

Simulador eficiente de antenas ópticas integradas con radiación en ángulos arbitrarios

Elio Godoy-Lorite ⁽¹⁾, Laureano Moreno-Pozas ⁽¹⁾, Robert Halir ⁽¹⁾, Alejandro Ortega-Moñux ⁽¹⁾, J.Gonzalo Wangüemert-Pérez ⁽¹⁾, Iñigo Molina-Fernández ⁽¹⁾

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

Contact: Elio Godoy-Lorite (eliogl@ic.uma.es).

ABSTRACT

The increasing interest in free-space optical communications (FSOC) and Light Detection and Ranging (LiDAR), requires gratings capable of emitting highly collimated beams, with Rayleigh distances in the order of centimeters or even meters. This requires the design of weak-strength gratings, which radiate little amount of power per unit length. In addition, dynamic beam steering is essential for these applications, enabling efficient environmental scanning and tracking of moving objects. This work aims to develop an accurate and efficient simulation tool to accelerate the design of weak-strength gratings, and study the effect of feeding light with arbitrary angles into the antenna. Comparison with results obtained with a full-vectorial 3D FDTD simulator, shows very good agreement with the advantage of decreasing simulation times by up to a factor of $\times 514$.

Key words: Integrated Photonics, Silicon Photonics, grating coupler, metamaterial, simulator, perturbative method, steering, small divergence, FSO, antenna.

1.- Introducción

La fotónica del silicio se posiciona como una de las soluciones más prometedoras para abordar las limitaciones de la microelectrónica tradicional en términos de velocidad y consumo energético [1]. Existen una multitud de aplicaciones en fotónica del silicio, incluyendo el biosensado [2], las comunicaciones cuánticas [3], las comunicaciones en espacio libre [4] o el LiDAR [5]. Uno de los elementos clave en cualquiera de estas aplicaciones, son las rejillas de difracción, que funcionan como antenas ópticas integradas. Estas rejillas permiten hacer de interfaz entre el chip y una fibra o el chip y el espacio libre.

Cuando se diseñan para proyectar haces en espacio libre, las antenas suelen ser de baja fuerza de radiación para conseguir haces cuya distancia de Rayleigh supere los centímetros

[6], esto se traduce en anchos de haz por debajo del grado [7].

En este contexto, explorar estructuras periódicas que presenten perturbaciones débiles, ya sea por la profundidad de grabado o por el contraste de los materiales empleados, está cobrando interés en la literatura para realizar antenas de baja fuerza de radiación. [7].

Para facilitar el diseño de estas antenas, en un trabajo previo [8] se presentó un simulador electromagnético de estructuras periódicas en las que la dirección de propagación coincide con la dirección de la periodicidad. Este simulador se basaba en el método perturbacional (MP) propuesto en [9], y demostró dar resultados excelentes [8]. En el trabajo aquí presentado se presenta una versión mejorada del simulador previo. En particular, este simulador permite evaluar las características de radiación de la antena

cuando ésta es alimentada con incidencia oblicua. Esto tiene aplicaciones para evaluar el funcionamiento de antenas escaneables que controlen la dirección de apuntamiento en función del ángulo de alimentación. El trabajo se apoya en la teoría general planteada en [10], y aquí es adaptada para poder seguir empleando el método perturbacional. El resto de secciones de este trabajo se han organizado del siguiente modo. En la Sección 2 se plantea la teoría necesaria para el desarrollo del simulador, y en la Sección 3 se comparan los resultados y los tiempos de cómputo con un simulador 3D-Full Vectorial FDTD. Se demuestra que los resultados conseguidos con este simulador son precisos, ya que el error relativo de varias métricas de la antena está por debajo del 2%. Además, se consiguen reducir los tiempos de simulación hasta $\times 514$.

En este trabajo, se sigue la siguiente notación: los vectores unitarios se denotan como \hat{a} , mientras que se utiliza \vec{b} para denotar vectores no unitarios, los vectores columna se denotan como \vec{c} o \vec{C} , y \vec{D} para las matrices.

2.- El método perturbacional para excitación oblicua

Este trabajo puede considerarse la continuación natural del trabajo previo presentado en [8]. En este trabajo se presentó un análisis modal de estructuras periódicas cuya perturbación es débil. Los modos de estas estructuras periódicas, denominados modos Floquet-Bloch (FB) [11, 12], son también periódicos. Mediante análisis perturbacional, ya que la estructura considerada en [8] presenta una perturbación débil debida al grabado parcial del núcleo, cada armónico del modo puede determinarse resolviendo un problema de líneas de transmisión independiente. Cada línea representa una capa dieléctrica de la estructura, que depende del orden del armónico y de su polarización. En [8], solo se consideró el análisis modal de los modos Floquet cuya propagación se realiza en el eje x de la Figura 1 (a), es decir, los modos determinados tienen una frecuencia espacial nula en dirección y .

