

ADVERTIMENT. La consulta d'aquesta tesi queda condicionada a l'acceptació de les següents condicions d'ús: La difusió d'aquesta tesi per mitjà del servei TDX (www.tesisenxarxa.net) ha estat autoritzada pels titulars dels drets de propietat intel·lectual únicament per a usos privats emmarcats en activitats d'investigació i docència. No s'autoritza la seva reproducció amb finalitats de lucre ni la seva difusió i posada a disposició des d'un lloc aliè al servei TDX. No s'autoritza la presentació del seu contingut en una finestra o marc aliè a TDX (framing). Aquesta reserva de drets afecta tant al resum de presentació de la tesi com als seus continguts. En la utilització o cita de parts de la tesi és obligat indicar el nom de la persona autora.

ADVERTENCIA. La consulta de esta tesis queda condicionada a la aceptación de las siguientes condiciones de uso: La difusión de esta tesis por medio del servicio TDR (www.tesisenred.net) ha sido autorizada por los titulares de los derechos de propiedad intelectual únicamente para usos privados enmarcados en actividades de investigación y docencia. No se autoriza su reproducción con finalidades de lucro ni su difusión y puesta a disposición desde un sitio ajeno al servicio TDR. No se autoriza la presentación de su contenido en una ventana o marco ajeno a TDR (framing). Esta reserva de derechos afecta tanto al resumen de presentación de la tesis como a sus contenidos. En la utilización o cita de partes de la tesis es obligado indicar el nombre de la persona autora.

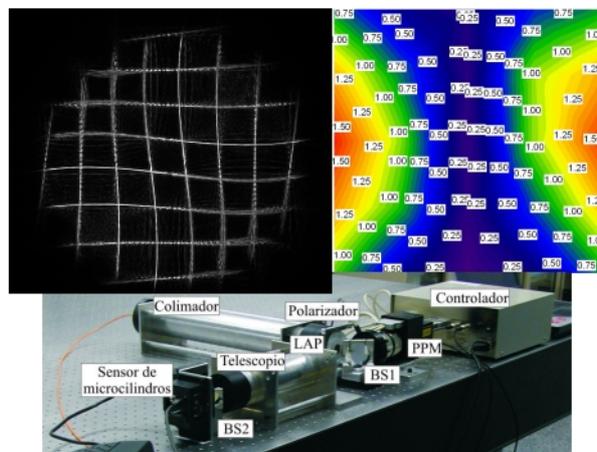
WARNING. On having consulted this thesis you're accepting the following use conditions: Spreading this thesis by the TDX (www.tesisenxarxa.net) service has been authorized by the titular of the intellectual property rights only for private uses placed in investigation and teaching activities. Reproduction with lucrative aims is not authorized neither its spreading and availability from a site foreign to the TDX service. Introducing its content in a window or frame foreign to the TDX service is not authorized (framing). This rights affect to the presentation summary of the thesis as well as to its contents. In the using or citation of parts of the thesis it's obliged to indicate the name of the author



Centre de Desenvolupament de Sensors, Instrumentació i Sistemes
UNIVERSITAT POLITÈCNICA DE CATALUNYA

TESIS DOCTORAL

Técnicas de reconstrucción y compensación activa de frentes de onda complejos



Doctorando
Director de Tesis

Miguel Ares Rodríguez
Dr. Santiago Royo Royo

Terrassa, Junio 2009



UNIVERSITAT POLITÈCNICA
DE CATALUNYA

UPC - REGISTRE	
SORTIDES	
Núm. 06147	
07 Jul. 2008	h

01/07/2008
XM/an

Sr. Miguel Ares Rodriguez
Rambla Sant Nebridi, 10
08222 TERRASSA

Senyor,

Un cop estudiada la sol·licitud de presentació de la tesi "Técnicas de Reconstrucción y Compensación Activa de Frentes de Ondas Complejos" desenvolupada sota la direcció del Prof. Dr. Santiago Royo Royo , en la modalitat de compendi per publicacions. Valorada la documentació presentada i atès l'acord de la Comissió de Doctorat de data 5 d'Octubre del 2006, us comunico que ha estat autoritzada la lectura de la tesi sota la modalitat descrita.

Aprofito per recordar-vos que, d'acord amb l'article 22.c de la normativa dels estudis de doctorat aprovada per Consell de Govern de la UPC de 15 de maig de 2008, la tesi que es presenti sota aquest format ha de contenir, a més d'una còpia dels treballs publicats, una introducció en la qual es justifiqui la unitat temàtica de la tesi, un resum global dels resultats i la discussió d'aquests, i les conclusions finals.

Cordialment,

La presidenta de la Comissió de Doctorat



Oficina de Doctorat
UNIVERSITAT POLITÈCNICA DE CATALUNYA

Anna Maria Sastre Requena
(P.D.)(Resol. 797/2006)

Aos meus pais Emilia e Miguel,

AGRADECIMIENTOS

Este trabajo de investigación ha sido posible con la ayuda directa e indirecta de mucha gente, a la que ahora debo y quiero agradecerse.

En primer lugar mencionaré al Centre de Desenvolupament de Sensors, Instrumentació i Sistemes (CD6) y a todas aquellas personas que día a día impulsan este modelo de centro, por haberme mostrado una filosofía de investigación próxima a las necesidades reales de las empresas y de la sociedad, que siempre he tratado de tener presente en el desarrollo de la tesis, y de la que me siento muy identificado.

Mi agradecimiento más sincero a todos mis compañeros del CD6, por su compromiso de trabajo, su compañerismo y el buen rollo que me han transmitido durante esta etapa de doctorado. Dime con quién andas y te diré quién eres, así que cuando te juntas con buena gente, hacen que tu persona y tu trabajo sean mejores.

En especial, quiero agradecer a mi tutor de tesis Santi Royo, por su esfuerzo para acompañarme en este camino, por su gestión económica para dotarme de material y medios para llevar a cabo la investigación, y por haberme dado libertad y confianza para formarme y aprender un poco más de óptica.

Tampoco quiero olvidarme de algunas empresas como Essilor International, Hamamatsu y Boston Micromachines, que en varias etapas de la tesis transmitieron interés por el trabajo desarrollado. De igual manera quisiera agradecer al Programa Innova de la UPC por seleccionar la patente generada en esta tesis para una próxima convocatoria de ayudas públicas a la valorización de tecnología. Estos intereses y apoyos han supuesto un importante plus de motivación al ir desarrollando el trabajo de tesis.

Asimismo, quiero hacer mención a todos los jóvenes investigadores de la Federación de Jóvenes Investigadores (FJI) que luchan día a día por la dignificación de la investigación desde las primeras etapas, tanto en el aspecto económico como en el social.

Tampoco quiero olvidarme de muchos de mis profesores de la Facultad de Física de Santiago de Compostela, por haberme dado una importante base de conocimiento en informática, matemáticas, física y óptica, que valoro más y más cada día que pasa. Sin esa educación de alta calidad, nunca habría sido capaz ni de intentar empezar esta tesis.

Tampoco quisiera pasar por alto al deporte del básquet que tantas cosas me ha enseñado fuera y dentro de la cancha, y en especial al entrenador Alex y a todos mis compañeros del equipo de Peleteiro de los años 95 y 96. Y a Magic Johnson, Larry Bird o Michael Jordan, de los que siempre me acuerdo cuando no puede temblarte la mano para jugártela o tienes que dar el mejor pase a tu compañero. En el básquet y en todas las demás cosas...

Y como una tesis es, además de un trabajo final, una experiencia personal intensa desarrollada a lo largo de algunos años en que te formas profesionalmente pero también personalmente, quiero expresar mi gratitud por los buenos momentos pasados a toda la gente que me ha acompañado de forma más cercana. Mis antiguos compañeros de piso Sergio y Edu (que risas, ¿eh?), la gente de la Irmandade Galega O Noso Lar de Terrassa, y muy especialmente, a mi mujer Renata, que empezó siendo mi novia allá por el año 2006, y que me da mucha felicidad y soporta estoicamente todas mis tonterías (je, je).

Pero, por encima de todo, el trabajo que he conseguido desarrollar en esta tesis se lo debo a mis padres Emilia y Miguel, que salieron de la aldea para llegar a ser profesores de instituto en la ciudad, por haberme educado desde pequeño en valores de esfuerzo, constancia, perseverancia y profesionalidad en el trabajo, sin los cuales nada de esto me hubiera sido posible. Y, por extensión, a toda mi familia, que desde el más pequeño al mayor, respiran con estos mismos valores.

Miguel

ÍNDICE

PARTE I:

Introducción y justificación de la unidad temática de la tesis

CAPÍTULO 1. Introducción

1.1	Ámbito temático.....	3
1.2	Estructura de la memoria.....	9

Referencias

PARTE II:

Resumen y análisis de los resultados

CAPÍTULO 2. Comparación de las representaciones de Zernike y B-Spline cúbica en la reconstrucción de frentes de onda complejos

2.1	Fundamentos teóricos.....	18
2.1.1	Base de polinomios circulares de Zernike.....	18
2.1.2	Base de polinomios de B-Spline.....	20
2.1.3	Reconstrucción de frentes de onda y calidad de la reconstrucción.....	23

2.2	Aplicación a la reconstrucción de frentes de onda de distinta complejidad.....	26
2.2.1	Reconstrucción de frentes de onda simples.....	27
	i. Frente de onda esférico.....	27
	ii. Frente de onda tórico con eje de astigmatismo a 80°.....	32
2.2.2	Reconstrucción de un frente de onda complejo.....	36
	Referencias.....	43
CAPÍTULO 3. <u>Desarrollo de un sensor de frente de onda basado en matrices de microlentes cilíndricas</u>		
3.1	Diseño conceptual.....	46
3.1.1	Principio de medida del sensor.....	46
3.1.2	Parámetros de diseño del sensor.....	48
3.1.3	Algoritmo de procesado de los patrones de líneas.....	50
3.2	Simulación por trazado de rayos de las prestaciones del sensor.....	55
3.2.1	Telescopio $M=1/8$ y matriz de microcilindros $d=500\mu\text{m}$ $f=10.9\text{mm}$	55
3.2.2	Telescopio $M=1/4$ y matriz de microcilindros $d=500\mu\text{m}$ $f=10.9\text{mm}$	56
3.2.3	Telescopio $M=3/8$ y matriz de microcilindros $d=500\mu\text{m}$ $f=10.9\text{mm}$	57
3.2.4	Telescopio $M=1/4$ y matriz de microcilindros $d=300\mu\text{m}$ $f=7.9\text{mm}$	58
3.2.5	Efecto del error de posicionamiento del detector.....	60
3.3	Construcción y calibración de los sensores.....	64
3.3.1	Sensor de una sola matriz de microcilindros con rotación.....	64
3.3.2	Sensor de dos matrices idénticas de microcilindros perpendiculares.....	68
3.4	Aplicación a la medida de aberraciones espacialmente resueltas de lentes oftálmicas de adición progresiva personalizadas.....	69
3.4.1	LAPs concebidas para usuarios con distintas estrategias de visión.....	73
3.4.2	Diferencias entre LAPs personalizadas de distintas prescripciones.....	81
	Referencias.....	83

CAPÍTULO 4. Construcción de un sistema de óptica activa para la compensación de frentes de onda complejos

4.1	Diseño y construcción del sistema.....	88
4.1.1	Funcionalidad del sistema.....	88
4.1.2	Diseño del sistema.....	89
4.1.3	Moduladores de fase activos de cristal líquido de moléculas paralelas.....	92
	i. PPM.....	93
	ii. LCOS-SLM.....	95
4.1.4	Sistema construido.....	97
4.2	Evaluación de la calidad de modulación de la fase.....	99
4.2.1	Caracterización de la respuesta de fase del PPM y del LCOS-SLM.....	99
4.2.2	Generación de frentes de onda ideales con el PPM y el LCOS-SLM.....	102
4.3	Filtrado del orden cero de difracción en el PPM.....	108
4.4	Aplicación de null-test activo de lentes oftálmicas de adición progresiva personalizadas.....	113
	Referencias.....	119
	CAPÍTULO 5. Conclusiones.....	121

PARTE III:

Compendio de publicaciones

	Lista de Publicaciones.....	131
--	-----------------------------	-----

PARTE I:

**Introducción y justificación de la
unidad temática de la tesis**

CAPÍTULO 1:

Introducción

1.1 **Ámbito temático**

Las continuas mejoras en las herramientas de diseño óptico y en las tecnologías de fabricación de formas arbitrarias (*free-form*) de elementos ópticos, permiten que nuevas lentes de formas más complejas sean una realidad cada vez más habitual, permitiendo nuevas aplicaciones y mejorando las prestaciones de los sistemas ópticos clásicos. Elementos ópticos como lentes de alta asfericidad con curvaturas de hasta 75° en la periferia [Asphericon] para aplicaciones en que la imagen requiere muy alta resolución o bien mantener buena resolución en campos extensos, como en litografía o en fabricación de microsistemas electromecánicos, lentes plegadas (*folded lenses*) para aplicaciones de formación de imagen que reducen considerablemente el tamaño y peso de los tradicionales objetivos ópticos [Tremblay 2007], o lentes oftálmicas de adición progresiva personalizadas a las aberraciones de bajo y alto orden del paciente [Izonlens] o a su particular estrategia de visualización [Ipseo] [Eyemade], son tan

solo algunos ejemplos de nuevas lentes de formas complejas que se hacen más habituales cada día.

En la actualidad, los mejores resultados en la fabricación de lentes complejas se obtienen mecanizando punto a punto el material a través de un control numérico computarizado para generar superficies de formas arbitrarias, mediante técnicas de gran precisión como el mecanizado puntual con muela de diamante (*single-point diamond turning*) [Shevtsov 2004] [Parks 1994], seguido de un pulido magnetorreológico de muy alta precisión con control numérico computarizado (*MRF-CNC*) [Shorey 2007] [Kordonski 2006] [Dumas 2005] [QED Technologies], aunque hay un buen número de técnicas de pulido alternativas [Tuell 2002] [Fahle 1998] [Laguarda 1994]. El proceso de pulido afina la superficie de la lente disminuyendo su rugosidad *RMS* y eliminando defectos, haciéndola más parecida a la forma ideal diseñada. En el proceso de pulido son claves el sensado de la superficie a pulir y la caracterización previa de la máquina de pulido a través de la determinación de su función de influencia (*influence function*), que cuantifica la intensidad de la interacción de la pulidora con la superficie. Para esta caracterización es también necesaria la medida de la superficie [Shorey 2007] [Pitschke 2005]. La fabricación precisa de lentes de formas complejas depende, por lo tanto, por entero de la posibilidad de medida de su forma.

La medida de superficies ópticas con formas complejas se ha llevado a cabo, tradicionalmente, con instrumentos de sensado por contacto mecánico (*stylus*), para garantizar buenas resoluciones de medida y abarcar el gran rango dinámico normalmente necesario. No obstante, estos sistemas presentan importantes inconvenientes como la lentitud por ser una medida punto a punto, y especialmente el riesgo de dañado de las superficies extremadamente pulidas de las lentes a causa del contacto y arrastre del *stylus*. Frente a estos sistemas metrológicos con contacto mecánico, diferentes técnicas no destructivas de tipo óptico, más rápidas al medir la superficie en su conjunto, se han mostrado como buenas alternativas. Entre ellas cabe destacar por su difusión la interferometría y la deflectometría asociada al sensor Shack-Hartmann. El principal condicionante de estos dos métodos es el hecho de que tienen unos rangos dinámicos de medida más limitados que los de los *stylus*, lo que típicamente los incapacita para medir lentes de formas complejas. La extensión del rango dinámico de estas técnicas ópticas de campo completo (*full-field*) ha sido un tema de gran interés en la investigación en metrología óptica de los últimos diez años. Gran parte de la investigación en esta línea se ha desarrollado en torno al sensor Shack-Hartmann, al tratarse de una técnica que ya originalmente proporciona un buen rango dinámico, y a la robustez de su montaje experimental que ha llevado al éxito del mismo en diferentes aplicaciones comerciales [Spot Optics] [Wavefront Sciences] [Optocraft] [Visionix] [Del Mar Photonics]. Las soluciones desarrolladas para la mejora del rango dinámico en sensores Shack-Hartmann se pueden

clasificar básicamente en dos categorías: las de tipo *software* y las de tipo *hardware*. En las primeras se mantiene la clásica matriz de microlentes esféricas, pero se desarrollan nuevos algoritmos de localización de los *spots* en el fotodetector que pueden estar fuera del área limitada por el tamaño de las microlentes [Lee 2005] [Groening 2000] [Servin 1999] [Pfund 1998] [Roggermann 1998]. En las soluciones de tipo *hardware* se modifica la matriz de microlentes esféricas por diferentes sistemas que permiten una localización inequívoca de los *spots* en el fotodetector aún cuando se han desplazado fuera del área determinada por el tamaño de la microlente. Dentro de este tipo están la utilización de un dispositivo de cristal líquido (*LCD*) delante de la matriz de microlentes esféricas que permite bloquear el paso de luz en determinadas microlentes según un algoritmo apropiado [Lindlein 2001], el uso de microlentes astigmáticas [Lindlein 2002], la generación en un *LCD* de una matriz dinámica de microlentes difractivas con diferentes propiedades [Rha 2004] [Seifert 2003], y la utilización de microlentes cilíndricas [Ares 2007] [Basden 2007] [Huang 2007]. En el caso de la interferometría, su uso para el análisis de lentes es menos habitual, ya que, aunque las resoluciones que se pueden alcanzar son muy elevadas, el rango dinámico de medida resulta normalmente insuficiente, con la excepción de algunos interferómetros como el de desplazamiento lateral (*lateral shearing*) [Wyant 1975], de difracción de punto [Acosta 2006], o del basado en múltiples haces luminosos en paralelo que permite medir lentes de alta asfericidad ultraprecisas [Garbusi 2007]. A consecuencia de esta carencia de rango dinámico, en la mayoría de técnicas interferométricas aplicadas a ópticas de formas complejas es necesario compensar total o parcialmente el frente de onda de la lente analizada para posibilitar su medida. La solución más habitual consiste en realizar la compensación por medio de una lente inversa (*null-test*) en combinación o no con elementos ópticos más sofisticados como hologramas difractivos generados computacionalmente (*CGH*) [Pruss 2008] [Tiziani 2001]. La fabricación de este tipo de elementos estáticos supone unos costes económicos y de tiempo considerables, por lo que sólo son viables en aplicaciones industriales de control de calidad de elementos ópticos fabricados en un número muy elevado de unidades. Con el fin de reducir costes, en los últimos años se han propuesto soluciones de compensación con elementos dinámicos en vez de con elementos estáticos gracias a los nuevos dispositivos de modulación activa de fase existentes en el mercado, como son los espejos deformables micromecanizados (*MMDM*) y los dispositivos basados en cristal líquido (*LC-SLM*). En este sentido, la incorporación de un *MMDM* de 37 actuadores en un sistema interferométrico para compensar el frente de onda reflejado en una lente esférica ha sido realizado con éxito, introduciendo el concepto de *null-test* dinámico [Pruss 2004].

En un ámbito muy relacionado, el último paso del proceso de medida de la forma de un determinado elemento óptico es su reconstrucción a partir de las medidas discretas obtenidas. La mejor reconstrucción es aquella que más fielmente reproduce la forma real del

elemento, o, dicho de otra manera, la que mejor aproxima los valores discretos medidos sin incorporar en la reconstrucción el ruido añadido por el proceso experimental de medida. Los algoritmos de reconstrucción se clasifican habitualmente en dos categorías: los de tipo zonal y los de tipo modal [Southwell 1980]. En el caso modal se realiza de una vez el ajuste de los datos medidos a una función polinómica sobre todo el dominio de la pupila, de manera que cada término de la suma de polinomios utilizada es un “modo” del frente de onda. En cambio, en el caso zonal cada valor reconstruido se estima a partir de los datos medidos en un entorno cercano. Para la reconstrucción de frentes de onda en aplicaciones ópticas se utiliza a menudo la representación modal de polinomios circulares de Zernike, debido a su simplicidad analítica, a su definición sobre un dominio circular, y al hecho de que cada uno de sus modos contiene información independiente de cada una de las aberraciones del frente de onda. Sin embargo, al tratarse de una aproximación modal, a la hora de describir frentes de onda complejos con cambios locales importantes o formas arbitrarias, la aproximación de Zernike puede resultar insuficiente. En este sentido, se ha demostrado, por ejemplo, que para la reconstrucción precisa de superficies con varios picos y valles es preferible una aproximación de tipo zonal [Farmer 1997]. Una de las representaciones zonales más utilizadas en el ámbito de la ingeniería para describir la forma de superficies es la de B-Spline [De Boor 2001]. En particular, dicha representación matemática es empleada por la industria oftálmica en el diseño y modelización de las superficies progresivas de lentes de este tipo pues permite el control a nivel local de sus características geométricas [Meister 2008].

El trabajo de tesis que se presenta tiene como objetivo principal el desarrollo de soluciones ópticas para la medida y representación de las características ópticas de lentes comerciales de formas complejas, con particular aplicación a lentes de adición progresiva personalizadas al usuario. Las soluciones que se proponen son las siguientes:

- 1. La implementación de la representación cúbica de B-Spline para reconstruir frentes de onda complejos y extraer informaciones locales de amplitud, mediante ajuste de las pendientes locales medibles por un sensor de frente de onda de tipo Shack-Hartmann.**

Por ser la representación matemática empleada en diferentes ámbitos industriales para describir la forma de superficies, y en particular por la industria oftálmica en el diseño y modelización de las superficies progresivas de lentes de este tipo, se implementa la representación matemática de B-Spline cúbico como descriptor del frente de onda asociado a un determinado elemento óptico.

Se realiza un estudio de la calidad de ajuste de la representación cúbica de B-Spline en frentes de onda simulados de distinta complejidad: esférico, tórico y complejo con picos y valles. Dichos frentes de onda son simulados con diferentes

cantidades añadidas de ruido aleatorio, de modo que se puedan extraer conclusiones sobre la calidad del ajuste en condiciones próximas a las experimentales.

Asimismo, se realiza el ajuste a la representación polinómica de Zernike de todos los frentes de onda considerados, para llevar a cabo una comparativa de esta representación con la representación de B-Spline cúbica, y así poder extraer conclusiones sobre la conveniencia de una u otra. La calidad de los ajustes a los distintos frentes de onda se analiza en función del grado del polinomio de Zernike y del número de subzonas de división del dominio (*breakpoints*) para la representación cúbica de B-Spline, según sea el caso que se considere. Asimismo, se pone de manifiesto el diferente tipo de información que es extraída en ambos ajustes: la amplitud de las aberraciones del frente de onda en la representación de Zernike y la amplitud local de la forma del frente de onda en la representación de B-Spline.

- 2. El diseño y construcción de un nuevo sensor de tipo Shack-Hartmann basado en matrices de microlentes cilíndricas, que extiende el rango dinámico clásico de medida de un sensor Shack-Hartmann equivalente de microlentes esféricas, para el sensado de frentes de onda complejos.**

Tomando en consideración la creciente disponibilidad en el mercado de lentes de formas complejas y la necesidad de medirlas para asegurar la calidad de fabricación, se desarrolla un novedoso sensor de tipo Shack-Hartmann basado en dos matrices de microlentes cilíndricas dispuestas ortogonalmente entre sí. Por medio de la utilización de microlentes cilíndricas en vez de las convencionales esféricas, se descompone espacialmente el frente de onda asociado a la lente en forma de líneas en vez de *spots* puntuales. Por tanto, los *spots* clásicos aparecen ahora unidos formando líneas continuas. Esta continuidad permite identificar la información como perteneciente a cada una de las líneas, independientemente de su deformación, que es proporcional a la amplitud de la aberración. Dicha localización inequívoca de la información tiene como único límite la superposición entre líneas contiguas en vez del límite clásico dado por el tamaño de la microlente, lo que supone una extensión del rango dinámico de medida.

El sensor desarrollado está esencialmente compuesto por un telescopio reductor, dos matrices de microlentes cilíndricas dispuestas ortogonalmente entre sí y dos cámaras *CCD* idénticas. El desarrollo del sensor consta de varias etapas:

- En primer lugar se realiza un diseño teórico del mismo y se procede al análisis de sus prestaciones mediante su simulación por trazado de rayos. En concreto se

simula la medida por parte del sensor diseñado de frentes de onda esféricos con distintas amplitudes de desenfoque. De esta manera, se logra conocer el comportamiento esperable del sensor en cuanto a su máximo rango dinámico de medida. Las simulaciones se repiten para diferentes diseños del sensor, dados por la modificación de la magnificación del telescopio y de determinados parámetros de las matrices de microlentes cilíndricas.

- En paralelo al diseño y simulación del sensor, se desarrolla un algoritmo de procesado de las imágenes de líneas captadas por las cámaras *CCD*, que identifica inequívocamente cada línea con la microlente cilíndrica que la refracta, aun cuando las deformaciones locales de las líneas sean importantes.

- Una vez se han analizado diversas configuraciones por simulación, se construye el sensor apropiado a la aplicación de la medida de lentes progresivas de nuestro interés y se implementa el *software* de control que integra la captura de imágenes por parte de las cámaras *CCD*, el procesado de las imágenes mediante el algoritmo de localización de líneas y la reconstrucción del frente de onda medido. El sensor que se construye mide de una sola vez y por transmisión áreas de 20 mm de diámetro de lentes oftálmicas con potencias de hasta 2 dioptrías. Como aplicación de interés, se realiza la medida de una familia de lentes oftálmicas de adición progresiva con diseños personalizados a la estrategia de movimiento coordinado de cabeza y ojos de una persona a la hora de llevar a cabo una determinada tarea visual. Las medidas obtenidas de las aberraciones espacialmente resueltas, así como los mapas de potencia, astigmatismo y eje para las diferentes lentes, permiten caracterizar los diferentes diseños y apreciar las diferencias entre ellos.

3. El diseño y construcción de un sistema de óptica adaptativa en bucle abierto para la compensación activa de frentes de onda complejos.

El último objetivo que se desarrolla en la tesis es el diseño y construcción de un sistema de óptica adaptativa en bucle abierto para compensar activamente frentes de onda provenientes de lentes con superficies complejas. El sistema desarrollado se propone como *null-test* dinámico para el control de calidad de lentes complejas, de manera que suponga una reducción de costes económicos y en tiempo respecto a las convencionales soluciones *null-test* estáticas.

Como aplicación del *null-test* dinámico, se lleva a cabo la compensación total del frente de onda transmitido por una lente oftálmica progresiva personalizada con potencia nula de lejos y 2 dioptrías de adición.

El sistema óptico de compensación activa está constituido por un sensor de frente de onda de microlentes cilíndricas, un modulador espacial de fase de cristal líquido como elemento activo de compensación, y un *software* de control del bucle abierto que se encarga de introducir en el modulador la señal asociada a la compensación que se realiza. En nuestro caso, esta señal representa al frente de onda conjugado al medido por el sensor. Asimismo, el *software* de control también permite utilizar como compensador un frente de onda teórico.

En cuanto al elemento activo, se opta por utilizar un modulador de fase programable comercial (*PPM*) basado en un cristal líquido de moléculas paralelas, que proporciona una modulación pura de la fase (sin modulación de intensidad), una elevada resolución espacial y una respuesta muy lineal. La caracterización de dicha respuesta se realiza experimentalmente. A pesar de todas estas ventajas, el *PPM* presenta un punto débil debido a su naturaleza difractiva, apreciable en forma de un decremento en la eficiencia de difracción para altas amplitudes de modulación de fase, que se traduce en luz parásita no modulada en fase correspondiente al orden 0 de difracción que se superpone a la luz modulada en fase de interés [Gruneisen 2005] [Igasaki 1999]. Como solución a este problema se propone un filtro espacial de tipo *pinhole* que bloquea la luz de orden 0, y se muestran los resultados obtenidos. Asimismo, se evalúa un nuevo modulador de fase comercial basado también en un cristal líquido de moléculas paralelas, pero controlado a través de un chip *CMOS* con un menor tamaño de píxel y una menor separación entre píxeles, lo que repercute en una importante mejora en la eficiencia de difracción y, en consecuencia, en la desaparición de la luz parásita de orden 0.

1.2 Estructura de la memoria

Esta tesis doctoral se presenta en la modalidad de compendio de publicaciones según establece el apartado 8.3 de la normativa de doctorado RD 778/1998 de la Universidad Politécnica de Cataluña, y una vez se ha recibido la aceptación por parte de la Comisión de Doctorado competente. En este contexto, según establece la normativa, la memoria se estructura en forma de una introducción en la que se justifica la unidad temática de la tesis (PARTE I), una exposición de los resultados obtenidos y las conclusiones extraídas (PARTE II), y la copia impresa en papel de las publicaciones más relevantes realizadas y de todas las publicaciones en la copia electrónica en soporte CD (PARTE III).

Como se ha dicho, en el trabajo de tesis elaborado se proponen diversas soluciones para la medida y representación de las características ópticas de lentes complejas. Introducidas en detalle en el apartado 1.1, las tres soluciones desarrolladas constituyen los tres capítulos principales de la PARTE II de la memoria de tesis.

Así,

- En el Capítulo 2 se implementa la representación cúbica de B-Spline para la reconstrucción de frentes de onda complejos, y se compara con la representación circular de Zernike.
- En el Capítulo 3 se describe el diseño y construcción de un nuevo sensor de tipo Shack-Hartmann basado en matrices de microlentes cilíndricas para medir frentes de onda complejos, y se aplica, como caso particular, a la medida de lentes de adición progresiva personalizadas.
- En el Capítulo 4 se presenta el diseño y construcción de un sistema de óptica adaptativa en bucle abierto para la compensación activa de frentes de onda complejos, y se exponen los resultados obtenidos de la compensación total (*null-test*) del frente de onda transmitido por una lente de adición progresiva personalizada.

Finalmente, en el Capítulo 5 se exponen las conclusiones más importantes de la tesis.

Referencias

[Acosta 2006] E.Acosta, S.Chamadoira, R.Blendowske, “Modified point diffraction interferometer for inspection and evaluation of ophthalmic components”, JOSA A, **23**, 632-637, 2006.

[Ares 2007] M. Ares, S. Royo, J. Caum, “Shack-Hartmann sensor based on a cylindrical microlens array”, Opt. Lett, 32(7), 769-771, April 2007.

[Asphericon] <http://asphericon.net/cms/all/2/56/publications.html>

[Basden 2007] A. Basden, D. Geng, D. Guzman, T. Morris, R. Myers, C. Saunter, “Shack-Hartmann sensor improvement using optical binning”, Appl.Opt., 46 (24), 6136-6141, Aug. 2007.

[De Boor 2001] C. de Boor, “A Practical Guide to Splines” revised edition, Springer-Verlag, 2001.

[Del Mar Photonics] [http:// www.sciner.com/DelMarPhotonics/Adaptive_Optics/wavefront_sensors.htm](http://www.sciner.com/DelMarPhotonics/Adaptive_Optics/wavefront_sensors.htm)

[Dumas 2005] P.Dumas , D.Golini , M.Tricard , “Improve figure and finish of diamond turned surfaces with Magneto-Rheological Finishing (MRF^R)”, Window and Dome Technologies and Materials IX (Proc.SPIE), v.5786, 296-304, 2005.

[Eyemade] <http://www.indo.es/lentes/eyemade.htm>

[Fahnle 1998] O.W.Fahnle, H.Van Brug, H.J.Frankena “Fluid jet polishing of optical surfaces” Appl.Opt. 37 6771-6773, 1998.

[Farmer 1997] K.W. Farmer , “Scattered data interpolation by C quintic splines using energy minimization,” M. A. thesis (University of Georgia, 1997.

[Garbusi 2007] E.Garbusi , C.Pruss , J.Liesener , W.Osten , “New technique for flexible and rapid measurement of precision aspheres”, Proc. SPIE, v.6616, 29-39, 2007.

[Groening 2000] S.Groening, B.Sick, K.Donner, J.Pfund, N.Lindlein, J.Schwider, “Wave-front reconstruction with a Shack-Hartmann sensor with an iterative spline fitting method”, Appl.Opt., 39 (4), 561-567, 2000.

[Gruneisen 2005] M. T. Gruneisen, R. C. Dymale, J. R. Rotge, L. F. DeSandre, D. L. Lubin, “Compensated telescope system with programmable diffractive optic”, Opt. Eng., 44 (2), 2005.

[Huang 2007] S.Y. Huang, W.Y. Li, P. Zhou, Y.F. Geng, "Correlation function of angle-of-arrival measurements with one-dimensional Shack-Hartmann wave-front sensor", Proc. SPIE, v.6723 part 1-3, O7231-O7231, Jul. 2007.

[Igasaki 1999] Y.Igasaki, F.Li, , N. Yoshida, H. Toyoda, T. Inoue, N. Mukohzaka, Y. Kobayashi, T. Hara, "High efficiency electrically-addressable phase-only spatial light modulator", Opt. Rev., 6 (4), pp.339-344, 1999.

[Izonlens] <http://ophthonix.izonlens.com/izon-lenses/>

[Iipseo] <http://www.varilux.com/Vision+Care+Professionals/Products/Personalized/Varilux+Iipseo/Design/Design.htm>

[Kordonski 2006] W.I.Kordonski , A.B. Shorey , M.Tricard , "Magnetorheological jet (MR Jet™) finishing technology", JOURNAL OF FLUIDS ENGINEERING-TRANSACTIONS OF THE ASME, v.128 (1), 20-26, 2006.

[Laguarta 1994] F.Laguarta, N.Lupon, J.Armengol, "Optical glass polishing by controlled laser surface heat treatment", Appl.Opt., **33**, 6508-6513, 1994.

[Lee 2005] J.Lee, R.V.Shack, M.R.Descour, "Sorting method to extend the dynamic range of the Shack-Hartmann wave-front sensor", Appl.Opt., 44 (23), 4838-4845, 2005.

[Lindlein 2001] N.Lindlein, J.Pfund, J.Schwider, "Algorithm for expanding the dynamic range of a Shack-Hartmann sensor by using a spatial light modulator array", Opt.Eng., 40 (5), 837-840, 2001.

[Lindlein 2002] N.Lindlein, J.Pfund, "Experimental results for expanding the dynamic range of a Shack-Hartmann sensor using astigmatic microlenses", Opt.Eng., 41 (2), 529-533, 2002.

[Meister 2008] D.J. Meister , S.W. Fisher , "Progress in the spectacle correction of presbyopia. Part1 : Design and development of progressive lenses", Clinical and Experimental Optometry, v.91 (3), 240-250, 2008.

[Optocraft] <http://www.optocraft.de/index.en.php>

[Parks 1994] R.E. Parks , "Fabrication of infrared optics", Opt.Eng., v.33 (3), 685-691, 1994.

[Pfund 1998] J.Pfund, N.Lindlein, J.Schwider, "Dynamic expansion of a Shack-Hartmann sensor by use of a modified unwrapping algorithm", Opt.Lett., 23 (13), 995-997, 1998.

[Pitschke 2005] E. Pitschke, M. Schinhaerl, P. Sperber, R. Rascher, "Utilizing a TII aspherical measurement machine in a computer controlled polishing process", SPIE - Optical Measurement Systems for Industrial Inspection IV, v.5856, 987-993, 2005.

[Pruss 2008] C.Pruss, E.Garbusi, W.Osten, "Testing Aspheres", OPN, v.19 (4), 2008.

[Pruss 2004] C.Pruss, H.J.Tiziani, “Dynamic null lens for aspheric testing using a membrane mirror”, Opt. Comm., 233, 15-19, 2004.

[QED Technologies] <http://qedmrf.com>

[Rha 2004] J.Rha, D.G.Voelz, M.K.Giles, “Reconfigurable Shack-Hartmann wavefront sensor”, Opt.Eng., 43 (1), 251-256, 2004.

[Roggermann 1998] M.C.Roggermann, T.J.Schulz, “Algorithm to increase the largest aberration that can be reconstructed from Hartmann sensor measurements”, Appl.Opt., 37 (20), 4321-4329, 1998.

[Seifert 2003] L.Seifert, J.Liesener, H.J.Tiziani, “The adaptive Shack Hartmann sensor”, Opt.Comm., 216, 313-319, 2003.

[Servin 1999] M.Servin, F.J.Cuevas, D.Malacara, J.L.Marroquin, “Direct ray aberration estimation in Hartmanngrams by use of regularized phase-tracking system”, Appl.Opt., 38 (13), 2862-2869, 1999.

[Shevtsov 2004] S.E. Shevtsov , “Diamond microfinishing in the production of modern high-accuracy elements of IR optical systems”, JOURNAL OF OPTICAL TECHNOLOGY, v.71 (12), 819-821, 2004.

[Shorey 2007] A.B.Shorey, D.Golini, W.Kordonski, “Surface Finishing of Complex Optics”, OPN, v.18 (10), 14-17, 2007.

[Southwell 1980] W.H.Southwell, “Wave-front estimation from wave-front slope measurements”, J.Opt.Soc.Am., 70, 998-1006, 1980.

[Spot Optics] <http://www.spot-optics.com>

[Tiziani 2001] H.J.Tiziani , S.Reichelt , C.Pruss , M.Rocktaschel , U.Hofbauer , “Testing of aspheric surfaces”, SPIE - Lithographic and Micromachining Techniques for Optical Component Fabrication, v.4440, 109-119, 2001.

[Tremblay 2007] Eric J. Tremblay, Ronald A. Stack, Rick L. Morrison, and Joseph E. Ford “Ultrathin cameras using annular folded optics”, Appl. Optics, v 46 (4), 463-471, 2007.

[Tuell 2002] M.T.Tuell, J.H.Burge, B.anderson, “Aspheric optics: smoothing the ripples with semi-flexible tools”, Opt.eng.,41, 1473-1474, 2002.

[Visionix] <http://www.visionix.com>

[Wavefront Sciences] <http://www.wavefrontsciences.com>

[Wyant 1975] J.C.Wyant, F.D.Smith, “Interferometer for measuring power distribution of ophthalmic lenses”, Appl.Opt.,14, 1607-1612, 1975.

PARTE II:

Resumen y análisis de los resultados

En esta segunda parte de la memoria de tesis se presentan y analizan los principales resultados obtenidos a lo largo de la misma, así como también las principales aportaciones y las conclusiones derivadas de los trabajos que se han desarrollado. En particular, se desarrollan las soluciones de representación, medida, y compensación activa de lentes de formas complejas, que se introdujeron en el capítulo 1.

Al tratarse de una tesis que se presenta en el formato de compendio de publicaciones, en los resultados expuestos se hace referencia a las correspondientes publicaciones en que han sido divulgados. En algún caso, sin embargo, se presentan resultados relevantes que no han sido todavía publicados, y que, por tanto, no aparecen asociados a publicaciones del compendio.

Finalmente, en el último capítulo de esta parte de la memoria de tesis se exponen las principales conclusiones de los contenidos desarrollados.

CAPÍTULO 2: Comparación de las representaciones de Zernike y B-Spline cúbica en la reconstrucción de frentes de onda complejos

En este capítulo se analizan y comparan las representaciones cúbica de B-Spline y de polinomios circulares de Zernike para la reconstrucción de frentes de onda a partir de sus gradientes espaciales discretos, al ser el tipo de información que mide directamente un sensor de frente de onda Shack-Hartmann como el que se desarrolla en el capítulo 3 de la tesis.

Se realiza un estudio comparativo de la calidad del ajuste de ambas representaciones en frentes de onda simulados de distinta complejidad y con diferentes amplitudes de ruido simuladas, de modo que se puedan extraer conclusiones en condiciones similares a las experimentales. Asimismo, además del análisis de la calidad de ajuste, se exponen explícitamente los coeficientes de ajuste extraídos en ambas representaciones para poner de manifiesto su diferente significado.

2.1 Fundamentos teóricos

En este apartado se explican brevemente los fundamentos teóricos de las representaciones de Zernike y B-Spline. Las diferentes filosofías de reconstrucción - modal en el caso de Zernike y zonal en el caso de B-Spline -, y el diferente tipo de información que se obtiene del ajuste - amplitud de aberraciones en la representación de Zernike y amplitud local de la forma en la representación de B-Spline -, son puestos en evidencia.

2.1.1 Base de polinomios circulares de Zernike

En el ámbito de la óptica, la base formada por los polinomios circulares de Zernike es ampliamente utilizada para representar el frente de onda sobre una pupila circular ya que las funciones base (modos) que la constituyen describen las aberraciones ópticas del mismo. La principal ventaja de esta representación modal radica en la propiedad de ortogonalidad de sus modos sobre pupilas de radio unitario [Mahajan 2007], de manera que cada uno de los modos de la base es linealmente independiente de los demás. Su éxito en óptica se explica, además, por su aplicación sobre dominios circulares (habituales en óptica) y una interpretación de los modos de menor orden relacionada directamente con las aberraciones clásicas de Seidel. En sentido estricto, dichas aberraciones no son exactamente equiparables a las aberraciones clásicas de Seidel usadas comúnmente en el ámbito del diseño óptico [Mahajan 2007], aunque habitualmente a efectos prácticos se hace esa aproximación al considerar que las contribuciones de los términos de Zernike de orden superior pueden ignorarse.

Si bien la ortogonalidad de los modos de Zernike se cumple sobre un círculo unitario, la representación de Zernike se puede aplicar para ajustar frentes de onda discretos definidos en dominios circulares no unitarios sin más que escalar las muestras al círculo unidad, y, tras el ajuste, reescalar los coeficientes nuevamente al tamaño original. Sin embargo, en sentido riguroso conviene recordar que la propiedad de ortogonalidad solo se da en el caso ideal de tener infinitas muestras, y, por tanto, en realidad la independencia de los modos es una aproximación, tanto mejor cuanto mayor sea el número de muestras de medida.

