

Propagador Electromagnético 3D para Antenas Ópticas Integradas

José Luis VEGA-GARCÍA⁽¹⁾, Laureano MORENO-POZAS⁽¹⁾, Miguel BARONA-RUIZ⁽¹⁾, Alejandro SÁNCHEZ-SÁNCHEZ⁽¹⁾, Alejandro ORTEGA-MOÑUX⁽¹⁾, Robert HALIR⁽¹⁾, Íñigo MOLINA-FERNÁNDEZ⁽¹⁾, J. Gonzalo WANGÜEMERT-PÉREZ⁽¹⁾.

1. Telecommunication Research Institute (TELMA), Universidad de Málaga, Louis Pasteur 35, 29010, Málaga, España.

Contact: José Luis VEGA-GARCÍA (jose_vegagarcia@uma.es).

ABSTRACT:

Accurate modeling of electromagnetic propagation is crucial for the design and optimization of integrated optical antennas, with applications in chip-to-fiber coupling, beam shaping, and free-space optical (FSO) communications. This work presents a 3D electromagnetic propagator based on the angular spectrum method, capable of computing the field evolution over both near-field and far-field regimes without paraxial approximations.

The proposed approach enables precise long-distance propagation, maintaining a 99.99% integral overlap with the analytical solution for Gaussian beams over distances up to tens of kilometers. Additionally, we provide simple analytical expressions to configure simulation parameters, ensuring numerical accuracy and computational efficiency. The tool is validated through two case studies: (i) long-distance Gaussian beam propagation in free space and (ii) near-field characterization of an integrated optical antenna for fiber coupling. The results confirm the versatility and accuracy of the proposed propagator for photonic applications.

Key words: Silicon photonics, integrated optical antennas, angular spectrum, near field, far field, diffraction, Gaussian beam.

1.- Introducción

La fotónica de silicio ha surgido como una tecnología clave para el desarrollo de circuitos ópticos integrados, con aplicaciones en comunicaciones ópticas de muy alta velocidad, sensado, computación óptica y procesamiento de señales fotónicas, entre otras [1]. Su compatibilidad con la tecnología CMOS permite la fabricación en masa con un bajo coste, facilitando además la integración con sistemas electrónicos convencionales.

Dentro de esta tecnología, un área de especial interés es el diseño de antenas ópticas integradas, dispositivos capaces de radiar luz fuera del chip de manera

controlada. El espectro de aplicaciones donde son necesarias es muy amplio, como en la interfaz chip-fibra mediante rejillas de difracción (*grating couplers*) convencionales y autoenfocantes, o en las antenas de ancho de haz muy estrecho (décimas de grado o incluso menos), necesarias para las comunicaciones en espacio libre (FSO, *Free Space Optics*) [2]. Resulta por tanto fundamental poder caracterizar con precisión la propagación del campo radiado por el dispositivo, tanto en la zona de campo cercano como en la de campo lejano, según la aplicación específica.

En este trabajo, se presenta una herramienta capaz de simular la propagación eficiente y

precisa de perfiles arbitrarios de campo electromagnético. La herramienta se basa en la descomposición y propagación de ondas planas en medios homogéneos (espectro angular), la cual funciona para ondas electromagnéticas con cualquier longitud de onda. Se derivan expresiones analíticas sencillas que permiten conocer *a priori* los parámetros de simulación necesarios, como el tamaño de ventana, el mallado, o si se deben emplear absorbentes laterales si la distancia de propagación supera cierto valor.

Para demostrar su versatilidad, se presentan dos casos de interés que operan a distancias de propagación muy diferentes: i) la propagación de haces Gaussianos en espacio libre a distancias muy largas (decenas de km), ii) y el análisis del campo generado por una rejilla de difracción autoenfocante que enfoca toda la luz radiada por un chip en una fibra situada a 1 mm de distancia de su superficie.

2.- Propagación electromagnética basada en el espectro angular

El estudio de la propagación electromagnética se centra en determinar el campo que existe en cualquier punto del espacio, conocida la distribución en amplitud y fase que existe en todos los puntos del plano de la fuente. En general, cuando se desea propagar grandes distancias, es común emplear aproximaciones paraxiales de la ecuación de ondas [3]. No obstante, dado que el objetivo de este trabajo es desarrollar una herramienta versátil aplicable tanto a problemas de campo cercano como de campo lejano, no se van a emplear aproximaciones paraxiales.