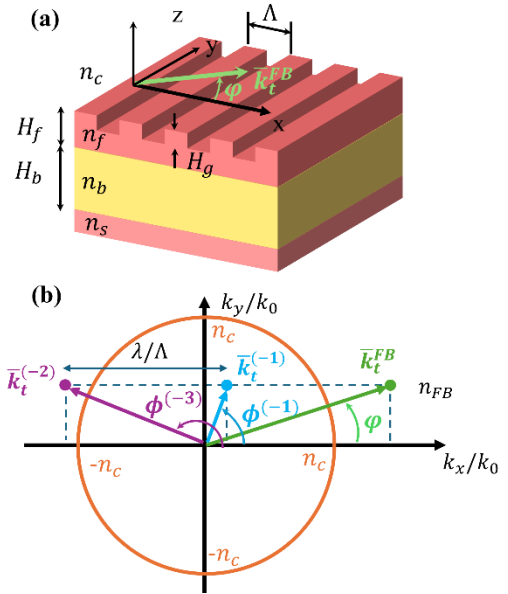


Fig. 1. (a) *Rejilla de difracción con excitación oblicua. El índice de refracción de las capas, así como su altura, se suponen arbitrarios.* (b) *Proyección en el plano XY del diagrama k de la cubierta cuando el modo se propaga con un ángulo φ respecto a x . Los vectores están representados en el dominio de la frecuencia espacial, k_x, k_y .*

En este trabajo, se extiende este análisis perturbacional para modos FB que puedan propagarse con ángulos arbitrarios en el plano del chip (plano XY en la Figura 1(a)), es decir, con un ángulo φ con respecto al eje x . Esto hace que la polarización del campo no pueda considerarse TE o TM pura, y por tanto no sea posible resolver cada armónico de forma independiente, mediante la resonancia transversal de una estructura de líneas de transmisión en serie.

Al considerar modos que pudieran propagarse de forma oblicua por la estructura, sus armónicos van a presentar una frecuencia espacial en dirección y distinta de cero, tal y como se observa en la Figura 1(b). En esta figura se representan los vectores de onda de cada uno de los armónicos proyectados en el plano del chip, $\vec{k}_t^{(n)}$, donde $n = 0, -1, \dots$ representa el orden del armónico. Se comprueba que la constante de fase de todos los armónicos en el eje y , k_y , es la misma, cumpliendo las condiciones de contorno de la estructura periódica.

No obstante, como la estructura presenta una periodicidad en la dirección x , cada armónico tendrá una frecuencia espacial distinta en la dirección x , k_x , según la ecuación siguiente:

$$\vec{k}_t^{(n)} = k_{t,x}^{FB} \hat{x} - n \frac{2\pi}{\Lambda} \hat{x} + k_{t,y}^{FB} \hat{y}, \quad (1)$$

donde Λ es el periodo de la estructura, y $\vec{k}_t^{FB} = k_{t,x}^{FB} \hat{x} + k_{t,y}^{FB} \hat{y}$ es el vector de onda del modo. A partir de (1), es posible calcular los ángulos de radiación en esféricas de cada armónico como [13]

$$\begin{aligned} \phi^{(n)} &= \text{asin} \left(\frac{k_{t,y}^{(n)}}{|\vec{k}_t^{(n)}|} \right) \\ \theta^{(n)} &= \text{asin} \left(\frac{|\vec{k}_t^{(n)}|}{k_0 n_c} \right) \end{aligned}, \quad (2)$$

donde $\phi^{(n)}$ es, según la Figura 1(b), el ángulo de cada armónico con el eje x . $\theta^{(n)}$ es el ángulo que forma cada armónico con respecto al eje z , k_0 es el número de onda en el vacío, y n_c es el índice de refracción de la cubierta.