Por ser una base ortogonal, y, en particular, también ortonormal sin más que aplicar a cada modo el factor normalizador $\sqrt{2(n+1)/(1+\delta_{0l})}$ [Mahajan 2007], cualquier frente de onda se puede expresar como combinación lineal de $L = (k+1)(k+2)/2$ modos circulares de Zernike de grado k como:

$$W(\rho, \vartheta) = \sum_{n=0}^k \sum_{m=0}^n \sqrt{2(n+1)/(1+\delta_{0l})} a_{nm} Z_n^l(\rho, \vartheta) = \sum_{i=1}^L a_i Z_i(\rho, \vartheta) \quad (\text{Ec. 2.1})$$

donde $l = n - 2m$. En la ecuación 2.1, cada modo Z_n^l viene dado por el producto de un término radial y otro angular según la expresión:

$$Z_n^l(\rho, \vartheta) = \begin{cases} R_n^l(\rho) \cos(l\vartheta), & l \leq 0 \\ R_n^l(\rho) \sin(l\vartheta), & l > 0 \end{cases} \quad \text{tal que } 0 \leq \rho \leq 1 \text{ y } 0 \leq \vartheta \leq 2\pi \quad (\text{Ec. 2.2})$$

siendo el término radial:

$$R_n^l(\rho) = R_n^{n-2m}(\rho) = \sum_{s=0}^m (-1)^s \frac{(n-s)!}{s!(m-s)!(n-m-s)!} \rho^{n-2s} \quad (\text{Ec. 2.3})$$

Al derivar radial y angularmente la anterior ecuación 2.1, se obtienen dos nuevas ecuaciones que representan la expansión de los gradientes espaciales del frente de onda nuevamente en términos de la base ortonormal de polinomios circulares de Zernike, a excepción del término a_{00} , que no es relevante al ser un término constante:

$$\tilde{W}_\rho = \frac{\partial W(\rho, \vartheta)}{\partial \rho} = \sum_{n=0}^k \sum_{m=0}^n \sqrt{2(n+1)/(1+\delta_{0l})} a_{nm} \frac{\partial Z_n^l(\rho, \vartheta)}{\partial \rho} = \sum_{i=1}^{L-1} a_i \tilde{Z}_{i\rho}(\rho, \vartheta) \quad (\text{Ec. 2.4})$$

$$\tilde{W}_\vartheta = \frac{\partial W(\rho, \vartheta)}{\partial \vartheta} = \sum_{n=0}^k \sum_{m=0}^n \sqrt{2(n+1)/(1+\delta_{0l})} a_{nm} \frac{\partial Z_n^l(\rho, \vartheta)}{\partial \vartheta} = \sum_{i=1}^{L-1} a_i \tilde{Z}_{i\vartheta}(\rho, \vartheta) \quad (\text{Ec. 2.5})$$

Las ecuaciones 2.4 y 2.5 muestran la filosofía modal de ajuste inherente a la representación de Zernike; esto es, los gradientes del frente de onda \tilde{W}_ρ y \tilde{W}_ϑ son aproximados por una función polinómica de grado k definida sobre todo el dominio espacial del círculo unidad. Dados, por tanto, $2N$ gradientes medidos de un frente de onda $\tilde{W}_\rho(\rho_r, \vartheta_r)$ y $\tilde{W}_\vartheta(\rho_r, \vartheta_r)$ (con $r=1,2,\dots,N$) - donde (ρ_r, ϑ_r) son las posiciones en que se ha medido el gradiente, normalizadas sobre la pupila unitaria - entonces las incógnitas del ajuste son los coeficientes de Zernike a_i . El problema del ajuste del frente de onda se reduce, por tanto, a la determinación de las componentes del vector $\vec{a} = \{a_i\}$ en un sistema de ecuaciones lineal.

Principalmente, existen dos tipos de métodos para la resolución de este tipo de problemas: los métodos iterativos y los métodos de mínimos cuadrados que realizan la inversión matricial. Sus ventajas más importantes, respectivamente, son la velocidad de convergencia y

la precisión de cálculo [Seifert 2005]. Por esto último, nos decantamos por un método de inversión matricial. En particular por el conocido como descomposición en valores singulares (DVS) para resolver el sistema de ecuaciones 2.4 y 2.5, que en forma matricial se escribe como:

$$\begin{pmatrix} \tilde{Z}_{1\rho}(\rho_1, \vartheta_1) & \tilde{Z}_{2\rho}(\rho_1, \vartheta_1) & \dots & \dots & \tilde{Z}_{L-1\rho}(\rho_1, \vartheta_1) \\ \tilde{Z}_{1\rho}(\rho_2, \vartheta_2) & \tilde{Z}_{2\rho}(\rho_2, \vartheta_2) & \dots & \dots & \tilde{Z}_{L-1\rho}(\rho_2, \vartheta_2) \\ \vdots & \vdots & \ddots & \ddots & \vdots \\ \tilde{Z}_{1\rho}(\rho_N, \vartheta_N) & \tilde{Z}_{2\rho}(\rho_N, \vartheta_N) & \dots & \dots & \tilde{Z}_{L-1\rho}(\rho_N, \vartheta_N) \\ \tilde{Z}_{1\vartheta}(\rho_1, \vartheta_1) & \tilde{Z}_{2\vartheta}(\rho_1, \vartheta_1) & \dots & \dots & \tilde{Z}_{L-1\vartheta}(\rho_1, \vartheta_1) \\ \vdots & \vdots & \ddots & \ddots & \vdots \\ \tilde{Z}_{1\vartheta}(\rho_N, \vartheta_N) & \tilde{Z}_{2\vartheta}(\rho_N, \vartheta_N) & \dots & \dots & \tilde{Z}_{L-1\vartheta}(\rho_N, \vartheta_N) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \\ \vdots \\ \vdots \\ a_{L-1} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \tilde{W}_\rho(\rho_1, \vartheta_1) \\ \tilde{W}_\rho(\rho_2, \vartheta_2) \\ \vdots \\ \tilde{W}_\rho(\rho_N, \vartheta_N) \\ \tilde{W}_\vartheta(\rho_1, \vartheta_1) \\ \vdots \\ \tilde{W}_\vartheta(\rho_N, \vartheta_N) \end{pmatrix} \quad (\text{Ec. 2.6})$$

El mismo método DVS de cálculo también se aplicará a la resolución del sistema de ecuaciones que aparece al desarrollar la reconstrucción zonal de B-Splines, por lo que postponemos su explicación al próximo apartado 2.1.3.

2.1.2 Base de polinomios de B-Spline

En cuanto a su origen, el término *spline* fue acuñado para referirse a una función polinómica suave definida a trozos. Dicha formulación matemática se aplica principalmente al diseño de superficies en distintos ámbitos industriales (automoción, aeronáutico, naval, óptico, etc.) ya que permite generar una superficie compleja a partir de ir creando las subzonas de formas simples que la componen. Por otro lado, en el ámbito de la parametrización de superficies ya construidas, la formulación matemática de *splines* no ha tenido hasta ahora un desarrollo tan amplio, aunque diversos estudios ya han demostrado sus buenas cualidades para dicha tarea [Ares 2006] [Seifert 2005] [Qi 2002] [Thijsse 1998] [Farmer 1997].

La técnica de representación de una superficie o de un frente de onda mediante *splines* se basa en dividir su dominio en subáreas lo suficientemente pequeñas de modo que, en cada subárea, un polinomio de bajo orden aproxime correctamente los datos discretos de la superficie medida, en nuestro caso un frente de onda. Dentro de la familia general de *splines*, la formulación más comúnmente utilizada es la de B-Spline.

En dicha formulación, el frente de onda puede ser expresado como combinación lineal de polinomios B-Spline unidimensionales según la fórmula:

$$W(x, y) = \sum_{i=0}^n \sum_{j=0}^m a_{ij} B_{i,k}(x) B_{j,l}(y) \quad (\text{Ec. 2.7})$$

donde a_{ij} son los coeficientes denominados puntos de control (*control points*), que contienen la información relativa a la amplitud local del frente de onda, y $B_{i,k}(x)$ y $B_{j,l}(y)$ son el i -ésimo y el j -ésimo B-Splines unidimensionales de grado $k-1$ y $l-1$, respectivamente.

A pesar de la aparente similitud de la anterior ecuación 2.7 con la ecuación 2.1 que expresa el frente de onda como combinación lineal de modos de Zernike, las diferencias de fondo entre ambas son enormes, pues los modos de Zernike están definidos sobre todo el dominio del frente de onda, mientras que los B-Splines solo están definidos sobre una subárea particular del dominio, y son nulos en el resto del dominio, como indica su descripción matemática [De Boor 2001]:

$$B_{i,k}(x) = \frac{x - t_i}{t_{i+k-1} - t_i} B_{i,k-1}(x) + \frac{t_{i+k} - x}{t_{i+k} - t_{i+1}} B_{i+1,k-1}(x) \quad (\text{Ec. 2.8})$$

$$B_{i,1}(x) = \begin{cases} 1, & t_i \leq x \leq t_{i+1} \\ 0, & \text{en otro caso} \end{cases}$$

Dicha representación recursiva describe el i -ésimo B-Spline como un polinomio de grado $k-1$ que solamente está definido sobre el subintervalo espacial de nudos (*knots*) $[t_i, t_{i+1}, \dots, t_{i+k}]$, y que, por tanto, es nulo fuera de dicho subintervalo. Para el j -ésimo B-Spline en la otra dimensión espacial, sucede exactamente lo mismo. Así, por tanto, también cada B-Spline bidimensional, al ser el producto separable de dos B-Splines unidimensionales (ecuación 2.7), está definido únicamente sobre una determinada subárea del dominio total.

Tal y como se ha citado con anterioridad, la formulación de B-Splines utiliza los denominados nudos. Los nudos son los puntos físicos de división del dominio (*break points "BP"*), pero repetidos un número de veces determinado. La multiplicidad de cada nudo viene dada por la fórmula:

$$\text{multiplicidad nudo}_s = k - \mu_s \quad (\text{Ec. 2.9})$$

donde el parámetro μ_s representa la suavidad del B-Spline en la frontera entre subzonas; esto es, $\mu_s=0$ si es discontinuo, $\mu_s=1$ si es continuo, $\mu_s=2$ si es continuo y la primera derivada es continua, etc.

Asimismo, existe una relación entre el número de puntos de control $n+1$ con los parámetros k , BP y μ_s , que son los tres parámetros seleccionables por parte del usuario, que está descrita por la fórmula:

$$n + 1 = \left(\sum_{s=0}^{BP-1} k - \mu_s \right) - k \quad (\text{Ec. 2.10})$$

Para facilitar la comprensión de la formulación general de B-Spline que se ha comentado, se pone como ejemplo un caso particular en la figura 2.1. Se trata del ajuste con B-Splines

cúbicos ($k=4$) de un conjunto de puntos que pertenecen a un dominio unidimensional dividido en tres subzonas ($BP=4$), y con continuidad hasta la 2ª derivada en puntos frontera interiores ($\mu_s=3$) y discontinuidad en los puntos extremos ($\mu_s=0$). En consecuencia, el dominio de nudos está formado por un total de diez nudos, constituido por los dos puntos frontera interiores y los dos puntos extremos del dominio multiplicados cuatro veces cada uno. En dichas condiciones de ajuste, los datos son ajustados zonalmente por un total de seis B-Splines cúbicos que están definidos únicamente en un subintervalo de cuatro subzonas (cinco nudos). La solución del ajuste está formada por un total de seis coeficientes (puntos de control) que representan la información de la amplitud local de los datos ajustados.

Este caso particular para diferentes números de BP es el que se utilizará en los ajustes a frentes de onda en el resto de este capítulo.

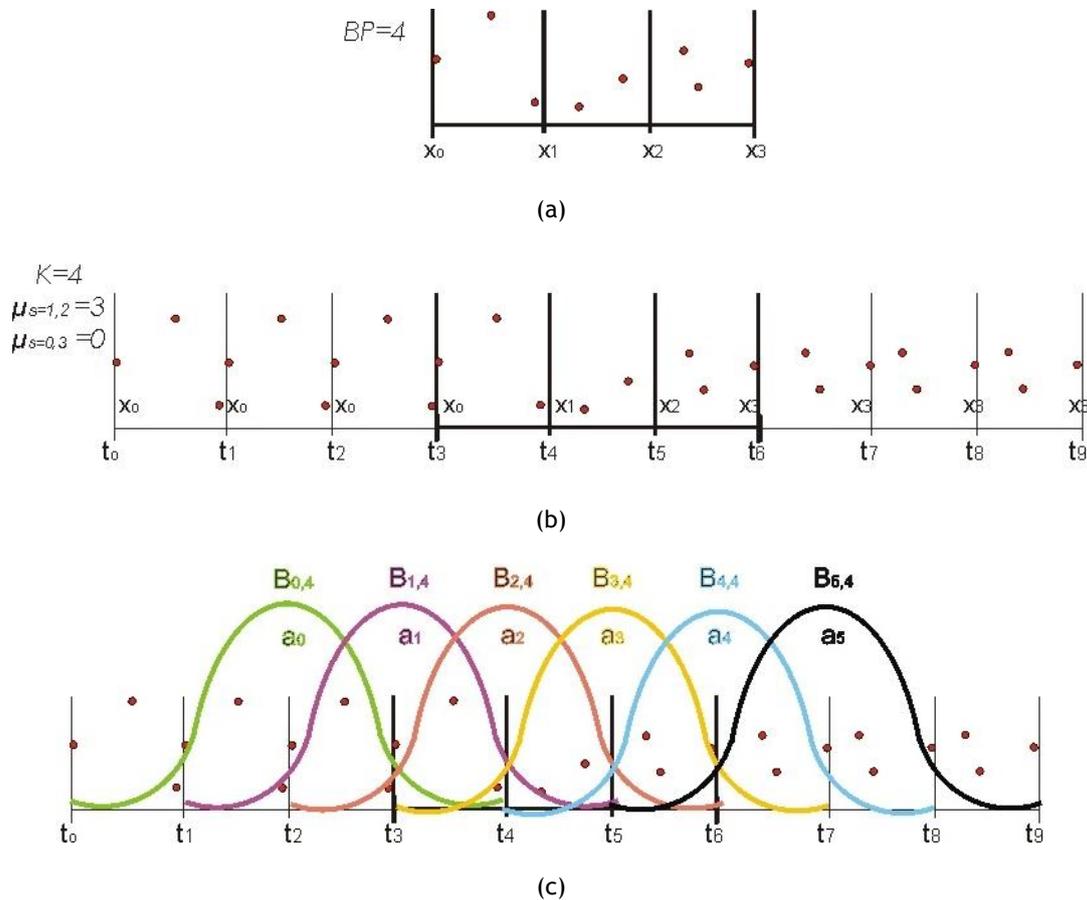


Figura 2.1. Ejemplo de la formulación de B-Splines cúbicos ($k=4$) para ajustar un conjunto de datos. (a) El dominio total es dividido en 3 zonas ($BP=4$) en las que se impone continuidad de la representación hasta la segunda derivada en las fronteras interiores y discontinuidad en los extremos, quedando por lo tanto definido (b) el dominio de nudos ('knots'). (c) Los B-Splines cúbicos ajustan los datos por zonas, pues están solo definidos sobre determinados subintervalos del dominio, de manera que extraen información local de la forma en los coeficientes denominados puntos de control (a_i).

De igual manera que ocurre en el caso de Zernike, si se deriva espacialmente el frente de onda en la base de modos de B-Spline dado por la expresión 2.7, se obtienen dos nuevas ecuaciones de los gradientes espaciales del frente de onda:

$$\tilde{W}_x = \frac{\partial W(x, y)}{\partial x} = \sum_{i=0}^n \sum_{j=0}^m a_{ij} \frac{\partial B_{i,k}(x)}{\partial x} B_{j,l}(y) = \sum_{i=0}^n \sum_{j=0}^m a_{ij} \tilde{B}_{i,k}(x) B_{j,l}(y) \quad (\text{Ec. 2.12})$$

$$\tilde{W}_y = \frac{\partial W(x, y)}{\partial y} = \sum_{i=0}^n \sum_{j=0}^m a_{ij} B_{i,k}(x) \frac{\partial B_{j,l}(y)}{\partial y} = \sum_{i=0}^n \sum_{j=0}^m a_{ij} B_{i,k}(x) \tilde{B}_{j,l}(y) \quad (\text{Ec. 2.13})$$

Dado, por tanto, un conjunto discreto de $2N$ gradientes de un frente de onda medidos en determinadas posiciones (x_r, y_r) - $r=1,2,\dots,N$ -, el cálculo de los puntos de control a_{ij} que mejor los ajustan a la base de B-Spline se obtiene resolviendo el siguiente problema matricial:

$$\begin{pmatrix} \tilde{B}_{0,k}(x_1)B_{0,l}(y_1) & \tilde{B}_{0,k}(x_1)B_{1,l}(y_1) & \dots & \dots & \tilde{B}_{n,k}(x_1)B_{m,l}(y_1) \\ \tilde{B}_{0,k}(x_2)B_{0,l}(y_2) & \tilde{B}_{0,k}(x_2)B_{1,l}(y_2) & \dots & \dots & \tilde{B}_{n,k}(x_2)B_{m,l}(y_2) \\ \vdots & \vdots & \ddots & \ddots & \vdots \\ \tilde{B}_{0,k}(x_N)B_{0,l}(y_N) & \tilde{B}_{0,k}(x_N)B_{1,l}(y_N) & \dots & \dots & \tilde{B}_{n,k}(x_N)B_{m,l}(y_N) \\ B_{0,k}(x_1)\tilde{B}_{0,l}(y_1) & B_{0,k}(x_1)\tilde{B}_{1,l}(y_1) & \dots & \dots & B_{n,k}(x_1)\tilde{B}_{m,l}(y_1) \\ \vdots & \vdots & \ddots & \ddots & \vdots \\ B_{0,k}(x_N)\tilde{B}_{0,l}(y_N) & B_{0,k}(x_N)\tilde{B}_{1,l}(y_N) & \dots & \dots & B_{n,k}(x_N)\tilde{B}_{m,l}(y_N) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_{00} \\ a_{01} \\ \vdots \\ \vdots \\ a_{nm} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \tilde{W}_x(x_1, y_1) \\ \tilde{W}_x(x_2, y_2) \\ \vdots \\ \tilde{W}_x(x_N, y_N) \\ \tilde{W}_y(x_1, y_1) \\ \vdots \\ \tilde{W}_y(x_N, y_N) \end{pmatrix} \quad (\text{Ec. 2.14})$$

A diferencia de la formulación de Zernike, ahora muchos de los términos de la matriz de B-Spline son nulos al estar únicamente definidos para los puntos (x_r, y_r) que pertenecen a la subárea de definición del B-Spline. La resolución de este sistema se realizará, como en el caso de la ecuación 2.6, por el método DVS de ajuste a mínimos cuadrados.

2.1.3 Reconstrucción de frentes de onda y calidad de la reconstrucción

Una vez expresado el ajuste a las bases de Zernike y B-Spline en la forma matricial $Ax = b$ ($A \in \mathfrak{R}^{m \times n}$, $x \in \mathfrak{R}^{n \times 1}$, $b \in \mathfrak{R}^{m \times 1}$) dada por las ecuaciones 2.6 y 2.14, donde \bar{x} es el vector que contiene los coeficientes del ajuste, resolvemos dicho sistema de ecuaciones por medio del método DVS [Press 1997] [Björck 1996] [Lawson 1974].

Dicho método de resolución es extraordinariamente potente en comparación con otros métodos de inversión matricial como el método de Cholesky o la descomposición QR [Björck 1996] [Lawson 1974], al proporcionar siempre una solución única incluso cuando la matriz A es singular o está cerca de la singularidad. Como contrapartida, el coste computacional del método DVS es algo mayor que el de los anteriores, estimándose el número de operaciones matemáticas a resolver [Lawson 1974] en:

$$N_{operaciones} = mn^2 + 5n^3 / 3 + 4n^3 \quad (\text{Ec. 2.15})$$

donde m y n son el número de filas y columnas de la matriz A , respectivamente.

El método DVS descompone la matriz A como un producto de tres matrices $U\gamma V^T$, siendo $U \in \mathfrak{R}^{m \times n}$ una matriz de columnas ortogonales ($U^T U = I$ pero $U U^T \neq I$), $V^T \in \mathfrak{R}^{n \times n}$ la transpuesta de una matriz ortogonal ($V^T V = I = V V^T$), y $\gamma \in \mathfrak{R}^{n \times n}$ una matriz diagonal formada por los autovalores (o valores singulares) de A . El cociente entre el mayor y el menor valor singular se denomina valor de condicionamiento (*condition number*), y proporciona información sobre el rango de la matriz A . Cuando el valor de condicionamiento es muy alto, es decir, cuando su inverso es del orden de la precisión en punto flotante del computador, la matriz A es singular o está cerca de la singularidad y, por tanto, la solución del ajuste, aún pudiéndose obtener, no es válida. Según el método DVS, la solución de coeficientes de ajuste viene dada por:

$$\mathbf{x} = A^{-1}\mathbf{b} = (V^T)^{-1} \gamma^{-1} U^{-1} \mathbf{b} = V \gamma^{-1} U^T \mathbf{b} = A^+ \mathbf{b} \quad (\text{Ec. 2.16})$$

siendo A^+ la denominada matriz pseudoinversa.

La calidad de la solución obtenida por el método DVS viene dada por la expresión genérica:

$$|\mathbf{b} - A(A^+ \mathbf{b})| = |\mathbf{b} - \mathbf{b}_{ajuste}| \quad (\text{Ec. 2.17})$$

que en forma de error *RMS* viene descrito, para el caso particular de ajustar los gradientes de un frente de onda, por la expresión:

$$\text{error RMS ajuste} = \frac{\sqrt{\sum_{r=1}^N (\bar{W}_x(x_r, y_r) - \bar{W}_x \text{ajuste}(x_r, y_r))^2 + (\bar{W}_y(x_r, y_r) - \bar{W}_y \text{ajuste}(x_r, y_r))^2}}{2N} \quad (\text{Ec. 2.18})$$

cuyas unidades son radianes.

Pese a que dicho error es el único computable a la hora de ajustar un frente de onda medido experimentalmente, no necesariamente cuantifica lo bien que se ha reproducido la forma real del frente de onda. Es decir, que para un frente de onda experimental ajustado, el menor error *RMS* de ajuste no implica necesariamente que se trate del ajuste de mayor calidad, puesto que, en realidad, podría estarse reproduciendo, además de la forma real del frente de onda, el ruido experimental existente [Seifert 2005]. Los ajustes en la base de B-Spline, por su definición local, serán especialmente capaces de “seguir” el ruido experimental.

La calidad de ajuste, por lo tanto, vendrá dada por otra magnitud de error que tome en cuenta la diferencia entre el frente de onda ajustado y el frente de onda real sin la componente indeseada de ruido experimental de medida. Este error, que denominamos error *RMS* del frente de onda, viene descrito por la siguiente expresión:

$$\text{error RMS frente} = \frac{\sqrt{\sum_{r=1}^N (\tilde{W}_x \sin \text{ruido}(x_r, y_r) - \tilde{W}_x \text{ajuste}(x_r, y_r))^2 + (\tilde{W}_y \sin \text{ruido}(x_r, y_r) - \tilde{W}_y \text{ajuste}(x_r, y_r))^2}}{2N} \quad (\text{Ec. 2.19})$$

Sin embargo, dicho error no puede ser calculado en un frente de onda experimental, pues no es posible separar el ruido que aparece en el propio proceso de medida. Por tanto, solamente un estudio de ambos parámetros de calidad en diferentes frentes de onda teóricos, con diferentes amplitudes de ruido simuladas, permitirá extraer resultados que sean extrapolables al ajuste de frentes de onda experimentales.

Una vez resueltos los sistemas matriciales 2.6 y 2.14 de manera que se obtengan los coeficientes de ajuste, resulta inmediato reconstruir el frente de onda tanto para la representación de Zernike como para la de B-Splines, sin más que computar, respectivamente, las ecuaciones 2.1 y 2.7, que en forma matricial se escriben como:

$$\begin{pmatrix} Z_1(\rho_1, \vartheta_1) & Z_2(\rho_1, \vartheta_1) & \cdots & \cdots & Z_{L-1}(\rho_1, \vartheta_1) \\ Z_1(\rho_2, \vartheta_2) & Z_2(\rho_2, \vartheta_2) & \cdots & \cdots & Z_{L-1}(\rho_2, \vartheta_2) \\ \vdots & \ddots & \ddots & \ddots & \vdots \\ \vdots & \ddots & \ddots & \ddots & \vdots \\ \vdots & \cdots & \ddots & \ddots & \vdots \\ Z_1(\rho_\infty, \vartheta_\infty) & Z_2(\rho_\infty, \vartheta_\infty) & \cdots & \cdots & Z_{L-1}(\rho_\infty, \vartheta_\infty) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \\ \vdots \\ \vdots \\ a_{L-1} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} W \text{ajuste}(\rho_1, \vartheta_1) \\ W \text{ajuste}(\rho_2, \vartheta_2) \\ \vdots \\ \vdots \\ W \text{ajuste}(\rho_\infty, \vartheta_\infty) \end{pmatrix} \quad (\text{Ec. 2.20})$$

$$\begin{pmatrix} B_{0,k}(x_1)B_{0,l}(y_1) & B_{0,k}(x_1)B_{1,l}(y_1) & \cdots & B_{n,k}(x_1)B_{m,l}(y_1) \\ B_{0,k}(x_2)B_{0,l}(y_2) & B_{0,k}(x_2)B_{1,l}(y_2) & \cdots & B_{n,k}(x_2)B_{m,l}(y_2) \\ \vdots & \ddots & \ddots & \vdots \\ \vdots & \ddots & \ddots & \vdots \\ \vdots & \cdots & \ddots & \vdots \\ B_{0,k}(x_\infty)B_{0,l}(y_\infty) & B_{0,k}(x_\infty)B_{1,l}(y_\infty) & \cdots & B_{n,k}(x_\infty)B_{m,l}(y_\infty) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} a_{00} \\ a_{01} \\ \vdots \\ \vdots \\ a_{nm} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} W \text{ajuste}(x_1, y_1) \\ W \text{ajuste}(x_2, y_2) \\ \vdots \\ \vdots \\ W \text{ajuste}(x_\infty, y_\infty) \end{pmatrix} \quad (\text{Ec. 2.21})$$

En ambas representaciones, el frente de onda reconstruido estará desplazado en altura una cantidad constante respecto al original, debido a que al derivar los términos constantes existentes en las funciones base de Zernike y B-Spline según las ecuaciones 2.4, 2.5, 2.12 y 2.13, dichos términos constantes desaparecen, y al integrar posteriormente para reconstruir según las ecuaciones 2.20 y 2.21 son irrecuperables.

Además de computar los errores de ajuste en pendientes según las ecuaciones 2.18 y 2.19, resulta interesante cuantificar la calidad del ajuste en términos de la altura del frente de onda mediante la evaluación de la uniformidad espacial del citado desplazamiento en altura. Dicho parámetro de calidad viene dado por la desviación típica de la media de la magnitud $W_{ajuste}(x_i, y_i) - W_{sin\ ruido}(x_i, y_i)$ para todos los puntos de muestreo ($i=1,2,\dots,N$):

$$S = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N [(W_{ajuste}(x_i, y_i) - W_{sin\ ruido}(x_i, y_i)) - (\overline{W_{ajuste} - W_{sin\ ruido}})]^2}{N(N-1)}} \quad (\text{Ec. 2.22})$$

El ajuste es tanto mejor cuanto menor sea S .

2.2 Aplicación a la reconstrucción de frentes de onda de distinta complejidad

En este apartado se presentan los resultados del ajuste de diferentes frentes de onda teóricos discretos a las representaciones de Zernike y B-Spline. Los frentes de onda de distinta complejidad que se simulan son: un frente de onda esférico, un frente de onda tórico con eje del astigmatismo a 80° , y un frente de onda complejo con un doble pico y un hueco.

En el estudio que realizamos, se evalúa la calidad del ajuste en función del grado k del polinomio de Zernike para dicha representación, mientras que para la representación de B-Spline se evalúa la calidad en función del número de divisiones del dominio del frente de onda (*number of break points "NBP"*), manteniendo fijos el grado del B-Spline -que elegimos cúbico-, continuidad hasta la segunda derivada en los *BP* interiores ($\mu_s=3$) y discontinuidad en la frontera exterior del dominio ($\mu_s=0$). Este caso particular es el mismo que se ejemplifica en la figura 2.1 del apartado 2.1.2.

En dichas condiciones, el número de operaciones matemáticas necesarias para ajustar un determinado frente de onda discreto (ecuación 2.15) sería equivalente en ambas representaciones cuando:

$$\frac{(k+1)(k+2)}{2} - 1 = (NBP + 2)^2 \quad (\text{Ec. 2.23})$$

Por lo tanto, en cuanto al número de operaciones matemáticas de ajuste, son comparables $k=4$ y $NBP=2$, $k=6$ y $NBP=3$, $k=7$ y $NBP=4$, etc.

2.2.1 Reconstrucción de frentes de onda simples

i. Frente de onda esférico

Como ejemplo de frente de onda simple, se simula un frente de onda esférico teórico de radio de curvatura 160 mm (6.25 dioptrías) definido sobre un dominio de 2.51 cm^2 con un total de 6561 puntos de muestreo. Asimismo, se generan otros tres frentes de onda esféricos de iguales características pero con ruido aleatorio añadido en sus pendientes del $\pm 0.1\%$, $\pm 0.5\%$ y $\pm 1\%$ del valor pico-valle (PV) de las mismas.

Dichos frentes de onda simulados con ruido, y por tanto con características más cercanas a lo experimental, se ajustan a la base de polinomios de Zernike y B-Spline cúbico. En ambas representaciones, se extrae la información característica de los frentes de onda (coeficientes del ajuste) y se evalúa la calidad de su reconstrucción.

En el resumen de resultados de este apartado 2.2 se exponen los resultados de los ajustes a ambas representaciones de los tres frentes de onda de distinta complejidad analizados. Dichos resultados se presentan, de manera detallada, para el caso en el que el ruido máximo en pendientes es del $\pm 1\%$ PV, por tratarse del caso más significativo estudiado. Para los otros casos, correspondientes a amplitudes de ruido del $\pm 0.1\%$ PV y del $\pm 0.5\%$ PV los resultados obtenidos se exponen brevemente, ya que sus conclusiones son comparables a los anteriores.

Los resultados completos para las tres amplitudes de ruido simuladas, pueden consultarse en [Ares 2006] que forma parte del compendio de publicaciones anexo. En dicho artículo, no obstante, el estudio se realiza ajustando las alturas en vez de las pendientes de los frentes de onda. Posteriormente hemos comprobado que todos los comportamientos que se describen en el caso del ajuste a las alturas se observan de igual manera en el ajuste a pendientes, que es el procedimiento que se utiliza en esta memoria.

La introducción de un error aleatorio con amplitud máxima del $\pm 1\%$ PV en el frente de onda esférico simulado se traduce en una variación de las pendientes ideales del mismo en un rango de $\pm 0.99 \text{ mrad}$.

Los errores *RMS* de la reconstrucción en función del grado k del polinomio de Zernike y del *NBP* del B-Spline cúbico se muestran en la figura 2.2. En dicha figura, al hablar de *NBP*, en realidad nos estamos refiriendo a una división del dominio en una malla regular de $NBP \times NBP$ puntos.

Las dos curvas superiores que contienen triángulos rellenos y no rellenos representan el error *RMS* del ajuste (según la ecuación 2.18) para el Zernike y el B-Spline cúbico,

respectivamente. La línea superior horizontal de la figura representa el valor *RMS* del ruido aleatorio simulado. Si bien los errores de ajuste son muy similares para los distintos valores de *k* y *NBP* (diferencias de menos de 0.01 mrad entre valores *RMS* extremos), ocurre que para cualquiera de esos casos, el frente de onda ajustado está “siguiendo” el ruido, pues el error *RMS* de ajuste es en todos los casos mejor que el valor *RMS* debido al ruido. Igualmente esto se puede observar del comportamiento del denominado error *RMS* del frente de onda (dado por la ecuación 2.19) para el ajuste de Zernike (círculos rellenos) y del B-Spline cúbico (círculos no rellenos). Así, los *k* y *NBP* pequeños (*k* entre 2 y 5, y *NBP*= 2 y 3) son los que mejor reproducen un frente de onda esférico de las características citadas.

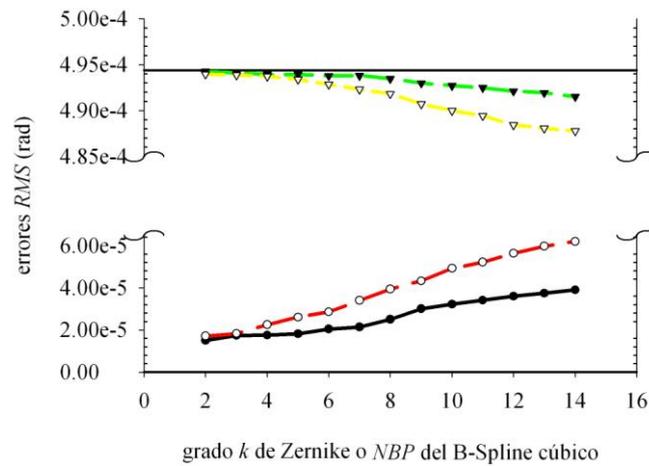


Figura 2.2. Ajuste de un frente de onda esférico simulado con ruido máximo en pendientes del $\pm 1\%$ PV a las representaciones de Zernike y B-Spline cúbico: errores *RMS* de ajuste (curvas con triángulos) y *RMS* del frente de onda (curvas con círculos) para las representaciones de Zernike (curvas con símbolos rellenos) y de B-Spline (curvas con símbolos no rellenos).

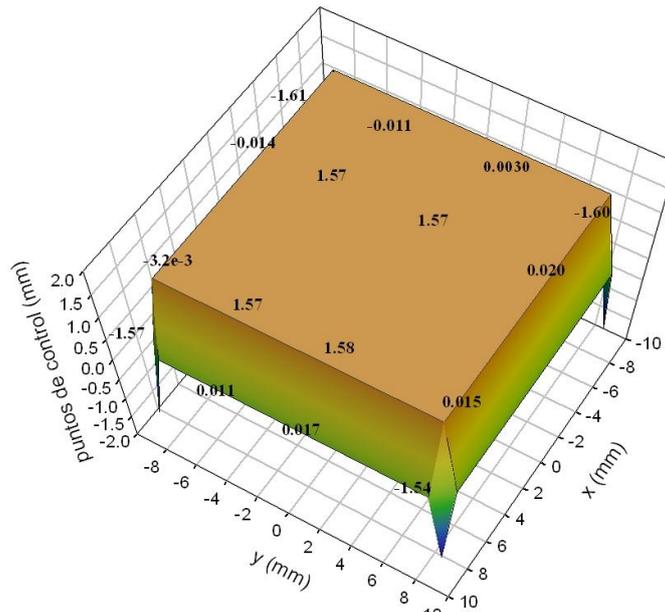
Estas misma conclusión se extrae también de los resultados obtenidos para los frentes de onda esféricos con ruidos entre el $\pm 0.5\%$ PV y $\pm 0.1\%$ PV, si bien en el último caso las mejores reconstrucciones se obtienen para *k* entre 4 y 6, y *NBP*=3 y 4, pues al tratarse de un ruido de amplitud tan pequeña, son los polinomios que mejor hacen el balance entre reconstruir la forma y no reproducir la amplitud del ruido.

Para el frente de onda con ruido del $\pm 1\%$ PV, se muestran en la tabla 2.1 los coeficientes de Zernike obtenidos para los ajustes de grado 2, 3 y 4. Dejando al margen los valores de las inclinaciones del frente de onda (términos a_1 y a_2), el término de desenfoque a_4 constituye, lógicamente, la aberración predominante con más de un 99.7% del peso total.

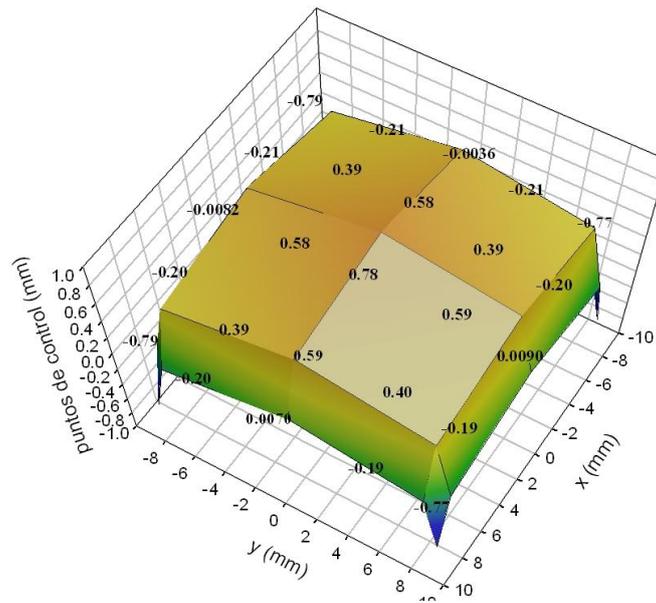
Por otra parte, en relación con el ajuste a B-Splines, en las figuras 2.3a y 2.3b se presentan los puntos de control obtenidos para los casos en que $NBP=2$ (el dominio no está dividido) y $NBP=3$ (dominio dividido en 4 áreas cuadradas iguales), respectivamente, que son los que proporcionan la mejor calidad de reconstrucción. Como se observa, las amplitudes más grandes de los coeficientes se localizan en el centro del dominio y decrecen hacia la periferia, de la misma manera en que lo hace la propia superficie del frente de onda esférico. Los puntos de control, por tanto, contienen la información de las alturas locales del frente de onda analizado, aunque sus valores concretos dependen del número de áreas en que se divide el dominio.

Coeficientes de Zernike (mm)				
i	k=2	k=3	k=4	Significado
1	0.0028	0.0028	0.0028	Inclinación en y
2	0.0028	0.0028	0.0028	Inclinación en x
3	0.000043	0.000043	0.000048	Astig. eje 45°
4	-0.11	-0.11	-0.11	Desenfoque
5	0.000047	0.000047	0.000030	Astig. eje 0°-90°
6		-0.0000035	-0.0000035	Trébol en y
7		0.000020	0.000020	Coma en y
8		-0.000029	-0.000029	Coma en x
9		-0.000048	-0.000048	Trébol en y
10			0.000015	
11			-0.000015	
12			-0.000044	Esférica
13			-0.000025	
14			-0.00000078	

Tabla 1. Coeficientes de Zernike obtenidos en el ajuste del frente esférico con ruido máximo en pendientes del $\pm 1\%$ PV, para los casos en que el grado del polinomio es $k=2$, $k=3$ y $k=4$.



(a)



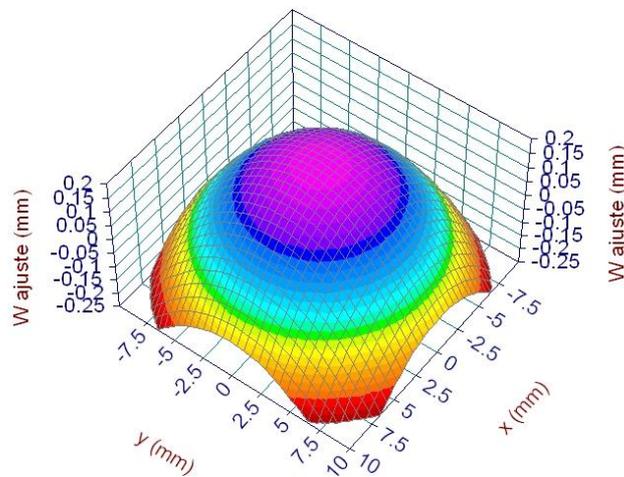
(b)

Figura 2.3. Puntos de control obtenidos en el ajuste de un frente de onda esférico simulado con ruido máximo en pendientes del $\pm 1\%$ PV a la representación de B-Splines cúbicos: (a) sin dividirse el dominio ($NBP=2$) y (b) con el dominio dividido en 4 áreas cuadradas de igual tamaño ($NBP=3$).

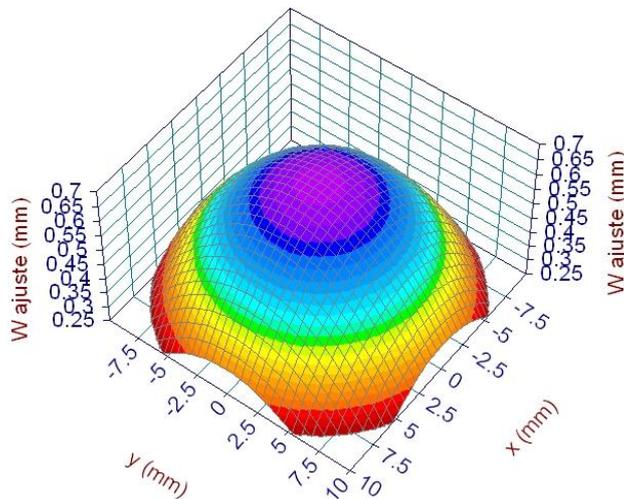
Por último, la figura 2.4 muestra la reconstrucción del frente de onda esférico con ruido del $\pm 1\%$ PV para el ajuste de Zernike de grado $k=3$ (figura 2.4a) y para el B-Spline cúbico con $NBP=3$ (figura 2.4b). Las reconstrucciones son muy buenas, y tal y como apuntamos en el

anterior apartado 2.1.3, existe un desplazamiento constante en altura que es diferente para cada uno de los dos casos, siendo la desviación típica media de dicho desplazamiento $S=4.84 \mu\text{m}$ (el 1.2% de la altura PV del frente de onda) para el ajuste a Zernike y $S=6.13 \mu\text{m}$ (el 1.5% de la altura PV) para el ajuste a B-Spline.

Ajustando el citado frente de onda reconstruido a la ecuación de una esfera perfecta, mediante el *software* comercial TABLECURVE™ 3D, obtenemos coeficientes de regresión (r^2) de 0.9999995 y 0.9999993 y radios de curvatura de 159.99 mm y 160.03 mm, para los casos de Zernike y B-Spline, respectivamente.



(a)



(b)

Figura 2.4. Reconstrucción del frente de onda esférico con ruido máximo en pendientes del $\pm 1\%$ PV para (a) el ajuste de Zernike cúbico (grado $k=3$) y (b) el ajuste de B-Spline cúbico con el dominio dividido en 4 áreas cuadradas de igual tamaño ($NBP=3$).

ii. Frente de onda tórico con eje de astigmatismo a 80°

El segundo frente de onda estudiado es un frente de onda tórico ideal de radios de curvatura $R_x=150$ mm y $R_y=170$ mm girado $\vartheta=80^\circ$, con 6084 puntos y definido sobre un dominio de 3.16 cm^2 , que simulamos utilizando la fórmula de una superficie esferocilíndrica girada [Royo 2000]:

$$\begin{aligned} x &= x_r \cos \vartheta + y_r \sin \vartheta \\ y &= -x_r \sin \vartheta + y_r \cos \vartheta \end{aligned}$$

$$W = \frac{x^2/R_x + y^2/R_y}{1 + \left\{ 1 - \frac{[x^2/R_x + y^2/R_y]^2}{x^2 + y^2} \right\}^{1/2}} \quad (\text{Ec. 2.24})$$

Además de dicho frente de onda ideal, simulamos, como en el caso esférico, otros tres de las mismas características pero con ruido aleatorio en sus pendientes de entre el $\pm 0.1\%$, $\pm 0.5\%$ y $\pm 1\%$ PV de las mismas. Para el último caso, cuyos resultados exponemos en detalle en este apartado, el ruido entre el $\pm 1\%$ PV representa una variación de las pendientes ideales en un intervalo de ± 1.07 mrad para \tilde{W}_x y ± 1.21 mrad para \tilde{W}_y .

