FIA 2018
XI Congreso Iberoamericano de Acústica; X Congreso Ibérico de Acústica; 49º Congreso Español de Acústica -TECNIACUSTICA'18-
24 al 26 de octubre

VÓRTICES ACÚSTICOS ALTAMENTE FOCALIZADOS MEDIANTE ESPIRALES DE FRESNEL

PACS: 43.55.Br

Noé Jiménez [1], Vicent Romero-García [2], Lluis M. García Raffi [3], Francisco Camarena [4], Kestutis Staliunas [5].

[1] *Instituto de Instrumentación para Imagen Molecular (i3M), Universitat Politècnica de València, Camino de Vera, S/N, 46022, Valencia, Spain. e-mail:* nojigon@upv.es
[2] *Laboratoire d'Acoustique de la Université du Mans—CNRS UMR 6613, Le Mans, France*
[3] *IUMPA, Universitat Politècnica de València, Camino de vers s/n, 46022 València, Spain*
[4] *ICREA, Departament de Fisica i Enginyeria Nuclear, Universitat Politecnica de Catalunya Terrassa, Barcelona, Spain*

Palabras Clave: Vortex beams, Focused Ultrasound; Ultrasonic lenses, Spiral gratings

ABSTRACT.
We report the optimal focusing of vortex acoustic beams by using flat lenses based on a Fresnel-spiral diffraction grating. The flat lenses are designed using a spiral-shaped Fresnel zone plate composed of various arms. The constructive and destructive interference of the diffracted waves by the spiral grating results in sharp focusing of acoustic energy, being the focal laws obtained in analogy with the Fresnel zone plate lenses. In addition, the number of arms determines the topological charge of the vortex, allowing the precise manipulation of the acoustic wave field by these flat lenses. The experimental results in the ultrasonic regime show excellent agreement with the theory and full-wave simulations. In addition, a comparison with a modified Archimedean spiral also showing vortex focusing is given. The results of this work may have potential applications as particle trapping devices, ultrasound therapy and imaging systems, or underwater acoustic transmitters.

RESUMEN.
Presentamos la focalización geométricamente óptima de vórtices acústicos empleando espirales de Fresnel. Estas rejillas de difracción combinan las excelentes propiedades de focalización de las lentes de Fresnel con las dislocaciones de fase producidas por estructuras con geometría espiral. Observamos experimentalmente en el rango ultrasónico que dichas lentes proporcionan un incremento de 170 veces la intensidad del haz en el foco, en excelente acuerdo con teoría y simulaciones. El sistema ofrece una configurable carga topológica aumentando el número de brazos de la espiral. Así se consigue controlar el ancho del vórtice proporcionando excelentes perspectivas para sistemas acústicos de manipulación de materia.

1. INTRODUCCIÓN

La interacción de las ondas con la materia es uno de los fenómenos más interesantes e intensamente estudiados desde el punto de vista teórico y aplicado en la física de ondas. Los efectos mecánicos de las ondas sobre la materia están relacionados con sus momentos lineales y angulares, dos de las propiedades fundamentales de las ondas. Curiosamente, los campos de onda con dislocaciones de fase, también llamadas "dislocaciones de tornillo" por su carácter helicoidal [1], transportan momento angular orbital (OAM) que es capaz de crear un par asociado a la transferencia de momento. En particular, los haces helicoidales o de vórtice, es decir, haces con una singularidad de fase en su eje, transportan momento lineal y angular y ofrecen posibilidades únicas para interactuar con la materia. En óptica, al explotar estos conceptos se han desarrollado tecnologías avanzadas para manipulación de partículas coloidales sin contacto como trampas ópticas, pinzas, clasificación, cromatografía y reología, entre otras [2]. En acústica, la transferencia de OAM a objetos sólidos mediante procesos de reflexión o absorción conduce a la generación de pares en objetos macro y microscópicos [3-6]. Además, los haces de vórtice permiten la generación de fuerzas de radiación acústica negativas sobre las partículas y, por lo tanto, este tipo de vórtices acústicos han recibido recientemente un interés creciente debido principalmente a sus aplicaciones prácticas directas en sistemas de captura y manipulación de partículas. Las pinzas acústicas [7-9] o los transmisores subacuáticos [10] se han diseñado mediante el uso de estos fenómenos.

