

Figuras de difracción en lentes holográficas

A. Beléndez, L. Carretero y A. Fimia

ABSTRACT: Research on the imaging quality of holographic optical elements (HOEs) usually includes an evaluation of the wave aberration or calculation of the aberration spot using the ray tracing method. These methods, however, do not allow one to calculate the light intensity distribution in the image plane directly. Evaluation of the HOEs imaging quality is possible by using the diffraction theory of aberrations. By using the scalar diffraction theory and a simple numerical algorithm, we obtain the diffraction pattern for holographic lenses and a holographic lens with different reconstruction geometries has also been analyzed.

1. INTRODUCCION

Actualmente una de las principales aplicaciones de la Holografía es el diseño y fabricación de elementos ópticos holográficos (EOHs) y su aplicación en diversas parcelas científicas y tecnologías [1], además se espera que, durante la próxima década, el 40% de los sistemas ópticos tengan EOHs. Asimismo, en la instrumentación óptica se están presentando una serie de nuevas necesidades que han hecho que cada vez más se introduzcan los sistemas holográficos, como es el caso de los sistemas multifuncionales, donde la Holografía ha dado la mejor solución hasta la fecha.

Un EOH es un dispositivo realizado mediante técnicas holográficas [2], es decir, haciendo interferir en un medio de registro adecuado dos o más haces de luz. Un sistema óptico puede considerarse como un dispositivo capaz de transformar un frente de onda entrante en uno saliente y de acuerdo con esta definición los EOHs pueden analizarse de igual forma que los elementos ópticos convencionales (EOCs), siendo posible estudiar las características de los EOHs como sistemas formadores de imágenes desde un punto de vista geométrico mediante el análisis de las aberraciones del frente de onda imagen [3, 4] o mediante técnicas de trazado de rayos [5, 6]. Sin embargo, en muchas ocasiones es necesario completar el análisis geométrico con el estudio de la distribución de intensidad en una determinada región del espacio y esto hace necesario utilizar la teoría de la difracción y la integral de Fresnel-Kirchhoff [7] en ausencia y en presencia de aberraciones [8].

Mediante la teoría de la difracción aplicada a la Holografía es posible obtener la distribución de intensidad en un determinado plano, lo que recibe el nombre de figura de difracción [9] en dicho plano. En ausencia de aberraciones, y si la pupila de salida del EOH es circular, la figura difraccional que se obtiene en el plano que contiene al punto imagen gaussiano y perpendicular al rayo principal (rayo que pasa por el centro del EOH y el punto gaussiano), es la conocida figura de Airy aunque con al-

gunas peculiaridades si el haz imagen no está en eje. Además, el valor en cada punto del plano imagen y la forma de la figura difraccional depende de las aberraciones del EOH, tal y como sucede con las lentes convencionales [8]. El conocimiento de la figura difraccional de un EOH también es importante en el diseño y fabricación de EOHs focalizadores como son los interconectores holográficos utilizados en sistemas VLSI [10] y Computación Óptica [11] o los acopladores de fibras ópticas [12].

En el presente trabajo se plantea el análisis de las figuras de difracción correspondientes a las lentes holográficas, centrándose a su vez en el estudio que debe realizarse de forma sistemática a la hora de analizar las tolerancias de los sistemas ópticos holográficos. Como el objetivo del trabajo es únicamente el introducir el tema, se ha hecho especial hincapié en los conceptos teóricos básicos, sin abusar de los desarrollos matemáticos y mostrando de forma sencilla el cálculo de las figuras de difracción y la influencia que tienen sobre éstas las aberraciones cuando existe una variación en el ángulo del haz de reconstrucción de una lente holográfica (LH) respecto al ángulo del haz de referencia. Así pues, se presentará cómo es posible calcular la figura difraccional en EOHs a partir del conocimiento de sus características geométricas: tamaño y forma de la pupila de salida del elemento, posición de las fuentes de registro y reconstrucción, y situación del plano donde se desea calcular dicha figura difraccional. Además, esta figura depende de las longitudes de onda de registro y reconstrucción aunque, por sencillez, en los ejemplos que se presentarán se considerará que la longitud de onda utilizada en la reconstrucción del elemento es la misma que la usada en su fabricación. Asimismo, nos limitaremos al estudio de un tipo particular de EOHs por transmisión como son las LHs, dejando el tema de los espejos para futuros trabajos.

