración de plata y se genera un gradiente en el índice de refracción. La máscara de aluminio impide a los cationes de plata traspasar la capa del cristal y el índice de refracción permanece constante tras la máscara. Después del proceso de intercambio de iones, se elimina la máscara de aluminio. Cuando la muestra es iluminada perpendicularmente con una onda plana, la sección del frente de onda que atraviesa la capa de intercambio adquiere una fase extra respecto a la parte del frente de onda que atraviesa el cristal, dando como resultado una onda que ya no es plana. Replicando el proceso seguido por Montero-Orille (2013), se obtienen errores menores a  $\lambda/100$  en pantallas de fase  $\pi/2$ . La principal limitación del intercambio de iones para fabricar pantallas de fase radica en la difusión lateral en los bordes de la máscara, lo cual limita la resolución lateral del elemento a unas pocas micras.

## 10. BIBLIOGRAFÍA

- Abdulhalim, I., Gelbaor, M., Klebanov, M., & Lyubin, V. (2011). Photoinduced phenomena in nano-dimensional glassy As<sub>2</sub>S<sub>3</sub> films. *Optical Materials Express*, 1(7), 1192. <https://doi.org/10.1364/ome.1.001192>
- Acosta, E., Chamadoira, S., & Blendowske, R. (2006). Modified point diffraction interferometer for inspection and evaluation of ophthalmic components. *Journal of the Optical Society of America A*, 23(3), 632. <https://doi.org/10.1364/josaa.23.000632>
- Akondi, V., Jewel, A. R., & Vohnsen, B. (2014). Digital phase-shifting point diffraction interferometer. *Optics Letters*, 39(6), 1641. <https://doi.org/10.1364/ol.39.001641>
- Alcalá Ochoa, N., & De León, Y. P. (2018). Super-resolution with an SLM and two intensity images. *Optics Communications*, 416, 36–40. <https://doi.org/10.1016/j.optcom.2018.01.039>
- Allen J.G., Jankevics A., Wormell D. y Schmutz L. (1987). *Proc. SPIE* 739, 12.
- Angel, J. R. P., Wizinowich, P., Lloyd-Hart, M., & Sandler, D. (1990). Adaptive optics for array telescopes using neural-network techniques. *Nature*, 348(6298), 221–224. <https://doi.org/10.1038/348221a0>
- Babcock, H. W. (1953). The Possibility of Compensating Astronomical Seeing. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 65, 229. <https://doi.org/10.1086/126606>
- Bahn, P. G., & Vertut, J. (1997). *Journey Through the Ice Age* (1st ed.). Univ of California Press.
- Bai, F., & Rao, C. (2010). Experimental validation of closed-loop adaptive optics based on a self-referencing interferometer wavefront sensor and a liquid-crystal spatial light modulator. *Optics Communications*, 283(14), 2782–2786. <https://doi.org/10.1016/j.optcom.2010.03.032>

- Beckers, J. M. (1993). Adaptive Optics for Astronomy: Principles, Performance, and Applications. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 31(1), 13–62. <https://doi.org/10.1146/annurev.aa.31.090193.000305>
- Bensimon, D., Englander, A., Karoubi, R., & Weiss, M. (1981). Measurement of the probability of getting a lucky short-exposure image through turbulence. *Journal of the Optical Society of America*, 71(9), 1138. <https://doi.org/10.1364/josa.71.001138>
- Braganca, P. (2017, 21 septiembre). Astrology: Why Your Zodiac Sign and Horoscope Are Wrong. *Livescience.Com*. <https://www.livescience.com/4667-astrological-sign.html>
- Birch, P. M., Gourlay, J., Love, G. D., & Purvis, A. (1998). Real-time optical aberration correction with a ferroelectric liquid-crystal spatial light modulator. *Applied Optics*, 37(11), 2164. <https://doi.org/10.1364/ao.37.002164>
- Broughton, P. (1985). The First Predicted Return of Comet Halley. *Journal for the History of Astronomy*, 16(2), 123–133. <https://doi.org/10.1177/002182868501600203>
- Cagigal, M. P., Oti, J. E., Canales, V. F., & Valle, P. J. (2004). Analytical design of superresolving phase filters. *Optics Communications*, 241(4–6), 249–253. <https://doi.org/10.1016/j.optcom.2004.07.024>
- Canales, V. F., de Juana, D. M., & Cagigal, M. P. (2004). Superresolution in compensated telescopes. *Optics Letters*, 29(9), 935. <https://doi.org/10.1364/ol.29.000935>
- Canales, V. F., Oti, J. E., & Cagigal, M. P. (2005). Three-dimensional control of the focal light intensity distribution by analytically designed phase masks. *Optics Communications*, 247(1–3), 11–18. <https://doi.org/10.1016/j.optcom.2004.11.051>
- Cardenas, I. A., (2010) “La Ecuación del péndulo no lineal en mecánica clásica y en cristales líquidos colestéricos” Universidad de Sonora.
- Crabtree, P., Woods, C. L., Khoury, J., & Goda, M. (2007). Binary phase-only filtering for turbulence compensation in fiber-coupled free-space laser communication systems. *Applied Optics*, 46(34), 8335. <https://doi.org/10.1364/ao.46.008335>
- Davis, J., & Tango, W. (1996). Measurement of the Atmospheric Coherence Time. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 108, 456. <https://doi.org/10.1086/133747>

