

UNIVERSIDAD MIGUEL HERNÁNDEZ DE ELCHE

ESCUELA POLITÉCNICA SUPERIOR DE ELCHE

GRADO EN INGENIERÍA DE TECNOLOGÍAS DE
TELECOMUNICACIÓN



UNIVERSITAS
Miguel Hernández

“NANOANTENAS”

TRABAJO FIN DE GRADO

Julio -2020

AUTOR: David Moreno Gallego de la Sacristana

TUTOR: Pablo Acebal González

Nanoantenas

Análisis teórico de nanoestructuras mediante métodos numéricos FDTD para simulaciones electromagnéticas y diseño de sus propiedades en función de la geometría

Autor:

David Moreno Gallego de la Sacristana

Tutor:

Pablo Acebal González

Departamento de Ciencia de Materiales, Óptica y Tecnología Electrónica



Grado en Ingeniería en Tecnologías de Telecomunicación

PREÁMBULO

El diseño de nanoestructuras para aplicaciones ópticas es un campo en continuo crecimiento dado el alto impacto que este supone en el avance y miniaturización de la tecnología actual. La nanoantena se describe como puente entre la luz que se propaga en el espacio libre y la luz guiada (o puente entra campo lejano y campo cercano para su tratamiento). En otras palabras, las nanoantenas actúan como puerta de entrada de la luz exterior a su empleo en circuito fotónicos en escala nanométrica y viceversa.

En el presente proyecto se desarrolla la metodología de diseño y análisis electromagnético de nanoestructuras o nanoantenas, presentando dicha metodología como guía para el personal interesado en el diseño y estudio de estas estructuras. En la guía se muestra el proceso de programación en Python (con MEEP), Mathematica y Matlab con la correspondiente explicación en cada paso de las diferentes funciones y objetivos. Se destacan las propiedades de mayor interés y su significado.

Finalmente, se muestra un ejemplo del procedimiento de análisis para un caso de específico de nanoantena diseñada con geometría elíptica que aporta resultados novedosos en este campo de investigación. Entre los resultados obtenidos se puede destacar la generación de momento angular de espín cuando la nanoantena se ilumina con luz linealmente polarizada, que además se puede controlar con el ángulo de polarización de la luz incidente.

AGRADECIMIENTOS

En primer lugar, agradecer la ayuda concedida por el departamento de Ciencia de Materiales, Óptica y Tecnología Electrónica dentro del convenio de la Beca Colaboración concedida por el Ministerio de Educación.

A mi tutor, Pablo Acebal, por el tiempo invertido en mi ayuda; su gran disponibilidad y dedicación siempre que ha surgido cualquier duda ha sido admirable desde el primer día, en tercer curso, cuando fui a su despacho a presentar mi curiosidad sobre las nanoantenas, hasta el último día de trabajo. Considero una gran fortuna la mía el haber podido aprender tanto con el y no tengo duda de que cualquier alumno desearía tenerlo como tutor.

También me gustaría agradecer a los profesores durante la carrera que han mostrado pasión en su asignatura contagiando el interés a los estudiantes.

Agradecer también a mis amigos de toda la vida, por ser lo que necesito cuando lo necesito.

A Maribel, por su apoyo emocional y valiosa ayuda en todo momento.

A mi hermano, Raúl, por ser mi mayor inspiración, motivación y ejemplo para llegar a conseguir mis metas y sobretodo por inculcar la cultura del esfuerzo en mi persona.

No puedo terminar sin agradecer a mis padres y mi abuelo, M^a Angeles, Juan Manuel y Pedro Jose, por inculcarme la importancia de la educación, ser un apoyo incondicional a lo largo de mi vida y permitirme tener una dedicación completa a mis estudios.

La meta es el camino



Índice general

PREÁMBULO	I
AGRADECIMIENTOS	III
ACRÓNIMOS Y ABREVIATURAS	XIII
1 INTRODUCCIÓN	1
1.1 PLANTEAMIENTO	1
1.1.1 MOTIVACIONES	3
1.1.2 OBJETIVOS	3
1.1.3 ESTADO DEL ARTE	4
1.2 MARCO TEÓRICO	10
1.2.1 ECUACIONES DE MAXWELL	10
1.2.2 PROPIEDADES ELECTROMAGNÉTICAS	17
1.2.3 NANOANTENAS	24
1.2.4 METASUPERFICIES	28
1.3 MÉTODO NUMÉRICOS	29
1.4 HERRAMIENTAS INFORMÁTICAS	30
1.4.1 SIMULACIÓN ELECTROMAGNÉTICA	30
1.4.2 TRATAMIENTO DE DATOS	30
1.4.3 MODELADO 3D	31
2 METODOLOGÍA	33
2.1 PROCEDIMIENTO DE ESTUDIO	33
2.1.1 DISEÑO Y SIMULACIÓN, MEEP	34
2.1.2 PROCESADO DE DATOS, MATLAB O MATHEMATICA	41
2.2 OBJETO DE INVESTIGACIÓN	51

3	RESULTADOS Y DISCUSIÓN	59
3.1	DENSIDAD DE ENERGÍA	62
3.2	MOMENTO ANGULAR DE ESPÍN Y HELICIDAD	67
3.3	FLUJO DE ENERGÍA	73
3.4	COMPARATIVA CON ONDA PLANA	76
3.5	COMPORTAMIENTO ESPECTRAL	77
3.5.1	DENSIDAD DE ENERGÍA ELECTROMAGNÉTICA	77
3.5.2	POLARIZACIÓN	80
4	CONCLUSIONES	83
A	SIMULACIÓN CON PYTHON Y MEEP	87
B	PROCESADO EN MATLAB	89
C	PROCESADO EN MATHEMATICA	93
	BIBLIOGRAFÍA	103



Índice de figuras

1.1	Esquema del sistema estudiado en el presente trabajo, en el que se analiza el efecto sobre el campo electromagnético de una abertura de geometría elíptica de dimensiones del orden de la longitud de onda.	4
1.2	Ejemplo de elipse empleada para variar el estado de polarización. Imagen extraída de [15].	5
1.3	Tipos básicos de nanoantenas.	6
1.4	Diseño de nanoestructuras para la variación del estado de polarización. Imagen extraída de [18].	8
1.5	Geometría Elíptica empleada para fotodetección. Imagen extraída de [6]. .	9
1.6	La proyección inferior es la denominada figura de Lissajous. <i>Figura de dominio publico extraida de [14].</i>	18
1.7	Ejemplo típico de nanoantena tipo Bowtie [2].	25
2.1	Esquema general.	33
2.2	Paso 1. Creación de la celda y su resolución.	35
2.3	Paso 2. Condiciones de contorno.	37
2.4	Paso 3. Definición de la geometría de la estructura.	38
2.5	Paso 4. Definición de la fuente.	40
2.6	Archivo HDF5 del campo eléctrico.	43
2.7	Superposición de polarizaciones para obtener una tercera polarización de análisis. NOTA: No se ha indicado el parametro C de normalización de la superposición.	44
2.8	Modelo general de la geometría de estudio. Capas PML en la parte superior e inferior, aire entre capas PML y estructura, sustrato de SiO ₂ y oro como capa superior con la abertura de la elipse 0. Plano de detección a 0.1 μm de la capa superior y onda plana a 0.2 μm de la capa PML inferior abarcando toda la superficie de la celda.	52

2.9	Diferentes elipses de análisis.	54
2.10	Diferentes estructuras de análisis en función del material (empleando la elipse 0 como ejemplo y como característica común el substrato de SiO ₂). (a) Elipse de silicio con aire. (b) Capa de silicio con elipse de aire. (c) Capa de oro con elipse de aire. (d) Capa de oro con elipse de silicio.	57
3.1	El plano de detección, no cubrirá toda la celda, únicamente la zona suficiente para acotar la elipse. De este modo, los corte X e Y son los mostrados en la figura los cuales son realizados en el post-procesado de datos en Mathematica.	61
3.2	Densidad de Energía electromagnética para la elipse 0	62
3.3	Densidad de Energía electromagnética para la elipse 0.	63
3.4	Densidad de Energía eléctrica+magnética para la elipse 0.	64
3.5	Comparación de alturas siendo la elipse 0 y el caso de oro y elipse de aire como materiales.	65
3.6	Densidad de energía electromagnética en función del tipo de elipse.	66
3.7	Momento angular de espín en el caso de elipse 0 y todas las polarizaciones de interés.	68
3.8	Esquema indicador de variación de polarización al atravesar la nanoestructura.	69
3.9	Helicidad para el caso de elipse 0 y todas las polarizaciones de interés.	69
3.10	Helicidad elipse 0 y polarización -45°.	70
3.11	Momento angular de espín en función del tipo de elipse.	71
3.12	Componente z del vector de Poynting caso de elipse 0 y las polarizaciones de interés.	73
3.13	Componente z del vector de Poynting para el caso de la elipse 0 y polarización LP45.	74
3.14	Densidad de energía total en función de la longitud de onda.	78
3.15	Densidad de energía en función de la longitud de onda (0.5-1) μ m en los ejes de corte.	79
3.16	Helicidad en función de la longitud de onda.	80
3.17	Momento angular de espín en función de la longitud de onda.	80
3.18	Helicidad en función de la longitud de onda (0.5-1) μ m en los ejes de corte.	82

4.1 Ejemplo de metasuperficies empleando con celda unidad la elipse y rotán-
dola respecto a las celdas vecinas con intención de obtener una distinta
polarización a la salida. 86



Índice de tablas

2.1	Polarización obtenida en función de los valores de A o B introducidos. C actúa como elemento normalizador.	45
2.2	Medidas generales de la nanoestructura de análisis (unidades μm).	52
2.3	Siendo el semieje mayor en las simulaciones en el eje X y el semieje menor en las simulaciones en el eje Y.	54
3.1	Comparativa del valor obtenido de las diferentes propiedades en el punto central del plano de detección para el caso de la presencia y no presencia de la nanoestructura iluminando con luz linealmente polarizada a 45°	76



ACRÓNIMOS Y ABREVIATURAS

CMOS Complementary Metal-Oxide-Semiconductors

EM Electromagnetico

EOT Enhanced Optical Transmission

FDTD Finite-difference time-domain

LSPRs Localized Surface Plasmon Resonances

NP Nano Particles

PICs Photonic Integrate Circuits

PML Perfect Matched Layers

SPP Surface Plasma Polaritons

SPs Surface Plasmons

1 INTRODUCCIÓN

En el presente proyecto se pretende realizar un estudio teórico de diferentes configuraciones de nanoantenas empleando métodos numéricos FDTD mediante el software Meep. Se han caracterizado diferentes parámetros electromagnéticos de interés en función del tipo de iluminación, como son la densidad de energía electromagnética, el vector de Poynting o el momento angular de espín y orbital.

1.1. PLANTEAMIENTO

El campo de la óptica sobre el cual se basa el proyecto tiene el potencial de resolver algunos de los problemas más urgentes en áreas como el hardware de la informática o las comunicaciones [17]. Mediante las comunicaciones ópticas se plantean las siguientes ventajas: miniaturización, interconexiones libres de diafonía con un ancho de banda prácticamente ilimitado, capacidad de trabajo en paralelo, implementación eficiente de algoritmos importantes como la transformada de Fourier o transmisiones de datos a largas distancias sin sesgo ni regeneración que consume mucho tiempo y energía.

Tiempo atrás, cuando la velocidad de los ordenadores soportaba solo una cantidad relativamente baja de datos, se desarrollaron técnicas ópticas de procesamiento de información y se emplearon para fabricar procesadores y sistemas de apoyo en numerosas aplicaciones que requerían una alta eficiencia en tiempo real. Estos métodos explotaron la capacidad de trabajo en paralelo de la óptica, respaldada por la riqueza de modos permitidos en el espacio libre, de forma que se desarrollaron una gran variedad de dispositivos optoelectrónicos como soporte de dichos sistemas y aplicaciones.

Los sistemas de procesamiento de información construidos se utilizaron en el procesamiento de imágenes, las redes neuronales, el reconocimiento de patrones, y cálculo de álgebra lineal

entre otros. Sin embargo, con los rápidos avances en la velocidad de los procesadores y, por lo tanto, en la eficiencia del procesamiento de la información de las computadoras digitales, los sistemas de procesamiento de señales ópticas no fueron capaces de soportar estos avances debido al alto costo, menor precisión y falta de interfaces fáciles de usar.

Posteriormente, en el procesamiento de información óptica se pasó del trabajo en paralelo en el dominio espacial a realizarlo en el dominio de frecuencia para el procesamiento de la información transportada por pulsos ópticos en el rango de femtosegundos ($1\text{fs} = 10^{-15}\text{s}$). La amplitud de estos pulsos de luz varía demasiado rápido para que incluso los fotodetectores de menor tiempo de respuesta los detecten, lo que conlleva a la necesidad de desarrollar métodos ópticos de procesamiento de información. Los procesadores de dominio de tiempo y de dominio espectral utilizaron procesos lineales y no lineales, y encontraron aplicaciones útiles para la síntesis, detección y procesamiento de pulsos de luz *ultrarrápidos*.

El paso del procesamiento óptico de pulsos del laboratorio a la aplicación práctica es difícil, puesto que los dispositivos de generación y procesamiento en el espacio libre, así como las guías de onda son costosos, voluminosos y difíciles de alinear. También son difíciles de integrar con sistemas electrónicos, tanto en términos del proceso de fabricación como en términos de entrega y recuperación de los volúmenes masivos de datos que los elementos ópticos pueden procesar.

Sin embargo, en la actualidad las cosas están cambiando gracias a la integración a escala de chip utilizando herramientas litográficas avanzadas, habitualmente empleadas en la electrónica. Los expertos predicen una resolución litográfica de hasta 16 nm para el año 2020, que es aproximadamente cien veces menor que la longitud de onda más empleada en el campo de la telecomunicación, que es de 1550 nm. Estas técnicas se pueden utilizar para crear estructuras de tamaños inferiores a la longitud de onda, que actúan como metamateriales con propiedades ópticas controladas por la densidad y la geometría del sistema, así como de las propiedades de los materiales. El diseño de estos metamateriales permite un mayor control de la propagación y generación de radiación a partir de propiedades tales como índice de refracción negativo, birrefringencia, quiralidad o generación de bandas prohibidas por ejemplo.

Al alterar la morfología de la superficie en escala nanométrica a través de la nano-litografía y técnicas avanzadas de grabado podemos crear estructuras complejas y controlar localmen-

te las propiedades de los materiales. En el caso particular del presente trabajo, el estudio se restringe al espectro óptico, cuyas longitudes de onda se encuentran en el intervalo de 100-1000 nm, el cual abarca el espectro visible y cierta parte del ultravioleta e infrarrojo. Este aspecto es importante ya que las dimensiones de las nanoestructuras que son objeto de estudio en el presente trabajo son del orden de dicha longitud de onda.

1.1.1. MOTIVACIONES

En el marco teórico se incluye una descripción más detallada de los contenidos teóricos necesarios para la comprensión del presente proyecto. No obstante de forma previa, vamos a explicar las principales motivaciones que han llevado al desarrollo del trabajo. En la óptica tradicional se emplean dispositivos pesados y voluminosos en comparación con la longitud de onda de la luz para manipularla, por ejemplo, un telescopio o unas gafas. Además estos presentan una gran barrera, el límite difracción, el cual no permite el control de la luz a sublongitudes de onda.

Por lo tanto, las principales necesidades en el desarrollo de la investigación son:

1. Miniaturización de componentes.
2. Control de la luz superando el límite de difracción.

Por otro lado, se necesitan elementos transductores entre el espacio libre y los circuitos fotónicos donde el desarrollo de nanoantenas adquiere su función principal. Finalmente, en el contexto específico del presente proyecto se ha observado una ausencia de un protocolo establecido para el diseño y caracterización de nanoestructuras desde el punto de vista teórico. Aunque existen numerosos artículos describiendo características de nanoantenas concretas, no hay un procedimiento claro de como simularlas o implementarlas en un programa, así como la forma de analizar sus propiedades electromagnéticas. Así, en el presente trabajo se pretende establecer en cierto modo un protocolo de para el estudio de estos dispositivos mediante el software Meep, de modo que pueda utilizarse en trabajos posteriores.

1.1.2. OBJETIVOS

Los objetivos principales del presente proyecto son lo siguientes:

1. **Descripción del procedimiento de diseño de nanoestructuras y su análisis electromagnético.** En esta primera parte se han caracterizado cada uno de los pasos necesarios para el diseño, simulación y análisis de nanoelementos mediante el software Meep y los programas Mathematica y Matlab para el tratamiento de datos, haciendo énfasis en el procedimiento seguido para los estudios realizados en el apartado 2.
2. **Investigación del comportamiento de una nanoestructura plasmónica con geometría elíptica.** Con objeto de aplicar los conocimientos mostrados en el primer apartado, se muestran los resultados obtenidos de la investigación de una nanoestructura con geometría elíptica, que es capaz de alterar el estado de polarización de la luz en función de la geometría y el campo incidente, tal y como muestra el esquema de la figura 3.8.

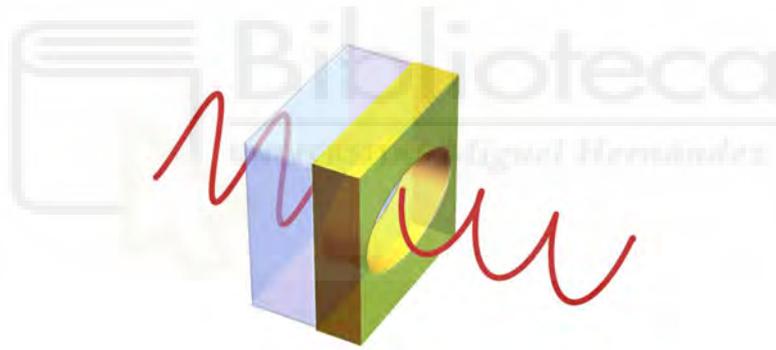


Figura 1.1.: Esquema del sistema estudiado en el presente trabajo, en el que se analiza el efecto sobre el campo electromagnético de una abertura de geometría elíptica de dimensiones del orden de la longitud de onda.

1.1.3. ESTADO DEL ARTE

En la presente sección se mencionan los avances e investigaciones relacionadas con el motivo del proyecto. Este estudio se ha basado en la vinculación con 3 palabras clave: nanoantenas, elipses y polarización. Para cada uno de estos conceptos se mencionan una serie de artículos con la intención de notar la situación investigativa actual en dicho ámbito.

Descripción de investigaciones anteriores

Tal y como acabamos de mencionar, en el presente proyecto se estudia la difracción producida por una abertura en forma de elipse, analizando el cambio producido en diversas propiedades electromagnéticas en la zona del espectro visible como consecuencia de la estructura, especialmente el estado de polarización ligado al momento angular de espín. En este sentido, Ran y sus colaboradores [15] han demostrado que mediante metasuperficies formadas con elipses no completas, es posible modificar el estado de polarización de la luz en el rango de las microondas, pasando de polarización lineal a polarización circular. Del mismo modo, cambios en el estado de polarización debido a difracción también han sido descritos en la zona del visible para estructuras en forma de cuadrado con una ligera asimetría en uno de sus vértices [12], en el que además se estudia el efecto modulador cuando se utiliza un haz de control sobre la señal. Por otro lado, modificaciones en el estado de polarización, y por tanto de las propiedades electromagnéticas que están directamente relacionadas, han sido descritas en aberturas de tamaño inferior a la longitud de onda de geometría cuadrada y rectangular[4].

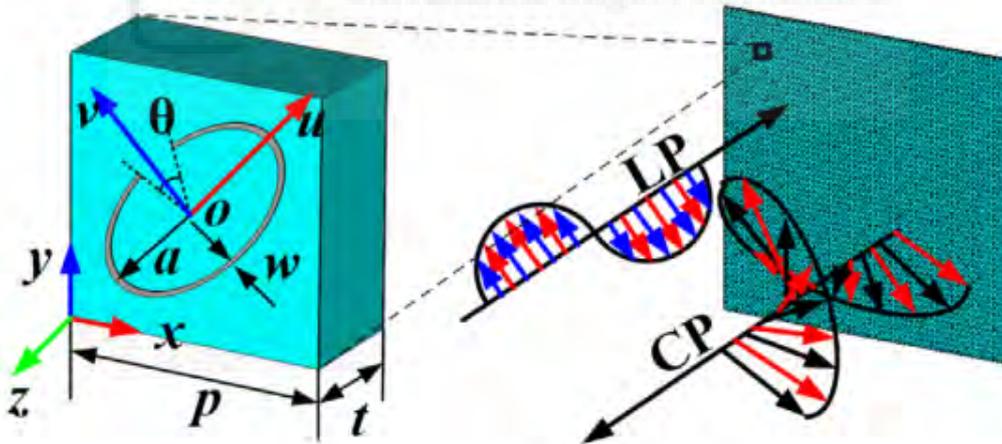


Figura 1.2.: Ejemplo de elipse empleada para variar el estado de polarización. Imagen extraída de [15].

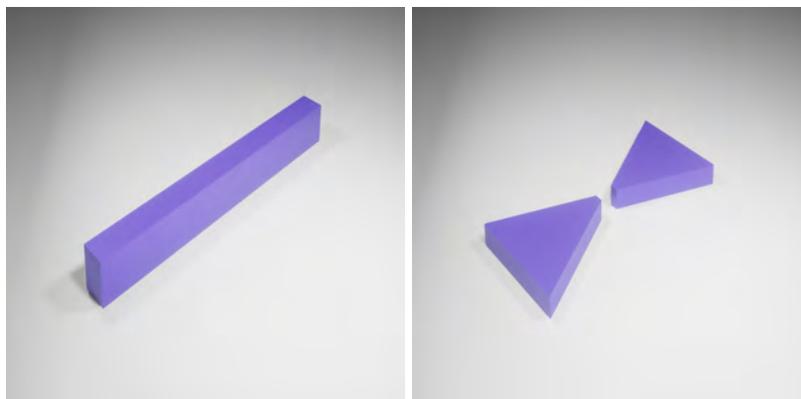
Ante la estructura observada en la figura 1.2, se puede destacar que no es la misma elipse que se plantea (en el estudio de [15] emplean el contorno de la elipse) y tampoco el mismo marco espectral (la elipse ilustrada trabaja en frecuencias del orden de 10-23 Ghz, es decir, radiofrecuencias y no ópticas como es el caso del presente proyecto).