Para poder realizar el análisis modal, se ha de aplicar la condición de resonancia transversal en el eje z . Para ello se va a descomponer el operador nabla, $\vec{\nabla}$, y los campos electromagnéticos en la componente perpendicular al plano del chip (componente z) y en las componentes paralelas al plano del chip, denominadas componentes transversales, es decir:

$$\begin{cases} \vec{\nabla} = \vec{\nabla}_t + \vec{\nabla}_z \\ \vec{E} = \vec{E}_t + \vec{E}_z \\ \vec{H} = \vec{H}_t + \vec{H}_z \end{cases} \quad (3)$$

Introduciendo esta descomposición en las ecuaciones de Maxwell, y tras una serie de manipulaciones matemáticas, se llega al sistema de ecuaciones diferenciales siguiente:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \vec{E}_t^{(n)}}{\partial z} &= -j \bar{Z}^{(n)} \vec{H}_t^{(n)} + \vec{\rho}^{(n)} \\ \frac{\partial \vec{H}_t^{(n)}}{\partial z} &= -j \bar{Y}^{(n)} \vec{E}_t^{(n)} + \vec{\xi}^{(n)} \end{aligned} \quad (4)$$

En (4), las componentes de los campos están acopladas por el efecto de la matriz

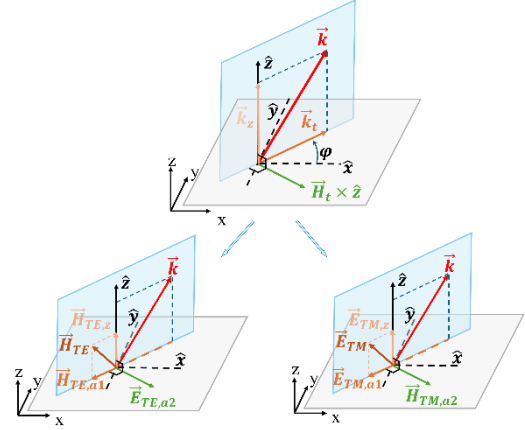


Fig. 2. Cambio de base para una onda genérica polarizada que se propaga con un ángulo ϕ con respecto al eje x .

impedancia $\bar{Z}^{(n)}$ y admitancia $\bar{Y}^{(n)}$, que son matrices 2×2 , donde n es el orden del armónico n -ésimo. Los vectores columna $\vec{\rho}^{(n)}$ y $\vec{\xi}^{(n)}$ contienen la información de la perturbación, producida por la estructura periódica.

Para poder desacoplar las componentes de los campos, es necesario expresar los campos electromagnéticos en una base ortogonal donde sí sea posible distinguir entre polarización TE y TM pura.

Gráficamente, se puede explicar a partir de la Figura 2, donde se ilustra el cambio de base para un caso genérico de una onda propagándose con un cierto ángulo ϕ con respecto al eje x . Claramente, si se trabaja con la base canónica $\mathcal{B} = \{\hat{x}, \hat{y}, \hat{z}\}$, no es posible separar en polarización TE y TM un campo polarizado de forma arbitraria. No obstante, eligiendo la siguiente base

$$\mathcal{M} = \{\hat{k}_t, \hat{k}_t \times \hat{z}, \hat{z}\} = \{\hat{a}_1, \hat{a}_2, \hat{z}\}, \quad (5)$$

cualquier campo se puede expresar como combinación lineal de la polarización TE y TM.

Esta idea se traduce matemáticamente en diagonalizar las matrices impedancia y admitancia en (3). Así, la matriz impedancia se expresa como

$$\bar{Z}^{(n)} = \bar{A}^{(n)} \bar{Z}_D^{(n)} \bar{A}^{(n)-1}, \quad (6)$$

siendo $\bar{A}^{(n)}$ la matriz de cambio de base para el armónico n-ésimo. La matriz $\bar{Z}_D^{(n)}$ es una matriz diagonal con los autovalores de la matriz $\bar{Z}^{(n)}$, los cuales contienen la información de las impedancias de cada uno de los modos. Dado que $\bar{Z}^{(n)} = (\bar{Y}^{(n)})^{-1}$, ambas matrices se pueden diagonalizar con el mismo juego de autovectores. Los autovalores de la matriz admitancia se calculan entonces haciendo el inverso de cada uno de los autovalores de la matriz impedancia.

