

¿CONFINA EL ESPACIO LIBRE A LAS ONDAS Y LAS PARTÍCULAS? ^a

CAN FREE SPACE CONFINE WAVES AND PARTICLES?

ROMÁN CASTAÑEDA^{b*}

Recibido 07-04-2022, aceptado 05-08-2022, versión final 22-08-2022

Artículo Investigación

RESUMEN: En física no-relativística, el espacio libre es considerado desde una perspectiva Newtoniana, es decir, como un escenario uniforme e isotrópico que no interviene en el comportamiento de los entes físicos. En este contexto, la interferencia y la difracción son descritas por la superposición de funciones de onda, lo cual aporta una explicación fenomenológica de esos comportamientos para las ondas, pero sólo provee una estrategia matemática de predicción para las partículas. Se muestra a continuación que la elaboración de una explicación fenomenológica de estos comportamientos, basada en un único principio, conduce a considerar el espacio libre como un ente físico que confina la energía de las ondas y las partículas en pozos Lorentzianos espacialmente estructurados por un potencial geométrico, el cual es activado por una condición de no-localidad preparada sobre la máscara de interferencia. Si esta condición es suficientemente fuerte, los pozos de confinamiento estarán espacialmente entrelazados. También se muestra que difracción e interferencia son términos que denotan modulaciones de confinamiento en diferentes regiones de la banda de frecuencias espaciales. Este desarrollo es puramente teórico, respaldado por modelamiento numérico y reproduce de manera precisa los resultados de experimentos reportados por otros autores.

PALABRAS CLAVE: Interferencia; difracción; confinamiento; potencial geométrico; entrelazamiento espacial.

ABSTRACT: In non-relativistic physics, free space is considered from a Newtonian perspective, that is, as a uniform and isotropic scenario that cannot affect the behavior of physical entities propagating in it. In this context, interference and diffraction are described by the superposition of wave functions that provides a phenomenological explanation in case of waves, but only gives a mathematical prediction strategy for particles. In this paper, it is shown that the development of a phenomenological explanation of both behaviors, based on a unique and the same principle, leads to consider free space as a physical entity that confines the wave energy and the particles in Lorentzian wells, spatially structured by a geometric potential which is activated by a prepared non-locality condition at the interference mask. If this condition is strong enough, the wells become spatially entangled. It is also shown that diffraction and interference are terms that denote confinement modulations in different regions of the spatial frequency band. This development is purely theoretical, supported by numerical modeling and accurately reproduces the results of well-known experiments.

KEYWORDS: interference; diffraction; confinement; geometric potential; spatial entanglement.

^aCastañeda, R. (2023). ¿Confinar el espacio libre a las ondas y partículas?. *Rev. Fac. Cienc.*, 12 (1), 24–46. DOI: <https://doi.org/10.15446/rev.fac.cienc.v12n1.102032>

^bProfesor Titular, Escuela de Física, Universidad Nacional de Colombia, Sede Medellín

* Autor para correspondencia: rcastane@unal.edu.co

1. CONCEPTOS FUNDAMENTALES

Es ampliamente aceptado que la propagación en espacio libre de campos ópticos y electromagnéticos está representada matemáticamente por la Ecuación Clásica de Ondas, mientras que la de partículas materiales no-relativísticas lo está por de la Ecuación de Schrödinger con potencial aplicado nulo (Born & Wolf, 1993; Feynman *et al.*, 1965). La componente espacial de ambas ecuaciones es la Ecuación de Helmholtz (Born & Wolf, 1993; Feynman *et al.*, 1965)

$$\nabla^2 \psi(\mathbf{r}) = -k^2 \psi(\mathbf{r}), \quad (1)$$

cuyas soluciones son funciones propias del operador laplaciano con valor propio $-k^2$, donde $k = \omega/c$ para ondas de frecuencia ω , siendo c la velocidad de propagación de la luz en el vacío, y $k = p/\hbar$ para partículas de momentum p , siendo $\hbar = h/2\pi$ y h la constante de Planck. La forma matemática exacta (no-paraxial) de estas funciones propias en un plano de coordenadas \mathbf{r} (en adelante denominado el plano S) puede expresarse en términos de la expansión:

$$\psi(\mathbf{r}) = \int_E d^2\xi \psi(\xi) t(\xi) \Theta(\xi, \mathbf{r}, \mathbf{z}, k) \quad (2)$$

sobre la base ortogonal de funciones propias del operador Laplaciano con valor propio $-k^2$ (Castañeda *et al.*, 2020),

$$\Theta(\xi, \mathbf{r}, \mathbf{z}, k) = -i \left(\frac{k}{4\pi} \right) \frac{z + |\mathbf{z} + \mathbf{r} - \xi|}{|\mathbf{z} + \mathbf{r} - \xi|^2} \exp(ik|\mathbf{z} + \mathbf{r} - \xi|), \quad (3)$$

obtenidas al resolver la ecuación (1) con base en el Teorema de Green (Arfken, 1970), bajo las condiciones de frontera de Kirchhoff (Born & Wolf, 1993). El coeficiente de la expansión en la ecuación (2) determina las condiciones de frontera para la propagación desde el plano E , de coordenadas ξ , al plano S separado una distancia z . Tales condiciones de frontera son especificadas por la función propia $\psi(\xi)$ en el plano E y la función de transmisión $t(\xi) = |t(\xi)| \exp(i\phi(\xi))$ de una máscara ubicada en dicho plano. La ecuación (3) indica que las funciones de Green para la propagación, $\Theta(\xi, \mathbf{r}, \mathbf{z}, k)$, son funciones escalares tridimensionales, geométricas y determinísticas, definidas en el volumen delimitado por los planos E y S , que constituyen un kernel exacto, no-paraxial, para la expansión (Castañeda *et al.*, 2020). Tales funciones le confieren el significado geométrico $k = 2\pi/\lambda$ al valor propio del Laplaciano, con λ la longitud en la que su coeficiente armónico evoluciona en 2π . De esta manera, una onda se propagará siguiendo la geometría de las funciones de Green sólo si su frecuencia ω satisface la condición $\omega\lambda = 2\pi c$, mientras que una partícula material lo hará sólo si su momentum p cumple la condición $p\lambda = h$, conocida como Fórmula de De Broglie (Feynman *et al.*, 1965). Desde esta perspectiva, la longitud λ constituye una métrica del espacio introducida por las funciones de Green, que acopla la propagación de las ondas y las partículas a la condición geométrica del espacio que dichas funciones establecen (Castañeda, 2016).

Esta descripción convencional de la propagación en espacio libre (Born & Wolf, 1993; Feynman *et al.*, 1965) condujo, sin embargo, a una explicación inesperada de la interferencia (Castañeda, 2016):

La causa necesaria y suficiente para la interferencia tanto de la luz como de la materia es la interacción entre cada emisor puntual real y los emisores puntuales virtuales, distribuidos en el plano de entrada de la etapa de realización del experimento en el interferómetro.

En este artículo se discutirá en detalle el significado físico de dicha interacción. Con tal fin, se mostrará que el espacio libre no es un ente Newtoniano, es decir, un escenario pasivo, uniforme e isotrópico para la propagación, donde la interferencia se debe exclusivamente a propiedades de las funciones de onda, ya sean estas ópticas, electromagnéticas o cuánticas. Por el contrario, el espacio libre interviene significativamente en la interferencia, configurando pozos Lorentzianos que confinan la energía de las perturbaciones ondulatorias y la densidad de las partículas asociadas a los emisores puntuales reales. Por su parte, los emisores puntuales virtuales aportan un potencial geométrico que modula espacialmente al pozo Lorentziano, determinando en su volumen una distribución espacialmente estructurada de regiones de confinamiento. Así, cuando la energía de las ondas o la densidad de partículas llenan dichas regiones de confinamiento, la sección transversal del pozo Lorentziano espacialmente estructurado en el plano de detección conformará lo que denominamos patrón de interferencia.

En este análisis se emplearán directamente los resultados matemáticos de Castañeda (2016) sin incluir explícitamente las deducciones que allí se realizaron. En la sección 2 se mostrará cómo se establece el confinamiento espacialmente estructurado en los pozos Lorentzianos, lo cual, en la sección 3, permitirá especificar la interacción entre emisores puntuales reales y virtuales en términos del confinamiento de las partículas y de la energía de las ondas, así como dilucidar una antigua discusión sobre el significado de los términos interferencia y difracción (Feynman *et al.*, 1965) en la sección 4. Las conclusiones serán presentadas en la sección .