Nanoantenas

En relación a los aspectos mencionados en la introducción sobre la descripción de las nanoantenas, estas actúan como transductores entre el medio radiado y el medio guiado en los circuitos fotónicos integrados. No obstante, además del proceso de transducción, también son importantes otras aplicaciones como la obtención de *hot spots* en campo cercano para un detector o mejorar la eficiencia de *absorción* en sensores, así como favorecer el guiado de comunicaciones.

En el ámbito del estudio de las nanoantenas es muy común el uso de 2 tipos de básicos de geometrías. Estos son los caso de la nanovarilla o según el termino ingles *nanorod*, que representa la geometría de nanoantena más sencilla ya que se trata de una simple varilla de escala nanométrica sobre un substrato, tal y como muestra la parte izquierda de la figura 1.3; y el caso de la nanoantena tipo pajarita o *bowtie* en inglés, que se muestra en la parte derecha de la figura 1.3, mediante la cual se puede observar una gran focalización debido a la combinación de ambos plasmones de resonancia en la punta central de la pajarita [3].

La figura 1.3 muestra una recreación de las nanoantenas básicas, centrándose en la geometría de estas, es decir, se trata de un modelo 3D a modo de ilustración. La figura 1.3 a) corresponde a un nanoantena tipo varilla, similar a la antena monopolo clásica de radiofrecuencia y en la figura 1.3b) la nanoantena tipo pajarita que presenta a la frecuencia de resonancia un punto caliente en los extremos de su geometría y sobretodo en el centro de esta. En el apartado de elipses se mostrarán otros tipos de nanoantenas además de como serían en la práctica.



(a) Nanorod.

(b) Bowtie.

Figura 1.3.: Tipos básicos de nanoantenas.

Polarizaciones

Los enfoques convencionales para manipular el estado de polarización de las ondas electromagnéticas emplean *waveplates* voluminosas, que están hechas de materiales birrefringentes compuestos de sólidos cristalinos y cristales líquidos. Sin embargo, las desventajas en el tamaño, la colimación y el ancho de banda de estas configuraciones impiden la miniaturización e integración del sistema óptico. Por lo tanto, realizar la manipulación del estado de polarización de las ondas electromagnéticas en nanoescala se ha convertido en uno de los problemas clave para el desarrollo de la óptica moderna y la nanofotónica. El estado de polarización de las ondas electromagnéticas, que no puede ser detectado por los ojos humanos, forma una característica importante en las ondas. La manipulación del estado de polarización de las ondas electromagnéticas en los metamateriales siempre involucra estructuras con dos resonancias ortogonales que incluyen aberturas elípticas nanométricas, nanopartículas en forma de L, nanodipolos cruzados, nanorendijas y *nanorods* [18].

Es importante comprender la escala en la cual se encuentran dichos estudios. En escala nanométrica o micrométrica predomina la física cuántica para comprender los fenómenos que están ocurriendo. De tal modo que, la polarización de una onda electromagnética se determina por una propiedad mecánica cuántica de los fotones denominada *espín*. Un fotón tiene una de dos espines posibles: sentido de giro a mano derecha o a mano izquierda sobre la dirección de propagación.

Las ondas electromagnéticas con polarización circular están formadas por fotones con un solo tipo de espín, ya sea a mano derecha o izquierda. Las ondas linealmente polarizadas consisten en un número igual espines en un sentido que otro, con su fase sincronizada para que se superpongan para presentar una oscilación en el plano

En [18] se destacan múltiples estudios de nanoestructuras y metasuperficies que alteran el estado de polarización, mediante este artículo se puede comprender el estado del arte y los avances en la manipulación del estado de polarización.

En definitiva, en los múltiples estudios de manipulación de la polarización se observan múltiples estructuras para el control de la polarización[18]: estructuras en L, anillos, varillas, circunferencias seccionadas, etc. No obstante, no se ha logrado encontrar artículos que presenten una geometría elíptica como la propuesta en el presente trabajo para manipular

el estado de polarización.

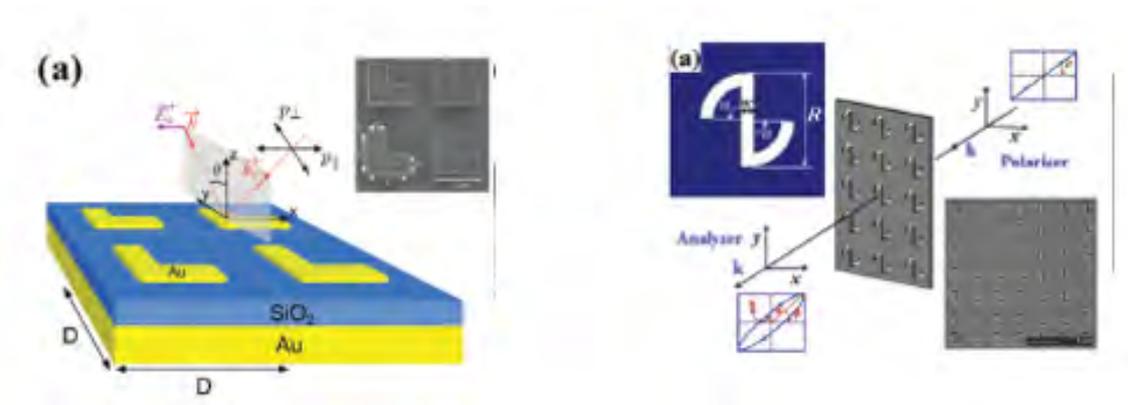


Figura 1.4.: Diseño de nanoestructuras para la variación del estado de polarización. Imagen extraída de [18].

En la figura 1.5 se aprecian las diferentes ejemplos de estructuras en el Estado del Arte actual para variar la manipulación de la polarización.

Elipses

En el proyecto la geometría elíptica será objeto de análisis, no obstante, otros proyectos ya han tratado con esta geometría describiendo su comportamiento en términos de polarización. La fuerte dependencia de la polarización en la elipse propuesta podría entenderse comparando la transmisión de intensidad de dos polarizaciones ortogonales. Varios artículos destacan una contribución a la intensidad de salida más alta en el eje menor que en el eje mayor, entre diversos factores, esto es debido a cargas eléctricas y corrientes superficiales más fuertes y una mayor separación entre los dipolos magnéticos, que tienden a anularse cuando están juntos.

Cuando la polarización de la luz es a lo largo del eje menor de la elipse, la abertura en la dirección del campo eléctrico es más estrecha para acumular más cargas y el dipolo eléctrico se convierte en la fuente dominante de radiación de salida. En este caso, una mayor separación de los dos dipolos magnéticos proporcionan mayor Enhanced Optical Transmission (EOT). Por otro lado, cuando la polarización es a lo largo del eje mayor, la abertura es más amplia y el dipolo eléctrico inducido es más débil y desempeña un papel secundario. El cuadrupolo magnético inducido se convierte en la fuente primaria de radiación. En general, la intensidad de radiación de los cuadrupolos magnéticos es más

débil que la de los dipolos eléctricos, lo que explica el EOT más débil para la polarización a lo largo del eje mayor.

Por otro lado, con objetivos de sensado y fotodetección, investigadores del instituto de bioingeniería en la EPFL muestran en [6] han desarrollado un diseño de metasuperficie basado en la geometría elíptica espejada.

En la figura 1.5 se observa la geometría mencionada, en la cual se pueden apreciar las resonancias en su contorno, además aprovechan la simetría de espejo para aumentar aún más este efecto. Al contrario que en la elipse a tratar en el estudio de este proyecto, no se emplean metales sino que en [6] las elipses están basadas en el uso de solo dieléctricos. Por lo tanto, en este caso predominara la resonancia de Mie y no la resonancia plasmónica.

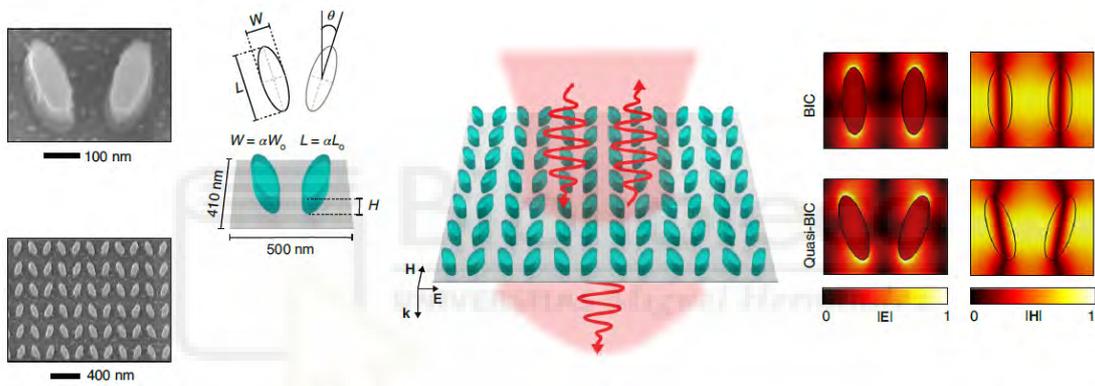


Figura 1.5.: Geometría Elíptica empleada para fotodetección. Imagen extraída de [6].

1.2. MARCO TEÓRICO

La interacción de la luz con nanoestructuras (metálicas o dieléctricas) es la base de múltiples investigaciones científicas en campos como la plasmónica, los metamateriales y las nanoantenas. En la presente sección, se introducen una serie de conceptos teóricos necesarios para comprender el desarrollo del proyecto y los resultados obtenidos.

1.2.1. ECUACIONES DE MAXWELL

El electromagnetismo es la rama de la física que estudia los fenómenos de naturaleza eléctrica y magnética en una sola teoría. Esta teoría describe la interacción de campos eléctricos y magnéticos. En esta sección se introduce el modelo físico del comportamiento de la luz. Este modelo, introducido por Maxwell a mediados del siglo XIX [Maxwell, 5], considera a la radiación como un campo electromagnético cuya propagación puede describirse mediante 4 ecuaciones fundamentales de la electricidad y el magnetismo. Una de las implicaciones más importantes de este modelo es que las magnitudes que describen a la luz (campo eléctrico y campo magnético) son vectoriales.

Ecuaciones Macroscópicas de Maxwell

Desde un punto de vista clásico, el comportamiento de un campo electromagnético (EM) en un medio material viene determinado por las *ecuaciones macroscópicas de Maxwell* (1865):

$$\nabla \cdot \mathbf{D}(\mathbf{r}, t) = \rho_{libre} \quad \nabla \cdot \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = 0 \quad (1.2.1)$$

$$\nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = -\frac{\partial \mathbf{B}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} \quad \nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{j}_{libre}(\mathbf{r}, t) + \frac{\partial \mathbf{D}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} \quad (1.2.2)$$

Donde \mathbf{E} y \mathbf{H} representan el campo eléctrico y el campo magnético respectivamente, siendo \mathbf{r} la coordenada espacial y t el tiempo. Los vectores \mathbf{D} y \mathbf{B} son el vector desplazamiento eléctrico y el vector inducción magnética, mientras que ρ_{libre} y \mathbf{j}_{libre} denotan la densidad de carga y la densidad de corriente respectivamente, de modo que estas últimas cuatro magnitudes incluyen el efecto del material en la propagación del campo electromagnético.

Alternativamente a \mathbf{D} y \mathbf{B} se pueden utilizar las magnitudes \mathbf{P} y \mathbf{M} , que son la polarización eléctrica y la polarización magnética, para denotar la influencia del medio y tienen la siguiente relación:

$$\mathbf{D}(\mathbf{r}, t) = (\epsilon_0 \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) + \mathbf{P}(\mathbf{r}, t)) \quad (1.2.3)$$

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = \mu_0 \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) - \mu_0 \mathbf{M}(\mathbf{r}, t) \quad (1.2.4)$$

En resumen tenemos un sistema de 8 ecuaciones (desarrollando las cuatro anteriores) y 12 incógnitas (las componentes de los vectores \mathbf{E} , \mathbf{B} (o \mathbf{M}), \mathbf{D} (o \mathbf{P}) y \mathbf{H}), *de modo que necesitamos más ecuaciones para resolver el sistema.*

Para ello en primer lugar necesitamos conocer el efecto del campo EM en las magnitudes que representan al medio material. Este efecto viene dado por las *relaciones de constitución*, que son las ecuaciones que nos proporcionan la dependencia con el campo EM de las magnitudes propias del material. De modo general cada magnitud debería depender del campo eléctrico y del campo magnético aplicado, pero generalmente el efecto más significativo corresponde a uno de los campos:

$$\mathbf{D}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{D}[\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)] \quad \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{B}[\mathbf{H}(\mathbf{r}, t)] \quad \mathbf{j}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{j}[\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)] \quad (1.2.5)$$

$$\mathbf{P}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{P}[\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)] \quad \mathbf{M}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{M}[\mathbf{H}(\mathbf{r}, t)] \quad (1.2.6)$$

Se emplea \mathbf{B} como magnitud relacionada con el material por razones históricas y bibliográficas, aunque de acuerdo a la deducción mostrada sería \mathbf{H} .

$$\mathbf{D}(\mathbf{E}) = \mathbf{D}(0) + \left(\frac{\partial \mathbf{D}}{\partial \mathbf{E}} \right)_0 \mathbf{E} + \dots \approx \left(\frac{\partial \mathbf{D}}{\partial \mathbf{E}} \right)_0 \mathbf{E} \quad (1.2.7)$$

En general el vector desplazamiento no tiene valor en ausencia de campo y además el desarrollo se puede truncar en el término lineal para campo poco intensos (en el caso de

láseres muy potentes esta aproximación no sería válida, pero está fuera del objetivo de este trabajo).

Cuando los campos son estáticos, las derivadas de las diferentes magnitudes frente al campo son tensores independientes del tiempo, aunque en general su valor puede variar de un punto a otro, de modo que se definen como:

$$\mathbf{D}(\mathbf{r}) = \epsilon_0 \hat{\epsilon}(\mathbf{r}) \mathbf{E}(\mathbf{r}) \quad \mathbf{B}(\mathbf{r}) = \mu_0 \hat{\mu}(\mathbf{r}) \mathbf{H}(\mathbf{r}) \quad \mathbf{j}(\mathbf{r}) = \hat{\sigma}(\mathbf{r}) \mathbf{E}(\mathbf{r}) \quad (1.2.8)$$

$$\mathbf{P}(\mathbf{r}) = \epsilon_0 \hat{\chi}_e(\mathbf{r}) \mathbf{E}(\mathbf{r}) \quad \mathbf{M}(\mathbf{r}) = \mu_0 \hat{\chi}_m(\mathbf{r}) \mathbf{H}(\mathbf{r}) \quad (1.2.9)$$

Donde $\hat{\epsilon}(\mathbf{r})$ es el tensor constante dieléctrica relativa, $\hat{\mu}(\mathbf{r})$ el tensor permitividad magnética relativa, $\hat{\sigma}(\mathbf{r})$ el tensor conductividad, $\hat{\chi}_e(\mathbf{r})$ el tensor susceptibilidad eléctrica de primer orden y $\hat{\chi}_m(\mathbf{r})$ el tensor susceptibilidad magnética de primer orden. Los coeficientes de los diferentes tensores en los medios no dispersivos son números reales que dependen del tipo de material.

Un medio material con coeficientes no dependientes del tiempo se conoce como **no dispersivo**, si además estos coeficientes no dependen de la posición espacial es **homogéneo** y si además estos tensores únicamente tienen valores no nulos en la diagonal principal y son iguales es **isótropo**.

Campos de baja frecuencia Si los campos varían con el tiempo, pero las frecuencias son lo suficientemente bajas como para que sigan siendo válidas las expresiones 1.2.8 y 1.2.9, se dice que el medio no presenta dispersión para estas frecuencias, o que es un medio no dispersivo. Esto implica que las cargas del material pueden responder a cualquier variación de los campos instantáneamente, de forma que las relaciones de constitución son iguales al caso anterior:

$$\mathbf{D}(\mathbf{r}, t) = \epsilon_0 \hat{\epsilon}(\mathbf{r}) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \quad \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = \mu_0 \hat{\mu}(\mathbf{r}) \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) \quad \mathbf{j}(\mathbf{r}, t) = \hat{\sigma}(\mathbf{r}) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \quad (1.2.10)$$

$$\mathbf{P}(\mathbf{r}, t) = \epsilon_0 \widehat{\chi}_e(\mathbf{r}) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \quad \mathbf{M}(\mathbf{r}, t) = \mu_0 \widehat{\chi}_m(\mathbf{r}) \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) \quad (1.2.11)$$

Si además de las condiciones impuestas, el medio es dieléctrico ($\rho_{libre} = 0$ y $\mathbf{j}_{libre} = 0$) y homogéneo (ϵ y μ no dependen de la posición), las ecuaciones macroscópicas de Maxwell toman la forma:

$$\nabla \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = 0 \quad \nabla \cdot \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = 0 \quad (1.2.12)$$

$$\nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = -\mu_0 \mu \frac{\partial \mathbf{H}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} \quad \nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \epsilon_0 \epsilon \frac{\partial \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} \quad (1.2.13)$$

A partir de estas ecuaciones es posible obtener la ecuación de ondas para \mathbf{E} o \mathbf{H} en un medio material. Por ejemplo, tomando el rotacional de la tercera ecuación y teniendo en cuenta la primera y la tercera se puede obtener la **ecuación de ondas en el dominio del tiempo**:

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{\epsilon \mu}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (1.2.14)$$

Donde hemos hecho uso de la relación $c = \sqrt{1/(\mu_0 \epsilon_0)}$. De este modo, se puede comprobar que la ecuación fundamental de la óptica ondulatoria es un caso particular de la óptica electromagnética. La ecuación 1.2.14 implica que en un medio material pueden existir ondas electromagnéticas con una velocidad menor que c dada por:

$$v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon \mu}} \quad (1.2.15)$$

O bien, introduciendo el índice de refracción $n=c/v$, se tiene que

$$n = \sqrt{\epsilon \mu} \approx \sqrt{\epsilon} \quad (1.2.16)$$

Donde hemos tenido en cuenta para las frecuencias ópticas de interés generalmente μ es 1.

Campos de alta frecuencia Cuando la frecuencia a la que varían los campos se aproxima a alguna resonancia del medio material, la polarización de la materia (representada por \mathbf{P} o \mathbf{D}) y la magnetización de la materia (representada por \mathbf{M} o \mathbf{B}) no pueden seguir instantáneamente las variaciones de los campos básicos \mathbf{E} y \mathbf{H} , y por tanto las relaciones 1.2.8 y 1.2.9 dejan de ser válidas. Se dice entonces que el medio presenta dispersión para esas frecuencias o que se trata de un medio dispersivo.

El efecto de retardo en el tiempo descrito, es un efecto no local en el tiempo, es decir la respuesta del material en un instante t , depende del campo aplicado en ese instante *local* t y en todos los anteriores t' , de modo que por ejemplo el vector $\mathbf{D}(\mathbf{r}, t)$ en el instante concreto t y en el punto dado \mathbf{r} quedará determinado por una superposición lineal de los efectos que el campo \mathbf{E} produce en \mathbf{r} y t . Estos efectos se refieren al tiempo t y todos los instantes anteriores cuyos efectos todavía perduran (dispersión temporal), así la superposición se puede expresar de manera general mediante la integral:

$$\mathbf{D}(\mathbf{r}, t) = \int_{-\infty}^t \epsilon_0 \hat{\epsilon}(\mathbf{r}, t, t') \mathbf{E}(\mathbf{r}, t') dt' \quad (1.2.17)$$

En realidad no es importante en la respuesta el tiempo absoluto t , sino el tiempo relativo transcurrido hasta que se manifiesta en \mathbf{D} la causa \mathbf{E} , de forma que se puede definir el tiempo de retardo τ como $\tau = t - t'$. Así, la ecuación anterior toma la forma:

$$\mathbf{D}(\mathbf{r}, \tau) = \int_0^{\infty} \epsilon_0 \hat{\epsilon}(\mathbf{r}, \tau) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t - \tau) d\tau = \int_{-\infty}^{\infty} \epsilon_0 \hat{\epsilon}(\mathbf{r}, \tau) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t - \tau) d\tau \quad (1.2.18)$$

Donde el límite inferior se puede modificar ya que la *respuesta* del material $\hat{\epsilon}$ es 0 para $\tau < 0$ (no puede haber respuesta antes de la causa). La expresión se puede simplificar realizando la transformada de Fourier, y aplicando el teorema de la convolución, que implica que la transformada de una convolución de dos funciones es igual al producto de las transformadas de dichas funciones, obteniéndose la relación entre el vector desplazamiento y el campo eléctrico en el dominio de las frecuencias:

$$\mathbf{D}(\mathbf{r}, \omega) = \epsilon_0 \hat{\epsilon}(\mathbf{r}, \omega) \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) \quad (1.2.19)$$

En este caso $\widehat{\epsilon}(\mathbf{r}, \omega)$ no es un tensor de coeficientes reales como en los medios no dispersivos, es un tensor cuyas componentes tienen una parte real y una parte imaginaria que dependen de la frecuencia del campo EM. De igual forma se puede obtener para el resto de magnitudes propias del material:

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}, \omega) = \mu_0 \widehat{\mu}(\mathbf{r}, \omega) \mathbf{H}(\mathbf{r}, \omega) \quad \mathbf{j}(\mathbf{r}, \omega) = \widehat{\sigma}(\mathbf{r}, \omega) \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) \quad (1.2.20)$$

$$\mathbf{P}(\mathbf{r}, \omega) = \epsilon_0 \widehat{\chi}_e(\mathbf{r}, \omega) \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) \quad \mathbf{M}(\mathbf{r}, \omega) = \mu_0 \widehat{\chi}_m(\mathbf{r}, \omega) \mathbf{H}(\mathbf{r}, \omega) \quad (1.2.21)$$

Finalmente realizando la transformada de Fourier a las ecuaciones macroscópicas de Maxwell:

$$\nabla \cdot \mathbf{D}(\mathbf{r}, \omega) = \rho_{libre}(\mathbf{r}) \quad \nabla \cdot \mathbf{B}(\mathbf{r}, \omega) = 0 \quad (1.2.22)$$

$$\nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) = j\omega \mathbf{B}(\mathbf{r}, \omega) \quad \nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}, \omega) = \mathbf{j}(\mathbf{r}, \omega) - j\omega \mathbf{D}(\mathbf{r}, \omega) \quad (1.2.23)$$

Las ecuaciones de Maxwell y las relaciones de constitución en el dominio de las frecuencias forman el sistema de ecuaciones necesario para estudiar la propagación de un campo EM en un **medio dispersivo** (la mayoría de los medios a frecuencias ópticas). En las ecuaciones anteriores, todavía conservamos la división de las cargas del material entre carga ligada y carga libre, sin embargo para reducir el número de parámetros a considerar, debemos tener en cuenta que en la gran mayoría de los medios dispersivos $\mu=1$ (o $\widehat{\chi}_m=0$) y que los medios conductores pueden representarse como los medios aislantes ($\rho_{libre} = 0$ y $\sigma=0$) empleando un vector desplazamiento generalizado dado por:

$$\mathbf{D}_{gen}(\omega) = \epsilon_0 \left(\epsilon(\omega) + \epsilon_{lib}(\omega) \right) \mathbf{E}(\omega) = \epsilon_0 \epsilon_{gen}(\omega) \mathbf{E}(\omega) \quad (1.2.24)$$

Donde $\epsilon(\omega)$ es la constante dieléctrica de la carga ligada, $\epsilon_{lib}(\omega)$ es un término que tiene en cuenta el efecto de la carga libre y viene dado por:

$$\epsilon_{lib}(\omega) = j \frac{\sigma(\omega)}{\epsilon_0 \omega} \quad (1.2.25)$$

mientras que $\epsilon_{gen}(\omega)$ es la constante dieléctrica generalizada. Empleando esta $\epsilon_{gen}(\omega)$ las ecuaciones de Maxwell en el dominio de las frecuencias toman la forma:

$$\epsilon_0 \nabla \cdot (\epsilon_{gen}(\mathbf{r}, \omega) \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega)) = 0 \quad \nabla \cdot \mathbf{B}(\mathbf{r}, \omega) = 0 \quad (1.2.26)$$

$$\nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) = j\mu_0 \omega \mathbf{H}(\mathbf{r}, \omega) \quad \nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}, \omega) = -j\epsilon_0 \omega \epsilon_{gen}(\mathbf{r}, \omega) \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) \quad (1.2.27)$$

Al igual que en el caso del dominio del tiempo, las ecuaciones de Maxwell en el dominio de las frecuencias se pueden combinar para obtener una ecuación más simple. De este modo, en un medio homogéneo (ϵ_{gen} no depende de la posición), haciendo el rotacional de la tercera ecuación y sustituyendo por la primera y la cuarta se llega a la siguiente expresión:

$$\nabla^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) + \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_{gen}(\omega) \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) = 0 \quad (1.2.28)$$

Expresión equivalente en el dominio de las frecuencias a la ecuación de ondas en el dominio del tiempo, y conocida con el nombre de **ecuación de Helmholtz**. Esta ecuación admite la importante solución de ondas planas con un vector de onda complejo:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) = \mathbf{E}_0 e^{j\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} \quad (1.2.29)$$

Donde \mathbf{E}_0 denota la dirección de oscilación del campo eléctrico, y por tanto el estado de polarización, mientras que \mathbf{k} determina la dirección de propagación, y debe cumplir la condición:

$$|\mathbf{k}|^2 = \mathbf{k}^* \cdot \mathbf{k} = \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_{gen}(\omega) \quad (1.2.30)$$

Tal y como hemos mencionado anteriormente, $\epsilon_{gen}(\omega)$ puede ser complejo, de modo que es fácil comprobar que la parte real simplemente afecta a la fase de la onda que se propaga (básicamente define a que velocidad se propaga esa frecuencia en el medio), mientras que la parte imaginaria afectaría a la amplitud de la onda (amplificación en los medios emisores y atenuación en los absorbentes) .

