



## Estudio del efecto Talbot con una rejilla de 500 líneas/mm

### Study of the Talbot effect with a grating of 500 lines / mm

Emiro Arrieta<sup>1</sup>, Néstor Bolognini<sup>2</sup>, Cesar Torres<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Estudiante de doctorado en Ciencias Físicas del SUE- Caribe, Grupo de Óptica e Informática (LOI), Universidad Popular del Cesar, Valledupar- Colombia. E-mail: earrietajimenez@yahoo.es.

<sup>2</sup>Doctor en Física, Centro de Investigaciones Ópticas, CIOP (CONICET La Plata-CIC), C.C. 3,1897, M. B. Gonnet, Argentina. E-mail: nestorb@ciop.unlp.edu.ar.

<sup>3</sup> Doctor en Ciencias Físicas, Grupo de Óptica e Informática (LOI), Universidad Popular del Cesar, Valledupar- Colombia. E-Mail: cesartorres@unicesar.edu.co:

#### Resumen

El efecto Talbot descubierto por H. Fox Talbot en 1836, es un fenómeno difractivo ubicado desde su origen en la óptica Gaussiana, pero cuando la longitud de onda es comparable con el periodo del objeto se considera que este fenómeno de auto-imágenes entra en su régimen no paraxial. En esta contribución se presenta un estudio de este fenómeno a nivel no paraxial, usando la teoría escalar de difracción en representación de ondas planas para campos periódicos transversales. Para ello se utiliza como objeto periódico una red de amplitud unidimensional de periodo  $p = 2\mu\text{m}$ , iluminada con una onda plana monocromática de amplitud unitaria y longitud de onda  $\lambda = (616 \pm 16) \text{ nm}$ .

**Palabras clave:** Efecto Talbot no paraxial, red de amplitud.

#### ABSTRACT

The Talbot effect discovered by H. Fox Talbot in 1836, is a diffractive phenomenon located from its origin in Gaussian optics, but when the wavelength is comparable with the period of the object it is considered that this phenomenon of self-images enters into its non-paraxial regime. In this contribution, a study of this phenomenon at a non-paraxial level is presented, using the diffraction scalar theory in representation of plane waves for periodic transversal fields. To this end, a one-

dimensional amplitude grating of period  $p = 2\mu\text{m}$  is used as a periodic object, illuminated with a monochromatic plane wave of unitary amplitude and wavelength  $\lambda = (616 \pm 16)\text{nm}$ .

**Key words:** non paraxial Talbot effect, amplitude grating.

## 1. INTRODUCCIÓN

El efecto Talbot descubierto por H. Fox Talbot en 1836, exhibe autoimagen por propagación libre cuando una rejilla se ilumina con una onda plana de alta coherencia, y es un fenómeno difractivo ubicado desde su origen en la óptica Gaussiana (Smolyaninov, 1998). Cuando la longitud de onda es comparable con el periodo del objeto se considera que este fenómeno entra en su régimen no paraxial, el cual ha despertado el interés por su notorio volumen de aplicación, por ejemplo, relacionado con el diseño de objetos y sus efectos reparadores que presenta en redes averiadas a esta escala, entre otros (Hua, 2012). Actualmente este fenómeno se ha venido estudiando con rejillas de altas densidad en campo cercano en la región de difracción profunda de Fresnel, obteniéndose el denominado efecto cuasi-Talbot (Shuyun, 2007 y 2008), donde la ubicación de las auto y cuasi-autoimágenes se logra con buena aproximación, mediante la relación desarrollada por E. Arrieta et al., (Arrieta, 2015). En este trabajo se presenta una contribución a este fenómeno a nivel no paraxial utilizando una rejilla de periodo  $p \approx 3,25\lambda$  con  $\lambda = (616 \pm 16)\text{nm}$ .