El método del espectro angular se basa en descomponer el campo en una superposición de ondas planas mediante la transformada directa de Fourier. Como la propagación de una onda plana es analítica, se propaga cada una de estas ondas por separado y luego se recombinan en el punto de observación, mediante la transformada inversa de Fourier.

Matemáticamente, el espectro angular de la excitación en $z = 0$ puede expresarse

mediante su transformada de Fourier 2D espacial como [4]:

$$\hat{E}(k_x, k_y) = \iint_{-\infty}^{\infty} E(x, y, 0) \cdot e^{j(k_x x + k_y y)} dx dy, \quad (1)$$

donde k_x y k_y son las frecuencias angulares en las direcciones transversales x e y , e indican las diferentes direcciones angulares de cada onda plana que compone el espectro de la excitación. Cada componente espectral $\hat{E}(k_x, k_y)$ está asociada a una onda plana con vector de onda $\vec{k} = (k_x, k_y, k_z)$, donde:

$$\begin{aligned} |\vec{k}| &= \sqrt{k_x^2 + k_y^2 + k_z^2} = 2\pi/\lambda = \\ &= 2\pi/(\lambda_0/n) = k_0 n, \end{aligned} \quad (2)$$

siendo λ la longitud de onda en el medio, λ_0 la longitud de onda en el vacío y n el índice de refracción en el medio. Los ángulos de elevación θ y de azimut ϕ , característicos del sistema de coordenadas esféricas, pueden determinarse como:

$$\theta = \sin^{-1} \left(\frac{\sqrt{k_x^2 + k_y^2}}{k_0 n} \right), \quad (3)$$

$$\phi = \tan^{-1} \left(\frac{k_y}{k_x} \right). \quad (4)$$

Una vez obtenida la descomposición de ondas planas, es posible hallar el campo eléctrico en cualquier punto del espacio (x, y, z) , propagando primero cada onda plana en el eje z con su correspondiente frecuencia espacial k_z , y posteriormente regresar al dominio espacial por medio de la transformada inversa de Fourier [4]:

$$E(x, y, z) = \iint_{-\infty}^{\infty} \left(\hat{E}(k_x, k_y) \cdot e^{-jk_z z} \right) \cdot e^{-j(k_x x + k_y y)} \frac{dk_x dk_y}{(2\pi)^2}. \quad (5)$$

Si la fuente tuviera componentes espectrales que cayeran fuera del círculo de radio $k_0 n$:

$$k_x^2 + k_y^2 > k_0^2 n^2, \quad (6)$$

las k_z asociadas serían imaginarias puras. Son lo que se conoce como ondas evanescentes, y serán filtradas de manera natural por el medio. Estas componentes tienen repercusión en la zona de campo cercano. En este trabajo, las componentes de campo evanescente también se van a tener en

cuenta en la propagación, con el objetivo de que el modelo contemple todas las situaciones posibles, desde la propagación en condiciones de campo cercano hasta en condiciones de campo lejano.

Cabe destacar que la propagación basada en el espectro angular es completamente equivalente a evaluar la integral de difracción de Rayleigh-Sommerfeld [5], por lo que se obtiene una solución exacta (no aproximada como la integral de Fresnel) del campo propagado en cualquier punto del espacio.

3.- Consideraciones numéricas

El cálculo del espectro angular de la excitación se realiza en este trabajo mediante la transformada rápida de Fourier de dos dimensiones (FFT2), una técnica optimizada para el cálculo eficiente de transformadas de Fourier discretas. La elección adecuada del tamaño de la ventana y la separación entre muestras en los dominios espacial y frecuencial es fundamental para evitar posibles problemas de evaluación del campo propagado. El estudio se centrará en el caso 2D ($E = E(x, z)$) para simplificar las expresiones, aunque el propagador también se ha desarrollado para el caso general 3D ($E = E(x, y, z)$).