Electromagnetismo en Software En este trabajo la simulación del comportamiento electromagnético de las estructuras seleccionadas se realizará mediante las librerías Meep, que básicamente utiliza métodos numéricos para resolver las ecuaciones de Maxwell en el dominio del tiempo [11]. En el capítulo 2 se detallará el modo de programación de este programa.

Posteriormente, el cálculo de las propiedades electromagnéticas de interés se realizará mediante las correspondientes magnitudes en el dominio de las frecuencias, de modo que se utilizarán diversos programas de software matemático para procesar la salida que proporciona el Meep en el dominio del tiempo.

1.2.2. PROPIEDADES ELECTROMAGNÉTICAS

En esta sección vamos a definir las principales propiedades electromagnéticas u observables que se estudian en el presente trabajo. Estas propiedades se definen generalmente en el dominio de las frecuencias.

Estado de polarización

La primera magnitud que vamos a definir es el estado de polarización de la luz, que es una característica que tiene la radiación como consecuencia del comportamiento vectorial del campo electromagnético. Así, el estado de polarización se define como la evolución temporal del vector campo eléctrico. La forma trazada sobre un plano fijo por el vector campo eléctrico de una onda plana que pasa sobre él es una curva de Lissajous y puede utilizarse para describir el tipo de polarización de la onda 1.6.

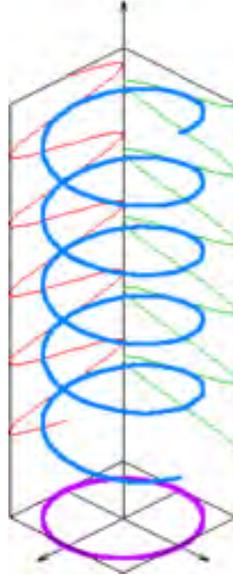


Figura 1.6.: La proyección inferior es la denominada figura de Lissajous. *Figura de dominio publico extraida de [14].*

De forma genérica podemos definir el campo eléctrico y el campo magnético de una onda plana monocromática propagándose en z con estado de polarización arbitrario y módulo unidad de la forma:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \frac{e^{j(kz-\omega t)}}{\sqrt{|a|^2 + |b|^2}} \{a, be^{j\delta}, 0\} \quad (1.2.31)$$

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \frac{e^{j(kz-\omega t)}}{\sqrt{|a|^2 + |b|^2} \eta} \{-be^{j\delta}, a, 0\} \quad (1.2.32)$$

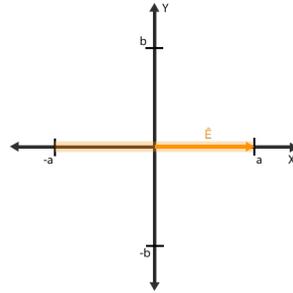
Donde los parámetros a y b definen el estado de polarización. Para este campo eléctrico, la proyección en un plano de la evolución temporal viene descrita por la siguiente ecuación:

$$\frac{E_x^2}{a^2} + \frac{E_y^2}{b^2} + 2\frac{E_x}{a}\frac{E_y}{b}\cos(\delta) = \text{sen}(\delta)^2 \quad (1.2.33)$$

Que describe todos los posibles estados de polarización y las correspondientes figuras de Lissajous. Existen diversos tipos de polarización, en base a la formula general 1.2.33:

1. **Lineal Horizontal (LPx).** La trayectoria de \mathbf{E} describe una línea horizontal respecto al sistema de referencia, o lo que es lo mismo forma un ángulo de cero grados res-

pecto al eje x. Matemáticamente es el caso en el cual únicamente existe componente en una dirección ($b=0, \delta = 0$).



2. **Lineal Vertical (Lpy).** La trayectoria de **E** describe una línea vertical respecto al sistema de referencia, o lo que es lo mismo forma un ángulo de 90 grados respecto al eje x. Matemáticamente es el caso en el cual únicamente existe componente en la dirección y ($a=0, \delta = 0$).



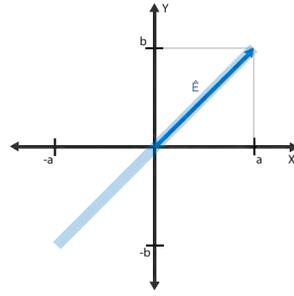
3. **Lineal a α grados (LP α).** El campo **E** describe una trayectoria lineal que forma un ángulo de α grados respecto a la horizontal del sistema de referencia. Matemáticamente es el caso en el cual ambas componentes están presentes y no hay desfase entre ambas.

$$a \neq 0, b \neq 0, \delta = 0$$

$$\frac{E_x^2}{a} + \frac{E_y^2}{b} + 2\frac{E_x E_y}{a b} = 0 \rightarrow \left(\frac{E_x}{a} - \frac{E_y}{b}\right)^2 = 0 \rightarrow E_y = \frac{b}{a}E_x \quad (1.2.34)$$

El ángulo de polarización α viene determinado por la relación $\alpha = \arctan(b/a)$

Si $\alpha = \frac{\pi}{4}$ se trata de Polarización lineal a 45°, tal y como muestra la figura

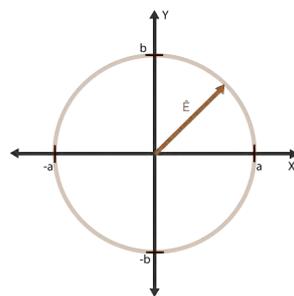


4. **Circular levógira o dextrógira (CPL o CPD).** La trayectoria del vector **E** describe una circunferencia. Si gira en sentido de las agujas del reloj o a derechas según nuestro punto de referencia es dextrógira, si gira al contrario será levógira. Matemáticamente, ambas componentes vectoriales x e y presentan la misma amplitud y un desfase de 90° o -90° entre ellas en función si es levógira o dextrógira ($a=b$, $\delta = \pm\pi/2$).

$$\left(\frac{E_x}{a}\right)^2 + \left(\frac{E_y}{b}\right)^2 = 1 \quad (1.2.35)$$

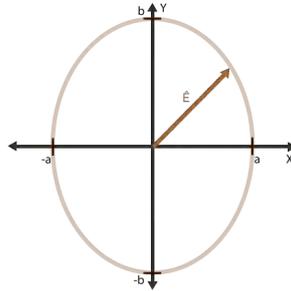
$$\delta > 0 \rightarrow \text{Dextrógira}$$

$$\delta < 0 \rightarrow \text{Levógira}$$



5. **Elíptica levógira o dextrógira.** La trayectoria del vector **E** describe una elipse. Si gira en sentido de las agujas del reloj o a derechas según nuestro punto de referencia es dextrógira, si gira al contrario será levógira. Matemáticamente, incluye toda la casuística no considerada hasta ahora, cualquier desfase δ distinto de cero o $\pi/2$

genera luz elípticamente polarizada, e incluso en el caso que $\delta=\pi/2$ y las amplitudes a y b son distintas.



Densidad de energía (U).

Describe la cantidad de energía electromagnética contenida en una región del espacio. Se trata de la suma de la densidad de energía eléctrica (contribución de \mathbf{E}) y la energía magnética (contribución de \mathbf{H}). En el dominio de las frecuencias, la densidad de energía para cada frecuencia viene dada por [7]:

$$U = \epsilon \mathbf{E}^* \cdot \mathbf{E} + \mu \mathbf{H}^* \cdot \mathbf{H} \quad (1.2.36)$$

Resulta interesante analizar el caso de una onda plana monocromática que se propaga en dirección z con polarización arbitraria y amplitud unidad, que se utilizará para iluminar la abertura de geometría elíptica en este trabajo. Los campos eléctrico y magnético de esta onda plana en el dominio fasorial vienen descritos por

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \frac{e^{jkz}}{\sqrt{|a|^2 + |b|^2}} \{a, be^{j\delta}, 0\} \quad (1.2.37)$$

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}) = \frac{e^{jkz}}{\sqrt{|a|^2 + |b|^2}} \frac{1}{\eta} \{-be^{j\delta}, a, 0\} \quad (1.2.38)$$

Así, aplicando la ecuación 1.2.36, la energía electromagnética obtenida es $U_{op}=2\epsilon$, es decir es independiente del estado de polarización de la onda.

Momento lineal canónico.

A pesar de la ausencia de masa de los fotones o los campos electromagnéticos estos poseen un momento lineal asociado. Este momento lineal tiene contribución del campo eléctrico y del campo magnético y toma la forma [7]:

$$\mathbf{P}_i = -j \left(\epsilon \mathbf{E}^* \cdot \frac{\partial}{\partial x_i} \mathbf{E} + \mu \mathbf{H}^* \cdot \frac{\partial}{\partial x_i} \mathbf{H} \right) \quad (1.2.39)$$

De nuevo resulta interesante analizar esta propiedad para el caso de una onda plana como la descrita por las ecuaciones 1.2.37 y 1.2.38. En este caso, al igual que para la energía electromagnética, el momento canónico no depende del estado de polarización, siendo $\mathbf{P}=\{0,0,\epsilon\}$, de modo que únicamente tiene componente z, en la dirección de propagación de la onda plana.

Momento angular de espín S.

Es una propiedad física de las partículas elementales por el cual tienen un momento angular intrínseco de valor fijo. En términos de campo electromagnético, esta propiedad esta asociada a la rotación de los campos sobre la dirección de propagación lo cual tiene una relación directa con la polarización. Al igual que para las propiedades anteriores, el momento angular de espín tiene contribución eléctrica y magnética y viene dado por [7]:

$$\mathbf{S} = -j \left(\epsilon \left(\mathbf{E}^* \times \mathbf{E} \right) + \mu \left(\mathbf{H}^* \times \mathbf{H} \right) \right) \quad (1.2.40)$$

En este caso, cuando se evalúa \mathbf{S} para la onda plana descrita por 1.2.37 y 1.2.38, el resultado es:

$$\mathbf{S}_{op} = \left\{ 0, 0, \frac{4\epsilon ab}{a^2 + b^2} \text{Sen}(\delta) \right\} \quad (1.2.41)$$

Es decir, el momento angular de espín depende del estado de polarización, ya que por ejemplo es cero para la luz linealmente polarizada ($\delta=0$), mientras que toma valor máximo para la luz circularmente polarizada ($\delta=\pm\pi/2$ y $a=b$) en el que la componente z es 2ϵ .

Helicidad.

La helicidad es otra propiedad del campo electromagnético, en este caso relacionada con la quiralidad del campo electromagnético, y por tanto también con su polarización, y viene descrita por [7]:

$$\aleph = -2\sqrt{\epsilon\mu}\mathfrak{S}(\mathbf{H}^* \cdot \mathbf{E}) \quad (1.2.42)$$

De nuevo resulta interesante calcular esta propiedad para la onda plana con polarización arbitraria cuyos campos se muestran en 1.2.37 y 1.2.38. En este caso el resultado es:

$$\aleph_{op} = \frac{4\epsilon ab}{a^2 + b^2} \text{Sen}(\delta) \quad (1.2.43)$$

En este caso (aunque no es general) coincide con la componente z del momento angular de espín y tiene la misma dependencia con el estado de polarización de la luz. Debido a esto, estas dos magnitudes, la helicidad y el momento angular de espín, se utilizarán como criterio para examinar los cambios en el estado de polarización de la luz cuando atraviesa la estructura propuesta.

Momento angular orbital

Existe una segunda contribución al momento angular del campo electromagnético, que se conoce con el nombre de momento angular orbital, y tiene como fuente el momento lineal canónico \mathbf{P} , de forma que se define como [7]:

$$\mathbf{L} = \mathbf{r} \times \mathbf{P} \quad (1.2.44)$$

Es evidente que, en el caso de la onda plana, como el momento lineal no depende del estado de polarización, el momento angular orbital tampoco.

Vector de Poynting.

El vector de Poynting determina la dirección y sentido del flujo de energía electromagnética, y viene descrito por [7]

$$\Phi = \frac{1}{2} \Re(\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*) \quad (1.2.45)$$

En este caso, de nuevo si se analiza el vector de Poynting para la onda plana con polarización arbitraria descrita por 1.2.37 y 1.2.38, el resultado no depende del estado de polarización y es igual a:

$$\Phi_{op} = \left\{0, 0, \frac{1}{2\eta}\right\} \quad (1.2.46)$$

Es decir, únicamente tiene componente z y signo positivo, tal y como marca el sentido de propagación de la onda plana descrito por su vector de onda.

1.2.3. NANOANTENAS

Nos referimos a las antenas como aquellos transductores que convierten potencia eléctrica en ondas electromagnéticas y viceversa. En base a esta funcionalidad primordial, sus aplicaciones en la banda de microondas para comunicaciones han sido muy relevantes. Durante los últimos años, con la miniaturización y el aumento de las velocidades de comunicación, la definición de antena se ha extendido y han aparecido en las consecuencia nuevos términos como las nanoantenas plasmónicas. El concepto de una antena convencional de radio, el cual funciona como transductor de las ondas de radiofrecuencia a corriente eléctrica para alimentar los circuitos eléctricos de un modo característico, puede ser extrapolar al término de las nanoantenas. La esencia de las nanoantenas es actuar como transductores entre la radiación incidente del exterior y las fuentes a nanoescala óptica y viceversa.

Por otro lado, se puede recurrir a la definición tradicional de antenas para obtener una relación de semejanza entre estas y las nanoantenas. La definición tradicional de antenas, empleada sobretudo en libros de ingeniería, trata a las antenas como un dispositivo que convierte las ondas radiadas en ondas guiadas y viceversa, lo cual no implica siempre una longitud de onda menor a la del dominio guiado.

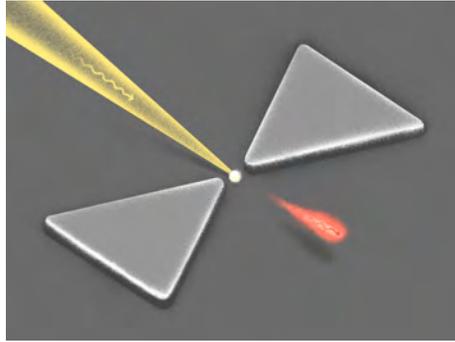


Figura 1.7.: Ejemplo típico de nanoantena tipo Bowtie [2].

Descripción

Una antena óptica se describe como un dispositivo para convertir eficientemente la propagación libre de radiación óptica a energía localizada, y viceversa. Aparte de su funcionamiento de transmisión y recepción, el funcionamiento de las nanoantenas difiere drásticamente de sus contrapartes de RF, y sus reglas de análisis y diseño deben modificarse en consecuencia. Para una antena de RF, la condición de resonancia se logra cuando la dimensión característica alcanza la mitad de la longitud de onda del espacio libre. Esta regla de diseño específico no se aplica directamente a las nanoantenas. La razón yace en el hecho de que los metales exhiben conductividades finitas y efectos plasmónicos a frecuencias ópticas; por lo tanto, cuando son impulsadas por campos ópticos, las nubes de electrones en el metal pueden oscilar de manera resonante, acoplarse con los fotones incidentes y utilizar polaritones de plasma superficial (Surface Plasma Polaritons (SPP)). La interacción de la luz con una nanoestructura metálica o nanopartícula metálica (Nano Particles (NP)) puede provocar que los electrones en la banda de conducción del metal sean impulsados por el campo incidente en oscilaciones colectivas en las denominadas resonancia plasmónica de superficie localizada ((Localized Surface Plasmon Resonances (LSPRs)). Esto da lugar a una alteración drástica de el patrón de radiación incidente y efectos sorprendentes como la focalización de energía electromagnética a sublongitudes de onda, la formación de puntos calientes o la dispersión direccional de la luz [20].

Debido a estos efectos, las nanoantenas pueden resonar en longitudes más cortas que la longitud de onda del espacio libre, y la condición de resonancia dependiente en gran medida de la dimensión transversal de la antena, la forma y la dispersión de los materiales constituyentes. Las nanoantenas ópticas son capaces de controlar la absorción, emisión y

dispersión de la luz a escala nanoescala. Están compuestas de metales como el aluminio, la plata o el oro que son conocidos por tener resonancias plasmónicas en el régimen espectral infrarrojo cercano / visible / ultravioleta, y que pueden modificar variando el tamaño y forma [1].

Aplicaciones

El control de la luz y su guiado ha sido uno de los logros más importantes e influyentes de la historia. Afecta la vida cotidiana de muchas maneras, tales como desarrollo de telescopios, gafas graduadas, fibras ópticas entre infinidad de aplicaciones. Todas las aplicaciones tradicionales explotan la naturaleza ondulatoria de la luz y se basan en la reflexión, refracción y difracción para ello. Sin embargo, esta propia naturaleza ondulatoria tiene (o tenía) un gran límite: el límite de difracción, el cual acota la resolución a la que se puede crear la imagen de un objeto como la longitud de la sección transversal de la estructura de guiado a la dimensión de λ la longitud de onda. Las nanoantenas se emplean como transductores entre el dominio del espacio libre y el dominio guiado, de modo que la modificación por parte de las nanoantenas de la polarización y el confinamiento del campo electromagnético en el campo cercano con una alta intensidad en los denominados puntos calientes implica una gran cantidad de aplicaciones. A continuación se enumeran ejemplos de ellas [22]: A continuación se enumeran ejemplos de ellas:

1. **Sensores:** entre los que se incluyen por ejemplo sensores de gas y o de sistemas biológicos (**biosensing**). La alta capacidad de localización y confinamiento del campo electromagnético debido a pequeñas nanoantenas resonantes las hace candidatos ideales para la detección biológica, ya que su la resonancia puede ser controlada en gran medida por moléculas pequeñas colocadas en el espacio central de la nanoantena (gap) y alterar significativamente su respuesta en frecuencias [22].
2. **Almacenamiento de datos con procesado de alta velocidad:** el comportamiento resonante de las nano-partículas (tanto individualmente como en pequeños grupos) en presencia de luz ultravioleta, visible y de infrarrojo cercano puede usarse para recuperar información pregrabada mediante detección óptica espectroscópica de campo lejano [8].
3. **Holografía y generación de imágenes:** las nanoantenas actúan como píxeles y su

ángulo de orientación almacena la información de fase necesaria para recrear el holograma [13].

4. **Fotodetección:** el campo electromagnético incidente a una nanoantena metálica excita los plasmones de superficie a la frecuencia de resonancia, que se descomponen en *hot electrons* energéticos que se inyectan sobre una barrera potencial en la interfaz nanoantenna-semiconductor, lo que resulta en una fotocorriente. Esta estructura de doble función es un detector de luz compacto, resonante a una longitud de onda y polarización específica y con una respuesta espectral que se extiende a energías muy por debajo del límite de la banda de semiconductores [9].

La rama de investigación referente a nanoantenas ópticas ha tenido un gran crecimiento en los últimos años siendo esto consecuencia de un gran aumento de las aplicaciones y posibles utilidades de estos dispositivos. Como se ha mencionado anteriormente, las nanoantenas actúan como transductores entre el campo Electromagnético (EM) exterior y el campo a nanoescala el cual se traduce a su uso en los circuitos fotónicos integrados (Photonic Integrate Circuits (PICs)). Múltiples aplicaciones asociadas a las nanoantenas se basan en la alta intensidad obtenida en los campos cercanos, los denominados puntos calientes, como respuesta de un campo externo incidente. Esto deriva en la mejora creciente de aplicaciones como la fotodetección, la generación de armónicos, el sensor de gas o la espectrometría vibracional.