La figura 2.5 muestra los errores *RMS* del ajuste (curvas superiores) y los errores *RMS* del frente de onda (curvas inferiores) para las representaciones de Zernike (símbolos rellenos) y de B-Spline cúbico (símbolos no rellenos). Como ocurría para el frente de onda esférico, los mejores ajustes del frente de onda tórico girado suceden para grados bajos de Zernike y para pocas subdivisiones del dominio en el caso del B-Spline cúbico. Ahora, no obstante, el menor error *RMS* del frente de onda se da para los grados de Zernike $k=4$ y $k=5$ (cuando en el caso esférico eran $k=2$ y $k=3$), lo cual es consistente con el hecho de que la forma del frente de onda tórico girado es algo más compleja que la del esférico.

Para los otros casos en que la amplitud del ruido es algo menor ($\pm 0.1\%$ PV y $\pm 0.5\%$ PV), se aprecia un comportamiento equivalente, si bien la diferencia de calidad del ajuste entre el mejor caso ($k=5$ y $NBP=3$) y el ajuste de orden menor ($k=2$ y $NBP=2$) es algo mayor cuando el ruido es de menor amplitud; es decir, el “seguimiento” del ruido es menos importante que la reproducción de la forma tórica.

La tabla 2.2 muestra los coeficientes de Zernike extraídos del ajuste del frente de onda tórico con ruido entre el $\pm 1\%$ PV para los grados $k=4$ y $k=5$. El desenfoque es claramente la aberración dominante (90% del peso total), pero los coeficientes de astigmatismo toman ahora valores significativos, siendo mayor el que representa la orientación del eje a 0° - 90° (un 7.5%) que el del eje a 45° (un 2.4%), lo cual es consistente con el hecho de que el toro tenga sus meridianos principales orientados a 80° respecto a los ejes x e y .

La figura 2.6 presenta los puntos de control obtenidos para el ajuste del frente de onda tórico al B-Spline cúbico con $NBP=3$. Si se compara con el mismo ajuste para el esférico de la figura 2.3b, se puede observar que ahora los puntos de control son algo mayores pues también lo es la altura real del frente de onda tórico respecto a la del esférico, y que los puntos de control situados a la misma distancia radial del central son menos parecidos entre sí que en el caso esférico, lo que está relacionado con que la forma tórica del frente de onda.

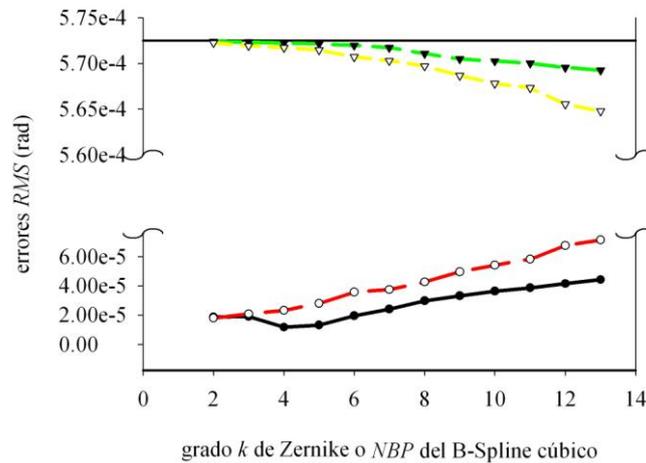


Figura 2.5. Ajuste de un frente de onda tórico girado 80° con ruido máximo en pendientes del $\pm 1\%$ PV a las representaciones de Zernike y B-Spline cúbico: errores RMS de ajuste (curvas con triángulos) y RMS del frente de onda (curvas con círculos) para las representaciones de Zernike (curvas con símbolos rellenos) y de B-Spline (curvas con símbolos no rellenos).

Coeficientes de Zernike (mm)			
i	k=4	k=5	Significado
1	0.0046	0.0046	Inclinación en y
2	0.0040	0.0040	Inclinación en x
3	-0.0039	-0.0039	Astig. eje 45°
4	-0.14	-0.14	Desenfoque
5	0.012	0.012	Astig. eje $0^\circ-90^\circ$
6	-0.000028	-0.000029	Trébol en y
7	0.00000064	0.0000033	Coma en y
8	0.0000067	0.000021	Coma en x

9	0.000012	0.000036	Trébol en y
10	0.000011	0.000011	
11	-0.0000037	-0.0000037	
12	-0.000050	-0.000050	Esférica
13	-0.000011	-0.000011	
14	-0.000015	-0.000015	
15		0.0000072	
16		-0.0000025	
17		-0.0000029	
18		0.000025	
19		0.000020	
20		-0.000018	

Tabla 2.2. Coeficientes de Zernike obtenidos en el ajuste del frente de onda tórico girado con ruido máximo en pendientes del $\pm 1\%$ PV, para los casos en que el grado del polinomio es $k=4$ y $k=5$.

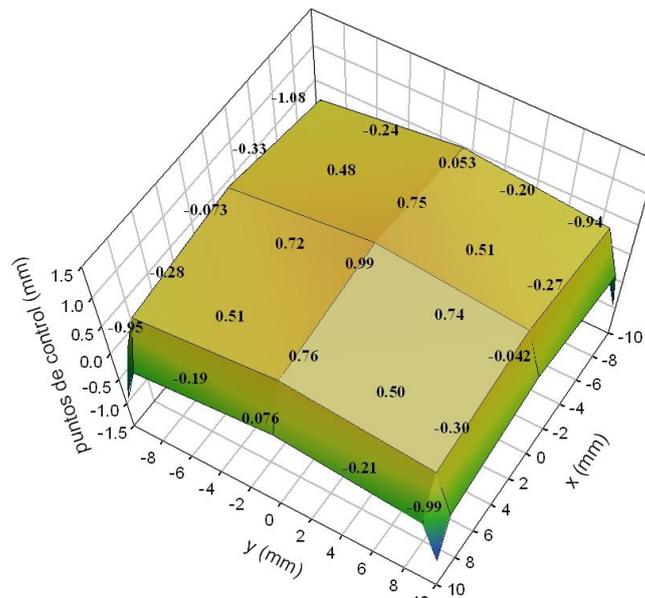
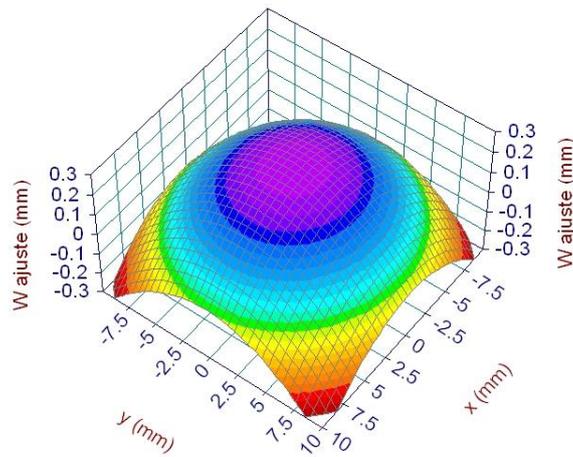
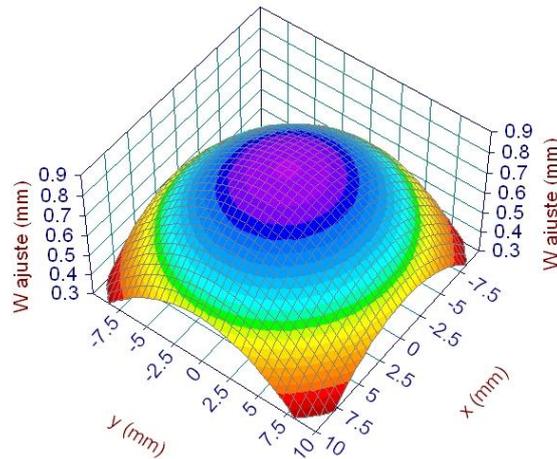


Figura 2.6. Puntos de control obtenidos en el ajuste de un frente de onda tórico girado con ruido máximo en pendientes del $\pm 1\%$ PV a la representación de B-Splines cúbicas cuando el dominio se divide en 4 áreas cuadradas de igual tamaño ($NBP=3$).

Finalmente, se muestra en las figuras 2.7a y 2.7b las reconstrucciones del frente de onda tórico para dos casos óptimos de ajuste: $k=4$ y $NBP=3$, respectivamente. Representando los valores reconstruidos según la ecuación 2.24 con el programa TABLECURVE™ 3D, se obtiene para $k=4$ un coeficiente de regresión del ajuste $r^2=0.99999995$, y unos radios de curvatura $R_x=150.00$ mm y $R_y=169.95$ mm, mientras que para $NBP=3$ dichos valores son $r^2=0.9999997$, $R_x=150.00$ mm, y $R_y=169.94$ mm. Las desviaciones típicas medias del desplazamiento del frente de onda reconstruido respecto al ideal son de $S=6.37$ μm (1.2% del PV) y $S=11.2$ μm (2.2% del PV), para $k=4$ y $NBP=3$, respectivamente.



(a)



(b)

Figura 2.7. Reconstrucción del frente de onda tórico girado con ruido máximo en pendientes del $\pm 1\%$ PV para (a) el ajuste de Zernike de grado $k=4$ y (b) el ajuste de B-Spline cúbica con el dominio dividido en 4 áreas cuadradas de igual tamaño ($NBP=3$).

2.2.2 Reconstrucción de un frente de onda complejo

Como ejemplo de frente de onda complejo para ajustar con las reconstrucciones de Zernike y B-Splines, se escoge la denominada superficie de Franke que tiene dos picos y un hueco de diferentes amplitudes y descentrados, tal y como puede verse en la figura 2.8. Dicho frente de onda, definido sobre un dominio de 1.21 cm^2 , se simula con un total de 6084 puntos y viene expresado analíticamente como [Farmer 1997]:

$$W(x, y) = 0.75 \exp\left[-0.25(9x - 2)^2 - 0.25(9y - 2)^2\right] + 0.75 \exp\left[-\frac{(9x + 1)^2}{49} - \frac{(9y + 1)^2}{10}\right] + 0.5 \exp\left[-0.25(9x - 7)^2 - 0.25(9y - 3)^2\right] - 0.2 \exp\left[-(9x - 4)^2 - (9y - 7)^2\right]$$

(Ec. 2.25)

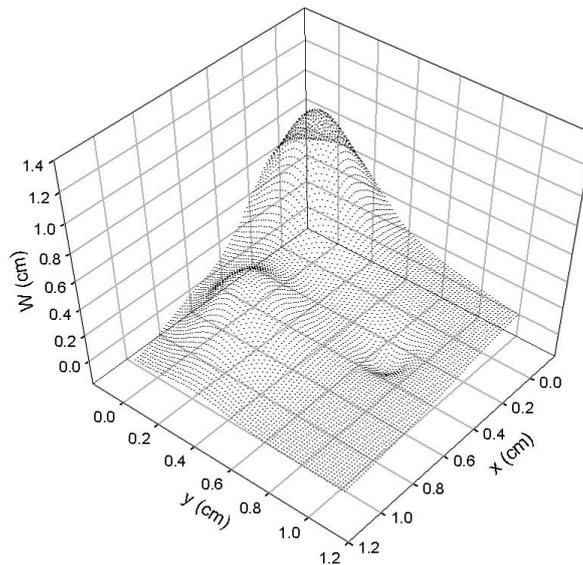
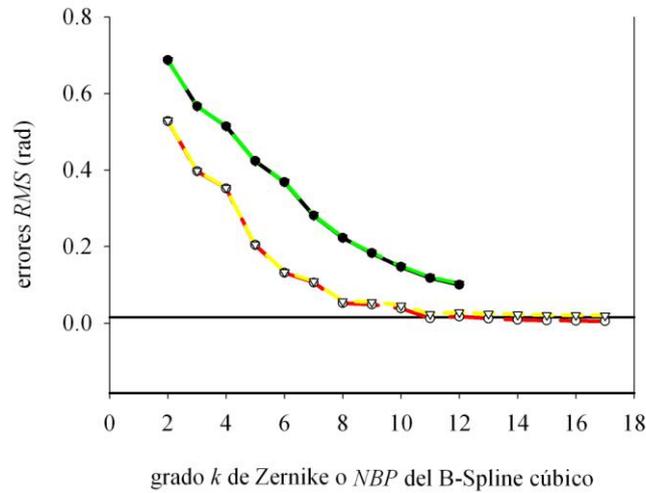


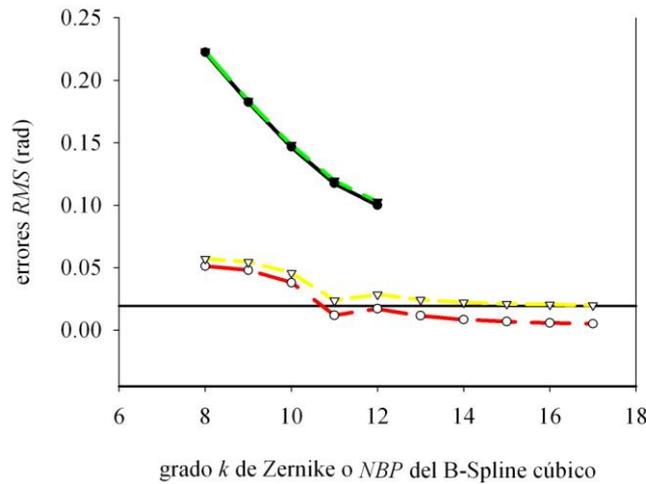
Figura 2.8. Superficie de Franke que se simula como frente de onda complejo discreto.

Los frentes de onda complejos que ajustamos a las representaciones de Zernike y B-Spline cúbico son simulados con la forma de la superficie de Franke pero, nuevamente, con ruido aleatorio en sus pendientes del $\pm 0.1\%$, $\pm 0.5\%$ y $\pm 1\%$ PV de las mismas. Los resultados que se presentan en este apartado son los del último caso, cuyo ruido aleatorio en el rango del $\pm 1\%$ PV representa una variación de las pendientes ideales entre $\pm 0.055 \text{ rad}$ para \tilde{W}_x y $\pm 0.024 \text{ rad}$ para \tilde{W}_y .

La figura 2.9a muestra los errores *RMS* asociados a los distintos ajustes de Zernike (curvas superiores) y B-Spline cúbico (curvas inferiores). La figura 2.9b es simplemente un zoom de dichas curvas en los valores altos de k y NBP , para facilitar la visualización de los resultados.



(a)



(b)

Figura 2.9. Ajuste del frente de onda complejo de Franke con ruido máximo en pendientes del $\pm 1\%$ PV a las representaciones de Zernike y B-Spline cúbica: (a) curvas completas de los errores RMS de ajuste (curvas con triángulos) y RMS del frente de onda (curvas con círculos) para las representaciones de Zernike (curvas con símbolos rellenos) y de B-Spline (curvas con símbolos no rellenos), y (b) representación de dichas curvas únicamente para valores altos de k y NBP .

En el caso de Zernike los errores RMS solo se muestran hasta grado $k=12$ ya que, a partir de ese valor, la representación se vuelve mal condicionada (ver texto) y, por tanto, los coeficientes de ajuste obtenidos no reflejan correctamente los valores de amplitud de las aberraciones.

Como puede observarse ahora, y a diferencia de lo que sucedía para los anteriores frentes de onda esférico y tórico, los k 's y NBP 's bajos resultan insuficientes para ajustar correctamente el frente de onda de Franke. Para cualquier valor de k y para NBP 's entre 2 y 10, los ajustes

son incapaces de reproducir con precisión la forma del frente de onda, con errores *RMS* de ajuste (curvas con círculos) y del frente de onda (curvas con triángulos) claramente superiores al *RMS* del ruido simulado (recta horizontal inferior). A partir del valor $NBP=11$ (división del domino en 100 subáreas cuadradas de 1.21 mm^2) la representación cúbica de B-Spline es capaz de reproducir correctamente el frente de onda. El mejor resultado se obtiene para los casos $NBP=16$ (225 subáreas) y $NBP=17$ (256 subáreas), que marcan justamente la frontera entre reproducir con precisión la forma del frente de onda y reproducir también el ruido. Sin embargo, este incremento del número de subáreas acarrea un significativo aumento del coste computacional (ecuación 2.15 del apartado 2.1.3), tal y como muestra para el B-Spline cúbico la curva discontinua de la figura 2.10. La diferencia de tiempo de computación del ajuste en los casos $NBP=11$ y $NBP=17$, resulta de casi 9 minutos ($t_{NBP=11}=2' 13''$, $t_{NBP=17}=11' 10''$) en un *PC Pentium IV* a 3GHz y memoria *RAM* de 1GB, lo que pone de manifiesto el compromiso que existe entre el tiempo de cálculo y la precisión del ajuste para el frente de onda de Franke.

Para los otros dos casos estudiados, en que el ruido simulado es de menor amplitud (entre el $\pm 0.1\%$ PV y entre el $\pm 0.5\%$ PV), también ocurre que la representación de B-Splines cúbicos con un elevado número de subzonas es la que describe con mayor precisión el frente de onda de Franke.

Al igual que sucede en la representación de B-Spline, podría pensarse que para obtener un buen ajuste de la superficie de Franke en la base de Zernike bastaría con tomar un grado convenientemente alto del polinomio. Sin embargo, esto no es así. En realidad, el máximo grado que proporciona una solución de coeficientes de Zernike con significado físico es $k=12$, ya que grados superiores proporcionan soluciones sin sentido físico. Esto tiene que ver con la singularidad (o deficiencia de rango) de la matriz de Zernike en estos casos. Para grados mayores que 12 el problema del ajuste se vuelve mal condicionado (*ill conditioned*), y, en consecuencia, aunque la solución obtenida de coeficientes de Zernike es matemáticamente válida al proporcionar mejores errores *RMS* de ajuste, dichos coeficientes pierden el sentido físico de amplitudes de las aberraciones del frente de onda al tomar valores extraordinariamente altos. En la tabla 2.3 se presentan algunos de los coeficientes de Zernike obtenidos para los casos mal condicionados $k=14$ y $k=15$, en comparación con uno de los casos bien condicionados $k=8$.

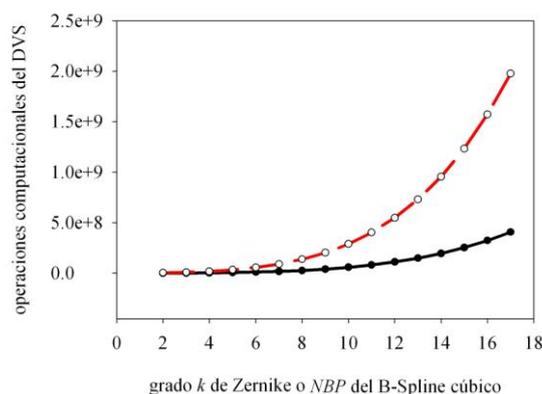


Figura 2.10. Número de operaciones computacionales asociadas al método DVS de resolución matricial en función del grado k del polinomio de Zernike (curva continua) y del número de divisiones NBP del dominio para el ajuste de B-Splines cúbicos (curva discontinua).

	$k=8$	$k=14$	$k=15$
Error RMS del frente de onda (rad)	0.22	0.069	0.061
Valor de condicionamiento	60.25	5.14×10^7	1.17×10^{10}
Coefficientes de Zernike más grandes (cm)	$a_3=0.050$	$a_3=5.30$	$a_6=805.18$
	$a_4=-0.095$	$a_4=-7.19$	$a_7=311.46$
	$a_5=-0.039$	$a_5=-8.97$	$a_8=281.487$
	$a_8=-0.082$	$a_{10}=13.99$	$a_9=1920.97$
	$a_9=-0.069$	$a_{12}=-5.54$	$a_{19}=1122.88$
	$a_{12}=-0.060$	$a_{13}=-6.86$	$a_{33}=432.22$
	$a_{19}=-0.072$	$a_{22}=7.52$	$a_{35}=209.489$

Tabla 2.3. Resultados obtenidos en el ajuste del frente de onda de Franke con ruido máximo simulado del $\pm 1\%$ PV para los grados $k=8$, $k=14$ y $k=15$. Los ajustes de mayor grado (14 y 15) proporcionan una solución matemáticamente correcta con menores errores RMS del frente de onda, pero sin sentido físico ya que los coeficientes de Zernike toman valores extremadamente altos que no describen las amplitudes reales de las aberraciones del frente de onda.

Al igual que en las anteriores figuras 2.3 y 2.6 para los casos del frente de onda esférico y tórico, la figura 2.11 muestra la superficie que forman los puntos de control obtenidos del ajuste del frente de onda de Franke con B-Splines cúbicos usando $NBP=11$. Como se observa, la forma que reproducen los puntos de control es la forma real de la superficie de Franke. Se comprueba nuevamente que los puntos de control informan de las amplitudes locales del frente de onda. Al tratarse de 169 puntos de control (13 x 13), los presentamos en la tabla 2.4 en vez de sobre la figura 2.11 para facilitar su legibilidad.

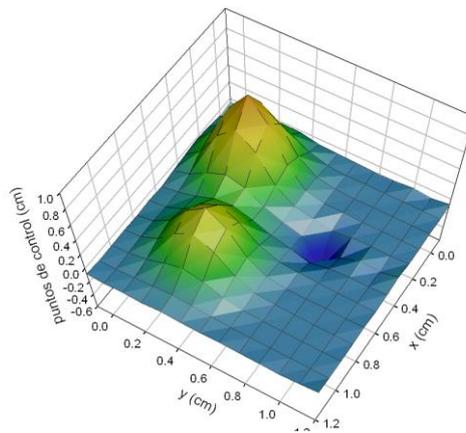


Figura 2.11. “Superficie” que forman los puntos de control obtenidos del ajuste del frente de onda de Franke con ruido del $\pm 1\%$ PV a la representación de B-Spline cúbico con el dominio dividido en 10×10 subáreas cuadradas iguales ($NBP=11$).

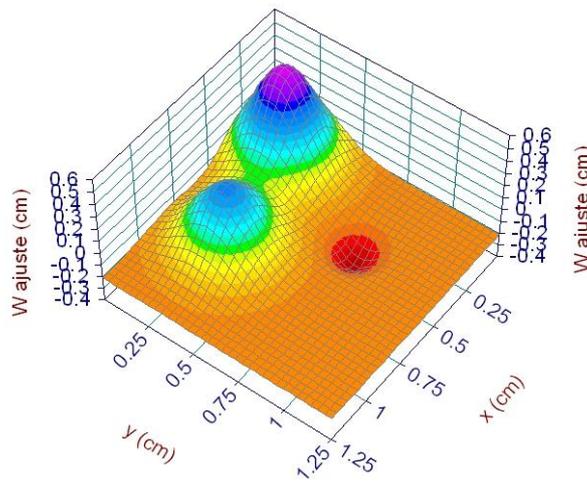
Puntos de control (cm)													
												→ y	
-0.044	-0.071	-0.037	-0.021	-0.038	-0.067	-0.086	-0.082	-0.089	-0.083	-0.090	-0.092	-0.082	.
-0.073	-0.0098	0.11	0.18	0.11	-0.0042	-0.060	-0.061	-0.051	-0.062	-0.078	-0.090	-0.089	.
-0.032	0.11	0.40	0.57	0.41	0.13	0.0084	0.043	0.087	0.048	-0.032	-0.077	-0.088	.
-0.027	0.18	0.57	0.81	0.59	0.22	0.099	0.23	0.35	0.25	0.056	-0.057	-0.088	.
-0.029	0.11	0.41	0.59	0.42	0.16	0.13	0.34	0.51	0.37	0.11	-0.046	-0.076	.
-0.074	-0.0069	0.12	0.19	0.13	0.026	0.058	0.24	0.36	0.26	0.060	-0.055	-0.085	.
-0.087	-0.073	-0.042	-0.026	-0.039	-0.057	-0.032	0.045	0.099	0.057	-0.028	-0.076	-0.090	.
-0.091	-0.087	-0.085	-0.082	-0.090	-0.12	-0.086	-0.058	-0.047	-0.057	-0.076	-0.090	-0.084	.
-0.099	-0.088	-0.093	-0.085	-0.14	-0.48	-0.16	-0.076	-0.090	-0.085	-0.091	-0.091	-0.096	.
-0.10	-0.089	-0.092	-0.090	-0.10	-0.18	-0.11	-0.089	-0.092	-0.091	-0.093	-0.093	-0.089	.
-0.081	-0.092	-0.091	-0.091	-0.091	-0.073	-0.089	-0.092	-0.091	-0.092	-0.092	-0.092	-0.10	.
-0.10	-0.089	-0.092	-0.090	-0.092	-0.11	-0.095	-0.091	-0.092	-0.090	-0.093	-0.092	-0.091	↓
-0.080	-0.097	-0.088	-0.093	-0.088	-0.054	-0.083	-0.098	-0.087	-0.097	-0.090	-0.097	-0.069	x

Tabla 2.4. Valores de los puntos de control obtenidos del ajuste del frente de onda de Franke con ruido del $\pm 1\%$ PV a la representación de B-Spline cúbico con el dominio dividido en 10×10 subáreas cuadradas iguales ($NBP=11$).

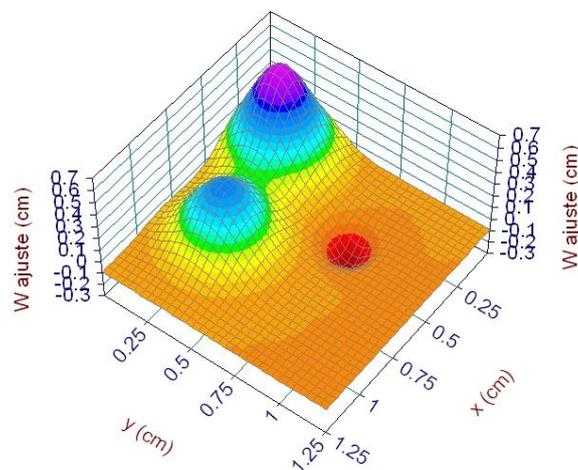
Finalmente, para algunos de los casos analizados en que el ajuste de ambas representaciones es bueno, como son $k=12$, $NBP=11$ y $NBP=17$, reconstruimos el frente de onda de Franke según las ecuaciones 2.20 y 2.21 a partir de los coeficientes de ajuste obtenidos.

Representando los datos reconstruidos según la ecuación 2.25 de la superficie teórica de Franke mediante el software comercial TABLECURVE™ 3D, obtenemos un coeficiente de regresión $r^2=0.997$ para $k=12$, $r^2=0.99998$ para $NBP=11$, y $r^2=0.999996$ para $NBP=17$. Las desviaciones típicas medias del desplazamiento del frente de onda reconstruido respecto al ideal son de $S=18.65 \mu\text{m}$, $S=18.51 \mu\text{m}$ y $S=18.49 \mu\text{m}$ para $k=12$, para $NBP=11$ y para $NBP=17$, respectivamente. Estos valores confirman que, efectivamente, el mejor ajuste del frente de onda complejo de Franke lo realiza la representación de B-Splines cúbicos con NBP 's altos.

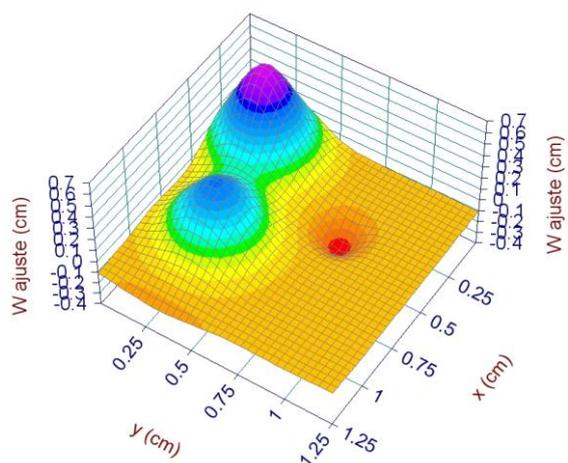
En las figuras 2.12a, 2.12b y 2.12c se muestran las reconstrucciones para $k=12$, $NBP=11$ y $NBP=17$, respectivamente.



(a)



(b)



(c)

Figura 2.12. Reconstrucción del frente de onda de Franke con ruido máximo en pendientes del $\pm 1\%$ PV para (a) el ajuste de Zernike de grado $k=12$ y (b) el B-Spline cúbica con el dominio dividido en 100 áreas cuadradas de igual tamaño ($NBP=11$) y (c) 256 áreas cuadradas de igual tamaño ($NBP=17$).

Referencias

- [Ares 2006] M. Ares, S. Royo, "Comparison of cubic B-Spline and Zernike fitting techniques in complex wavefront reconstruction", *Appl. Opt.*, v 45 (27), 6954-6964, 2006.
- [Björck 1996] Ake Björck, "Numerical Methods for Least Square Problems", Society for Industrial and Applied Mathematics, Philadelphia, 1996.
- [De Boor 2001] C. de Boor, "A Practical Guide to Splines" revised edition, Springer-Verlag, 2001.
- [Farmer 1997] K.W. Farmer, "Scattered data interpolation by C quintic splines using energy minimization," M. A. thesis (University of Georgia), 1997.
- [Lawson 1974] C.L. Lawson, R.J. Hanson, "Solving Least Squares Problems", Prentice Hall, 1974.
- [Mahajan 2007] V.N. Mahajan, "Zernike polynomial and wavefront fitting", en *Optical Shop Testing*, 3a ed., D. Malacara, ed. Wiley, 2007.
- [Press 1997] W.H. Press, S.A. Teukolsky, W.T. Vetterling, B.P. Flannery, "Numerical Recipes in C", 2 edición, Cambridge University Press, 1997.
- [Qi 2002] B. Qi, H.B. Chen, N.L. Dong, "Wavefront fitting of interferograms with Zernike polynomials", *Opt. Engin.*, v.41 (7), 1565-1569, 2002.
- [Royo 2000] S. Royo, J. Arasa, C. Pizarro, "Profilometry of toroidal surfaces with an improved Ronchi test," *Appl. Opt.* 39, 5721-5731, 2000.
- [Seifert 2005] L. Seifert, H. J. Tiziani, W. Osten, "Wavefront reconstruction with the adaptive Shack-Hartmann sensor", *Opt. Commun.*, 245, 255-269, 2005.
- [Thijsse 1998] B.J. Thijsse, M.A. Hollanders, J. Hendrikse, "A practical algorithm for least-squares spline approximation of data containing noise", *Computers in Physics*, v.12 (4), 393-399, 1998.

CAPÍTULO 3: Desarrollo de un sensor de frente de onda basado en matrices de microlentes cilíndricas

En este capítulo se diseña y construye un sensor de frente de onda de tipo Shack-Hartmann basado en matrices de microlentes cilíndricas, cuyas principales características son un elevado rango dinámico de medida y la capacidad de medir de una vez un campo amplio. En consecuencia, se trata de un sensor pensado para medir con rapidez frentes de onda complejos.

El desarrollo del sensor comprende varias etapas, que son abordadas a lo largo del actual capítulo. Dichas etapas son:

- el diseño conceptual del sensor (apartado 3.1) y, en paralelo, el desarrollo del algoritmo de procesado de imágenes para obtener la medida del frente de onda (apartado 3.1.3)
- la simulación del sensor por trazado de rayos mediante un software propio (apartado 3.2)
- la construcción del sensor y su proceso de calibración, incluyendo el proceso de análisis de la influencia de las posibles imprecisiones de posicionamiento en su construcción (apartado 3.3)

Finalmente, en el último apartado del capítulo (apartado 3.4), se presenta, como aplicación del sensor, la medida de los frentes de onda transmitidos por diferentes diseños de lentes oftálmicas de adición progresiva de tipo personalizadas (LAPs personalizadas). Para las distintas LAPs personalizadas se obtienen las aberraciones espacialmente resueltas y los mapas espaciales de potencia, astigmatismo y eje del astigmatismo. Estos resultados ponen de manifiesto las diferencias existentes entre distintos diseños personalizados de una determinada gama de lentes progresivas comerciales.

3.1 Diseño conceptual

En este apartado se explica brevemente el principio de medida y los parámetros fundamentales de diseño del sensor desarrollado. Además se describe el algoritmo que se ha implementado para el procesamiento de las imágenes captadas por el sensor y que permite calcular el frente de onda medido.

3.1.1 Principio de medida del sensor

El principal componente óptico de un sensor de tipo Shack-Hartmann como el desarrollado es una matriz de microlentes [Platt 2001]. Convencionalmente, dicha matriz está formada por microlentes de forma esférica [Jeong 2005] [Rammage 2002] [Neal 1997]. Como se muestra en la figura 3.1, una matriz de microlentes de ese tipo actúa descomponiendo espacialmente el frente de onda problema incidente en múltiples *spots* que caen en su plano focal (situado a distancia f de las microlentes) y que son captados utilizando un fotodetector, que usualmente es una cámara *CCD* o *CMOS*. La desviación de cada *spot* respecto a la posición del *spot* de referencia -que se localiza en el eje óptico de cada microlente, dado que típicamente se utiliza como frente de onda de referencia un frente de onda plano- permite calcular la pendiente promedio del frente de onda problema en el área de cada microlente mediante la simple relación geométrica:

$$\begin{aligned} \frac{\partial W_{problema}(x,y)}{\partial x} &= \frac{(\rho_x|_{problema} - \rho_x|_{referencia})p_x}{f} \\ \frac{\partial W_{problema}(x,y)}{\partial y} &= \frac{(\rho_y|_{problema} - \rho_y|_{referencia})p_y}{f} \end{aligned} \quad (\text{Ec. 3.1})$$

donde (x,y) son las coordenadas del punto central de la microlente, $\rho_x|_{problema}$ y $\rho_x|_{referencia}$ son, respectivamente, la componente x e y del centroide problema y referencia del *spot* refractado por la microlente (x,y) , y p_x y p_y son las longitudes en x e y del pixel de la *CCD* o *CMOS*.

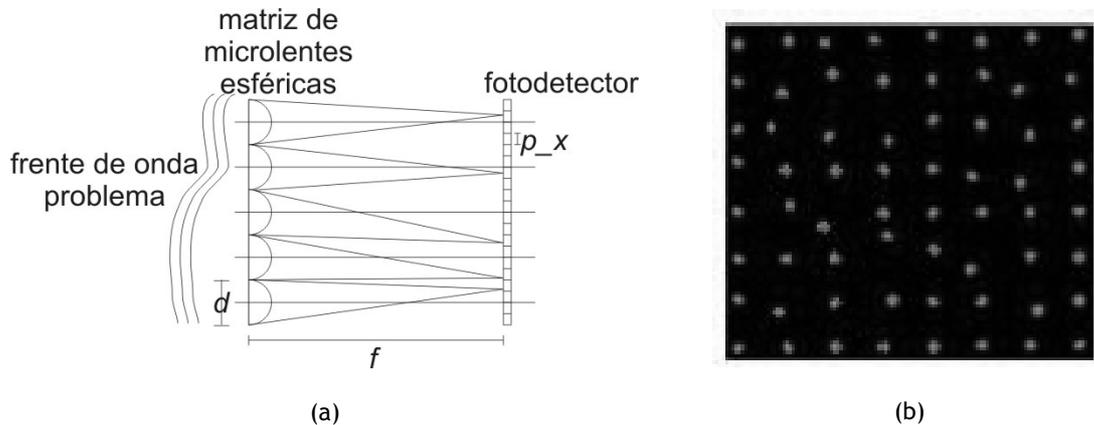


Figura 3.1. (a) Sensor de frente de onda Shack-Hartmann formado por una matriz de microlentes esféricas que descompone espacialmente el frente de onda en (b) un conjunto de *spots* que son captados por un fotodetector. De la desviación de los *spots* respecto al eje óptico de las microlentes que los refractan se calculan las pendientes del frente de onda.

La clave para medir correctamente el frente de onda es poder identificar inequívocamente cada *spot* problema y referencia detectados con la microlente que los refractó. Para el frente de onda plano de referencia esto es trivial, pues el *spot* se localiza en el eje óptico de la microlente, pero para el frente de onda problema resulta tanto más complicado cuanto más complejo es el frente de onda, pues el *spot* se desvía más del eje óptico, pudiendo llegarse a confundir con los *spots* vecinos. En el sensor Shack-Hartmann clásico, los *spots* problema están limitados a localizarse dentro del área del fotodetector asociada al tamaño de la microlente; es decir, si los *spots* se desvían del eje óptico de la microlente pero se mantienen dentro del área citada estarán correctamente identificados, mientras que si se salen de él será imposible determinarlos. Esta limitación sirve, por tanto, para poder localizar de una forma sencilla los *spots*, pero a costa de imposibilitar la medida de frentes de onda de formas complejas cuyos *spots* asociados se salgan fuera del área fijada por el tamaño de la microlente. Esta limitación del rango dinámico de medida del sensor ha sido un problema al que se han buscado soluciones en los últimos años [Lee 2005] [Rha 2004] [Seifert 2003] [Lindlein 2002] [Lindlein 2001] [Groening 2000] [Servin 1999] [Pfund 1998a] [Roggermann 1998].

El sensor Shack-Hartmann de microlentes cilíndricas (*CSHWS*) que hemos desarrollado y presentamos en este capítulo de la tesis es una solución novedosa a la limitación clásica del rango dinámico del sensor. El *CSHWS* extiende el rango dinámico del Shack-Hartmann clásico sin disminuir las resoluciones de medida, de modo que permite medir frentes de onda de formas más complejas. La extensión del rango dinámico se fundamenta en el hecho de que la matriz de microcilindros genera líneas continuas en vez de *spots* discontinuos, con lo que aun

cuando existan deformaciones locales importantes del frente de onda, éstas serán correctamente identificadas al pertenecer a una misma línea continua. En consecuencia, el límite del rango dinámico no viene impuesto por el tamaño de la microlente, sino por la superposición de líneas contiguas, tal y como se detalla en el apartado 3.1.3.

3.1.2 Parámetros de diseño del sensor

El sistema óptico de medida de frentes de onda que se diseña está formado esencialmente por un telescopio reductor, dos matrices de microlentes cilíndricas iguales y dos cámaras CCD también iguales, en la disposición que se muestra en el figura 3.2. Los parámetros físicos escogidos de estos tres tipos de elementos determinan las características metroológicas del sensor.

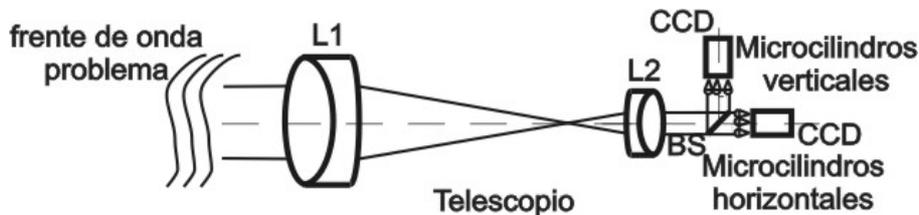


Figura 3.2. Elementos ópticos que constituyen el sensor óptico construido para la medida de frentes de onda complejos. Los parámetros físicos de diseño de dichos elementos determinan las características metroológicas de campo, resolución espacial, resolución vertical y, en parte, rango dinámico de medida.

El telescopio conjuga el frente de onda problema con el sensor Shack-Hartmann formado por las matrices de microlentes cilíndricas, reduciendo además su tamaño convenientemente, y estas lo descomponen espacialmente focalizándolo en forma de líneas horizontales o verticales sobre las cámaras CCD.

Las características de dicho sistema en cuanto al rango dinámico de medida, la resolución espacial, y la resolución vertical que es posible alcanzar, dependen de un número reducido de parámetros de diseño:

- La magnificación M del telescopio ($M > 1$ aumento, $M < 1$ reducción).
- La focal f de las microlentes.
- La anchura d de las microlentes.
- El tamaño p del pixel de las CCD (consideramos el caso particular en que $p_x = p_y = p$).

El binomio formado por la forma cilíndrica de las microlentes y el algoritmo de procesado de las imágenes que se encarga de identificar las líneas, sin ser un parámetro, es también muy relevante a la hora de definir las prestaciones del sistema.

En cuanto a la resolución espacial N , esta depende del tamaño de las microlentes de la matriz y de la magnificación del telescopio, según la relación:

$$N = d/M \quad (\text{Ec. 3.2})$$

Es decir, la resolución espacial es mejor cuanto menor es la anchura de las microlentes (d menor) y cuanto menos reduzca el telescopio el tamaño del frente de onda (M mayor). En cualquier caso, se deberá de cumplir el teorema de Nyquist de modo que la frecuencia de muestreo diseñada sea al menos el doble que la frecuencia máxima de los frentes de onda a medir.

La resolución vertical es la mínima variación en pendiente que puede ser medida (u_{\min}), y, por tanto, está relacionada con el mínimo desplazamiento medible de la línea focal respecto al eje óptico de la microlente. La resolución vertical depende de f , de p y de M , según la relación:

$$u_{\min} = Mp/f \quad (\text{Ec. 3.3})$$

La resolución vertical es mejor cuanto mayor es f , ya que así la línea está más desplazada del eje óptico y, por tanto, la influencia del ruido del CCD y el error asociado al cálculo de su centroide son menos determinantes, tal y como se ilustra en la figura 3.3. También la resolución vertical es mejor cuanto menor es p , pues así es posible muestrear correctamente desplazamientos más pequeños. Y también cuanto menor es M , ya que al medir el sensor pendientes aumentadas un factor $1/M$, las originales antes del telescopio son más pequeñas.

Asimismo, la resolución vertical también depende de la precisión del algoritmo de cálculo de centroides, pues la computación de los mismos permite obtener una resolución subpíxel. Dicha resolución subpíxel la denotamos mediante el parámetro ε , y, por tanto, la ecuación 3.3 queda reescrita como:

$$u_{\min} = Mp/\varepsilon f \quad (\text{Ec. 3.4})$$

En condiciones típicas de trabajo *Neal et al.* [Neal 1997] estiman empíricamente el parámetro ε en un valor 100; esto es, una resolución subpíxel de la centésima parte del tamaño del píxel.

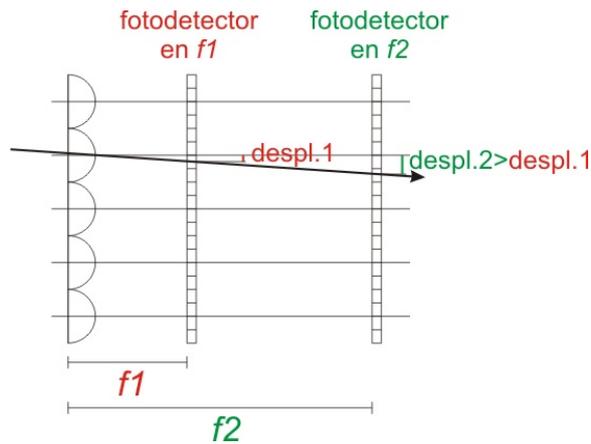


Figura 3.3. Influencia de la focal de la matriz de microlentes en la resolución vertical del sensor. Cuanto mayor es la focal de la microlente, más se separa el rayo del eje óptico de la misma, y, por tanto, más resoluble es su desplazamiento y menos críticos los errores debidos al ruido del *CCD* y al algoritmo de cálculo de su centroide. La resolución vertical es, por lo tanto, mejor cuanto mayor es la focal.

