



UNIVERSIDAD DE CHILE
FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS Y MATEMÁTICAS
DEPARTAMENTO DE FÍSICA

REDES MULTIORBITALES BASADAS EN MOLÉCULAS FOTÓNICAS

TESIS PARA OPTAR AL GRADO DE
MAGÍSTER EN CIENCIAS, MENCIÓN EN FÍSICA

DIEGO ANTONIO ROMÁN CORTÉS

PROFESOR GUÍA:
RODRIGO ANDRÉS VICENCIO POBLETE

MIEMBROS DE LA COMISIÓN:
JAIME ANGUITA GARCÍA
PEDRO ORELLANA

Este trabajo ha sido parcialmente financiado por los proyectos Instituto Milenio para la Investigación en Óptica (MIRO) ICN17 012, Fondecyt Regular 1191205 y 1231313
Powered@NLHPC: Esta tesis fue parcialmente apoyada por la infraestructura de supercómputo del NLHPC (CCSS210001)

SANTIAGO DE CHILE
2024

Resumen

Una dedicatoria corta.

Agradecimientos

Tabla de Contenido

1. Introducción	1
2. Marco teórico	3
2.1. Desde las ecuaciones de Maxwell a propagación de la luz en guías de onda dieléctricas	3
2.2. Soluciones analíticas para guía de onda tipo losa o <i>slab</i>	4
2.3. Modos normales en guías de onda	4
2.4. Teoría de modos acoplados	4
3. Métodos numéricos	6
3.1. COMSOL (elementos finitos)	6
3.2. Beam Propagation Method	6
3.3. Expansión en modos normales	7
3.4. Teoría de modos acoplados	7
4. Métodos experimentales	8
4.1. Escritura de guías de onda	8
4.2. Montaje de excitación láser supercontinuo	8
4.3. Montaje de modulación espacial de luz	8
4.3.1. Generación de hologramas	8
4.4. Análisis de imágenes	8
5. Ángulo mágico en modos P	9

6. Haces con momentum orbital angular (OAM)	10
7. Acoplamiento interorbital SP	11
8. Moléculas Fotónicas	12
9. Conclusiones	13
Bibliografía	18
Apéndice A. Condición de ortogonalidad de los modos normales	19
Apéndice B. Código en Python utilizado para calcular modos normales	20

Índice de Tablas

Índice de Ilustraciones

Capítulo 1

Introducción

Entre los premios Nobel en Física de la última década [1] se encuentran varios que están estrechamente ligados a la óptica: por la generación de pulsos de luz ultra cortos (femtosegundos [2] y luego attosegundos [3–5]), por experimentos con fotones entrelazados [6–8], por la ideación de pinzas ópticas [9] y por la invención de luces LED [10–12]. El estudio del comportamiento de la luz en diversos contextos ha permitido el posterior desarrollo tecnológico con aplicaciones industriales, en medicina, en comunicaciones e incluso militares. Una aplicación cotidiana es la fibra óptica, que actúa como una guía de onda para la luz y actualmente es el principal medio de transmisión de Internet en el mundo [13, 14].

Numerosos de estos avances en el control de las propiedades de transporte de la luz se han visto propiciados por la técnica de escritura de guías de onda por láser de femtosegundos, la cual ha permitido la fabricación de redes fotónicas de variada índole [15–23]. Su importancia radica no sólo en emular situaciones de la física del sólido, tales como oscilaciones de Bloch [24], localización de Anderson [25], estados de banda plana [17–20] o topología [26–29], sino que también en el estudio de fenómenos ópticos incluyendo no-linealidad tipo Kerr y su uso en la formación de solitones [30], la posible propagación de luz cuántica [31–33], o su compatibilidad con la transmisión de información en la industria de las telecomunicaciones [34].

El enfoque de este proyecto será el estudio de redes fotónicas multiorbitales. Por ello será crucial incorporar la técnica de acoplamiento interorbital, que consiste en sintonizar las constantes de propagación de el modo fundamental de una guía monomodal (S) con el primer modo guiado excitado de una guía dimodal (P) mediante la calibración adecuada de las potencias de escritura, que inducen diferencias en los contrastes generados por la técnica de escritura por láser femtosegundos [35].

El llamado acoplamiento SP ha permitido el estudio de redes que presentan flujo magnético efectivo $\Phi = \pi$, el cual permite el transporte controlado de la luz [36, 37]. Una aplicación directa de este fenómeno es la generación de guías de onda que admitan modos guiados de luz con momento angular orbital (OAM) y la codificación de su carga topológica ℓ como medio para transmitir información [38, 39]. Se ha reportado a la fecha sólo la propagación de OAM mediante de redes fotónicas que prevean simetría C_3 [40, 41]. Sin embargo, el acoplamiento entre modos OAM en una red fotónica permitiría la generación de flujos magnéticos distintos de 0 o π , lo que se reflejaría en una direccionalidad dependiente de la circulación propagante [42, 43]. Para ello será necesario

introducir el concepto de “moléculas fotónicas” [44] y estudiar su aplicación en redes fotónicas [45].