Los haces de vórtice se pueden representar mediante un frente de onda de haz con una dependencia de fase de $e^{il\phi}$ siendo ϕ el ángulo acimutal y l la carga topológica, respectivamente. La carga topológica del vórtice se ha relacionado con la eficiencia en la transferencia de movimiento [5]. Por lo tanto, para producir pares de torsión de gran amplitud, el frente de onda del haz debe focalizarse de forma precisa conservando las dislocaciones de tornillo del vórtice y controlando la carga topológica. Los vórtices acústicos se pueden focalizar mediante el uso de dispositivos activos como matrices de fase, de hecho, se ha reportado la propagación no lineal incluyendo ondas de choque en vórtices [11,12]. Sin embargo, el número de fuentes activas independientes requeridas del sistema activo crece con la carga topológica del vórtice, es decir, el número de giros de fase completos en un giro polar aumenta la complejidad del sistema, su electrónica y su coste. Por lo tanto, se han propuesto medios pasivos para superar estos problemas. Por un lado, se ha propuesto la generación de vórtices acústicos usando medios pasivos mediante placas de fase [13], explotando el efecto fotoacústico [14] o usando fuentes helicoidalmente deformadas [15]. Por otro lado, se han utilizado metamateriales para generar vórtices utilizando estructuras planas y de tamaño menor que la longitud de onda [8,16-19], lo que permite una manipulación precisa de la fase transmitida mediante el uso de inclusiones resonantes locales.

Entre estas formas pasivas de generar vórtices acústicos, el uso de redes de difracción en espiral, en las que las interferencias constructivas y destructivas conducen a la formación de una fase helicoidal, se ha revelado como un enfoque simple y eficiente [20,21,30]. En el caso de una espiral de Arquímedes, el campo difractado conforma un frente de onda cónico que conduce a la formación de haces de Bessel de orden superior [20]. Una espiral divergente [23], es decir, una rejilla espiral donde la separación entre rendijas aumenta con cada vuelta, similar a la curva de Lottus, también genera un vórtice acústico, pero la energía se extiende sobre el eje y diverge sin producir una focalización eficiente. El enfoque del haz se puede producir mediante el uso de rejillas de difracción axisimétricas. Los ejemplos incluyen el uso de dispersores toroidales espaciados regularmente para obtener haces de Bessel de orden cero [22], dispersores de apertura optimizadas [25] o lentes de zonas de Fresnel (FZP) [26-28].

En este trabajo, presentamos el concepto de espiral de Fresnel [30], una espiral que combina las propiedades de enfoque de un FZP y la dislocación de fase de las rejillas de espirales, lo que permite la generación de haces de vórtices focalizados geométricamente óptimos. La interferencia constructiva entre las zonas abierta y cerrada en la rejilla, en analogía con la lente FZP, permite focalizar el haz, incrementando la intensidad del campo en el foco hasta 170 veces. La forma espiral de la rejilla conserva la helicidad, rotando la fase de las ondas difractadas y creando una dislocación de fase a lo largo del eje. Mostramos que estas rejillas de difracción en espiral de Fresnel producen un enfoque geométricamente óptimo de los haces si se compara con otras curvas espirales como la curva de Arquímedes de Fermat. En particular, estos sistemas ofrecen una carga topológica sintonizable del haz de vórtice mediante el uso de diferentes brazos en la red de difracción en espiral Fresnel, siendo la carga topológica igual al número de brazos.