- De Juana, D. M., Oti, J. E., Canales, V. F., & Cagigal, M. P. (2003). Design of superresolving continuous phase filters. *Optics Letters*, 28(8), 607. <https://doi.org/10.1364/ol.28.000607>
- De Juana, D. M., Canales, V. F., Valle, P. J., & Cagigal, M. P. (2004). Focusing properties of annular binary phase filters. *Optics Communications*, 229(1–6), 71–77. <https://doi.org/10.1016/j.optcom.2003.10.040>
- Fatemi, F. K., & Bashkansky, M. (2006). Cold atom guidance using a binary spatial light modulator. *Optics Express*, 14(4), 1368. <https://doi.org/10.1364/oe.14.001368>
- Fisher, A. D., & Warde, C. (1983). Technique for real-time high-resolution adaptive phase compensation. *Optics Letters*, 8(7), 353. <https://doi.org/10.1364/ol.8.000353>
- Fried, D. L. (1965). Statistics of a Geometric Representation of Wavefront Distortion. *Journal of the Optical Society of America*, 55(11), 1427. <https://doi.org/10.1364/josa.55.001427>
- Fried, D. L. (1966). Optical Resolution Through a Randomly Inhomogeneous Medium for Very Long and Very Short Exposures. *Journal of the Optical Society of America*, 56(10), 1372. <https://doi.org/10.1364/josa.56.001372>
- Fugate, R. Q., Spinhirne, J. M., Moroney, J. F., Cleis, R. A., Oliner, M. D., Boeke, B. R., Ellerbroek, B. L., Higgins, C. H., Ruane, R. E., Swindle, D. W., Jelonek, M. P., Lange, W. J., Slavin, A. C., Wild, W. J., Winker, D. M., & Wynia, J. M. (1994). Two generations of laser-guide-star adaptive-optics experiments at the Starfire Optical Range. *Journal of the Optical Society of America A*, 11(1), 310. <https://doi.org/10.1364/josaa.11.000310>
- Gaffard J.P. y Boyer C. (1989). *Proc. SPIE* 1114, 105.
- Goad L.E., Roddier F., Beckers J.M. y Eisenhardt P. (1986). *Proc. SPIE*, 628, 305.
- Greenwood, D. P. (1977). Bandwidth specification for adaptive optics systems\*. *Journal of the Optical Society of America*, 67(3), 390. <https://doi.org/10.1364/josa.67.000390>