2. CONFINAMIENTO ESPACIALMENTE ESTRUCTURADO

Los detectores convencionales para medir distribuciones de energía luminosa o densidades de partículas que llegan a un plano dado se denominan "de módulo cuadrado" porque, en lugar de dar cuenta de los valores complejos de la función propia $\psi(\mathbf{r})$, solo pueden registrar los valores reales y positivos $|\psi(\mathbf{r})|^2 = \psi(\mathbf{r})\psi^*(\mathbf{r})$ que describen la distribución de irradiancia de las ondas o la densidad de probabilidad cuántica de las partículas que arriban al detector. Así, de acuerdo con la ecuación (2), el patrón registrado por un detector de módulo cuadrado dispuesto en el plano S de un interferómetro, podrá expresarse como

$$|\psi(\mathbf{r}_A)|^2 = \int_E \int_E d^2\xi_A d^2\xi_D \omega(\xi_+, \xi_-) \tau(\xi_+, \xi_-) \Phi(\xi_+, \xi_-, \mathbf{r}_A, \mathbf{z}, k), \quad (4)$$

donde $\omega(\xi_+, \xi_-) = \psi(\xi_+) \psi^*(\xi_-)$, $\tau(\xi_+, \xi_-) = t(\xi_+) t^*(\xi_-)$ y

$$\Phi(\xi_+, \xi_-, \mathbf{r}_A, \mathbf{z}, k) = \Theta(\xi_+, \mathbf{r}_A, \mathbf{z}, k) \Theta^*(\xi_-, \mathbf{r}_A, \mathbf{z}, k). \quad (5)$$

Para caracterizar los barridos independientes de las integrales multiplicadas en la ecuación (4) se introdujeron las coordenadas reducidas $\xi_{\pm} = \xi_A \pm \xi_D/2$, que identifican unívocamente parejas de puntos en el plano

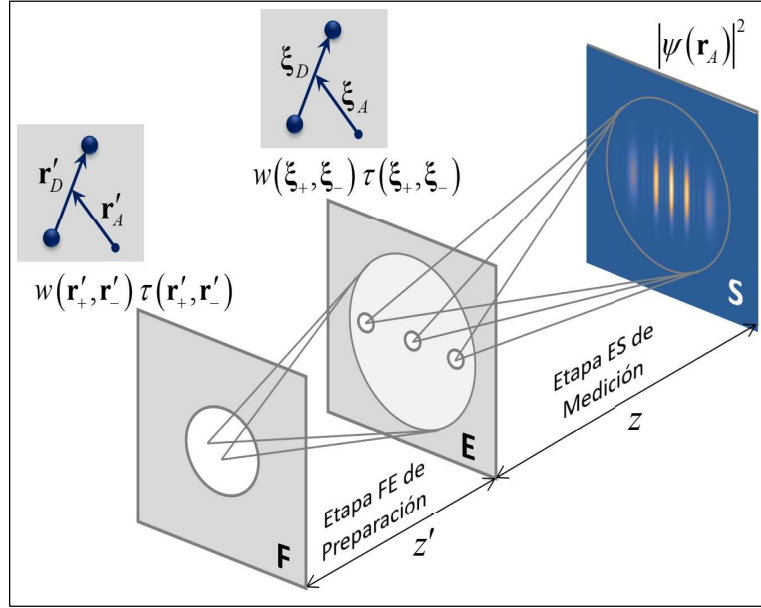


Figura 1: Diagrama conceptual de un montaje para interferencia o difracción en la configuración P & M (Preparación y Medición).

La fuente de ondas o de partículas se ubica en el plano F . La máscara o dispositivo para interferencia o difracción se ubica en el plano E y el detector se ubica en el plano S . Los recuadros cercanos a los planos F y E especifican las coordenadas reducidas para pares de puntos en dichos planos. Se indican las funciones de interés en cada plano, las cuales se explican en el texto. Fuente: Elaboración propia.

E , separadas por el vector ξ_D y cuyo punto medio está ubicado en la posición ξ_A , Figura 1.

De esta manera, las funciones $\omega(\xi_+, \xi_-)$, $\tau(\xi_+, \xi_-)$ y $\Phi(\xi_+, \xi_-, \mathbf{r}_A, \mathbf{z}, k)$ están definidas para parejas de puntos en las posiciones ξ_{\pm} del plano E y, en ese sentido involucran *no-localidad*. En efecto, $\omega(\xi_+, \xi_-)$ y $\tau(\xi_+, \xi_-)$ se han llamado respectivamente la *función de no-localidad preparada* en el plano E y la *función de transmisión no-local* correspondiente a ese plano. De la ecuación (3) se sigue que el kernel no-local de la ecuación (4) toma la forma

$$\Phi(\xi_+, \xi_-, \mathbf{r}_A, \mathbf{z}, k) = \left(\frac{k}{4\pi}\right)^2 \left(\frac{z + |\mathbf{z} + \mathbf{r}_A - \xi_+|}{|\mathbf{z} + \mathbf{r}_A - \xi_+|^2}\right) \left(\frac{z + |\mathbf{z} + \mathbf{r}_A - \xi_-|}{|\mathbf{z} + \mathbf{r}_A - \xi_-|^2}\right) \times \exp(ik|\mathbf{z} + \mathbf{r}_A - \xi_+| - ik|\mathbf{z} + \mathbf{r}_A - \xi_-|). \quad (6)$$

La preparación de $\omega(\xi_+, \xi_-)$ se justifica en el hecho de que sus valores se pueden especificar y controlar experimentalmente adicionando una etapa previa al interferómetro, usualmente denominada etapa de preparación, ubicando apropiadamente un tercer plano F , anterior al plano E a una distancia z' , Figura 1. La etapa consecutiva, delimitada por los planos E y S , se denomina etapa de medición y se dice que el interferómetro tiene una configuración P&M (Preparación - Medición), Figura 1.

Se supone entonces que las ondas o las partículas son emitidas por una fuente efectiva plana, ubicada en el

plano F , y su propagación hasta el plano E se describe mediante ecuaciones similares a las ecuaciones (2) y (3), esto es

$$\Psi(\xi) = \int_F d^2 r' \Psi(\mathbf{r}') t(\mathbf{r}') \Theta(\mathbf{r}', \xi, \mathbf{z}', k), \quad (7)$$

donde $\Psi(\mathbf{r}')$ es la función propia del operador Laplaciano de la ecuación (1) en el plano F y $t(\mathbf{r}') = |t(\mathbf{r}')| \exp(i\phi(\mathbf{r}'))$ es la función de transmisión compleja de dicho plano, mientras que

$$\Theta(\mathbf{r}', \xi, \mathbf{z}', k) = -i \left(\frac{k}{4\pi} \right) \frac{z' + |\mathbf{z}' + \xi - \mathbf{r}'|}{|\mathbf{z}' + \xi - \mathbf{r}'|} \exp(ik|\mathbf{z}' + \xi - \mathbf{r}'|) \quad (8)$$

es la función de Green definida en el volumen de la etapa preparación del interferómetro. Por lo tanto, de la ecuación (7) se sigue que la función de no-localidad preparada en el plano E puede expresarse como

$$\omega(\xi_+, \xi_-) = \int_F \int_F d^2 r'_A d^2 r'_D \omega(\mathbf{r}'_+, \mathbf{r}'_-) \tau(\mathbf{r}'_+, \mathbf{r}'_-) \Phi(\mathbf{r}'_+, \mathbf{r}'_-, \xi_+, \xi_-, \mathbf{z}', k), \quad (9)$$

con $\omega(\mathbf{r}'_+, \mathbf{r}'_-) = \Psi(\mathbf{r}'_+) \Psi^*(\mathbf{r}'_-)$ la función de no-localidad que involucra las propiedades físicas y estadísticas de la fuente efectiva en pares de puntos del plano F , especificados por las coordenadas reducidas $\mathbf{r}'_{\pm} = \mathbf{r}'_A \pm \mathbf{r}'_D/2$, donde \mathbf{r}'_A y \mathbf{r}'_D son, respectivamente, la posición del punto medio entre la pareja considerada y su vector de separación, Figura 1. Además, $\tau(\mathbf{r}'_+, \mathbf{r}'_-) = t(\mathbf{r}'_+) t^*(\mathbf{r}'_-)$ es la función de transmisión no-local para la pareja de puntos \mathbf{r}'_{\pm} , y el kernel no-local $\Phi(\mathbf{r}'_+, \mathbf{r}'_-, \xi_+, \xi_-, \mathbf{z}', k) = \Theta(\mathbf{r}'_+, \xi_+, \mathbf{z}', k) \Theta^*(\mathbf{r}'_-, \xi_-, \mathbf{z}', k)$ toma la forma

$$\begin{aligned} \Phi(\mathbf{r}'_+, \mathbf{r}'_-, \xi_+, \xi_-, \mathbf{z}', k) &= \left(\frac{k}{4\pi} \right)^2 \left(\frac{z' + |\mathbf{z}' + \xi_+ - \mathbf{r}'_+|}{|\mathbf{z}' + \xi_+ - \mathbf{r}'_+|^2} \right) \left(\frac{z' + |\mathbf{z}' + \xi_- - \mathbf{r}'_-|}{|\mathbf{z}' + \xi_- - \mathbf{r}'_-|^2} \right) \\ &\times \exp(ik|\mathbf{z}' + \xi_+ - \mathbf{r}'_+| - ik|\mathbf{z}' + \xi_- - \mathbf{r}'_-|). \end{aligned} \quad (10)$$

Es importante notar que, para fuentes de ondas o partículas carentes de propiedades no locales, es decir, fuentes incoherentes, se cumple que $\omega(\mathbf{r}'_+, \mathbf{r}'_-) = 0$ para todo $\mathbf{r}'_D \neq 0$ y la ecuación (9) se reduce a

$$\omega(\xi_+, \xi_-) = \int_F d^2 r'_A |\Psi(\mathbf{r}'_A)|^2 |t(\mathbf{r}'_A)|^2 \Phi(\mathbf{r}'_A, \xi_+, \xi_-, \mathbf{z}', k), \quad (11)$$

donde el coeficiente $|\Psi(\mathbf{r}'_A)|^2 |t(\mathbf{r}'_A)|^2$ describe la emisión de perturbaciones ondulatorias o partículas singulares en cada punto individual \mathbf{r}'_A de la fuente efectiva. En efecto, $|\Psi(\mathbf{r}'_A)|^2$ describe la distribución de irradiancia (Born & Wolf, 1993) en cada punto de la fuente efectiva, como también la densidad de probabilidad cuántica (Feynman *et al.*, 1965) de las partículas localmente emitidas por dicha fuente, mientras que $0 \leq |t(\mathbf{r}'_A)|^2 \leq 1$ es la transmitancia local de la fuente efectiva. Es decir, la no-localidad de la fuente efectiva no es una condición necesaria para preparar no-localidad en el plano E . De hecho, la ecuación (11) indica

que la geometría del kernel no-local $\Phi(\mathbf{r}'_A, \xi_+, \xi_-, \mathbf{z}', k)$ es la responsable de la preparación de la función de no-localidad en el plano E . Este profundo significado geométrico de la preparación de la no-localidad no se altera si consideramos fuentes parcial o completamente coherentes, para las cuales $\omega(\mathbf{r}'_+, \mathbf{r}'_-)$ toma valores no-nulos para $\mathbf{r}'_D \neq 0$, pues dichos valores sólo activan modos del kernel no-local correspondientes a las parejas de puntos \mathbf{r}'_{\pm} involucrados.