La nanoantena se describe como puente entre la luz que se propaga en el espacio libre y la luz guiada (o puente entre el campo lejano y campo cercano para su tratamiento). De este modo se aprovechan lo mejor de ambos tipos de comunicación: de manera inalámbrica a través del espacio libre pudiendo comunicarse con múltiples usuarios y la manera alámbrica la cual permite mayores velocidades y calidad de servicio. Lo aplicado en el dominio de frecuencias de radio es aplicable en el dominio óptico, pudiendo reutilizar todo lo concebido en las radiocomunicaciones. El marco de radiación en óptica, encuentra su aplicación en la generación de imágenes, comunicación o interferencia; por otro lado, el marco de guiado se emplea en un circuito fotónico integrado para transportar la luz con bajas pérdidas entre los diferentes chips, alcanzando en estas comunicaciones velocidades de la magnitud del THz. Múltiples aplicaciones se observan con la concepción de nanoantenas como puente entre dos mundos (radiado y guiado), por ejemplo: la posibilidad de ajustar la

fase de alimentación a velocidad de THz permitiendo aplicaciones de formación de haces ultrarrápidos (*ultra-fast Beamforming*) o control de polarización de la luz [16].

1.2.4. METASUPERFICIES

Los metamateriales son una clase de materiales artificiales con propiedades electromagnéticas exóticas. La posibilidad de adaptar las propiedades electromagnéticas de los materiales mediante el diseño de la estructura unitaria de los metaátomos ha allanado el camino para conceptualizar muchos dispositivos y tecnologías novedosas, como las superlentes, las hiperlentes, y el recubrimiento óptico. Los metamateriales también encuentran aplicación en nanoantenas. Requieren dos tipos de metaátomos para inducir respuestas tanto eléctricas como magnéticas. Por ejemplo, los resonadores de anillo dividido se emplean para adaptar la permeabilidad efectiva, mientras que los cables permiten el control de la permitividad efectiva, ofreciendo así flexibilidad al diseñador de metamateriales.

Por otro lado, las metasuperficies son la versión bi-dimensional de los metamateriales, es decir, con una periodicidad de sus celdas en 2 direcciones, controlando así la propagación de las ondas a lo largo de la superficie que genera o a través de esta. Las metasuperficies han mostrado la capacidad de producir exóticas propiedades de dispersión, guiado y modulación de ondas superficiales para obtener las características de radiación deseadas [19].

En el desarrollo del proyecto no se tratará el diseño y análisis de metasuperficies dado que se trata de un aspecto muy denso el cual superaría el contenido que pretende abarcar un trabajo de fin de grado. Únicamente se hará mención a ellos en el análisis de las diferentes propiedades electromagnéticas aportando un sentido adicional al posible futuro diseño de una metasuperficie en base a las propiedades de esa celda unidad.

1.3. MÉTODO NUMÉRICOS

Dada la complejidad y dimensión del cálculo necesario para obtener los resultados de una simulación electromagnética de estas características se emplea un método con gran precisión basado en métodos numéricos denominado Finite-difference time-domain (FDTD).

Para una computación eficiente de las ecuaciones de Maxwell se emplea el Método de Diferencias Finitas en Dominio Temporal FDTD o método de Yee. Mediante este método se realiza una discretización del tiempo y espacio. Esta discretización espacial (la cual determina la resolución, δx) y la discretización temporal (la cual determina el incremento de tiempo, δt) se relacionan de la forma $\delta t = S\delta x$, siendo en este caso S el factor de Courant, el cual debe satisfacer $S < n_{min}/dimensiones$ donde n_{min} es el índice de refracción mínimo (normalmente 1). Esta relación es establecida para que exista una convergencia en el cálculo. En Meep, $S = 0.5$ por defecto (suficiente para 1 a 3 dimensiones). Esto significa que cuando se duplica la resolución de la cuadrícula, el número de pasos temporales también se duplica (para el mismo período de simulación). Por lo tanto, en tres dimensiones, si se duplica la resolución, la cantidad de memoria aumenta en 8 y la cantidad de tiempo computacional aumenta en 16 como mínimo. Por otro lado, es importante comprender como se realiza la discretización de las ecuaciones de los campos. Los métodos FDTD almacenan diferentes componentes de campo en diferentes ubicaciones de la rejilla tiempo espacio. Esta discretización se conoce como una red Yee. Como consecuencia, Meep debe interpolar los componentes del campo a un punto común siempre que desee combinar, comparar o generar las componentes del campo. Normalmente, no necesita preocuparse demasiado por esta interpolación, ya que es automática. Sin embargo, debido a que es una interpolación lineal simple, mientras que E y D pueden ser discontinuos a través de los límites dieléctricos, significa que los campos E y D interpolados pueden ser menos precisos de lo que cabría esperar en las interfaces dieléctricas [11].

1.4. HERRAMIENTAS INFORMÁTICAS

En la realización del presente estudio se han empleado múltiples herramientas informáticas para la obtención de los resultados finales. Principalmente se dividen en herramientas de programación de la simulación electromagnética de la estructura, herramientas de programación para el tratamiento de datos y herramienta de modelado 3D para presentación de figuras y datos.

1.4.1. SIMULACIÓN ELECTROMAGNÉTICA

Para la simulación electromagnética de la estructura y como principal programa de estudio se ha empleado Meep, una herramienta de uso libre y gratuito que permite mediante una programación en Python o Scheme la obtención de los archivos correspondientes al campo electromagnético que se desea analizar. Por otro lado, de manera auxiliar se ha empleado CST para observar mediante un entorno más amigable la evolución del campo electromagnético en dicha estructura. La importancia del uso de Meep para la obtención de los campos electromagnéticos radica en una mayor velocidad de obtención de estos, además de una exportación con un mejor trato ya que en el caso de Meep se pueden obtener archivos .h5 los cuales son más tratables que el caso de archivo .ASCII . Por otro lado, Meep trabaja estableciendo una resolución a la celda de análisis correspondiente al número de píxeles que se obtendrán para determinada escala, por otro lado, esto es variable también en CST pero son involucrados otros términos como el mallado de la estructura lo cual involucra un alto tiempo de procesamiento. Por último, gracias al acceso que el departamento de Ciencia de Materiales, Óptica y Electrónica me otorgó para la simulación en su máquina virtual y la presencia en este entorno de Meep aceleró bastante la obtención de resultados.

1.4.2. TRATAMIENTO DE DATOS

En el tratamiento de los datos obtenidos en la herramienta de simulación se emplean 2 software con 2 lenguajes de programación distintos. Inicialmente, se empleó Matlab dados los conocimientos adquiridos durante el grado sobre este lenguaje de programación y la facilidad de importación, tratamiento y representación. No obstante, en la fase de cálculo de estos datos para la obtención de la propiedades electromagnéticas, aunque Matlab era

capaz de realizarlo, el procedimiento era muy complejo y laberíntico. Se decidió por tanto, realizar el cálculo de las propiedades electromagnéticas mediante Wolfram Mathematica, un herramienta similar a Matlab pero con un lenguaje distinto y con un modo de funcionar diferente. La diferencia radica en que Matlab esta orientado al cálculo imperativo, mientras que Mathematica al cálculo funcional, en el caso particular de la introducción de una matriz NxN Matlab realizaría los cálculos pertinentes de manera matricial punto a punto con dicho elemento, por otro lado Mathematica convertiría dicha matriz de datos en una función que la describa. Por lo tanto, dado que en el cálculo de las propiedades electromagnéticas se emplean derivadas parciales, rotacionales, etc. el uso de un código tipo funcional es más favorecedor para dicho procedimiento.

1.4.3. MODELADO 3D

EL modelado y presentación de figuras se realizó inicialmente en CST, no obstante, Blender y Mathematica se presentan como una alternativa mejor para la presentación de figuras de gran calidad.



2 METODOLOGÍA

Como base del desarrollo del presente proyecto se presentan 2 partes bien diferenciadas en su contenido y objetivos. En primer lugar, se presenta el procedimiento de diseño, cálculo y análisis de toda geometría a escala nanométrica pudiendo tratarse de una nanoantena o de una celda unidad de la propia metasuperficie. En segundo lugar, en base al procedimiento descrito previamente se ha tomado una geometría determinada como objeto de investigación con la intención de obtener resultados innovadores en dicho ámbito.

2.1. PROCEDIMIENTO DE ESTUDIO

El diseño, simulación y análisis de estructuras nanométricas requiere del empleo de diversas herramientas para cada sección, teniendo en cuenta y conociendo (sobretudo en la parte de diseño y simulación) el efecto que los campos electromagnéticos, resonancias y resoluciones que pueden afectar a los resultados obtenidos.

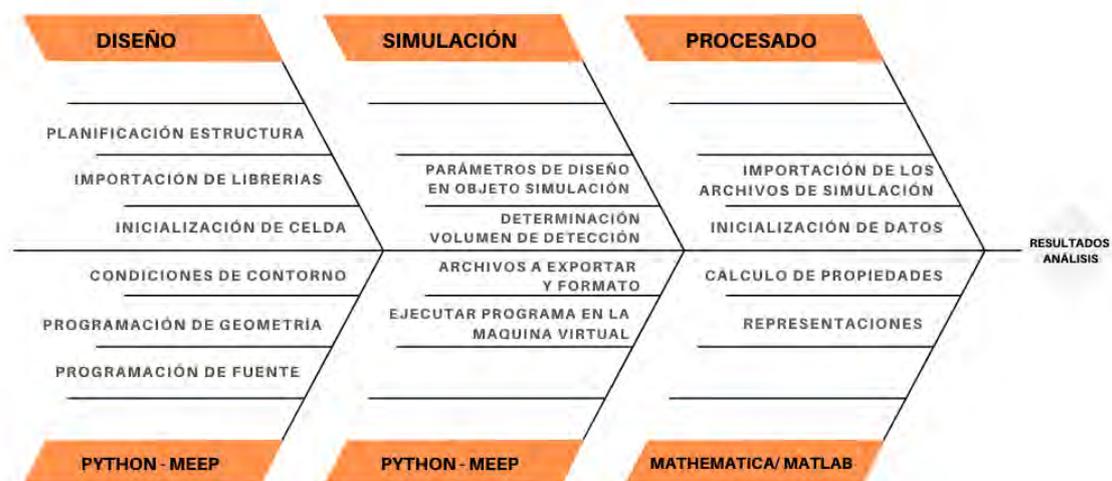


Figura 2.1.: Esquema general.

En la figura 2.1 se definen las etapas base del estudio de nanoestructuras, las cuales serán descritas con mayor profundidad en los sucesivos apartados de la presente sección.

2.1.1. DISEÑO Y SIMULACIÓN, MEEP

La herramienta de software libre Meep permite programar el análisis electromagnético. Meep es un librería de software libre la cual se puede implementar en código Python, el cual a su vez también es de software libre. En el caso del presente proyecto, se ha empleado la maquina de cálculo *Maxwell* de la universidad para la programación y el simulado dado la cantidad de recursos requeridos para la ejecución de tales procesos numéricos de estimación electromagnética. Para el uso del software Meep es fundamental la comprensión de su interfaz y sentencias principales, dicha interfaz está bien descrita en la web Meep Documentation [11], donde se describen cada una de las secuencias resumidas a continuación.

Diseño

El diseño de la estructura conforma la parte esencial del proceso. En este aspecto, se determinará el tamaño de la celda de análisis, las condiciones de contorno, la geometría de la estructura y la determinación de la fuente electromagnética. En la siguiente descripción se tendrá en cuenta Python como lenguaje de programación, siendo las librerías necesarias para la importación las siguientes: Meep y Numpy. Siendo la base del estudio la librería Meep, esta otorgará diversas sentencias para determinar el espacio geométrico de análisis electromagnético con gran facilidad. Previo al análisis de estas sentencias específicas en cada caso, la mayoría de ellas hará uso de la sentencia genérica `mp.Vector3(a, b, c)`, que determina un vector tridimensional con componentes $x=a, y=b$ y $z=c$. Este vector es empleado para determinar dimensiones de objetos y puntos en el espacio.

1. **Celda de análisis y resolución.** Inicialmente se determinará la dimensión de la celda, declarando esta mediante `mp.Vector3` de la forma siguiente.

```
cell_size=mp.Vector3(1, 1, 1)
```

En el caso de querer tratar con simulaciones en 2D se determinará la tercera dimensión igual a 0. Las dimensiones introducidas deberán ser acordes a la geometría descrita en los próximos puntos, es decir, debe poder contener dichos elementos

dentro de la celda. Posteriormente en la sentencia de simulación se introducirá esta variable para determinar el tamaño de la celda. Además, se define una variable resolución que determina el número de puntos a obtener por cada a , la cual de manera predeterminada es $1\mu\text{m}$, por ejemplo:

```
resolucion=50 # 50 pp/ $\mu\text{m}$ 
```

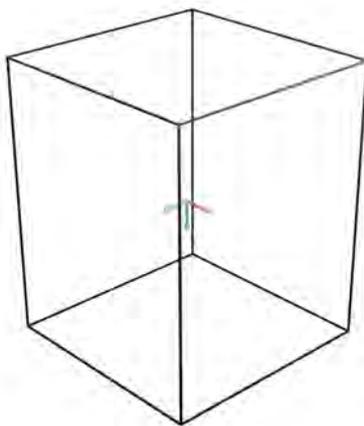


Figura 2.2.: Paso 1. Creación de la celda y su resolución.

La figura 2.2 pretende ilustrar la creación del contorno de la celda (volumen computacional) y el ajuste de los parámetros necesarios inicial como la resolución, la escala, etc.

2. **Condiciones de contorno y PML.** Es de gran importancia determinar la naturaleza de las condiciones de contorno de la propia celda. En función a las necesidades se puede determinar un tipo de condiciones u otras. En este aspecto se mostrarán las diferentes posibilidades haciendo énfasis en las empleadas para este caso particular. Cabe tener en cuenta que dicho tamaño de frontera definido no será un valor adicional a la celda definida si no que serán determinadas en el interior de dicha celda (es importante tenerlo en cuenta para evitar solapar geometría con la condiciones de contorno).

-Perfect Matched Layers (PML) la capa perfectamente adaptada (PML) determina una condiciones límite absorbentes que implican rodear la celda computacional con un medio que en teoría absorbe sin reflexión las ondas electromagnéticas en todas las frecuencias y ángulos de incidencia. Es importante tener en cuenta implementar

una celda computacional suficientemente grande como para no solapar la PML con los campos evanescentes de los modos de cavidad resonante o guía general. Como normal general, se determina un grosor de PML comparable a la mitad de la longitud de onda más grande de la simulación, en caso de obtener resultados negativos en dicho caso se debería duplicar dicho grosor hasta obtener la convergencia de los resultados. Las condiciones PML en Meep se introducen de la forma siguiente:

```
dpml=1
```

```
pml_layers=[mp.PML(dpml,direction=mp.Z)]
```

en este caso se muestra el ejemplo de como introducir la PML en la dirección z

Aunque en este caso se ha contemplado en el mismo apartado, es importante señalar que la PML no es una condición de contorno real. Es un material absorbente artificial colocado adyacente a los límites. La condición límite es esencialmente irrelevante para el funcionamiento de la PML. Las condiciones límites reales que se pueden implementar en Meep se muestran a continuación:

- Amortiguador (no ideal). Una alternativa a la capa PML es la clase *Absorber*. La forma de introducirla es idéntica a las PML incluso se pueden combinar ambas en diferentes direcciones.

```
boundary_layers = [mp.PML(1, direction=mp.Z),  
mp.Absorber(1, direction=mp.X)]
```

La diferencia respecto a PML es que la clase *absorber* no implementa una capa perfectamente adaptada, simplemente una conductividad eléctrica y magnética escalar que se activa gradualmente dentro de la capa de acuerdo con un perfil predeterminado, es decir una gradiente de conductividad que no tiene reflejo en el límite si la capa es suficientemente gruesa. La principal ventaja es que no existe una PML verdadera para los medios periódicos y un amortiguador escalar es computacionalmente menos costoso y normalmente igual de eficaz.

- Pared eléctrica o metálica ($E_t=0$), impar. Las componentes transversales del campo eléctrico se anulan en la pared

- Pared magnética ($H_t=0$), par.: Las componentes transversales del campo magnético se anulan en la pared.
- Periódica. La forma de establecer una condición de periodicidad (Bloch periodic boundaries) en los límites es estableciendo un `k_point` como `mp.Vector3`, el cual será posteriormente introducido en la clase simulación para la posterior ejecución. Los campos en un lado son e^{ikR} multiplicados por los campos en el otro lado, separados por el vector R que determina la longitud del periodo espacial. Un `Vector3` distinto de cero producirá campos complejos. El vector `k_point` se especifica en coordenadas cartesianas en unidades de $2 / \text{distancia}$.

Se puede determinar independientemente cada límite de la celda mediante `set_boundary`. La condición límite predeterminada es un pared eléctrica perfecta (es decir, campo eléctrico metálico o cero), a menos que especifique un punto k , en cuyo caso el valor predeterminado es periodicidad Bloch.

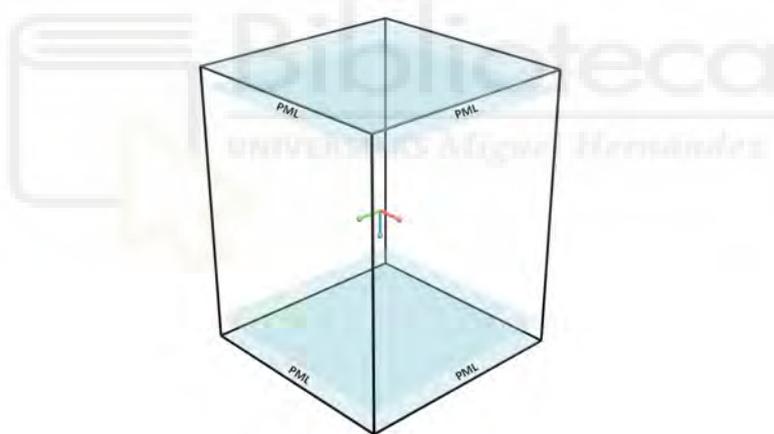


Figura 2.3.: Paso 2. Condiciones de contorno.

En la figura 2.3 se muestra como ejemplo de este paso la inclusión de las capas PML. No se han indicado capas absorbentes debido a que no son habituales y en el proyecto desarrollado no han sido empleada.

3. **Geometría de la estructura.** La estructura en Meep se determina mediante un conjunto de objetos de geometría o *GeometryObject* definidos en una variable que posteriormente será introducida en la sentencia de simulación. Se pueden definir múltiples tipos de geometría: Esferas (`mp.Sphere`), Cilindros(`mp.Cylinder`),

Conos (`mp.Cone`), Bloques (`mp.Block`), Elipsoides (`mp.Ellipsoid`) y prismas. En todos ellos se definen una serie de características de la geometría introducida como el tipo de material mediante `mp.materials` o `mp.Medium`; el centro donde se ubica y sus dimensiones con `mp.Vector3`. Como se puede observar en la

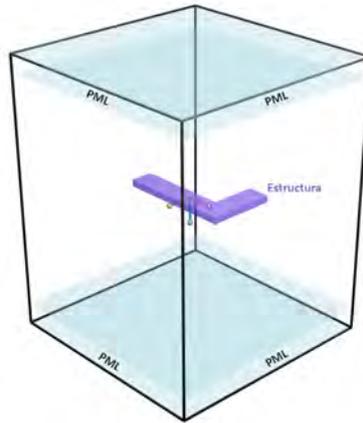


Figura 2.4.: Paso 3. Definición de la geometría de la estructura.

figura 2.4 se ha implementado un ejemplo de geometría para ilustrar el paso en forma de L. La gran ventaja del diseño de nanoestructuras es la gran variedad de posibilidades de explotación de la geometría, simetría o materiales de uso. En el caso concreto de la geometría mostrada, el código para implementarla se realizaría de la siguiente forma:

Código 2.1: Simulación EM en Python

```

1 L_shape=[mp.Vector3(-L/2 + W, -L/2, H), mp.Vector3(L/2,-L/2,H), mp.Vector3(L/2,L/2-W,H), mp.Vector3↔
↔ (-L/2 + W, L/2 - W, H)]
2
3 geometry=[mp.Prism(L_shape, height=T, material=Au)]

```

Al emplear prismas, es necesario indicar los vértices de este con "L_shape" donde indica 4 puntos, su altura con `height=t` y el tipo de material con `material=Au`.

4. Fuente electromagnética.

El principal objetivo es la simulación comportamiento de la estructura frente a determinado campo electromagnético, es por ello que la correcta definición de la fuente que genera dicho campo es vital. La fuente se define mediante la asignación a una variable del objeto `mp.Source` el cual contiene todas las características de la

fuente electromagnética y será introducido en el comando de simulación posterior. El objeto `mp.Source` tiene diferentes opciones (`src` indica `source=fuente`) para definir el tipo de fuente:

- `mp.ContinuousSource`: una fuente de luz monocromática, en la que debe definirse la frecuencia o la longitud de onda mediante el comando.

Código 2.2: Simulación EM en Python

```
1 source=[mp.Source(mp.ContinuousSource(wavelength=0.808), component=mp.Ey,center=mp.↵
↵ Vector3(0,0,pos),size=mp.Vector3(p,p,0), amp_func=pw_amp(k, mp.Vector3(0,0,↵
↵ src_pos)))]
```

Destacar en el código 2.2 la definición de la longitud de onda del pulso monocromático en la sentencia `wavelength=800` (`wavelength=longitud de onda`). Como ya se ha mencionado este 0.808 son micrometros por la definición de la a mencionada inicialmente. El resto de parámetros corresponden a la componente del campo electromagnético lo cual va a determinar la polarización, el centro de la fuente, el tamaño de esta y por último la definición de su amplitud.

- `mp.GaussianSource`: un pulso de luz gaussiano, cuyo comportamiento temporal toma la forma

$$f(t) = e^{j\omega t - \frac{(t-t_0)^2}{2w^2}} \quad (2.1.1)$$

En el que debe definirse la frecuencia central y el ancho en frecuencias.