Al aplicar este cambio de base a la ecuación (4), se puede demostrar que, mediante los cambios de variable de la Tabla I, el problema se reduce a un problema de líneas de transmisión matricial diagonal 2x2 donde cada onda de tensión (y de corriente) está desacoplada del resto, y se puede tratar de forma independiente. Así, el sistema de la ecuación (4) se reduce a las ecuaciones del telegrafista siguientes:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{V}^{(n)}}{\partial z} &= -j\bar{Z}_D^{(n)}\bar{I}^{(n)} + \bar{v}^{(n)} \\ \frac{\partial \bar{I}^{(n)}}{\partial z} &= -j\bar{Y}_D^{(n)}\bar{V}^{(n)} + \bar{i}^{(n)} \end{aligned}, \quad (7)$$

siendo $\bar{V}^{(n)}$ e $\bar{I}^{(n)}$ vectores columna con las ondas de tensión y corriente de cada modo, y $\bar{v}^{(n)}$ e $\bar{i}^{(n)}$ vectores columna con las fuentes independientes de tensión y corriente que modelan la perturbación periódica. Esto permite tratar cada armónico del modo Floquet en una base diferente, y propagar cada polarización de forma independiente. Deshaciendo el cambio de base y el cambio de variable de la Tabla I, el modo FB total soportado por la estructura se podrá obtener sumando la aportación de cada uno de estos armónicos, de la siguiente forma:

$$\begin{aligned} \vec{E}_{FB} &= \left(\sum_n \vec{\psi}^{(n)}(z) e^{-j\vec{k}_t^{(n)} \cdot \vec{r}} \right) e^{-\alpha \hat{k}_{FB} \cdot \vec{r}}, \quad (8) \end{aligned}$$

donde $\vec{\psi}^{(n)}(z)$ es el perfil del armónico concreto, \hat{k}_{FB} es la dirección de propagación del modo FB y α la constante de atenuación.

Tabla I. Relaciones entre las ondas de tensión y corriente y los campos electromagnéticos. Expresiones de las fuentes de tensión y de corriente y de las impedancias en función de la polarización.

TE	TM
$H_{a1}^{(n)} = -I^{(n)}$	$E_{a1}^{(n)} = V^{(n)}$
$E_{a2}^{(n)} = V^{(n)}$	$H_{a2}^{(n)} = I^{(n)}$
$H_z^{(n)} = \frac{k_t^{(n)}}{\omega\mu} V^{(n)}$	$E_z^{(n)} = -\frac{k_t^{(n)}}{\omega\epsilon_0\epsilon_h} I^{(n)}$
$v^{(n)} = 0$	$v^{(n)} = -j\frac{\epsilon^{(n)}k_t^{(n)}}{\omega\epsilon_0\epsilon_h^2} I^{(0)}$
$i^{(n)} = -j\omega\epsilon_0\epsilon^{(n)}V^{(0)}$	$i^{(n)} = -j\omega\epsilon_0\epsilon^{(n)}V^{(0)}$
$Z = \frac{\omega\mu}{k_z^{(n)}}$	$Z = \frac{k_z^{(n)}}{\omega\epsilon_0\epsilon_h}$

3.- Resultados de simulación

En esta sección se va a verificar el funcionamiento del simulador desarrollado comparándolo con el método de diferencias finitas FDTD 3D-Full Vectorial del simulador comercial Lumerical. Para ello, se va a simular una rejilla de difracción en plataforma SOI estándar con grabado parcial de $H_g = 30$ nm, cuyas dimensiones son: $H_f = 220$ nm, $H_b = 2$ μ m y cubierta de 2.2 μ m de altura. El índice de refracción de cada capa es: $n_f = n_s = 3.476$ y $n_b = n_c = 1.444$. El periodo es $\Lambda = 1.6$ μ m, el ciclo de trabajo del 50%, y el armónico en radiación es, en este caso, el tercero $n = -3$. La comparación se va a realizar tanto en términos de tiempos de cómputo como en similitud de resultados. Para ello, se van a distinguir dos casos: excitación normal a la rejilla de difracción, $\varphi = 0^\circ$, y excitación oblicua, $\varphi = 8^\circ$.

En la Figura 3(a) se muestra la potencia radiada por la rejilla de difracción con excitación normal. Se comprueba que el decaimiento exponencial, correspondiente al término $e^{-\alpha \hat{k}_{FB} \cdot \vec{r}}$ de la ecuación (8), es de 3.1 Np/mm con el método perturbacional (MP) y de 3.11 Np/mm con FDTD, obteniendo un error relativo del 0.32%. El diagrama de radiación obtenido con el MP se ilustra en la Figura 3(b), comprobándose que la dirección de radiación también tiene