Capítulo 2

Marco teórico

2.1. Desde las ecuaciones de Maxwell a propagación de la luz en guías de onda dieléctricas

Esta tesis estudia el comportamiento de luz láser de baja potencia (1 mW de potencia de salida) propagada en guías de onda dieléctricas escritas dentro de una muestra de borosilicato. Es por ello que se supone un medio lineal no magnético libre de fuentes de carga y de corriente. Las ecuaciones de Maxwell (mks) en este régimen son:

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = 0, \quad (2.1)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (2.2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (2.3)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}, \quad (2.4)$$

donde \mathbf{E} , \mathbf{B} , $\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E}$ son los campos eléctrico, campo magnético y campo desplazamiento eléctrico, respectivamente. Las guías de onda son invariantes en la dirección de propagación z , por lo que el índice de refracción $n = \sqrt{\epsilon/\epsilon_0}$ dependerá de las coordenadas transversales al eje óptico, es decir, $n \equiv n(x, y) = n_0 + \Delta n(x, y)$, con $n_0 = 1.47$ el índice de refracción del borosilicato y $\Delta n \sim 10^{-5} - 10^{-3}$ el contraste de las guías de onda.

Aplicando rotor por la izquierda a la ecuación de Faraday-Lenz (2.2), usando la ecuación de Ampère-Maxwell (2.4) y asumiendo una solución temporal armónica proporcional a $e^{i\omega t}$ se tiene:

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial}{\partial t}(\nabla \times \mathbf{B}) = -\frac{\partial}{\partial t} \left(\mu_0 \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \right) = -\frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = n^2 k_0^2 \mathbf{E}, \quad (2.5)$$

donde $k_0 \equiv \omega/c$ es el número de onda en el vacío. Notemos que, por identidad de cálculo vectorial, se tiene que $\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E}$, y usando la ley de Gauss (2.1) se deduce que $\nabla \cdot \mathbf{E} = -\nabla(n^2) \cdot \mathbf{E}/n^2$.

Con esto,

$$(\nabla^2 + k_0^2 n^2) \mathbf{E} = -\nabla \left(\mathbf{E} \cdot \frac{\nabla n^2}{n^2} \right) \approx 0, \quad (2.6)$$

donde el término de la derecha se desprecia usando la aproximación de guiado débil, pues el contraste Δn es pequeño.

2.2. Soluciones analíticas para guía de onda tipo losa o *slab*

2.3. Modos normales en guías de onda

Si la estructura de guías de onda no varía en la dirección z , el campo eléctrico se puede expandir en sus modos normales como $\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \sum_k \mathbf{E}_k(x, y) e^{i\beta_k z}$. A su vez, el laplaciano de la ecuación (2.6) se puede separar como $\nabla^2 \equiv \nabla_\perp^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$, por lo que la ecuación (2.6) se expande como:

$$\begin{aligned} (\nabla^2 + k_0^2 n^2) \mathbf{E}(\mathbf{r}) &= \left(\nabla_\perp^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k_0^2 n^2 \right) \sum_k \mathbf{E}_k(x, y) e^{i\beta_k z} \\ &= \sum_k \left[e^{i\beta_k z} \nabla_\perp^2 \mathbf{E}_k - \beta_k^2 \mathbf{E}_k e^{i\beta_k z} + k_0^2 n^2 \mathbf{E}_k e^{i\beta_k z} \right] \\ &= \sum_k \left[\nabla_\perp^2 + (k_0^2 n^2 - \beta_k^2) \right] \mathbf{E}_k e^{i\beta_k z} \\ &= 0 \\ \therefore \left[\nabla_\perp^2 + k_0^2 n^2(x, y) \right] \mathbf{E}_k(x, y) &= \beta_k^2 \mathbf{E}_k(x, y) \quad \forall k, \end{aligned} \quad (2.7)$$

pues los modos normales son ortogonales entre sí (ver apéndice A). Notemos que la ecuación (2.7) es un problema de autovalores β_k^2 y autofunciones $\mathbf{E}_k(x, y)$. En principio, la forma espacial del índice de refracción $n(x, y)$ puede ser arbitraria siempre y cuando que se satisfaga la condición de guiado débil de la ecuación (2.6).