Por último, el rango dinámico, que es la mayor variación local de pendiente medible por el sensor (u_{max}), depende de f , de M , y clásicamente también de d , según la relación:

$$u_{max} = Md / 2f \quad (\text{Ec. 3.5})$$

Por lo tanto, el rango dinámico de medida es mayor cuanto mayores son M y d , y menor es f , lo cual es al contrario que para las resoluciones. Por esto, al elegir los parámetros físicos de un sensor Shack-Hartmann, es necesario buscar un compromiso entre resoluciones y rango dinámico alcanzables en función de los frentes de onda problema que se desee medir. Sin embargo, este compromiso puede relajarse bastante con soluciones diferentes de la clásica que permitan expandir el rango dinámico sin empeorar las resoluciones, como es el caso del sensor de microlentes cilíndricas que se propone. La estrategia de diseño del sensor consiste, por tanto, en seleccionar el M del telescopio, los parámetros f y d de las matrices de microlentes, y el p de los detectores *CCD* que den unas buenas resoluciones en un tamaño determinado de interés de los frentes de onda a medir, y expandir el rango dinámico mediante el uso de microlentes cilíndricas y un algoritmo de localización de las líneas por continuidad aún cuando estas se salgan del área del *CCD* determinada por la microlente.

3.1.3 Algoritmo de procesamiento de los patrones de líneas

El algoritmo de procesamiento de los patrones de líneas se publicó en el artículo [Ares 2007] que forma parte del compendio de publicaciones de la tesis.

La expansión del rango dinámico usando matrices de microlentes cilíndricas se ilustra en la figura 3.4. El dibujo presenta un ejemplo gráfico del patrón correspondiente a un frente de onda complejo que interactúa con una matriz de microlentes esféricas (figura 3.4a) y cilíndricas (figura 3.4b). Por ser suficientemente ilustrativo, solo se ejemplifica para la matriz de microcilindros verticales.

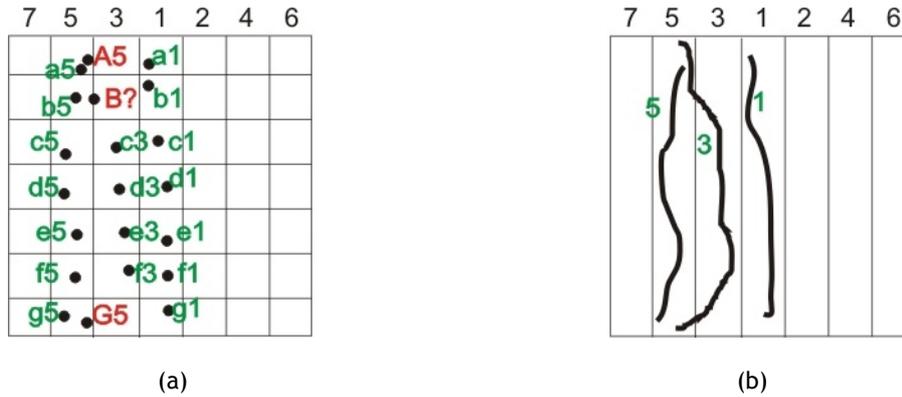


Figura 3.4. Ejemplo que ilustra los patrones detectados de un frente de onda complejo ficticio con (a) un sensor Shack-Hartmann convencional de microlentes esféricas en el que hay una indeterminación en la identificación de los *spots* a5 y A5, b5 y B?, g5 y G5; y (b) con el sensor de microlentes cilíndricas que proponemos, en el que toda la información está unívocamente identificada al estar unida en forma de líneas continuas.

Según el modelo clásico de asignación de los *spots*, la parte del frente de onda que pasa a través de la columna central de la matriz de microlentes esféricas o de la microlente cilíndrica central (numeradas como 1), está bien localizada al estar los *spots* o la línea confinados dentro del área del CCD determinada por el tamaño de la/s microlente/s. Sin embargo, para las partes más deformadas localmente del frente de onda que atraviesan la zona 3, los *spots* refractados caen fuera del área del CCD correspondiente, generándose una ambigüedad en su localización al coexistir con los *spots* que correctamente caen sobre las áreas número 5. Los *spots* que no pueden ser identificados correctamente según el modelo clásico son, por tanto, el a5 y A5, b5 y B?, y g5 y G5. Por el contrario, la identificación correcta de dichas partes del frente de onda resulta posible con los microcilindros, debido a que la información está conectada en líneas. Usando microlentes de forma cilíndrica, los *spots* discontinuos “pasan a unirse” formando líneas, y, por tanto, la identificación de cada línea mediante un algoritmo de seguimiento (*tracking*) por continuidad permite identificar toda la información contenida en ella. Así, por tanto, en el ejemplo presentado, toda la información perteneciente a cada una de las líneas estaría identificada unívocamente con las etiquetas 1, 3 y 5. El límite del rango dinámico viene dado por la superposición entre líneas vecinas.

El procedimiento de identificación de las líneas es una parte dentro del algoritmo de procesado de imágenes que se ha desarrollado para obtener las pendientes del frente de onda. Dicho algoritmo se ilustra esquemáticamente en la figura 3.5 y se explica a continuación.

En las dos imágenes de líneas horizontales y verticales asociadas al frente de onda problema, y también en las dos asociadas al frente de onda de referencia, se lleva a cabo en primer lugar un proceso de identificación de las líneas, según las siguientes etapas:

a) Segmentación de las líneas mediante la aplicación del algoritmo de detección de bordes de Canny [Canny 1986] y, posteriormente, operaciones morfológicas de cierre [Serra 1982].

El resultado de este proceso es la transformación de las imágenes originales de 8 bits (256 niveles de gris) en imágenes binarias, tomando el valor 1 las líneas y 0 el fondo.

b) Identificación de las líneas segmentadas mediante un algoritmo de etiquetado (*labeling*). El algoritmo recorre la imagen segmentada y asigna una misma etiqueta (un número entero) a aquellos píxeles no nulos que están conectados, de tal manera que la línea encontrada queda identificada. A continuación, se incrementa en una unidad el número de etiqueta, que se le va asignando a los siguientes píxeles no nulos que están conectados, de modo que la siguiente línea queda identificada, y así sucesivamente para todas las líneas de la imagen.

El resultado de este proceso son imágenes en que cada píxel que pertenece a una línea, además de la intensidad original (nivel de gris) tiene asociada una etiqueta identificativa.

El proceso de etiquetado finaliza con una ordenación de las etiquetas de manera ascendente desde la línea central del patrón de líneas hacia ambos lados de la misma. Este simple reetiquetado resuelve los problemas de correspondencia de las líneas aberradas con las de referencia en determinados casos en que el frente de onda sea muy aberrado y, por tanto, existan líneas aberradas exteriores que no se hayan creado.

c) Intersección de las imágenes de líneas horizontales y verticales, de manera que se obtiene una imagen análoga a un patrón de *spots*, aunque con la particularidad, heredada del paso anterior, de estar identificados unívocamente a través de una etiqueta ($H \in int, V \in int$).

d) Cálculo de los centroides de dichos *spots* aplicando la fórmula convencional del centro de masas:

$$\rho_x^{(H,V)} = \frac{\sum_{(i,j) \in H \text{ línea} \cap V \text{ línea}} I_{ij} \cdot i}{\sum_{(i,j) \in H \text{ línea} \cap V \text{ línea}} I_{ij}} \quad (\text{Ec. 3.6})$$

$$\rho_y^{(H,V)} = \frac{\sum_{(i,j) \in H \text{ línea} \cap V \text{ línea}} I_{ij} \cdot j}{\sum_{(i,j) \in H \text{ línea} \cap V \text{ línea}} I_{ij}}$$

donde (H,V) es la etiqueta que identifica el *spot*, I_{ij} la intensidad (nivel de gris) de cada píxel que forma el *spot*, e (i,j) la posición del píxel.

e) Cálculo de las pendientes en direcciones ortogonales a partir del desplazamiento entre los *spots* del frente de onda problema y del frente de onda de referencia que se corresponden, es decir, aquellos que tienen la misma etiqueta (H,V) :

$$u^{(H,V)} = \frac{\partial W}{\partial x} = M \cdot \frac{(\rho_{x,PROB}^{(H,V)} - \rho_{x,REF}^{(H,V)}) \cdot p_x}{f} \quad (\text{Ec. 3.7})$$

$$v^{(H,V)} = \frac{\partial W}{\partial y} = M \cdot \frac{(\rho_{y,PROB}^{(H,V)} - \rho_{y,REF}^{(H,V)}) \cdot p_y}{f}$$

f) Finalmente, reconstrucción del frente de onda problema a partir de las pendientes calculadas, mediante los métodos de ajuste mencionados en el capítulo 2. A partir de los resultados extraídos de dichos ajustes, es posible calcular otras informaciones de interés, como es el caso de los mapas espaciales de potencia, astigmatismo y eje asociados a lentes oftálmicas progresivas, como veremos en el apartado 3.4.

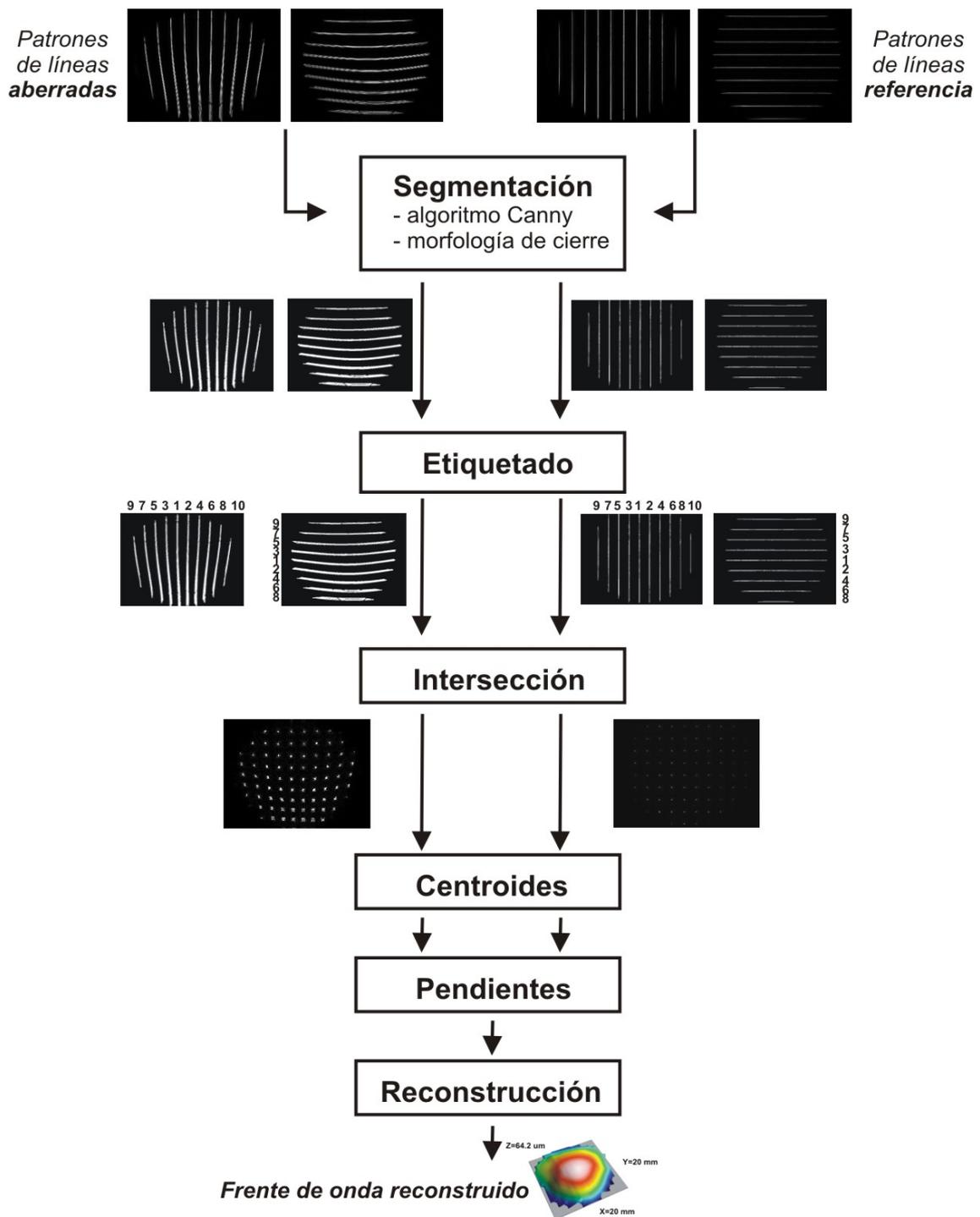


Figura 3.5. Representación esquemática del algoritmo de procesamiento de los patrones de líneas que calcula el frente de onda medido por el sensor Shack-Hartmann de microlentes cilíndricas.

3.2 Simulación por trazado de rayos de las prestaciones del sensor

Previamente a la construcción del sensor, y como ayuda en su diseño, se realiza la simulación por trazado de rayos de diferentes configuraciones del mismo, de modo que se puedan conocer con mayor exactitud sus prestaciones de medida. Las simulaciones de las diferentes configuraciones se implementan en un programa propio escrito en C++ que utiliza las funciones básicas de trazado de rayos del software comercial SnellOptics [SnellOptics].

El sistema simulado es similar al presentado en la figura 3.2, pero sin el divisor de haz (*beam splitter*) y con una sola matriz de microcilindros que simulamos en posición horizontal y vertical. La simulación por trazado de rayos de las diferentes configuraciones del sensor, utilizando componentes ópticos de catálogo, es una herramienta complementaria de ayuda para confirmar o descartar determinados diseños antes de su construcción final. A título de ejemplo, se presentan las simulaciones correspondientes a cuatro configuraciones del montaje, de las cuales dos corresponden a los montajes experimentales que finalmente fueron construidos.

3.2.1 Telescopio $M=1/8$ y matriz de microcilindros $d=500\mu\text{m}$ $f=10.9\text{mm}$

El primer sensor simulado consiste en un telescopio formado por dos dobletes L1 ($f=200$ mm, $d=50$ mm) y L2 ($f=25$ mm, $d=12.5$ mm), una matriz de 5×5 mm² con microcilindros de anchura $d=500$ μm y focal $f=10.9$ mm, y un fotodetector CCD de tamaño 1/2" y píxeles cuadrados de 4.65×4.65 μm^2 .

El sensor en esta configuración está concebido para medir frentes de onda de diámetro 40 mm, con una resolución espacial de 4 mm (aproximadamente 78 puntos de medida), y con una resolución vertical en pendientes de 0.053 μrad sin tener en cuenta la mejora subpíxel. El rango dinámico de medida está limitado por la superposición de líneas contiguas. En el caso clásico el rango dinámico sería de 2.86 μrad .

Para conocer de manera fiable el comportamiento de este diseño y, en especial, para analizar su comportamiento en cuanto a la extensión del rango dinámico en el campo de medida, simulamos la medida de frentes de onda esféricos convergentes de 40 mm de diámetro y distinta curvatura. Las figuras 3.6a y 3.6b muestran los patrones de líneas detectados por el sensor en el caso de frentes de onda esféricos de 0.25 D y 0.5 D, respectivamente. Las líneas se muestran con el contraste aumentado para hacerlas más visibles. Para el frente de onda de 0.25 D, se observa que las líneas captadas son rectas en todo el dominio. Las pendientes máximas del frente de onda alcanzan los 5.75 μrad (2 veces el rango dinámico clásico), pero al no solaparse las líneas detectadas, se mide correctamente. Para el segundo frente de onda

simulado, la anchura de las líneas detectadas es mayor al serlo también su potencia (0.5 D). Nuevamente, las líneas no se solapan, aunque están prácticamente en el límite, y el algoritmo de procesamiento calcula correctamente el frente de onda. Las pendientes máximas medidas son de $9.75 \mu\text{rad}$ (más de 3 veces el rango dinámico clásico dado por la ecuación 3.5). Aún así, en las zonas más exteriores la distorsión de las líneas es significativa (las líneas se curvan en los bordes) y la medida allí no será buena.

En resumen, podemos concluir que un sensor diseñado con estas características permite medir frentes de onda de hasta 40 mm de diámetro pero poco curvados (hasta 0.5 D).

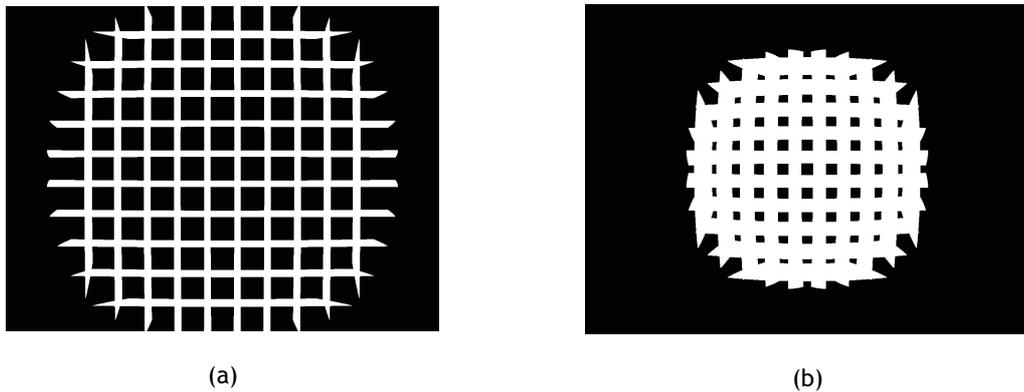


Figura 3.6. Patrones de líneas detectados por el sensor de microlentes cilíndricas con $M=1/8$, $d=500 \mu\text{m}$ y $f=10.9 \text{ mm}$, en la medida de (a) un frente de onda esférico simulado de 0.25 D y 40 mm de diámetro, y (b) un frente de onda esférico simulado de 0.5 D y 40 mm de diámetro.

3.2.2 Telescopio $M=1/4$ y matriz de microcilindros $d=500\mu\text{m}$ $f=10.9\text{mm}$

El segundo sensor simulado es muy similar al primero, con la diferencia de que el segundo doblete L2 del telescopio tiene un diámetro $d=25 \text{ mm}$ y una focal $f=50 \text{ mm}$, lo cual implica que su magnificación M es de $1/4$.

Debido al menor valor de la magnificación, este sensor permite medir frentes de onda de 20 mm de diámetro con una resolución espacial de 2 mm, una resolución vertical en pendientes de $0.11 \mu\text{rad}$, y un rango dinámico de medida, en el caso más desfavorable, de $5.73 \mu\text{rad}$.

Como en el apartado anterior, simulamos la medida de un conjunto de frentes de onda esféricos ideales de distintas curvaturas para visualizar el límite de medida esperable del sensor. En las cuatro figuras que van de la 3.7a a la 3.7d, se muestran los patrones de líneas simulados sobre el CCD en el caso de frentes de onda de 20 mm de diámetro y 0.5 D, 1 D, 2 D y 2.25 D, respectivamente. Nuevamente se observa como la anchura de las líneas detectadas aumenta a medida que lo hace la curvatura del frente de onda, y como además se mantienen separadas y rectas hasta el caso de 2 D donde las pendientes máximas alcanzan los 14.60

μrad . Para el frente de onda de $2.25 D$ las zonas más externas de las líneas tienen ya una distorsión significativa, lo que implica pérdida de exactitud en la medida. Asimismo, las cuatro líneas más exteriores observadas en los casos de las figuras 3.7a, 3.7b y 3.7c desaparecen para el frente de onda de $2.25 D$ de la figura 3.7d, pues se trata un frente de onda tan curvado que la luz entra por las microlentes vecinas internas.

En definitiva, concluimos que un sensor con estos parámetros de diseño permite medir frentes de onda de tamaño hasta 20 mm de diámetro con curvaturas hasta $2 D$. Este sensor es uno de los que finalmente se construye, como se detalla en el apartado 3.3.

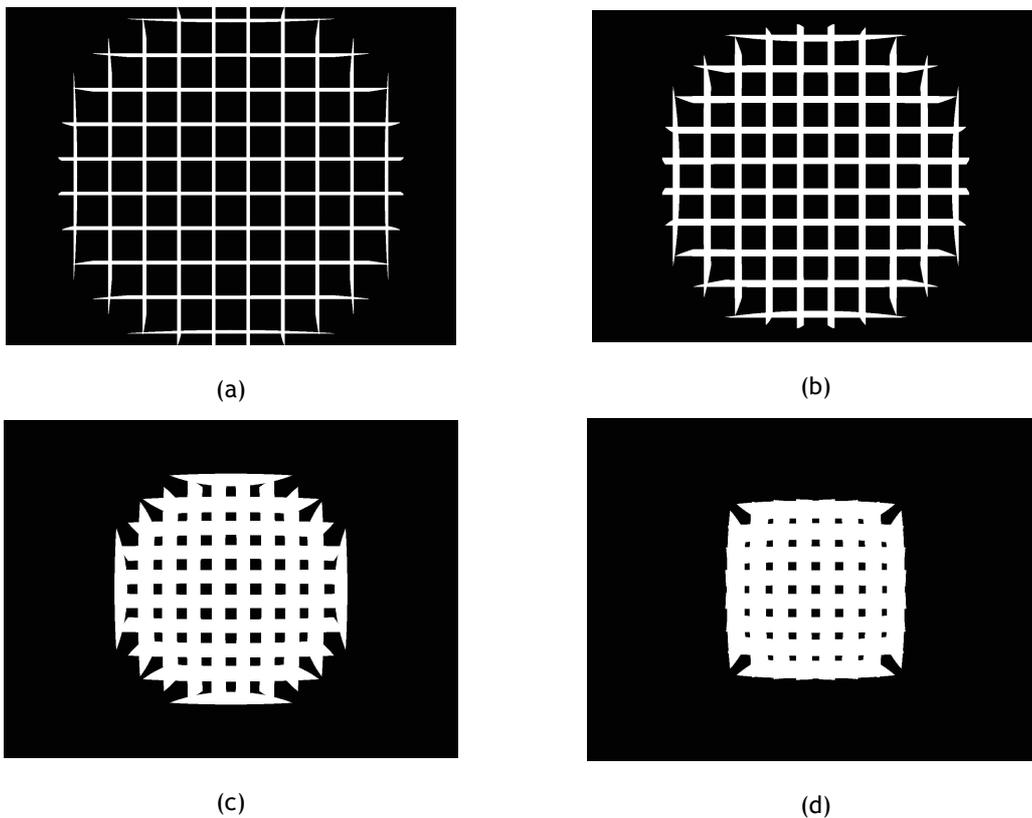


Figura 3.7. Patrones de líneas detectados por el sensor de microlentes cilíndricas con $M=1/4$, $d=500 \mu\text{m}$ y $f=10.9 \text{ mm}$, en la medida de frentes de onda esféricos simulados de 20 mm de diámetro y (a) $0.5 D$, (b) $1 D$, (c) $2 D$, y (d) $2.25 D$.

3.2.3 Telescopio $M=3/8$ y matriz de microcilindros $d=500\mu\text{m}$ $f=10.9\text{mm}$

Usando la misma matriz de microcilindros y fotodetector *CCD* que en los dos anteriores apartados, se simula un tercer sensor pero con una magnificación $M=3/8$ del telescopio. Para ello se introduce como segunda lente *L2* del telescopio un doblete de focal $f=75 \text{ mm}$ y diámetro $d=30 \text{ mm}$.

Por los parámetros de diseño seleccionados, el sensor está concebido para medir frentes de onda de diámetro 13 mm, con una resolución espacial de 1.3 mm, una resolución vertical en pendientes de $0.16 \mu\text{rad}$, y un rango dinámico de $8.60 \mu\text{rad}$ en el caso más desfavorable.

En las figuras 3.8a y 3.8b se muestran los patrones de líneas correspondientes a la simulación de la medida de frentes de onda esféricos de diámetro 13 mm y curvaturas de 1 D y 4.5 D, respectivamente. El primero de ellos está claramente dentro del rango de medida del sensor, mientras que el segundo está en el límite, ya que aunque las líneas detectadas se mantienen separadas, se distorsionan significativamente en las zonas más alejadas del centro, con lo que la medida en dichas zonas no es buena. En dicho caso de 4.5 D, las pendientes máximas medibles alcanzan los $22.87 \mu\text{rad}$; es decir, más de dos veces y media superiores al rango dinámico clásico dado por la ecuación 3.5.

En resumen, podemos concluir que un sensor de las citadas características resulta útil para medir frentes de onda de hasta unas 4 D pero de menor extensión (hasta 13 mm de diámetro).

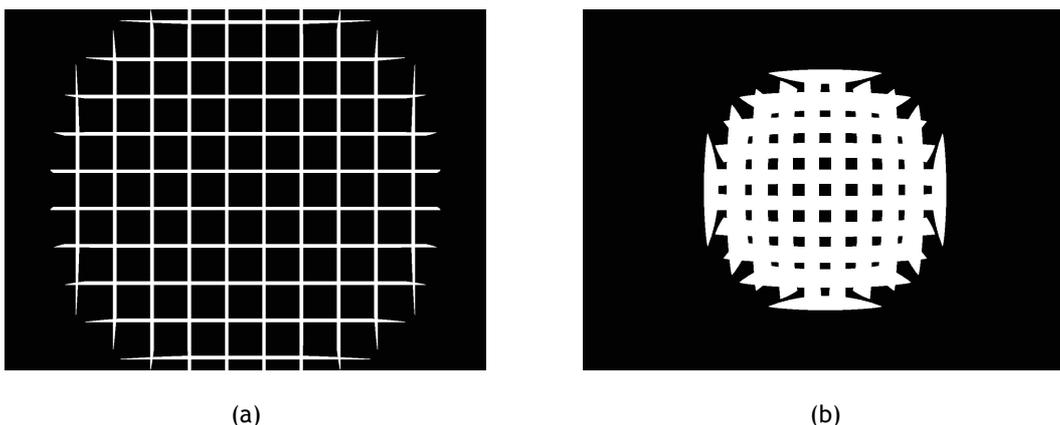


Figura 3.8. Patrones de líneas detectados por el sensor de microlentes cilíndricas con $M=3/8$, $d=500 \mu\text{m}$ y $f=10.9 \text{ mm}$, en la medida de (a) un frente de onda esférico simulado de 1 D y 13 mm de diámetro, y (b) un frente de onda esférico simulado de 4.5 D y 13 mm de diámetro.

3.2.4 Telescopio $M=1/4$ y matriz de microcilindros $d=300\mu\text{m}$ $f=7.9\text{mm}$

Una vez simuladas las tres configuraciones anteriores, comprobamos que el sensor más adecuado para nuestras aplicaciones asociadas a metrología y compensación activa de lentes progresivas es aquel cuyo telescopio reductor tiene una magnificación de $1/4$. Dichas aplicaciones se presentan en el último apartado de este capítulo y a lo largo del capítulo 4.

Sin embargo, uno de los aspectos mejorables de ese sensor es su resolución espacial. Para poder mejorarla sin cambiar la magnificación de $1/4$ y el tamaño del CCD utilizado, es necesario modificar la matriz de microcilindros por otra con un mayor número de ellos; es

decir, con microcilindros de menor anchura, manteniendo la resolución vertical y el rango dinámico de medida en valores equiparables a los anteriores.

Con estas premisas, se selecciona una nueva matriz comercial de microcilindros con parámetros $d=300\ \mu\text{m}$ y $f=7.9\ \text{mm}$.

En consecuencia, el sensor diseñado está concebido para medir frentes de onda de 20 mm de diámetro, con una resolución espacial de 1.2 mm (contra los 2 mm del sensor antiguo), una resolución vertical en pendientes de $0.15\ \mu\text{rad}$ y un rango dinámico de medida que en el peor de los casos es de $4.75\ \mu\text{rad}$.

Como en el apartado 3.2.2, simulamos por trazado de rayos la medida con el sensor de un frente de onda esférico de 20 mm de diámetro y 2 D, al ser valores análogos a los que tienen las lentes progresivas personalizadas que mediremos con el sensor finalmente construido.

La figura 3.9b muestra los patrones de líneas captados con el sensor para el citado frente de onda esférico, y la 3.9a los correspondientes a un frente de onda plano de referencia. Los desplazamientos de las líneas del frente de onda esférico respecto a las líneas de referencia son significativos, siendo las máximas pendientes medidas de $15.12\ \mu\text{rad}$, lo que significa triplicar el rango dinámico clásico dado por la ecuación 3.5. Asimismo, se observa que las líneas detectadas con el actual sensor para el frente de onda de 2 D (figura 3.9b) son más rectas que las detectadas con el sensor de menor resolución espacial (figura 3.7c), lo que implica también una mejora en la exactitud de medida.

Además, la resolución espacial prácticamente se triplica, al tener ahora 145 puntos de medida contra los 52 puntos del sensor antiguo.

Este sensor simulado es el segundo de los que finalmente se construyen, como se detalla en el apartado 3.3.

Por último, en la tabla 3.1 se presentan, a modo de resumen, las principales especificaciones metrológicas de los cuatro sensores simulados. Los dos con magnificación $M=1/4$ fueron construidos, como se detalla en el apartado 3.3.

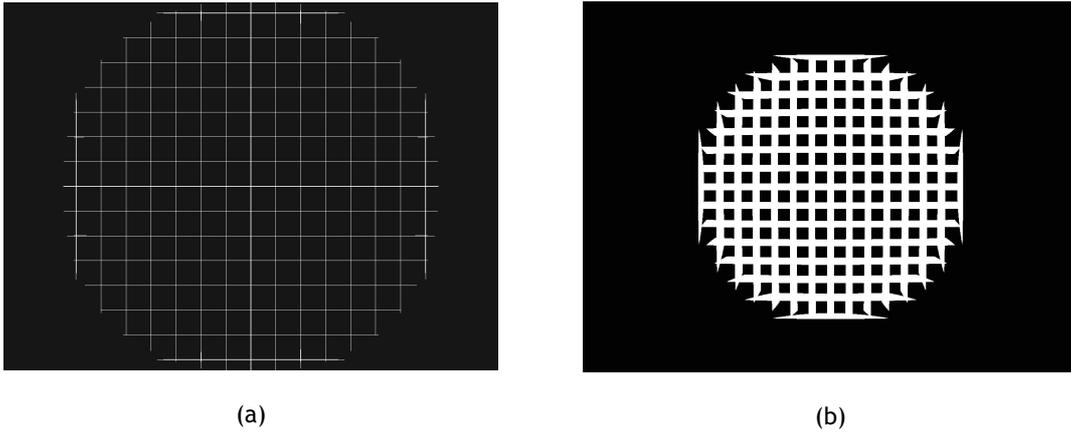


Figura 3.9. Simulación por trazado de rayos de los patrones de líneas detectados por el sensor de microcilindros con $M=1/4$, $d=300\ \mu\text{m}$ y $f=7.9\ \text{mm}$, en el caso de (a) un frente de onda plano de referencia de diámetro 20 mm, y (b) un frente de onda esférico de 2 D y diámetro 20 mm.

	Área medible (cm ²)	Resolución espacial (mm)	Resolución vertical (μrad)	Rango dinámico (μrad)
$M=1/8$, $d=500\ \mu\text{m}$, $f=10.9\ \text{mm}$	12.57	4	0.053	9.75
$M=1/4$, $d=500\ \mu\text{m}$, $f=10.9\ \text{mm}$	3.14	2	0.11	14.60
$M=3/8$, $d=500\ \mu\text{m}$, $f=10.9\ \text{mm}$	1.33	1.3	0.16	22.87
$M=1/4$, $d=300\ \mu\text{m}$, $f=7.9\ \text{mm}$	3.14	1.2	0.15	15.12

Tabla 3.1. Especificaciones de los cuatro sensores Shack-Hartmann de microlentes cilíndricas que se simularon.

3.2.5 Efecto del error de posicionamiento del fotodetector

En los sensores de tipo Shack-Hartmann, uno de los parámetros más importantes que es necesario conocer para asegurar una buena exactitud en la medida del frente de onda es la distancia entre el plano principal posterior de los microcilindros y el fotodetector; que debiera equivaler a la focal f de los microcilindros.

Fundamentalmente, existen dos causas potenciales de inexactitud en ese aspecto. Por un lado, podemos encontrar los errores de fabricación de la matriz de microcilindros en parámetros como el índice de refracción y el radio de curvatura de los microcilindros. Por otro lado, se encuentran los errores mecánicos experimentales de posicionamiento del fotodetector a la distancia focal adecuada. En nuestro caso, el efecto de la precisión mecánica de posicionamiento es más importante que las tolerancias de fabricación de las matrices de microcilindros certificadas por el fabricante.

Con el fin de conocer las consecuencias en la medida derivadas de la inexactitud en la distancia focal debida a la imprecisión de posicionamiento, se lleva a cabo el siguiente estudio. Se simula por trazado de rayos la medida de un frente de onda esférico de diámetro 5 mm y 32 D ($ROC=31.25$ mm) por medio de la matriz de microcilindros con $d=300$ μm y $f=7.9$ mm, tal y como se muestra esquemáticamente en la figura 3.10. Dicho frente de onda es el frente de onda imagen, a través del telescopio con $M=1/4$, del esférico de 2 D y 20 mm de diámetro en la pupila de entrada del telescopio.

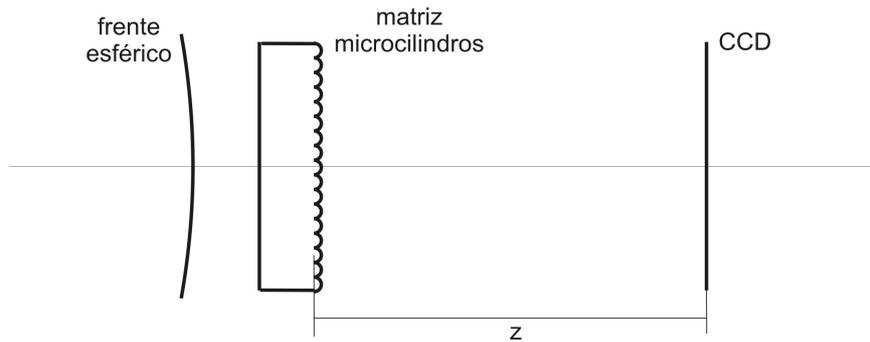


Figura 3.10. Esquema gráfico del sistema simulado para estudiar las consecuencias en la exactitud de medida que tiene el hecho de posicionar el fotodetector a una distancia focal inexacta ($z \neq f$) de la matriz de microcilindros.

Con el CCD posicionado a la distancia focal exacta ($z=7.9$ mm), se simulan los patrones de líneas generados por un frente de onda plano de referencia y por el anterior frente de onda esférico. Dichos patrones se muestran en las figuras 3.11a y 3.11b, respectivamente. Los patrones se procesan según el algoritmo del apartado 3.1.3, de manera que se obtienen las pendientes u y v del frente de onda esférico según la ecuación 3.7 con $M=1$, $p=4.65$ μm y $f=7.9$ mm. Ajustándolas linealmente respecto a la posición x e y , se obtiene como pendiente del ajuste la curvatura del frente de onda. El valor obtenido de curvatura es de 0.033 mm^{-1} ($ROC=30.30$ mm), siendo el coeficiente de regresión del ajuste $r^2=0.999993$. La diferencia entre el ROC medido y el ROC teórico del frente de onda esférico simulado de 32 D es de un 3%. La causa principal de esta diferencia se encuentra en el error que comete el sensor al

calcular la pendiente media del frente de onda en cada microcilindro, que en este caso es algo más significativo al tratarse de un frente de onda muy curvado.

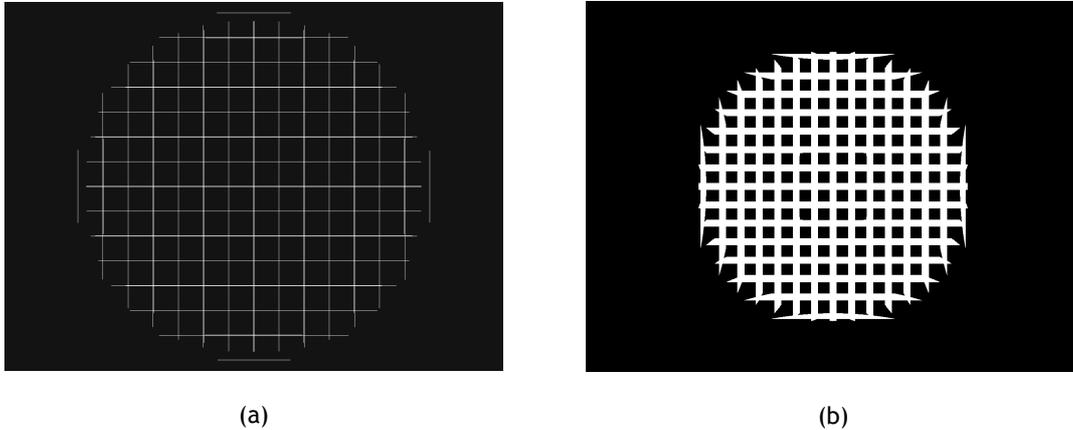


Figura 3.11. Patrones de líneas de (a) un frente de onda plano y (b) un frente de onda esférico de 32 D, que se detectan con el sistema simulado de la figura 3.10, en el caso en que el CCD esté situado a la distancia focal exacta de la matriz de microcilindros ($z=f=7.9$ mm).

Una vez simulado el caso de posicionamiento perfecto, simulamos la medida del mismo frente de onda esférico pero en dos situaciones en las que posicionamos el CCD erróneamente en $z=7$ mm y $z=8.5$ mm. Para el caso en que $z=7$ mm, los patrones de líneas referencia y aberrado que se detectan se muestran en las figuras 3.12a y 3.12b. Al detectarse en una posición desenfocada 0.9 mm por delante del plano focal, las líneas de referencia son más anchas debido al desenfoque, y las aberradas son más estrechas ya que se compensa en parte el desenfoque propio del frente de onda. Si al procesar los patrones tomamos como valor de la focal el nominal $f=7.9$ mm y ajustamos linealmente las pendientes calculadas respecto a la posición, se obtiene un valor de $ROC=34.36$ mm. Sin embargo, si se considera la posición real $z=7$ mm, el valor obtenido es mucho más exacto, $ROC=30.49$ mm. En estos casos el coeficiente de regresión del ajuste es $r^2=0.99993$.

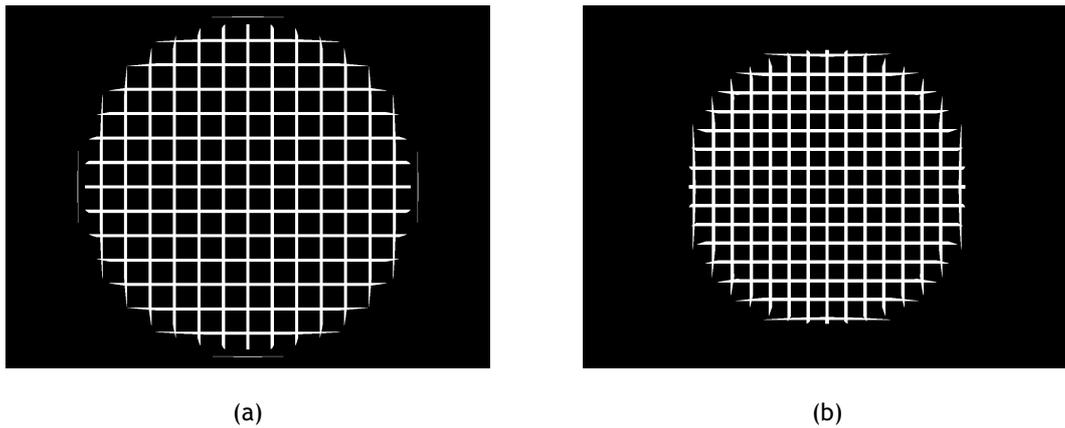


Figura 3.12. Patrones de líneas de (a) un frente de onda plano y (b) un frente de onda esférico de 32 D, que se detectan con el sistema simulado de la figura 3.10, en el caso en que el *CCD* esté situado 0.9 mm por delante de la distancia focal de la matriz de microcilindros.

Para el caso en que $z=8.5$ mm sucede algo similar. Como se puede apreciar en las figuras 3.13a y 3.13b, tanto las líneas de referencia como las aberradas son ahora más anchas que para el $z=7.9$ mm ideal, debido al desenfoque añadido por situarse el *CCD* 0.6 mm detrás de dicha posición. Al procesar los patrones considerando el valor de catálogo $f=7.9$ mm el *ROC* obtenido es de 28.17 mm, mientras que si se toma $f=8.5$ mm el valor es el mismo que en el caso de posicionamiento ideal: $ROC=30.30$ mm. El coeficiente de regresión del ajuste lineal es $r^2=0.99996$.

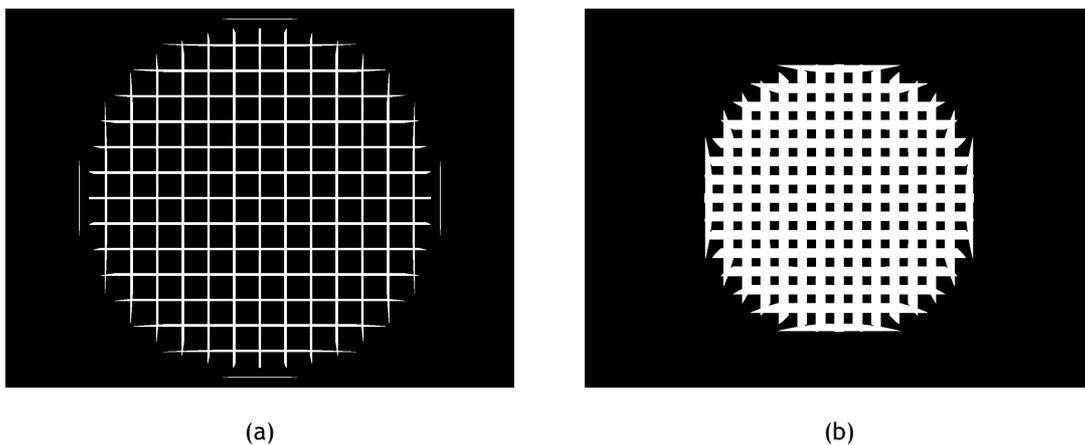


Figura 3.13. Patrones de líneas de (a) un frente de onda plano y (b) un frente de onda esférico de 32 D, que se detectan con el sistema simulado de la figura 3.10, en el caso en que el *CCD* esté situado 0.6 mm por detrás de la distancia focal de la matriz de microcilindros.