El confinamiento espacialmente estructurado describe la interferencia que ocurre en la etapa de medición del interferómetro. Para evidenciar sus propiedades es útil separar las contribuciones locales, aportadas por puntos individuales en el plano E , de las no-locales, aportadas por las parejas de puntos en dicho plano. Con tal fin, se introduce la función adimensional $1 \equiv \delta(\xi_D) + [1 - \delta(\xi_D)]$ en el integrando de la ecuación (4), con $\delta(\xi_D)$ la función delta de Dirac. Esto conduce a

$$|\Psi(\mathbf{r}_A)|^2 = \int_E d^2\xi_A |\Psi(\xi_A)|^2 |t(\xi_A)|^2 \Phi(\xi_A, \mathbf{r}_A, \mathbf{z}, k) + 2 \int_E \int_{\xi_D \neq 0}^E \{d^2\xi_A d^2\xi_D |\omega(\xi_+, \xi_-)| |\tau(\xi_+, \xi_-)| \text{Re}[\Phi(\xi_+, \xi_-, \mathbf{r}_A, \mathbf{z}, k) \exp[i\alpha(\xi_+, \xi_-) + i\beta(\xi_+, \xi_-)]]\} \quad (12)$$

De la ecuación (6) se sigue que el kernel del primer término de la ecuación (12) es la función real y positiva

$$\Phi(\xi_A, \mathbf{r}_A, \mathbf{z}, k) = \left(\frac{k}{4\pi}\right)^2 \left(\frac{z + |\mathbf{z} + \mathbf{r}_A - \xi_A|}{|\mathbf{z} + \mathbf{r}_A - \xi_A|^2}\right)^2. \quad (13)$$

Las fases $\alpha(\xi_+, \xi_-)$ y $\beta(\xi_+, \xi_-) = \phi(\xi_+) - \phi(\xi_-)$ en el integrando del segundo término de la ecuación (12) son aportados respectivamente por la función de no-localidad y por la función de transmisión no-local en el plano E , las cuales a su vez cumplen las simetrías $\omega(\xi_+, \xi_-) = \omega^*(\xi_-, \xi_+)$ y $\tau(\xi_+, \xi_-) = \tau^*(\xi_-, \xi_+)$, simetría que también se presenta en el kernel $\Phi(\xi_+, \xi_-, \mathbf{r}_A, \mathbf{z}, k) = \Phi^*(\xi_-, \xi_+, \mathbf{r}_A, \mathbf{z}, k)$. De ahí que, cuando se asocian los valores del integrando para los dos grados de libertad en orientación del vector de separación ξ_D , se obtiene la parte real, denotada como Re en la ecuación (12).

Los dos términos de la ecuación (12) son reales, pero el primero sólo toma valores positivos mientras que el segundo toma valores positivos y negativos. No obstante, su suma sólo puede tomar valores positivos. Además, la ley de conservación $\int_S d^2r_A |\Psi(\mathbf{r}_A)|^2 = \int_E d^2\xi_A |\Psi(\xi_A)|^2 |t(\xi_A)|^2$ conduce de manera directa a $\int_S d^2r_A \Phi(\xi_A, \mathbf{r}_A, \mathbf{z}, k) = 1$ y $\int_E d^2r_A \Phi(\xi_+, \xi_-, \mathbf{r}_A, \mathbf{z}, k) = 0$.

Por último, si $\omega(\xi_+, \xi_-) = 0$ para todo $\xi_D \neq 0$, entonces la ecuación (12) se reduce a

$$|\Psi(\mathbf{r}_A)|^2 = \int_E d^2\xi_A |\Psi(\xi_A)|^2 |t(\xi_A)|^2 \Phi(\xi_A, \mathbf{r}_A, \mathbf{z}, k). \quad (14)$$

Estos resultados indican que el primer término de la ecuación (12) es directamente registrable por el detector de módulo cuadrado ubicado en el plano S , pero el segundo término no lo es, de manera que el efecto físico de este término sólo se evidencia cuando se adiciona al primero. Debe notarse además que la ecuación

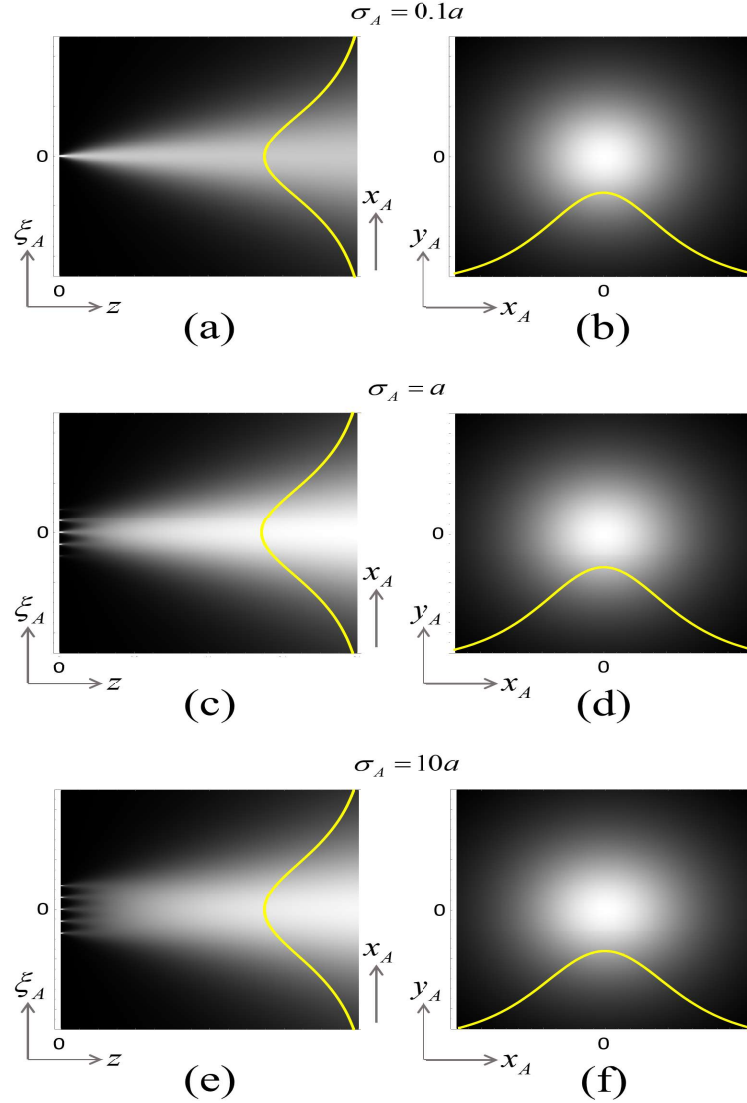


Figura 2: Secciones axial (columna de la izquierda) y transversal a la distancia z correspondiente al borde derecho de la sección axial (columna de la derecha) para un arreglo de cinco pozos Lorentzianos, formalizados en la ecuación (14). Los vértices de los pozos están dispuestos en un arreglo unidimensional regular de espaciamiento a , con $|\Psi(\xi_A)|^2 |t(\xi_A)|^2 = \exp\left(-|\xi_A|^2 / 2\sigma_A^2\right)$. Este coeficiente opera como un filtro de pozos, de suerte que en (a), (b) la gaussiana es tan estrecha que elimina todos los pozos excepto el central; en (c), (d) la gaussiana se ensancha lo suficiente para incluir tres pozos y, prácticamente eliminar los dos de los extremos; y en (e), (f) la gaussiana es tan amplia que incluye todos los pozos con valores significativos en sus vértices. Los grafos muestran que los pozos solapados no presentan modulaciones espaciales de interferencia y, a una distancia apropiada, la sección transversal del solapamiento tiene el perfil Lorentziano de un pozo único. Fuente: Elaboración propia.

(13) indica que el kernel de la ecuación (14) no es una función armónica y, por lo tanto, no describe la propagación de ondas o partículas entre los planos E y S en términos de frentes onda.

Las gráficas de la Figura 2 indican que el kernel de la ecuación (14), definido en la ecuación 13, describe conos de sección transversal Lorentziana, con vértices en cada punto específico ξ_A del plano E y bases que encierran todos los puntos \mathbf{r}_A del área de detección en el plano S . El máximo principal del perfil Lorentziano indica que, tanto la distribución de irradiancia de las ondas como la densidad de las partículas materiales que emergen del vértice del cono, descritas por el coeficiente $|\Psi(\xi_A)|^2 |t(\xi_A)|^2$, se concentran preferencialmente alrededor del eje del cono a lo largo de su propagación hacia el plano S . Esta particularidad geométrica revela que el kernel $\Phi(\xi_A, \mathbf{r}_A, \mathbf{z}, k)$ describe un pozo Lorentziano que confina transversalmente la energía de las ondas y las partículas que emergen de su vértice.

Debe subrayarse que este pozo Lorentziano es la respuesta natural del espacio frente a la propagación de ondas y partículas, puesto que está determinado por las funciones de Green definidas en el volumen delimitado por los planos E y S . Debido al confinamiento transversal, los atributos geométricos del espacio libre en interferencia no son Newtonianos. Así mismo, la Figura 2 ilustra que el solapamiento de pozos Lorentzianos no produce las modulaciones espaciales que caracterizan a los patrones de interferencia. Esto confirma, por un lado, la tesis expuesta en Castañeda (2016) de que la superposición de ondas no sería el principio fundamental de la interferencia y, por otro, indica que las ondas y partículas que emergen del vértice de un pozo permanecen confinados en él a pesar de su solapamiento con otros pozos. Es decir, la noción de interacción no es aplicable entre pozos Lorentzianos.