## 2. EFECTO TALBOT NO PARAXIAL

Se considera el tratamiento del fenómeno en el caso unidimensional. El campo escalar detrás de una rejilla infinita con periodo  $p$  posicionada en el origen ( $z = 0$ ), cuando la rejilla es iluminada con una onda plana coherente, puede ser descrita por serie de Fourier así:

$$E(x, z) = \sum_n C_n \exp(2\pi i n x / p) \exp(i k_z^n z), \quad k_z^n = \left( (2\pi / \lambda)^2 - (2\pi n / p)^2 \right)^{1/2} \quad (1)$$

El efecto Talbot entero tiene lugar cuando  $p \gg \lambda$  y  $k_n z \approx 2\pi z / \lambda - 2\pi n^2 (\lambda z / 2p^2)$ . Puesto que la raíz cuadrada para un entero  $n$  es en sí mismo un entero, a  $Z_T = 2p^2 / \lambda$  todas las componentes de Fourier del campo óptico tienen exactamente las mismas diferencias de fase relativas. como ellas la tienen en el plano  $z = 0$ . Así, la distribución de campo de la rejilla se reproduce a sí mismo. Las mismas

autoimágenes son observadas a distancias que son múltiplos enteros de la distancia Talbot  $z = nZ_T$ . Otros patrones de campo más complejo aparecen a valores fraccional de la distancia Talbot. Estos patrones son localizados a  $z = \left(\frac{q}{s}\right)Z_T$ , donde  $q$  y  $s$  son enteros. En el caso de los planos Talbot fraccionales, muchas componentes de Fourier del campo (pero no todas ellas) tienen la misma diferencia de fase una con respecto a las otra, así el patrón del campo es semejante (pero no se reproduce exactamente) a la distribución del campo en  $z = 0$  (Smolyaninov, 1998 y Arrieta, 2015).

La condición para lograr auto-imágenes exactas requiere que todas las ondas planas estén en fase a la misma distancia. Si la frecuencia central  $(0, k_z^0)$  se elige como la referencia, esta condición se puede escribir como (Hua, 2012, Shuyun, 2007, Arrieta, 2015 y 2017):

$$\exp\left[ik_z^0 z_R\right] = \exp\left[ik_z^n z_R\right] \quad (2)$$

Utilizando los dos primeros términos tenemos:

$$z_R = \lambda / \left(1 - \sqrt{1 - (\lambda/p)^2}\right) \quad (3)$$

La Ec.(3), representa la distancia Talbot de Rayleigh del régimen metaxial (Hua, 2012). Usando las mismas condiciones para la autoimagen y tomando una componente de modo propagante arbitrario  $m$  como referencia que participa en la formación de la autoimagen, se obtiene la expresión más general (Arrieta, 2015 y 2017):

$$z_{mn} = \lambda C_{mn} / \left(\sqrt{1 - (\lambda m/p)^2} - \sqrt{1 - (\lambda n/p)^2}\right) \quad (4)$$

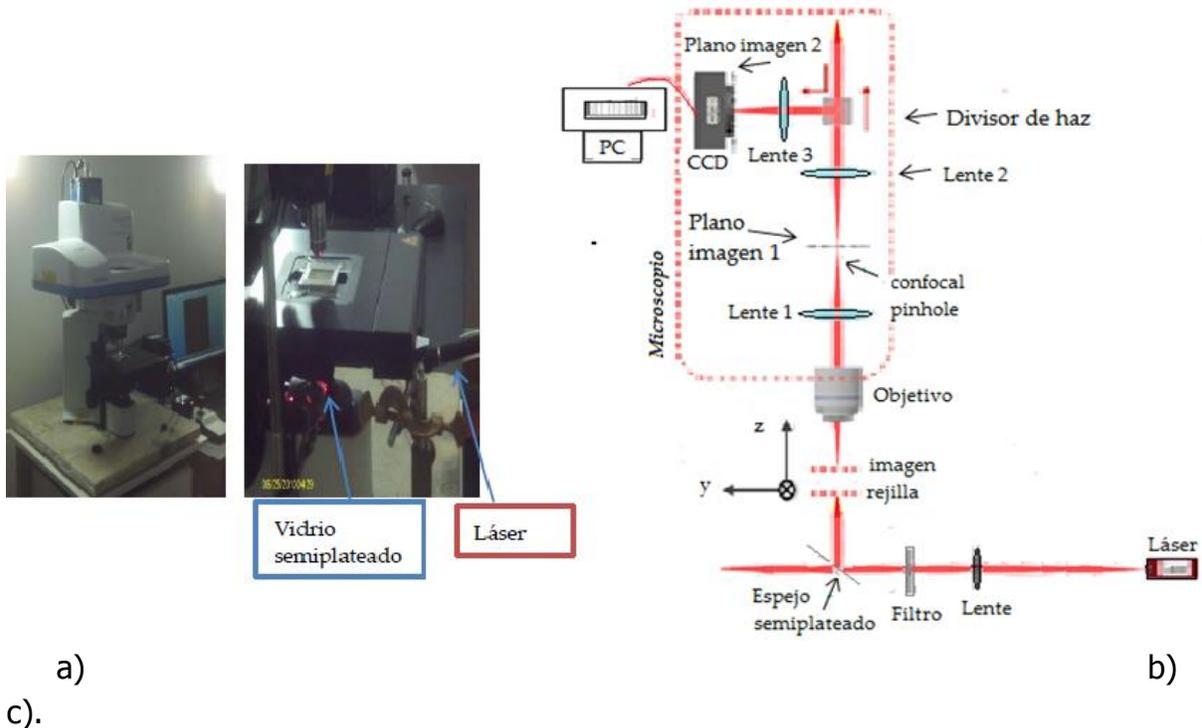
La cual brinda la ubicación de las autoimagen en campo cercano, donde  $C_{mn}$ ,  $m$  y  $n$  son números enteros con  $m < n$ .