A partir de los resultados obtenidos, se aprecia como el conocimiento preciso de la distancia entre el plano principal posterior de los microcilindros y el fotodetector influye de manera muy importante en la exactitud de medida del sensor. Para el frente de onda estudiado, errores en la distancia focal de -0.9 mm y 0.6 mm, implican errores de medida del *ROC* del frente de onda de un 10%, mientras que si se toma el valor correcto el error se reduce a un 3%.

Los resultados evidencian, por tanto, la necesidad de calibrar este parámetro del sensor una vez se ha construido. El proceso de calibración del sensor se explica en detalle en el siguiente apartado.

3.3 Construcción y calibración de los sensores

Una vez analizadas por simulación las prestaciones de diferentes diseños del sensor de microlentes cilíndricas, se construyen dos montajes basados en los sensores presentados en los apartados 3.2.2 y 3.2.4.

El primero de los sensores construidos y el procedimiento de calibración del mismo se publicaron en el artículo [Ares 2007] que forma parte del compendio de publicaciones de la tesis. El segundo de los sensores construidos se presentó en el capítulo de libro [Ares 2008] que también forma parte del compendio de publicaciones de la tesis.

3.3.1 Sensor de una sola matriz de microcilindros con rotación

Por orden cronológico, se construyó en primer lugar un sistema basado en el sensor de microcilindros del apartado 3.2.2. Dicho sistema óptico se muestra esquemáticamente en la figura 3.14. En él, una fuente de luz puntual de 635 nm, obtenida a partir de un diodo láser unido a una fibra óptica monomodo es colimada por medio de un doblete acromático. El frente de onda plano resultante pasa por una pupila circular de 20 mm de diámetro, atraviesa la lente a medir y es conjugado con una matriz de microcilindros por medio de un telescopio con magnificación $M=1/4$. Se trata de una única matriz de microcilindros, pero montada sobre un rotador mecánico de precisión (figura 3.15) que permite orientar los microcilindros a 0° y 90° para poder generar los patrones de líneas horizontales y verticales. Dicha matriz de microcilindros se eligió como elemento de catálogo del fabricante Suss Microoptics [Suss Microoptics] con la menor anchura disponible de los microcilindros ($d=500$ μm) y una focal $f=10.9$ mm, lo que supuso una reducción de coste en un factor 100 en relación con las demás matrices de microcilindros alternativas que ofrecía el mercado, fabricadas a medida.

Los patrones de líneas asociados al frente de onda plano de referencia que se captura en primer lugar sin tener posicionada la lente problema, y los patrones generados una vez se

coloca la lente problema a medir, son detectados por un fotodetector *CCD* comercial de 1/2" y píxeles cuadrados de tamaño $4.65 \times 4.65 \mu\text{m}^2$, situado en el plano focal de la matriz de microcilindros.

Dichos patrones son procesados mediante el algoritmo del apartado 3.1.3 para obtener la reconstrucción del frente de onda transmitido por la citada lente problema.

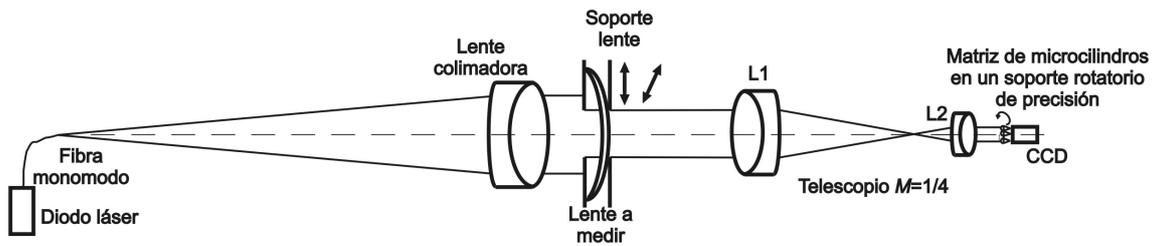


Figura 3.14. Esquema del primer sistema óptico construido para la medida de lentes complejas por transmisión con un sensor Shack-Hartmann basado en una matriz de microlentes cilíndricas montada sobre un soporte rotador de precisión para orientarlas horizontalmente y verticalmente.

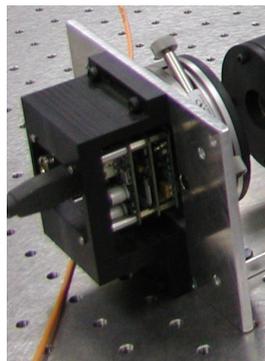


Figura 3.15. Sensor Shack-Hartmann del primer sistema óptico de medida construido, que consta de una matriz de microcilindros de parámetros $d=500 \mu\text{m}$ y $f=10.9 \text{ mm}$ montada sobre un rotador de precisión micrométrica, y un fotodetector *CCD* monocromo de 1/2" con bus Firewire 1394.

Una vez construido el sensor, el primer procedimiento que realizamos para asegurar la exactitud de las futuras medidas es la calibración del mismo. Si bien a menudo se suele considerar que los errores experimentales introducidos por el sistema en el frente de onda problema son eliminados al ir también incluidos en el de referencia [Neal 1997] [Yoon 1996], esto no es exactamente así debido a la no linealidad de las fuentes de errores del montaje. En consecuencia, errores experimentales de montaje (imprecisión de posicionamiento, desalineamiento, etc.) y errores de fabricación de los elementos ópticos que lo constituyen, son causas potenciales de inexactitud en la medida [Chernyshov 2005] [Pfund 1998b].

En primera aproximación, hay dos parámetros del sensor en los que una diferencia entre el valor real y el nominal afecta a la exactitud de medida: el tamaño de píxel del *CCD*, y la focal f de las microlentes [Chernyshov 2005]. En nuestro caso, como se indicó en el apartado 3.2.5, el error en la medida debido a la imprecisión en la distancia focal es significativo, y tiene su causa principal en la dificultad mecánica de posicionamiento del *CCD* con respecto a la matriz de microlentes.

En consecuencia, proponemos un método de calibración del sensor que permite obtener la relación entre los valores reales del tamaño medio de píxel del *CCD* y la distancia entre el plano principal posterior de los microcilindros y el *CCD*. El método consiste en calibrar el sensor con un frente de onda esférico “perfecto”, creado por la fuente de luz puntual del montaje, situada 535 mm antes del plano objeto del telescopio. Sin más que quitar la lente colimadora del montaje, calibramos el sensor midiendo ese frente de onda esférico de $ROC = 535$ mm. Como frente de onda de referencia para la medida se toma el frente de onda plano resultante tras volver a colocar la lente colimadora en su posición habitual. Este método simple de calibración tiene tres importantes ventajas:

- a) el hecho de calibrar utilizando el mismo frente de onda de referencia que se usa cuando se mide cualquier lente problema.
- b) el hecho de calibrar con un frente de onda esférico “perfecto” que ya existe en el sistema, sin realizar ningún tipo de modificación mecánica en él, de modo que se evitan posibles errores adicionales de posicionamiento y alineamiento.
- c) el hecho de que las manipulaciones en el montaje sean mínimas.

Al procesar los patrones de líneas obtenidos al medir el frente de onda esférico “perfecto” de calibración, se obtienen los desplazamientos de los centroides asociados a dicho frente de onda respecto a los de referencia para las posiciones x e y de muestreo:

$$\left(\rho_{x,PROB}^{(X,Y)} - \rho_{x,REF}^{(X,Y)} \right) \tag{Ec. 3.8}$$

$$\left(\rho_{y,PROB}^{(X,Y)} - \rho_{y,REF}^{(X,Y)} \right)$$

Ajustando linealmente estos desplazamientos frente a las posiciones x e y , y teniendo en cuenta la ecuación 3.7 que los relaciona, se obtienen como pendientes de dichos ajustes los valores:

$$C \left(p - \frac{x}{f} \right)^{-1} \tag{Ec. 3.9}$$

$$C\left(p - \frac{y}{f}\right)^{-1}$$

siendo $C = \frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\partial v}{\partial y}$ la curvatura del frente de onda esférico.

Para el sensor de la figura 3.14, dichos ajustes lineales se muestran en las figuras 3.16a y 3.16b. Las pendientes de los ajustes son en este caso:

$$C\left(p - \frac{x}{f}\right)^{-1} = 63.83 \text{ mm}^{-1} \quad (\text{Ec. 3.10})$$

$$C\left(p - \frac{y}{f}\right)^{-1} = 63.80 \text{ mm}^{-1}$$

Por otro lado, la curvatura del frente de onda esférico “perfecto” es conocida y de valor:

$$C = \left(ROCM^2\right)^{-1} = 0.03 \text{ mm}^{-1} \quad (\text{Ec. 3.11})$$

Ambas expresiones 3.10 y 3.11 forman, por tanto, el sistema de ecuaciones del método de calibración. Resolviendo dicho sistema de ecuaciones, se obtienen los valores de calibración del sensor:

$$p - \frac{x}{f} = 4.685 \cdot 10^{-4} \quad (\text{Ec. 3.12})$$

$$p - \frac{y}{f} = 4.687 \cdot 10^{-4}$$

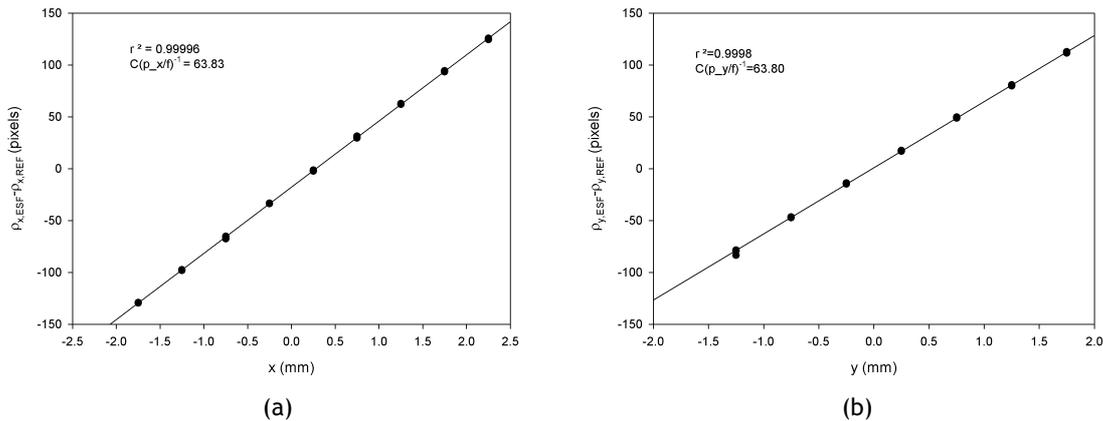


Figura 3.16. Calibración del sensor de la figura 3.14. Desviación de los centroides del frente de onda “perfecto” de calibración respecto a los del haz plano de referencia en función de la posición (a) x ; (b) y .

Los valores obtenidos en la calibración son sensiblemente diferentes de los nominales $P - \frac{x}{f}$
 $= P - \frac{y}{f} = 4.266 \cdot 10^{-4}$, lo cual indica que la distancia real entre el plano principal posterior de los microcilindros y el CCD es aproximadamente 1 mm menor de lo que suponíamos.

3.3.2 Sensor de dos matrices idénticas de microcilindros perpendiculares

El segundo de los montajes construidos se muestra esquemáticamente en la figura 3.17. Es un montaje basado en el sensor Shack-Hartmann de microcilindros que se simuló en el apartado 3.2.4. Respecto al primer sistema construido, este segundo sistema presenta dos ventajas importantes. Por un lado, se elimina el sistema de rotación de la matriz de microcilindros, ganando con ello velocidad en la medida, que queda equiparada a la velocidad de un sensor Shack-Hartmann convencional de microlentes esféricas. Para ello, el sensor incorpora dos matrices idénticas de microcilindros posicionadas perpendicularmente entre sí, una con los microcilindros orientados horizontalmente y la otra con los microcilindros orientados verticalmente, y un divisor de haz de película delgada (BS) que divide el frente de onda en dos. Así, el frente de onda transmitido por la lente problema es capturado simultáneamente por ambas matrices de microcilindros en forma de patrones de líneas horizontales y verticales que son detectados por sus correspondientes CCDs.

Por otro lado, la segunda de las mejoras asociadas a este montaje es el incremento en la resolución espacial de medida, que pasa de tener puntos de medida cada 2 mm en el primer montaje (alrededor de 78 puntos en el dominio circular de 20 mm de diámetro del frente de onda), a puntos de medida cada 1.2 mm (alrededor de 200 puntos). Esto es debido a que se sustituye la primera matriz con microcilindros de anchura $d=500 \mu\text{m}$ por una nueva matriz, también de catálogo, pero con microcilindros de anchura $d=300 \mu\text{m}$. Además la focal de dichos microcilindros es $f=7.9 \text{ mm}$, de tal modo que la resolución vertical del sensor es de $0.15 \mu\text{rad}$, como se analizó en el apartado 3.2.4.

Para este segundo sensor construido, se realiza también el mismo proceso de calibración anteriormente mencionado.

Los parámetros de calibración en este caso son:

$$P - \frac{x}{f} = 5.930 \cdot 10^{-4}$$

(Ec. 3.13)

$$P - \frac{y}{f} = 5.963 \cdot 10^{-4}$$

siendo muy similares a los nominales $P - \frac{x}{f} = P - \frac{y}{f} = 5.886 \cdot 10^{-4}$, lo cual nos indica que, en este segundo sensor, los dos CCDs están prácticamente posicionados a la distancia focal nominal de las matrices de microcilindros.

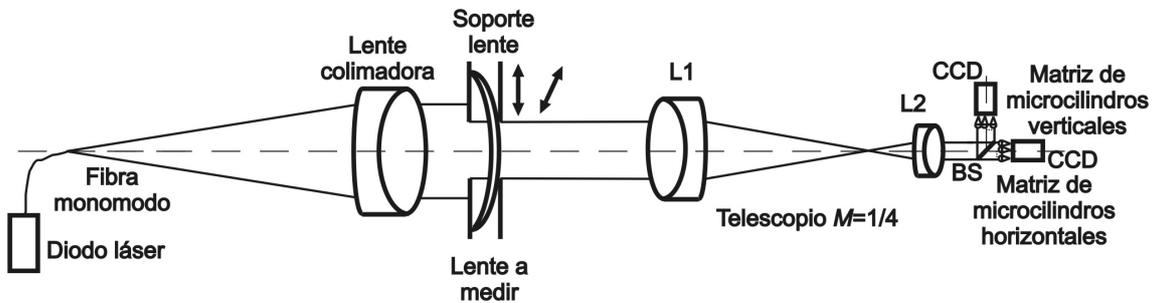


Figura 3.17. Esquema del segundo sistema óptico construido para la medida de lentes complejas por transmisión con un sensor Shack-Hartmann formado por dos matrices idénticas de microcilindros, una con los microcilindros orientados horizontalmente y la otra con los microcilindros orientados verticalmente.

3.4 Aplicación a la medida de aberraciones espacialmente resueltas de lentes oftálmicas de adición progresiva personalizadas

La presbicia es una disfunción visual que consiste en una pérdida de la capacidad acomodativa para enfocar a distancias cortas (25 - 50 cm) que usualmente se manifiesta a partir de los 40 años de edad. La solución más popular para corregir esta disfunción son las lentes oftálmicas de adición progresiva (LAPs). Desde la década de los 60 en que aparecieron las primeras LAPs con éxito comercial hasta la actualidad, la evolución de las mismas ha sido continua, teniendo como objetivo la mejora de la comodidad y de la capacidad de adaptación del usuario. Desde hace unos pocos años, las capacidades alcanzadas por los programas de diseño y las tecnologías de fabricación *free-form* han permitido desarrollar nuevas LAPs comerciales con diseños personalizados al usuario. Esta nueva generación de LAPs constituye el presente y el futuro más prometedor del sector [Meister 2008].

El concepto de personalización, sin embargo, es bastante poco uniforme en la industria oftálmica actual. Los principales fabricantes comercializan LAPs que denominan personalizadas pero que son significativamente diferentes entre sí. Así, por tanto, diferentes fabricantes comercializan LAPs con el diseño personalizado al usuario según su distancia interpupilar, su distancia particular de trabajo en visión cercana, el tamaño y forma de la montura utilizada, y/o teniendo en cuenta parámetros biométricos más avanzados como los

movimientos relativos de cabeza y de ojos que realiza el usuario cuando mira a un objeto situado fuera de su eje visual [Ipseo] [EyeMade].

En referencia a estos últimos, diversos estudios han puesto de manifiesto que cada individuo tiene una forma particular de mirar un objeto que se encuentra fuera de su eje visual, que viene descrita por un movimiento coordinado de cabeza y ojos propio del individuo [Fuller 1992] [Gresty 1974]. Basándose en dicho comportamiento, diversos fabricantes crean LAPs personalizadas incorporando como parámetro de diseño la estrategia visual del individuo. El resultado son LAPs con zonas centrales de visión clara más anchas para aquellos individuos que mueven principalmente los ojos, mientras que para aquellos que mueven fundamentalmente la cabeza los gradientes de astigmatismo en las zonas laterales de la lente son más suaves.

Este tipo de LAPs, con el diseño personalizado para cada individuo, requieren herramientas precisas de fabricación *free-form*, y también un proceso de análisis más sofisticado que el simple control de la potencia de lejos, de la potencia de cerca y del prisma que se puede llevar a cabo con un frontofocómetro en LAPs convencionales.

Aunque existen numerosos métodos objetivos de medida de LAPs en la literatura [Fowler 2006] [Villegas 2003] [Gnanvo 2002] [Spiers 2000] [Castellini 1994] [Fowler 1989] [Sheedy 1987] [Atchison 1987], se han realizado pocos estudios comparando LAPs con diferentes diseños [Villegas 2004] [Sheedy 2004] [Diepes 1988], y en particular de LAPs personalizadas a la estrategia visual del paciente.

Como aplicación del sensor de la figura 3.17, se realiza un estudio comparativo de un conjunto de LAPs comerciales de un mismo fabricante con diferentes diseños personalizados a distintas estrategias visuales de los usuarios. En el estudio comparativo se mide el frente de onda transmitido por nueve LAPs personalizadas de tres prescripciones diferentes. Para cada una de las tres prescripciones contamos, por tanto, con tres LAPs con diseños concebidos para tres clases diferentes de usuarios: usuarios que mueven principalmente los ojos y apenas la cabeza a la hora de visualizar un objeto fuera de su eje visual, usuarios que al contrario mueven fundamentalmente la cabeza y muy poco los ojos, y usuarios que mueven los ojos y la cabeza a partes iguales.

Con las medidas realizadas por el sensor de microlentes cilíndricas caracterizamos las LAPs personalizadas en términos de sus aberraciones espacialmente resueltas. A partir de ellas calculamos también los mapas espaciales de potencia, de astigmatismo y de eje, y presentamos además resultados de la variación del astigmatismo, del coma y del trébol (*trefoil*) entre los diferentes diseños.

Las nueve lentes evaluadas tienen como características comunes una baja potencia de lejos, una adición de 2 D, una longitud del corredor de 16 mm, un diámetro de 65 mm, el mismo material orgánico de fabricación y el hecho de estar diseñadas para el ojo derecho. Como antes se indicó, las lentes son de tres prescripciones diferentes: OD 0 Ad.2, OD -1 +1 0° Ad.2, y OD -1 +1 135° Ad.2, y, para cada una de las prescripciones, contamos con tres lentes diseñadas para las estrategias visuales de máximo movimiento de ojos y nulo de cabeza (que denominamos como estrategia visual “ojos”), máximo movimiento de cabeza y nulo de ojos (estrategia visual “cabeza”), e igual movimiento de ojos que de cabeza (estrategia visual “mixta”). La tabla 3.2 muestra dicho conjunto de nueve LAPs personalizadas.

Utilizando el sensor descrito en la figura 3.17, medimos el frente de onda transmitido por las LAPs personalizadas. Como se puede observar en la citada figura, la LAP la posicionamos perpendicularmente al haz plano incidente, con lo que no reproducimos exactamente la posición real ligeramente inclinada de uso (inclinación pantoscópica). Sin embargo, se ha demostrado que para LAPs con baja potencia de lejos y relativamente baja adición (como las que medimos en nuestro estudio) los errores cometidos en este caso resultan despreciables [Fowler 2006] [Fowler 1989]. Además, la relevancia de estos errores es menor en un estudio comparativo como el llevado a cabo, en el que interesa, sobre todo, poner de manifiesto las diferencias relativas entre diseños medidos bajo unas mismas condiciones de trabajo. La contrapartida a esta pequeña imprecisión es una mayor simplicidad del montaje experimental y un menor tiempo de medida al no tenerse que reposicionar la LAP para cada dirección de visión del ojo a través de ella como sucede en otros sistemas de medida [Villegas 2006] [Villegas 2004] [Villegas 2003] [Sheedy 1987] [Atchison 1987].

Nombre lente	Prescripción	Estrategia visual
LAP A	OD 0 Ad.2	ojos
LAP B	OD 0 Ad.2	mixta
LAP C	OD 0 Ad.2	cabeza
LAP D	OD -1 +1 0° Ad.2	ojos
LAP E	OD -1 +1 0° Ad.2	mixta
LAP F	OD -1 +1 0° Ad.2	cabeza
LAP G	OD -1 +1 135° Ad.2	ojos
LAP H	OD -1 +1 135° Ad.2	mixta
LAP I	OD -1 +1 135° Ad.2	cabeza

Tabla 3.2. Conjunto de lentes progresivas personalizadas que medimos por transmisión con el segundo sensor de microlentes cilíndricas construido.

Con el sensor construido analizamos de una sola vez un área circular de 20 mm de diámetro de la LAP. Dicha área contiene la totalidad del pasillo de progresión de 16 mm de longitud, y parte de las zonas nasal y temporal periféricas, tal y como se muestra en la figura 3.18a. El posicionamiento de cada LAP se realiza ayudándonos de las marcas débiles que contiene, en

particular de los círculos de control de potencia en visión de lejos y cerca, la cruz de referencia de montaje en visión lejana, el centro geométrico de la lente y el eje horizontal, de modo que se asegura la misma zona medida para todas las lentes.

Para la citada pupila circular de 20 mm de diámetro, se miden de 169 a 186 puntos dependiendo de la LAP (de 338 a 372 valores de pendientes del frente de onda), separados espacialmente entre sí 1.2 mm en horizontal y vertical. Dichos gradientes medidos se ajustan a la base circular de Zernike y se reconstruye el frente de onda conforme se explicó en el capítulo 2 de la tesis. Finalmente, se divide el dominio del frente de onda en 5 x 5 zonas de 4 mm de diámetro, al ser un tamaño de pupila habitual en individuos presbíta [Villegas 2004], y se analizan las aberraciones en cada una de esas zonas. Las citadas zonas se muestran gráficamente en la figura 3.18b.

Para aquellas zonas que quedan parcialmente fuera del dominio circular de 20 mm de diámetro del frente de onda (zonas 11, 12, 14, 15, 21, 25, 41, 45, 51, 52, 54 y 55) las aberraciones se calculan en la pupila apropiada de diámetro más pequeño que 4 mm, y posteriormente el resultado se reescala a pupila de 4 mm para hacerlo comparable a los demás.

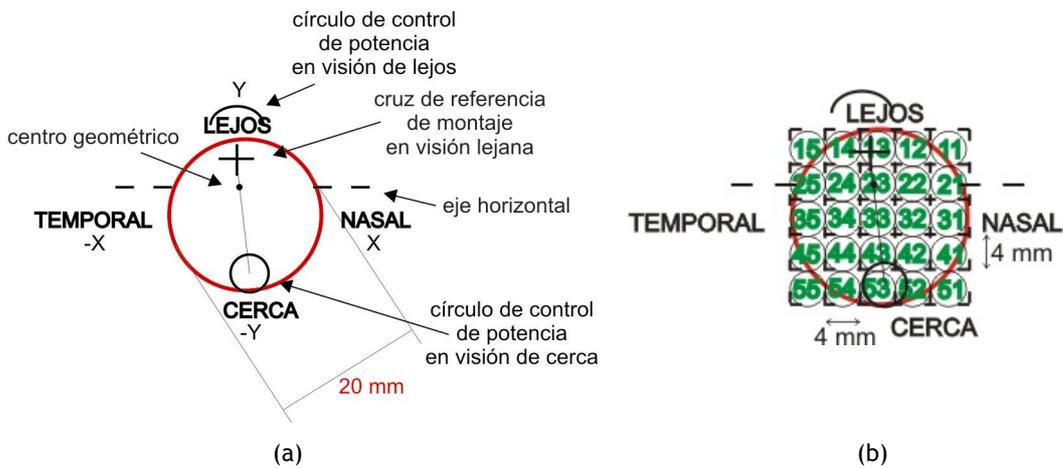


Figura 3.18. (a) Área circular de 20 mm de diámetro de la lente progresiva que se mide de una vez con el sensor de microlentes cilíndricas construido, y (b) división de ese dominio circular en 5 x 5 pupilas de 4 mm de diámetro en las que se calculan las aberraciones en la formulación de Zernike.

Una vez obtenidas las aberraciones en la formulación de Zernike, calculamos, a partir de ellas, diversos parámetros que se usan habitualmente para describir las características refractivas de las lentes oftálmicas. Dichos parámetros son la potencia esférica promedio (S), el cilindro (C) y su orientación (α), que, en primera aproximación, se calculan a partir de los

coeficientes de Zernike de desenfoque (a_4), astigmatismo con eje a 45° (a_3) y a 0° - 90° (a_5), mediante las siguientes relaciones [Pesudovs 2007] [Carvalho 2005]:

$$\begin{aligned} C &= -\frac{4\sqrt{6}}{r^2} \sqrt{(a_3)^2 + (a_5)^2} \\ S &= -\frac{4\sqrt{3}}{r^2} a_4 - \frac{C}{2} \\ \alpha &= \frac{1}{2} \operatorname{tg}^{-1} \frac{a_3}{a_5} \end{aligned} \quad (\text{Ec. 3.14})$$

donde r es el radio de la pupila (que en nuestro caso es 2 mm).

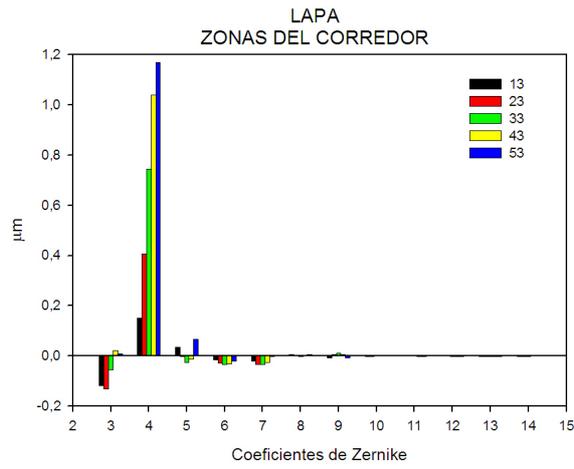
Calculando estos parámetros en las distintas zonas, se obtienen los mapas espaciales de isopotencia (también denominados de adición), de iso-cilindro y de orientación del cilindro de las LAPs estudiadas.

3.4.1 LAPs concebidas para usuarios con distintas estrategias de visión

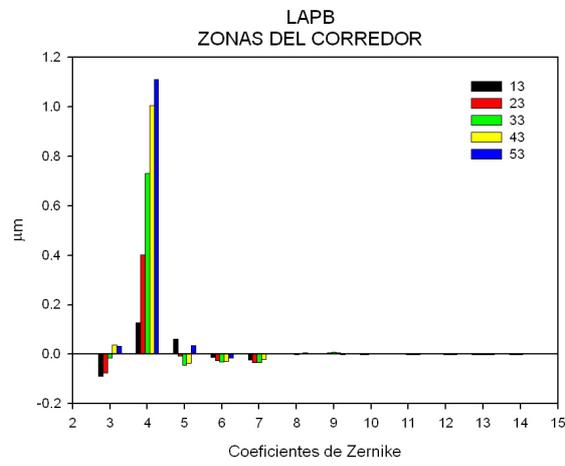
Para las lentes progresivas de prescripción OD 0 Ad.2, presentamos, en este apartado, las medidas de los tres diseños personalizados a las estrategias visuales “ojos” (LAP A), “mixta” (LAP B) y “cabeza” (LAP C).

Las figuras 3.19, 3.20 y 3.21 muestran, respectivamente, las aberraciones obtenidas en las zonas más próximas al corredor vertical (zonas 13, 23, 33, 43 y 53), en las zonas pertenecientes al lateral nasal (zonas 12, 22, 32, 42, 52, 11, 21, 31, 41 y 51) y en las zonas pertenecientes al lateral temporal (zonas 14, 24, 34, 44, 54, 15, 25, 35, 45 y 55) de las lentes LAP A, LAP B y LAP C.

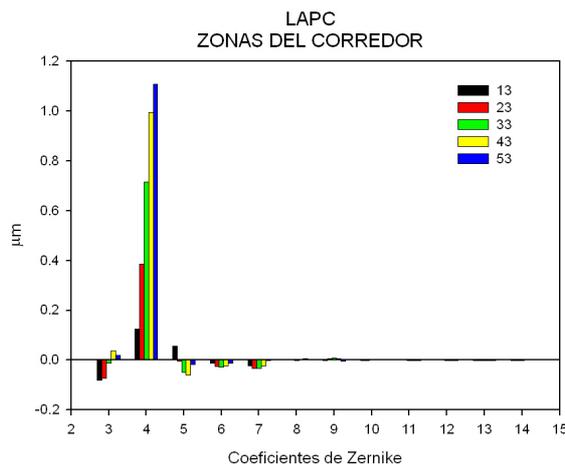
Como se aprecia en la figura 3.19, el desenfoque es la aberración dominante en el corredor de las lentes, mientras que el astigmatismo y las aberraciones de alto orden son poco significativas en él. En consecuencia, en esta zona útil de visión, la potencia esférica promedio (S) tiene un comportamiento muy similar al del término de desenfoque, que como muestra la figura 3.19, aumenta desde la zona de lejos a la de cerca en las tres LAPs. Esta progresión de la potencia en el corredor vertical, que se conoce con el nombre de adición, es la característica más importante de las lentes progresivas.



(a)



(b)



(c)

Figura 3.19. Amplitudes de las aberraciones medidas en las zonas del corredor de las LAPs con prescripción OD 0 Ad.2 y con diseño de (a) “ojos”, (b) “mixto”, y (c) “cabeza”.

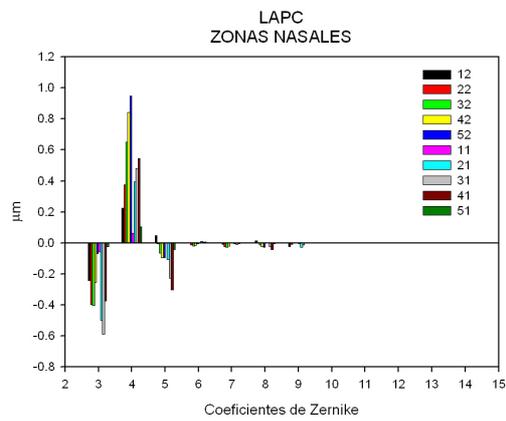
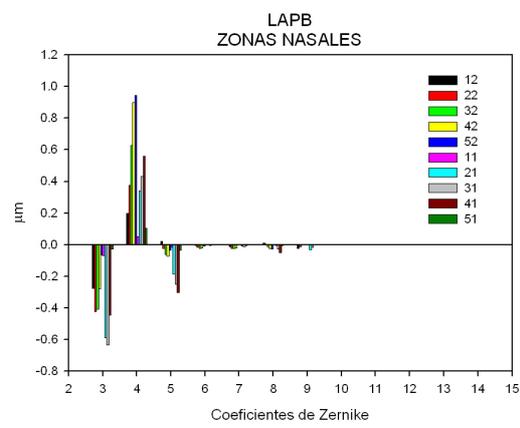
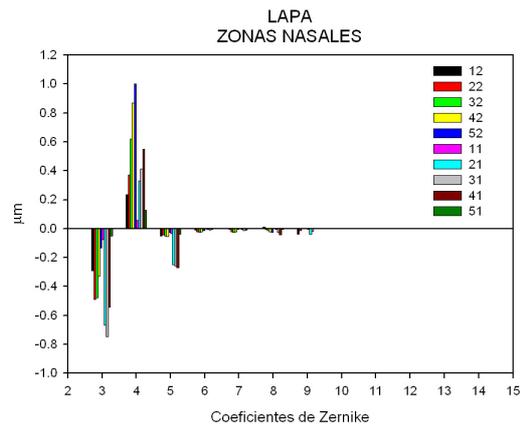
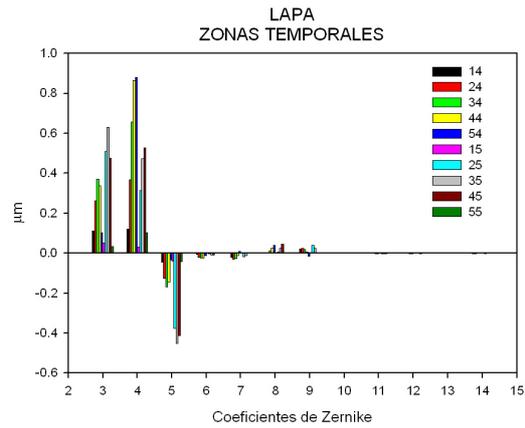
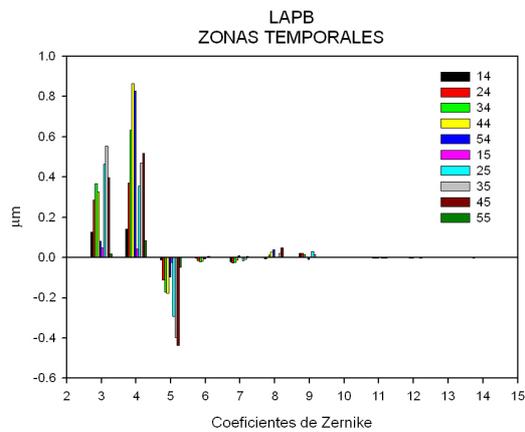


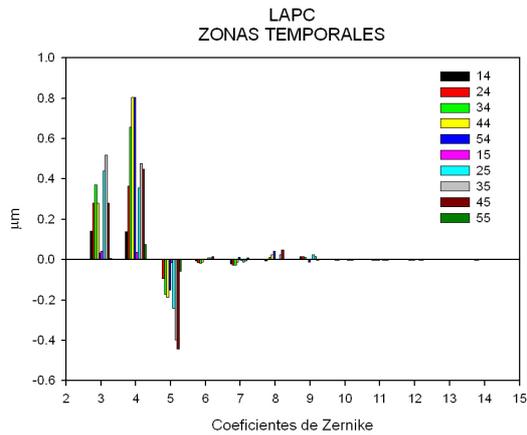
Figura 3.20. Amplitudes de las aberraciones medidas en las zonas correspondientes al lado nasal de las LAPs con prescripción OD 0 Ad.2 y con diseño de (a) “ojos”, (b) “mixto”, y (c) “cabeza”.



(a)



(b)



(c)

Figura 3.21. Amplitudes de las aberraciones medidas en las zonas correspondientes al lado temporal de las LAPs con prescripción OD 0 Ad.2 y con diseño de (a) “ojos”, (b) “mixto”, y (c) “cabeza”.

Los mapas espaciales de iso-potencia de las tres lentes aparecen representados en la figura 3.22. Aunque hay muchas similitudes entre ellos al corresponder a tres lentes con la misma prescripción, existen algunas diferencias apreciables. La adición es ligeramente distinta en los tres diseños, alcanzando valores de 2.04 dioptrías (D), 1.96 D y 1.94 D para las lentes LAP A, LAP B y LAP C, respectivamente. Asimismo, la distribución de la potencia en la zona de visión intermedia-cercana de las lentes es también ligeramente diferente para los tres diseños. La anchura de la distribución es mayor en la lente LAP A que en la LAP B y en la LAP C, en la que es la más estrecha de todas. En consecuencia, el diseño concebido para usuarios movedores de ojos proporciona una zona más ancha de visión con la potencia estabilizada, mientras que el diseño concebido para movedores de cabeza proporciona un área más estrecha, es decir, el gradiente transversal de potencia es mayor.

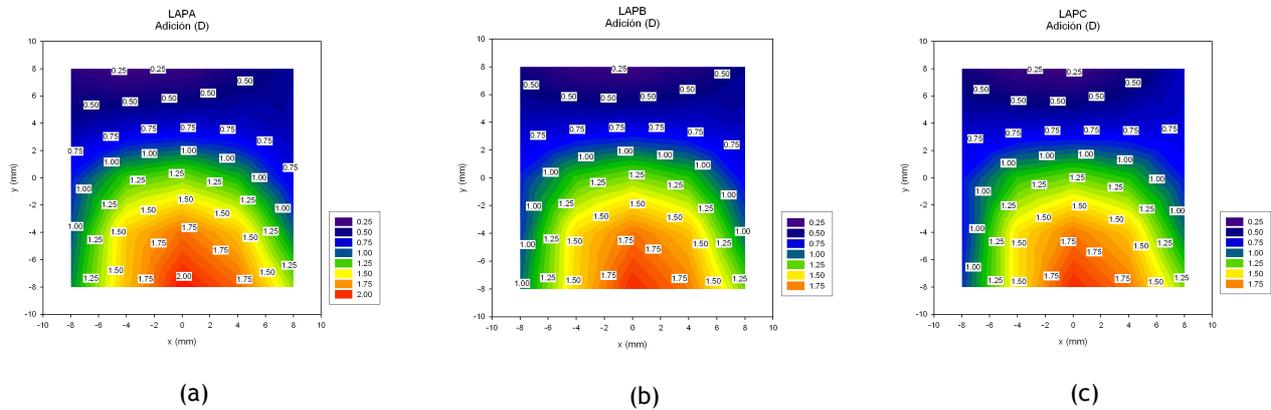


Figura 3.22. Mapas espaciales de iso-potencia de las LAPs con prescripción OD 0 Ad.2 y con diseño concebido para estrategias visuales de (a) “ojos”, (b) “mixto”, y (c) “cabeza”.

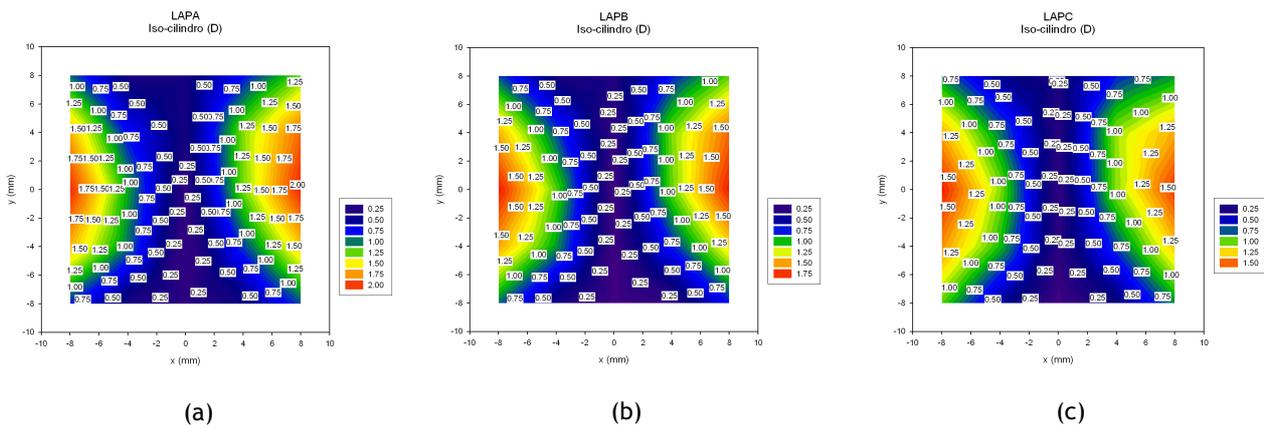


Figura 3.23. Mapas espaciales de iso-cilindro de las LAPs con prescripción OD 0 Ad.2 y con diseño concebido para estrategias visuales de (a) “ojos”, (b) “mixto”, y (c) “cabeza”.

Después del desenfoque, la aberración más significativa en las LAPs es el astigmatismo. En la figura 3.23 se presentan los mapas espaciales de astigmatismo (iso-cilindro) correspondientes a las lentes LAP A, LAP B y LAP C. Tal y como predice el teorema de Minkwitz [Minkwitz 1963], se observa que las tres lentes tienen áreas anchas de menor astigmatismo en las zonas de visión de lejos y cerca (donde la potencia es más estable), que se hacen más estrechas en las zonas de visión intermedia al existir una mayor variación vertical de la potencia. No obstante, a pesar de este comportamiento común, se observa alguna diferencia. La más significativa se aprecia en las zonas laterales de las lentes, donde el gradiente del astigmatismo en la LAP C es un 12.5% más suave que en la LAP B y un 25% más suave que en la LAP A. Por lo tanto, se comprueba que el diseño con la variación del astigmatismo periférico más suave es el concebido para movedores de cabeza ya que son los usuarios más susceptibles de percibir sensaciones de balanceo y distorsiones debidas a variaciones bruscas del astigmatismo transversal.

Si analizamos las dos componentes del astigmatismo que extrae la representación de Zernike, sucede que en las tres LAPs personalizadas los valores del astigmatismo orientado a 45° (coeficiente 3) y a 0°-90° (coeficiente 5) tienen el mismo signo en las zonas nasales, mientras que en las zonas temporales son de signo opuesto. En consecuencia, la orientación del cilindro en las zonas temporales y nasales es cruzada, tal y como indica la ecuación 3.14. En concreto para la LAP A, las orientaciones medias del cilindro son de -29° y 37° en las zonas temporales y nasales, respectivamente, lo que significa una diferencia media de 66° entre los valores de ambas zonas. La figura 3.24 muestra el mapa espacial del eje de astigmatismo para dicha lente.

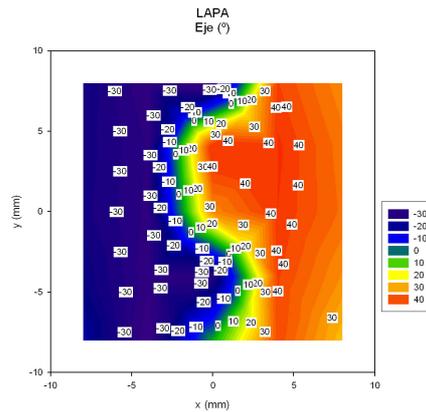


Figura 3.24. Mapa espacial del eje de astigmatismo correspondiente a la lente LAP A. La orientación del astigmatismo es de signo opuesto a ambos lados del corredor vertical central de la lente.