El segundo término de la ecuación (12) es entonces indispensable para producir las modulaciones espaciales propias de la interferencia. Este término requiere que la no-localidad preparada en el plano E sea no-nula en regiones extendidas de dicho plano, que incluyan parejas de puntos determinadas por la función de transmisión no-local, de modo que el coeficiente $|\omega(\xi_+, \xi_-)| |\tau(\xi_+, \xi_-)|$ sea no-nulo. Sin embargo, como lo demuestran los experimentos de interferencia con partículas singulares (De Martini *et al.*, 1994; Frabboni *et al.*, 2012; Juffmann *et al.*, 2012; Bach *et al.*, 2013; Matteucci *et al.*, 2013; Castañeda *et al.*, 2016a; Castañeda *et al.*, 2016b), este requerimiento de no-localidad no implica que simultáneamente haya partículas (o incluso, perturbaciones ondulatorias) en ambos puntos de una pareja considerada.

Adicionalmente, en estos experimentos, las realizaciones individuales son disjuntas. Una realización individual comienza con la emisión de la partícula singular en la fuente y termina con su registro en el detector, de modo que en cada realización individual sólo hay una única partícula moviéndose en el interferómetro. Cuando se afirma que estas realizaciones individuales son disjuntas, se indica que cada partícula singular no está conectada en modo alguno con la partícula precedente ni afecta el comportamiento de las partículas subsecuentes. Por lo tanto, la no-localidad en el plano E no podría ser atribuida a propiedades físicas o estadísticas de las ondas o las partículas, sino que debería ser considerada como un atributo puramente espacial, que modula la geometría de cada pozo Lorentziano, convirtiéndolo en un pozo espacialmente estructurado.

Dicha modulación es aportada por los modos del kernel no-local $\Phi(\xi_+, \xi_-, \mathbf{r}_A, \mathbf{z}, k)$, activados por la no-localidad en el plano E , los cuales son reorientados espacialmente en el volumen delimitado por los planos E y S por las fases $\alpha(\xi_+, \xi_-)$ y $\beta(\xi_+, \xi_-)$. La Figura 3 ilustra la geometría moduladora, con fases nulas, del kernel no-local para diferentes conjuntos de puntos en el plano E .

En consecuencia, las secciones transversales de los pozos espacialmente modulados tienen conjuntos de zonas con máximos principales, donde se concentran la distribución de irradiancia o la densidad de partículas registradas por el detector, caracterizando así a los patrones de interferencia. En otras palabras, el segundo término de la ecuación (12) actúa como un potencial de confinamiento, que denominamos potencial geométrico (Castañeda, 2016; Castañeda *et al.*, 2020), cuyos modos tienen también geometría cónica con envolvente transversal Lorentziana y vértice en el punto medio de la pareja de puntos considerada.

Así como se ha caracterizado el ingreso de energía ondulatoria o de partículas al pozo Lorentziano en términos de un emisor puntual de ondas o partículas ubicado en su vértice, llamado emisor puntual real, también se han caracterizado los modos del potencial geométrico en términos de emisores puntuales en sus vértices respectivos, denominados emisores puntuales virtuales. El término virtual se debe a que la modulación espacial no puede afectar el cumplimiento de la ley de conservación anteriormente anotada, de suerte que la integral transversal de los modos es siempre nula (Castañeda, 2016). Por lo tanto, la estructuración espacial de cada pozo Lorentziano por modos específicos del potencial geométrico constituye la realización física de la descripción de la interferencia como la *interacción entre cada emisor puntual real y los emisores puntuales virtuales distribuidos en el plano E*.

Es importante destacar que cada pozo Lorentziano, en virtud de la posición ξ_A de su vértice, es espacialmente estructurado por un conjunto específico de modos del potencial geométrico. Esto es formalizado matemáticamente por el término de la ecuación (12) para cada valor de la coordenada ξ_A :

$$W(\xi_A, \mathbf{r}_A) = |\Psi(\xi_A)|^2 |t(\xi_A)|^2 \Phi(\xi_A, \mathbf{r}_A, \mathbf{z}, k) + \int_{\xi_D \neq 0}^E d^2 \xi_D |\omega(\xi_+, \xi_-)| |\tau(\xi_+, \xi_-)| \\ Re[\Phi(\xi_+, \xi_-, \mathbf{r}_A, \mathbf{z}, k) \exp[i\alpha(\xi_+, \xi_-) + i\beta(\xi_+, \xi_-)]] . \quad (15)$$

Así, el patrón de interferencia registrado por el detector resultará del solapamiento de todos los pozos individuales espacialmente estructurados, como lo describe la ecuación (12), es decir, $|\Psi(\mathbf{r}_A)|^2 = \int_E d^2 \xi_A W(\xi_A, \mathbf{r}_A)$. La Figura 4 ilustra los tres pozos individuales espacialmente estructurados por modos del potencial geométrico de la Figura 3 (c), (d) así como el pozo resultante de su solapamiento.

La modulación específica de cada pozo individual espacialmente estructurado se representa de manera precisa y eficiente en el *espectro de emisores puntuales* (Castañeda & Muñoz, 2016). Esta herramienta es un grafo de puntos en un plano de coordenadas (ξ_A, ξ_D) , de manera que los puntos para $\xi_D = 0$ representan las posiciones de los vértices de los pozos Lorentzianos; mientras que los puntos para $\xi_D \neq 0$ representan las posiciones de los vértices de los modos del potencial geométrico que modulan a las parejas de pozos

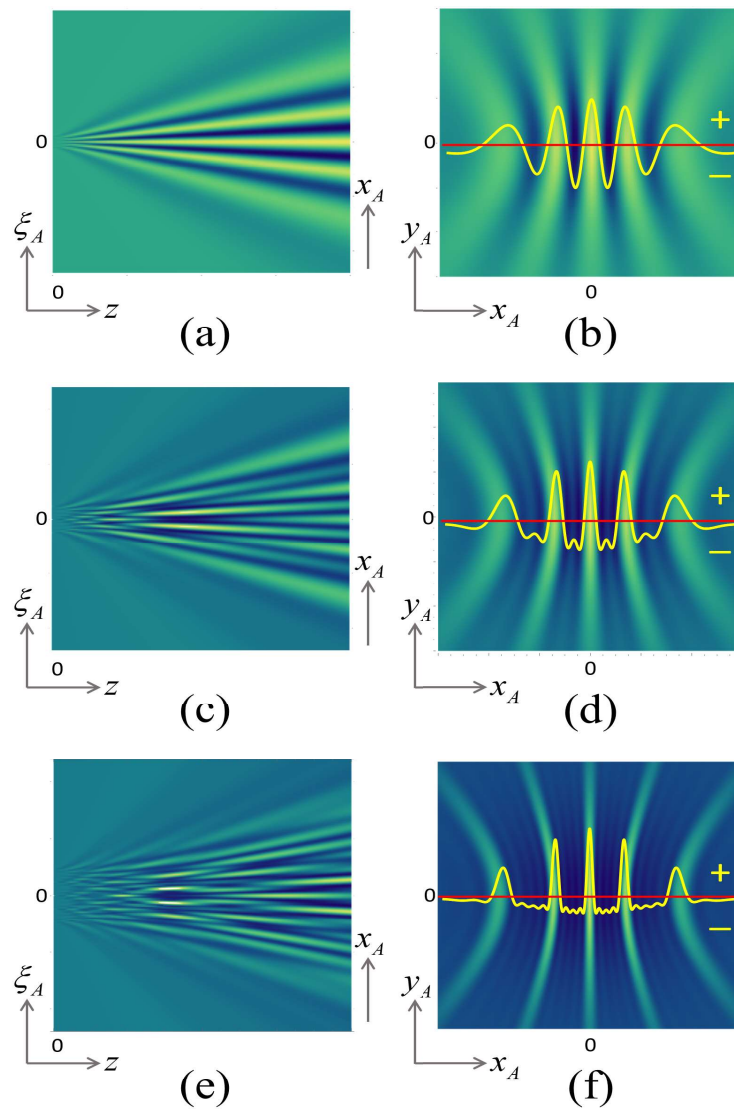


Figura 3: Secciones axial cerca al plano E (columna izquierda) y transversal en campo lejano (columna derecha) del potencial geométrico para (a), (b) dos puntos, (c), (d) tres puntos y (e), (f) cinco puntos bajo valores significativos de no-localidad preparada en el plano E y fases nulas. Fuente: Elaboración propia.