### 3. METODOLOGIA

Cuando usamos la teoría escalar de la difracción bajo la representación del espectro angular en el tratamiento del fenómeno Talbot no paraxial (Smolyaninov, 1998 y Arrieta, 2015 y 2017), se tiene la siguiente expresión:

$$E_1(x, z) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} C_n \exp(2\pi i n x / p) \exp\left[2\pi i \left(\frac{1}{\lambda^2} - \frac{n^2}{p^2}\right)^{1/2} z\right] \quad (5)$$

donde  $C_n = \frac{b}{c p} \text{sen}\left(\frac{\pi n b}{c p}\right) / \left(\frac{\pi n b}{c p}\right)$  siendo  $c$  un número real positivo (escalamiento) y  $b$  denota el ancho de cada celdilla de la red. Así, al estudiar mediante estas expresiones una red de difracción de período  $p \approx 3,25 \lambda$  con  $\lambda = (616 \pm 16) \text{nm}$ ,  $c = 1$  y  $b = 1 \mu\text{m}$ , resultan solamente hasta tres ondas propagantes permitidas ( $n=3$ ). Luego, utilizando el programa *Mathematica* obtenemos las autoimágenes mostradas en la segunda columna de la Tabla 1. En la columna 3 se observan las correspondientes auto-imágenes experimentales registradas con un microscopio confocal de la empresa Horiba Scientific con 500nm de resolución en el plano XY y un paso de  $0.1 \mu\text{m}$  en el eje Z, a este dispositivo se le acopló una CCD-30-11-1-500, un objetivo magnificador x100 con apertura de  $500 \mu\text{m}$ , un software LabSpec 6, y una fuente de longitud de onda  $(616 \pm 16) \text{nm}$  (ver Fig.1).