Asimismo, se observa que las diferencias en los valores del astigmatismo entre los tres diseños, están principalmente debidas al cambio del coeficiente 3 y, en mucha menor medida, al del coeficiente 5, que es mucho más constante para los tres diseños. Las figuras 3.25a y 3.25b reflejan este comportamiento, mostrando las diferencias total y media para los coeficientes 3 y 5 entre las lentes “mixta” y “ojos” (LAP B y LAP A), “cabeza” y “ojos” (LAP C y LAP A), y “cabeza” y “mixta” (LAP C y LAP B), calculadas según las fórmulas:

$$diferencia\ total_k = \sum_{i=11}^{55} (|a_{k,i}^{LAP\ X}| - |a_{k,i}^{LAP\ Y}|) \quad , k=3\ y\ 5 \quad (Ec.\ 3.15)$$

$$diferencia\ RMS_k = \frac{1}{\sqrt{25}} \sqrt{\sum_{i=11}^{55} (|a_{k,i}^{LAP\ X}| - |a_{k,i}^{LAP\ Y}|)^2} \quad , k=3\ y\ 5 \quad (Ec.\ 3.16)$$

Las mayores contribuciones a ambas magnitudes provienen de las zonas más periféricas de las lentes, en las cuales, como se aprecia en la figura 3.23, la diferencia del astigmatismo entre los distintos diseños es mayor.

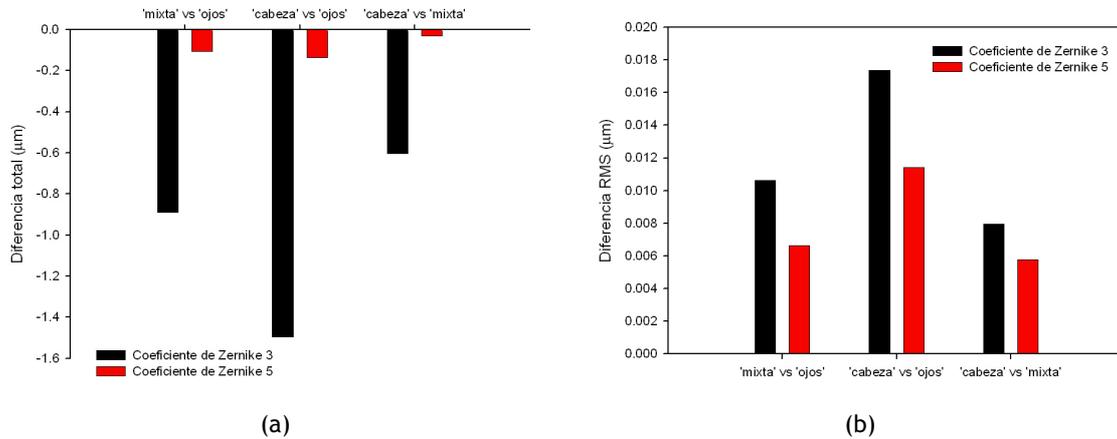


Figura 3.25. (a) Diferencia total y (b) diferencia RMS del astigmatismo orientado a 45° (coeficiente 3) y del astigmatismo orientado a 0°-90° (coeficiente 5) entre los distintos diseños “ojos”, “mixto” y “cabeza” con prescripción OD 0 Ad.2.

Por último, en referencia a las aberraciones de alto orden obtenidas, tan solo el coma y el trébol son algo significativas, aunque en la mayoría de zonas sus amplitudes son poco relevantes en comparación con el astigmatismo existente. Solamente en las zonas 33 y 43 del corredor los valores de coma y trébol son comparables al astigmatismo.

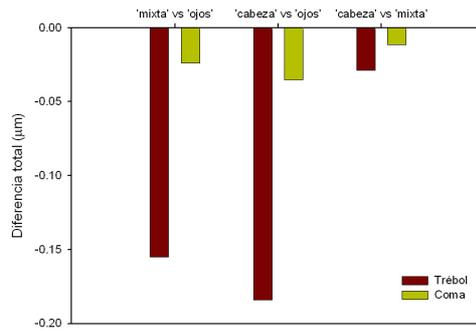
Sin embargo, a pesar de ser aberraciones de pequeña amplitud, existen diferencias apreciables en las cantidades de coma y trébol de los tres diseños personalizados. La figura

3.26a muestra las diferencias totales de ambas aberraciones entre las lentes “mixta” y “ojos” (LAP B y LAP A), “cabeza” y “ojos” (LAP C y LAP A), y “cabeza” y “mixta” (LAP C y LAP B). Estos resultados indican que:

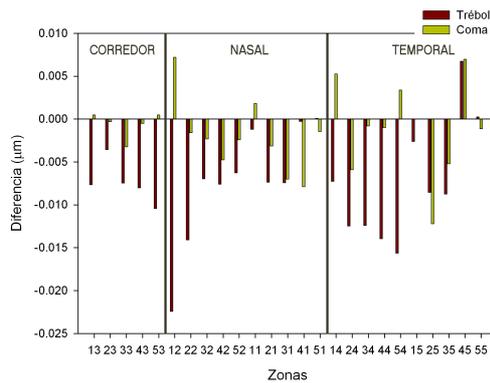
- las cantidades de coma y trébol son menores para los diseños que tienen una menor progresión de la potencia y unos gradientes más suaves de astigmatismo transversal en la periferia.
- las diferencias son más importantes en el trébol que en el coma.

Además de esas diferencias totales entre los tres diseños, analizamos también las diferencias de coma y trébol en cada una de las 25 zonas de los diseños opuestos de “cabeza” y “ojos”. El resultado se muestra en la figura 3.26b. En la mayoría de zonas, las diferencias en el trébol son mayores que en el coma, que se mantiene más estable para ambos diseños y, en especial, en aquellas zonas pertenecientes al corredor.

Las demás aberraciones de alto orden son insignificantes en los tres diseños personalizados.



(a)



(b)

Figura 3.26. (a) Diferencia total del coma y del trébol entre los diseños “ojos”, “mixto” y “cabeza” con prescripción OD 0 Ad.2, y (b) diferencia de ambas aberraciones entre los diseños “cabeza” y “ojos” en las 25 zonas analizadas.

3.4.2 Diferencias entre LAPs personalizadas de distintas prescripciones

Para las otras dos prescripciones analizadas, OD -1 +1 0° Ad.2 y OD -1 +1 135° Ad.2, muchos de los resultados obtenidos al medir los distintos diseños de “ojos”, “cabeza” y “mixta” son equivalentes a los obtenidos en el apartado anterior para la prescripción OD 0 Ad.2. Así, nuevamente, la adición es de mayor valor en los diseños de “ojos”, decrece ligeramente en los diseños “mixto” y es de menor valor en los diseños “cabeza”. Asimismo, las zonas de visión cercana en las que el astigmatismo es bajo son más anchas en los diseños de “ojos”, mientras que el gradiente de astigmatismo hacia la periferia de las lentes es más suave en los diseños “cabeza”. Respecto a dichas variaciones del astigmatismo entre los diseños personalizados, de nuevo se observa que son mayores las debidas a las variaciones del coeficiente 3 que del coeficiente 5, aunque ambas variaciones son más parecidas que en la prescripción OD 0 Ad.2. También las principales aberraciones de alto orden siguen siendo el coma y el trébol aunque con amplitudes muy pequeñas.

En cuanto a las diferencias observadas, la distribución espacial del astigmatismo y de la orientación del astigmatismo es distinta para las tres prescripciones, como se muestra en las figuras 3.27 y 3.28. Así, para la LAP A (OD 0 Ad.2) el valor medio del astigmatismo en el corredor es de 0.20 D con eje a 3°, para la LAP D (OD -1 +1 0° Ad.2) es de 1 D con eje a 0.43°, mientras que para la LAP G (OD -1 +1 135° Ad.2) es de 0.97 D con eje a 138°. Asimismo, se observa que la distribución espacial del astigmatismo es simétrica para las lentes LAP A y LAP D, mientras que para la LAP G la distribución del astigmatismo es asimétrica. En esta última, el astigmatismo tiene valores en el rango 1.25 D - 2.75 D en el lado temporal, mientras que en el lado nasal es mucho menor situándose entre 0.25 D y 1 D. Además, dicha diferencia de astigmatismo entre zonas situadas simétricamente a ambos lados del corredor es debida principalmente a diferencias en el coeficiente 3 de astigmatismo, como puede verse en la figura 3.29, que muestra las diferencias *RMS* de los astigmatismos calculadas según la ecuación 3.17, para las lentes LAP A, LAP D y LAP G.

$$diferencia\ RMS_k = \frac{1}{10} \sqrt{\sum_{f=1}^5 (|a_{k,f2}^{LAP\ X}| - |a_{k,f4}^{LAP\ X}|)^2 + (|a_{k,f1}^{LAP\ X}| - |a_{k,f5}^{LAP\ X}|)^2}, \quad k=3\ y\ 5$$

(Ec. 3.17)

La diferencia *RMS* del coeficiente 5 es más constante que la del coeficiente 3, la cual es más de cuatro veces superior en la LAP G (0.17 μm) que en la LAP D (0.03 μm) y la LAP A (0.04 μm).

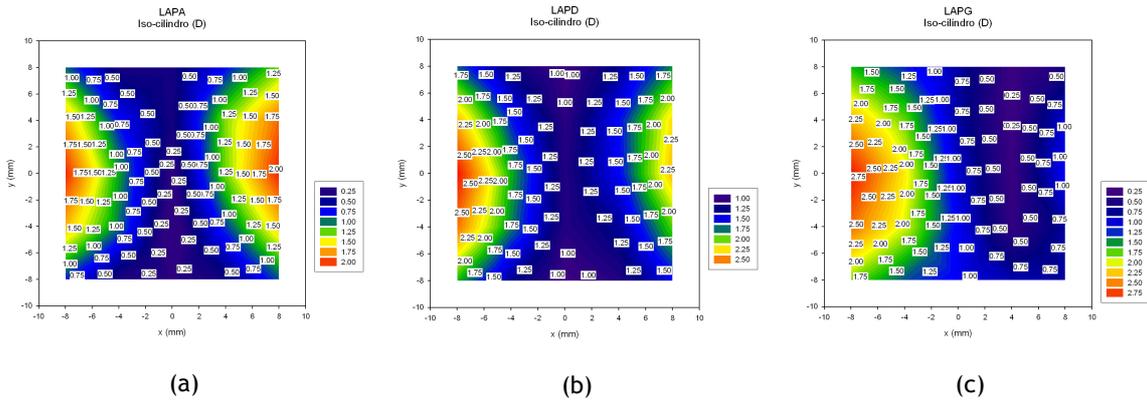


Figura 3.27. Mapas espaciales de iso-cilindro de las LAPs con diseño de “ojos” y prescripciones (a) OD 0 Ad.2, (b) OD -1 +1 0° Ad.2, y (c) OD -1 +1 135° Ad.2.

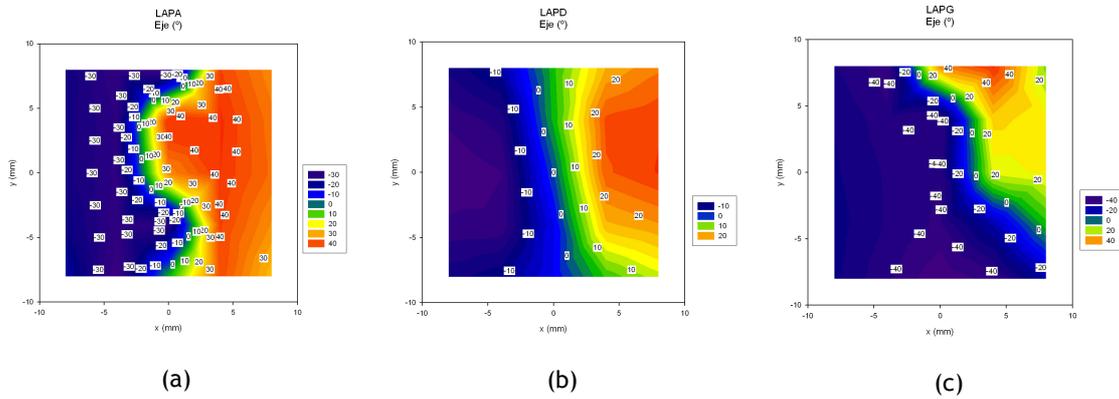


Figura 3.28. Mapas espaciales del eje de astigmatismo para las LAPs con diseño de “ojos” y prescripciones (a) OD 0 Ad.2, (b) OD -1 +1 0° Ad.2, y (c) OD -1 +1 135° Ad.2.

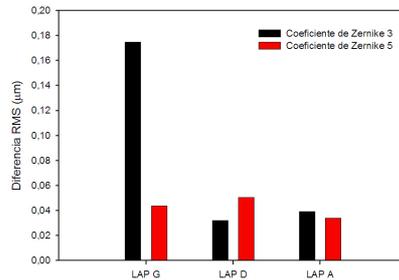


Figura 3.29. Diferencia RMS del astigmatismo orientado a 45° (coeficiente 3) y del astigmatismo orientado a 0°-90° (coeficiente 5) entre las zonas posicionadas simétricamente a ambos lados del corredor de las lentes con distinta prescripción LAP G, LAP D y LAP A.

Referencias

- [Ares 2007] M. Ares, S. Royo, J. Caum, “Shack-Hartmann sensor based on a cylindrical microlens array”, *Opt. Lett.*, 32(7), 769-771, 2007.
- [Ares 2008] M. Ares, S. Royo, “Adaptive Optics system to compensate complex-shaped wavefronts”, *Adaptive Optics for Industry and Medicine - Imperial College Press*, 206-211, 2008.
- [Atchison 1987] D.A. Atchison, “Optical performance of progressive power lenses”, *Clin. Exp. Opt.*, 70, 149-155, 1987.
- [Canny 1986] J. Canny, “A computational approach to edge detection”, *IEEE Trans. on Pattern Analysis and Machine Intelligence*, 8(6), 679-698, 1986.
- [Carvalho 2005] L.A. Carvalho, W. Chamon, P. Schor, J.C. de Castro, “Quantitative comparison of different-shaped wavefront sensors and preliminary results for defocus aberrations on a mechanical eye”, *Arq. Bras. De Oftalmologia*, 69 (2), 2005.
- [Castellini 1994] C. Castellini, F. Francini, B. Tiribilli, “Hartmann test modification for measuring ophthalmic progressive lenses”, *Appl. Opt.*, 33, 4120-4124, 1994.
- [Chernyshov 2005] A. Chernyshov, U. Sterr, F. Riehle, J. Helmcke, J. Pfund, “Calibration of a Shack-Hartmann sensor for absolute measurements of wavefronts”, *Appl. Opt.*, v.44 (30), 6419-6425, 2005.
- [Diepes 1988] H. Diepes, A. Taming, “Comparative investigations of progressive lenses”, *Am. J. Optom. Physiol. Opt.*, 65, 571-579, 1988.
- [Eyemade] <http://www.indo.es/lentes/eyemade.htm>
- [Fowler 1989] C.W. Fowler, C.M. Sullivan, “A comparison of three methods for the measurement of progressive addition lenses”, *Ophthalmic. Physiol. Opt.*, 9, 81-85, 1989.
- [Fowler 2006] C.W. Fowler, “Technical note: Apparatus for comparison of progressive addition spectacle lenses”, *Ophthalmic. Physiol. Opt.*, 26, 502-506, 2006.
- [Fuller 1992] H. Fuller, “Head movement propensity”, *Exper. Brain Res.*, 92, 152-164, 1992.
- [Gnanvo 2002] K. Gnanvo, Z.Y. Wu, J. De Bougrenet de la Tocnaye, L. Liu, “Large-aperture automatic focimeter for the measurement of optical power and other optical characteristics of ophthalmic lenses”, *Appl. Opt.*, 41 (28), 5997-6005, 2002.
- [Gresty 1974] M.A. Gresty, “Coordination of head and eye movements to fixate continuous and intermittent targets”, *Vis. Res.*, 14 (6), 395-403, 1974.

[Groening 2000] S.Groening, B.Sick, K.Donner, J.Pfund, N.Lindlein, J.Schwider, “Wave-front reconstruction with a Shack-Hartmann sensor with an iterative spline fitting method”, *Appl.Opt.*, 39 (4), 561-567, 2000.

[Ipseo] <http://www.varilux.com/Vision+Care+Professionals/Products/Personalized/Varilux+Ipseo/Design/Design.htm>

[Jeong 2005] T.M. Jeong, M. Menon, G. Yoon, “Measurement of wavefront aberration in soft contact lenses by use of a Shack-Hartmann wave-front sensor”, *Appl. Opt.*, v.44 (21), 4523-4527, 2005.

[Lee 2005] J.Lee, R.V.Shack, M.R.Descour, “Sorting method to extend the dynamic range of the Shack-Hartmann wave-front sensor”, *Appl.Opt.*, 44 (23), 4838-4845, 2005.

[Lindlein 2001] N.Lindlein, J.Pfund, J.Schwider, “Algorithm for expanding the dynamic range of a Shack-Hartmann sensor by using a spatial light modulator array”, *Opt.Eng.*, 40 (5), 837-840, 2001.

[Lindlein 2002] N.Lindlein, J.Pfund, “Experimental results for expanding the dynamic range of a Shack-Hartmann sensor using astigmatic microlenses”, *Opt.Eng.*, 41 (2), 529-533, 2002.

[Meister 2008] D.J. Meister , S.W. Fisher , “Progress in the spectacle correction of presbyopia. Part 2: Modern progressive lens technologies”, *Clinical and Experimental Optometry*, v.91 (3), 251-264, 2008.

[Minkwitz 1963] G. Minkwitz, “[On the surface astigmatism of a fixed symmetrical aspheric surface]”, *Opt. Acta (Lond)*, 10, 223-227, 1963.

[Pesudovs 2007] K. Pesudovs, K. E. Parker, H. Cheng, R.A. Applegate, “The Precision of Wavefront Refraction Compared to Subjective Refraction and Autorefractometry”, *Optom. Vis. Sci.*, 84 (5), 387-392, 2007.

[Pfund 1998a] J.Pfund, N.Lindlein, J.Schwider, “Dynamic expansion of a Shack-Hartmann sensor by use of a modified unwrapping algorithm”, *Opt.Lett.*, 23 (13), 995-997, 1998.

[Pfund 1998b] J. Pfund, N. Lindlein, J. Schwider, “Misalignment effects of the Shack-Hartmann sensor”, *Appl. Opt.*, v.37 (1), 22-27, 1998.

[Platt 2001] B.C. Platt, R. Shack, “History and principles of Shack-Hartmann wavefront sensing”, *Journ. Refract. Surgery*, v.17 (5), 573-577, 2001.

[Neal 1997] D.R. Neal, D.J. Armstrong, W.T. Turner, “Wavefront sensors for control and process monitoring in optics manufacture”, *Proc. SPIE*, v.2993, 211-220, 1997.

[Rammage 2002] R.R. Rammage, D.R. Neal, R.J. Copland, “Application of Shack-Hartmann wavefront sensing technology to transmissive optic metrology”, *Proc. SPIE*, v.4779, 161-172, 2002.

- [Rha 2004] J.Rha, D.G.Voelz, M.K.Giles, “Reconfigurable Shack-Hartmann wavefront sensor”, *Opt.Eng.*, 43 (1), 251-256, 2004.
- [Roggermann 1998] M.C.Roggermann, T.J.Schulz, “Algorithm to increase the largest aberration that can be reconstructed from Hartmann sensor measurements”, *Appl.Opt.*, 37 (20), 4321-4329, 1998.
- [Seifert 2003] L.Seifert, J.Liesener, H.J.Tiziani, “The adaptive Shack Hartmann sensor”, *Opt.Comm.*, 216, 313-319, 2003.
- [Serra 1982] J. Serra, “Image analysis and mathematical morphology”, Academic Press, 1982.
- [Servin 1999] M.Servin, F.J.Cuevas, D.Malacara, J.L.Marroquin, “Direct ray aberration estimation in Hartmanngrams by use of regularized phase-tracking system”, *Appl.Opt.*, 38 (13), 2862-2869, 1999.
- [Sheedy 1987] J.E. Sheedy, M. Buri, I.L. Bailey, J. Azus, I.M Borish, “Optics of progressive addition lenses”, *Am. J. Optom. Physiol. Opt.*, 64, 90-99, 1987.
- [Sheedy 2004] J.E. Sheedy, “Correlation analysis of the optics of progressive addition lenses”, *Optom. Vis. Sci.*, 81, 350-361, 2004.
- [SnellOptics] <http://www.snelloptics.com>
- [Spiers 2000] T. Spiers, C.C. Hull, “Optical Fourier filtering for whole lens assessment of progressive power lenses”, *Ophthalmic. Physiol. Opt.*, 20, 281-289, 2000.
- [Suss Microoptics] <http://www.suss-microoptics.com>
- [Villegas 2003] E.A. Villegas, P. Artal, “Spatially resolved wavefront aberrations of ophthalmic progressive-power lenses in normal viewing conditions”, *Optom. Vis. Sci.*, 80, 106-114, 2003.
- [Villegas 2004] E.A. Villegas, P. Artal, “Comparison of aberrations in different types of progressive power lenses”, *Ophthalmic. Physiol. Opt.*, 24, 419-426, 2004.
- [Villegas 2006] E.A. Villegas, P. Artal, “Visual acuity and optical parameters in progressive-power lenses”, *Optom. Vis. Sci.*, 83, 672-681, 2006.
- [Yoon 1996] G.Y. Yoon, T. Jitsuno, M. Nakatsuka, S. Nakai, “Shack-Hartmann wave-front measurement with a large F-number plastic microlens array”, *Appl. Opt.*, v.35 (1), 188-192, 1996.

CAPÍTULO 4: Construcción de un sistema de óptica activa para la compensación de frentes de onda complejos

En este último capítulo de resultados se presentan los referidos al desarrollo de un sistema de óptica adaptativa en bucle abierto diseñado para la compensación activa de frentes de onda transmitidos por lentes oftálmicas complejas, fácilmente extensible a la generación y compensación de todo tipo de frentes de onda complejos.

El sistema activo de compensación que se propone está formado por el sensor de frente de onda basado en microlentes cilíndricas descrito en el apartado 3.3.2, por un modulador espacial de fase difractivo de cristal líquido, y por un *software* de control que se encarga de que el modulador realice la compensación requerida a partir de la información obtenida por el sensor o bien de datos de diseño conocidos a priori. El diseño conceptual del sistema y su funcionamiento se abordan en el apartado 4.1 del capítulo.

Una vez construido el sistema, se lleva a cabo la caracterización del dispositivo de cristal líquido en cuanto a su calidad de modulación de fase en bucle abierto. En realidad, se

caracterizan dos moduladores de principio de funcionamiento similar pero de especificaciones diferentes (apartado 4.2) que son utilizados por separado dentro del sistema activo de compensación. Estos dispositivos son un modulador de fase programable (*PPM*) X8267-16 y un modulador de fase de cristal líquido sobre silicio (*LCOS-SLM*) X10468-01, ambos de Hamamatsu Photonics [Hamamatsu].

Una de las principales conclusiones que se extraen del proceso de caracterización del *PPM* es que conforme aumenta la amplitud de la modulación de fase generada, la eficiencia de difracción del *PPM* disminuye, lo cual significa que la luz difractada que es modulada en fase es mucho menos intensa que la luz difractada que no es modulada. Es decir, que en la práctica, la modulación de fase queda oculta, o en el mejor de los casos que el frente de onda modulado se superpone a un frente de onda no modulado más intenso. Para resolver este problema se implementa una solución de filtrado espacial de la luz difractada que no es modulada en fase. Esta solución se describe en el apartado 4.3.

Por último, en el apartado 4.4, se aplica el sistema construido como *null-test* activo de lentes oftálmicas progresivas. En concreto, se presentan resultados de la compensación total del frente de onda transmitido por una lente progresiva personalizada con potencia nula de lejos y 2 D de adición.

4.1 Diseño y construcción del sistema

El diseño, la construcción y algunas de las aplicaciones en el ámbito de las lentes complejas del sistema activo de compensación de fase que se introduce en este apartado 4.1, se publicaron en la patente [Ares 2008a] que forma parte del compendio de publicaciones de la tesis.

4.1.1 Funcionalidad del sistema

El sistema activo de compensación de frentes de onda complejos se propone como solución para realizar un control de calidad de LAPs comerciales de una manera rápida y sencilla. En vez del concepto tradicional de utilizar un sensor mecánico u óptico para controlar este tipo de lentes, el sistema de compensación planteado actúa como un *null-test*, proporcionando como salida un patrón sencillo de interpretar, que permite evaluar rápidamente la calidad de la LAP fabricada, incluso por un usuario no experto o un sistema de visión artificial. La compensación total del frente de onda transmitido por la LAP, la efectúa un modulador de fase activo que reproduce el conjugado del frente de onda ideal de la LAP. Dicho frente de onda teórico es una información fácil de calcular a partir del conocimiento de los parámetros de diseño de la LAP, algo que conoce el propio fabricante de la lente. El resultado de dicha

compensación es idealmente un frente de onda plano, que es detectado por el sensor de microlentes cilíndricas como un patrón de líneas rectas. En el caso de que alguna de las líneas se desviase, se detectaría el defecto o error de fabricación en la zona de la lente en que se ha producido la desviación.

El *null-test* planteado permite inspeccionar de manera rápida y sencilla cualquier diseño de LAP, personalizada o no, al tratarse de un dispositivo de compensación dinámico, que supone un ahorro en tiempo y en dinero respecto a los *null-tests* convencionales que están formados por elementos ópticos estáticos como lentes compensadoras, placas de fase, hologramas estáticos generados computacionalmente, etc. [Pruss 2008] [Tiziani 2001].

Sin embargo, en nuestro caso, la aplicación de *null-test* activo de LAPs no se realiza utilizando como frente de onda de compensación el frente de onda conjugado asociado a la LAP diseñada, pues es una información propia del fabricante de la que no disponemos. Como alternativa, se lleva a cabo una aproximación a la aplicación en dos pasos. En un primer paso, medimos con el sensor de microcilindros el frente de onda transmitido por la LAP, y calculamos su conjugado. De esta manera conseguimos una información similar a la que nos podría proporcionar el fabricante. Posteriormente, en un segundo paso, se efectúa el proceso de compensación generando el frente de onda conjugado con el elemento activo. El resultado de la compensación es un frente de onda plano, y, en consecuencia, las imágenes captadas por el sensor de microcilindros son patrones de líneas rectas. Los resultados de esta aplicación de *null-test* en LAPs personalizadas se muestran en el apartado 4.4.

La aplicación de *null-test* activo de LAPs es conceptualmente equivalente a la aplicación de simulación de las propias LAPs. La posibilidad de generar con un modulador activo el mapa espacial de fase característico de una determinada lente permite, por tanto, simular las características transmisoras de la lente sin tener que construirla. En esta línea, se han desarrollado ya algunos sistemas activos que simulan lentes intraoculares con la aberración esférica modificada [Piers 2004] y lentes de contacto multifocales [Manzanera 2007].

4.1.2 Diseño del sistema

Se diseña un sistema activo de compensación de fase pensado para compensar el frente de onda transmitido por lentes oftálmicas progresivas personalizadas. Como cualquier sistema convencional de óptica adaptativa, el sistema diseñado está formado por:

a) Un elemento de medida, que es el sensor de frente de onda Shack-Hartmann de microlentes cilíndricas descrito en el apartado 3.3.2. Elegimos este sensor por su capacidad para medir frentes de onda de hasta 20 mm de diámetro que son transmitidos por lentes con potencias de hasta 2 D y con formas complejas.

b) Un elemento de compensación activa de fase, que permite modificar la forma de frentes de onda con formas complejas. Los dispositivos comerciales de este tipo que ofrece el mercado son los espejos deformables micromecanizados (*MMDM*) y piezoeléctricos (*PDM*) [Boston Micromachines] [Flexible Oko Optical] [Fraunhofer-Institut Photonische Mikrosysteme] [Imagine Optic] [Iris AO] [Night-N] [Xinetics], y los moduladores espaciales de fase basados en cristal líquido (*LC-SLM*) [Hamamatsu] [Holoeye] [Boulder N.S.]. Los primeros han predominado respecto a los segundos desde las primeras aplicaciones de la óptica adaptativa hasta la actualidad, existiendo hoy en día en el mercado un mayor número de espejos deformables que de moduladores espaciales de fase de cristal líquido. Los espejos deformables han demostrado ser apropiados para las aplicaciones más frecuentes de óptica adaptativa, como las astronómicas y las del ámbito de la óptica visual. En ambas, se han de compensar aberraciones que varían a una frecuencia temporal relativamente alta. En el caso de la astronomía se compensan las aberraciones dinámicas debidas a la turbulencia atmosférica, mientras que en el ámbito de la óptica visual se compensan las aberraciones dinámicas del ojo humano. La compensación efectiva se alcanza al cabo de varias iteraciones, en un proceso de realimentación en bucle cerrado que ha de diseñarse conforme a los principios de la teoría de control de sistemas lineales. Dichas dinámicas temporales han sido hasta hace bien poco únicamente alcanzables por medio de los espejos deformables, lo cual constituye una de sus principales ventajas. Sin embargo, los espejos deformables tienen dos importantes desventajas respecto a los *LC-SLM*, como son la peor linealidad y la menor amplitud de modulación de fase que pueden realizar a causa de su principio de funcionamiento.

En cuanto a los *LC-SLM*, su desarrollo como dispositivos válidos para aplicaciones de compensación de fase ha sido más tardío que en el caso de los espejos deformables. En la actualidad, los *LC-SLM* comerciales que ofrece el mercado para modular exclusivamente la fase se basan en cristales líquidos de moléculas paralelas (*PAL-SLM*) [Hamamatsu] [Holoeye] [Boulder N.S.]. La empresa pionera en este tipo de dispositivos ha sido la japonesa Hamamatsu, con dos dispositivos comerciales de este tipo, denominados comercialmente *PPM* y *LCOS-SLM*. Sus principales ventajas son la compacidad, la robustez mecánica, la gran linealidad y la gran amplitud de modulación de fase alcanzable, mientras que entre las desventajas se encuentran la menor frecuencia temporal de respuesta y los problemas difractivos que aparecen cuando la amplitud de la modulación es elevada. Estas desventajas, sin embargo, se reducen significativamente en el dispositivo *LCOS-SLM* de reciente comercialización.

Debido a que en nuestra aplicación compensamos aberraciones de elementos estáticos como lentes progresivas, la velocidad de la compensación no es importante, y, por tanto, no es un parámetro decisivo a la hora de elegir el dispositivo compensador. Sí resulta decisivo que la amplitud de la modulación de fase que proporcione el dispositivo sea alta y que su respuesta sea lineal para poder trabajar en bucle abierto. El *PPM* y el *LCOS-SLM* tienen un mejor

comportamiento en ambas características que los espejos deformables comerciales, de manera que trabajamos con los dos primeros dispositivos, cuyas características y principio de funcionamiento se explican en detalle en el apartado 4.1.3.

c) Un *software* de control del sistema, que controla el proceso de compensación con el elemento activo. El *software* de control implementado permite realizar la compensación con el frente de onda conjugado al medido previamente por el sensor de microcilindros, o con un frente de onda teórico conocido a priori. El control se implementa a través de un programa propio realizado con C++ Borland Builder 6. Se trata de un bucle abierto de compensación, ilustrado en el diagrama de la figura 4.1, que consta de las siguientes etapas:

- 1.) Se selecciona si el frente de onda compensador es conocido a priori o si viene determinado por la medida realizada por el sensor. En este último caso se continúa con la etapa 2, mientras que en el primero se pasa directamente a la etapa 3. Como se mencionó en el apartado 4.1.1, en nuestra aplicación de *null-test* de LAPs es necesaria la medida previa del frente de onda (etapa 2).
- 2.) Se mide con el sensor de microlentes cilíndricas el frente de onda transmitido por la LAP problema, extrayéndose los coeficientes del ajuste a_i en la base de polinomios circulares de Zernike.
- 3.) Se calcula el frente de onda conjugado en representación de mapa de grises plegado (*wrapped phase map*), que es el tipo de señal que entiende el PPM o LCOS-SLM utilizados como elementos activos, como se verá en detalle en el apartado 4.1.3.
- 4.) Se introduce dicha señal en el PPM o LCOS-SLM para que la generen. Al interactuar el frente de onda transmitido por la LAP con el generado por el PPM o LCOS-SLM, se produce la compensación.
- 5.) El frente de onda compensado es finalmente medido por el sensor de microcilindros.

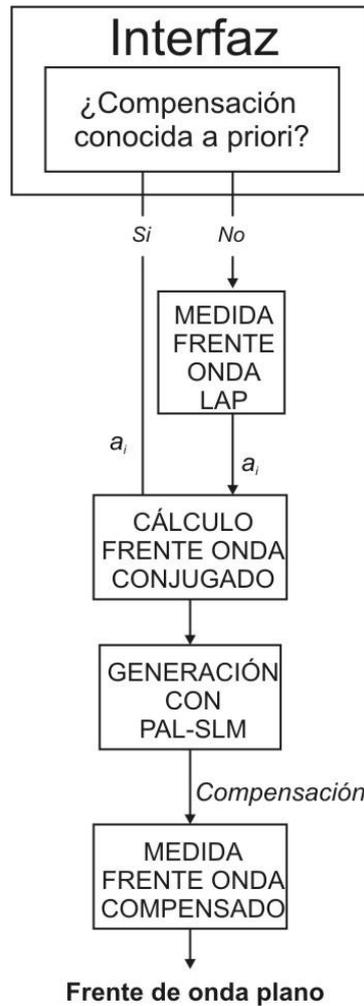


Figura 4.1. Diagrama de flujo del sistema activo de compensación desarrollado para compensar totalmente el frente de onda transmitido por LAPs personalizadas.

4.1.3 Moduladores de fase activos de cristal líquido de moléculas paralelas

El principio físico de los dispositivos de cristal líquido para modular la fase se basa en la propiedad de este tipo de materiales para modificar su índice de refracción. Al aplicar una perturbación eléctrica u óptica a un cristal líquido, sus moléculas cambian de orientación provocando un cambio del índice de refracción del cristal, lo cual implica un cambio de camino óptico (fase) del frente de onda que lo atraviesa.

Los tipos de cristales líquidos más utilizados como dispositivos moduladores de fase son los de moléculas en espiral (*twisted nematic*) y los de moléculas paralelas. Si bien los cristales líquidos de moléculas en espiral se utilizan más comúnmente como moduladores de intensidad en dispositivos comerciales como pantallas proyectoras (*displays*, televisores *LCD*, monitores *LCD*, etc.), su uso como moduladores de fase ha sido también objeto de amplia investigación,

demostrándose su éxito en combinación con elementos retardadores y polarizadores lineales convenientemente rotados a ambos lados del cristal líquido [Durán 2008] [Durán 2006] [Pezzaniti 1993]. No obstante, hasta la fecha, su desarrollo se ha limitado al ámbito de laboratorio, sin haberse materializado como dispositivo comercial.

Alternativamente, en el mercado se encuentran algunos moduladores basados en cristales líquidos pero con las moléculas orientadas paralelamente entre sí (*PAL-LC*) [Hamamatsu] [Holoeye] [Boulder N.S.]. Para que la modulación de estos dispositivos sea exclusivamente de fase, debe cumplirse que la polarización del frente de onda incidente sea lineal y en la dirección de las moléculas del *PAL-LC* en estado de reposo (voltaje=0). Esto se puede conseguir con un único polarizador lineal correctamente alineado a la entrada del *PAL-LC*. Al aplicar un determinado voltaje entre los extremos del cristal líquido, las moléculas giran proporcionalmente pero manteniéndose paralelas entre sí, de modo que se produce un cambio exclusivo de la fase del frente de onda que atraviesa el cristal líquido sin que cambie su estado de polarización [Mukohzaka 1994].

De este último tipo son los moduladores comerciales *PPM* y *LCOS-SLM* que empleamos para nuestras aplicaciones. Sin embargo, se trata de dispositivos con algunas diferencias de diseño y especificaciones, que hacen que su comportamiento sea diferente.

i. PPM

En cuanto a su diseño, el *PPM* es un modulador espacial de fase híbrido que combina el control eléctrico vía ordenador por parte del usuario con la modulación de la fase a través de la luz. Su estructura consta de tres módulos diferentes, tal y como muestra la figura 4.2:

- un módulo de control de la fase, constituido por un diodo láser (*LD*) y una pantalla de cristal líquido (*LCD*)
- una óptica 1:1 que traslada la imagen
- un módulo de generación de la fase, formado esencialmente por un fotoconductor, dos electrodos transparentes, un espejo y un *PAL-LC*

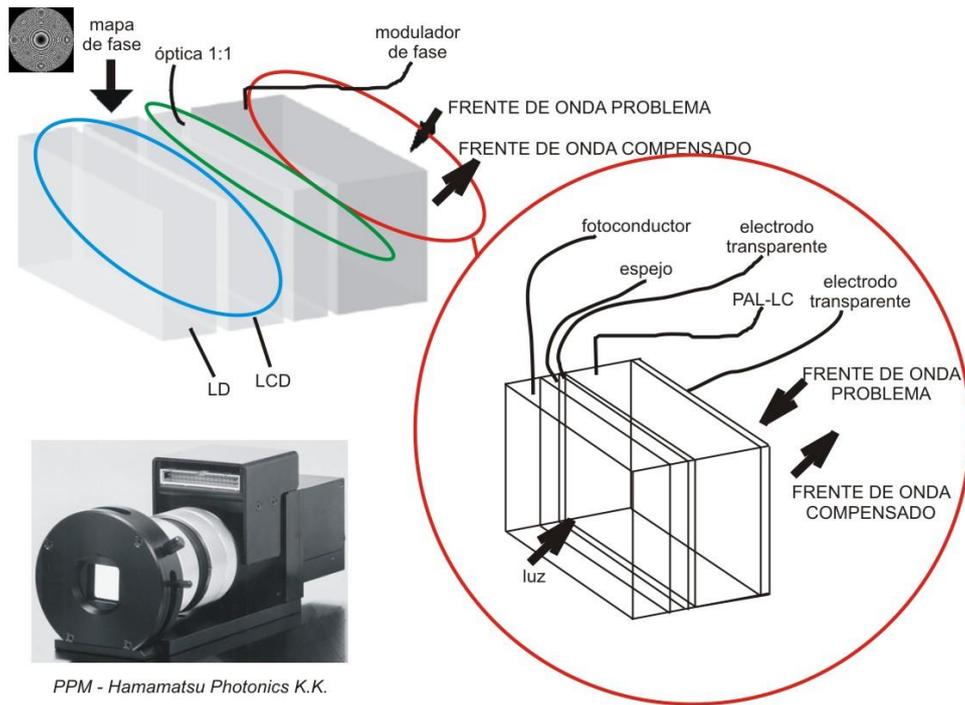


Figura 4.2. Estructura del modulador espacial de fase PPM.

La modulación de fase a realizar debe introducirse en el PPM en forma de mapa espacial plegado de niveles de gris con valores entre 0 y 255. Este mapa de niveles de gris es interpretado por el PPM como la modulación de fase espacial a realizar, donde el nivel de gris en cada píxel representa un cambio de fase determinado. La relación entre el valor de gris y el cambio de fase asociado depende de la longitud de onda del frente de onda problema y de la longitud de onda de diseño del modulador. Para nuestras condiciones de trabajo, esta relación se calculará en el apartado 4.2.1. Como ejemplo ilustrativo, se muestra en la figura 4.3a una modulación de fase esférica, cuya representación difractiva continua sería la mostrada en la figura 4.3b, mientras que en el PPM sería el mapa pixelado de niveles de gris de la figura 4.3c.

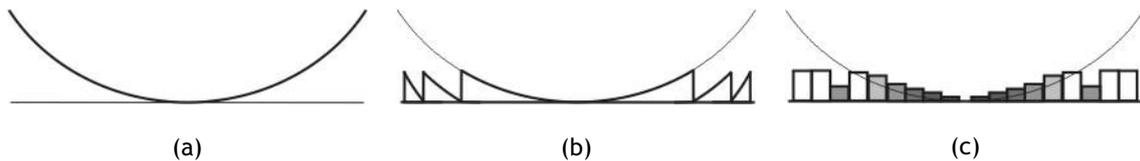


Figura 4.3. (a) Frente de onda esférico divergente representado (b) en forma difractiva continua y (c) en forma difractiva discreta de niveles de gris para el PPM.

La escritura del mapa de niveles de gris se hace mediante una conexión VGA desde el ordenador de control al LCD del PPM. Asimismo, el LD ilumina uniformemente el LCD, de manera que a la salida del LCD se tiene la distribución luminosa que representa al frente de onda compensador, con los diferentes valores de fase representados por niveles de gris.

A continuación, dicha distribución luminosa es trasladada, por medio de un sistema óptico 1:1, a una placa fotoconductor α -Si:H que la transforma en diferencia de potencial entre los dos electrodos situados a ambos lados del PAL-LC. Dicha distribución de potencial hace variar espacialmente el índice de refracción del PAL-LC, de modo que se crea la distribución espacial de fase representada por el mapa de grises. Finalmente, el frente de onda problema interactúa con el PAL-LC y sale reflejado con la fase modificada.

En referencia a las especificaciones del PPM, la tabla 4.1 muestra las relativas al modelo X8267-16, que es el utilizado en nuestro sistema experimental.