La distancia entre muestras en el dominio del espacio (Δx), debe elegirse de manera que se evite el solapamiento (*aliasing*) de las réplicas de los espectros angulares que provoca el hecho de muestrear. Es lo que se conoce como criterio de Nyquist [6]:

$$f_s = \frac{1}{\Delta x} \geq 2 \cdot f_{\max}, \quad (7)$$

donde f_s es la frecuencia de muestreo espacial y f_{\max} es la frecuencia máxima del espectro angular de la excitación inicial. Dado que $f_{\max} = k_{x,\max}/2\pi$ está relacionado con el ángulo θ_{\max} mediante la ecuación (3), la separación entre muestras debe cumplir:

$$\Delta x \leq \Delta x_{\max} = \lambda_0 / (2n \cdot \sin \theta_{\max}). \quad (8)$$

Es recomendable adoptar $\Delta x = \Delta x_{\max}/2$ para asegurar un margen adicional.

Otro parámetro de simulación es el tamaño X_0 de la ventana espacial. Un criterio razonable consiste en elegir el tamaño de ventana de forma que, a la distancia de propagación z_p deseada, el campo no alcance los bordes de la ventana de simulación, evitando así el solapamiento espacial debido a la periodicidad que impone la FFT2. De esta forma, el tamaño de la ventana debe ser:

$$X_0 = 2 \cdot z_p \cdot \tan \theta_{\max}. \quad (9)$$

Este criterio implica que se requerirán tamaños de ventana tanto mayores cuanto mayor sea el ancho de banda angular y la distancia de propagación deseada. En este punto, es interesante determinar una expresión que relacione la máxima distancia de propagación con el número de puntos de muestreo, N_p , y el ancho de banda angular de la excitación (θ_{\max}). Teniendo en cuenta $X_0 = \Delta x \cdot N_p$, la distancia de propagación máxima con un solo paso es:

$$z_{p,\max} = \frac{\lambda_0 N_p}{8n \cdot \sin^2 \theta_{\max}} \cdot \cos \theta_{\max}. \quad (10)$$

Aunque las ecuaciones han sido planteadas para el caso 2D, son directamente aplicables al caso 3D, considerando que existen dos perfiles, cada uno con su ancho de banda angular correspondiente ($\theta_{\max,x}, \theta_{\max,y}$). La particularización de la ecuación (10) al caso de excitación Gaussiana, da como resultado:

$$z_{p,\max} = \frac{0.137}{(\lambda_0/n)} N_p \cdot \text{MFD}^2, \quad (11)$$

donde el MFD (*Mode Field Diameter*) se define como el ancho efectivo donde la intensidad del campo cae a $1/e^2$ de su valor máximo. Se ha usado la expresión propuesta en [4] que relaciona el MFD de una Gaussiana con su ancho de banda angular (θ_{\max}) que contiene el 99% de la potencia:

$$\text{MFD} = 3\lambda_0 / (n \cdot \pi \cdot \theta_{\max}). \quad (12)$$

La Figura 1 muestra la distancia máxima de propagación en un solo paso para una excitación Gaussiana 3D en función del diámetro del campo (MFD). Se observa que, a medida que el tamaño espacial de la excitación aumenta, la distancia máxima

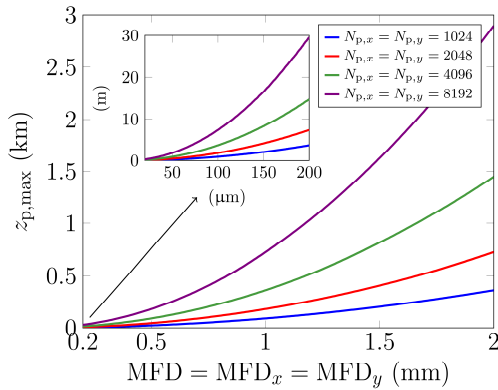


Fig. 1: Distancia máxima de propagación $z_{p,max}$ para una excitación Gaussiana 3D en función del MFD y número de puntos en los ejes x e y , en el vacío y para $\lambda_0 = 1.55 \mu\text{m}$.

alcanzable también se incrementa. Este comportamiento se debe a que excitaciones de mayor tamaño presentan anchos de banda angulares (θ_{max}) más reducidos, lo que relaja las restricciones de muestreo (Δx) y además disminuye la divergencia del haz.

Para extender la propagación a distancias mayores sin aumentar el número de puntos (o, de manera equivalente, el tamaño de ventana), se puede dividir la distancia total en distancias menores que la distancia máxima. Si se multiplica el campo que resulta tras propagarse dichas distancias por una función plana en la zona de interés (D) y evanescente en el resto de la ventana de cómputo, el efecto resultante es equivalente a colocar un absorbente (ABC, Absorbing Boundary Conditions). En este caso se ha escogido un filtro de tipo super-Gaussiano de orden 8 [3]. Este procedimiento se ilustra esquemáticamente en la Figura 2 y se validará mediante un ejemplo en la sección 4.