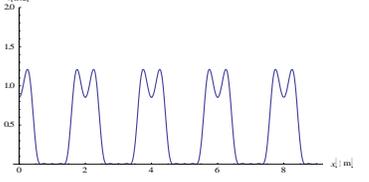
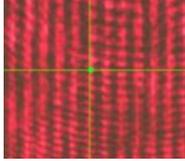
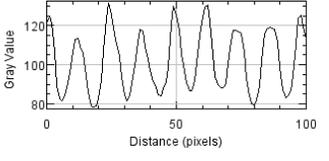
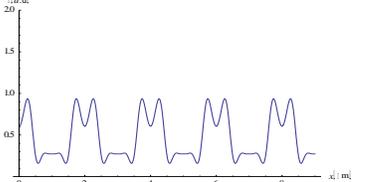
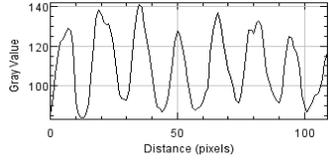
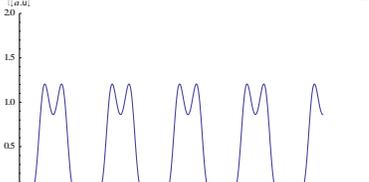
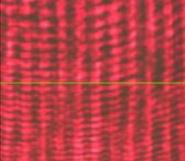
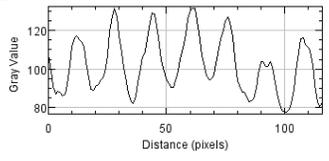
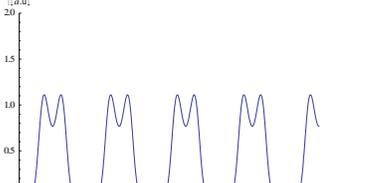
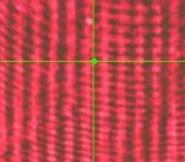
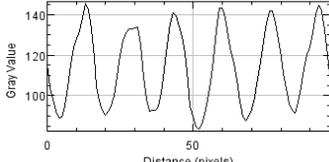
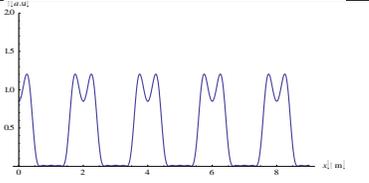
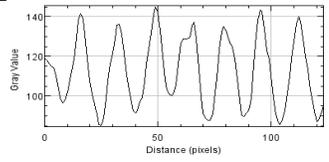


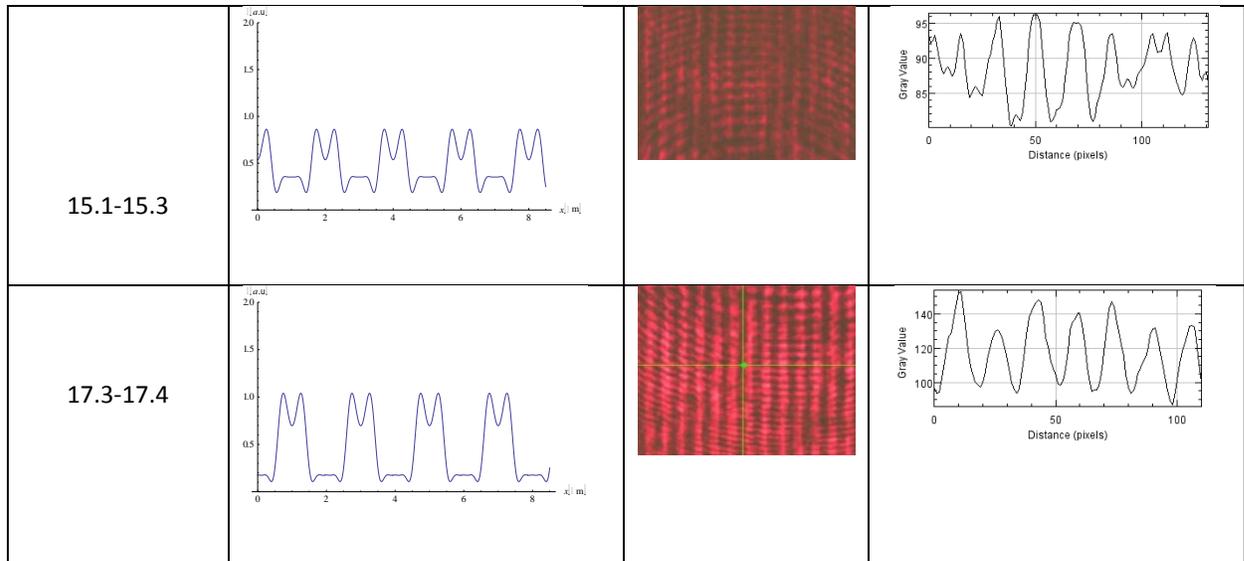
**Fig.1. Dispositivo experimental,** a) Microscopio confocal, y b) Microscopio confocal acoplado con un láser de  $\lambda = (616 \pm 16) \text{nm}$ . y un vidrio semiplataada a  $45^\circ$ , c) Arreglo esquemático

#### 4. RESULTADOS Y DISCUSIÓN

En la Tabla 1 mostramos los resultados obtenidos del efecto Talbot no paraxial mediante la metodología expuesta en la sección anterior, para la rejilla de 500 líneas/mm con la fuente usada de  $\lambda = (616 \pm 16) \text{nm}$ .