2. LENTES HOLOGRAFICAS

En la fabricación de la LH más sencilla se hacen incidir sobre la misma cara de la placa fotográfica dos haces de luz monocromática, cada uno de ellos proveniente de un punto, es decir, con dos haces divergentes. Estos haces reciben el nombre de haz de referencia (R) y de el haz objeto (O) (Figura 1 (a)). Uno de los dos haces puede ser colimado (punto fuente situado en el infinito), pues si los dos haces son colimados el EOH es una simple red de difracción holográfica por transmisión. Si se reconstruye la placa holográfica (una vez impresionada y procesada, lo que constituye el holograma [2]) con un haz de recons-

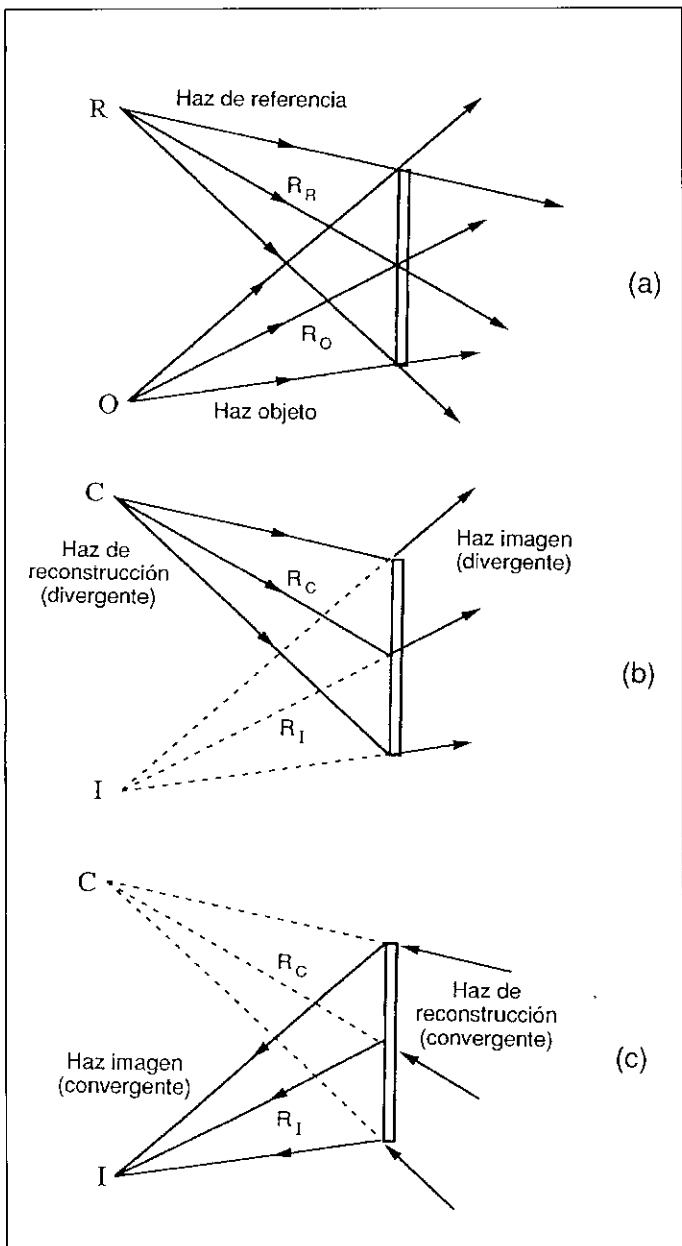


FIGURA 1. Registro y reconstrucción de una LH.

trucción (C) similar al haz de referencia empleado en el registro (Figura 1 (b)), el punto imagen será virtual y el haz imagen (I) será divergente pareciendo provenir de dicho punto. Sin embargo, también es posible reconstruir la LH con un haz convergente conjugado del haz divergente de referencia (Figura 1 (c)). En este caso el haz imagen será convergente y el punto imagen será real, siendo posible observarlo sobre una pantalla.

También es posible registrar una LH con un haz divergente y otro convergente o con dos haces convergentes. En los casos (b) y (c) de la figura 1 lo que sucede es que sobre la LH incide una onda, divergente en (b) y convergente en (c), de modo que de la lente emerge otra onda, divergente en (b) y convergente en (c). Como ya se ha indicado en la introducción, una LH transforma una onda incidente en otra diferente que es la onda emergente. La primera es la onda de reconstrucción y la segunda es la onda imagen. Pero ésta es la forma de trabajar de una lente convencional de vidrio [2]. En el caso de una lente

convencional la focal es función de los radios de curvatura de sus dos caras, del índice de refracción del material con el que ha sido fabricada y de los índices de refracción de los espacios objeto e imagen. Sin embargo, en una LH la focal f es función de las distancias R_O y R_R desde las fuentes objeto y referencia al centro de la lente, respectivamente, y de las longitudes de onda usadas en las etapas de registro (λ_R) y reconstrucción (λ_C). [13]:

$$\frac{1}{f} = \pm \mu \left(\frac{1}{R_O} - \frac{1}{R_R} \right) \quad (1)$$

donde $\mu = \lambda_C/\lambda_R$, el signo (+) indica que el haz de reconstrucción es similar al de referencia y el signo (-) corresponde a la reconstrucción con un haz conjugado al de referencia. Como las lentes holográficas son elementos fuera de eje, para dar completamente la relación entre la posición de la fuente de reconstrucción y del punto imagen es necesario indicar los ángulos que forman, por ejemplo, respecto a dos planos perpendiculares. En la figura 2 se ha representado un esquema de la situación geométrica de la LH, donde el plano XY coincide con el plano de la lente. Q corresponde a una fuente puntual genérica. Llamaremos R, O, C e I a las fuentes y haces de referencia, objeto, reconstrucción e imagen gaussianas, respectivamente.