2.4. Teoría de modos acoplados

Para el estudio de redes fotónicas, es conveniente utilizar herramientas similares a las de la Física del Sólido en lo que respecta a potenciales periódicos. En particular, se puede suponer que los modos guiados de una guía de onda están fuertemente ligados a ella (enlace fuerte o *Tight Binding*), incluso en presencia de otras guías de onda. Es decir, se supondrá que el k -ésimo modo de la m -ésima guía de onda satisface para toda distancia de propagación z la ecuación (2.7), donde el índice de refracción total se puede descomponer en una suma periódica de guías de onda $n^2(\mathbf{r}) = \sum_m n_m^2(\mathbf{r})$.

Entonces, descomponiendo el campo eléctrico total de la forma $\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \sum_{k,m} \mathbf{E}_{k,m}(x,y) a_{k,m}(z) e^{i\beta_{k,m}z}$ y reemplazando en la ecuación (2.6) se tiene:

$$\begin{aligned}
(\nabla^2 + k_0^2 n^2) \mathbf{E}(\mathbf{r}) &= \left(\nabla_{\perp}^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k_0^2 n^2 \right) \sum_{k,m} \mathbf{E}_{k,m}(x,y) a_{k,m}(z) e^{i\beta_{k,m}z} \\
&= \sum_{k,m} \left[a_{k,m} e^{i\beta_{k,m}z} \left(\nabla_{\perp}^2 + k_0^2 n^2 \right) \mathbf{E}_{k,m} + \mathbf{E}_{k,m} \frac{d^2}{dz^2} a_{k,m} e^{i\beta_{k,m}z} \right] \\
&= \sum_{k,m} \left[a_{k,m} \left(\nabla_{\perp}^2 + k_0^2 n^2 - \beta_{k,m}^2 \right) + \frac{d^2 a_{k,m}}{dz^2} + 2i\beta_{k,m} \frac{da_{k,m}}{dz} \right] e^{i\beta_{k,m}z} \mathbf{E}_{k,m} \\
&\approx \sum_{k,m} \left[a_{k,m} k_0^2 \sum_{m' \neq m} n_{m'}^2 + 2i\beta_{k,m} \frac{da_{k,m}}{dz} \right] e^{i\beta_{k,m}z} \mathbf{E}_{k,m} \\
&= 0.
\end{aligned}$$

Aplicando producto punto con $\mathbf{E}_{k',m'}^*$ e integrando en todo el plano xy :

$$\begin{aligned}
&\Rightarrow \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \sum_{k,m} \left[a_{k,m} k_0^2 \sum_{m' \neq m} n_{m'}^2 + 2i\beta_{k,m} \frac{da_{k,m}}{dz} \right] e^{i\beta_{k,m}z} \mathbf{E}_{k,m} \cdot \mathbf{E}_{k',m'}^* dx dy = 0 \\
&\sum_{k,m} \left[a_{k,m} \sum_{m' \neq m} \left(\underbrace{\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} k_0^2 n_{m'}^2 \mathbf{E}_{k,m} \cdot \mathbf{E}_{k',m'}^* dx dy}_{C_{m,m',m'',k,k'}} \right) + 2i\beta_{k,m} \frac{da_{k,m}}{dz} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{E}_{k,m} \cdot \mathbf{E}_{k',m'}^* dx dy \right] e^{i\beta_{k,m}z} = 0
\end{aligned} \tag{2.8}$$

Capítulo 3

Métodos numéricos

3.1. COMSOL (elementos finitos)

A partir de la ecuación (2.5) y separando el campo eléctrico $\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \mathbf{E}_1(\mathbf{r})e^{-i\phi_1(\mathbf{r})}$ en una envolvente lenta $\mathbf{E}_1(\mathbf{r})$ y una fase rápidamente oscilante $\phi_1(\mathbf{r})$,

$$\nabla \times [\nabla \times (\mathbf{E}_1 e^{-i\phi_1})] = n^2 k_0^2 \mathbf{E}_1 e^{-i\phi_1} \quad (3.1)$$

$$\nabla \times [e^{-i\phi_1} \times (\nabla \times \mathbf{E}_1) + \nabla(e^{-i\phi_1}) \times \mathbf{E}_1] = n^2 k_0^2 \mathbf{E}_1 e^{-i\phi_1} \quad (3.2)$$

$$\nabla \times [e^{-i\phi_1} (\nabla - i\mathbf{k}_1) \times \mathbf{E}_1] = n^2 k_0^2 \mathbf{E}_1 e^{-i\phi_1} \quad (3.3)$$

$$e^{-i\phi_1} \nabla \times [(\nabla - i\mathbf{k}_1) \times \mathbf{E}_1] + \nabla(e^{-i\phi_1}) \times (\nabla - i\mathbf{k}_1) \times \mathbf{E}_1 = n^2 k_0^2 \mathbf{E}_1 e^{-i\phi_1} \quad (3.4)$$