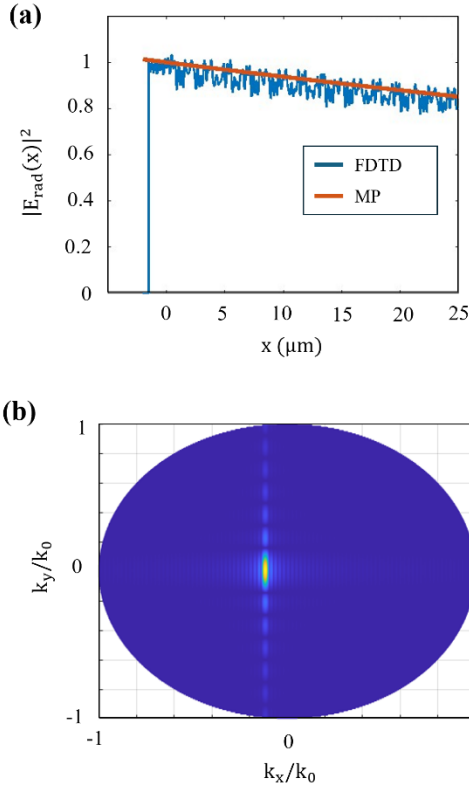


Fig. 3. Figuras para excitación normal, $\phi = 0^\circ$. (a) Comparación con FDTD de la potencia radiada. El mallado espacial FDTD ha sido de 5nm. (b) Diagrama de radiación obtenido con el MP.

$\phi^{(-3)} = 0^\circ$. En la Tabla II se muestra la diferencia de tiempos de simulación entre FDTD y el simulador basado en el MP, consiguiendo una ganancia de $\times 11$. Es importante notar que para este caso, la simulación FDTD no es 3D, pues al excitar con $\phi = 0$, la estructura puede simularse con una anchura infinitesimal. Por otro lado, tal y como se recoge en la Tabla III, los resultados de simulación entre ambos simuladores presentan un error relativo máximo del 1.67%, para el caso del ángulo de radiación $\theta^{(-3)}$.

En la Figura 4 se han presentado los resultados de simulación correspondientes a la incidencia oblicua. Al igual que en el caso anterior, la potencia radiada por unidad de longitud de la Figura 4(a) coincide. Por otro lado, en la Figura 4(b) se tiene el diagrama de radiación, centrado en un ángulo $\phi^{(-3)} = 24.5^\circ$, que coincide con el resultado de la ecuación (2). La diferencia entre este ángulo y el de excitación se puede explicar a partir de

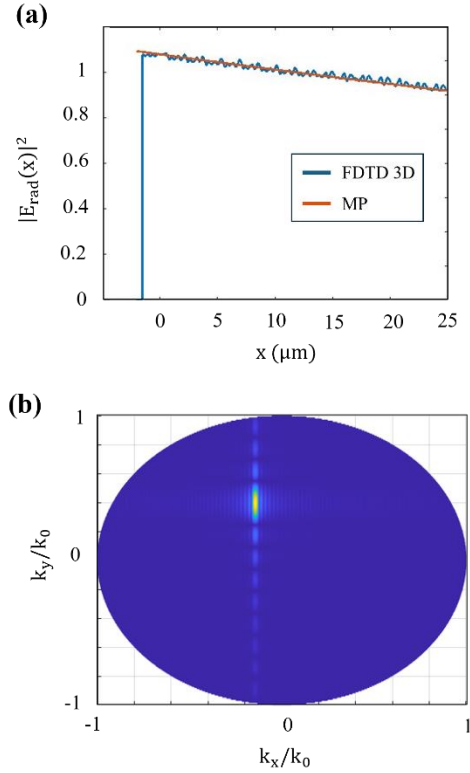


Fig. 4. Figuras para excitación oblicua, $\phi = 8^\circ$. (a) Comparación con FDTD 3D de la potencia radiada. El mallado en FDTD 3D en los tres ejes espaciales ha sido de 10nm. (b) Diagrama de radiación obtenido con el MP.

la Figura 1(b), donde cada armónico presenta un ángulo en el chip diferente. En este caso, la diferencia de tiempos de simulación recogida en la Tabla II es mucho mayor, consiguiendo una reducción de $\times 514$. Esto se debe a que, al excitar de forma oblicua, la simulación FDTD ha de ser 3D, con una guía de cierta anchura para poder propagar oblicuamente. Esto supone un gran avance a la hora del diseño eficiente de estructuras de este tipo, ya que se reduce enormemente el tiempo necesario para ello, asegurando además que los resultados que se consiguen son precisos, tal y como se muestra en la Tabla III, donde el error relativo máximo asociado en este caso a la eficiencia de radiación, es de 1.47%.