Para especificar las coordenadas de las fuentes R, O, C e I se hace uso de las coordenadas cartesianas (x_q, y_q, z_q) , donde $q = R, O, C, I$. La distancia radical R_q tomada desde el centro de la lente al punto fuente Q viene dada por la ecuación:

$$R_q = \text{signo}(z_q) \sqrt{x_q^2 + y_q^2 + z_q^2} \quad (2)$$

cuando el haz diverge z_q es negativo y también R_q , mientras que si el haz converge tanto z_q como R_q son positivos. Junto a esta distancia radical se utilizan los ángulos α_q y β_q que forman dichas distancias con sus proyecciones sobre los planos YZ y XZ, respectivamente, tal y como se ve en la figura 2, de modo que:

$$\text{sen } \alpha_q = \frac{x_q}{R_q} \quad \text{sen } \beta_q = \frac{y_q}{R_q} \quad (3)$$

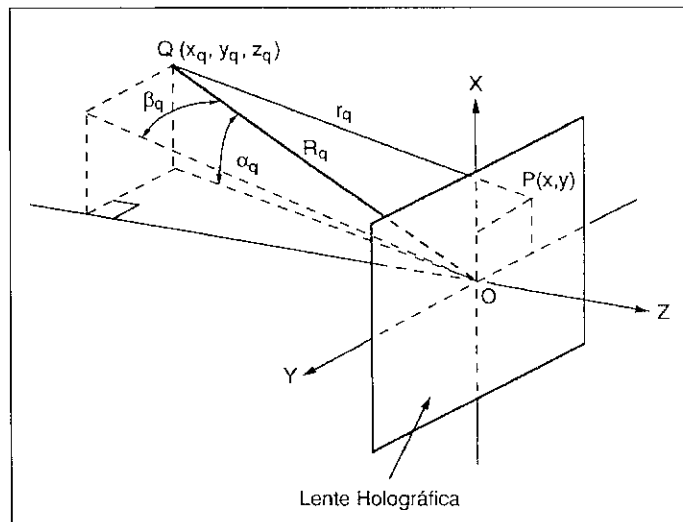


FIGURA 2. Definición de los parámetros geométricos utilizados para caracterizar un EOH.

La posición del punto imagen gaussiano determinada por los parámetros (R_I, α_I, β_I) , se obtiene haciendo uso de las expresiones [13]:

$$\frac{1}{R_I} = \frac{1}{R_C} \pm \mu \left(\frac{1}{R_O} - \frac{1}{R_R} \right) \quad (4)$$

$$\text{sen } \alpha_I = \text{sen } \alpha_C \pm \mu (\text{sen } \alpha_O - \text{sen } \alpha_R) \quad (5)$$

$$\text{sen } \beta_I = \text{sen } \beta_C \pm \mu (\text{sen } \beta_O - \text{sen } \beta_R) \quad (6)$$

La distancia algebraica r_q entre un punto de coordenadas (x, y) sobre la superficie de la LH y una fuente puntual genérica arbitraria Q , se calcula mediante la ecuación:

$$r_q = \text{signo}(z_q) \sqrt{(x - x_q)^2 + (y - y_q)^2 + z_q^2} \quad (7)$$

que como se ve es función de cada punto (x, y) sobre la pupila de salida de la lente, es decir $r_q = r_q(x, y)$.

3. CALCULO DE LA INTEGRAL DE DIFRACCION

Consideremos una LH cuya pupila de salida es circular de radio a , y que ha sido registrada con una longitud de onda λ_R y que se reconstruye con luz monocromática de longitud de onda λ_C . La distribución de intensidades $I(x_S, y_S, z_S)$ en puntos S del espacio imagen, de coordenadas (x_S, y_S, z_S) puede calcularse sin más que generalizar la expresión de la distribución de intensidades de la óptica convencional [14], en la forma:

$$I(x_S, y_S, z_S) = \frac{PS_p}{\pi^2 \lambda_C^2 R_S^2} \cdot \left| \int_0^1 \int_0^{2\pi} \exp \left[\frac{2\pi i}{\lambda_C} W(x_S, y_S, z_S; \rho, \theta) \right] \rho \, d\rho \, d\theta \right|^2 \quad (8)$$