- Greenwood, D. P., & Fried, D. L. (1976). Power spectra requirements for wave-front-compensative systems\*. *Journal of the Optical Society of America*, 66(3), 193. <https://doi.org/10.1364/josa.66.000193>
- Guenther, D. A., and Walker, W. F., (2007). "Optimal Apodization Design for Medical Ultrasound Using Constrained Least Squares. Part II: Simulation Results," *IEEE Transactions on Ultrasonics Ferroelectrics and Frequency Control* 54(2), 343-358.
- Hardy, J.W. & MacGovern, A. J., (1987) "Shearing Interferometry: A Flexible Technique For Wavefront Measurement", *Proc. SPIE 0816, Interferometric Metrology*. <https://doi.org/10.1117/12.941765>
- Hassinger, S., & Peterson, N. (s. f.). GALILEO AND THE STARS. <http://galileo.rice.edu>.
- Hu, P. H., Stone, J., & Stanley, T. (1989). Application of Zernike polynomials to atmospheric propagation problems. *Journal of the Optical Society of America A*, 6(10), 1595. <https://doi.org/10.1364/josaa.6.001595>
- Huang, X., & Tan, J. (2019). Axial super-resolution using a double-zone pinhole in a confocal microscope. *Optics Letters*, 45(1), 232. <https://doi.org/10.1364/ol.45.000232>
- Irie, M. (2000). Diarylethenes for Memories and Switches. *Chemical Reviews*, 100(5), 1685–1716. <https://doi.org/10.1021/cr980069d>
- Kellerer, A., Gorceix, N., Marino, J., Cao, W., & Goode, P. R. (2012). Profiles of the daytime atmospheric turbulence above Big Bear solar observatory. *Astronomy & Astrophysics*, 542, A2. <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201218844>
- Kim, H. M., Jeong, J. W., Kwak, C. H., & Lee, S. S. (1995). Binary phase spatial modulation using photoinduced anisotropy in amorphous As<sub>2</sub>S<sub>3</sub> thin film. *Applied Optics*, 34(26), 6008. <https://doi.org/10.1364/ao.34.006008>
- Kolmogorov, A. N. (1968). LOCAL STRUCTURE OF TURBULENCE IN AN INCOMPRESSIBLE VISCOUS FLUID AT VERY HIGH REYNOLDS NUMBERS. *Soviet Physics Uspekhi*, 10(6), 734–746. <https://doi.org/10.1070/pu1968v010n06abeh003710>
- Kowalczyk, A. P., Makowski, M., Ducin, I., Sypek, M., & Kolodziejczyk, A. (2018). Collective matrix of spatial light modulators for increased resolution in holographic image projection. *Optics Express*, 26(13), 17158. <https://doi.org/10.1364/oe.26.017158>

- Landes, D. S., & Aveni, A. F. (1991). Empires of Time: Calendars, Clocks, and Cultures. *Technology and Culture*, 32(3), 596. <https://doi.org/10.2307/3106114>
- Lending, J. (s. f.). Kidinnu and ancient Babylonian astronomy. <http://ircamera.as.arizona.edu>.
- Love, G.D., Myers, R., Purvis, A., & Sharples, R. (1993) "A new approach to adaptive wavefront correction using a liquid crystal half-wave phase shifter," in ICO-16 Conference on Active and Adaptive Optics (European Southern Observatory), pp. 295–300.
- Love, G. D., Andrews, N., Birch, P., Buscher, D., Doel, P., Dunlop, C., Major, J., Myers, R., Purvis, A., Sharples, R., Vick, A., Zadrozny, A., Restaino, S. R., & Glindemann, A. (1995). Binary adaptive optics: atmospheric wave-front correction with a half-wave phase shifter. *Applied Optics*, 34(27), 6058. <https://doi.org/10.1364/ao.34.006058>
- Lynch, C., Devaney, N., & Dainty, C. (2019). Locally adaptive super-resolution through spatially variant interpolation. *Applied Optics*, 58(11), 2920. <https://doi.org/10.1364/ao.58.002920>
- Magail, J. (s. f.). Arts rupestres - Anthropologie - Archeoastronomie. <http://art-rupestre.chez-alice.fr>.
- Mantel, K. & Nercissian, V. (2016). "Reducing phase singularities in speckle interferometry by coherence tailoring". <http://dio.org/10.48550/arXiv.1611.02987>
- Martínez-Cuenca, R., Durán, V., Arines, J., Ares, J., Jaroszewicz, Z., Bará, S., Martínez-León, L., & Lancis, J. (2011). Closed-loop adaptive optics with a single element for wavefront sensing and correction. *Optics Letters*, 36(18), 3702. <https://doi.org/10.1364/ol.36.003702>
- Montero-Orille, C., Moreno, V., Prieto-Blanco, X., Mateo, E. F., Ip, E., Crespo, J., & Liñares, J. (2013). Ion-exchanged glass binary phase plates for mode-division multiplexing. *Applied Optics*, 52(11), 2332. <https://doi.org/10.1364/ao.52.002332>