Código 2.3: Simulación EM en Python

```
1 source=[mp.Source(mp.GaussianSource(fcen=fcen,fwidth=df), component=mp.Ey,center=mp.↵
↵ Vector3(0,0,pos),size=mp.Vector3(p,p,0), amp_func=pw_amp(k, mp.Vector3(0,0,↵
↵ src_pos)))]
```

Se observa en el código 2.3 como la frecuencia central del pulso se indica en `fcen` (frecuencia central) y el ancho frecuencial del pulso en `fwidth` (`width=ancho`). El resto de parámetros corresponden como en el código 2.2 al resto de opciones de la fuente.

- `mp.CustomSource`: un pulso de luz en el que debe introducirse la función

temporal que describe su comportamiento.

- `mp.EigenModeSource`: fuente de luz que utiliza los modos característicos de una determinada estructura calculados mediante el MPB (MIT Photonic Bands) como iluminación para el sistema estudiado.

Excepto en *EigenModeSource* en el resto de tipos de fuente se deben introducir los parámetros que caracterizan la fuente como su componente (p.e.: `mp.Ex` en cartesianas o `mp.Ep` en cilíndricas), la amplitud, centro y tamaño (definidos mediante `mp.Vector3()`).

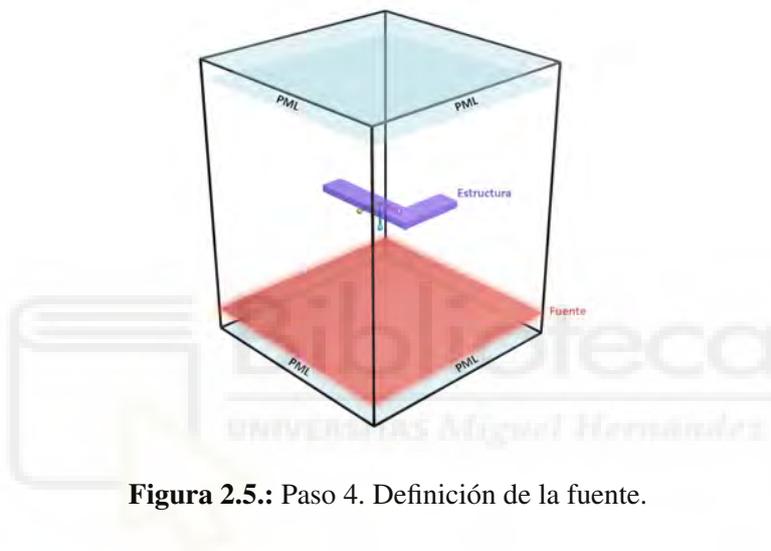


Figura 2.5.: Paso 4. Definición de la fuente.

El caso observado como ejemplo en la figura 2.5 muestra una fuente que abarca un área determinada, esta se trata de la forma de introducción de la fuente 2.2. No obstante, es posible implementar la fuente como un elemento puntual o incluso como una línea. Meep proporciona una gran variedad y personalización del tipo de fuentes implementables, en el proyecto a realizar se emplearán fuentes monocromáticas *Continuous Source* para el estudio particular de una longitud de onda y pulsos gaussianos *Gaussian Source* para el estudio de la dependencia espectral, en todos casos se asemejarán lo más posible a ondas planas.

Simulación y Ejecución

Una vez se han establecido todos los componentes que conforman la estructura a simular se realiza la llamada al objeto de simulación, `mp.Simulation`, en el cual se introducen como parámetros todos los objetos asignados a variables anteriormente: tamaño de celda, condi-

ciones de contorno, estructura, fuente y demás parámetros de ajuste de la simulación como la resolución o forzar campos complejos. La clase `Simulation` contiene todos los atributos a controlar para el cálculo mediante Meep, de modo que para ejecutar la simulación y obtener los resultados deseados se llama a la función `run` de la clase `Simulation`. Mediante esta función se definen el tiempo de simulación, el nombre de los archivos en los que se escriben los datos, además de otros parámetros como las dimensiones en las que se deben escribir los datos de salida, por ejemplo puede interesar únicamente obtener los resultados en un plano 2D específico en una simulación 3D.

Los principales datos a obtener de la simulación son los campos eléctrico y magnético, en todas las posiciones, forzando campos complejos y con todas sus componentes. Para el estudio del comportamiento electromagnético del sistema ante la iluminación con diferentes estados de polarización, el procedimiento más sencillo consiste en obtener los resultados para dos polarizaciones ortogonales de la fuente en dos cálculos sucesivos, que se puede realizar mediante un simple *for* en el código, y posteriormente tratar los resultados a la salida con un programa matemático para obtener los resultados para cualquier estado de polarización de la fuente, empleando el principio de superposición.

La salida a la simulación se obtiene en archivos con formato h5, para su posterior análisis y procesado en la herramienta correspondiente (Matlab o Mathematica).

```
sim.run
```

Todos los códigos tanto de la sección de diseño como de simulación se presentan en un ejemplo ilustrativo en el Anexo A.

Posteriormente se ejecuta el código Python. En el caso particular de tratarse de un código Python sin un entorno como Jupyter o similar se puede ejecutar mediante el comando

```
python nombre.py o python nombre.py nohup python nombre.py
```

2.1.2. PROCESADO DE DATOS, MATLAB O MATHEMATICA

Existe la posibilidad de procesar los resultados otorgados por Meep en el propio código, no obstante se procede separando ambos procesos por 2 motivos esenciales:

1. Eficiencia. El cálculo en Meep es costoso a nivel de recursos y requiere tiempo, es

por ello que obtener los resultados requeridos y diversificar el proceso ahorra tiempo computacional.

2. Entorno gráfico. La programación se realiza en Python en una maquina virtual Linux donde no tenía permitido el apartado gráfico, por lo tanto, aunque intentará representar resultados en el propio código de Python no se visualizaría. No obstante, existe la posibilidad de uso de herramientas para albergar Meep y permitir un entorno gráfico como la creación de un contenedor virtual con Docker y operar con Jupyter, de esta forma se podrían observar los resultados. Sin embargo, esta alternativa traslada el coste computacional al ordenador del usuario y en casos de simulaciones pesadas en 3D no era la mejor alternativa

El procesado de los archivos .h5 obtenidos mediante la herramienta Meep se puede realizar mediante Mathematica [21] o Matlab[10]. Ambos de ellos efectivos en diferentes contextos dado que a pesar de que ambos son sistemas de computo numérico, su funcionamiento intrínseco es completamente distinto. Matlab esta orientado a datos mientras que Mathematica esta orientado más a una operación simbólica, es decir, a través de funciones. Es por ello que, en función de las obtenciones deseadas, se emplea Mathematica o Matlab, siendo en este caso Mathematica el más sencillo en la mayoría de casos dado que se trabaja con derivadas, transformadas, gradientes...donde Matlab presenta mayores dificultades. No obstante, en ambos casos se procede de manera similar en los objetivos deseados.

Es importante señalar que en el procesado mostrado a continuación, se trata el caso de datos obtenidos en el plano de análisis para un momento fijo del tiempo, es decir, no se obtienen resultados en las dimensiones z y t , únicamente en x,y (en el caso de una fuente monocromática resuelta en campo complejo los resultados que aporta el Meep son directamente el resultado en el dominio fasorial, siempre que la simulación se haya ejecutado el tiempo suficiente para alcanzar el estado estacionario). El procesamiento en 3D es muy similar al mostrado, únicamente es necesario incluir una coordenada extra a la hora de importar los datos, sin embargo, se ha mostrado el caso que se ha empleado en el estudio.

Con intención de comprender el procedimiento para ambos software de procesado matemático (Matlab y Mathematica) se muestran ejemplos de ambos códigos, no obstante, en ambos programas, a pesar de la diferencia en su funcionamiento interno, se procede

siguiendo los mismos pasos generales. En los apéndices B y C se ha mostrado el código de procesado de datos en Matlab y Mathematica en su totalidad, no obstante, se identificará en la siguiente enumeración los pasos acordes a cada sección de código específica.

1. Importación de los datos.

De manera inicial se procede a importar los datos obtenidos en la simulación electromagnética con Meep. Estos archivos serán formato HDF5. La extensión de este tipo de archivos es .h5 y son un tipo de archivos estructura con múltiples contenidos. Su contenido es el campo eléctrico o magnético con las correspondientes componentes x,y,z,t. En cada componente se hará una distinción entre parte real e imaginaria. Un ejemplo del contenido de un archivo HDF5 es el indicado en la Figura 2.6. Se aprecia

```
david@maxwell:/discodatos/DAVID/metasurf/auair$ h5ls ellipse_auair-3DEX0.h5
ex.i      Dataset {226, 226, 311, 1/Inf}
ex.r      Dataset {226, 226, 311, 1/Inf}
ey.i      Dataset {226, 226, 311, 1/Inf}
ey.r      Dataset {226, 226, 311, 1/Inf}
ez.i      Dataset {226, 226, 311, 1/Inf}
ez.r      Dataset {226, 226, 311, 1/Inf}
```

Figura 2.6.: Archivo HDF5 del campo eléctrico.

en la figura 2.6 el contenido de los archivos exportados tipo HDF5. Como se puede observar este contiene las matrices de la parte real y imaginaria de las componentes x, y, z del campo eléctrico. Un formato análogo se exporta para el campo magnético. Por lo tanto, el primer paso para procesar los datos de la simulación electromagnética, los cuales están contenidos en los archivos .h5 resultantes de la simulación en Meep, es importarlo al software correspondiente.

En el caso de Matlab, se realiza mediante el comando específico:

Código 2.4: Importación

```
1 exr1 = hdf5read("ellipse-ex0.h5", 'ex.r');
```

el cual se introduce como primer argumento el nombre del archivo HDF5 y en el segundo la componente (x,y o z) y parte real o imaginaria a importar.

En el caso de Mathematica, se emplea el comando genérico:

```
In[1]:= ax=Import["ellipse-ex0.h5", "Data"];
```

En este caso se introducen todas las componentes a la vez indicando "Data."^{en} el

segundo argumento. Cabe destacar que se importan los datos para los campos eléctrico y magnético, para todas sus componentes, parte real y compleja, pero además para ambos casos de polarización incidente X e Y para de este modo poder obtener todas las polarizaciones posibles, empleando la propiedad de superposición de las ondas electromagnéticas. La ilustración 2.7 muestra como empleando como base la polarización X e Y se pueden obtener todas las polarizaciones incidentes que se deseen.

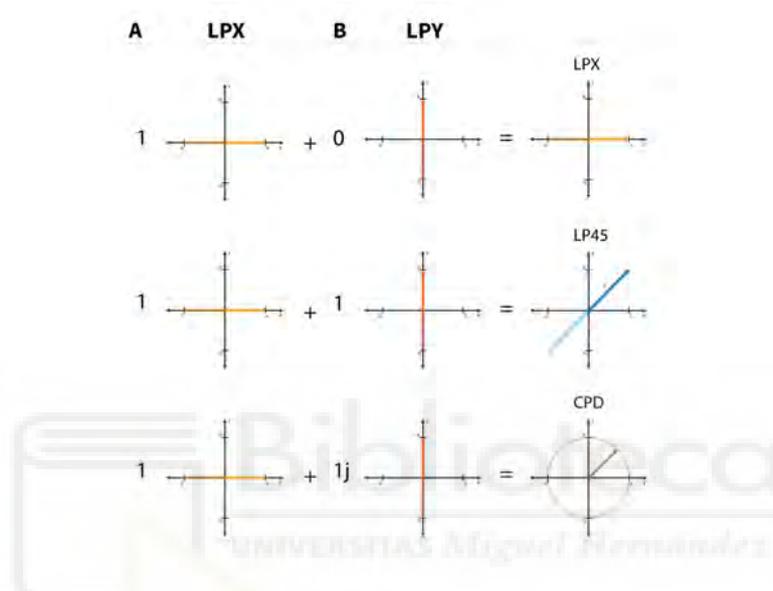


Figura 2.7.: Superposición de polarizaciones para obtener una tercera polarización de análisis.
NOTA: No se ha indicado el parámetro C de normalización de la superposición.

En la figura 2.7 se puede comprobar la superposición de polarizaciones de ondas planas para describir una tercera onda plana con una polarización combinación de las anteriores. Este concepto es empleado para el procesado de todas las posibles polarizaciones a través de 2 de ellas (LPX y LPY).

2. Ajuste de datos (y además interpolación en Mathematica).

Previo a la realización de los cálculos correspondientes es necesario que estos datos importados estén *ordenados* de la forma más adecuada para su posterior manejo en las operaciones, es este punto donde existe una diferencia mayor entre ambas herramientas informáticas, ya que condicionará el modo de operación posterior. Además, es en este punto donde se realiza el condicionante indicador de la polarización incidente. Dado que en la simulación electromagnética en Meep se habrá

obtenido el resultado para las polarizaciones X e Y requeridas, se deberá introducir un condicionante para determinar el tipo de polarización incidente a analizar. Para ello se emplean las variables A y B, las cuales en base a la figura 2.7 mostrada se obtienen todas las posibles polarizaciones. En este caso, solo interesa analizar las polarizaciones lineal horizontal(LPX), lineal vertical (LPY), lineal 45° (LP45), lineal -45°(LP45n), circular dextrógira(CPD) y circular levógira(CPL).

$$\mathbf{E}(z, t) = C((AE_{ox}\hat{i} + 0\hat{j}) + (0\hat{i} + BE_{oy}\hat{j})) \quad (2.1.2)$$

Los valores de A,B y C para cada polarización en función a la ecuación 2.1.2 se muestra en la tabla 2.1.

Polarización	A	B	C
LPX	1	0	1
LPY	0	1	1
LP45	1	1	0.707
LP45n	1	-1	0.707
CPD	1	j	0.707
CPL	1	-j	0.707

Tabla 2.1.: Polarización obtenida en función de los valores de A o B introducidos. C actúa como elemento normalizador.

Los parámetros observados en la Tabla 2.1 serán en post-procesado variables a elección del programador para observar un tipo de polarización u otro.

En el caso de Matlab, se mantiene la división de componentes x,y,z en cada campo pero se realiza la suma de la componente real y la imaginaria con la intención de presentar en cada componente el número complejo correspondiente a esto. Posteriormente, se determinará el tipo de polarización en función al valor de A y B introducidas y el correspondiente valor de C. En el caso de Matlab, la realización de las operaciones es punto a punto de la matriz generada, no obstante, la matriz actual generada presenta 4 dimensiones (aunque 2 de ellas no varíen en el caso 2D). Por lo tanto, una vez dentro del "for" para recorrer las matrices y realizar el cálculo se inicializa el vector de la componente indicando únicamente las componentes X e Y para esa matriz. De tal forma que cada componente será una matriz N x M de números complejos (siendo N y M la longitud en puntos calculados del plano

de detección, normalmente al tratarse de un cuadrado $N=M$). El resumen de dicho procedimiento en Matlab se muestra en el siguiente código para la componente x del campo eléctrico (mismo procedimiento para el resto de componentes y el campo magnético).

Código 2.5: Inicialización y procesado

```

1  ex1=exr1 + exi1*i;
2
3  C=1/sqrt(abs(a)^2 + abs(b)^2);
4  ex=(a*ex1+b*ex2)*C;
5  ey=(a*ey1+b*ey2)*C;
6  ez=(a*ez1+b*ez2)*C;
7  hx=(a*hx1+b*hx2)*C;
8  hy=(a*hy1+b*hy2)*C;
9  hz=(a*hz1+b*hz2)*C;
10 (...)
11 for j=1:size(x)
12     for jj=1:size(y)
13         eex(j,jj)=ex(1,1,j,jj);

```

Por otro lado en Mathematica se procede de manera funcional, para ello es necesario realizar la interpolación de los datos importados incluido en tablas. Por lo tanto, no se emplea un código "for" para la inicialización y se indica la elección de la polarización con mayor claridad realizando una variación de las variables introducidas. Inicialización de tablas con los datos importados (caso Polarización en X y componente x).

```

In[2]:= eXax = Table[ax[[1, i, j, 1]]*I + ax[[2, i, j, ←
          ↪ 1]], i, 1, 152, j, 1, 152];

```

Interpolación de la tabla.

```

In[3]:= ceXaxi = ListInterpolation[ceXax];

```

Agrupación de campos electricos y magnéticos para cada polarización y componentes (x,y).

```

In[4]:= CETax = {ceXaxi[x, y], ceYaxi[x, y], ceZaxi[x, ←
          ↪ y]};
          CETay = {ceXayi[x, y], ceYayi[x, y], ceZayi[x, ←
          ↪ y]};

```



```

phcx = Im[CHT.Conjugate[D[CHT, X]]];
phcy = Im[CHT.Conjugate[D[CHT, Y]]];
Px = pecx + phcx;
Py = pecy + phcy;

```

En Matlab, estos cálculos se realizarán de punto a punto, recorriendo dichas matrices con un "for", lo cual implica una mayor complejidad en el código y un mayor coste computacional que en el caso de Mathematica.

Por ejemplo, para calcular la densidad de energía eléctrica, el vector de Poynting y la helicidad se procede de la forma expuesta en el código 2.6:

Código 2.6: Cálculos en Matlab

```

1  for jjj=1:size2
2  for j=1:size2
3      for jj=1:size2
4          %ACOMODAMIENTOS
5          eex(jjj,j,jj)=ex(1,jjj,j,jj);hxx(jjj,j,jj)=hx(1,jjj,j,jj);
6          eey(jjj,j,jj)=ey(1,jjj,j,jj);hhy(jjj,j,jj)=hy(1,jjj,j,jj);
7          eez(jjj,j,jj)=ez(1,jjj,j,jj);hhz(jjj,j,jj)=hz(1,jjj,j,jj);
8
9          %DENSIDAD DE ENERGÍA ELÉCTRICA
10         enE(jjj,j,jj)=norm([(eex(jjj,j,jj)),(eey(jjj,j,jj)),(eez(jjj,j,jj))])^2;
11
12
13         %VECTOR DE POYNTING
14         P(j,jj)=norm(real(cross([eex(j,jj),eey(j,jj),eez(j,jj)],conj([hxx(j,jj),hhy(j,jj),hhz(j,jj)]))));
15
16         %HELICIDAD
17         hel(j,jj)=imag(eex(j,jj)*conj(hxx(j,jj))+eey(j,jj)*conj(hhy(j,jj))+eez(j,jj)*conj(hhz(j,jj)));
18
19         (...)
20     end
21 end
22 end

```

NOTA: Para observar la totalidad de definiciones en lenguaje programado acudir a los Anexos B o C.

4. Representación

Finalmente, se procede a representar los cálculos obtenidos y comparar las distintas respuestas en función de la polarización incidente. En ambos software se procede de

manera similar, no obstante, existen ligeras diferencias apreciables en los ejemplos expuestos, ambos poseen una gran cantidad de opciones y parámetros a personalizar, quizás Mathematica posee como característica clave la mejora de resolución de las imágenes obtenidas pudiendo añadir más puntos en representaciones 2d. Se exponen a continuación ejemplos de código para representaciones en 1 dimensión (un eje de corte) y en 2 dimensiones (todo el plano de detección). Mathematica 1D:

```
In[8]:= U1 = Plot[{U /. c1 /. LPx, U /. c1 /. LPy, U /. c1 /. LP45, U /. c1 /. LP45n, U /. c1 /. CPD, U /. c1 /. CPL},
    {d, -1.5, 1.5}, Frame -> True, PlotRange -> All,
    BaseStyle -> {"Arial", 14}, PlotLegends ->
    {"LPx", "LPy", "LP45", "LP45n", "CPD", "CPL"},
    FrameLabel -> {"d(um)", "U", "Corte X"}]
```

Mathematica 2D:

```
In[9]:= YmX = DensityPlot[{(Abs[FASE[[2]]] - Abs[FASE[[1]])
    *(180/Pi) /. c1 /. LP45n}, {d, -1.5, 1.5},
    {dd, -1.5, 1.5}, PlotPoints -> 100, PlotLegends ->
    Automatic, ColorFunction -> "Rainbow"]
```

De modo análogo Matlab permite múltiples opciones de representación, sin embargo, en términos de sustitución de variables o aumento de puntos de representación no puede operar del mismo modo que Mathematica.

Código 2.7: Representaciones

```
1
2 %ID
3 figure();
4 plot(real(p0_x{1,3}(76,:)));
5 hold on;
6 plot(real(p0_y{1,3}(76,:)));
7 plot(real(p0_45{1,3}(76,:)));
8 plot(real(p0_45n{1,3}(76,:)));
9 plot(real(p0_l{1,3}(76,:)));
10 plot(real(p0_r{1,3}(76,:)));
```

```
11 legend('x','y','45','45N','Left','Right');
12
13 %2D
14 image(interp2(v2,'cubic'),'cDataMapping','scaled');
15
16 %3D
17 volumeViewer(eps);
```

No obstante, Matlab posee ciertos entornos gráficos muy interesantes para la representación gráfica de resultados 1D, 2D y 3D.

En el anexo A para Python/Meep (Diseño), B para Matlab (Alternativa de procesado 1) y C para Mathematica(Alternativa de procesado 2) se muestran ejemplos de código que reflejan el procedimiento descrito en la presente sección. Los ejemplos de código expuestos corresponden al código de la investigación realizada y se aprecian con gran claridad cada uno de los pasos. Entre la alterativa 1 y 2 de procesado, se ha observado la 2 como la más óptima y sencilla de programar dada la naturaleza del software.



2.2. OBJETO DE INVESTIGACIÓN

Con intención de mostrar un ejemplo práctico de aplicación de la metodología o guía de procedimiento mostrada en apartados previos se ha estudiado una estructura específica con propiedades interesantes. De tal forma que este estudio permita observar la importancia de cada paso y la comprender la importancia de cada una de las propiedades de estudio para caracterizar con exactitud el comportamiento de la nanoestructura.

Una de las principales características de la elipse como nanoantena es la adquisición de helicidad cuando una onda incidente con polarización a 45° respecto al eje de la elipse atraviesa la nanoestructura, es decir, se produce una variación de la polarización entrante lineal a una polarización elíptica a la salida. Este resultado, que explicaremos con detalle en el capítulo siguiente, tiene una gran importancia y multitud de aplicaciones en el campo de la nanofotónica.

A continuación, se han detallado, las características principales del objeto de estudio para posteriormente profundizar en los pasos realizados para el análisis electromagnético de la nanoestructura.

Estructura general

La estructura general de análisis se trata de una nanoestructura con un tamaño de celda incluyendo espacios de aire y PML de $4.5 \times 4.5 \times 6.2 \mu\text{m}^3$ compuesta por 2 capas: sustrato (zona inferior) y capa metálica con geometría perforada (zona superior).

Un campo electromagnético determinado (indicado en el sub-apartado *Fuente*) incidirá de manera normal a la parte inferior de la estructura, es decir, en el sustrato y será detectado en un plano próximo superior a la segunda capa.