$$e^{-i\phi_1} \nabla \times [(\nabla - i\mathbf{k}_1) \times \mathbf{E}_1] - i\mathbf{k}_1 e^{-i\phi_1} \times (\nabla - i\mathbf{k}_1) \times \mathbf{E}_1 = n^2 k_0^2 \mathbf{E}_1 e^{-i\phi_1} \quad (3.5)$$

$$(\nabla - i\mathbf{k}_1) \times ((\nabla - i\mathbf{k}_1) \times \mathbf{E}_1) = n^2 k_0^2 \mathbf{E}_1, \quad (3.6)$$

con $\mathbf{k}_1 = \nabla\phi_1(\mathbf{r})$. La ecuación (3.6) se puede resolver vía el software comercial COMSOL *Multiphysics* mediante elementos finitos más gruesos que los que se tendría que usar a partir de la ecuación (2.5) debido a la separación entre envolvente y fase, sin haber hecho aproximación alguna.

3.2. Beam Propagation Method

Por otro lado, utilizando la aproximación paraxial escogiendo el eje z como dirección de propagación y seleccionando la polarización horizontal del campo, es posible simplificar la ecuación (3.6) y llegar a la formulación de un método numérico escalar conocido como *Beam Propagation Method*, utilizado ampliamente en esta área de investigación [16, 35, 36, 41, 46]. Éste consiste en resolver numéricamente la ecuación

$$2in_0k_0 \frac{\partial}{\partial z} \psi(x, y, z) = \nabla_{\perp}^2 \psi(x, y, z) + (n^2 - n_0^2) k_0^2 \psi(x, y, z), \quad (3.7)$$

con $\psi(x, y, z)$, n_0 , $n(x, y)$ y k_0 la envolvente de la componente horizontal campo eléctrico, el índice de refracción del material, el índice de refracción inducido y el número de onda en el vacío, respectivamente.

3.3. Expansión en modos normales

3.4. Teoría de modos acoplados

Aplicando teoría acoplada de modos [47] a la ecuación (3.7), con el objetivo de describir de forma discreta una red fotónica, es posible derivar las llamadas ecuaciones discretas tipo Schrödinger [19, 20, 30]

$$-i \frac{\partial u_{\vec{n}}}{\partial z} = \beta_{\vec{n}} u_{\vec{n}} + \sum_{\vec{m} \neq \vec{n}} C_{\vec{n}, \vec{m}} u_{\vec{m}}, \quad (3.8)$$

con $u_{\vec{n}}$, $\beta_{\vec{n}}$ y $C_{\vec{n}, \vec{m}}$ la envolvente normalizada del campo eléctrico, la constante de propagación normalizada y las constantes de acoplamiento entre los modos de las guías en las posiciones de la red \vec{n} y \vec{m} , respectivamente.

Capítulo 4

Métodos experimentales

4.1. Escritura de guías de onda

4.2. Montaje de excitación láser supercontinuo

4.3. Montaje de modulación espacial de luz

4.3.1. Generación de hologramas

4.4. Análisis de imágenes

Capítulo 5

Ángulo mágico en modos P

Capítulo 6

Haces con momentum orbital angular (OAM)