donde P es la energía total en la pupila de salida de la lente y $S_p = \pi a^2$ es el área de la pupila de salida (ρ, θ) son coordenadas polares en el plano de la LH cuya relación con las coordenadas cartesianas (x, y) es:

$$x = a \rho \cos \theta \quad y = a \rho \sin \theta \quad (9)$$

$$\rho = \frac{1}{a} \sqrt{x^2 + y^2} \quad \theta = \arctg \frac{y}{x} \quad (10)$$

y $W(x_S, y_S, z_S; \rho, \theta)$ es la función [4, 15]:

$$W(x_S, y_S, z_S; \rho, \theta) = r_C - r_S \pm \mu (r_O - r_R) \quad (11)$$

donde r_C, r_S, r_O y r_R se calculan mediante la ecuación (7) una vez hecho el cambio de variable descrito en la ecuación (9). Como el punto imagen S suele estar muy próximo al punto gaussiano I , es posible sustituir R_S por R_I en la ecuación (8) sin cometer un error significativo. La ecuación (8) proporciona la imagen difraccional de un punto (en inglés, «point spread function», PSF [14]) y el análisis de sus características es un criterio muy utilizado para el estudio de la calidad y tolerancias de un sistema óptico.

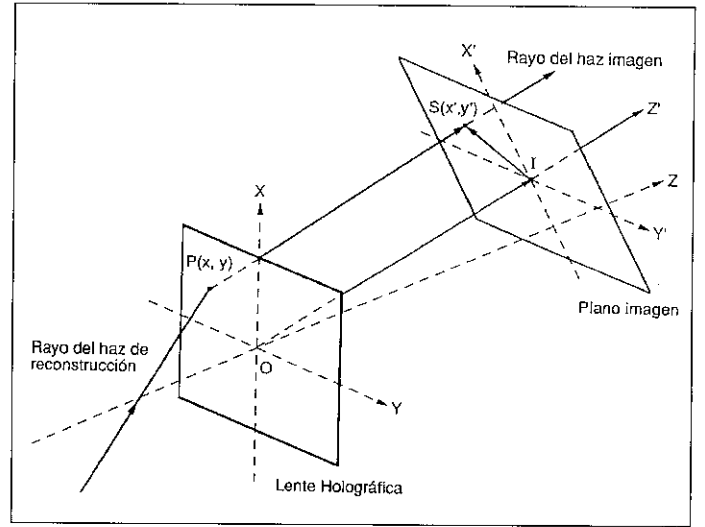


FIGURA 3. Definición del plano sistema de coordenadas $X'Y'Z'$ centrado en el punto imagen gaussiano y situación del plano imagen.

El estudio de la distribución de intensidades suele llevarse a cabo en un plano que contiene al punto gaussiano y que es perpendicular a la línea que une el centro de la LH con el punto imagen gaussiano (rayo principal). Definiendo un sistema de coordenadas $X'Y'Z'$ de modo que el eje Z' coincide con el rayo principal y el plano de observación corresponde al plano $X'Y'$ (Figura 3), los puntos de este plano tienen $z' = 0$ y es posible caracterizarlos mediante (x', y') . Además el punto gaussiano (x_I, y_I, z_I) corresponde al punto $(0, 0)$ en el sistema $X'Y'Z'$, siendo sencillo relacionar las coordenadas (x_S, y_S, z_S) de un punto cualquiera sobre este plano con las coordenadas (x', y') [6].

La intensidad normalizada en un punto (x', y') del plano imagen que contiene al punto gaussiano S se calcula mediante la ecuación:

$$I(x', y') = \frac{1}{S_p} \cdot \left| \int_0^1 \int_0^{2\pi} \exp \left[\frac{2\pi i}{\lambda_C} W(x', y'; \rho, \theta) \right] \rho \, d\rho \, d\theta \right|^2 \quad (12)$$

La constante de normalización S_p es el área de la pupila de la lente, de modo que la intensidad es la unidad en el punto gaussiano en ausencia de aberraciones.

A partir de la ecuación (12) es posible desarrollar una teoría difraccional de aberraciones en EOHs tal y como se hace con los EOCs [8] y, de esta manera, encontrar cómo afectan las aberraciones del EOH sobre la distribución de intensidades en el plano imagen. En particular las aberraciones disminuyen la intensidad normalizada del punto gaussiano —que es siempre menor que la unidad cuando hay aberraciones— y hacen que la figura de difracción se deforme. En ausencia de aberraciones, y si la pupila es circular, la figura de difracción es la conocida figura de Airy [16], aunque con algunas peculiaridades por tratarse de elementos fuera de eje. Sin embargo, a medida que van apareciendo aberraciones esta figura de Airy se va deformando según el tipo de aberraciones que se consideren. En particular, es característica la forma de la figura de di-

fracción que se obtiene cuando la aberración predominante es el coma [17].