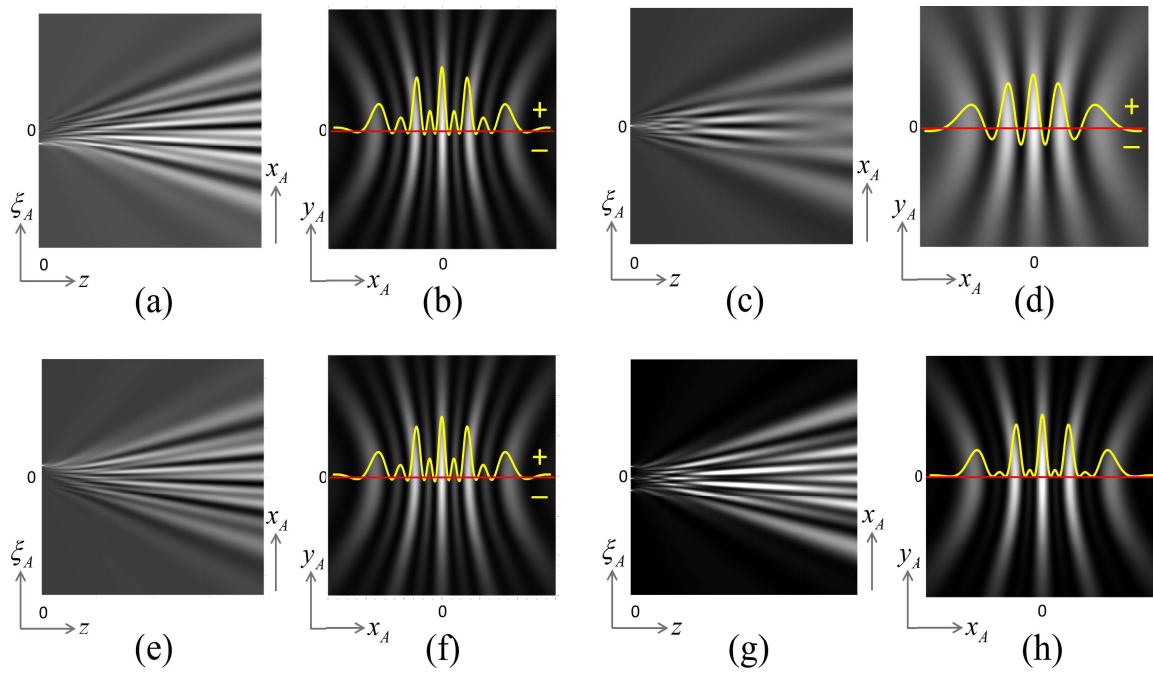


Figura 4: Secciones axial cerca al plano E (a, c, e) y transversal en campo lejano (b, d, f) de los pozos individuales espacialmente estructurados en un experimento con una máscara de tres aberturas puntuales, colineales e igualmente espaciadas, bajo valores significativos de no-localidad preparada en el plano E, y su solapamiento en (g), (h). Las zonas prohibidas son evidenciadas en los perfiles de las secciones transversales de los conos individuales. El solapamiento las reduce a puntos de valor nulo. Fuente:

Elaboración propia.

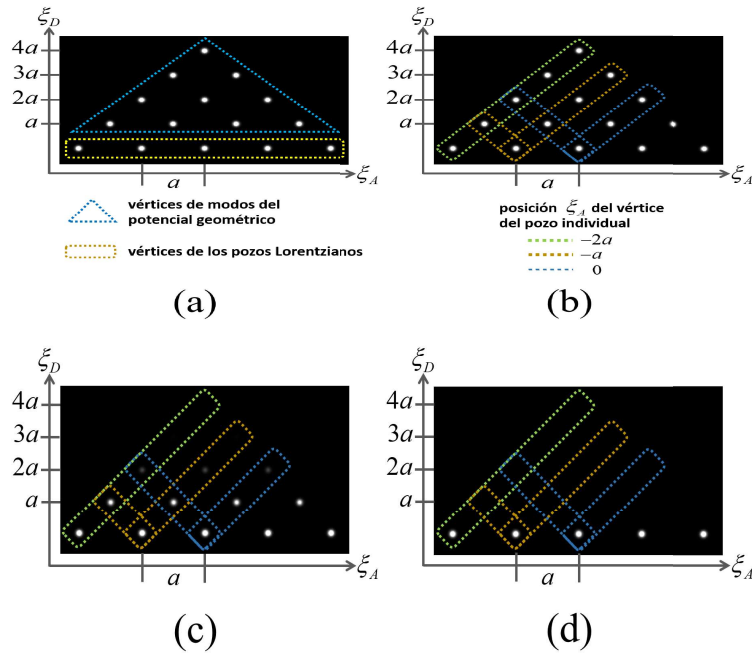


Figura 5: Espectro de emisores puntuales para interferencia con una máscara de cinco aberturas puntuales colineales y regularmente espaciadas, con espaciamiento a . En (a) se indican los puntos que corresponden a los vértices de los pozos Lorentzianos asociados a cada abertura, y los que corresponden a los vértices de los modos del potencial geométrico. Los recuadros punteados en (b)-(d) encierran los vértices del pozo Lorentziano y de los modos del potencial geométrico que lo modulan (por claridad en el diagrama, no se señalan a los dos pozos de la derecha). (b) Bajo valores significativos de no-localidad preparada en el plano E todos los modos del potencial geométrico intervienen y cada pozo individual espacialmente estructurado es modulado por cuatro modos específicos. Un rasgo de no-localidad es evidente: cada modo del potencial geométrico modula dos pozos Lorentzianos con vértices distantes. (c) Al restringir la no-localidad preparada en el plano E, los modos para separaciones mayores ($3a$ y $4a$) son eliminados por filtración de la función de no-localidad, mientras que el peso de los modos para la separación $2a$ se reduce, como lo representa la coloración gris y el menor tamaño de los puntos. La modulación de los pozos individuales espacialmente estructurados se suaviza. (d) Con una restricción significativa de la no-localidad preparada, o bien su remoción, todos los modos del potencial geométrico son filtrados, quedando sólo los vértices de los pozos Lorentzianos. Fuente: Elaboración propia.

Lorentzianos, cuyos vértices están separados por el correspondiente vector ξ_D . Los vértices de cada pareja de dichos conos Lorentzianos están ubicados de tal manera que el vértice del modo del potencial geométrico que los modula se ubica en el punto medio entre ellos, Figura 5(a).

Siguiendo esta regla, se pueden identificar por inspección los modos del potencial geométrico que modulan espacialmente a cada pozo Lorentziano, Figura 5 (b), y también puede observarse el efecto de la no-localidad preparada en el plano E sobre las modulaciones de los pozos individuales espacialmente estructurados, Figura 5 (c), (d). En efecto, cuando la no-localidad preparada cubre todos los vértices de los pozos Lorentzianos con altos valores, la totalidad de los modos del potencial geométrico se involucra de manera significativa en la estructuración espacial de los pozos; sin embargo, a medida que la no-localidad se restringe, ya sea en extensión o por reducción de sus valores, modos específicos son filtrados por la función de no-localidad y su modulación en la pareja de conos correspondiente o bien disminuye o es suprimida. En otras palabras, la función de no-localidad es un filtro modal del potencial geométrico.

Una peculiaridad importante de los pozos individuales espacialmente estructurados es que sus secciones transversales pueden contener valores negativos (Figura 4). Teniendo en cuenta que, por su mecanismo de detección, los detectores de módulo cuadrado sólo registran valores positivos, se concluye que las zonas de valores negativos de un pozo individual son prohibidas para el confinamiento de energía ondulatoria o de partículas materiales. Es decir, cada pozo individual tendrá zonas de confinamiento y zonas prohibidas para la perturbación ondulatoria o las partículas que emergen de su vértice.

No obstante, la ecuación (12) indica que el pozo resultante del solapamiento de todos los pozos individuales espacialmente estructurados no puede contener valores negativos, de suerte que sólo puede tener zonas prohibidas puntuales de valor nulo, que separan a las zonas de confinamiento. Este comportamiento indica que las zonas prohibidas de un pozo individual dado son eliminadas por los valores positivos de las zonas de confinamiento de los otros pozos individuales. Tal requerimiento hace que el conjunto de pozos individuales espacialmente estructurados, involucrados en un experimento de interferencia, no sea separable en general. Más aún, al solapar las zonas prohibidas de los pozos individuales con las zonas de confinamiento de los demás pozos, los valores de las zonas de confinamiento son reducidos por los valores negativos de las zonas prohibidas. Así, la energía de las ondas o la densidad de partículas confinadas en un pozo individual serán menores en las zonas que coinciden con zonas prohibidas de los demás pozos individuales. Por último, teniendo en cuenta la ecuación (5), se llega a

$$\begin{aligned}
 & 2\text{Re} [\Phi(\xi_+, \xi_-, \mathbf{r}_A, \mathbf{z}, k) \exp[i\alpha(\xi_+, \xi_-) + i\beta(\xi_+, \xi_-)]] \\
 &= \Phi(\xi_+, \xi_-, \mathbf{r}_A, \mathbf{z}, k) \exp[i\alpha(\xi_+, \xi_-) + i\beta(\xi_+, \xi_-)] \\
 &\quad + \Phi^*(\xi_+, \xi_-, \mathbf{r}_A, \mathbf{z}, k) \exp[-i\alpha(\xi_+, \xi_-) - i\beta(\xi_+, \xi_-)], \\
 &= \Phi(\xi_+, \xi_-, \mathbf{r}_A, \mathbf{z}, k) \exp[i\alpha(\xi_+, \xi_-) + i\beta(\xi_+, \xi_-)] \\
 &\quad + \Phi(\xi_-, \xi_+, \mathbf{r}_A, \mathbf{z}, k) \exp[i\alpha(\xi_-, \xi_+) + i\beta(\xi_-, \xi_+)]
 \end{aligned} \tag{16}$$

lo que indica que tal expresión es no-factorizable.