2. DISEÑO DE LAS ESPIRALS DE FRESNEL

Comenzamos por la definición de la red de difracción en espiral Fresnel que consiste en un conjunto de anillos en espiral, llamados brazos, que se alternan entre opaco y transparente. De manera general, la rejilla de difracción en espiral Fresnel puede estar compuesta por M brazos. La posición de los anillos espirales opacos, es decir, la curva de espiral polar $r(\theta)$ del brazo m-ésimo en una rejilla de difracción hecha de M brazos viene dado por

$$r_m(\theta)^2 = \left[\sqrt{r_0^2 + F^2} + \left(\frac{M\theta}{2\pi} - m\right)\lambda\right]^2 - F^2, \tag{1}$$

donde F es la distancia focal, λ es la longitud de onda y $r_0^2 = (F+\lambda)^2 - F^2$ es la primera apertura. Nota que para el caso particular de un solo brazo ($M = m = 1$), la Ec. (1) reproduce la expresión clásica de una FZP si cada giro angular se sustituye por una secuencia discreta de anillos anulares, $\theta = 2n\pi$, es decir,

$$r(n)^2 = \left(\sqrt{r_0^2 + F^2} + n\lambda\right)^2 - F^2 \tag{2}$$

con $n \in \mathbb{N}$. Por tanto, la rejilla de difracción en espiral Fresnel puede entenderse como un FZP donde las líneas de rejilla están retorcidas en forma de espiral. En un FZP clásico, las ondas que irradian la placa de zona se difractan alrededor de las zonas opacas e interfieren constructivamente en el foco deseado. Sin embargo, en la rejilla espiral de Fresnel, las ondas difractadas desde ángulos opuestos presentan fase invertida debido a que la diferencia de trayectoria entre ambos haces es $\lambda / 2$, como se muestra esquemáticamente en la Fig. 1(ab). Luego, cuando el frente de onda converge al punto focal, la interferencia destructiva conduce a la generación de un haz "hueco" y focalizado.

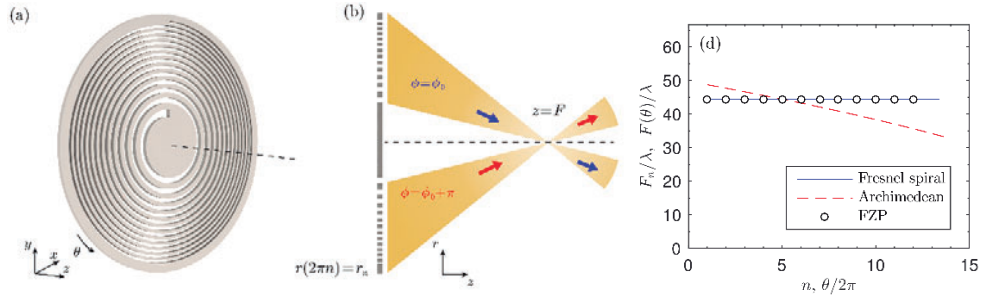


Figura 1. Esquema de una placa de zona espiral de Fresnel con *M = 1* brazos. (b) Sección transversal de la placa de la zona de Fresnel espiral en (*x* = 0) que muestra el perfil de la lente de Fresnel. (c) Curva polar para el diseño de la FZP (azul continuo) focalizando a *F* = 45 *λ*, espiral de Archimedean con *γ* = 0.5 (rojo discontinuo) y radio de los anillos FZP (círculos). (d) Focal geométrico calculado para la placa de la zona Fresnel-espiral (azul continuo), espiral de Archimedean con *γ* = 0.5 (rojo discontinuo), anillos FZP (círculos).

La figura 1 (c) muestra las curvas polares de una placa de zona en espiral de Fresnel que focaliza en $F = 45\lambda$ (línea continua azul). Observamos que hay una coincidencia perfecta con el radio de las áreas anulares de un anillo FZP equivalente (círculos abiertos) en $\theta = 2\pi n$. La focal geométrica de las ondas difractadas de una rejilla axisimétrica se puede calcular como

$$F_n^2 = \left(\frac{r_{n+1}^2 - r_n^2}{2\lambda} - \frac{\lambda}{2} \right)^2 - r_n^2. \quad (3)$$