Capítulo 7

Acoplamiento interorbital SP

Capítulo 8

Moléculas Fotónicas

Capítulo 9

Conclusiones

Bibliografía

- [1] All nobel prizes in physics. URL <https://www.nobelprize.org/prizes/lists/all-nobel-prizes-in-physics/>.
- [2] P. Maine, D. Strickland, P. Bado, M. Pessot, and G. Mourou. Generation of ultrahigh peak power pulses by chirped pulse amplification. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 24(2): 398–403, 1988. doi: 10.1109/3.137.
- [3] M. Lewenstein, Ph. Balcou, M. Yu. Ivanov, Anne L’Huillier, and P. B. Corkum. Theory of high-harmonic generation by low-frequency laser fields. *Phys. Rev. A*, 49:2117–2132, Mar 1994. doi: 10.1103/PhysRevA.49.2117. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.49.2117>.
- [4] P. M. Paul, E. S. Toma, P. Breger, G. Mullot, F. Augé, Ph. Balcou, H. G. Muller, and P. Agostini. Observation of a train of attosecond pulses from high harmonic generation. *Science*, 292(5522):1689–1692, 2001. doi: 10.1126/science.1059413. URL <https://www.science.org/doi/abs/10.1126/science.1059413>.
- [5] Thomas Brabec and Ferenc Krausz. Intense few-cycle laser fields: Frontiers of nonlinear optics. *Reviews of Modern Physics*, 72:545–591, 2000. URL <https://api.semanticscholar.org/CorpusID:120371634>.
- [6] J F Clauser and A Shimony. Bell’s theorem. experimental tests and implications. *Reports on Progress in Physics*, 41(12):1881, dec 1978. doi: 10.1088/0034-4885/41/12/002. URL <https://dx.doi.org/10.1088/0034-4885/41/12/002>.
- [7] Alain Aspect, Jean Dalibard, and Gérard Roger. Experimental test of bell’s inequalities using time-varying analyzers. *Phys. Rev. Lett.*, 49:1804–1807, Dec 1982. doi: 10.1103/PhysRevLett.49.1804. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.49.1804>.
- [8] Paul G. Kwiat, Klaus Mattle, Harald Weinfurter, Anton Zeilinger, Alexander V. Sergienko, and Yanhua Shih. New high-intensity source of polarization-entangled photon pairs. *Phys. Rev. Lett.*, 75:4337–4341, Dec 1995. doi: 10.1103/PhysRevLett.75.4337. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.75.4337>.
- [9] A. Ashkin, J. M. Dziedzic, and T. Yamane. Optical trapping and manipulation of single cells using infrared laser beams. *Nature*, 330(6150):769–771, Dec 1987. ISSN 1476-4687. doi: 10.1038/330769a0. URL <https://doi.org/10.1038/330769a0>.

- [10] Isamu Akasaki. Gan-based p-n junction blue-light-emitting devices. *Proc. IEEE*, 101(10): 2200–2210, 2013. doi: 10.1109/JPROC.2013.2274928. URL <https://doi.org/10.1109/JPROC.2013.2274928>.
- [11] Michael Kneissl, Tae-Yeon Seong, Jung Han, and Hiroshi Amano. The emergence and prospects of deep-ultraviolet light-emitting diode technologies. *Nature Photonics*, 13(4): 233–244, Apr 2019. ISSN 1749-4893. doi: 10.1038/s41566-019-0359-9. URL <https://doi.org/10.1038/s41566-019-0359-9>.
- [12] Shuji Nakamura, Takashi Mukai, and Masayuki Senoh. Candela-class high-brightness In-GaN/AlGaN double-heterostructure blue-light-emitting diodes. *Applied Physics Letters*, 64(13):1687–1689, 03 1994. ISSN 0003-6951. doi: 10.1063/1.111832. URL <https://doi.org/10.1063/1.111832>.
- [13] Submarine cable frequently asked questions, . URL <https://www2.telegeography.com/submarine-cable-faqs-frequently-asked-questions>.
- [14] Hogares con acceso a internet fijo alcanzan el 67 % y usuarios aumentan preferencia por redes de alta velocidad, . URL <https://www.subtel.gob.cl/hogares-con-acceso-a-internet-fijo-alcanzan-el-67-y-usuarios-aumentan-preferencia-por-redes-de-alta-velocidad>.
- [15] Alexander Szameit, Dominik Blömer, Jonas Burghoff, Thomas Schreiber, Thomas Pertsch, Stefan Nolte, Andreas Tünnermann, and Falk Lederer. Discrete nonlinear localization in femtosecond laser written waveguides in fused silica. *Opt. Express*, 13(26):10552–10557, Dec 2005. doi: 10.1364/OPEX.13.010552. URL <https://opg.optica.org/oe/abstract.cfm?URI=oe-13-26-10552>.
- [16] Yonatan Plotnik, Or Peleg, Felix Dreisow, Matthias Heinrich, Stefan Nolte, Alexander Szameit, and Mordechai Segev. Experimental observation of optical bound states in the continuum. *Phys. Rev. Lett.*, 107:183901, Oct 2011. doi: 10.1103/PhysRevLett.107.183901. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.107.183901>.
- [17] Rodrigo A. Vicencio, Camilo Cantillano, Luis Morales-Inostroza, Bastián Real, Cristian Mejía-Cortés, Steffen Weimann, Alexander Szameit, and Mario I. Molina. Observation of localized states in lieb photonic lattices. *Phys. Rev. Lett.*, 114:245503, Jun 2015. doi: 10.1103/PhysRevLett.114.245503. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.114.245503>.
- [18] Seababrata Mukherjee, Alexander Spracklen, Debaditya Choudhury, Nathan Goldman, Patrik Öhberg, Erika Andersson, and Robert R. Thomson. Observation of a localized flat-band state in a photonic lieb lattice. *Phys. Rev. Lett.*, 114:245504, Jun 2015. doi: 10.1103/PhysRevLett.114.245504. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.114.245504>.
- [19] Daniel Leykam, Alexei Andreanov, and Sergej Flach. Artificial flat band systems: from lattice models to experiments. *Advances in Physics: X*, 3(1):1473052, 2018. doi: 10.1080/23746149.2018.1473052. URL <https://doi.org/10.1080/23746149.2018.1473052>.
- [20] Rodrigo A. Vicencio. Photonic flat band dynamics. *Advances in Physics: X*, 6(1): 1878057, 2021. doi: 10.1080/23746149.2021.1878057. URL <https://doi.org/10.1080/23746149.2021.1878057>.