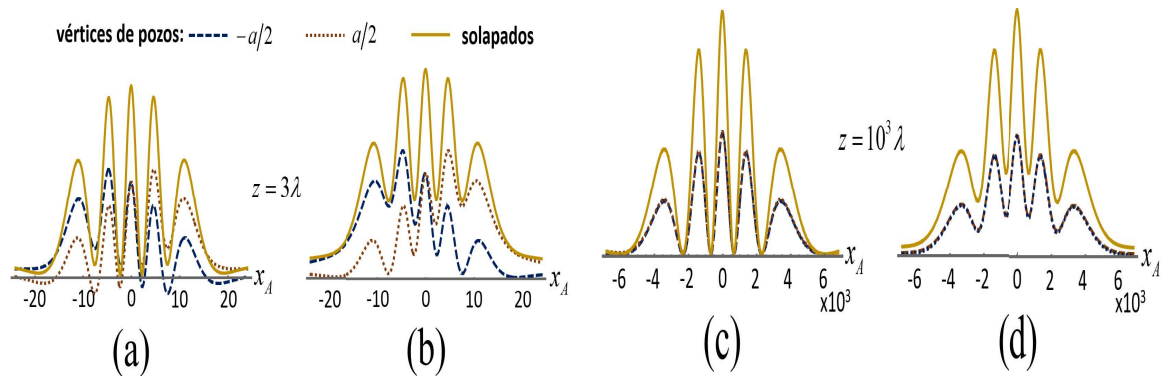


Figura 6: Entrelazamiento espacial en un experimento de interferencia de Young (máscara de doble abertura puntual con separación a). Las gráficas muestran los perfiles transversales de los pozos individuales y su solapamiento cerca al plano E en (a), (b) y en campo lejano en (c), (d) (λ es la longitud de onda empleada, que puede corresponder a ondas o partículas, por lo que las unidades de los ejes son arbitrarias). La no-separabilidad de los dos pozos individuales espacialmente estructurados bajo valores significativos de no-localidad preparada en el plano E se evidencia en el solapamiento de las zonas prohibidas de cada cono con las zonas de confinamiento del otro en (a). El valor del pozo solapado es positivo pero menor que la de la zona de confinamiento del pozo individual. En (c) este efecto se reduce a puntos de valor nulo. Una restricción adecuada de la no-localidad preparada elimina el entrelazamiento, manteniendo la modulación de interferencia en (b) y (d). Fuente: Elaboración propia.

Este aspecto, unido a la no-separabilidad del conjunto de pozos individuales espacialmente estructurados y a la influencia mutua entre las zonas de confinamiento de unos pozos individuales con las zonas prohibidas de los otros pozos, Figura 6, llevan a la conclusión de que los pozos individuales espacialmente estructurados presentan una novedosa forma de entrelazamiento, que denominamos *entrelazamiento espacial*, debido a que se manifiesta en los puntos de solapamiento de zonas prohibidas con zonas de confinamiento como una afectación mutua de estas zonas: los valores positivos del confinamiento eliminan los valores negativos de las zonas prohibidas, a la vez que las zonas prohibidas reducen los valores del confinamiento, Figura 7.

El entrelazamiento espacial puede ser removido debilitando apropiadamente la no-localidad preparada en el plano E , de manera que las zonas prohibidas de los conos individuales sean eliminadas, como se ilustra en la Figura 6. Esto puede lograrse sin eliminar completamente el potencial geométrico, lo que indica que el entrelazamiento espacial es una peculiaridad (no reportada anteriormente) de la interferencia bajo alto grado de no-localidad preparada.

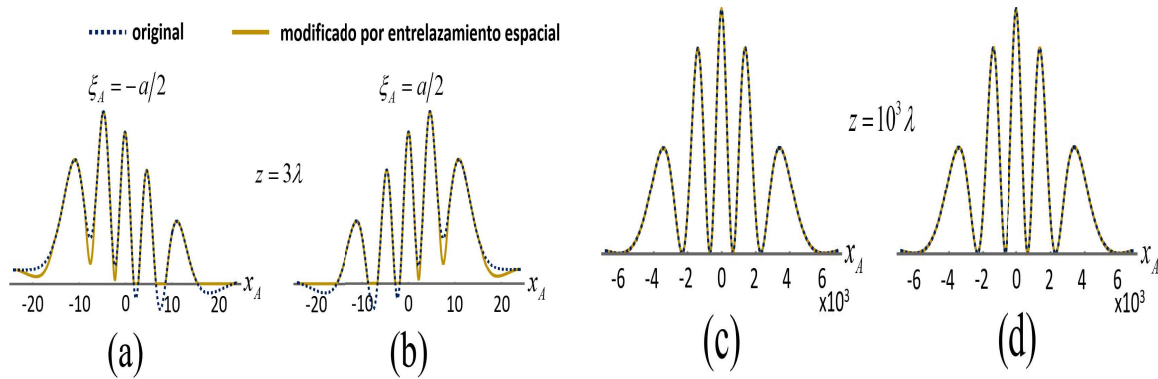


Figura 7: Modificación de los perfiles transversales de los pozos individuales espacialmente estructurados en el experimento de Young de la Figura 5, por entrelazamiento espacial, cerca al plano E en (a), (b) y en campo lejano en (c), (d). Los perfiles modificados constituyen predicciones de detección de la energía de las ondas o de la densidad de partículas provenientes del vértice del pozo correspondiente, ubicado en la posición. Fuente: Elaboración propia.

3. ¿UN NUEVO PRINCIPIO FÍSICO?

Thomas Young (Young, 1804) formuló la explicación de la interferencia en términos de la superposición de ondas emitidas desde las dos aberturas de la máscara ubicada en el plano E . Ese principio se arraigó profundamente en la física, particularmente después de que Augustin-Jean Fresnel lo involucrara en su célebre principio fenomenológico, conocido actualmente como principio de Huygens-Fresnel (Born & Wolf, 1993), desde el cual se explica eficazmente la interferencia y la difracción de la luz. En el siglo 20, la interferencia y la difracción de partículas fue demostrada experimentalmente, primero con electrones por Davisson-Germer y G.P. Thomson y después con diferentes tipos de partículas, incluyendo átomos y moléculas (Feynman *et al.*, 1965; De Martini *et al.*, 1994). Los experimentos más inquietantes fueron realizados con partículas singulares, en los que el resultado final se obtiene acumulando los resultados de realizaciones individuales. Se ha demostrado que la superposición de funciones de onda permite predecir con exactitud el patrón de interferencia final, pero no puede considerarse como un principio fenomenológico, sino como una estrategia matemática que opera en el espacio de Hilbert de las funciones propias del operador Laplaciano en la ecuación de Schrödinger independiente del tiempo para espacio libre. Esta peculiaridad fue señalada por Feynman como el "único misterio en el corazón de la Mecánica cuántica" (Feynman *et al.*, 1965).

Hasta ahora, no se ha formulado un principio fenomenológico que unifique las descripciones de la interferencia con ondas y con partículas singulares. Pero es plausible esperar que, si existe, dicho principio debe ser diferente al de superposición de funciones de onda, tanto para ondas clásicas como para partículas cuánticas, debido a sus peculiaridades anteriormente señaladas.

En la sección anterior se mostró que el confinamiento en pozos espacialmente estructurados por un potencial

geométrico, explica fenomenológicamente de igual manera la interferencia de ondas y de partículas, proporcionando predicciones precisas de los patrones detectados a través de un aparato matemático no-paraxial y exacto. No obstante, en este contexto, las funciones propias del operador Laplaciano en la ecuación de Helmholtz, que describe la componente espacial tanto de la ecuación de ondas como de la ecuación de Schrödinger para espacio libre, no se interpretan como frentes de onda que se propagan, sino como condiciones geométricas con las que el espacio responde a la propagación. De esta manera, el espacio se incorpora como una entidad física, al lado de las ondas y las partículas, cuyas propiedades geométricas no son Newtonianas: en lugar de ser uniforme, isotrópico e indiferente frente a la propagación de ondas y partículas descritas por una ecuación de Helmholtz, el espacio configura pozos Lorentzianos que confinan la energía de las ondas y la densidad de partículas en propagación.

Por otra parte, la no-localidad preparada geométricamente sobre el plano de la máscara de interferencia, activa el potencial geométrico como agente externo que modula espacialmente, en zonas de confinamiento, el volumen de los pozos Lorentzianos, produciendo pozos espacialmente estructurados. Así, la energía de las ondas o la densidad de partículas que parten del vértice se propagarán a lo largo de las regiones de confinamiento del correspondiente pozo individual espacialmente estructurado. Esta modulación de pozos Lorentzianos por potenciales geométricos realiza, en el espacio ordinario y de manera geométrica, la afirmación (Castañeda, 2016)

La causa necesaria y suficiente para la interferencia tanto de la luz como de la materia es la interacción entre cada emisor puntual real y los emisores puntuales virtuales, distribuidos en el plano de entrada de la etapa de realización del experimento en el interferómetro.

También se mostró que, bajo valores significativos de no-localidad preparada, los pozos individuales espacialmente estructurados estarán espacialmente entrelazados, de modo que su conjunto no es separable. Esta peculiaridad no se reporta en ninguna de las formulaciones convencionales, clásica o cuántica, de la interferencia.

El análisis anterior nos autoriza entonces a formular un principio de interferencia alternativo y completamente diferente al principio de superposición de ondas, que especifica de manera más precisa la afirmación citada:

El principio fenomenológico de la interferencia en espacio libre es el confinamiento de la energía de las ondas o la densidad de las partículas en pozos Lorentzianos espacialmente estructurados por potenciales geométricos, que son activados por la no-localidad preparada en el plano de la máscara de interferencia. Bajo valores significativos de la no-localidad, dichos pozos estarán espacialmente entrelazados.

Por lo tanto, desde este principio la interferencia se describe así: la perturbación ondulatoria o la partícula singular emitidas en un punto del plano de la fuente (F) se propagan confinadas en un pozo y, a la vez, en

un cono de correlación, hacia el plano de la máscara de interferencia (E). Los puntos de llegada a este plano estarán determinados por la base del pozo y estarán vinculados por la condición de no-localidad preparada, que determina la base del cono de correlación. La perturbación ondulatoria o la partícula singular que arriba a un punto dentro de una abertura de la máscara se propagará, de allí hacia el plano del detector (S), a lo largo de una de las zonas de confinamiento del pozo Lorentziano espacialmente estructurado con vértice en dicha abertura; y es registrada en el punto de llegada dentro de dicha zona de confinamiento. Esta descripción fenomenológica corresponde rigurosamente al modelo matemático de cada etapa de la interferencia, discutido y documentado en la sección anterior, por lo que no se basa en hipótesis intuitivas o ajenas a ese modelo; el cual, a su vez, proviene de la solución exacta a la ecuación de onda clásica para espacio libre y a la ecuación de Schrödinger para regiones del espacio libres de campos.