PARÁMETRO	X8267-16	UNIDADES
Resolución LCD	768 x 768	pixeles efectivos
Área efectiva del PAL-LC	20 x 20	mm ²
Resolución espacial máxima	19	pares de líneas/mm
Factor de relleno interpíxel	Aprox. 70	%
Velocidad de respuesta	3.5	Hz
Modulación de fase a 633 nm	Aprox. 2.5π	radianes
Dimensiones	226 (largo) x 80 (ancho) x 93 (alto)	mm ³

Tabla 4.1. Especificaciones del modulador espacial de fase PPM X8267-16.

ii. **LCOS-SLM**

El dispositivo denominado LCOS-SLM tiene el mismo principio de funcionamiento basado en un PAL-LC que el PPM, aunque su diseño y especificaciones son diferentes. Se trata de un modulador de fase lanzado al mercado como sustituto del PPM y, por tanto, más evolucionado y con mejores prestaciones que éste. El LCOS-SLM es un dispositivo más compacto, formado por dos módulos, cuya estructura se muestra en la figura 4.4:

- un primer módulo de control de la fase, constituido por un CMOS conectado píxel a píxel a los electrodos transparentes que encapsulan al PAL-LC

- un segundo módulo de generación de la fase, formado esencialmente por dos electrodos transparentes, un espejo y un *PAL-LC*

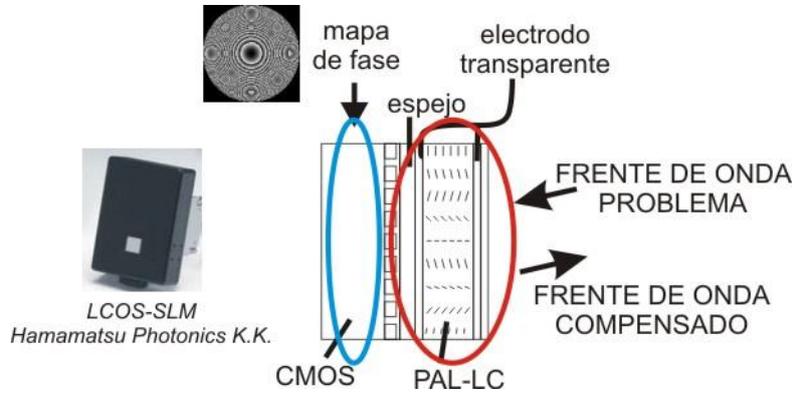


Figura 4.4. Estructura del modulador espacial de fase *LCOS-SLM*.

Al igual que en el *PPM*, la modulación de fase requerida se introduce en el *LCOS-SLM* como mapa espacial plegado de niveles de gris. Se introduce la señal desde el ordenador de control al *CMOS* pixelado a través de una conexión *DVI*. Una vez el mapa de fase se encuentra en el *CMOS*, se traslada como diferencia de potencial a los dos electrodos que encapsulan al *PAL-LC*. El mapa espacial de voltajes aplicados al *PAL-LC* hace variar espacialmente su índice de refracción, de modo que se crea la distribución espacial de fase requerida. Finalmente, el frente de onda problema interactúa con el *PAL-LC* y sale reflejado con la fase ya modificada, de igual manera que sucede en el caso del *PPM*.

En cuanto a las especificaciones del *LCOS-SLM*, la tabla 4.2 presenta las del modelo X10468-01 usado experimentalmente en nuestras aplicaciones.

Si se comparan dichas especificaciones con las del *PPM* de la tabla 4.1, destaca únicamente en contra del *LCOS-SLM* la menor área efectiva de trabajo ($16 \times 12 \text{ mm}^2$ frente a $20 \times 20 \text{ mm}^2$), que es una limitación física impuesta por la actual tecnología de fabricación del *CMOS*. A favor, sin embargo, están la mayor velocidad de respuesta (22 Hz frente a 3.5 Hz), el menor tamaño ($39 \times 74 \times 110 \text{ mm}^3$ frente a $226 \times 80 \times 93 \text{ mm}^3$), la mejor resolución espacial (25 pares de líneas/mm frente a 19 pares de líneas/mm), el mejor factor de relleno interpíxel (95% frente al 70%) y la mayor amplitud de la modulación de fase ($>4\pi$ rad. frente a 2.5π rad.). Las dos primeras mejoras mencionadas son muy relevantes en ciertas aplicaciones, al permitir su funcionamiento a alta frecuencia y un menor tamaño que permite su integración en instrumentación comercial, pero no son ventajas significativas en nuestra aplicación de compensación de fase de LAPs. Las tres últimas, en cambio, suponen un incremento

importante de las prestaciones de nuestro sistema activo de compensación para la citada aplicación.

PARÁMETRO	X10468-01	UNIDADES
Resolución CMOS	800 x 600	pixeles efectivos
Área efectiva del PAL-LC	16 x 12	mm ²
Resolución espacial máxima	25	pares de líneas/mm
Factor de relleno interpíxel	95	%
Velocidad de respuesta	22	Hz
Modulación de fase a 1064 nm	Aprox. 2.1π	radianes
Modulación de fase a 633 nm	>4π	radianes
Dimensiones	39 (largo) x 74 (ancho) x 110 (alto)	mm ³

Tabla 4.2. Especificaciones del modulador espacial de fase LCOS-SLM X10468-01.

4.1.4 Sistema construido

Tras realizarse un diseño conceptual del sistema de compensación activa (apartado 4.1.2) que mejor se adapta a nuestras aplicaciones (apartado 4.1.1), se llevó a cabo la construcción del mismo. Aunque a lo largo del capítulo se presentan resultados obtenidos con dos sistemas experimentales, uno que incorpora el PPM y el otro que incorpora el LCOS-SLM, el sistema se diseñó teniendo en cuenta exclusivamente el PPM, pues en el momento de su diseño y construcción a finales del año 2006, el LCOS-SLM no existía como producto comercial. Durante el tramo final de este trabajo de tesis el LCOS-SLM salió al mercado, y fue posible probarlo en condiciones de préstamo por un tiempo limitado que nos hizo el fabricante Hamamatsu, por lo que le estamos agradecidos. Debido precisamente al tiempo limitado de préstamo, la incorporación del LCOS-SLM en sustitución del PPM se realizó manteniendo el mismo sistema experimental que se diseñó para el PPM sin adecuarlo a las nuevas dimensiones del LCOS-SLM. De todos modos, el hecho de mantener el mismo sistema no resulta un impedimento para poder trabajar con el LCOS-SLM, por lo que tiene sentido hablar de un segundo montaje experimental construido, aunque no se dispusiera del tiempo para optimizarlo.

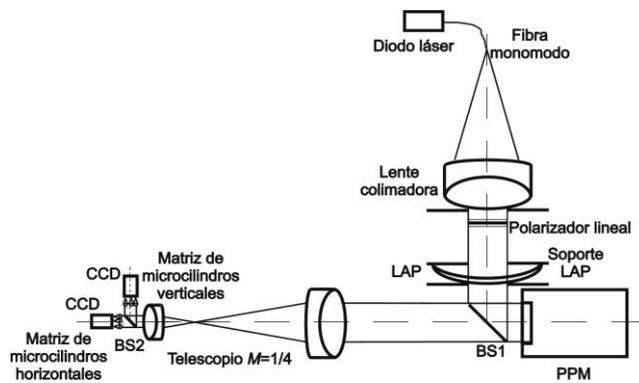
El primer sistema experimental de compensación activa construido se puede ver en la figura 4.5a. Su esquema se ilustra en la figura 4.5b. El sistema está formado por: el colimador utilizado en el montaje del sensor de microlentes cilíndricas (apartado 3.3), un polarizador

lineal orientado en la misma dirección que las moléculas paralelas del *PAL-LC* del *PPM*, la *LAP* problema, un divisor de haz de película delgada (*BS1*) que dirige el frente de onda transmitido por la *LAP* hacia el *PPM*, el *PPM* que compensa totalmente dicho frente de onda, y el sensor de microlentes cilíndricas detallado en el apartado 3.3.2 que mide el frente de onda.

El proceso de compensación total del frente de onda transmitido por la *LAP* se implementa por medio de un *software* de control propio, descrito en el apartado 4.1.2.



(a)



(b)

Figura 4.5. (a) Sistema de compensación activa del frente de onda transmitido por *LAPs* personalizadas que contiene un modulador espacial de fase *PPM* y un sensor Shack-Hartmann de microcilindros, y (b) dibujo esquemático del sistema.

El segundo sistema construido es equivalente al primero pero sustituyendo el *PPM* por el *LCOS-SLM*. Debido a que el área efectiva del *LCOS-SLM* es de $16 \times 12 \text{ mm}^2$, frente a los $20 \times 20 \text{ mm}^2$ del *PPM*, se reemplaza también el diafragma circular de 20 mm de diámetro a la salida del colimador por uno de 12 mm de diámetro, que es el tamaño que ahora se muestrea sobre la *LAP* problema. La figura 4.6 muestra el esquema del segundo montaje. De haber contado con más tiempo de préstamo del *LCOS-SLM* o con uno propio, se hubiera rediseñado dimensionalmente el sistema cambiando la magnificación del telescopio que conjuga el *LCOS-SLM* con el sensor de microcilindros a $M=3/8$ (caso simulado en el apartado 3.2.3).

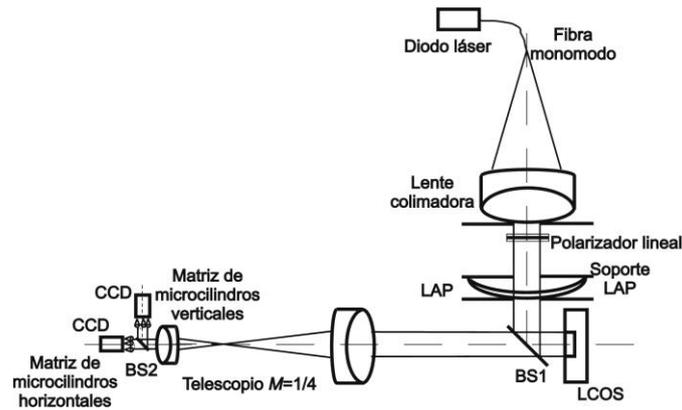


Figura 4.6. Esquema del sistema de compensación activa del frente de onda transmitido por LAPs personalizadas que incorpora un modulador espacial de fase *LCOS-SLM*.

4.2 Evaluación de la calidad de modulación de la fase

La compensación de fase en bucle abierto es posible si la calidad de modulación de la fase del dispositivo modulador en una sola iteración es lo suficientemente buena para la aplicación correspondiente, es decir, si el error entre la modulación de fase requerida y la dada por el dispositivo en una sola iteración está dentro de la tolerancia permitida por la aplicación.

En este apartado, analizamos la calidad de modulación de la fase en bucle abierto de los dispositivos activos utilizados *PPM X8267-16* y *LCOS-SLM X10468-01*. Los caracterizamos en primer lugar según el método propuesto por el fabricante que permite obtener la relación entre el nivel de gris y el valor de fase asociado (apartado 4.2.1). Además evaluamos la calidad de ambos dispositivos dentro de los sistemas de compensación experimentales de las figuras 4.5 y 4.6, generando con ellos un conjunto de frentes de onda esféricos de diferentes curvaturas y midiéndolos con el sensor de microcilindros (apartado 4.2.2).

4.2.1 Caracterización de la respuesta de fase del *PPM* y del *LCOS-SLM*

Para que los moduladores utilizados actúen compensando exclusivamente la fase, la dirección de polarización del frente de onda incidente y la de las moléculas en reposo del *PAL-LC* ha de ser la misma. Esta configuración es denominada por el fabricante Hamamatsu como configuración de modulación de fase, y es la implementada en los montajes presentados en las figuras 4.5 y 4.6.

Sin embargo, los moduladores admiten otro tipo de configuración denominada modulación de intensidad. En dicha configuración el frente de onda ha de incidir polarizado linealmente a 45° respecto a la dirección de las moléculas en reposo del *PAL-LC*, y a la salida atravesar un analizador lineal cruzado con el primer polarizador. En esta configuración, cualquier cambio

de fase φ inducido por el modulador es observado a la salida del analizador como una intensidad luminosa I de valor [Igasaki 1999]:

$$I = (I_{\max} - I_{\min}) \sin^2(\varphi/2 + \varphi_0) + I_{\min} = \frac{I_{\max} + I_{\min}}{2} - \frac{I_{\max} - I_{\min}}{2} \cos(\varphi + 2\varphi_0) \quad (\text{Ec. 4.1})$$

Haciendo la hipótesis de linealidad entre el nivel de gris G aplicado al modulador y la fase φ que como consecuencia genera, la anterior ecuación queda reescrita como [Prieto 2004]:

$$I = \frac{I_{\max} + I_{\min}}{2} - \frac{I_{\max} - I_{\min}}{2} \cos(\alpha G + \alpha 2\varphi_0) \quad (\text{Ec. 4.2})$$

donde I_{\max} es la máxima intensidad observada, I_{\min} es la mínima intensidad observada, φ_0 es la fase inicial del modulador cuando está en reposo, y α es la constante de proporcionalidad lineal entre el nivel de gris y la fase.

La caracterización experimental del *PPM* y el *LCOS-SLM* según este método la realizamos sin modificar su posición en los montajes de las figuras 4.5 y 4.6. Dichos montajes en configuración de modulación de fase se transforman a la configuración de modulación de intensidad girando 45° el primer polarizador lineal (P), añadiendo después del modulador otro polarizador lineal cruzado con el primero (A) e incorporando un fotodetector que recoge al final la intensidad transmitida, tal y como muestra la figura 4.7. El fotodetector empleado es un *CMOS* de una cámara web estándar, con un tamaño de $1/4''$ y 352×288 píxeles efectivos.

Caracterizar experimentalmente los moduladores significa resolver la ecuación 4.2 para encontrar la constante α que relaciona el nivel de gris G aplicado con la fase φ inducida. Para ello, se lleva a cabo el siguiente procedimiento:

- 1.) Se introducen en el *PPM* y en el *LCOS-SLM* un conjunto de mapas uniformes de gris de tamaño $20 \times 20 \text{ mm}^2$ y $12 \times 12 \text{ mm}^2$, respectivamente. En total se introducen 27 mapas que van de $G=0$ a $G=255$ en pasos de 10.
- 2.) Se capturan con el fotodetector las imágenes resultantes, y se procesan calculándose el valor medio de la intensidad para cada una de ellas.
- 3.) Se ajusta según la ecuación 4.2 la intensidad detectada frente al nivel de gris aplicado, de modo que se obtiene la constante α .

El método de procesado utilizado no caracteriza espacialmente los moduladores, sino que asume la uniformidad de la respuesta de fase en toda su área activa. Esta aproximación simplifica el modelo de caracterización de los moduladores, pero impide detectar variaciones espaciales en su comportamiento que en todo caso, según la información facilitada por el fabricante, están por debajo de las tolerancias de nuestras aplicaciones.

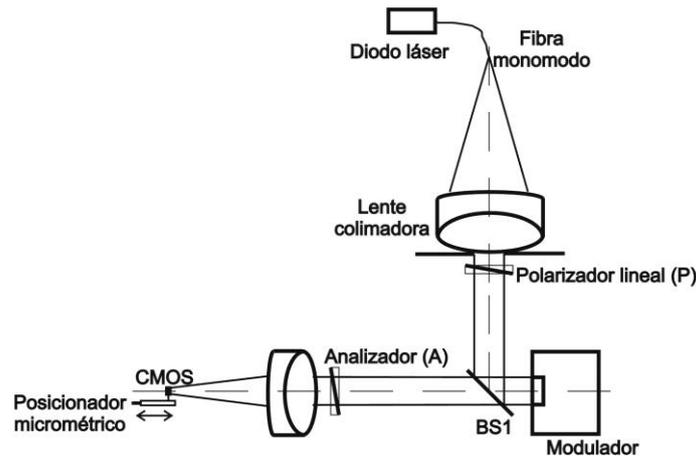


Figura 4.7. Esquema del montaje realizado para caracterizar la respuesta de fase del *PPM* y del *LCOS-SLM* denominada configuración de modulación de intensidad. El polarizador lineal (P) tiene el eje a 45° respecto a las moléculas paralelas en reposo del modulador, y el analizador (A) está cruzado con el polarizador P.

Las figuras 4.8a y 4.8b muestran, para el *PPM* y el *LCOS-SLM*, el ajuste a la ecuación 4.2 de las intensidades detectadas para cada mapa de gris aplicado. El ajuste se realiza con el programa comercial TABLECURVE™ 2D. Para el *PPM*, se obtiene un coeficiente de regresión del ajuste $r^2=0.990$ y un valor de $\alpha=0.0266 \pm 0.0003$ que supone un rango de modulación de la fase de $2.16\pi \pm 0.02\pi$ radianes a la longitud de onda utilizada $\lambda=635$ nm, o, dicho de otra manera, una variación de camino óptico de 1.08 ± 0.01 longitudes de onda. Para el *LCOS-SLM*, los valores son de $r^2=0.967$ y $\alpha=0.0535 \pm 0.0005$, el cual indica un rango de modulación de la fase de $4.34\pi \pm 0.04\pi$ radianes o 2.17 ± 0.02 longitudes de onda a $\lambda=635$ nm, que es algo más del doble que el del *PPM*.

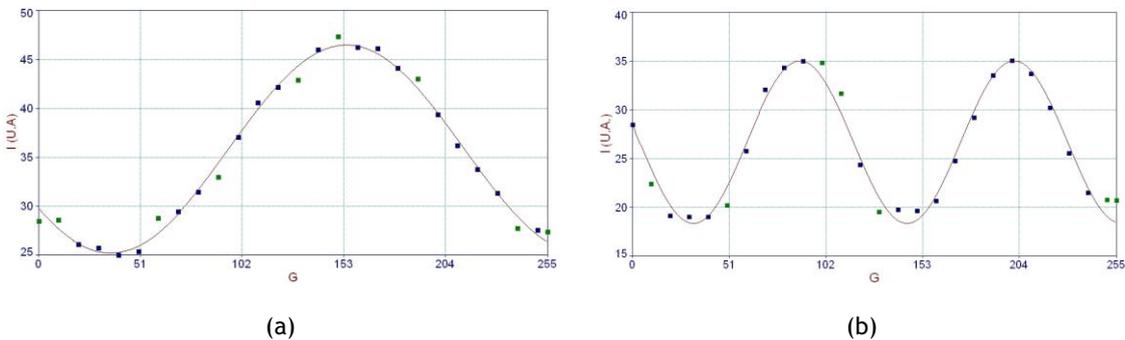


Figura 4.8. Caracterización de la respuesta de fase de los moduladores de cristal líquido a la longitud de onda de trabajo $\lambda=635$ nm. Ajuste a una función sinusoidal de la intensidad detectada en configuración de modulación de intensidad frente al nivel de gris aplicado para el (a) *PPM* y (b) *LCOS-SLM*.

4.2.2 Generación de frentes de onda ideales con el *PPM* y el *LCOS-SLM*

Una vez caracterizada la respuesta en fase del *PPM* y del *LCOS-SLM*, evaluamos su calidad para generar diferentes frentes de onda teóricos en condiciones reales de trabajo, es decir, en los sistemas de compensación activa construidos (figuras 4.5 y 4.6 sin la lente problema).

En concreto, analizamos la calidad del *PPM* y del *LCOS-SLM* para generar frentes de onda esféricos de diferentes curvaturas, es decir, de diferentes amplitudes de fase. Como las lentes oftálmicas comerciales son fabricadas con potencias múltiplo de 0.25 D, realizamos el estudio con frentes de onda esféricos que tengan esta característica.

La evaluación de la calidad de generación de frentes de onda esféricos de diferentes curvaturas por parte del *PPM*, se publicaron en la patente [Ares 2008a] y en el capítulo de libro [Ares 2008b] que forman parte del compendio de publicaciones de la tesis.

El estudio realizado para cada uno de los moduladores comprende los siguientes pasos:

- 1.) Se escribe en el modulador el mapa de grises que representa el frente de onda esférico a generar.
- 2.) El frente de onda plano incidente es modulado en fase por el modulador y medido por el sensor de microcilindros.
- 3.) El frente de onda esférico medido se reconstruye mediante el ajuste a polinomios de Zernike, tal y como se explicó en el capítulo 2.
- 4.) Finalmente se calcula el error *RMS* del frente de onda reconstruido respecto al teórico esperado, mediante la fórmula:

$$error\ RMS = \frac{1}{N} \sqrt{\sum_{i=1}^N (W_i - W\ teorico_i)^2} \quad (Ec. 4.3)$$

donde N es el número de puntos medidos del frente de onda reconstruido, y W_i y $W\ teorico_i$ las alturas del frente de onda reconstruido y del frente de onda teórico en el punto i -ésimo.

Antes de evaluar la calidad de generación de frentes de onda esféricos analizamos las curvaturas máximas que son capaces de generar ambos moduladores. Al tratarse de dispositivos en los que la modulación de fase ha de introducirse en representación de mapa pixelado y plegado de niveles de gris, la máxima curvatura generable viene limitada por el teorema de Nyquist. Dicho teorema indica que la máxima frecuencia espacial posible es

aquella que al menos esté muestreada a una frecuencia doble, lo que significa que los períodos plegados del mapa han de ser muestreados al menos por 2 píxeles. Las figuras 4.9a y 4.9b ilustran dicho teorema para frentes de onda de tipo esférico en el *PPM* y el *LCOS-SLM*, respectivamente. Cuando el frente de onda es tan curvado que solo se dispone de un píxel para reproducirlo, estamos fuera del límite de Nyquist y, por tanto, submuestreándolo.

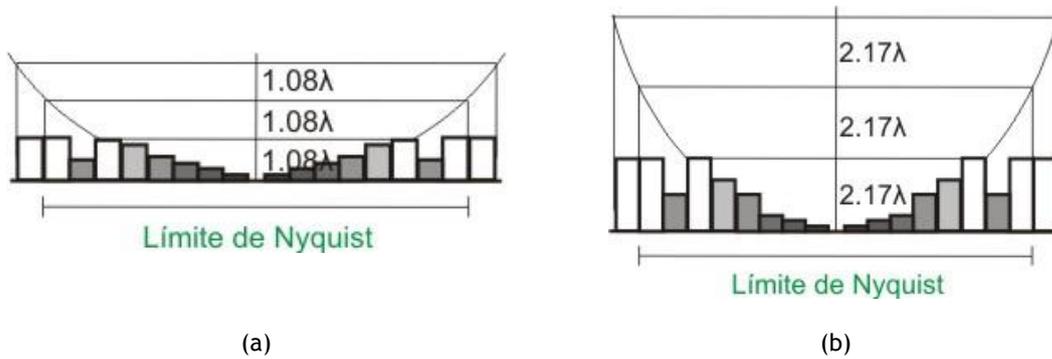


Figura 4.9. Límite de Nyquist en la generación de frentes de onda esféricos con (a) el *PPM X8267-16* y (b) el *LCOS-SLM X10468-01* a la longitud de onda de trabajo $\lambda=635$ nm. Cuando el cambio espacial de fase es tan abrupto que solo puede ser reproducido con un píxel se produce submuestreo.

La máxima curvatura que es posible generar se calcula experimentalmente para ambos dispositivos, según el siguiente procedimiento:

- 1.) Se generan mapas plegados de nivel de gris correspondientes a frentes de onda esféricos cada $0.25 D$, muestreados a 768×768 píxeles en un área de 20 mm de diámetro para el *PPM*, y a 600×600 en un área de 12 mm de diámetro para el *LCOS-SLM*.
- 2.) En la zona más externa de dichos mapas de fase, que es donde la curvatura local es mayor, se miden las diferencias de altura entre píxeles contiguos.

Del procedimiento realizado se obtiene que el frente de onda esférico más curvado que puede generar el *PPM* es de $1.75 D$, pues para este mapa la máxima diferencia de altura entre píxeles contiguos es de 1.01λ ($<1.08\lambda$ que es el rango de modulación del *PPM* hallado en el apartado 4.2.1), mientras que para el mapa inmediatamente superior de $2 D$ la diferencia es de 1.16λ ($>1.08\lambda$).

Para el caso del *LCOS-SLM*, en cambio, el frente de onda esférico más curvado que es posible generar llega a $8 D$, ya que para este mapa la máxima diferencia de altura entre píxeles

contiguos es de 2.13λ ($<2.17\lambda$ que es el rango de modulación del *LCOS-SLM* calculado en el apartado 4.2.1), mientras que para el siguiente de 8.25 D es de 2.20λ ($>2.17\lambda$).

Una vez conocido el límite de generación de frentes de onda esféricos en ambos dispositivos, se evalúa la calidad de generación por parte del *PPM* de un conjunto de frentes de onda esféricos de distintas curvaturas: 0.25 D, 0.5 D, 1 D y 1.5 D. La figura 4.10 muestra los mapas plegados de gris, los patrones de líneas detectados por el sensor de microcilindros, y las reconstrucciones de dichos frentes de onda.

En la tabla 4.3 se presentan las diferencias entre los frentes de onda medidos y teóricos escritos en el *PPM*. Para todos los casos, las diferencias *RMS* dadas por la ecuación 4.3 están por debajo de 51 nm. Dichas diferencias son inferiores al 0.12% de la altura pico-valle del frente de onda, demostrando la gran calidad de la respuesta del *PPM*. En cuanto a la dependencia de la calidad con la amplitud de la curvatura generada, en tres de los cuatro casos analizados la calidad es peor conforme aumenta la curvatura. Sin embargo, al ser diferencias *RMS* del mismo orden de magnitud que el error *RMS* de medida del sensor que es de 0.04λ [Ares 2007], dicho error de medida resulta también relevante. Esto es lo que puede explicar que el caso de 0.5 D sea mejor que el de 0.25 D.

El análisis realizado pone de manifiesto una desventaja importante del *PPM* para nuestro ámbito de aplicaciones. La eficiencia de difracción del *PPM* disminuye al aumentar la amplitud de la fase generada, lo que se traduce en que el frente de onda que sale del *PPM* modulado en fase (orden 1 o -1 de difracción) puede llegar a ser menos intenso que el frente de onda que sale sin ser modulado en fase (orden 0 de difracción). Este fenómeno se visualiza en los patrones de líneas detectados para los frentes de onda de 1 D y 1.5 D, que muestra la figura 4.10. Las líneas más intensas corresponden al orden 0 de difracción (que es el frente de onda plano original), mientras que las líneas menos intensas corresponden al primer orden de difracción (que es el frente de onda modulado con la fase esférica). Debido a que ambos órdenes aparecen superpuestos en las imágenes que detecta el sensor, el procesado automático de las imágenes con el algoritmo del apartado 3.1.3 se complica extraordinariamente y debe de realizarse de forma manual, lo que supone una mayor imprecisión y tiempo de procesado. En el apartado 4.3 se aborda más en detalle este fenómeno, proponiéndose una solución de filtrado espacial del orden 0 de difracción indeseado.

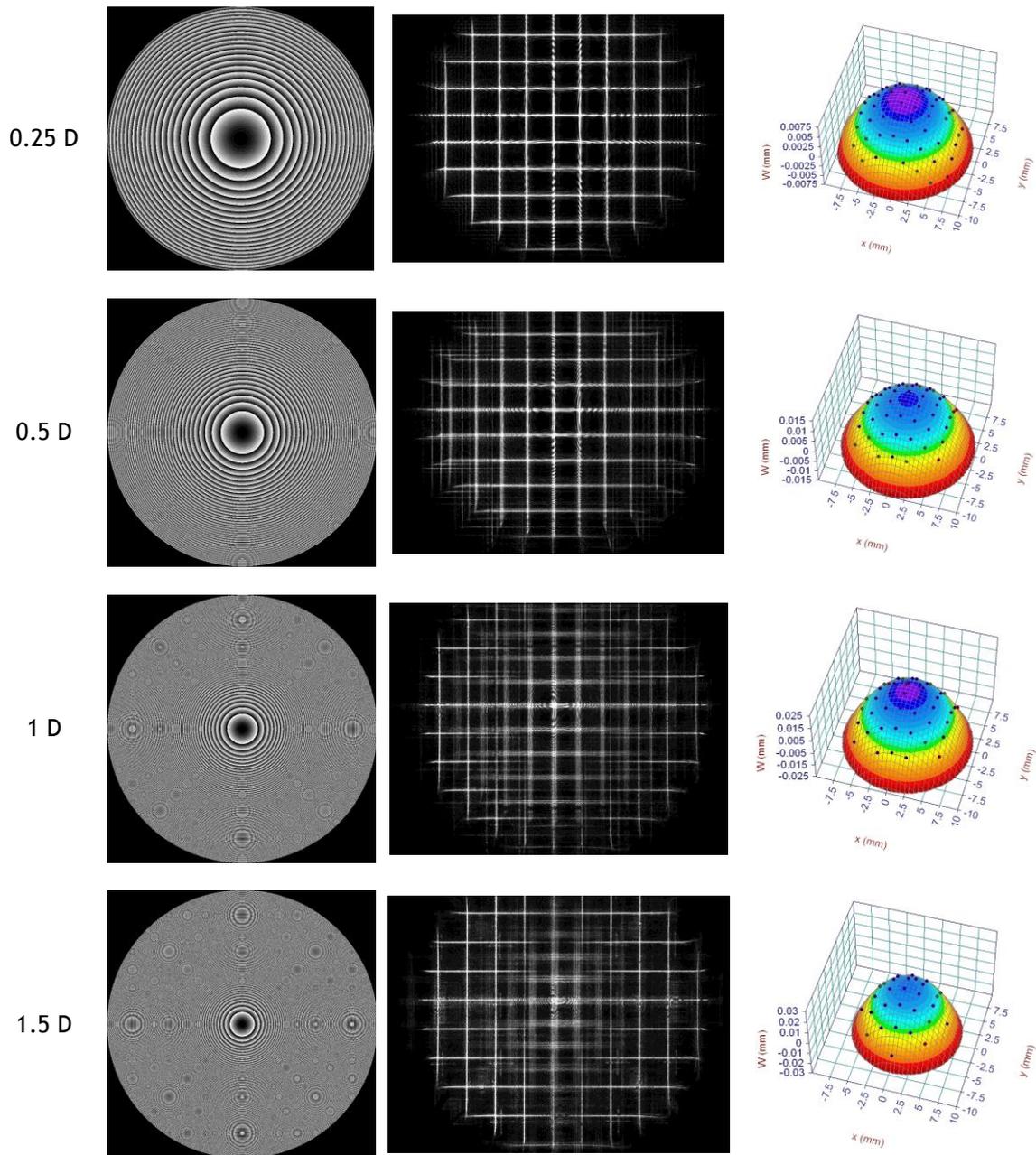


Figura 4.10. Mapas plegados de gris escritos en el *PPM* que representan a frentes de onda esféricos de 0.25 D, 0.5 D, 1 D y 1.5 D, patrones de líneas detectados por el sensor de microcilindros y reconstrucción de los frentes de onda.

Esférico teórico		Esférico medido	Esférico teórico vs esférico medido
<i>Dioptrías</i>	<i>Valor pico-valle (ondas)</i>	<i>Dioptrías</i>	<i>Error RMS (ondas)</i>
0.25	19.68	0.252	0.022
0.5	39.36	0.499	0.013
1	78.72	0.986	0.062
1.5	118.08	1.513	0.080

Tabla 4.3. Calidad de generación de frentes de onda esféricos de 0.25 D, 0.5 D, 1 D y 1.5 D por parte del PPM.

En cuanto al *LCOS-SLM*, se analiza la calidad de generación de un conjunto de frentes de onda esféricos de 0.25 D, 0.5 D, 1 D y 2 D. Los mapas plegados de grises, los patrones de líneas detectados por el sensor, y las reconstrucciones de dichos frentes de onda esféricos se muestran en la figura 4.11. A diferencia de los patrones detectados para el PPM, ahora se observa que, aún en los casos más aberrados, el orden de difracción modulado en fase es más intenso que el orden 0 de difracción no modulado, que prácticamente no se aprecia. Las imágenes de líneas son, por tanto, limpias y se pueden procesar automáticamente con el algoritmo descrito en el apartado 3.1.3. La mayor eficiencia de difracción del *LCOS-SLM* se debe a que aproxima mejor la fase [Gruneisen 2005], debido principalmente a tres razones:

- El menor tamaño de píxel del *LCOS-SLM* ($20 \times 20 \mu\text{m}^2$ contra $26 \times 26 \mu\text{m}^2$ del PPM).
- El menor *gap* entre píxeles vecinos (25% de diferencia respecto al PPM).
- El mayor rango de modulación de fase del *LCOS-SLM* que hace que, en cada periodo del mapa plegado, la fase se aproxime con más píxeles y, por tanto, mejor.

Asimismo, para el caso del *LCOS-SLM* se observan réplicas del frente de onda esférico de 2 D situadas en el exterior de la pupila de la imagen de líneas detectada, si bien al no superponerse a las líneas centrales de interés no impiden el procesado automático de la imagen.

La calidad de generación de los frentes de onda esféricos se refleja en la tabla 4.4, con errores *RMS* similares a los obtenidos para el PPM.

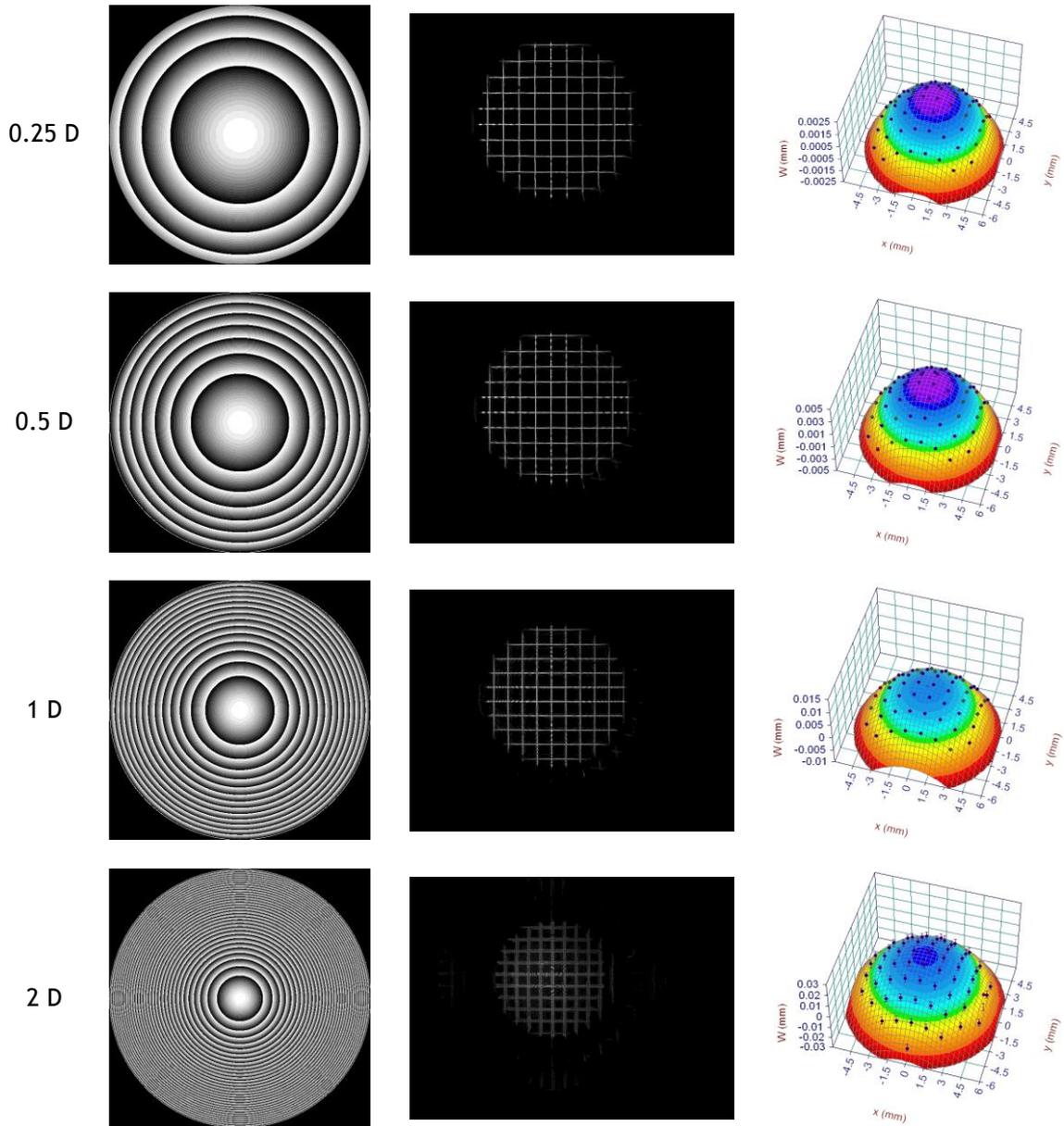


Figura 4.11. Mapas plegados de gris escritos en el *LCOS-SLM* que representan a frentes de onda esféricos de 0.25 D, 0.5 D, 1 D y 2 D, patrones de líneas detectados por el sensor de microcilindros y reconstrucción de los frentes de onda.

Esférico teórico		Esférico medido	Esférico teórico vs esférico medido
<i>Dioptrías</i>	<i>Valor pico-valle (ondas)</i>	<i>Dioptrías</i>	<i>Error RMS (ondas)</i>
0.25	7.09	0.245	0.0098
0.5	14.17	0.507	0.018
1	28.35	1.003	0.021
2	56.69	1.989	0.064

Tabla 4.4. Calidad de generación de frentes de onda esféricos de 0.25 D, 0.5 D, 1 D y 2 D por parte del LCOS-SLM.

4.3 Filtrado del orden cero de difracción en el PPM

La solución de filtrado espacial que se explica en este apartado de la tesis, se publicó en la patente [Ares 2008a] que forma parte del compendio de publicaciones de la tesis.

Tal y como se ha descrito anteriormente, el *PPM* es un dispositivo que modula espacialmente la fase del frente de onda incidente. La modulación viene determinada por el mapa plegado de niveles de gris que se escribe en el *PPM*. Al ser un mapa plegado (representación de la fase en módulo λ), la amplitud de fase modulable es grande, pero el dispositivo es difractivo, por lo que el frente de onda que interactúa con el *PPM* sale replicado en distintos órdenes de difracción.

Debido a su naturaleza difractiva, la generación de frentes de onda esféricos con el *PPM* (apartado 4.2.2) equivale a generar lentes de tipo Fresnel de potencia esférica. Sin embargo, existe una diferencia significativa entre la lente de Fresnel que crea el *PPM* y la lente de Fresnel convencional. La lente de Fresnel convencional está formada por pliegues de superficies continuas, como muestra la figura 4.12a, mientras que la que genera el *PPM* tiene los pliegues formados por píxeles discretos, como muestra la figura 4.12b. Además, los píxeles del *PPM* no están perfectamente juntos entre sí, sino que existe una cierta separación entre ellos (*gap* interpíxel). Asimismo, el rango dinámico del *PPM* para aproximar la fase tampoco es continuo sino que es discreto de 8 bits (nivel de gris entre 0 y 255).

Estas tres características del *PPM*, y en especial las dos primeras, están directamente relacionadas con la eficiencia de difracción del dispositivo [Gruneisen 2005]. La eficiencia de difracción del orden *i*-ésimo se define como [Li 1998]:

$$\eta_i = \frac{I_i}{I} \times 100 \quad (\text{Ec. 4.4})$$

donde I_i es la intensidad del orden de difracción i -ésimo cuando el *PPM* actúa como modulador de fase, e I la intensidad de la luz que sale del *PPM* cuando no hay modulación de la fase.

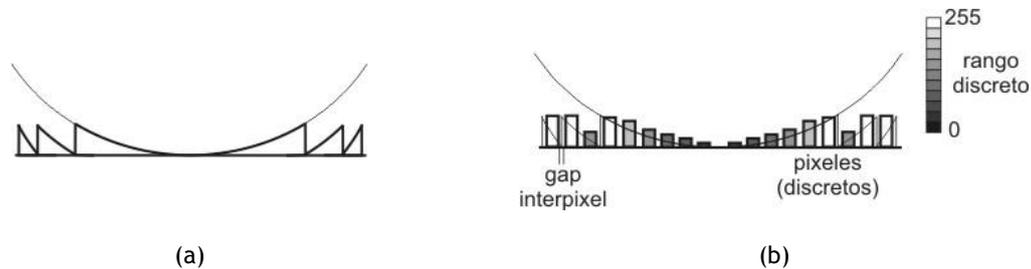


Figura 4.12. (a) Ejemplo de lente esférica de tipo Fresnel (b) representada como mapa pixelado de niveles de gris en el *PPM*. El hecho de ser un mapa pixelado con niveles de gris discretos y con los píxeles no totalmente juntos significa una aproximación a la lente esférica convencional de Fresnel y, en consecuencia, una peor eficiencia de difracción.

Cuando el *PPM* actúa como modulador de fase, los órdenes de difracción con intensidades importantes son el orden 0 y el orden 1 (o -1) [Li 1998], como se ilustra gráficamente en la figura 4.13. La eficiencia de difracción del primer orden se define como:

$$\eta_{1(-1)} = \frac{I_{1(-1)}}{I} \times 100 \quad (\text{Ec. 4.5})$$

El orden 0 a la salida del *PPM* es el frente de onda que entra en él y sale sin ninguna modificación, mientras que el orden 1 es el mismo frente de onda pero modulado en fase. Cuando el primer orden difractado tiene una intensidad importante, la eficiencia de difracción es alta, mientras que cuando el que predomina es el orden 0 la eficiencia es baja y, en consecuencia, el funcionamiento del *PPM* resulta desfavorable.

Como se observó en el apartado 4.2.2, la eficiencia de difracción del primer orden de difracción en el *PPM* es menor cuanto mayor es la amplitud de fase que se genera. Grandes cambios espaciales de fase significan periodos más pequeños del mapa plegado de niveles de gris que, por tanto, son aproximados peor por el *PPM*, lo que provoca que el orden 0 de difracción sea más intenso que el orden 1 de difracción. En concreto, como se aprecia en la figura 4.10, la eficiencia de difracción en la generación de frentes de onda esféricos a partir de 1 D es baja.

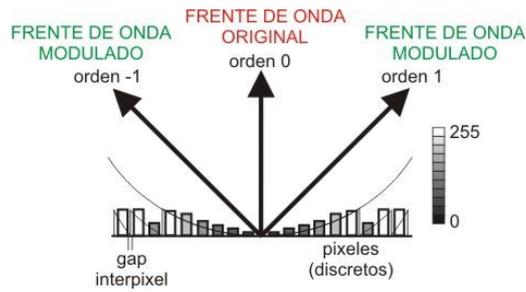


Figura 4.13. Dibujo que ilustra los órdenes de difracción con intensidades importantes que salen del *PPM* cuando genera una modulación de fase esférica. El orden 0 de difracción corresponde al propio frente de onda que incide en el *PPM* y que sale sin ser modulado en fase, mientras que los órdenes 1 y -1 corresponden al frente de onda incidente que sale modulado con la fase esférica.

En el sistema de compensación activa que contiene al *PPM* (figura 4.5), el foco imagen de la primera lente del telescopio es el lugar donde se forma el patrón de difracción de Fraunhofer asociado a la apertura del modulador [Medina 2004]. Para comprobarlo experimentalmente, posicionamos con precisión una cámara *CMOS* (la misma del apartado 4.2.1) en el punto focal utilizando un desplazador micrométrico longitudinal que la soporta. Dicha disposición se ilustra esquemáticamente en la figura 4.14.