- [21] Diego Román-Cortés, Guillermo Fadic, Christofer Cid-Lara, Diego Guzmán-Silva, Bastián Real, and Rodrigo A. Vicencio. Strain induced localization to delocalization transition on a lieb photonic ribbon lattice. *Scientific Reports*, 11(1):21411, Nov 2021. ISSN 2045-2322. doi: 10.1038/s41598-021-00967-3. URL <https://doi.org/10.1038/s41598-021-00967-3>.
- [22] Javier Cubillos Cornejo, Diego Guzmán-Silva, Víctor Hugo Cornejo, Ignacio Bordeu, and Rodrigo A. Vicencio. Transport and localization on dendrite-inspired flat band linear photonic lattices. *Scientific Reports*, 13(1):13057, Aug 2023. ISSN 2045-2322. doi: 10.1038/s41598-023-39985-8. URL <https://doi.org/10.1038/s41598-023-39985-8>.
- [23] Paloma Vildoso, Rodrigo A. Vicencio, and Jovana Petrovic. Ultra-low-loss broadband multiport optical splitters. *Opt. Express*, 31(8):12703–12716, Apr 2023. doi: 10.1364/OE.486855. URL <https://opg.optica.org/oe/abstract.cfm?URI=oe-31-8-12703>.
- [24] Zhaoyang Zhang, Shaohuan Ning, Hua Zhong, Milivoj R. Belić, Yiqi Zhang, Yuan Feng, Shun Liang, Yanpeng Zhang, and Min Xiao. Experimental demonstration of optical bloch oscillation in electromagnetically induced photonic lattices. *Fundamental Research*, 2(3): 401–404, 2022. ISSN 2667-3258. doi: <https://doi.org/10.1016/j.fmre.2021.08.019>. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S2667325821001746>.
- [25] Tal Schwartz, Guy Bartal, Shmuel Fishman, and Mordechai Segev. Transport and anderson localization in disordered two-dimensional photonic lattices. *Nature*, 446(7131):52–55, Mar 2007. ISSN 1476-4687. doi: 10.1038/nature05623. URL <https://doi.org/10.1038/nature05623>.
- [26] Seababata Mukherjee, Alexander Spracklen, Manuel Valiente, Erika Andersson, Patrik Öhberg, Nathan Goldman, and Robert R. Thomson. Experimental observation of anomalous topological edge modes in a slowly driven photonic lattice. *Nature Communications*, 8(1):13918, Jan 2017. ISSN 2041-1723. doi: 10.1038/ncomms13918. URL <https://doi.org/10.1038/ncomms13918>.
- [27] Lukas J. Maczewsky, Julia M. Zeuner, Stefan Nolte, and Alexander Szameit. Observation of photonic anomalous floquet topological insulators. *Nature Communications*, 8(1):13756, Jan 2017. ISSN 2041-1723. doi: 10.1038/ncomms13756. URL <https://doi.org/10.1038/ncomms13756>.
- [28] G. Cáceres-Aravena, L. E. F. Foa Torres, and R. A. Vicencio. Topological and flat-band states induced by hybridized linear interactions in one-dimensional photonic lattices. *Phys. Rev. A*, 102:023505, Aug 2020. doi: 10.1103/PhysRevA.102.023505. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.102.023505>.
- [29] Roman S. Savelev and Maxim A. Gorlach. Topological states in arrays of optical waveguides engineered via mode interference. *Phys. Rev. B*, 102:161112, Oct 2020. doi: 10.1103/PhysRevB.102.161112. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.102.161112>.
- [30] Falk Lederer, George I. Stegeman, Demetri N. Christodoulides, Gaetano Assanto, Moti Segev, and Yaron Silberberg. Discrete solitons in optics. *Physics Reports*, 463(1):1–126, 2008. ISSN 0370-1573. doi: <https://doi.org/10.1016/j.physrep.2008.04.004>. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370157308001257>.