El principio alternativo que se propone tiene, entonces, implicaciones novedosas y originales para la comprensión fenomenológica de la interferencia. En primer lugar, el principio es único e igual para la interferencia tanto de ondas como de partículas, de suerte que la descripción en términos del confinamiento en espacio ordinario es la misma para ondas y para partículas. Esta generalidad del principio no se refiere a la naturaleza física de las ondas y las partículas, pues le confiere el rol primordial en interferencia al espacio ordinario. En consecuencia, las hipótesis motivadas por la dualidad onda-partícula son innecesarias.

Tal generalidad elimina, por lo tanto, la asimetría de las descripciones de la interferencia basadas en la superposición de ondas, en los formalismos convencionales de la óptica y la mecánica cuántica. En óptica, las ondas son entes físicos con existencia en el espacio ordinario, de suerte que la interferencia, como resultado de su superposición, es un fenómeno físico bien establecido. En contraste, en mecánica cuántica, las ondas son funciones del espacio de Hilbert, sin existencia en el espacio ordinario; así, su superposición es una estrategia de predicción matemática de la densidad de probabilidad de las partículas registradas por el detector. Dicha superposición no se considera un fenómeno físico en propiedad, de manera que la fenomenología del comportamiento de las partículas entre su emisión y su detección no está bien establecida, no obstante, la excelente precisión en la predicción de la densidad de probabilidad. Este "misterio" fue señalado por Feynman como se mencionó anteriormente.

Alrededor de la estrategia de predicción cuántica de la interferencia de partículas mediante superposición de funciones de onda en el espacio de Hilbert se han establecido algunas hipótesis exóticas. Considerando los experimentos con partículas singulares, la exigencia matemática de que la función de onda cubra las rendijas de la máscara de interferencia de manera espacialmente correlacionada ha conducido a las nociones de "partículas deslocalizadas" y "auto-interferencia", ampliamente popularizadas. Es un hecho que tanto la emisión como la detección de partículas son eventos locales, así que la deslocalización debe ocurrir en el plano de la máscara de interferencia y debe ser removida por colapso de la función de onda en el plano del detector. La fenomenología del confinamiento no requiere de estas hipótesis, pues muestra que los eventos de emisión, cruce de la máscara de interferencia y detección son locales, tanto para partículas singulares

como para ondas. La no-localidad, que se prepara sobre el plano de la máscara también de manera geométrica, como un comportamiento del espacio, activa la modulación espacial en zonas de confinamiento para la interferencia, mediante el potencial geométrico. De esta manera, la deslocalización de las partículas que arriban a la máscara, su auto-interferencia luego de que atraviesan la máscara y el colapso de su función de onda para asegurar una detección local son hipótesis innecesarias en el marco de la fenomenología de confinamiento.

En esta fenomenología única y general, basada en el principio de confinamiento, también la descripción óptica de la interferencia de ondas se ve modificada. Convencionalmente, la correlación espacial requerida en el plano de la máscara se considera un atributo del campo óptico. La demostración de que las propiedades de correlación de la fuente de ondas no son una condición necesaria para la preparación de la función de no-localidad en la máscara pone en cuestión el rol de ese atributo, permitiendo que se considere como un comportamiento del espacio. Es claro, por supuesto, que hacer interferencia con una fuente coherente como un láser no es igual a hacerla con una fuente incoherente como la luz solar, como se explicó anteriormente. Sin embargo, la consistencia de la explicación fenomenológica de la interferencia considerando la preparación de la no-localidad como un comportamiento del espacio, respalda la generalidad del principio de confinamiento, cubriendo también a la óptica.

Es oportuno aclarar que no se incluye explícitamente la interferencia con fotones singulares porque, aunque los experimentos se realicen atenuando apropiadamente ciertas fuentes de luz, en la teoría esa atenuación se realiza cuantizando el campo electromagnético en las ecuaciones de Maxwell (Scully & Zubairy, 1997). Es un procedimiento muy conocido que conduce a la cuantización de las condiciones de frontera en las ecuaciones de nuestro modelo. Sin embargo, ese es un tema cuyos detalles sobrepasan los objetivos de este artículo y motivan la escritura de artículos posteriores. Los alcances de este artículo, que son fundamentalmente teóricos, apuntan a la formulación de una fenomenología única y causal (es decir, una descripción en el espacio ordinario, que es el ámbito donde se realizan los experimentos) de la interferencia con ondas clásicas y partículas masivas. Consideramos que esta meta se ha alcanzado por el respaldo que brindan las predicciones exactas de interferencia, particularmente con partículas como electrones, moléculas de fullereno C60 y otras moléculas orgánicas (Castañeda *et al.*, 2016b; Castañeda *et al.*, 2016a; Castañeda & Matteucci, 2017).

4. ¿ES LA INTERFERENCIA UN CASO DE DIFRACCIÓN?

Un aporte adicional de esta descripción fenomenológica apunta a esclarecer una discusión de largo tiempo sobre cuál de los dos fenómenos, interferencia o difracción, incluye al otro como un caso particular o si se trata de dos fenómenos diferentes. Como soporte de la discusión, consideremos un caso particular pero representativo: el pozo Lorentziano espacialmente estructurado obtenido cuando insertamos una máscara de cinco aberturas puntuales colineales y regularmente espaciadas, con espaciamiento a y longitud de arre-

glo $L = 4a$, bajo valores significativos de no-localidad. La Figura 5 (a), (b) ilustra el espectro de emisores puntuales correspondiente, de manera que los cinco pozos Lorentzianos se distribuyen en el volumen de la etapa de medición del interferómetro como se ilustra en la Figura 2 (e), (f). Estos dos grafos mantienen su morfología independientemente del valor del espaciamiento.

Sin embargo, el potencial geométrico varía significativamente de morfología con el espaciamiento, estructurando espacialmente los pozos Lorentzianos como se ilustra en la Figura 8. Si $a > \lambda$, el potencial geométrico presentará un entramado de zonas de confinamiento cerca al plano de la máscara, llamado Alfombra de Talbot (Case *et al.*, 2009) que, ya en campo lejano, determina un conjunto definido de zonas de confinamiento principales separadas por un cierto número de zonas de confinamiento secundario de muy poca capacidad. Este conjunto es morfológicamente invariante a lo largo del eje del pozo (solo se esparce angularmente con el esparcimiento del pozo).

Las zonas de confinamiento en campo lejano no tienen la misma capacidad de confinamiento ni el mismo ancho debido, respectivamente al perfil Lorentziano del pozo y a la no-linealidad del argumento de la función armónica del potencial geométrico. Las secciones transversales de pozos espacialmente estructurados bajo esta condición, como el ilustrado en la Figura 8 (a) para $a = 3\lambda$ y $L = 12\lambda$, determinan lo que llamamos usualmente patrón de interferencia, Figura 8(b).

Si reducimos continuamente el espaciamiento, manteniendo el mismo número de aberturas en el arreglo, la extensión y complejidad de la alfombra de Talbot se reduce significativamente y la separación angular de las modulaciones principales del potencial geométrico en campo lejano aumenta, de suerte que las más alejadas del eje de la envolvente Lorentziana quedan por fuera de la apertura angular del pozo y son filtradas. Así, cuando se tiene $a \leq \lambda$ y $L > \lambda$, el potencial geométrico sólo consistirá de la zona de confinamiento principal axial con algunas zonas secundarias aledañas, que se han ensanchado angularmente hasta ocupar el volumen del pozo Lorentziano, como se ilustra en la Figura 8(c) para $a = 0.8\lambda$ y $L = 3.2\lambda$. Las secciones transversales de pozos espacialmente estructurados bajo esta condición son llamadas usualmente patrones de difracción, Figura 8 (d).

Puede decirse entonces que llamamos interferencia a la estructuración espacial del pozo Lorentziano cuya componente de menor frecuencia espacial estará determinada por la condición de filtrado de paso alto $a > \lambda$, realizada por la función de transmisión no-local de la máscara. Componentes de frecuencia espacial más baja, $a \leq \lambda$, son requeridas en difracción, siempre y cuando la banda de frecuencias espaciales contenga componentes de alta frecuencia delimitadas por la condición $L > \lambda$. En otras palabras, a los términos interferencia y difracción se les puede asociar significados espectrales (en la banda de frecuencias espaciales) muy precisos y diferenciados, que no hacen referencia a los criterios convencionales basados en el número y distribución de emisores en el plano E .