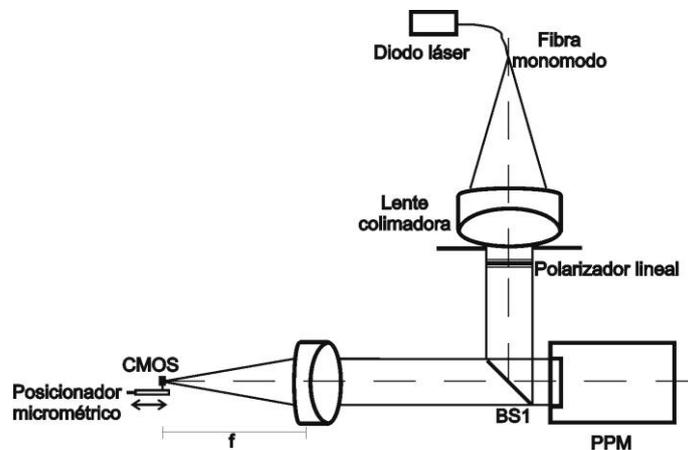


Figura 4.14. Esquema del montaje implementado para detectar los patrones de difracción de Airy que se generan cuando en el *PPM* se inducen mapas plegados de gris que representan a frentes de onda esféricos de distinta curvatura.

En la figura 4.15 se muestran las imágenes captadas por el sensor *CMOS* cuando en el *PPM* se induce un frente de onda plano (mapa de gris uniforme) y frentes de onda esféricos de 0.25 D, 0.5 D, 1 D y 1.5 D. Los patrones de Airy observados demuestran la naturaleza difractiva del *PPM*, correspondiendo el *spot* central al orden 0 de difracción y los anillos circundantes a los

demás órdenes difractados. La intensidad de los anillos decrece sucesivamente desde el caso de 0.25 D al de 1.5 D, por lo que se ha de ir incrementando el tiempo de exposición del *CMOS* para poder detectarlos. Este resultado demuestra que la eficiencia de difracción del *PPM* se reduce conforme aumenta la amplitud de la fase a modular.

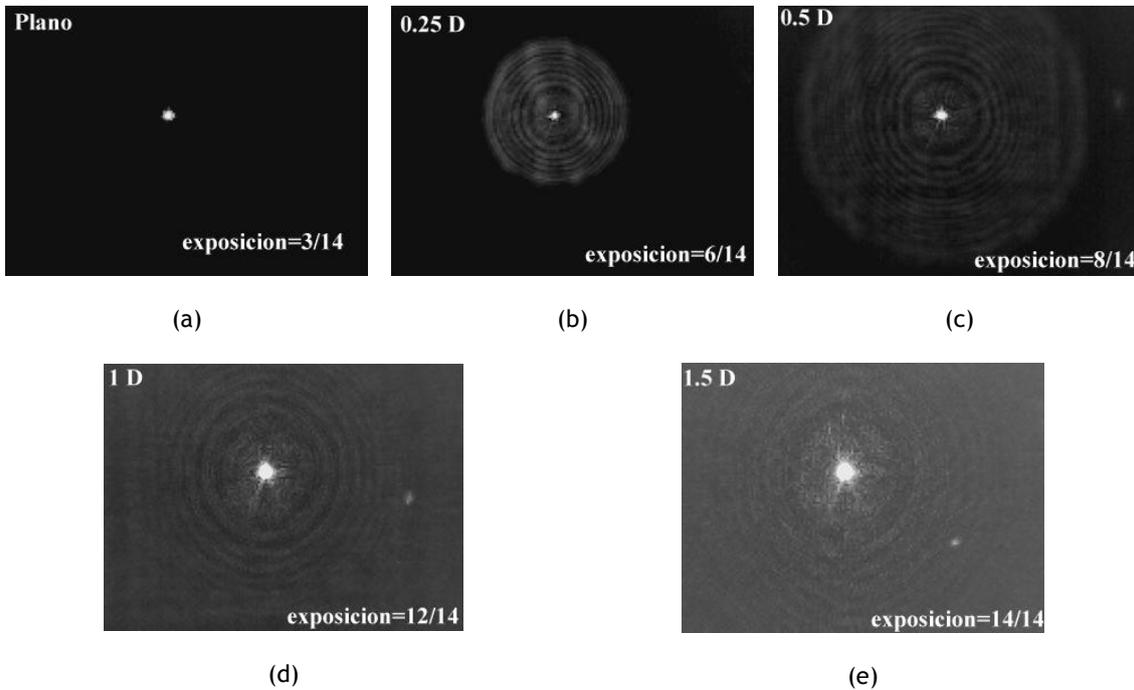


Figura 4.15. Patrones de difracción observados al inducir en el *PPM* (a) un frente de onda plano, y diferentes frentes de onda esféricos de (b) 0.25 D, (c) 0.5 D, (d) 1 D y (e) 1.5 D. Conforme el frente de onda esférico es más curvado, los anillos de Airy (órdenes de difracción mayores que 0) alrededor del *spot* central (orden 0 de difracción) son de menor intensidad, es decir, la eficiencia de difracción del *PPM* disminuye.

El sistema de compensación activa que usa el *PPM* (figura 4.5) se utiliza para compensar totalmente el frente de onda transmitido por LAPs personalizadas de 2 D de adición. En este caso, el orden 0 de difracción a la salida del *PPM* es el frente de onda que transmite la LAP, mientras que el orden 1 es el frente de onda plano compensado, cuya imagen en el plano focal de la primera lente del telescopio es un *spot* central brillante. A modo de ejemplo, la figura 4.16 muestra el patrón de difracción del frente de onda transmitido por una LAP personalizada con potencia nula de lejos y 2D de adición que es compensado totalmente con el *PPM*, observándose superpuestos los órdenes de difracción 1 (luz del vértice de la “*v* invertida”) y 0 (resto de la luz). El patrón de líneas detectado por el sensor de microcilindros se muestra en la figura 4.17a, donde también se observa que los órdenes de difracción 1 y 0

están superpuestos. El procesado automático de la imagen mediante el algoritmo del apartado 3.1.3 no resulta posible.

La solución que se implementa para resolver este problema consiste en añadir al sistema activo de compensación un filtro espacial *pinhole* de 300 μm de diámetro, que se posiciona centrado en el plano focal de la primera lente del telescopio, de manera que deja pasar la luz central correspondiente al orden 1 (frente de onda plano compensado) y bloquea el orden 0 (frente de onda transmitido por la LAP). El patrón de líneas detectado por el sensor de microcilindros después de colocar el filtro se puede ver en la figura 4.17b. El orden 0 ha sido bloqueado y solo permanece el orden 1.

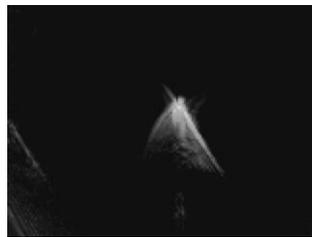
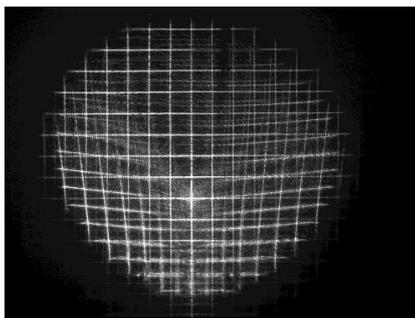
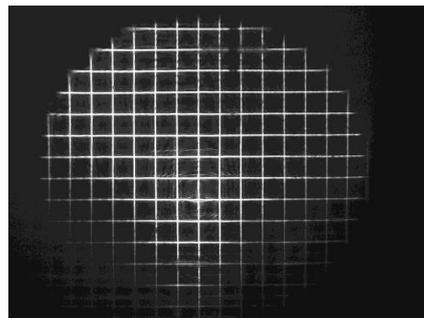


Figura 4.16. Patrón de difracción correspondiente al frente de onda transmitido por una LAP personalizada con potencia nula de lejos y 2 D de adición que es compensado totalmente por el PPM. En este caso, la eficiencia de difracción del PPM es baja y, en consecuencia, el orden 1 de difracción (luz del vértice de la “v invertida”) es menos intenso y aparece superpuesto con el orden 0 de difracción (luz de la “v invertida”).



(a)



(b)

Figura 4.17. Patrones de líneas detectados por el sensor de microcilindros correspondientes al frente de onda transmitido por una LAP personalizada con potencia nula de lejos y 2 D de adición que es compensado totalmente por el PPM. (a) El orden 0 de difracción (frente de onda transmitido por la LAP) es más intenso y aparece superpuesto con el orden 1 de difracción (frente de onda plano compensado), lo que impide un procesado automático de la imagen. (b) La incorporación de un filtro de tipo *pinhole* que bloquea el orden 0 y deja pasar el orden 1 da como resultado un patrón de líneas que solo contiene información del frente de onda compensado.

4.4 Aplicación de null-test activo de lentes oftálmicas de adición progresiva personalizadas

La aplicación llevada a cabo con los sistemas de compensación activa construidos es la compensación total del frente de onda transmitido por LAPs personalizadas comerciales.

Los resultados de la compensación total (*null-test*) con el *PPM* del frente de onda transmitido por una LAP comercial, se publicaron en la patente [Ares 2008a] y en el capítulo de libro [Ares 2008b] que forman parte del compendio de publicaciones de la tesis.

En este apartado se presentan los resultados de la compensación total del frente de onda transmitido por una LAP personalizada con los sistemas de compensación activa que hacen uso del *PPM* (figura 4.5) y el *LCOS-SLM* (figura 4.6). La LAP compensada tiene una prescripción OD 0 Ad.2 y un diseño concebido para usuarios con estrategia visual “cabeza” (es la lente denominada como LAP C en el apartado 3.4).

En esta aplicación, el proceso de compensación llevado a cabo a través del *software* de control del apartado 4.1.2 comprende los siguientes pasos:

- 1.) Se selecciona que la compensación se base en la medida del frente de onda transmitido por la LAP.
- 2.) Se mide con el sensor de microlentes cilíndricas el frente de onda transmitido por la LAP, extrayéndose los coeficientes de Zernike de la reconstrucción.
- 3.) Se calcula el frente de onda conjugado al medido en representación de mapa de grises plegado.
- 4.) Se introduce dicho mapa conjugado en el *PPM* o *LCOS-SLM* para que lo generen. Al interactuar el frente de onda transmitido por la LAP con el generado por el *PPM* o *LCOS-SLM*, se produce la compensación.
- 5.) Finalmente, se mide el frente de onda compensado con el sensor de microcilindros.

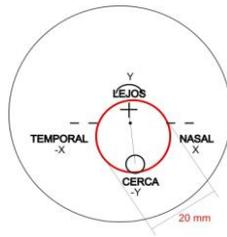
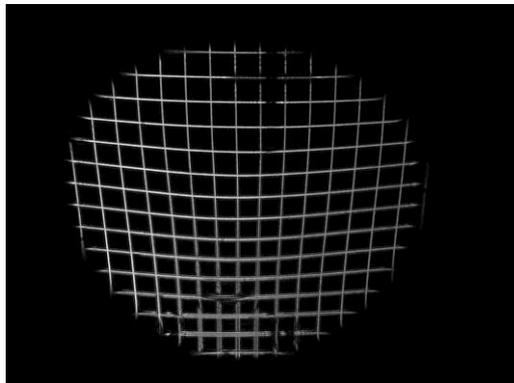


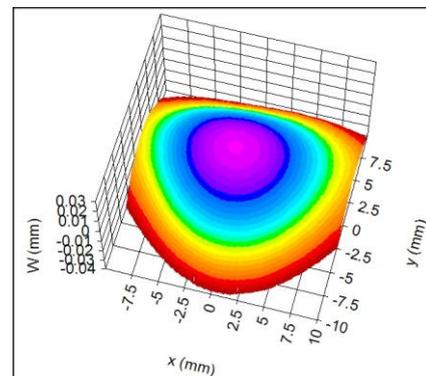
Figura 4.18. (En rojo) Área circular de 20 mm de diámetro de la LAP C a través de la cual se transmite el frente de onda que es compensado totalmente por el PPM.

Para el sistema que emplea el PPM, se compensa totalmente el frente de onda transmitido en la zona circular de 20 mm de diámetro de la LAP C que se muestra en color rojo en la figura 4.18. Los resultados del proceso de compensación total son los siguientes:

- Los patrones de líneas detectados por el sensor de microcilindros y la reconstrucción del frente de onda original se muestran, respectivamente, en las figuras 4.19a y 4.19b.



(a)



(b)

Figura 4.19. (a) Patrones de líneas correspondientes al frente de onda de 20 mm de diámetro transmitido por la LAP C, y (b) reconstrucción de dicho frente de onda.

- El frente de onda conjugado al medido en representación de mapa plegado de niveles de gris para el PPM, se presenta en la figura 4.20.

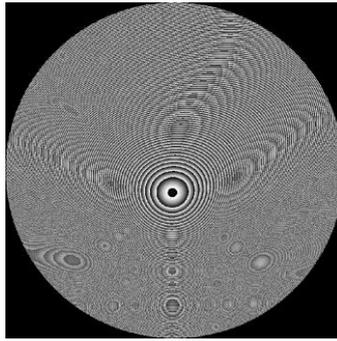


Figura 4.20. Frente de onda conjugado al transmitido por la LAP C en representación de mapa plegado de niveles de gris, que se introduce en el PPM para crear el *null-test*.

- Los patrones de líneas correspondientes al frente de onda compensado se muestran en la figura 4.21. En la zona inferior más aberrada donde se alcanza la adición de 2 D, la eficiencia de difracción del PPM se reduce tanto que el frente de onda transmitido por la LAP se superpone con el frente de onda plano que resulta de la compensación. En estas condiciones, la imagen detectada no permite interpretar fácilmente el resultado de líneas rectas del *null-test*. Sin embargo, colocando el filtro espacial descrito en el apartado 4.3, los patrones de líneas rectas capturados por el sensor son fáciles de interpretar y procesar, tal y como muestra la figura 4.22. Procesándolos automáticamente mediante el algoritmo del apartado 3.1.3, se obtiene el frente de onda de la figura 4.22b. Su error *RMS* respecto a un plano es de 0.080λ , que en relación a la altura pico-valle del frente de onda original ($>100\lambda$) significa un error de tan solo el 0.08%.

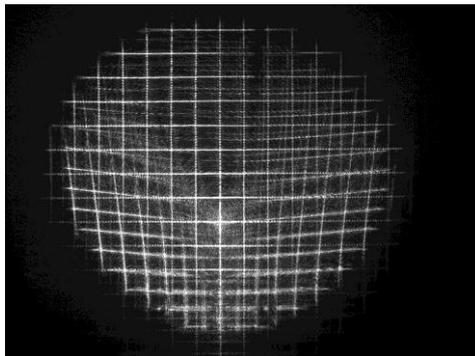


Figura 4.21. Patrones de líneas correspondientes al frente de onda resultante de la compensación total con el PPM del frente de onda transmitido por la LAP C. Los órdenes de difracción 0 (frente de onda transmitido por la LAP C) y 1 (frente de onda plano resultado de la compensación) se superponen, de tal modo que el resultado del *null-test* es imposible de interpretar y procesar.

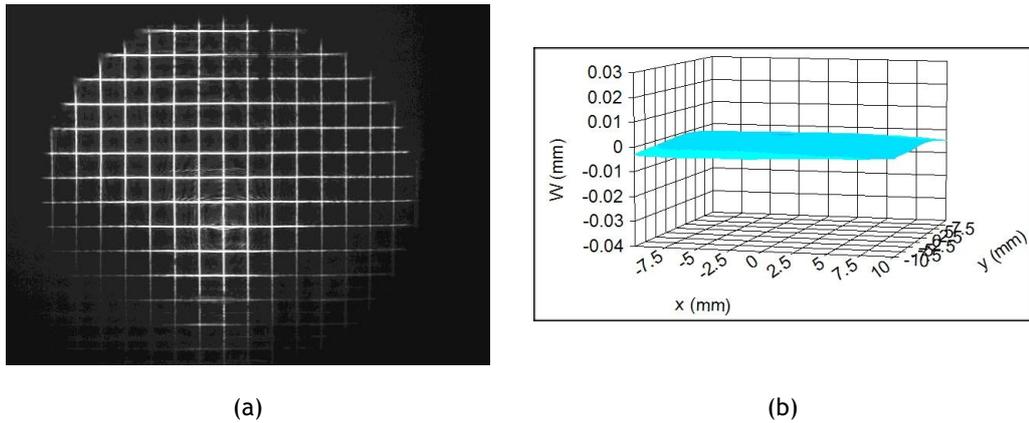


Figura 4.22. (a) Patrones de líneas del frente de onda resultante de la compensación total con el PPM del frente de onda transmitido por la LAP C, una vez se incorpora el filtro *pinhole* que solo dejar pasar el orden 1 de difracción. (b) Reconstrucción de dicho frente de onda mediante el procesado del patrón de líneas. Su error RMS respecto a una superficie plana es de 0.080λ ($\lambda=635$ nm).

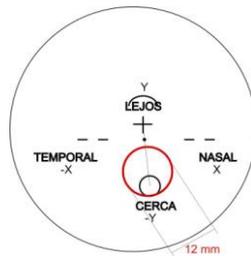


Figura 4.23. (En rojo) Área circular de 12 mm de diámetro de la LAP C a través de la cual se transmite el frente de onda que es compensado totalmente por el LCOS-SLM.

Para el sistema de compensación activa que utiliza el LCOS-SLM, se compensa totalmente el frente de onda transmitido a través de la zona circular de 12 mm de diámetro de la LAP C que se muestra en color rojo en la figura 4.23. Los resultados obtenidos del proceso de compensación total son los siguientes:

- Los patrones de líneas y la reconstrucción del frente de onda transmitido por la LAP C, que es medido con el sensor de microcilindros, se muestran, respectivamente, en las figuras 4.24a y 4.24b.

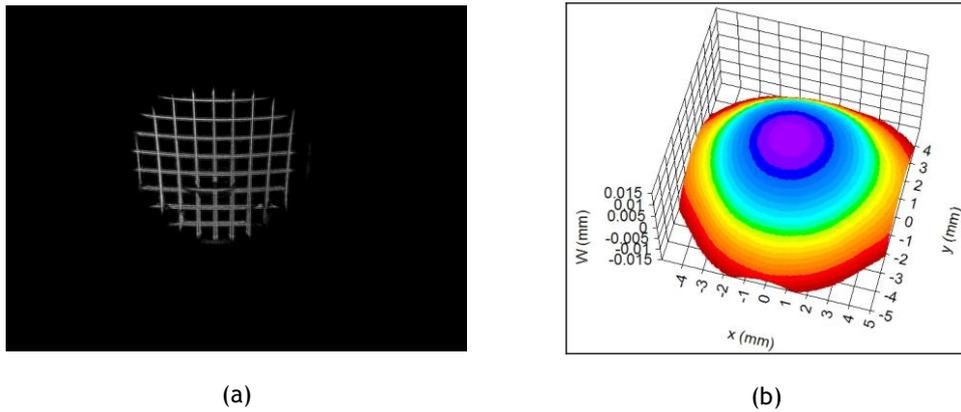


Figura 4.24. (a) Patrones de líneas correspondientes al frente de onda de 12 mm de diámetro transmitido por la LAP C, y (b) reconstrucción de dicho frente de onda.

- El frente de onda conjugado, en representación de mapa plegado de niveles de gris para el *LCOS-SLM*, se muestra en la figura 4.25.

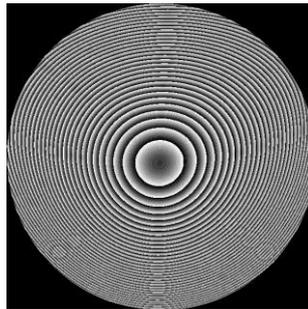


Figura 4.25. Frente de onda conjugado al transmitido por la LAP C en representación de mapa plegado de gris para el *LCOS-SLM*.

- Como resultado de la compensación total del frente de onda transmitido por la LAP C, se obtienen los patrones de líneas y la reconstrucción del frente de onda compensado que muestran las figuras 4.26a y 4.26b, respectivamente. En este caso, el orden 1 de difracción es mucho más intenso que el orden 0, de modo que el proceso de compensación de la fase no requiere del uso de soluciones de filtrado, como se aprecia en la figura 4.26a. El error *RMS* del frente de onda compensado respecto a un plano es de 0.071λ , que relativo a la altura pico-valle del frente de onda original ($>35\lambda$) significa un error del 0.2%, lo que demuestra, al igual que para el *PPM*, la buena calidad del *null-test* activo que es capaz de generar el *LCOS-SLM*.

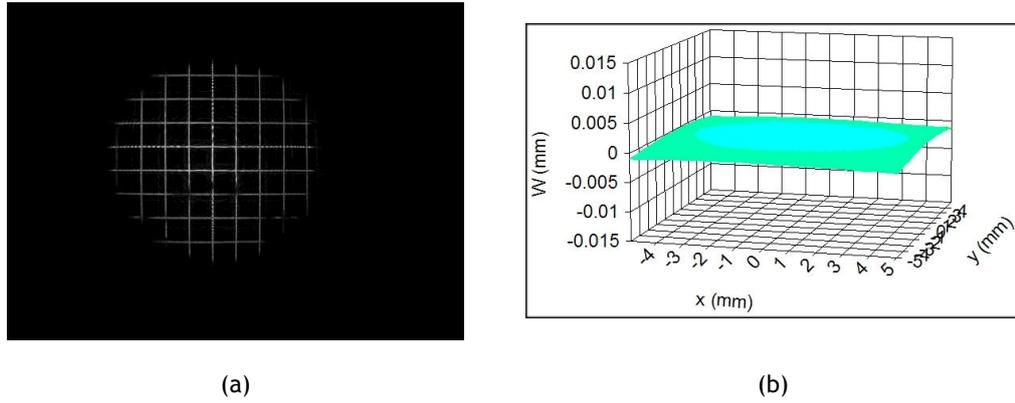


Figura 4.26. (a) Patrones de líneas del frente de onda resultante de la compensación total con el *LCOS-SLM* del frente de onda transmitido por la LAP C. A diferencia del *PPM*, la eficiencia de difracción del *LCOS-SLM* es alta, por lo que la imagen de líneas rectas detectada es correcta. (b) Reconstrucción del frente de onda compensado mediante el procesado del patrón de líneas. Su error *RMS* respecto a una superficie plana es de 0.071λ ($\lambda=635$ nm).

Referencias

- [Ares 2008a] M. Ares, S. Royo, “Dispositivo óptico y procedimiento para la reconstrucción y la compensación del frente de ondas proveniente de un elemento óptico complejo”, Registrada en la Oficina Española de Patentes y Marcas con el número de solicitud P200801034, 2008.
- [Ares 2008b] M. Ares, S. Royo, “Adaptive Optics system to compensate complex-shaped wavefronts”, Adaptive Optics for Industry and Medicine - Imperial College Press, 206-211, 2008.
- [Ares 2007] M. Ares, S. Royo, J. Caum, “Shack-Hartmann sensor based on a cylindrical microlens array”, Opt. Lett, 32(7), 769-771, 2007.
- [Boston Micromachines] <http://www.bostonmicromachines.com/deformable-mirrors.htm>
- [Boulder N.S.] <http://www.bnonlinear.com/products/xyslm/XYSeriesDS0509.pdf>
- [Durán 2008] V. Duran, V. Climent, E. Tajahuerce, J. Lancis, Z. Jaroszewicz, J. Arines, J. Ares, S. Bará, “Low-cost spatial light modulators for ophthalmic applications”, Adaptive Optics for Industry and Medicine - Imperial College Press, 89-94, 2008.
- [Durán 2006] V. Duran, J. Lancis, E. Tajahuerce, M. Fernandez-Alonso, “Phase-only modulation with a twisted nematic liquid crystal display by means of equi-azimuth polarization states”, Opt. Expr., 44 (12), 5607-5616, 2006.
- [Flexible Oko Optical] <http://www.okotech.com/mirrors>
- [Fraunhofer-Institut Photonische Mikrosysteme] <http://www.ipms.fraunhofer.de>
- [Gruneisen 2005] M. T. Gruneisen, R. C. Dymale, J. R. Rotge, L. F. DeSandre, D. L. Lubin, “Compensated telescope system with programmable diffractive optic”, Opt. Eng., 44 (2), 2005.
- [Hamamatsu] http://jp.hamamatsu.com/products/other/1013/index_en.html
- [Holoeye] http://www.holoeye.com/spatial_light_modulators-technology.html
- [Igasaki 1999] Y. Igasaki, F. Li, N. Yoshida, H. Toyoda, T. Inoue, N. Mukohzaka, Y. Kobayashi, T. Hara, “High efficiency electrically-addressable phase-only spatial light modulator”, Opt. Rev., 6 (4), pp.339-344, 1999.
- [Imagine Optic] http://www.imagine-optic.com/iop_products_adaptive-optics_main_en.php
- [Iris AO] <http://www.irisao.com/>
- [Li 1998] F.H. Li, N. Mukohzaka, N. Yoshida, Y. Igasaki, H. Toyoda, T. Inoue, Y. Kobayashi, T. Hara, “Phase modulation characteristics analysis of optically-addressed parallel-aligned

nematic liquid crystal phase-only spatial light modulator combined with a liquid crystal display”, *Opt. Rev.*, v.5(3), 174-178, 1998.

[Manzanera 2007] S. Manzanera, P. M. Prieto, D. B. Ayala, J. M. Lindacher†, P. Artal, “Liquid crystal Adaptive Optics Visual Simulator: Application to testing and design of ophthalmic optical elements”, *Opt. Expr.*, 15(24), 16177-16188, 2007.

[Medina 2004] F.F. Medina, J. Garcia-Sucerquia, R. Castañeda, G. Matteucci, “Angular criterion to distinguish between Fraunhofer and Fresnel diffraction”, *Intern. Journal for Light and Electron Optics*, v.115 (12), 547-552, 2004.

[Mukohzaka 1994] N. Mukohzaka, N. Yoshida, H. Toyoda, Y. Kobayashi, T. Hara, “Diffraction efficiency analysis of a parallel-aligned nematic-liquid-crystal spatial light modulator”, *App. Opt.*, 33(14), 2804-2811, 1994.

[Night-N] <http://www.nightn.ru/>

[Pezzaniti 1993] J. L. Pezzaniti, R. A. Chipman, “Phase-only modulation of a twisted nematic liquid-crystal TV by use of the eigenpolarization states”, *Opt. Lett.*, 18 (18), 1567-1569, 1993.

[Piers 2004] P.A. Piers, E.J. Fernández, S. Manzanera, S. Norrby, P. Artal, “Adaptive Optics Simulation of Intraocular Lenses with Modified Spherical Aberration”, *Investigative Ophthalmology & Visual Science*, 45(12), 4601-4610, 2004.

[Prieto 2004] P.M. Prieto, E.J. Fernández, S. Manzanera, P. Artal, “Adaptive optics with a programmable phase modulator: applications in the human eye”, *Opt. Express*, v.12(17), 4059-4071, 2004.

[Pruss 2008] C.Pruss, E.Garbusi, W.Osten, “Testing Aspheres”, *OPN*, v.19 (4), 2008.

[Tiziani 2001] H.J.Tiziani , S.Reichelt , C.Pruss , M.Rocktaschel , U.Hofbauer , “Testing of aspheric surfaces”, *SPIE - Lithographic and Micromachining Techniques for Optical Component Fabrication*, v.4440, 109-119, 2001.

[Xinetics] http://www.st.northropgrumman.com/xinetics/products/Deformable_Mirrors.html

CAPÍTULO 5: Conclusiones

La presente tesis describe diversas soluciones ópticas de medida y representación de las características ópticas de lentes comerciales de formas complejas, con particular aplicación a lentes oftálmicas de adición progresiva personalizadas.

Se ha realizado un estudio comparativo de la calidad de las representaciones de Zernike y de B-Spline cúbico para describir frentes de onda de distinta complejidad: esférico, tórico girado y complejo con picos y valles. Se ajustaron a ambas representaciones las pendientes de dichos frentes de onda, que además se simularon con ruido de distintas amplitudes para analizar su influencia.

Se ha diseñado y construido un sensor de frente de onda de tipo Shack-Hartmann basado en matrices de microlentes cilíndricas que extiende el rango dinámico clásico del sensor Shack-Hartmann equivalente de microlentes esféricas. El sensor se aplicó a la medida por transmisión de una familia de lentes oftálmicas de adición progresiva con diseños personalizados a la estrategia de movimiento coordinado de cabeza y ojos de una persona a la hora de llevar a cabo una determinada tarea visual.

Se ha diseñado y construido un sistema óptico de compensación activa del frente de onda transmitido por lentes con formas complejas. Se analizó la calidad de la compensación del frente de onda que generan dos moduladores activos de fase basados en un cristal líquido de moléculas paralelas, comercialmente denominados como *PPM* y *LCOS-SLM*. Se aplicó el sistema de compensación activa a la compensación total (*null-test*) del frente de onda transmitido por una lente de adición progresiva con un diseño personalizado a usuarios que mueven principalmente la cabeza al realizar una determinada tarea visual.

Las principales conclusiones de los tres bloques de soluciones arriba mencionados se desarrollan a continuación en catorce puntos independientes, que siguen el mismo orden que los resultados presentados en detalle en los capítulos 2, 3 y 4 de la tesis.

1. Se han implementado en lenguaje C++ los algoritmos de reconstrucción de frentes de onda en la base modal de polinomios circulares de Zernike y en la base zonal de B-Spline cúbico. Los algoritmos ajustan las pendientes discretas del frente de onda y extraen los coeficientes del ajuste a través de la resolución del sistema de ecuaciones del ajuste por el método de mínimos cuadrados DVS. A partir de los coeficientes del ajuste obtenidos, se reconstruye el frente de onda.

Se ha realizado un estudio comparativo de la calidad de ambas representaciones para describir frentes de onda de distinta complejidad: esférico, tórico girado y complejo con picos y valles. Dichos frentes de onda se simularon con tres amplitudes diferentes de ruido aleatorio: entre $\pm 0.1\%$, entre $\pm 0.5\%$ y entre $\pm 1\%$ del valor pico-valle (PV) de las pendientes de los frentes de onda, para estudiar la influencia del ruido en la calidad de los ajustes.

Se ha analizado la calidad de los ajustes en función del grado del polinomio de Zernike, y del número de subzonas de división del dominio para la representación cúbica de B-Spline, a la que además se impone que sea continua hasta la segunda derivada en las fronteras entre subzonas y discontinua en los puntos extremos del dominio.

Se ha puesto de manifiesto la necesidad de evaluar dos parámetros independientes de error, que son el error del frente de onda reconstruido respecto al frente de onda simulado con ruido (error *RMS* ajuste) y el error del frente de onda reconstruido respecto al frente de onda simulado sin ruido (error *RMS* frente), para poder extraer conclusiones de la calidad de ajuste que sean extrapolables a frentes de onda medidos experimentalmente.

2. Se ha demostrado que las mejores reconstrucciones de los frentes de onda esférico y tórico girado se obtienen para grados k bajos del polinomio de Zernike ($k \in [2,6]$) y para

pocas subzonas *NBP* de división del dominio de la representación de B-Spline cúbico (*NBP* ∈ [2,4]). Si bien para cada tipo de frente de onda y amplitud de ruido hay un valor concreto de *k* y *NBP* que lo aproxima mejor, las diferencias de calidad de los ajustes en los rangos antes mencionados son muy pequeñas. Se concluye, por lo tanto, que las representaciones de Zernike y B-Spline cúbico aproximan con una calidad similar frentes de onda simples. En este caso, la preferencia por una u otra no se justifica en términos de la calidad del ajuste, sino en el tipo de información que es extraída de ambos ajustes: la amplitud de las aberraciones en la representación de Zernike, y la amplitud de la forma local en la representación de B-Spline.

En el caso del frente de onda complejo de Franke que tiene dos picos y un hueco, *k*'s y *NBP*'s bajos resultan insuficientes para ajustarlo correctamente. La representación de B-Spline cúbico es capaz de describir con precisión el frente de onda a partir de *NBP*=11, es decir, con el dominio dividido en 100 subáreas de igual tamaño. Por otra parte, la representación de Zernike solo es capaz de aproximar el frente de onda con un grado máximo del polinomio *k*=12, cuya calidad de ajuste es bastante menor que la que se obtiene con la representación de B-Spline. A partir de *k*=12 el ajuste de Zernike se vuelve mal condicionado y, aunque la solución de coeficientes de ajuste es matemáticamente válida, los coeficientes toman valores sin sentido físico. Se concluye, por lo tanto, que para frentes de onda complejos como el estudiado, la representación de B-Spline cúbico es más precisa que la de Zernike.

3. Se ha realizado el diseño conceptual de un sensor de frente de onda de tipo Shack-Hartmann basado en matrices de microlentes cilíndricas concebido para medir lentes complejas. Se han identificado sus parámetros de diseño (magnificación del telescopio, focal de las microlentes, anchura de las microlentes, tamaño de píxel de las *CCD* y precisión del algoritmo de cálculo de los centroides) y su influencia en las especificaciones metrológicas de medida (resolución espacial, resolución vertical y rango dinámico de medida).

Se ha diseñado el sensor con elementos ópticos de catálogo como dos dobletes que forman un telescopio reductor, dos matrices de microlentes cilíndricas iguales y dos cámaras *CCD* también iguales. El telescopio conjuga el frente de onda que transmite la lente compleja con las matrices de microcilindros, y estas lo descomponen en forma de líneas horizontales y verticales que son captadas por las cámaras *CCD*.

4. Se ha implementado en lenguaje C++ un algoritmo propio de procesamiento de los patrones de líneas detectados por las cámaras *CCD*, que etiqueta la información perteneciente a cada

una de las líneas mediante su seguimiento por continuidad y, en consecuencia, permite identificarlas inequívocamente respecto a las microlentes cilíndricas que las refractan. El rango dinámico de medida se extiende respecto al de un sensor Shack-Hartmann convencional de microlentes esféricas, teniendo como límite la superposición de líneas.

Una vez identificadas las líneas, el algoritmo computa los centroides de los *spots* que se generan de la intersección de los patrones de líneas verticales y horizontales. Finalmente se calculan las pendientes del frente de onda relativas a las de un frente de onda plano de referencia.

5. Con un programa propio en lenguaje C++ se han simulado por trazado de rayos diferentes configuraciones del sensor para analizar sus prestaciones de medida. Se analizaron cuatro configuraciones del sensor empleando diferentes magnificaciones del telescopio y diferentes microlentes cilíndricas. En dichas configuraciones se simuló la medida de frentes de onda esféricos con diferentes curvaturas.

Para las diferentes configuraciones, se obtuvieron las especificaciones de medida del sensor, confirmándose el compromiso que existe entre el máximo campo medible, las resoluciones espacial y vertical, y el rango dinámico de medida. Asimismo, se verificó la importante extensión del rango dinámico del sensor de microcilindros.

Además se analizó mediante simulación la influencia del error de posicionamiento de las cámaras CCD respecto a la matriz de microcilindros a una distancia focal distinta de la nominal. Se demostró la inexactitud de medida que se comete a causa de este error de posicionamiento, de lo que se concluye la necesidad de calibrar apropiadamente el sensor para asegurar la exactitud de la medida.

6. Se han construido dos sensores de microcilindros para medir lentes personalizadas de adición progresiva con potencia baja de lejos (entre -0.5 D y 0 D dependiendo de la lente), 2 D de adición y un corredor de 16 mm de longitud.

Ambos sensores analizan de una vez un área circular de 20 mm de diámetro de las lentes, que incluye la totalidad del corredor de progresión y parte de las zonas laterales a ambos lados del mismo. Los sensores construidos contienen un telescopio reductor de magnificación 1/4, pero se diferencian en la matriz de microcilindros utilizada. Mientras para el primer sensor, la matriz proporciona una resolución espacial de 2 mm y es única montada sobre un rotador, el segundo sensor construido un año después consta de dos matrices idénticas perpendiculares, que además proporcionan una mejor resolución espacial de 1.2 mm.

7. Se ha propuesto y aplicado un método simple de calibración para el sensor de microcilindros, que calibra el sensor con un frente de onda esférico “perfecto” de curvatura conocida creado por la propia fuente de luz puntual del montaje. Relacionando la curvatura real del frente de onda esférico con la medida por el sensor, se obtiene el valor real del cociente entre el tamaño medio de píxel del *CCD* y la distancia entre el plano principal posterior de los microcilindros y el *CCD*, que es un factor incluido en la fórmula de cálculo de las pendientes del frente de onda.
8. Se ha aplicado el sensor de microcilindros a la caracterización de los frentes de onda transmitidos por lentes de adición progresiva personalizadas al movimiento coordinado de ojos y cabeza que realiza una persona al llevar a cabo una determinada tarea de visión. Se realizó un estudio comparativo de un conjunto de nueve lentes de este tipo, formado por lentes diseñadas para personas movedoras de ojos, movedoras de cabeza y movedoras de ojos y cabeza a partes iguales, de tres prescripciones diferentes: OD 0 Ad.2, OD -1 +1 0° Ad.2, y OD -1 +1 135° Ad.2. Se calcularon las aberraciones espacialmente resueltas en la misma zona circular de 20 mm de diámetro de dichas lentes, y a partir de ellas se obtuvieron los mapas de iso-potencia, de iso-cilindro y de orientación del cilindro.

A raíz de los resultados obtenidos en el estudio, se extraen las siguientes conclusiones:

- Las lentes diseñadas para movedores de ojos proporcionan al usuario una zona de visión cercana más ancha con la potencia estabilizada.
- Las lentes diseñadas para movedores de cabeza tienen un gradiente de astigmatismo transversal más suave en las zonas laterales.
- Las diferencias de astigmatismo entre los tres diseños son principalmente debidas al coeficiente de astigmatismo a 45° (coeficiente 3 de Zernike) frente al coeficiente de astigmatismo a 0°-90° (coeficiente 5 de Zernike), que permanece prácticamente constante para los tres diseños. Esto es especialmente evidente en las lentes de prescripción OD 0 Ad.2.
- Las aberraciones de alto orden de las lentes son poco significativas en comparación con el desenfoque y el astigmatismo. De entre ellas, el coma y el trébol son las que tienen mayores amplitudes. A pesar de ser pequeñas, se aprecian ligeras diferencias entre los tres diseños. Las amplitudes del coma y del trébol son mayores para los diseños concebidos para movedores de ojos que para movedores de cabeza. Dichas diferencias son más grandes en el trébol que en el coma.
- En cuanto a las tres prescripciones analizadas, se observaron diferencias en las distribuciones espaciales del astigmatismo. Las lentes de prescripción OD 0 Ad.2 y OD -1 +1 0° Ad.2 presentan una distribución del astigmatismo simétrica respecto al corredor,

mientras que para las lentes de prescripción OD -1 +1 135° Ad.2 la distribución del astigmatismo es asimétrica.

9. Se ha diseñado un sistema óptico de compensación activa del frente de onda transmitido por lentes complejas, formado por un sensor de microlentes cilíndricas con magnificación 1/4, un modulador activo de fase de cristal líquido denominado como *PPM* (*programmable phase modulator*), y un *software* de control que se encarga de que el modulador realice la compensación del frente de onda en una sola iteración, basándose en la información medida previamente por el sensor o en información teórica conocida a priori.
10. Se ha construido el sistema de compensación activa que incorpora el *PPM* (modelo X8267-16) y se ha aplicado a la compensación total (*null-test*) del frente de onda transmitido por lentes de adición progresiva personalizadas.

Asimismo, se ha probado un nuevo modulador de fase denominado *LCOS-SLM* (modelo X10468-01) con el mismo principio de funcionamiento que el *PPM* pero con una tecnología mejorada que ofrece mejores prestaciones.

Debido al corto tiempo de préstamo del *LCOS-SLM* por parte del fabricante, se utilizó dentro del mismo sistema óptico que se había diseñado para el *PPM*. Una futura mejora del sistema vendría dada por un rediseño de los elementos que lo constituyen para adecuarlos al tamaño del área activa del *LCOS-SLM*, como sería la modificación de la magnificación del telescopio que conjuga el *LCOS-SLM* con el sensor de microcilindros a un valor de 3/8.

11. Se ha caracterizado experimentalmente la respuesta de fase del *PPM* X8267-16 y el *LCOS-SLM* X10468-01 mediante el método propuesto por el fabricante, que consiste en determinar la relación entre el nivel de gris aplicado al modulador y la amplitud de fase generada, trabajando en configuración de modulación de intensidad.

A la longitud de onda de trabajo de 635 nm, el rango de modulación de fase del *LCOS-SLM* X10468-01 es prácticamente el doble que el del *PPM* X8267-16, con valores de $4.34\pi \pm 0.04\pi$ rad y $2.16\pi \pm 0.02\pi$ rad, respectivamente.

12. Se ha analizado la calidad de la modulación de fase de ambos dispositivos dentro de los sistemas de compensación activa construidos. Para ello, se evaluó la calidad de generación de frentes de onda esféricos de diferentes curvaturas con el *PPM* X8267-16 y con el *LCOS-SLM* X10468-01. Los errores *RMS* entre los frentes de onda ideales y los

generados resultan menores que 51 nm en todos los casos estudiados, lo que permite concluir que ambos dispositivos generan con muy buena calidad dichos frentes de onda. No obstante, se ha comprobado que conforme aumenta la curvatura del frente de onda a generar, la eficiencia de difracción del *PPM* disminuye, de modo que el frente de onda generado con la fase esférica (orden 1 de difracción) es mucho menos intenso que el frente de onda difractado sin ninguna modulación de fase (orden 0 de difracción). Este problema no se observó para el *LCOS-SLM*.

13. Se ha propuesto y añadido al sistema de compensación activo que utiliza el *PPM* un filtro espacial *pinhole* de 300 μm de diámetro posicionado en el centro del plano focal imagen de la primera lente del telescopio. El filtro está concebido para la aplicación de *null-test* de lentes personalizadas de adición progresiva, pues bloquea el frente de onda transmitido por la lente progresiva que no se modula en fase al interactuar con el *PPM* (orden 0 de difracción), y sólo deja pasar el frente de onda plano resultante de la compensación (orden 1 de difracción).

14. Se ha aplicado el sistema de compensación de fase que utiliza el *PPM* y el *LCOS-SLM* como *null-test* activo de lentes personalizadas de adición progresiva. En concreto, se realizó un *null-test* de una lente progresiva de prescripción OD 0 Ad.2 con un diseño concebido para usuarios movedores de cabeza. Los errores *RMS* del frente de onda plano resultante del *null-test* respecto a una superficie plana son de 0.080λ y 0.071λ ($\lambda=635$ nm) para los sistemas que emplean el *PPM* y el *LCOS-SLM*, respectivamente, lo cual demuestra la buena calidad del *null-test* activo.

Este resultado demuestra también las buenas prestaciones de dichos moduladores para poder simular con ellos las características transmisoras de lentes progresivas. En vez de generar con el modulador el frente de onda conjugado al transmitido por la lente progresiva, se podría generar el correspondiente a un determinado diseño de lente progresiva. Esta aplicación permitiría simular diferentes diseños de lentes progresivas y poder probarlas en el usuario antes de fabricarlas.