La integral que aparece en la ecuación (12) normalmente sólo se puede abordar mediante cálculo numérico, siendo posible encontrar soluciones analíticas en ausencia de aberraciones si se hace un desarrollo en serie de la función W en torno al punto gaussiano bajo la aproximación de que los valores de x' e y' son mucho más pequeños que la distancia R_I . Aun así, sólo si tomamos muy pocos términos del desarrollo en serie es posible encontrar una expresión analítica. Por tanto, el problema del cálculo de la integral de difracción se aborda mediante el cálculo numérico haciendo uso de algoritmos optimizados que permiten obtener un resultado aceptable en un tiempo de cálculo razonable. Aun así, el cálculo es lento debido a las dificultades que ofrece esta integral de difracción.

Para obtener el valor de la integral pueden utilizarse diversos métodos numéricos [15, 18], pero en los ejemplos que se presentan en este trabajo hemos utilizado una fórmula de cuadratura de Newton-Côtes (fórmula de los rectángulos en dos dimensiones), que ha sido programada en un ordenador personal. Con el programa confeccionado es posible llevar a cabo la evaluación de las integrales de difracción en los distintos puntos del plano imagen obteniéndose la distribución de intensidad producida por la onda emergente del EOH. Finalmente, con ayuda de un programa gráfico pueden visualizarse las correspondientes figuras de difracción.

4. EJEMPLOS

En esta sección consideraremos dos ejemplos correspondientes al cálculo de figuras de difracción para lentes holográficas en distintas situaciones. Por sencillez supondremos que todas las coordenadas de las distintas fuentes de observación en el eje Y son nulas, es decir, $y_q = 0$ para $q = R, O, C, I$. Como ejemplo vamos a considerar una LH asimétrica de radio $a = 3$ cm, registrada con una longitud de onda $\lambda_R = 633$ nm y en la geometría de registro de la figura 4 con $R_R = \infty$, $\alpha_R = 30^\circ$, $R_O = 30$ cm, $\alpha_O = 0^\circ$. La reconstrucción de la lente se hace con una longitud de onda idéntica a la de registro, es decir, $\lambda_C = 633$ nm.

En primer lugar vamos a considerar que la geometría de reconstrucción es idéntica a la de registro, es decir, $R_C = \infty$ y $\alpha_C = 30^\circ$. De las ecuaciones (4) y (5) es fácil calcular el punto gaussiano, el cual viene caracterizado por $R_I = 30$ cm y $\alpha_I = 0^\circ$. En esta situación no hay aberraciones.

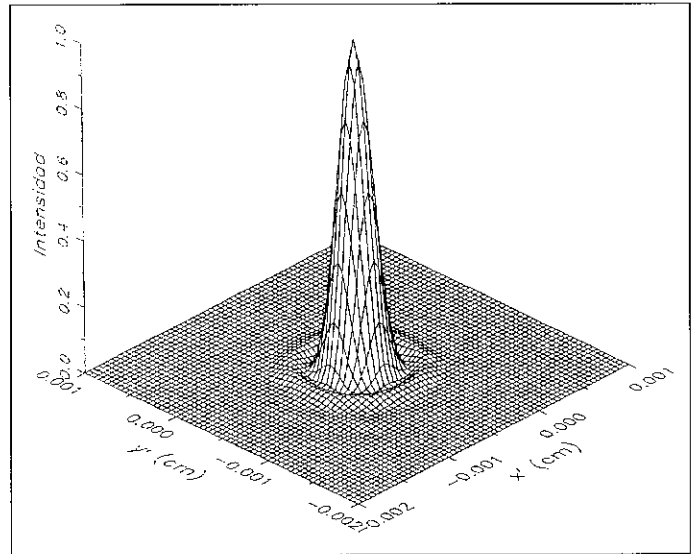


FIGURA 5.
Figura de difracción obtenida cuando se reconstruye la LH del ejemplo de igual forma a como se registró.