Si $(\lambda/10) < L \leq \lambda$, las zonas de confinamiento secundarias son removidas y sólo se mantiene la zona princi-

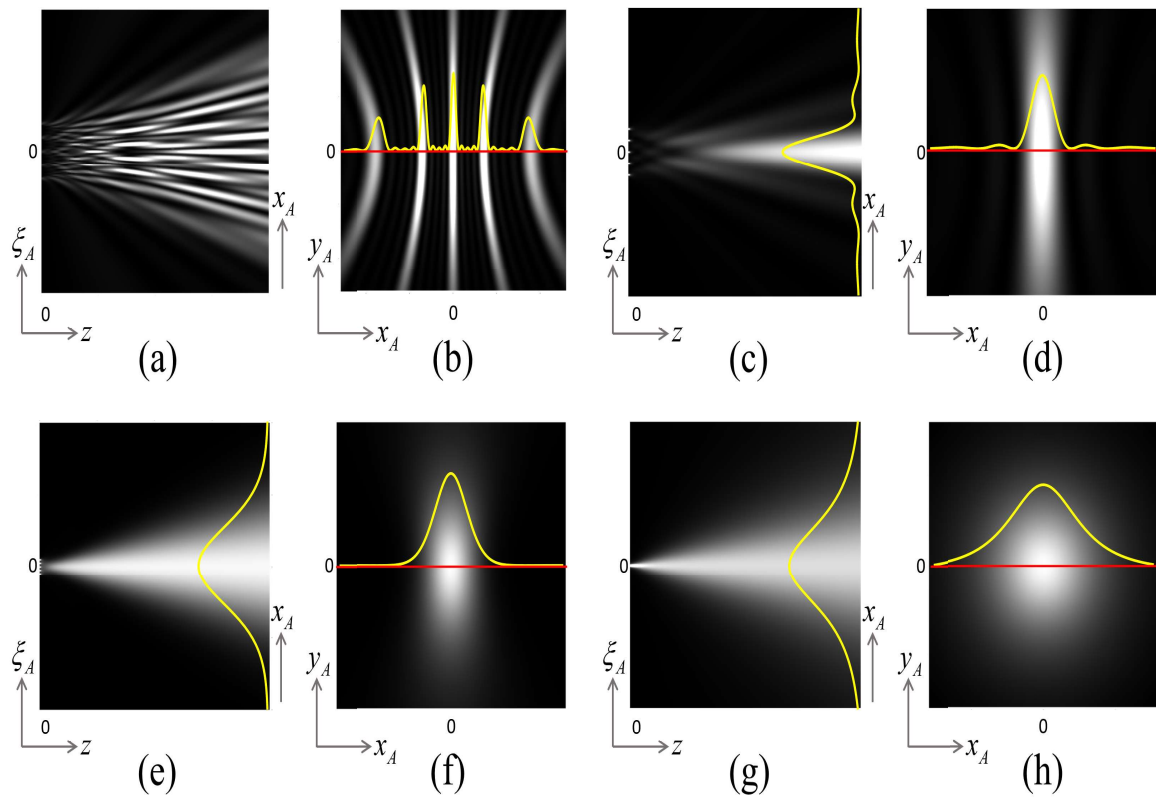


Figura 8: De interferencia a difracción. Perfiles axiales cerca al plano E (a, c, e, g) y transversales en campo lejano (b, d, f, h) de pozos Lorentzianos espacialmente estructurados, asociados a un arreglo lineal de cinco aberturas puntuales en el plano E, regularmente espaciadas con espaciamento y longitud del arreglo (a, L) así: $(3\lambda, 12\lambda)$ en (a)-(b), $(0.8\lambda, 3.2\lambda)$ en (c)-(d), $(0.25\lambda, \lambda)$ en (e)-(f) y $(\lambda/40, \lambda/10)$ en (g)-(h). Fuente: Elaboración propia.

pal axial, pero con un ancho angular menor que la apertura angular del pozo Lorentziano, que es de alrededor de 70° (considerando un decaimiento del perfil Lorentziano del 95 %) como se ilustra en las Figuras 8(e)-(f) para $a = \lambda/4$ y $L = \lambda$. Esta peculiaridad del potencial geométrico indica que patrones de difracción con zonas de confinamiento secundarias sólo se obtienen con distribuciones discretas de emisores reales apropiadamente espaciadas, una característica que se reportó por primera vez en óptica (Castañeda, 2017), pero que constituye una propiedad general del potencial geométrico.

Finalmente, si $L \leq (\lambda/10)$ la zona de confinamiento axial se habrá esparcido angularmente coincidiendo con la envolvente Lorentziana del potencial geométrico, de modo que no podrá modular al pozo Lorentziano sino que simplemente coincidirá con su volumen, como se ilustra en la Figura 8 (g) para $a = \lambda/40$ y $L = \lambda/10$. Se destaca que la sección transversal adquiere simetría de rotación a pesar de que el arreglo de aperturas puntuales es lineal, como se aprecia en la Figura 8 (h). Es decir, el pozo Lorentziano del arreglo adquiere la morfología del pozo Lorentziano de una única abertura puntual, ubicada en el centro del arreglo.

Esto conduce a la conclusión, ya reportada en óptica (Castañeda & Moreno, 2019) de que el confinamiento bajo esta condición es independiente del número de aberturas puntuales del arreglo, su distribución espacial y sus relaciones no-locales. Se destaca el hecho de que el potencial geométrico no aumenta la apertura angular del pozo Lorentziano a pesar de que el espaciamiento del arreglo sea mucho menor que su longitud. Este aspecto confirma al pozo Lorentziano como la respuesta natural de confinamiento en el espacio libre, ante la propagación de ondas o partículas.

5. CONCLUSIONES

Se ha demostrado que el confinamiento en pozos Lorentzianos es la respuesta natural del espacio libre a la propagación de ondas o partículas. En interferencia y difracción, los pozos Lorentzianos son espacialmente estructurados por el potencial geométrico activado por la no-localidad preparada en el plano de la máscara de interferencia. El confinamiento espacialmente estructurado se propone como principio fenomenológico único para la interferencia y la difracción tanto de ondas como de partículas.

Adicionalmente, se mostró que los pozos individuales espacialmente estructurados bajo valores significativos de no-localidad preparada están espacialmente entrelazados, y que interferencia y difracción son modalidades de confinamiento espacialmente estructurado en conjuntos discretos de pozos, que sólo difieren en la banda de frecuencias espaciales involucradas en las modulaciones.

Agradecimientos

El autor está en deuda con el profesor Giorgio Matteucci (Univertistá degli Studi di Bologna, Italia) y con sus estudiantes de Ingeniería Física: Jaime Moreno, Julián Laverde y Pablo Bedoya por las inspiradoras

discusiones sobre las ideas presentadas en este artículo.

Referencias

- Arfken, G. (1970). *Mathematical Methods for Physicists*, Second edition. Academic Press.
- Bach, R., Pope, D., Liou S. H. & Batelaan, H. (2013). Controlled double-slit electron diffraction. *New J. Phys.*, 15, 033018.
- Born, M. & Wolf, E. (1993). *Principles of Optics*. Oxford.
- Case, W. B., Tomandl, M., Deachapunya, S. & Arndt, M. (2009). Realization of optical carpets in the Talbot and Talbot-Lau configurations. *Opt. Exp.* 17, 20966–20974.
- Castañeda, R. (2016). Fundamentos conceptuales de una Teoría de Interferencia unificada para ondas y partículas. *Revista de la Facultad de Ciencias, Universidad Nacional de Colombia, Sede Medellín*, 5(1), 76–97. <https://doi.org/10.15446/rev.fac.cienc.v5n1.55861>
- Castañeda, R. & Muñoz, H. (2016). Spectrum of classes of point emitters: new tool for nonparaxial optical field modeling. *J. Opt. Soc. Am. A*, 33, 1421 – 1429.
- Castañeda, R., Matteucci, G. & Capelli, R. (2016a). Quantum interference without wave - particle duality. *J. Mod. Phys.*, 7, 375 – 389.
- Castañeda, R., Matteucci, G. & Capelli, R. (2016b). Interference of Light and of Material Particles: A Departure from the Superposition Principle. Hawkes, P.H. editor, *Advances in Imaging and Electron Physics*, Vol. 197, Burlington: Academic Press, 1–43.
- Castañeda, R. & Matteucci, G. (2017). New physical principle for interference of light and material particles. Hawkes, P.H. editor, *Advances in Imaging and Electron Physics*, Vol. 204, London: Elsevier -Academic Press, Ch. 1
- Castañeda, R. (2017). Discreteness of the real point emitters as a physical condition for diffraction. . *Opt. Soc. Am. A* 34, 184 – 192.
- Castañeda, R. & Moreno, J. (2019). Three-dimensional nonparaxial characterization of physical point sources. *J. Opt. Soc. Am. A* 36, 1657 – 1662.
- Castañeda, R., Moreno, J., Colorado, D. & Laverde, J. (2020). 3D non-paraxial kernel for two-point correlation modelling in optical and quantum interference at the micro and nano-scales. *Phys. Scr.* 95, 065502 (15pp).
- De Martini, F., Denardo, G. & Zeilinger, A. (1994). *Quantum Interferometry*. World Scientific.

- Feynman, R., Leighton, R. & Sands, M. (1965). *The Feynman Lectures on Physics, Volume 3*. Addison-Wesley.
- Frabboni, S., Gabrielli, A., Gazzadi, G. C., Giorgi, F., Matteucci, G., Pozzi, G., Cesari, N. S., Villa, M. & Zoccoli, A. (2012). The Young-Feynman two-slit experiment with single electrons: buildup of the interference pattern and arrival-time distribution using a fast-readout pixel detector. *Ultramicroscopy*, 116, 73 – 76.
- Juffmann, T., Milic, A., Muellneritsch, M., Asenbaum, P., Tsukernik, A., Tuexen, J. & Arndt, M. (2012) Real-time single-molecule imaging of quantum interference. *Nanotech*, 7, 297–300.
- Matteucci, G., Pezzi, M., Pozzi, G., Alberghi, G., Giorgi, F., Gabrielli, A., Semprini, N., Villa, M., Zoccoli, A., Frabboni, S. & Gazzadi, G. (2013). Buildup of interference patterns with single electrons. *Eur. J. Phys.*, 34, 511 – 517.
- Scully, M.O. & Zubairy, S. (1997). *Quantum Optics*. Cambridge University Press.
- Young, T. (1804). The Bakerian Lecture: Experiments and Calculations Relative to Physical Optics. *Phil. Trans. Roy. Soc. Lon.* 94, 1-16.