Así, la figura 1 (d) muestra la focal geométrica de las ondas localmente difractadas por la espiral al establecer $r_n = r(\theta)$ y $r_{n+1} = r(\theta + 2\pi)$ para la placa de la zona Fresnel-espiral que se focaliza en $F = 45\lambda$. Podemos ver que para todas las áreas de la espiral Fresnel, es decir, para todos los giros, la focal geométrica permanece constante y coincide con la lente FZP equivalente. Para comparar con los diferentes perfiles en espiral utilizados en la literatura, hemos calculado y comparado la distribución geométrica y los puntos focales de una espiral de Arquímedes. Una curva en espiral de Arquímedes está dada por la curva polar

$$r(\theta) = \frac{a}{2\pi} \theta^{\gamma} \ , \quad (4)$$

donde a es la separación radial de las dispersiones anulares entre giros, es decir, el paso de rejilla radial, y γ es un exponente que define la tasa de crecimiento del paso de rejilla radial. La espiral de Arquímedes con $\gamma = 0.5$ (curva en espiral de Fermat), aparentemente coincide con la espiral de Fresnel, como se muestra en la Fig. 1 (c). Sin embargo, la espiral de Arquímedes produce fuertes variaciones de la posición focal de la mancha hueca (línea punteada roja en la Fig. 1 (c)), lo que provoca aberraciones en la focalización. Por lo tanto, el haz de vórtice focalizado producido por la rejilla espiral de Fresnel es geométricamente óptimo. Los resultados muestran que se debe prestar especial atención al diseño de rejillas de difracción utilizando las curvas de Arquímedes.

Para validar los diseños teóricos, se construyeron dos rejillas de espiral Fresnel para el régimen de ultrasonido, utilizando $M = 1$ y $M = 5$ brazos, ambos para una frecuencia de trabajo de $f = 2.220$ MHz, una distancia focal $F = 30$ mm, y una apertura de la fuente de $2R = 50$ mm. Las rejillas se fabricaron mediante técnicas de corte por láser en acero inoxidable, con una velocidad de sonido y densidad de $c_l = 5790$ m/s y 7480 kg/m^3. Consideramos la propagación en agua destilada desgasificada a 20º C, con una velocidad de sonido de $c_0 = 1490$ m/s y una densidad de 998 kg/m^3. La fuente fue excitada por una ráfaga de impulsos sinusoidales de 50 ciclos utilizando un generador de funciones (14 bits, 100 MS/s, modelo PXI5412, National Instruments) y un amplificador lineal (ENI 1040 L, 400 W, 55 dB, ENI, Rochester, NY) Las ondas de presión se registraron usando un hidrófono de aguja HNR 500 µm (Onda Corp., CA), y se usó un digitalizador (64 MS/s, modelo PXI5620, National Instruments). Se utilizó un sistema de microposicionamiento de tres ejes (OWIS GmbH, Alemania) para mover el hidrófono en tres direcciones ortogonales con una precisión de 10 µm, y un controlador NI8176 de National Instruments PXI para controlar todos los dispositivos. Las rejillas se montaron encima de la fuente plana piezoeléctrica como muestra Fig. 2 (a), a una distancia de $0.7 \approx \lambda$ mm, por lo tanto, esperamos observar pequeñas aberraciones en el rayo debido a las resonancias de la cavidad.

3. VÓRTICES FOCALIZADOS

Suponiendo que el material sólido de la espiral es un área opaca perfecta, el campo transmitido se puede estimar teóricamente mediante la integral de difracción Rayleigh-Sommerfeld [20]. Los campos acústicos obtenidos teórica y experimentalmente se muestran en la Fig. 2(b). El acuerdo perfecto se observa en la distribución de campo. Debido al contraste de

impedancia relativamente bajo entre la placa de acero y el agua, las ondas en el experimento pueden propagarse en la mayor parte de la placa.