La estructura descrita se presenta con un modelado 3D en la figura 2.8.

En la figura 2.8 se pueden observar las partes principales del análisis de la estructura así como la forma geométrica elíptica **a escala** con la celda para el caso de la elipse 0. Se observa el área de la celda, los diferentes materiales, el área que abarca la fuente, las condiciones de contorno y el plano de detección. En los sucesivos apartados se profundiza en mayor medida en cada una de las partes esenciales de la figura general 2.8.

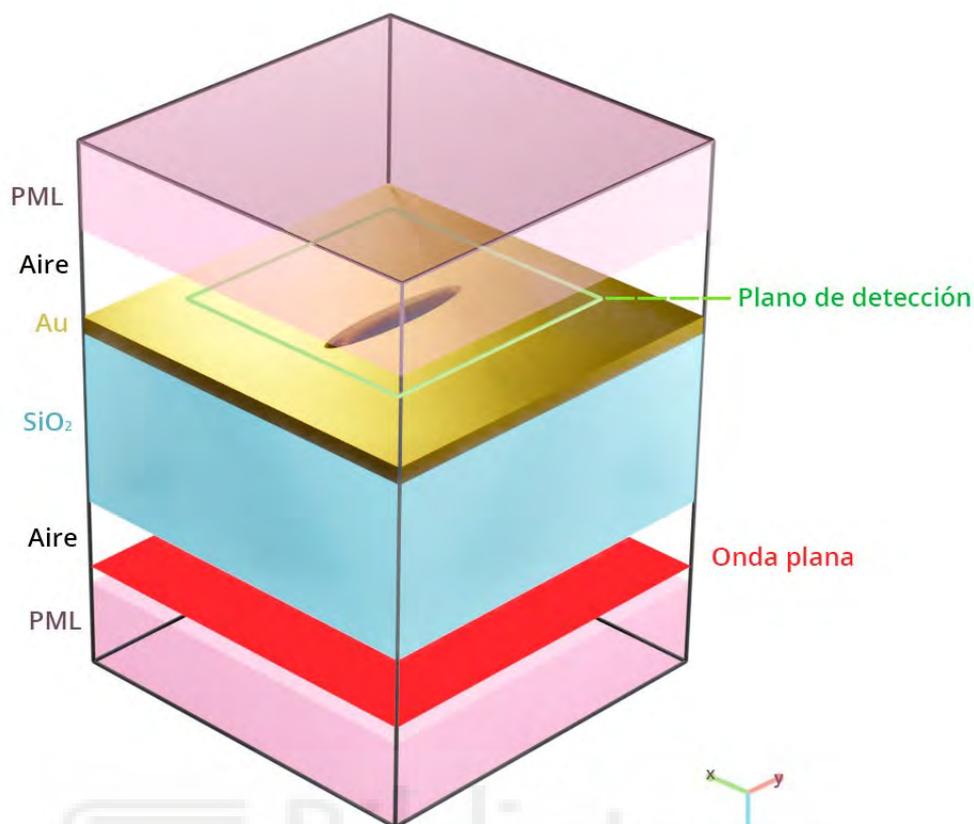


Figura 2.8.: Modelo general de la geometría de estudio. Capas PML en la parte superior e inferior, aire entre capas PML y estructura, sustrato de SiO₂ y oro como capa superior con la abertura de la elipse 0. Plano de detección a 0.1 μm de la capa superior y onda plana a 0.2 μm de la capa PML inferior abarcando toda la superficie de la celda.

Objeto	Dimensiones (x, y, z)[μm]	Centro (x, y, z)[μm]
Celda	4.5 x 4.5 x 6.2	0, 0, 0
SiO₂	4.5 x 4.5 x 2	0, 0, 0.25
Au	4.5 x 4.5 x 0.2	0, 0, -1
Aire	4.5 x 4.5 x 1	0, 0, -1.6 0, 0, 1.6
PML	4.5 x 4.5 x 1	0, 0, -2.6 0, 0, 2.6
Plano de detec.	3 x 3 x 0	0, 0, -1.2
Onda plana	4.5 x 4.5 x 0	0, 0, 1.9

Tabla 2.2.: Medidas generales de la nanoestructura de análisis (unidades μm).

En la Tabla 2.2 se pueden observar las dimensiones y localizaciones de todas las estructuras

introducidas para la implementación de la nanoestructura general de la figura 2.8.

Geometría de análisis

El estudio de una geometría de análisis en particular no implica el estudio de unas medidas específicas. Estas se obtienen tras el cálculo y primeras simulaciones electromagnéticas del objetivo de análisis. Por ejemplo, en este caso particular, se ha seleccionado una geometría elíptica para su observar su comportamiento a ciertas frecuencias, no obstante, no es posible conocer de manera analítica en que dimensiones va a presentar un comportamiento característico o a que frecuencias presentará dichas respuestas. Bien es cierto, que inicialmente se realiza un estimación de las posibles dimensiones del sistema en base a cálculos básicos de electromagnetismo y del estado del arte, no obstante, a la hora del estudio de una geometría se introducen una serie de dimensiones de análisis variables. En resumen, el estudio de un conjunto de dimensiones de la geometría tiene los siguientes beneficios:

1. Determinar las dimensiones con resultados más óptimos y cercanos al objetivo.
2. Comprender el comportamiento electromagnético de la estructura.
3. Obtener un mayor número de resultados que puede ser de utilidad para la actividad investigadora de terceros.
4. Determinar una serie de geometrías con diferente respuesta las cuales pueden ser de utilidad para la caracterización de una metasuperficie.

En el caso de la elipse, se ha establecido una variación de las dimensiones en función de la elipticidad de la geometría, es decir, el factor de achatamiento de la elipse el cual sigue la siguiente relación.

$$f = \frac{a - b}{a}$$

Este conjunto de dimensiones de estudio se presenta en la tabla 2.3 y representado en la figura 2.9.

Elipse	Elipticidad	Eje mayor (a μm)	Eje menor (b μm)
0	0.8	2	0.4
1	0.6	1.41	0.56
2	0.4	1.15	0.7
3	1	1	0.8
4	0	0.9	0.9

Tabla 2.3.: Siendo el semieje mayor en las simulaciones en el eje X y el semieje menor en las simulaciones en el eje Y.

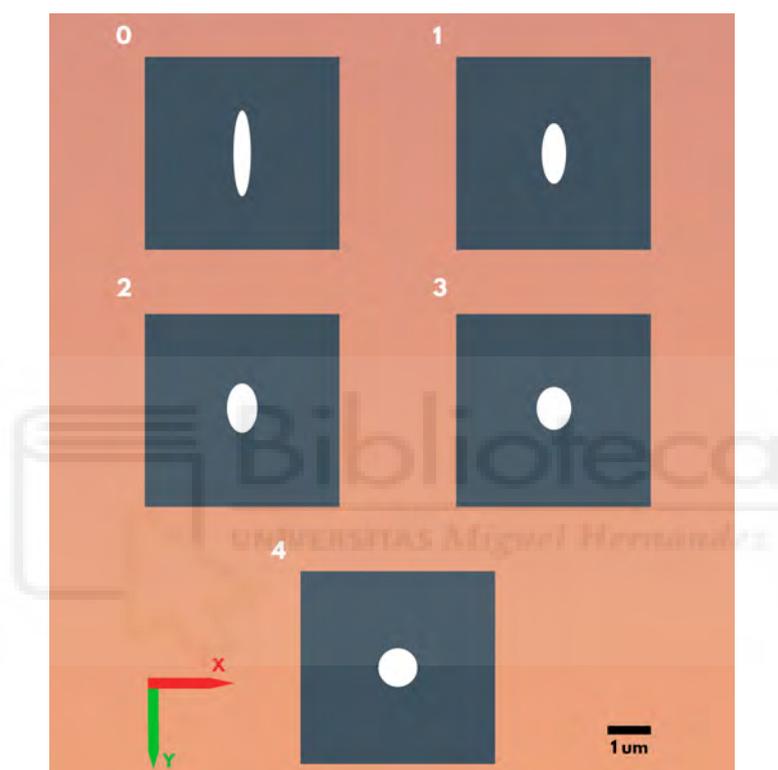


Figura 2.9.: Diferentes elipses de análisis.

El conjunto de la tabla 2.3 y la figura 2.9 describen las variedades geométricas que presenta el estudio. Estas se presentan por 2 motivos esenciales: determinar la influencia de las dimensiones relativas en las propiedades electromagnéticas y la inicialización a una posible investigación futura de metasuperficies con elipses de elipticidad variable.

Por otro lado, de modo previo, fijando una determinada elipticidad, se ha realizado un pequeño conjunto de simulaciones con diferentes alturas de capa 2, para determinar cual se trata de la altura con una mayor transmitancia. Determinar la altura de la capa superior no se trata de algo trivial, puesto que una altura demasiado alta podría implicar ciertos efectos de guiado en la cavidad y una altura demasiado baja podría presentar imprecisiones en

la simulación. Las alturas de la capa superior objeto de estudio del caso 0 son $h=0.1\ \mu\text{m}$, $h=0.2\ \mu\text{m}$, $h=0.5\ \mu\text{m}$.

Materiales

La selección correcta de los materiales debe de tener en cuenta la longitud de onda de trabajo y su funcionalidad en la estructura. En el caso de la capa inferior, se ha seleccionado como material un vidrio transparente, SiO_2 amorfo con la intención de que presente un soporte a la capa superior y no altere en gran medida en comportamiento del campo electromagnético incidente. Por otro lado, los materiales empleados para la capa superior se dividen en 3 grupos distintivos (pudiendo tratarse de 2) y usados por motivos específicos en función a su respuesta electromagnética.

1. **Materiales metálicos.** El uso de materiales metálicos en dimensiones micrométricas y trabajando en resonancias entorno al espectro visible tiene como repercusión la resonancia plasmónica de dichos materiales. La resonancia plasmónica de dichos materiales tiene como consecuencia la aparición de plasmones de superficie Surface Plasmons (SPs), los cuales están formados por la excitación colectiva de electrones libres por parte del campo confinado en la interfaz entre metal y dieléctrico. Las ranuras de metal (elipses) actúan como una antena para la luz entrante al convertirla en SPs para dar como resultado una transmisión óptica amplificada (EOT) a través de la abertura. Esto implica la aparición de fuertes *puntos calientes* y focalización en determinadas zonas de la estructura introduciendo un aumento de la intensidad electromagnética en el plano objetivo.

Por lo tanto, se ha seleccionado un material con dicha resonancia plasmónica en las longitudes de onda de trabajo, en este caso el oro (Au), el cual será introducido como capa la cual será perforada por un dieléctrico con geometría elíptica.

2. **Dieléctricos.** El uso de materiales dieléctricos posee sendas ventajas en las nanoestructuras. Alberga dos posibilidades de uso.
 - a) Resonancia plasmónica. No está directamente asociada a esta ya que esta resonancia trata los electrones libres de los metales, no obstante, esto se produce en la interfase entre el metal y el dieléctrico por lo que la selección de un dieléctrico u otro permitirá unos efectos distintos.

b) Resonancia de Mie. El uso de la resonancia plasmónica para EOT tiene como desventaja la presencia de unas altas pérdidas óhmicas por lo que durante los últimos años ha crecido un fuerte interés en el diseño de nanoestructuras solo con dieléctrico, ya que presentan unas pérdidas mucho menores. La resonancia de Mie esta basada en la teoría de dispersión de Mie, la cual enuncia una solución analítica a las ecuaciones de Maxwell para la dispersión del campo electromagnéticos incidente por una partícula esférica. Esta resonancia, de modo general, es debida a las múltiples, reflexiones y refracciones de las cavidades internas de la nanopartícula. Los campos dispersados por dichas partículas pueden ser descompuestos en multipolos eléctricos y magnéticos, y los multipolos magnéticos como respuesta de la estructura sustentan el campo de la respuesta ópticas de estructura todo dieléctrico (*All-dielectric resonant meta-optics*).

La elección del material dieléctrico influirá en la dispersión que este efectúe y en su interfaz con los plasmones de resonancia que presentará el posible metal adyacente. El Silicio se trata de un material de muy frecuente uso en el campo de la metaóptica, dado su efecto dispersivo y la facilidad de producción.

3. **Aire.** El aire se trata de un dieléctrico, no obstante, se ha separado de dicho grupo ya que no puede ser tratado como un dieléctrico con efectos notables de resonancia de Mie y su uso esta basado en el entorno de la estructura. Se trata de aire desde la concepción ideal, es decir vacío y será empleado como la no-inclusión de un material ya que se trata del material por defecto en la celda. La utilidad del aire como material es el aumento de la intensidad percibida en el plano de transmisión.

En resumen, las diferentes estructuras en función al tipo de material que se han estudiado en el presente proyecto son las siguientes:

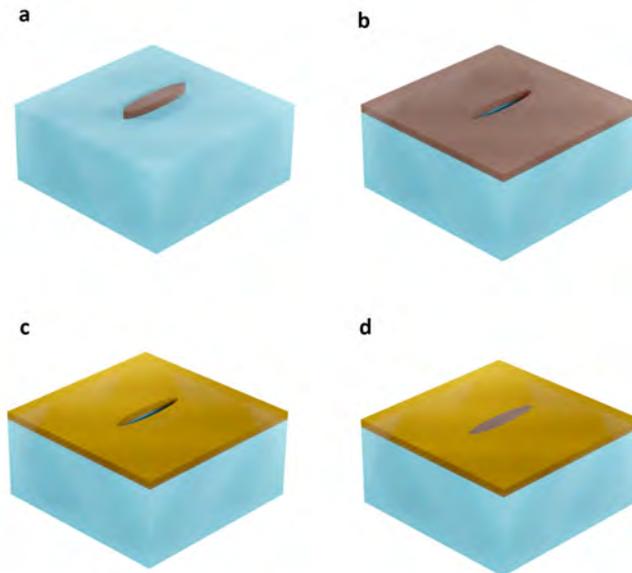


Figura 2.10.: Diferentes estructuras de análisis en función del material (empleando la elipse 0 como ejemplo y como característica común el sustrato de SiO₂). (a) Elipse de silicio con aire. (b) Capa de silicio con elipse de aire. (c) Capa de oro con elipse de aire. (d) Capa de oro con elipse de silicio.

Las diferentes alternativas planteadas en el inicio del proyecto se exponen en la figura 2.10. Para la elección del tipo de material se realizaron una serie de medidas sin suficiente profundización como para determinar con plenitud las cualidades de cada estructura. De modo que finalmente se concentraron esfuerzos en el estudio del material 2.10 dado que fue el primero en presentar resultados interesantes. Por lo tanto, el resto de materiales se presentan como posible fuente de estudio en un futuro próximo.

Fuente

El campo electromagnético introducido tiene como origen la parte inferior de la estructura con propagación en dirección $-z$. Las dimensiones de dicha fuente serán de $4.5 \times 4.5 \mu\text{m}^2$, es decir, un plano de igual dimensión a la dimensión XY de la celda. Se simulará el comportamiento con polarización de la fuente en horizontal y vertical (mp.Ex y mp.Ey respectivamente) para de esta forma poder disponer de todas las polarizaciones posibles como suma y desfase de estas, dado que las ecuaciones de Maxwell que describen el campo electromagnético cumplen las propiedades de superposición. Excepto para el caso de la simulación de la respuesta electromagnética a distintas frecuencias en cuyo

caso se ha introducido un pulso gaussiano con determinada anchura para observar su comportamiento espectralmente(en Meep: `mp.GaussianSource(...)`). En el resto de simulaciones, se utiliza un pulso monocromático a una longitud de onda de 808 nm (en Meep: `mp.ContinuousSource(...)`).

Detección

Con la intención de agilizar el tratamiento de datos, en todos los casos se exportarán los datos en el plano posterior a la nanoestructura, concretamente a $0.1 \mu\text{m}$ de esta. Por otro lado, en ciertos casos se exportarán los datos en 3 dimensiones para poder observar dicho campo en todos los puntos de interés de la celda. Esta simulación en 3D se utilizará para determinar que la geometría se ha introducido correctamente y en definitiva como evoluciona el campo en toda la estructura, también es de utilidad enviar la fuente sin la estructura para determinar el campo incidente para una futura estimación del campo dispersado, ya que:

$$\mathbf{E}_{\text{tot}} = \mathbf{E}_{\text{inc}} + \mathbf{E}_{\text{disp}}$$

Siendo por lo tanto E_{tot} la simulación con la geometría y el E_{inc} la simulación sin la geometría.

Los resultados expuestos en la sección de análisis están basados en los archivos .h5 en un momento temporal en el plano de detección XY observado en la figura 2.5.

Post-Procesado

En este caso particular se ha empleado Mathematica para la obtención de los cálculos de post-procesado. Con la Metodología descrita en la sección 3.1.2 *Análisis de resultados*, *Matlab* y *Mathematica* se han realizado los cálculos para la obtención de los resultados de las principales propiedades electromagnéticas (Código completo en Anexo C) entre las cuales se destacan las mostradas en la siguiente sección.

3 RESULTADOS Y DISCUSIÓN

Una vez expuesto el procedimiento a seguir para la obtención de los resultados, con objeto de realizar un análisis completo del comportamiento de la estructura, a continuación se exponen los diferentes casos de evaluación. Cada uno de los siguientes pasos comprenden todas las fases expuestas anteriormente (Diseño, Simulación y Procesado). Estos nos aportarán una gran cantidad de información para comprender el comportamiento de la estructura elíptica descrita en diferentes situaciones. El procedimiento de evaluación de resultados se basará en la siguiente metodología:

1. **Establecer los materiales de la estructura y la altura de la elipse.** En la primera sección, se determinará la estructura inicial de estudio. Esto comprende, tanto el tipo de materiales empleados en generar la estructura como la altura de la capa superior (donde se encuentra la elipse, expuesto en la figura 3.5) para obtener valores óptimos.
2. **Análisis de los resultados para la elipse 0 ($a=2\mu\text{m}$, $b=0.4\mu\text{m}$) iluminada con diferentes estados de polarización.** Fijados los materiales de la estructura y la altura de las diferentes capas, el análisis inicial se realizará sobre la elipse con eje mayor $2\mu\text{m}$ y eje menor $0.4\mu\text{m}$, que denominamos 0. Posteriormente, se comparará esta elipse con el resto de elipses en un gráfico conjunto, pero se toma la elipse 0 como referencia para analizar el efecto de la polarización de entrada (LPx, LPy, LP45, CPD, CPL).
3. **Estudio del resto de elipses.** En este caso se analizará como influye la elipticidad de la elipse en las propiedades electromagnéticas pero únicamente para un estado de polarización incidente. De este modo se puede determinar la capacidad que esta estructura para generar metasuperficies con diferentes tipos de elipses.

4. **Comportamiento espectral.** Finalmente, se hace un estudio espectral sobre el rango visible y el infrarrojo cercano para una de las estructuras y las propiedades más interesantes.
5. **Conclusiones generales del comportamiento de la estructura.** Tras el análisis propiedad a propiedad con múltiples variaciones es necesario contemplar una visión general de las propiedades de la estructura así como su relación con aspectos como la polarización, focalización o dispersión cromática.

De tal forma que a continuación se realizará el análisis de las propiedades de mayor importancia en la simulación electromagnética de dichas estructuras. La definición de dichas propiedades se encuentra en el apartado *Propiedades electromagnéticas* de la introducción y reflejado su cálculo en el código mostrado en el Anexo C. Excepto en el caso de análisis espectral, que abarca múltiples longitudes de onda, todas las gráficas mostradas en la presente sección se realizan para una longitud de onda de $\lambda = 0,808\mu m$.

Los datos extraídos de la simulación serán los pertenecientes al plano objetivo, no obstante para la representación 1D de algunas de las propiedades, será la correspondiente al corte con los eje X o Y expuestos en la figura 3.1. Estas gráficas en 1D implementan en una misma figura la respuesta del sistema a la onda plana incidente con polarización vertical, horizontal, lineal a 45°, lineal a -45°, circularmente levógira y dextrógira.

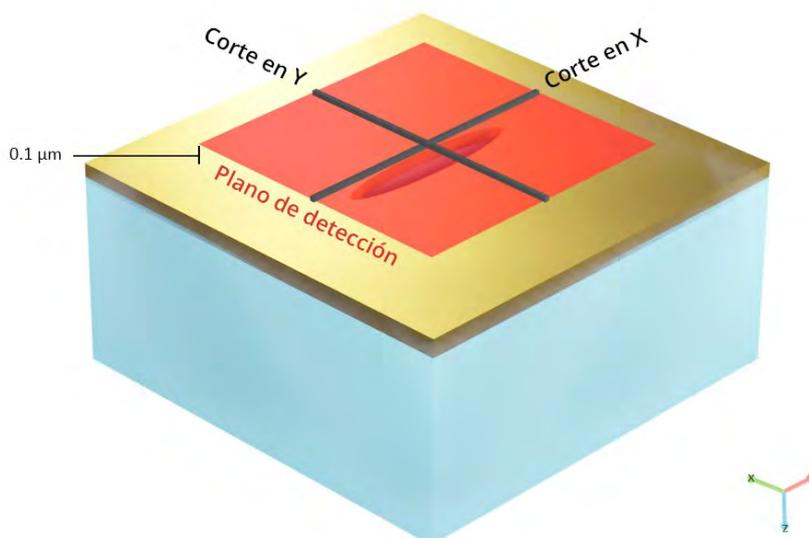


Figura 3.1.: El plano de detección, no cubrirá toda la celda, únicamente la zona suficiente para acotar la elipse. De este modo, los corte X e Y son los mostrados en la figura los cuales son realizados en el post-procesado de datos en Mathematica.

Por lo tanto, el plano de detección mostrado en la figura 3.1 presenta como dimensiones $[3 \times 3] \mu\text{m}$. En base a los resultados preliminares obtenidos de la intensidad que atraviesa el dispositivo para la elipse 0, los materiales de la estructura y las dimensiones son definidas de acuerdo a las siguientes elecciones (ver figura 2.8(c) para su definición):

1. Sustrato: SiO_2 , $4.5 \times 4.5 \times 1$ (altura = $1 \mu\text{m}$).
2. Capa superior: **Au**, $4.5 \times 4.5 \times 0.2$ (altura = $0.2 \mu\text{m}$).
3. Elipse perforada en la capa superior: **Aire**, casos elipse 0-4.

La justificación de elección de alturas ha sido realizado en la sección 3.1. *Densidad de Energía*.