- Mosley, A. (1988). Liquid crystal tv displays: Principles and applications of liquid crystal displays. *Displays*, 9(4), 208. [https://doi.org/10.1016/0141-9382\(88\)90069-8](https://doi.org/10.1016/0141-9382(88)90069-8)
- NASA. (s. f.). Hubble Space Telescope. [https://www.nasa.gov/mission\\_pages/hubble/main/index.html](https://www.nasa.gov/mission_pages/hubble/main/index.html)
- Neil, M. A. A., Booth, M. J., & Wilson, T. (1998). Dynamic wave-front generation for the characterization and testing of optical systems. *Optics Letters*, 23(23), 1849. <https://doi.org/10.1364/ol.23.001849>
- Noll, R. J. (1976). Zernike polynomials and atmospheric turbulence\*. *Journal of the Optical Society of America*, 66(3), 207. <https://doi.org/10.1364/josa.66.000207>
- Osborn, J., Myers, R. M., & Love, G. D. (2009). PSF halo reduction in adaptive optics using dynamic pupil masking. *Optics Express*, 17(20), 17279. <https://doi.org/10.1364/oe.17.017279>
- Racine, R. (2006). The Strehl Efficiency of Adaptive Optics Systems. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 118(845), 1066–1075. <https://doi.org/10.1086/505990>
- Rimmele, T. R., & Marino, J. (2011). Solar Adaptive Optics. *Living Reviews in Solar Physics*, 8. <https://doi.org/10.12942/lrsp-2011-2>
- Roddier, F. (1988). Curvature sensing and compensation: a new concept in adaptive optics. *Applied Optics*, 27(7), 1223. <https://doi.org/10.1364/ao.27.001223>
- Roggemann, M. C., Tyler, D. W., & Bilmont, M. F. (1992). Linear reconstruction of compensated images: theory and experimental results. *Applied Optics*, 31(35), 7429. <https://doi.org/10.1364/ao.31.007429>
- Rousset G., Primot J. y Fontanella J.C. (1987). Proc. of LEST workshop on adaptive optics in solar observations (F. Merkle, O. Engvold y R. Falomo eds.) LEST Tech. Rep. 28, 17.
- Sales, T. R. M. (1998). Smallest Focal Spot. *Physical Review Letters*, 81(18), 3844–3847. <https://doi.org/10.1103/physrevlett.81.3844>
- Schmidt, D., Rimmele, T., Marino, J., & Wöger, F. (2016). A review of solar adaptive optics. *Adaptive Optics Systems V*. <https://doi.org/10.1117/12.2232085>

- Séchaud M., Rousset G., Michau V., Fontanella J.C., Cuby J.G. et ál. (1991). Proc. SPIE, 1543, 479.
- Servin, M., Marroquin, J. L., & Cuevas, F. J. (2001). Fringe-follower regularized phase tracker for demodulation of closed-fringe interferograms. *Journal of the Optical Society of America A*, 18(3), 689. <https://doi.org/10.1364/josaa.18.000689>
- Sheppard, C. J. R., & Hegedus, Z. S. (1988). Axial behavior of pupil-plane filters. *Journal of the Optical Society of America A*, 5(5), 643. <https://doi.org/10.1364/josaa.5.000643>
- Sheppard, C. J. R., Calvert, G., & Wheatland, M. (1998). Focal distribution for superresolving toraldo filters. *Journal of the Optical Society of America A*, 15(4), 849. <https://doi.org/10.1364/josaa.15.000849>
- Sheppard, C. J. R., Ledesma, S., Campos, J., & Escalera, J. C. (2007). Improved expressions for performance parameters for complex filters. *Optics Letters*, 32(12), 1713. <https://doi.org/10.1364/ol.32.001713>
- Shirai, T., & Barnes, T. H. (2002). Adaptive restoration of a partially coherent blurred image using an all-optical feedback interferometer with a liquid-crystal device. *Journal of the Optical Society of America A*, 19(2), 369. <https://doi.org/10.1364/josaa.19.000369>
- Smartt, R. N., & Steel, W. H. (1975). Theory and Application of Point-Diffraction Interferometers. *Japanese Journal of Applied Physics*, 14(S1), 351. <https://doi.org/10.7567/jjaps.14s1.351>
- Stupakiewicz, A., Szerenos, K., Afanasiev, D., Kirilyuk, A., & Kimel, A. V. (2017). Ultrafast nonthermal photo-magnetic recording in a transparent medium. *Nature*, 542(7639), 71–74. <https://doi.org/10.1038/nature20807>
- Tatarski, V. I., Silverman, R. A., & Chako, N. (1961). Wave Propagation in a Turbulent Medium. *Physics Today*, 14(12), 46–51. <https://doi.org/10.1063/1.3057286>
- The Galileo Project | Biography | Telescope. (s. f.). <http://galileo.rice.edu>. <http://galileo.rice.edu>