Por lo tanto, desarrollamos una simulación numérica de onda completa utilizando el método de dominio de tiempo pseudo-espectral con un corrector en el espacio *k* (*k*-space) [29], cuyos resultados también se muestran en la Fig. 2. Se obtuvo una excelente concordancia entre la teoría y la simulación, lo que sugiere que el contraste de impedancia del acero / agua es suficiente para generar efectos de difracción. La distribución axial de la intensidad acústica se muestra en la Fig. 2 (c), mostrando un incremento de la intensidad total de 170 veces con respecto a la intensidad de la fuente (22,3 dB). Se encontró un excelente acuerdo entre todos los métodos. Las distribuciones de sección transversal de campo se dan en la figura 2 (d-g). Primero, la fase del campo (d, e) muestra la característica dislocación del tornillo, con una carga topológica de $M = 1$. La magnitud del campo (f, g) muestra claramente el nulo en el eje característico del haz de vórtice altamente focalizado. Se observan algunos lóbulos laterales debido a los efectos de difracción.

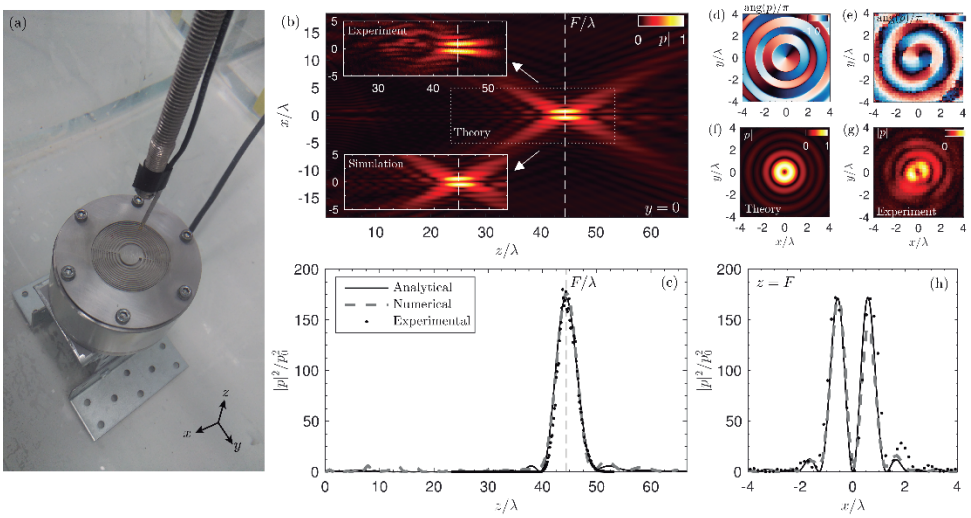


Figura 2. (a) Fotografía de la configuración para la rejilla espiral de Fresnel con *M* = 1. (b) Sección transversal de campo teórica, experimental y simulada en el plano y = 0. La focal geométrica se muestra con la línea punteada. (c) Distribución axial de la intensidad medida en y = 0, *x* = 0.58 *λ* . Distribuciones de campo transversales teóricas y experimentales a *z* = *F*, (d, e) fase, (f, g) magnitud. (h) Distribución de intensidad transversal medida a *y* = 0 y *z* = *F*.

4. VÓRTICES DE ALTA CARGA TOPOLÓGICA

La figura 3 muestra los resultados correspondientes para el caso de una placa espiral de carga topológica superior. La configuración experimental se muestra en la Fig. 3 (a), mientras que el campo medido se muestra en la Fig. 3(b). Observamos que para vórtices de carga de alta topología la estructura diseñada focaliza eficientemente mientras que el nulo en el punto focal se ensancha. La distribución de intensidad, Fig. 3 (c), muestra que la ganancia del sistema disminuye con la carga topológica: el área cubierta por el foco toroidal es mayor, por lo que la densidad de energía disminuye.

Esto se observa con más detalle en el campo transversal que se muestra en la figura 3 (d), mientras que la información espacial se da en los mapas (e-j). Las distribuciones de campo transversal muestran la característica estructura en forma de anillo de los haces de Bessel de

alto orden. Se observa una dislocación de tornillo en el eje, con un nulo del campo en el eje. La carga topológica del vórtice, que se puede medir a partir de las distribuciones de fase (f, h, j), corresponde al número de brazos de la espiral, $M = 5$.