Por otro lado, según las leyes de conservación de la física, durante la evolución temporal de un sistema aislado, ciertas magnitudes tienen un valor constante. Según la física clásica se conservan: el momento (lineal y angular), la carga eléctrica, la masa y la energía. La intención de evaluación de las propiedades EM de momento lineal canónico y momento

angular orbital era verificar que se conservaban antes y después de la nanoestructura. Sin embargo, dada la redundancia de los resultados y la paridad de los datos obtenidos en el plano de salida se ha decidido omitir esta sección.

3.1. DENSIDAD DE ENERGÍA

En el presente estudio se observa como es la densidad de energía electromagnética en el plano de análisis y por tanto se puede estimar la transmitancia del campo electromagnético al atravesar la estructura. Todas las representaciones de este apartado se han realizado con diferentes cortes del plano que se encuentra a $0.1 \mu\text{m}$ de la capa superior, tal y como se ha definido anteriormente.

En primer lugar, la figura 3.2 muestra los resultados de densidad de energía electromagnética para el caso de la elipse 0 para todos los casos de estado de polarización incidente de interés. Estos resultados corresponden al cálculo mediante los campos electromagnéticos siguiendo la formula 1.2.36 descrita en la introducción y expresada en código Matlab y Mathematica en el Anexo B y C del presente proyecto.

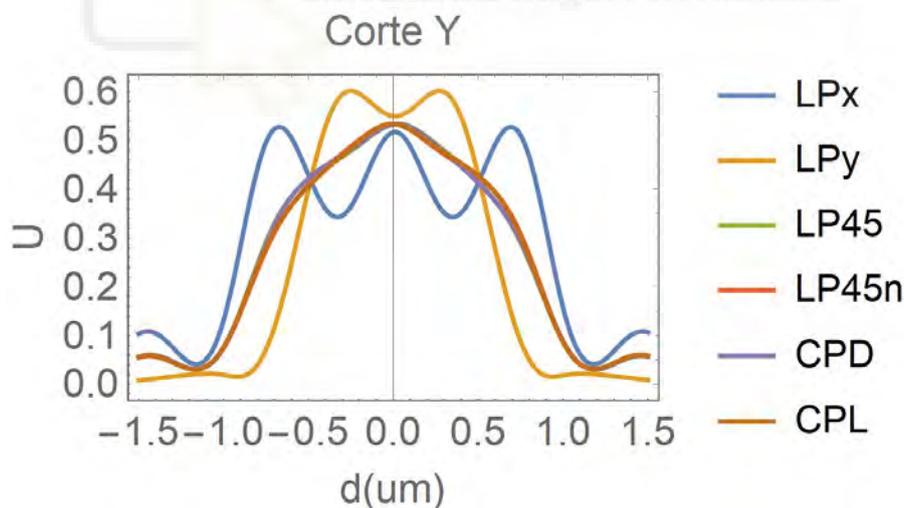


Figura 3.2.: Densidad de Energía electromagnética para la elipse 0

Observamos en la figura 3.2 una energía superior en el centro de la elipse para la mayoría de casos excepto para la polarización LPX, que coincide con el eje mayor de la elipse. Es destacable que desde el punto de vista energético los resultados obtenidos para las polarizaciones LP45, CPL y CPD son similares. En cuanto a la posición de los máximos en la polarización LPX, se pueden atribuir a la excitación plasmónica en los extremos de

la elipse dada la polarización, de tal modo que sería interesante comprobar si esto sucede para el caso de polarización Y y siendo el corte en este caso en la dirección Y. De este modo, los resultados del corte en el eje Y de la energía se muestran en la figura 3.3.

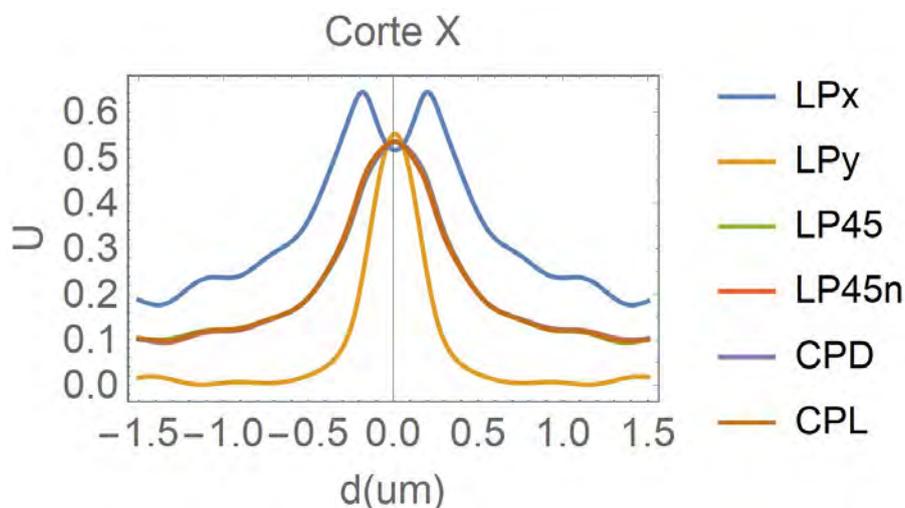


Figura 3.3.: Densidad de Energía electromagnética para la elipse 0.

La representación muestra como, tal y como se esperaba, para una polarización LPY el corte de la energía electromagnética en el eje Y produce una excitación similar a la observada para el caso de polarización LPX con el eje X. No obstante, además se aprecia como para la polarización X, aparecen diferentes máximos en el centro y extremos de la elipse.

De modo adicional, es interesante observar la energía electromagnética en todo el plano con una representación en 3 dimensiones, siendo el valor de la densidad electromagnética la tercera dimensión. Mediante esta representación es interesante observar como varía la densidad de energía al atravesar la estructura pudiendo observar posibles focalizaciones en el entorno.

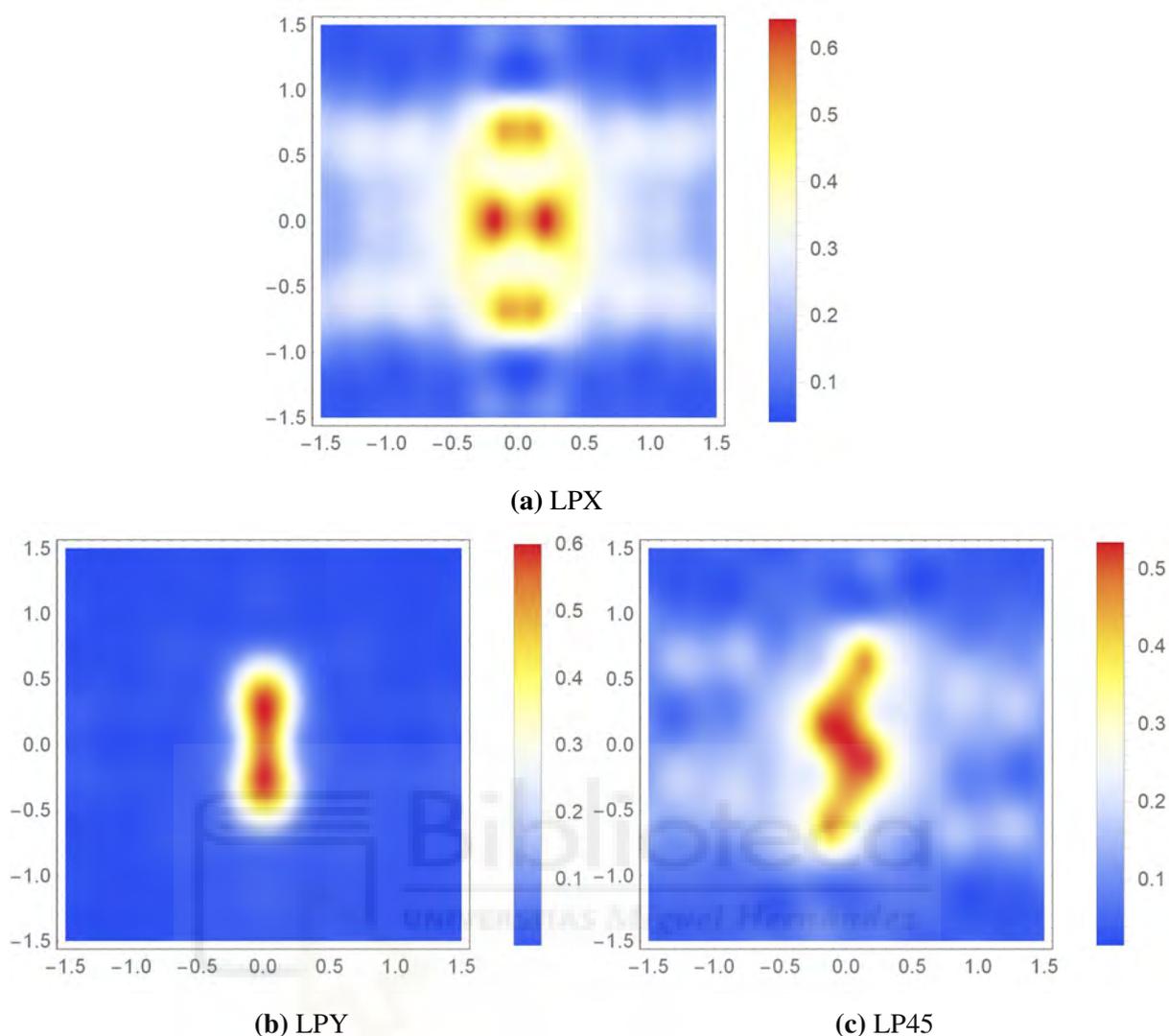


Figura 3.4.: Densidad de Energía eléctrica+magnética para la elipse 0.

Con el conjunto de representaciones aportadas en la figura 3.4 se puede observar como a la longitud de onda de $0.808 \mu\text{m}$ se excitan resonancias plasmónicas en los extremos de la elipse tanto en el eje X como en el Y produciendo una serie de *puntos calientes* o focalizaciones altamente localizadas en dichas posiciones, lo cual posteriormente se observará que tiene una gran implicación en la obtención de una variación del estado de polarización saliente respecto al entrante. No obstante, con las representaciones observadas hasta el momento se puede caracterizar un comportamiento plasmónico que implica un incremento de la energía electromagnética en ciertos puntos específicos de la estructura lo cual deriva en una focalización de la radiación incidente. En el caso de polarización a 45° se observa como ya no están esos *puntos calientes* en zonas localizadas sino que ese

aumento de la energía se extiende por una zona más amplia de la elipse.

De modo exclusivo en el presente apartado, además de proceder con la metodología mostrada previamente, se analizará cual es la altura de la capa superior óptima para obtener la mayor transmitancia de energía en el plano de análisis. Los resultados de este estudio se muestran en la figura 3.5, en la que se representa la densidad de energía electromagnética para alturas de la capa metálica y de la elipse de $0.1 \mu\text{m}$, $0.2 \mu\text{m}$ y $0.5 \mu\text{m}$ respectivamente. Los resultados muestran que el caso más óptimo se obtiene para una altura de capa de $0.2 \mu\text{m}$, puesto que es la estructura que proporciona un equilibrio entre valor del máximo de energía y capacidad de focalización o confinamiento de la energía. Además, aunque no se expone su representación gráfica, para el grosor de $0.2 \mu\text{m}$ otras propiedades de interés como la helicidad presentan comportamientos destacables.

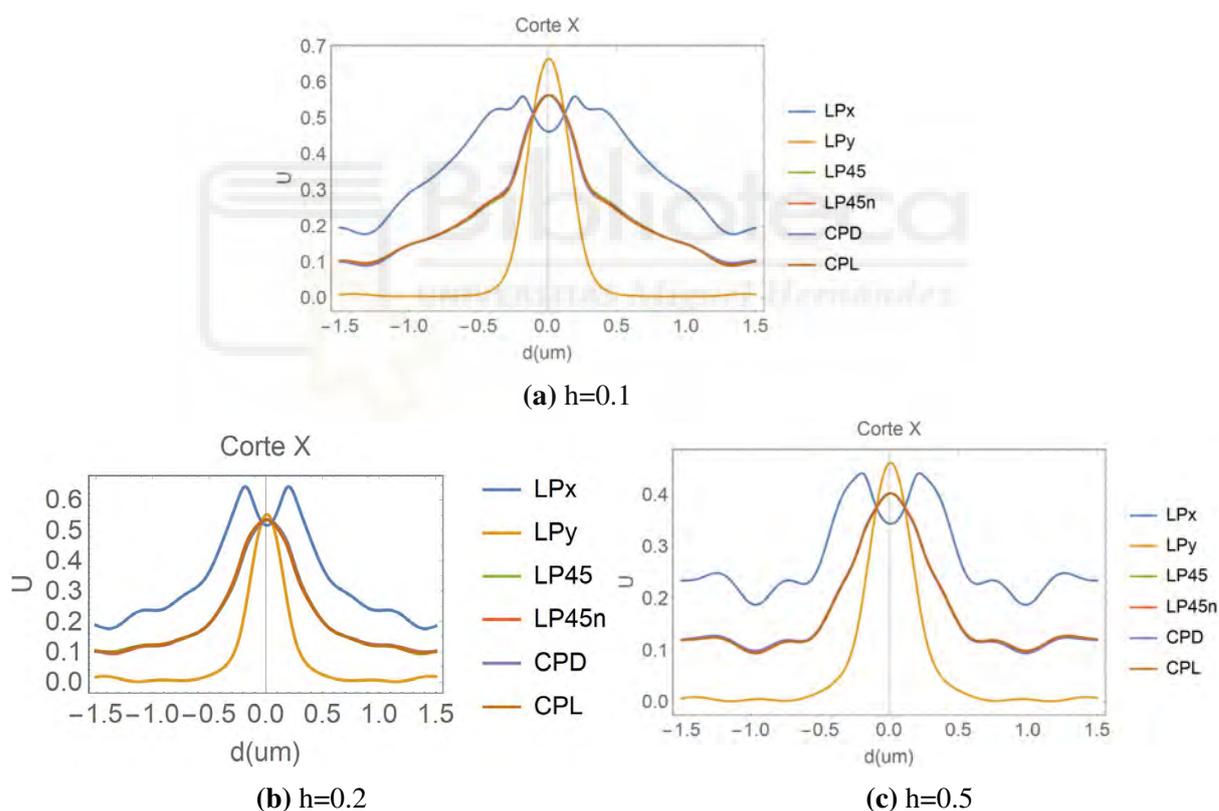


Figura 3.5.: Comparación de alturas siendo la elipse 0 y el caso de oro y elipse de aire como materiales.

Finalmente, se analiza el comportamiento de la densidad de energía electromagnética en el plano a $0.1 \mu\text{m}$ del final de la estructura para el resto de elipses (siendo la última el caso de la circunferencia).

Este estudio se ha realizado para el caso de una polarización de 45° , que, tal y como veremos más adelante, presenta los resultados más interesantes desde el punto de vista de cambio del estado de polarización. En la figura 3.6 se puede destacar el incremento en el valor máximo de la densidad de energía electromagnética que atraviesa la estructura según disminuye la elipticidad, siendo en el caso de una circunferencia perfecta cuando mayor energía focalizada en el centro del plano de detección se observa. Cabe destacar que (aunque no han sido incluidas en el presente caso), existe una tendencia similar para el resto de polarizaciones cuando la elipse está reduciendo su elipticidad.

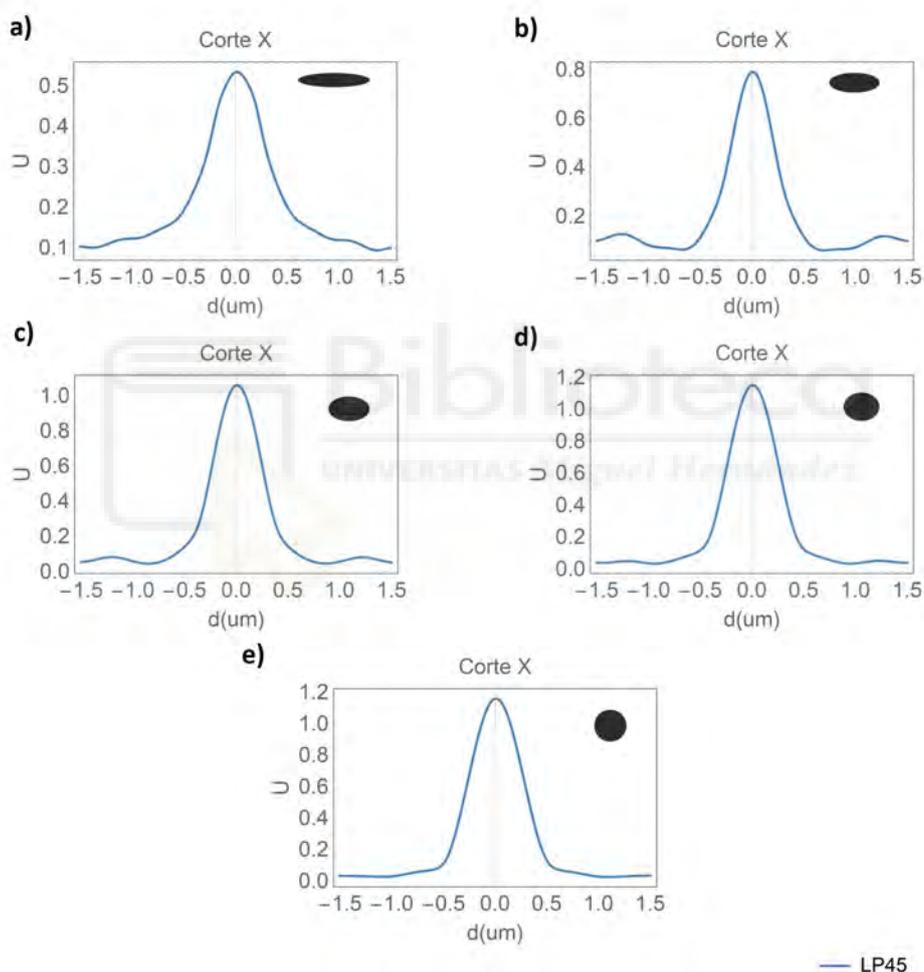


Figura 3.6.: Densidad de energía electromagnética en función del tipo de elipse.

3.2. MOMENTO ANGULAR DE ESPÍN Y HELICIDAD

Una de las características más destacadas de las estructuras analizadas es la capacidad de alterar el estado de polarización de la luz incidente, que además, tal y como veremos, depende fuertemente del estado de polarización inicial. El análisis del estado de polarización a la salida se realizará a través de dos propiedades electromagnéticas que están fuertemente ligadas al estado de polarización, tal y como hemos visto en la introducción del trabajo. Concretamente, analizaremos el momento angular de espín y la helicidad.

De modo que la medida del momento angular de espín describirá la suma del espín del conjunto de fotones de análisis o lo que es lo mismo el espín total del campo electromagnético. Los fotones poseen un espín en sentido dextrógiro o levógiro, de tal modo, que un campo electromagnético será linealmente polarizado si el espín como resultado de la suma de los espines de todos los fotones que componen dicho campo es relativo a 0.

Por otro lado, si el valor del momento angular de espín del campo posee valores positivos o negativos se tratará de un campo con polarización dextrógira o levógira. En la figura 3.7 se observa la variación de dicho momento angular de espín, S_z , en el corte X del plano de análisis y en el corte Y del mismo plano.

Las figura 3.7 proporciona información destacada. En primer lugar, como era de esperar, en el caso de la polarización lineal en X y en Y, su momento angular de espín en ambas figuras se ha mantenido igual a 0, continuando con una polarización lineal a la salida. Por otro lado, en los casos de LP45, LP45N, CPD y CPL se observan valores distintos de 0, siendo los más altos en el caso de las polarizaciones a LP45 y LP45N, que son iguales pero de signo contrario. De modo análogo, el comportamiento de CPD y CPL es contrapuesto dado que cada uno describe un sentido de giro opuesto. Es curioso observar como se obtiene un momento angular de espín menor en una polarización que a la entrada ya tenía helicidad, como es el caso de CPL o CPD, en comparación a una incidencia con polarización a $\pm 45^\circ$ que a la entrada presentaba un momento angular de espín igual a 0.

En el caso de las polarizaciones circulares se observa como el rango de valores en los que se presenta S_z distinta de cero (rango de $[-0.4, 0.4]\mu\text{m}$ en corte Y y $[-0.2, 0.2]\mu\text{m}$ en corte X) es menor que en el caso de las polarizaciones a $\pm 45^\circ$ (rango de $[-1, 1]\mu\text{m}$ en corte Y y $[-0.4, 0.4]\mu\text{m}$ en corte X). Siendo en este último caso estos rangos justo los delimitados por

los ejes de la elipse 0 ($2 \times 0.4 \mu\text{m}$).

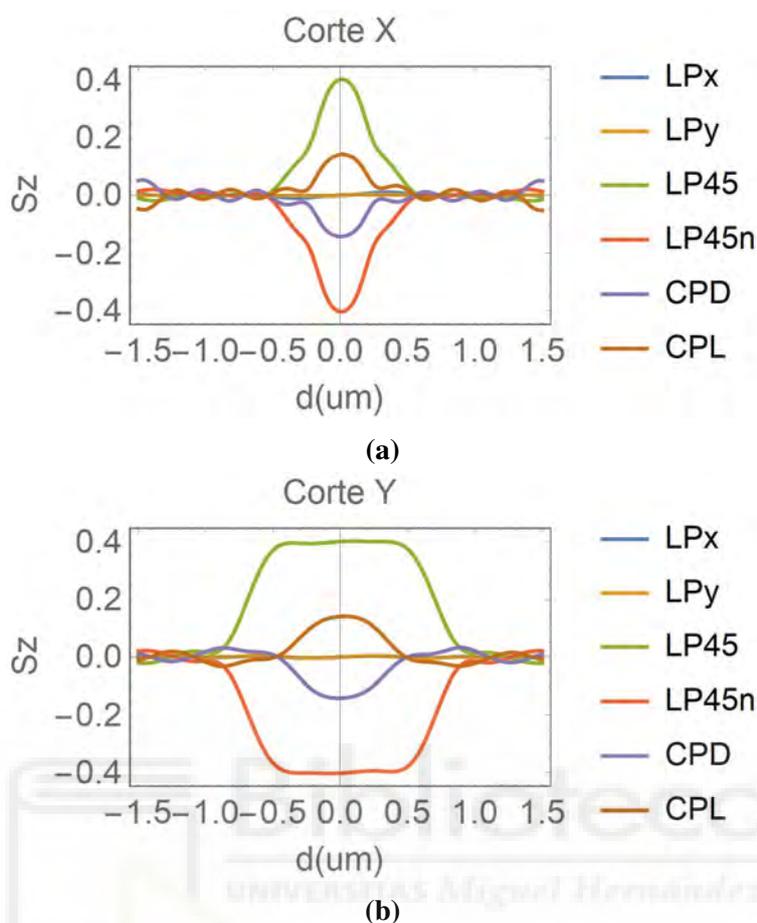


Figura 3.7.: Momento angular de espín en el caso de elipse 0 y todas las polarizaciones de interés.