En la figura 5 se ha representado la figura de difracción correspondiente. Como puede observarse, se trata de la figura de Airy, y es debida al tamaño finito de la apertura y a su forma circular. A continuación vamos a considerar que la geometría de reconstrucción es diferente de la de registro. El sistema tendrá aberraciones y es de esperar que la figura de difracción correspondiente difiera de la figura de Airy y, además, la forma de la figura de difracción dependerá del tipo de aberraciones del sistema. La geometría de reconstrucción considerada es la que se muestra en la figura 6 con $R_C = \infty$ y $\alpha_C = 31^\circ$. En este caso las ecuaciones (4) y (5) proporcionan el punto gaussiano que viene caracterizado por los parámetros $R_I = 30$ cm y $\alpha_I = 0.86165^\circ$. En este caso la aberración predominante es el coma, mientras que el astigmatismo es pequeño y no existe aberración esférica [4]. En la figura 7 se ha representado la figura de difracción correspondiente a esta nueva situación. Como puede observarse, la figura de Airy se ha deformado y en la nueva figura es clara la presencia de coma. El valor de la intensidad máxima ha disminuido, su posición ha cambiado (ya no corresponde al punto gaussiano) y el tamaño de la mancha ha aumentado, en relación a la figura 5. En la figura 8 (a) se ha representado el mapa de curvas de nivel correspondiente a la figura 7,

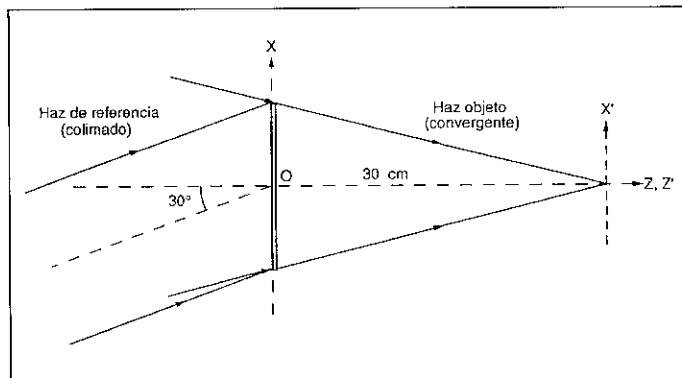


FIGURA 4.
Geometría de registro de la LH del ejemplo.

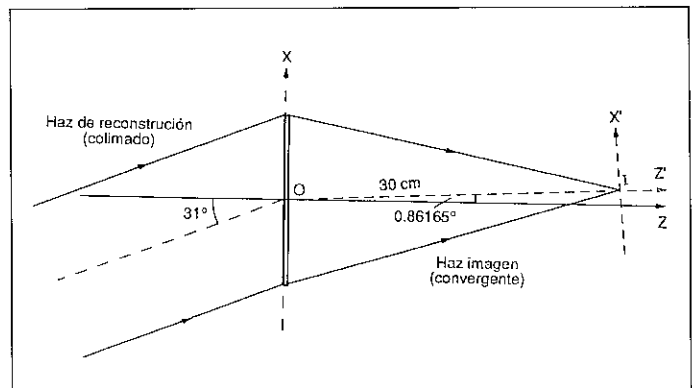


FIGURA 6.
Reconstrucción de la LH ejemplo con un haz colimado girado 1° respecto al ángulo del haz de referencia.

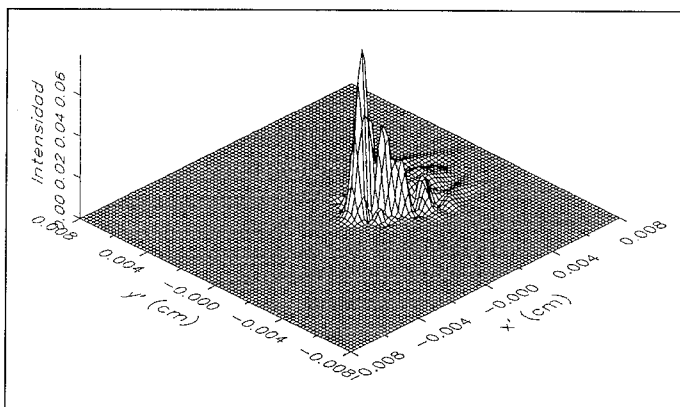


FIGURA 7.
Figura de difracción obtenida cuando se reconstruye la LH en la geometría de la figura 6.

mientras que en la figura 8 (b) se muestra el diagrama de impactos correspondiente a este ejemplo numérico y calculado mediante trazado de rayos [6]. Como puede verse, la coincidencia entre la figura obtenida mediante la teoría de la difracción y la distribución de rayos es evidente, no sólo en la forma de la mancha, sino también en la correspondencia entre las zonas de máxima intensidad con las regiones donde la intensidad de impactos es mayor. Esta coincidencia en las figuras 8 (a) y 8 (b) se debe a que la aberración es grande.

5. CONCLUSIONES

Para el cálculo de figuras de difracción en lentes holográficas es necesario, en primer lugar, desarrollar y poner a punto métodos numéricos para el cálculo de las integrales de difracción. Para lograr este objetivo hemos generalizado las técnicas utilizadas en óptica convencional y las hemos aplicado a unos ejemplos sencillos que permiten comprender de forma sencilla el proceso difraccional en las lentes holográficas. En segundo lugar se ha representado gráficamente la figura difraccional correspondiente a un punto imagen mostrando, además, de forma gráfica cuál es la influencia de las aberraciones en la imagen de un punto. Este desarrollo puede ser utilizado, eventualmente, en una introducción al análisis y a las posibilidades de la óptica holográfica como complemento de la óptica convencional, y en el diseño y evaluación de sistemas híbridos compuestos tanto por lentes convencionales como por lentes holográficas.