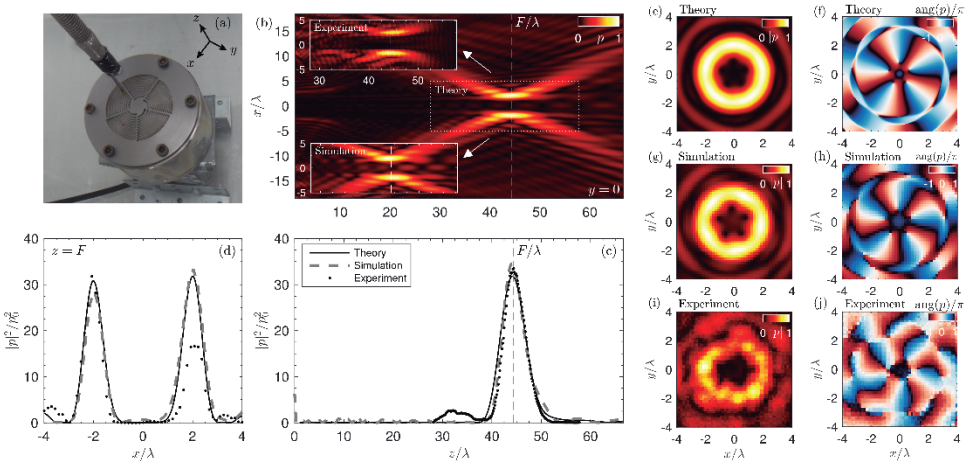


Figura 3. (a) Fotografía de la configuración de $M = 5$ Fresnel espiral de rejilla. (b) Sección transversal de campo teórica, experimental y simulada en el plano $y = 0$. (c) Distribución axial de la intensidad medida en $y = 0$, $x = 2.03\,\lambda$. (d) Distribución transversal medida a $z = F$, $y = 0$. Distribuciones de campo transversales teóricas, simuladas y experimentales a $z = F$, (e, g, i) magnitud, (f, h, j) fase.

5. CONCLUSIONES

En conclusión, en este trabajo hemos demostrado que la curva en espiral de Fresnel es la estructura geométricamente óptima para diseñar redes de difracción binarias que producen un vórtice focalizados. Los diseños han sido validados experimentalmente utilizando ondas acústicas en el régimen de ultrasonido, donde se ha encontrado un excelente acuerdo entre teoría, simulaciones y experimentos. Las placas diseñadas permiten una alta focalización acústica, mientras que la carga topológica del haz de vórtice se puede relacionar directamente con la cantidad de brazos de la espiral de Fresnel. Los resultados que se presentan en este documento allanan el camino para construir sistemas de interacción de onda-materia utilizando dispositivos simples y pasivos, como los necesarios para construir sistemas de manipulación y captura de partículas acústicas.

Agradecimientos

Este trabajo ha sido financiado por el Ministerio de Economía e Innovación de España (MINECO) y la Unión Europea FEDER a través del proyecto FIS2015-65998-C2-1 y FIS2015-65998-C2-2, y por la Generalitat Valenciana a través del contrato APOSTD/2017/042 y las subvenciones para la realización de proyectos de I+D+i desarrollados por grupos de investigación emergentes GV/2018/011.

Referencias

[1] J. Nye and M. Berry, Proceedings of the Royal Society of London A, Vol. 336, pp. 165–190. (1974)
[2] D. G. Grier, Nature 424, 810 (2003).
[3] K. Volke-Sepúlveda, A. O. Santillán, and R. R. Boullosa, Phys. Rev. Lett. 100, 024302 (2008).
[4] A. Anh€auser, R. Wunenburger, and E. Brasselet, Phys. Rev. Lett. 109, 034301 (2012).
[5] C. Demore, Z. Yang, A. Volovick, S. Cochran, M. P. MacDonald, and G. C. Spalding, Phys. Rev.Lett. 108, 194301 (2012).
[6] Z. Hong, J. Zhang, and B. W. Drinkwater, Phys. Rev. Lett. 114, 214301 (2015).