- [31] S. Rojas-Rojas, E. Barriga, C. Muñoz, P. Solano, and C. Hermann-Avigliano. Manipulation of multimode squeezing in a coupled waveguide array. *Phys. Rev. A*, 100:023841, Aug 2019. doi: 10.1103/PhysRevA.100.023841. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.100.023841>.
- [32] R. Julius, A. N. Alias, and M. S. A. Halim. Quantum squeezing in coupled waveguide networks with quadratic and cubic nonlinearity. *The European Physical Journal Plus*, 137(1):91, Jan 2022. ISSN 2190-5444. doi: 10.1140/epjp/s13360-021-02302-1. URL <https://doi.org/10.1140/epjp/s13360-021-02302-1>.
- [33] Joaquin Medina Dueñas, Gabriel O’Ryan Pérez, Carla Hermann-Avigliano, and Luis E. F. Foa Torres. Quadrature protection of squeezed states in a one-dimensional photonic topological insulator. *Quantum*, 5:526, August 2021. ISSN 2521-327X. doi: 10.22331/q-2021-08-17-526. URL <https://doi.org/10.22331/q-2021-08-17-526>.
- [34] Zhiwen Li, Siqi Hu, Qiao Zhang, Ruijuan Tian, Linpeng Gu, Yisong Zhu, Qingchen Yuan, Ruixuan Yi, Chen Li, Yan Liu, Yue Hao, Xuetao Gan, and Jianlin Zhao. Telecom-band waveguide-integrated mos2 photodetector assisted by hot electrons. *ACS Photonics*, 9(1): 282–289, 2022. doi: 10.1021/acsp Photonics.1c01622. URL <https://doi.org/10.1021/acsp Photonics.1c01622>.
- [35] Diego Guzmán-Silva, Gabriel Cáceres-Aravena, and Rodrigo A. Vicencio. Experimental observation of interorbital coupling. *Phys. Rev. Lett.*, 127:066601, Aug 2021. doi: 10.1103/PhysRevLett.127.066601. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.127.066601>.
- [36] Christina Jörg, Gerard Queraltó, Mark Kremer, Gerard Pelegrí, Julian Schulz, Alexander Szaimeit, Georg von Freymann, Jordi Mompart, and Verónica Ahufinger. Artificial gauge field switching using orbital angular momentum modes in optical waveguides. *Light: Science & Applications*, 9(1):150, Aug 2020. ISSN 2047-7538. doi: 10.1038/s41377-020-00385-6. URL <https://doi.org/10.1038/s41377-020-00385-6>.
- [37] Gabriel Cáceres-Aravena, Diego Guzmán-Silva, Ignacio Salinas, and Rodrigo A. Vicencio. Controlled transport based on multi-orbital aharonov-bohm photonic caging. *Phys. Rev. Lett.*, 128:256602, Jun 2022. doi: 10.1103/PhysRevLett.128.256602. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.128.256602>.
- [38] Yudong Lian, Xuan Qi, Yuhe Wang, Zhenxu Bai, Yulei Wang, and Zhiwei Lu. Oam beam generation in space and its applications: A review. *Optics and Lasers in Engineering*, 151: 106923, 2022. ISSN 0143-8166. doi: <https://doi.org/10.1016/j.optlaseng.2021.106923>. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0143816621003924>.
- [39] Jaime A. Anguita, Joaquín Herreros, and Ivan B. Djordjevic. Coherent multimode oam superpositions for multidimensional modulation. *IEEE Photonics Journal*, 6(2):1–11, 2014. doi: 10.1109/JPHOT.2014.2309645.
- [40] Wei-Guan Shen, Yuan Chen, Hui-Ming Wang, and Xian-Min Jin. Oam mode conversion in a photonic chip. *Optics Communications*, 507:127615, 2022. ISSN 0030-4018. doi: <https://doi.org/10.1016/j.optcom.2021.127615>. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0030401821008646>.