En tercer lugar, el estudio que se presenta en este trabajo es el punto de partida para plantear la importancia que el análisis difraccional tiene dentro de la evaluación de las tolerancias en los sistemas ópticos complejos que tienen EOHs como componentes. Es importante resaltar que en este campo son pocos los resultados que se pueden encontrar en la bibliografía, siendo necesario, por tanto, el abordarlos no sólo desde una perspectiva académica sino con un sólido formalismo matemático. Será necesario realizar un gran esfuerzo en las próximas décadas en el campo del diseño y la evaluación de sistemas ópticos holográficos, y es aquí donde el análisis difraccional debe jugar un papel fundamental, complementando otras técnicas como la de trazado de rayos. Es necesario, asimismo, acercarse a situaciones cada vez más reales considerando también la influencia del material de registro utilizado en

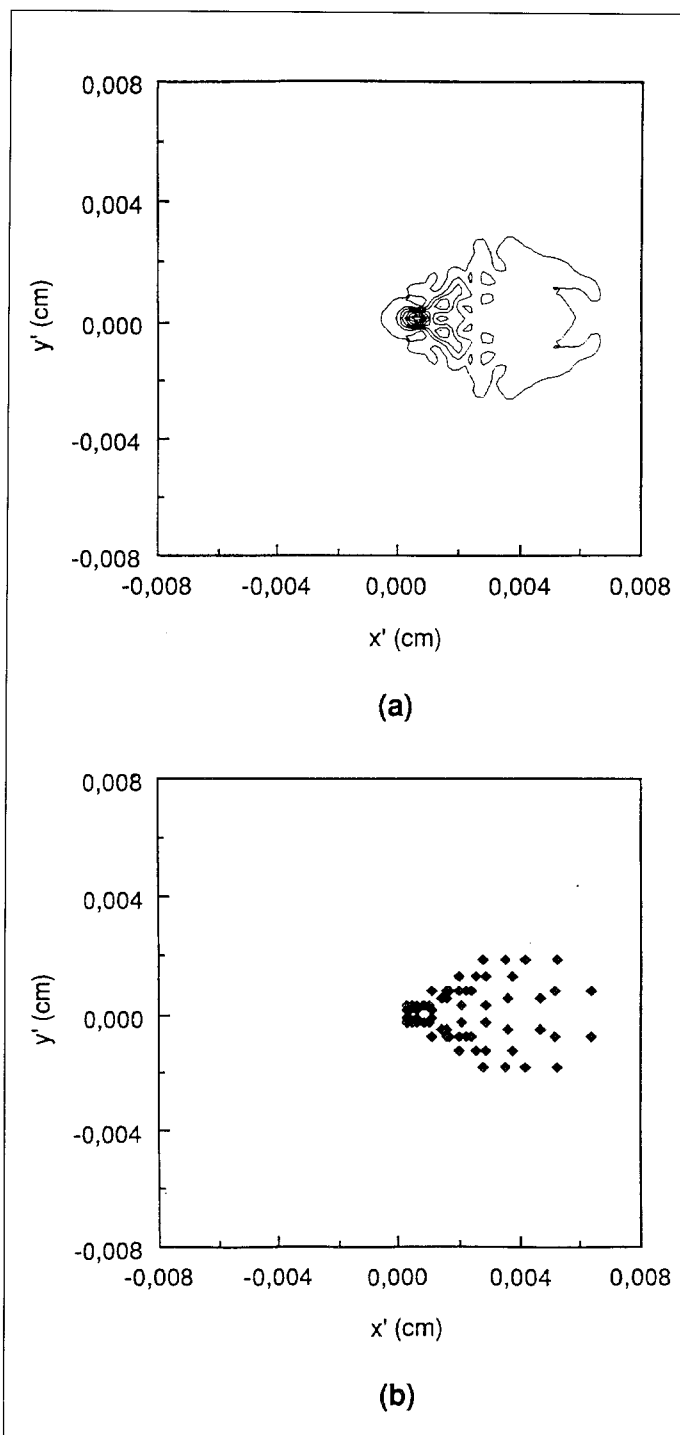


FIGURA 8.
Comparación entre (a) el mapa de curvas de nivel correspondiente a la figura 7 y (b) el diagrama de impactos obtenido mediante trazado de rayos.

la fabricación de los EOHs y su procesado, así como los soportes físicos donde se encuentra depositado dicho material. De esta manera será posible obtener, de forma precisa, las condiciones óptimas de fabricación y reconstrucción, y las tolerancias de estos sistemas. Por último, es importante señalar que en todo estudio que tenga como objetivo decidir entre el uso de un sistema convencional o uno holográfico, es necesario considerar toda una serie de aspectos entre los cuales se incluye el análisis mediante métodos difraccionales, como el presentado en este trabajo.