4.- Ejemplos de aplicación

En esta sección se va a aplicar la herramienta de propagación a diversos casos.

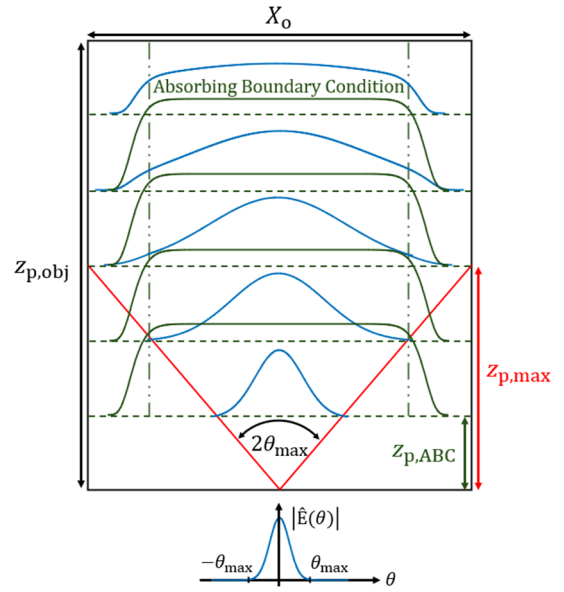


Fig. 2: Esquema de la propagación mediante el espectro angular para una excitación Gaussiana en varios pasos con filtrado para un tamaño fijo de ventana X_0 , un ángulo máximo θ_{max} y una distancia de propagación parcial $z_{p,ABC}$.

4.1.- Validación del método de propagación a largas distancias

Para validar el método de propagación a largas distancias, se ha propagado una excitación Gaussiana con un diámetro del campo $MFD = 2 \text{ mm}$ en el vacío, con una longitud de onda $\lambda_0 = 1.55 \mu\text{m}$, un número de puntos en cada dirección (x, y) $N_p = 2048$, y una región de interés $D = 80 \text{ cm}$. Según se vio en la Figura 1, la distancia máxima sin usar absorbentes para este caso era de 750 m. Sin embargo, la utilización de absorbentes ha permitido propagar una distancia de 5 km en un solo minuto de simulación y 21 MB de memoria.

En la Figura 3 a) se muestra un mapa de la propagación obtenido a partir de la solución analítica del haz Gaussiano [4] para una distancia de 5 km. En la Figura 3 b) se presenta el resultado de la propagación numérica utilizando la herramienta desarrollada en este trabajo, considerando $N_p = 2048$. Como se puede observar, en la zona común de ambos mapas de contorno los campos obtenidos con el método

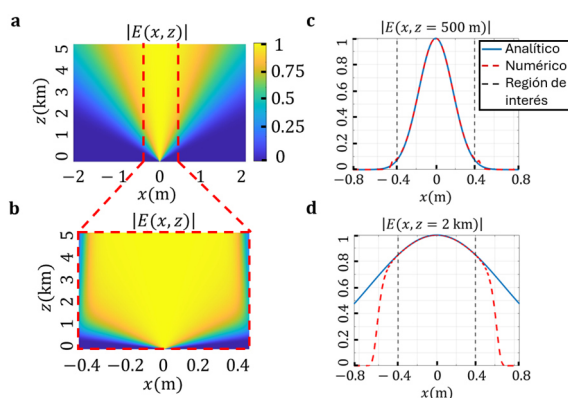


Fig. 3: Propagación de una excitación Gaussiana en el vacío con $\lambda_0 = 1,55 \mu\text{m}$ y $MFD = 2 \text{ mm}$. a) Propagación analítica. b) Propagación numérica con $N_p = 2048$, empleando absorbente y ventana de 80 cm. En ambos casos se ha normalizado el campo para una mejor visualización. c) y d) Comparación de los campos analítico y numérico a las distancias de propagación $z_p = 500 \text{ m}$ y $z_p = 2 \text{ km}$, respectivamente.

desarrollado coinciden con los analíticos. Para cuantificar mejor la exactitud de los resultados, se han representado en la Figura 3 c) y 3 d) los módulos del campo propagado a las distancias de 500 m y 2 km, respectivamente.