**Tabla 1.** Patrones de las auto ó cuasi - autoimágenes y sus perfiles de intensidad con  $p \approx 3,25 \lambda$  y  $\lambda = (616 \pm 16) \text{nm}$ .

Ubicación axial de la autoimagen [ $\mu\text{m}$ ]	Tipo de Imagen	Cuasi ó auto-imagen	Perfiles de intensidad
0			
2.2			
5.4 – 6.5			
7.5 – 8.6			
13.1			



Comparando los resultados experimentales con los teóricos mostrados en la Tabla 1 desde la fila 1 a la 7, se aprecia por la ubicación y la visibilidad de estas autoimágenes una satisfactoria concordancia. Además, se observa que las cuasi-autoimágenes presentadas en la Fig. 2, 4 y 6 de la Tabla 1 mantienen una cuasi-periodicidad axial de aproximadamente  $6\mu\text{m}$ , aunque las presentadas en la Fig. 6 y Fig.7, no cumplen con esa periodicidad. Finalmente, de acuerdo con las autoimágenes presentadas en la Fig. 3 y Fig. 5 de la Tabla anterior, nos indica que no presentan periodicidad axial en contraste al caso paraxial.

## 5. CONCLUSIONES

Teniendo en cuenta los resultados mostrados en la Tabla 1 se infiere lo siguiente.

Puede afirmarse que la teoría de difracción escalar en términos del espectro angular de ondas planas es adecuado para tratar el fenómeno Talbot no paraxial para rejillas de gran densidad, puesto que los resultados teóricos se corresponden muy bien con los obtenidos experimentalmente.

La rejilla de gran densidad utilizada presenta autoimágenes y cuasi-autoimágenes que preservan una cuasi-periodicidad axial en contraste con el caso paraxial de este fenómeno.

Además se observa que las cuasi-autoimágenes presentan menor visibilidad (o contraste) con respecto a las autoimágenes, donde todas las ondas propagantes permitidas contribuyen exactamente en fase en cada plano Talbot.



## Referencias Bibliográficas

Arrieta. Emiro,, Torres,Cesar, y Bolognini.Nestor.2015.Metaxial Talbot effect in free space. Proc. of SPIE,Vol. 9660:1-4

Arrieta Emiro , Bolognini Nestor y Torres Cesar.2017.Non-paraxial Talbot effect in one-dimensional gratings with period comparable to the wavelength. Opt. Pura Apl. **50** (2):119-126.

Hua .Yi., Jae Yong Suh, Wei Zhou, Mark D. Huntington, and Teri W. Odom.2012. *Talbot effect beyond the paraxial limit at optical frequencies*.Optics express, **20**(13):14284-14291.

Molina M, Tebaldi M, Bolognini N.2013.Eficiencia de difracción del registro de speckle modulados generados a partir de superficies reflecto-difusoras. Bistua:Revista de la Facultad de Ciencias Basicas. 10 (2):50-60.

Shuyun Teng, Xiaoyi Chen, Tongjun Zhou, and Chuanfu Cheng.2007. *Quasi-Talbot effect of a grating in the deep Fresnel diffraction region*.J. Opt.Soc. Am. A,**24**(6):1656-1665.

Shuyun Teng, Yugui Tan, and Chuanfu Cheng.2008. *Quasi-Talbot effect of the high-density grating in near field*. J. Opt. Soc. Am.A, **25**(12):2945-2951.

Smolyaninov .I. and Davis. C.1998.*Apparent superresolution in near-field optical imaging of periodic gratings*. Optics letters . **23** (17):1346-1347:

\*Para citar este artículo: Arrieta E.; Bolognini N.; Torres C.Study of the Talbot effect with a grating of 500 lines / mm. Revista Bistua. 2018 (16(2):138-144

+ Autor para el envío de correspondencia y la solicitud de las separatas: Arrieta Emiro Estudiante de doctorado en Ciencias Físicas del SUE- Caribe, Grupo de Óptica e Informática (LOI), Universidad Popular del Cesar, Valledupar- Colombia. E-mail: earrietajimenez@yahoo.es

Recibido: Diciembre 01 de 2017

Aceptado: Marzo 04 de 2018