6. REFERENCIAS

- [1] M. J. R. SCHWAR, T. P. PANDYA y F. J. WEINBERG: «Point holograms as optical elements», *Nature*, **215**, 239-241 (1967).
- [2] A. BELÉNDEZ, I. PASCUAL y A. FIMIA: «Holografía: Conceptos básicos, materiales de registro y aplicaciones», *Revista Española de Física*, **5** (3), 40-46 (1991).
- [3] E. B. CHAMPAGNE: «Nonparaxial imaging, magnification and aberration properties in Holography», *J. Opt. Soc. Am.*, **57**, 51-55 (1967).
- [4] A. BELÉNDEZ, L. CARRETERO, I. PASCUAL y A. FIMIA: «Programa de cálculo de aberraciones en elementos ópticos holográficos», *Opt. Pura Apl.*, **24**, 93-104 (1991).
- [5] H. W. HOLLOWAY y R. A. FERRANTE: «Computer analysis of holographic systems by means of vector ray tracing», *Appl. Opt.*, **20**, 2081-2084 (1981).
- [6] A. BELÉNDEZ, I. PASCUAL y A. FIMIA: «Programa de trazado de rayos para el análisis de elementos ópticos holográficos», *Opt. Pura Apl.*, **24**, 135-153 (1991).
- [7] M. BORN y E. WOLF: *Principles of Optics*. Pergamon Press, Oxford, 6ª edición, 1987. Capítulo 8.
- [8] M. BORN y E. WOLF: *Principles of Optics*. Pergamon Press, Oxford, 6ª edición, 1987. Capítulo 9.
- [9] En inglés se denomina «diffraction pattern» existiendo varias acepciones en castellano para este término. La primera es «patrón de difracción» y corresponde a una traducción literal del inglés y suele aparecer en los textos traducidos por hispanoamericanos, como es el caso del «Optica» de E. Hecht y A. Zajac. Otra posible traducción es «diagrama de difracción», término utilizado en los libros «Campos y Ondas» de Alonso y Finn, y «Física, Vol. II» de P. A. Tipler. Sin embargo, hemos creído más adecuado utilizar el término «figura de difracción» que es el empleado, entre otros, en los libros «Fundamentos de Física III: Optica» de F. W. Sears, y en el «Optica» del profesor J. Casas.
- [10] J. W. GOODMAN, F. J. LEONBERGER, S. K. YOUNG y R. A. ALHALE: «Optical interconnections for VLSI systems», *Proc. IEEE*, **72**, 850-866 (1984).
- [11] J. SHAMIR, H. J. CAULFIELD y R. B. JOHNSON: «Massive Holographic interconnection networks and their limitations», *Appl. Opt.*, **28**, 311-324 (1989).
- [12] O. D. D. SOARES: «Holographic coupler for fiber optics», *Opt. Eng.*, **20**, 740-745 (1981).
- [13] J. N. LATTA: «Computer-based analysis of hologram imagery and aberrations. I: Hologram types and their nonchromatic aberrations», *Appl. Opt.*, **10**, 599-608 (1971).
- [14] V. N. MAHAJAN: *Aberration theory made simple*. SPIE Optical Engineering Press, Bellingham, Washington, 1991, pp. 70-71.
- [15] J. NOWAK y M. ZAJAC: «Investigations of the influence of hologram aberrations on the light intensity distribution in the image plane», *Optica Acta*, **30**, 1749-1767 (1983).
- [16] J. CASAS: *Optica*. Librería General, Zaragoza, 5ª edición, 1983, pp. 248-252.
- [17] A. BELÉNDEZ, L. CARRETERO, A. FIMIA, R. FUENTES e I. PASCUAL: «Análisis difraccional de elementos ópticos holográficos», *Proc. III Reunión Nacional de Optica y I Reunión Iberoamericana de Optica*, **1**, 3-4 (1992).
- [18] C. S. CHUNG y H. H. HOPKINS: «Influence of non-uniform amplitude on PSF», *J. Modern Opt.*, **35** (9), 1458-1511 (1988).

A. Beléndez
 está en el Departamento de Ingeniería de
 Sistemas y Comunicaciones.
 Universidad de Alicante. Apdo. nº 99.
 03080 ALICANTE

L. Carretero y A. Fimia
 está en el Laboratorio de Optica.
 Departamento Interuniversitario de Optica.
 Universidad de Alicante. Apdo. nº 99.
 03080 ALICANTE