La validación se llevó a cabo mediante el cálculo de la conocida integral de solapamiento entre el campo obtenido por el simulador y la solución analítica en una región de interés de 80 cm, obteniendo un valor de 99.99%. Se han logrado propagaciones de hasta 100 km, manteniendo el número de puntos $N_p = 2048$, con un valor de la integral de solapamiento del 99.9%.

4.2.- Aplicación a un problema real en óptica integrada

En óptica integrada, las antenas que enfocan luz en un punto concreto con una determinada anchura de haz, tienen aplicaciones como facilitar el acoplo de luz a una fibra. En la Figura 4 a) se muestra el campo radiado por una antena enfocante diseñada para maximizar el acoplo a una fibra óptica estándar SMF-28 [7] a una distancia de 1 mm.

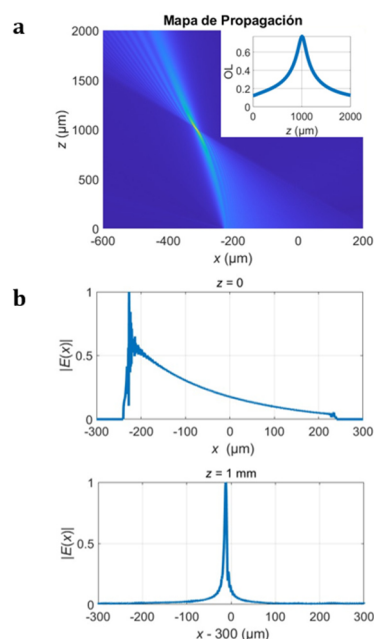


Fig. 4: a) Mapa del campo generado por una rejilla de difracción enfocante y su integral de solapamiento en el eje z. b) Módulo del campo eléctrico en la apertura de la rejilla de difracción y tras propagar 1 mm.

En la Figura 4 b) se muestran en detalle los campos que se tienen al comienzo, en $z = 0$, y en el punto de enfoque, $z = 1 \text{ mm}$, respectivamente. Como se puede observar, el campo se concentra a la distancia de diseño. Si se calcula la eficiencia de acoplo, esta antena logra un acoplamiento a la fibra del 76.7%.

5.- Conclusión

Se ha desarrollado un propagador electromagnético 3D capaz de calcular la evolución del campo tanto en el régimen de campo cercano como en el de campo lejano, permitiendo simulaciones a distancias de hasta varias decenas de kilómetros.

Para ello, se han obtenido expresiones analíticas simples que facilitan la configuración de los parámetros de simulación, como el mallado y el tamaño de la ventana. La validación del simulador se ha realizado en dos casos de uso: la propagación de un haz Gaussiano en espacio libre hasta 100 km, con tiempos de cómputo de solo unos minutos, y la propagación de un

campo radiado por una antena óptica integrada. Para el primer caso, si se sigue la configuración propuesta en este trabajo, se logra una integral de solapamiento del 99.99% con respecto a la solución analítica Gaussiana.

Agradecimientos:

Este trabajo ha sido financiado por el Ministerio de Universidades, Ciencia e Innovación bajo el proyecto PID2023-151178OB-I00, el proyecto PDC2023-145833-I00, Beca de Colaboración del Ministerio de Educación, Formación Profesional y Deportes del Gobierno de España, convocatoria 2024 y la Universidad de Málaga.

Referencias

- [1] S. SHEKHAR, et al., *Roadmapping the next generation of silicon photonics*. Nat Commun 15, 751, 2024.
- [2] Pablo GINEL-MORENO, et al., *On-Chip Metamaterial Antenna Array with Distributed Bragg Deflector for Generation of Collimated Steerable Beams*. Laser & Photonics Reviews vol. 16, no 9, p. 2200164, 2022.
- [3] Jason D. SCHMIDT, *Numerical simulation of optical wave propagation with examples in MATLAB*. 2010.
- [4] Bahaa EA. SALEH, Malvin Carl TEICH, *Fundamentals of photonics, 2 volume set*. John Wiley & Sons, 2019.
- [5] Sophocles J. ORFANIDIS, *Electromagnetic waves and antennas*, 2002.
- [6] Alan V. OPPENHEIM, et al., *Signals & systems*. Pearson Educación, 1997.
- [7] Fiber SMF-28-100,
<https://www.thorlabs.com/thorproduct.cfm?partnumber=smf-28-100>