- [41] Zhichan Hu, Domenico Bongiovanni, Ziteng Wang, Xiangdong Wang, Daohong Song, Jingjun Xu, Roberto Morandotti, Hrvoje Buljan, and Zhigang Chen. Topologically protected vortex transport via chiral-symmetric disclination, 2023.
- [42] J. Polo, J. Mompart, and V. Ahufinger. Geometrically induced complex tunnelings for ultracold atoms carrying orbital angular momentum. *Phys. Rev. A*, 93:033613, Mar 2016. doi: 10.1103/PhysRevA.93.033613. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.93.033613>.
- [43] Chuang Jiang, Yanting Wu, Meiyan Qin, and Shaolin Ke. Topological bound modes with orbital angular momentum in optical waveguide arrays. *Journal of Lightwave Technology*, 41(7):2205–2211, 2023. doi: 10.1109/JLT.2022.3200139.
- [44] M. Bayer, T. Gutbrod, J. P. Reithmaier, A. Forchel, T. L. Reinecke, P. A. Knipp, A. A. Dremin, and V. D. Kulakovskii. Optical modes in photonic molecules. *Phys. Rev. Lett.*, 81:2582–2585, Sep 1998. doi: 10.1103/PhysRevLett.81.2582. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.81.2582>.
- [45] Maxim Mazanov, Diego Román-Cortés, Gabriel Cáceres-Aravena, Christofer Cid, Maxim A. Gorlach, and Rodrigo A. Vicencio. Photonic molecule approach to multiorbital topology. *Nano Letters*, 24(15):4595–4601, 2024. doi: 10.1021/acs.nanolett.4c00728. URL <https://doi.org/10.1021/acs.nanolett.4c00728>. PMID: 38574276.
- [46] Ginés Lifante Pedrola. *Beam Propagation Method for Design of Optical Waveguide Devices*. Wiley, 2015. ISBN 9781119083382. URL <https://books.google.cl/books?id=ZV6-CgAAQBAJ>.
- [47] Wei-Ping Huang. Coupled-mode theory for optical waveguides: an overview. *Journal of The Optical Society of America A-optics Image Science and Vision*, 11:963–983, 1994. URL <https://api.semanticscholar.org/CorpusID:120397076>.
- [48] John David Jackson. *Classical electrodynamics*. Wiley, New York, NY, 3rd ed. edition, 1999. ISBN 9780471309321. URL <http://cdsweb.cern.ch/record/490457>.

Apéndice A

Condición de ortogonalidad de los modos normales

La ecuación (2.7) permite encontrar la condición de ortogonalidad de los modos normales del campo eléctrico $\mathbf{E}_k = \mathbf{E}_{\perp k} e^{i(\beta_k z - \omega t)}$. Para ello, primero se utilizará el teorema de reciprocidad de Lorentz aplicado a medios dieléctricos. Sean $(\mathbf{E}_k, \mathbf{B}_k)$ y $(\mathbf{E}_{k'}, \mathbf{B}_{k'})$ soluciones linealmente independientes a las ecuaciones de Maxwell:

$$\begin{aligned}\nabla \cdot (\mathbf{E}_k \times \mathbf{B}_{k'}) &= \mathbf{B}_{k'} \cdot (\nabla \times \mathbf{E}_k) - \mathbf{E}_k \cdot (\nabla \times \mathbf{B}_{k'}) \\ &= \mathbf{B}_{k'} \cdot (i\omega \mathbf{B}_{k'}) + \mathbf{E}_k \cdot (i\omega n^2 / c^2 \mathbf{E}_{k'}) \\ \implies \nabla \cdot (\mathbf{E}_k \times \mathbf{B}_{k'} - \mathbf{E}_{k'} \times \mathbf{B}_k) &= 0.\end{aligned}$$

Haciendo la separación $\nabla = \nabla_{\perp} + \hat{\mathbf{z}} \partial_z$, y notando que $\partial_z(\mathbf{E}_k \times \mathbf{B}_{k'} - \mathbf{E}_{k'} \times \mathbf{B}_k) = i(\beta_k + \beta_{k'}) (\mathbf{E}_k \times \mathbf{B}_{k'} - \mathbf{E}_{k'} \times \mathbf{B}_k)$

$$\begin{aligned}\iint_S \nabla \cdot (\mathbf{E}_k \times \mathbf{B}_{k'} - \mathbf{E}_{k'} \times \mathbf{B}_k) dA &= \oint_C (\mathbf{E}_k \times \mathbf{B}_{k'} - \mathbf{E}_{k'} \times \mathbf{B}_k) \cdot \hat{\mathbf{n}} d\ell \\ &= -i(\beta_k + \beta_{k'}) \hat{\mathbf{z}} \cdot \iint_S (\mathbf{E}_k \times \mathbf{B}_{k'} - \mathbf{E}_{k'} \times \mathbf{B}_k) dA \\ \implies (\beta_k + \beta_{k'}) \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} (\mathbf{E}_k \times \mathbf{B}_{k'} - \mathbf{E}_{k'} \times \mathbf{B}_k) \cdot \hat{\mathbf{z}} dx dy &= 0,\end{aligned}\tag{A.1}$$

pues los campos deben anularse en el infinito. Si consideramos el campo 2 propagándose en la dirección contraria, la ecuación que se satisface es:

$$(\beta_k - \beta_{k'}) \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} (-\mathbf{E}_k \times \mathbf{B}_{k'} - \mathbf{E}_{k'} \times \mathbf{B}_k) \cdot \hat{\mathbf{z}} dx dy = 0,\tag{A.2}$$

De (A.1) y (A.2) se obtiene:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} (\mathbf{E}_k \times \mathbf{B}_{k'}^*) \cdot \hat{\mathbf{z}} dx dy = 0, \text{ si } k \neq k'\tag{A.3}$$

Apéndice B

Código en Python utilizado para calcular modos normales