- Tian, H., & Zhang, J. (2016). *Photochromic Materials: Preparation, Properties and Applications*. Wiley-Vch.
- Townson, M. J., & Saunter, C. D. (2017). Reducing the field of view in correlating wavefront sensors for solar adaptive optics. *Proc. of AO4ELT5, Tenerife, Canary Island-s, Spain*.
- Vettenburg, T., & Harvey, A. R. (2011). Correction of optical phase aberrations using binary-amplitude modulation. *Journal of the Optical Society of America A*, 28(3), 429. <https://doi.org/10.1364/josaa.28.000429>
- Vorontsov, M., Katulin, V., & Naumov, A. (1989). Wavefront control by an optical-feedback interferometer. *Optics Communications*, 71(1–2), 35–38. [https://doi.org/10.1016/0030-4018\(89\)90299-x](https://doi.org/10.1016/0030-4018(89)90299-x)
- Whitehouse, D. (2003, 21 enero). BBC NEWS | Science/Nature | «Oldest star chart» found. <http://news.bbc.co.uk>.
- Wilkinson, R. A. E. O. H. (2017). *The Complete Gods and Goddesses of Ancient Egypt* (Illustrated ed.). Thames & Hudson.
- Zhao, L., Dai, Y., Zhao, J., & Zhou, X. (2017). Super-resolution pupil filtering for visual performance enhancement using adaptive optics. *Journal of Modern Optics*, 65(8), 907–913. <https://doi.org/10.1080/09500340.2017.1414895>
- Zheng, M., Ogura, Y., & Tanida, J. (2008). Three-dimensional dynamic optical manipulation by combining a diffractive optical element and a spatial light modulator. *Optical Review*, 15(2), 105–109. <https://doi.org/10.1007/s10043-008-0015-y>

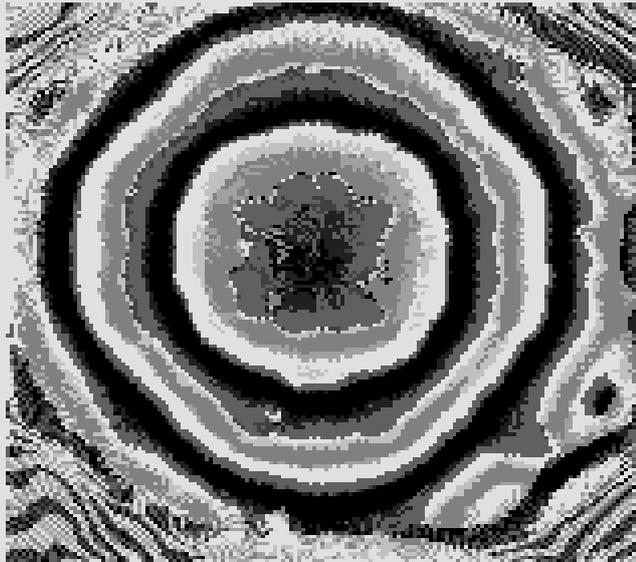
Agradecer a la Universidad de Cantabria tantos años de formación y al instituto de Astrofísica de Canarias la oportunidad de trabajar y formarme en sus instalaciones, en especial a la figura de Roberto y a Miguel Ángel.











En este trabajo se aborda el problema que presenta la obtención de imágenes ópticas de calidad a partir de frentes de onda aberrados por el paso de la luz por medios inhomogéneos como la atmósfera.

Se ha desarrollado la técnica de óptica adaptativa discreta más allá de la actual corrección de dos niveles utilizando un interferómetro de difracción por punto adaptado para alcanzar una corrección de cuatro niveles. Se ha llevado a cabo la combinación de la técnica de óptica adaptativa discreta con filtros pupila de fase binarios para modificar la forma de la PSF, de manera que se obtenga un efecto de superresolución o apodización, en un solo paso. Se ha introducido un nuevo modelo para calcular el rendimiento de los filtros de apodización, corrigiendo un modelo anterior menos preciso.

La técnica de óptica adaptativa discreta propuesta ha sido evaluada para compensar frentes de onda provenientes de objetos extensos, verificando su eficacia.

Finalmente, se introduce un método para realizar óptica adaptativa binaria por medios totalmente ópticos sin la ayuda de ningún dispositivo electrónico u optoelectrónico.

This thesis addresses the problem of obtaining quality optical images from wavefronts aberrated by the passage of light through inhomogeneous media such as the atmosphere.

The discrete adaptive optics technique has been developed beyond the present two-level correction by using a point diffraction interferometer adapted to achieve four-level correction. The combination of the discrete adaptive optics technique with binary phase pupil filters has been carried out to modify the shape of the PSF, so as to obtain a super-resolution or apodization effect, in a single step. A new model has been introduced to calculate the performance of the apodization filters, correcting a previous less accurate model.

The proposed discrete adaptive optics technique has been evaluated to compensate wavefronts coming from large objects, verifying its effectiveness.

Finally, a method for realizing binary adaptive optics by all-optical means without the aid of any electronic or optoelectronic device is introduced.