4.- Conclusiones

En este trabajo se ha desarrollado un simulador electromagnético de rejillas de difracción para excitación con ángulos arbitrarios basado en el método perturbacional. Este simulador permite el

Tabla II. Comparativa de los tiempos de simulación entre el MP y FDTD 3D para excitación normal y excitación oblicua. (*) En este caso la simulación FDTD 3D presenta un ancho infinitesimal.

φ	MP (Este trabajo)	FDTD 3D	Reducción
0°	5 s	12min 10s (*)	$\times 11^{(*)}$
8°	65 s	9h 17min	$\times 514$

Tabla III. Comparativa de los resultados obtenidos con el MP y con FDTD 3D para excitación normal y excitación oblicua. (*) En este caso la simulación FDTD 3D presenta un ancho infinitesimal.

	MP (Este trabajo)	FDTD 3D	φ
$\alpha \left(\frac{Np}{mm} \right)$	3.1	3.11 (*)	0°
$\eta \%$	57	57 (*)	
$\phi^{(-3)} (^\circ)$	0	0 (*)	
$\theta^{(-3)} (^\circ)$	-6.7	-6.8 (*)	
$\alpha \left(\frac{Np}{mm} \right)$	3.1	3.1	8°
$\eta \%$	60	59	
$\phi^{(-3)} (^\circ)$	110	110	
$\theta^{(-3)} (^\circ)$	24.5	24.5	

análisis de estructuras dieléctricas con un número de capas arbitrario, de dimensiones y materiales genéricos. Esto ha permitido reducir los tiempos de cómputo hasta en $\times 514$ en comparación con un simulador vectorial FDTD 3D, sin comprometer la precisión de los resultados, ya que se encuentran errores relativos por debajo del 2%.

Agradecimientos: Este trabajo ha sido financiado por el Ministerio de Universidades, Ciencia e Innovación bajo el proyecto PID2022-139540OB-I00, el proyecto TED2021-130400BI00/AEI/10.13039/501100011033/ Unión Europea Next-GenerationEU/PRTR, el proyecto PDC2023-145833-I00, el proyecto PID2023-151178OB-I00, la cátedra PERTE-Chip bajo el proyecto TSI-069100-2023-0013 y la Universidad de Málaga.

Referencias

- [1] Shekhar, S. et al. "Roadmapping the next generation of silicon photonics". *Nature Communications*, 15(1), 751, 2024.
- [2] A. Sánchez-Ramírez, et al., "Comparing dielectric and plasmonic waveguides in a Mach-Zehnder architecture with coherent readout for sensing applications," *Optics & Laser Technology*, 168, 109813, 2024.
- [3] Alejandro Sánchez-Postigo, et al., "Engineering subwavelength grating photonic integrated structures for quantum applications," *Smart Photonic and Optoelectronic Integrated Circuits* 2024.
- [4] A. Martinez, et al., "Self-adaptive integrated photonic receiver for turbulence compensation in free-space optical links," *Scientific Reports*, 14, 1, 20178, 2024.
- [5] J. Chen, et al., "Coaxial transceiving LiDAR based on a silicon photonic optical phased array," *Optics Letters*, 49, 12, 3424-3427, 2024.
- [6] C. Ropp et al., "Meta-grating outcouplers for optimized beam shaping in the visible," *Optics Express*, 29(10):14789–14798, 2021.
- [7] P. Ginel-Moreno, et al., "Integrated metamaterial surface-emitting antenna for beam steering applications," *IEEE 17th International Conference Group IV Photonics (GFP)*, 2021.
- [8] Elio Godoy-Lorite, et al., "Simulador electromagnético eficiente para el diseño de rejillas de difracción débiles en guías dieléctricas," *XXXIX URSI*, 2024.
- [9] T. Tamir and S.T. Peng. "Analysis and design of grating couplers". *Applied physics*, 14:235–254, 1977.
- [10] S. Peng, "Rigorous formulation of scattering and guidance by dielectric grating waveguides: general case of oblique incidence," *Journal of the Optical Society of America A*, 6, 12, 1869-1883, 1989.
- [11] G. Floquet, "Sur les équations différentielles linéaires à coefficients périodiques," *Annales scientifiques de l'École normale supérieure*, 12, 47-88, 1883.
- [12] F. Bloch, "Über die Quantenmechanik der Elektronen in Kristallgittern," *Zeitschrift für Physik*, 52, 7, 555-600, 1929.
- [13] Kim, S., et al. "Photonic waveguide to free-space Gaussian beam extreme mode converter". *Light: Science & Applications*, 7 (1), 72. 2018.