La principal diferencia entre ambos cortes es la longitud de la abertura, lo cual determina la anchura de la zona con altos valores de S_z . Sin embargo, en ambos cortes y todos los casos mencionados en este apartado (LP45, LP45n, CPD, CPL), se observa una zona de descenso de aproximadamente $0.2 \mu\text{m}$ en cada caso.

Así pues, a la vista de la gráfica 3.7 se pueden destacar los resultados obtenidos con polarización lineal a 45° y -45° . Se observa como para dicha incidencia, que inicialmente no posee momento angular de espín, al atravesar la estructura presenta un momento angular de espín destacable, tal y como muestra el esquema de la figura 3.8. Es decir, se ha incidido con una radiación polarizada linealmente a 45° y a la salida de la estructura se ha obtenido dicha radiación polarizada elípticamente con un grado de elipticidad elevado, cercano en algunos casos a la polarización circular, y además con el sentido de giro levógiro o

dextrógiro que depende del ángulo de incidencia, siendo dextrógiro para la incidencia LP45 y levógiro para la incidencia LP45N.

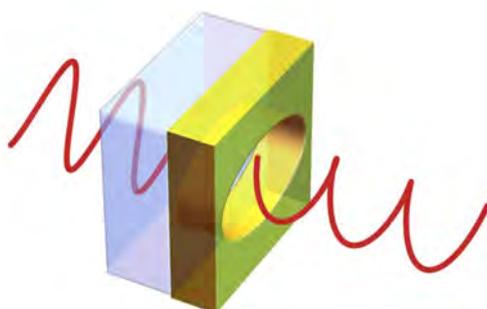


Figura 3.8.: Esquema indicador de variación de polarización al atravesar la nanoestructura.

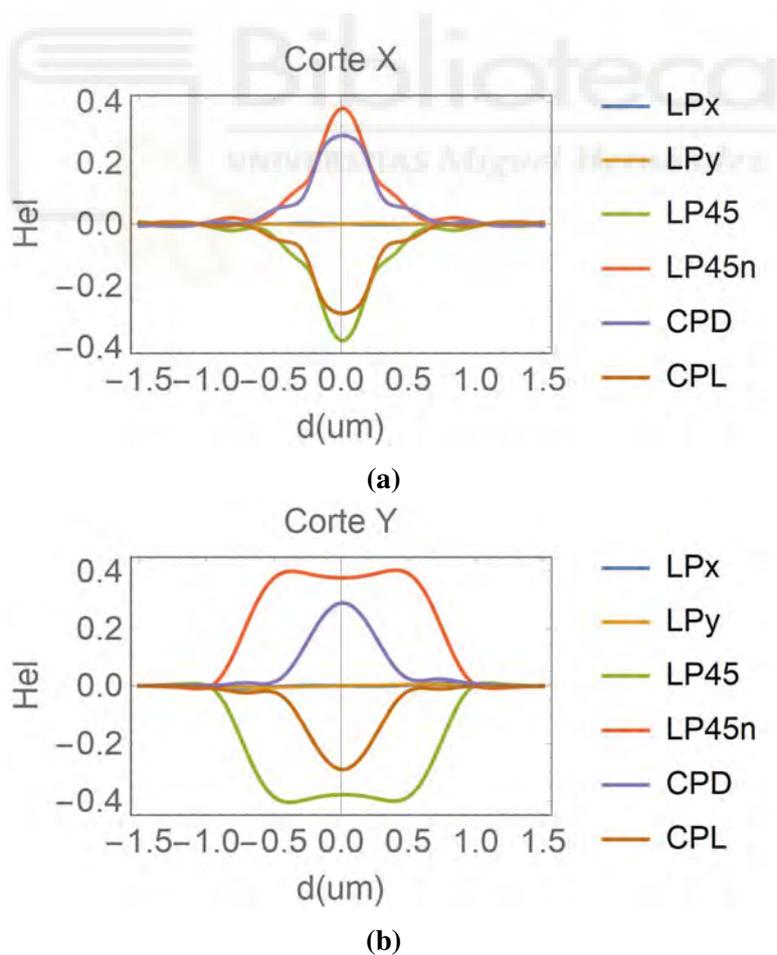


Figura 3.9.: Helicidad para el caso de elipse 0 y todas las polarizaciones de interés.

Tal y como hemos visto en la introducción, de modo complementario al momento angular de espín, la helicidad es otra propiedad que nos permite describir cambios en el estado de polarización. La helicidad es una magnitud física asociada al espín proyectado sobre la dirección del momento lineal.

Se puede observar en la figura 3.9 como el comportamiento de la helicidad en este caso se corresponde en gran medida con el comportamiento observado para S_z en la figura 3.7, por lo tanto, se verifica para este caso que ambas propiedades sirven para evaluar la manipulación del estado de la polarización que induce la nanoestructura. Además, a continuación se presenta la helicidad normalizada en todo el plano para obtener una visión general de esta propiedad para el caso de la incidencia LP45.

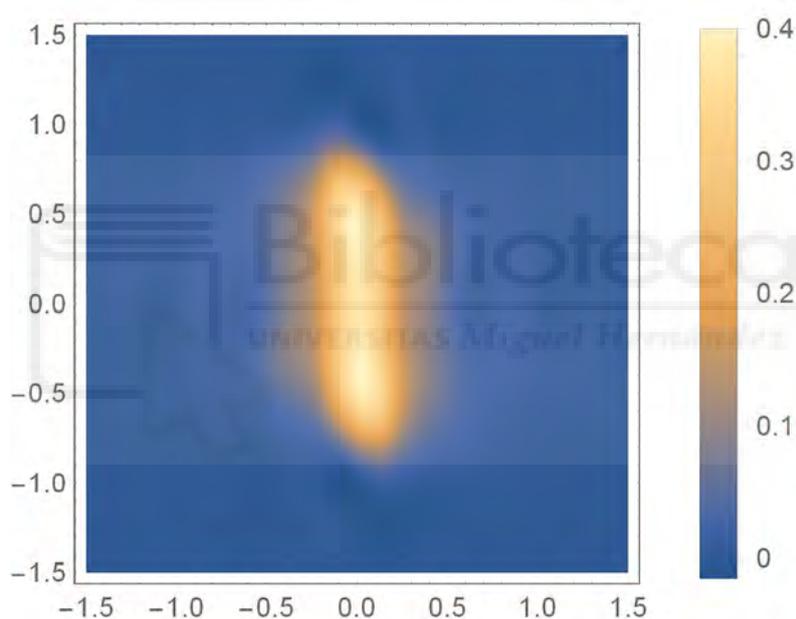


Figura 3.10.: Helicidad elipse 0 y polarización -45° .

En la figura 3.10 se muestra la representación bidimensional de la helicidad normalizada a la energía electromagnética para el plano de análisis completo, del mismo modo que para el momento angular de espín, una helicidad positiva/negativa implica una polarización levógira o dextrógira mientras que una helicidad nula denota una polarización lineal o la ausencia de campo. Tal y como se puede observar, se obtiene un valor bastante homogéneo de helicidad normalizada (o por fotón) en torno a 0.4 en toda la región de la elipse, lo que implica un cambio significativo en el estado de polarización, ya que un valor de 1 indicaría luz circularmente polarizada dextrógira (siendo -1 luz circularmente polarizada levógira).

Finalmente, como en el apartado anterior, se procede a realizar el análisis de la componente z del momento angular de espín para las diferentes geometrías de elipse analizadas. De modo que el comportamiento de este parámetro nos indicará la influencia del grado de elipticidad de la estructura en el cambio del estado de polarización de la luz.

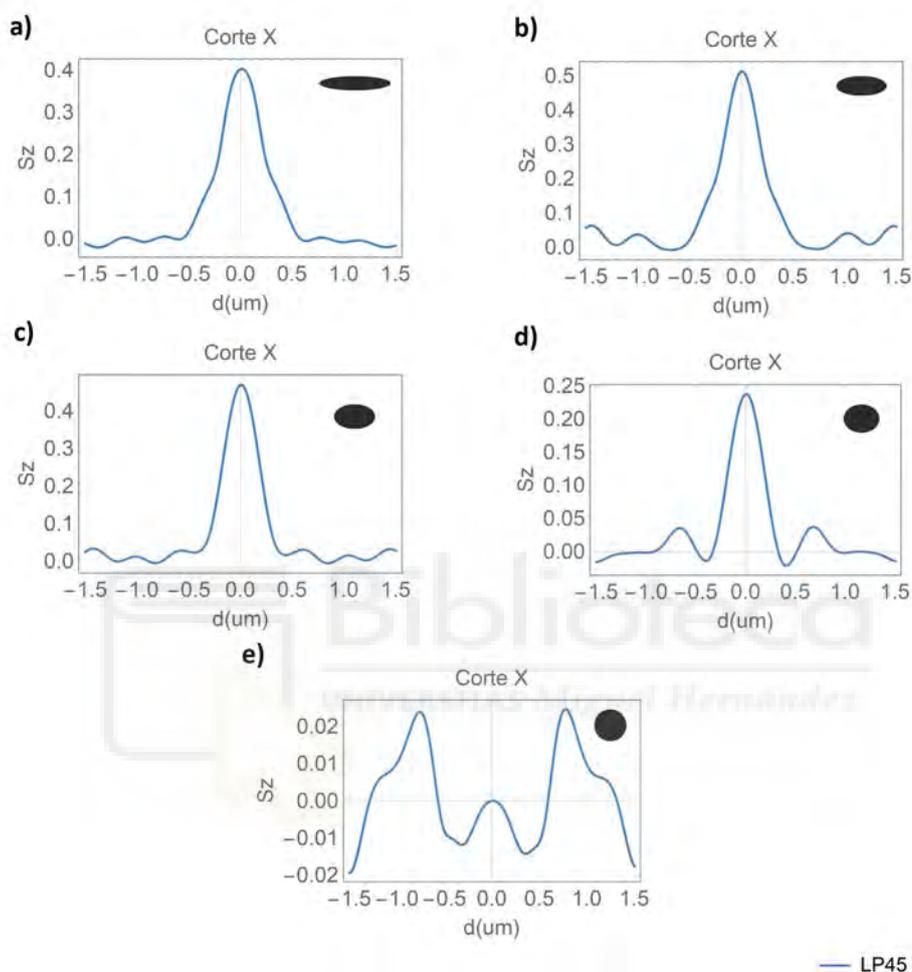


Figura 3.11.: Momento angular de espín en función del tipo de elipse.

Los resultados de las diferentes elipses se muestran en la figura 3.11. Se puede observar una gran diferencia entre el comportamiento del momento angular de espín en el caso de las elipses 0,1,2 (a,b,c en la figura 3.11) respecto a la elipse 3 (d) y por otro lado la 4 (e). En los 3 casos iniciales se observa un comportamiento análogo a la elipse 0 analizada en profundidad con antelación con ligeras variaciones pero todas ellas oscilando entre un valor de 0.4-0.5 en pico máximo, de modo que en los tres casos se puede afirmar que se produce un cambio en el estado de polarización de la luz. Por otro lado, en la elipse 3 se observa una caída significativa del valor máximo de S_z , de modo que la eficiencia en el cambio

del estado de polarización de la luz es mucho menor. Finalmente, la circunferencia que viene denotada por el número 4, presenta valores nulos de S_z en el centro de la estructura, y valores muy pequeños en el resto de posiciones, de modo que no modifica el estado de polarización de la luz, tal y como podía esperarse debido a la simetría de rotación que tiene el sistema.



3.3. FLUJO DE ENERGÍA

El vector de Poynting refleja la intensidad de energía que fluye a través de una unidad de área perpendicular a la dirección de propagación del campo electromagnético en un instante, es decir, dicha magnitud actúa como indicador de como fluye la energía al atravesar la estructura.

El caso mostrado a continuación muestra el valor de dicho vector en la dirección de propagación $-z$, por lo tanto, un valor negativo del valor del vector de Poynting indicará una propagación de la energía en la dirección de propagación $-z$, en caso de tratarse de un valor positivo, esa cantidad de intensidad de energía estaría fluyendo en la dirección opuesta a la de propagación.

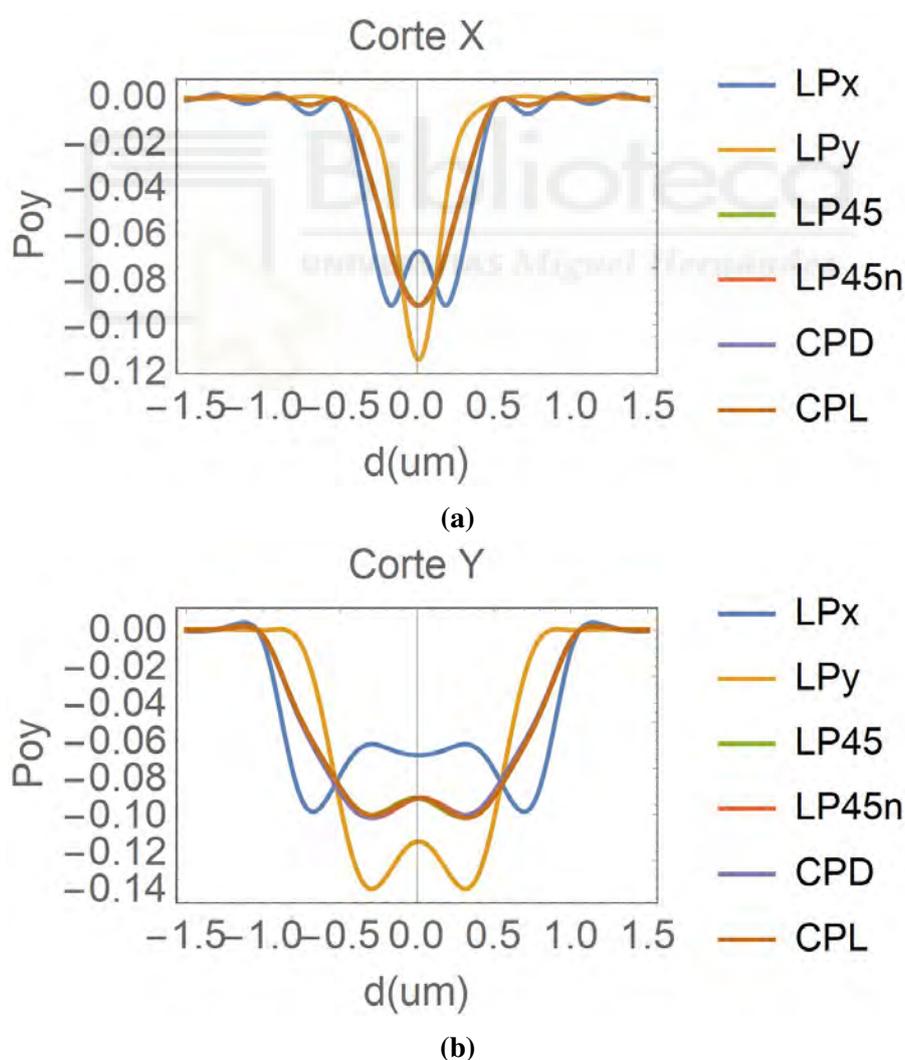


Figura 3.12.: Componente z del vector de Poynting caso de elipse 0 y las polarizaciones de interés.

Se puede observar en la figura 3.12 un valor negativo de la componente z del vector de Poynting en todos los casos, debido a que el campo está fluyendo en el sentido de propagación $-z$. Presentando el corte Y el eje mayor de la elipse y el corte X el eje menor, los resultados observados en los que a zona de flujo de energía se refiere se corresponden con las dimensiones de la abertura.

En las polarizaciones LPX y LPX se observa como el flujo dentro de la región de la abertura elíptica fluctúa, presentando sus mínimos (máximos de flujo de energía en valor absoluto) no en el centro de la abertura sino desplazados de forma similar a los observados en el comportamiento de la densidad de energía electromagnéticas. Esto es debido a las regiones de excitación generadas en la frontera metal-dieléctrico de la estructura. Esto es sobretodo apreciable en LPX donde el mayor flujo de energía es considerablemente mayor en los bordes de la estructura que en el centro. Esto pasa también en LPY pero en menor medida y en zonas más cercanas al centro y en LP45, LP45n, CPD y CPL es casi inapreciable esta fluctuación.

De modo complementario, se adjunta una representación bidimensional sobre todo el plano de análisis de la componente z del vector de Poynting en el caso de la elipse 0 y una polarización de 45° (se escoge esta polarización, LP45, ya que es el caso que ha presentado resultados más destacables en apartados previos). Tal y como se puede apreciar, el vector tiene un comportamiento homogéneo, donde la energía fluye en dirección $-z$, de igual forma que la onda plana incidente.

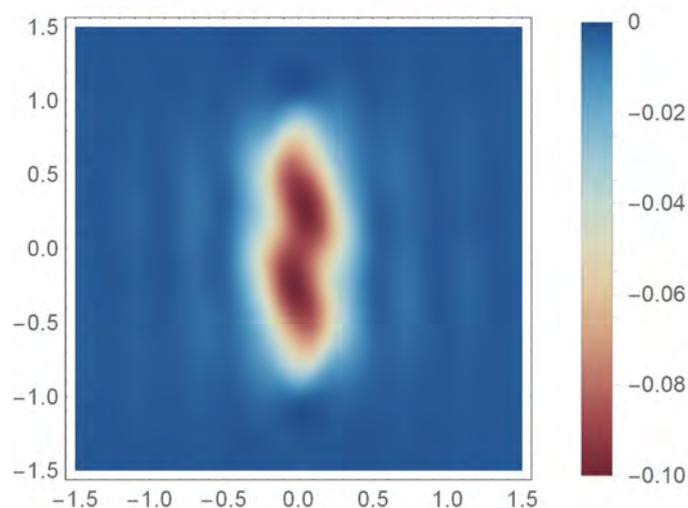


Figura 3.13.: Componente z del vector de Poynting para el caso de la elipse 0 y polarización LP45.

Observando la figura 3.13 se aprecia la dimensión de la elipse como abertura, una longitud de $2 \mu\text{m}$ y una anchura de $0.4 \mu\text{m}$. Como se ha mencionado anteriormente, el mayor flujo de energía no radica en el centro sino que presenta sus máximos de flujo en las zonas cercanas a los focos de la elipse (apreciables con un color rojo oscuro). Fuera del contorno de la abertura se observan tenues flujos, es posible que este fenómeno sea debido a la difracción de la onda incidente en la abertura.



3.4. COMPARATIVA CON ONDA PLANA

En la siguiente tabla se muestra la comparativa del valor en el centro del plano de detección de las diferentes propiedades cuando no hay estructura y cuando si la hay iluminando con luz linealmente polarizada a 45°. De este forma se puede observar la influencia que la nanoestructura produce la incidencia de la onda plana.

Propiedad	Onda plana	Onda plana + Elipse
Densidad de energía (U) [$\frac{J}{m^3}$]	0.46	0.54
Helicidad (\aleph) [$\frac{J}{m^3}$]	0	0.38
Helicidad normalizada ($\aleph N$)	0	0.72
Momento angular de espín (S_z) [$\frac{J}{m^3}$]	0	0.40
Momento angular de espín normalizado ($S_z N$)	0	0.75
Momento angular de orbital (L_z) [$\frac{J}{m^3}$]	0	-0.40
Momento lineal canónico (P_x y P_y) [$\frac{J}{m^4}$]	0, 0	0, 0
Vector de Poynting (Φ_z) [$\frac{J}{m^2 s}$]	-0.115	-0.09

Tabla 3.1.: Comparativa del valor obtenido de las diferentes propiedades en el punto central del plano de detección para el caso de la presencia y no presencia de la nanoestructura iluminando con luz linealmente polarizada a 45°.

Se concluye observando la Tabla 3.1 que en el punto central del plano de detección tras la estructura se ha aumentado la intensidad de campo electromagnético (más densidad de energía) lo cual implica que la estructura esta focalizando. El segundo aspecto de gran importancia es la apreciación de un drástico aumento de la helicidad y momento angular de espín lo cual se deriva como hemos visto anteriormente en una variación del estado de polarización de linealmente polarizado a circularmente polarizado (o elípticamente polarizado).

3.5. COMPORTAMIENTO ESPECTRAL

Hasta ahora se había realizado un estudio con un campo incidente monocromático, es decir, una sola longitud de onda en la radiación incidente. A continuación, con el objetivo de observar el comportamiento espectral de la estructura para un ancho de longitudes de onda, se ha introducido como fuente un pulso gaussiano centrado en 800 nm y con un ancho espectral de 500 nm. De esta forma y normalizando por dicho pulso a la salida se podrá observar el comportamiento de la estructura para longitudes de onda entre 550 a 1050 nm aproximadamente, ya que la baja amplitud de campo del pulso gaussiano en los extremos puede producir errores numéricos en el cálculo.

En este caso, para el cálculo de las propiedades electromagnéticas en el dominio de la frecuencia debe realizarse la transformada de Fourier de los campos electromagnéticos en el dominio del tiempo, de modo que debido al coste computacional, el análisis se restringirá espacialmente a como mucho el corte en una dimensión (en el apéndice se muestra el código empleado en Mathematica para el cálculo de la transformada de Fourier).

A continuación se muestran las diferentes propiedades electromagnéticas analizadas anteriormente para las distintas longitudes de onda. Las representaciones que se mostrarán en las próximas secciones determinan la evolución en función de la frecuencia del punto central de la estructura en representaciones 1d (un plot simple) y la representación de dicha evolución en un corte mododimensional espacial determinado 2d (un DensityPlot como en casos anteriores, siendo una coordenada la longitud de onda).

3.5.1. DENSIDAD DE ENERGÍA ELECTROMAGNÉTICA

La densidad de energía electromagnética observada en el plano de análisis tras la incidencia de un pulso gaussiano en el ancho espectral de 0.5-1 μm determina el comportamiento del sistema en función de la longitud de onda. Mediante esta representación se pueden determinar las longitudes de onda que producen un incremento más significativo de la amplitud del campo incidente o focalización.

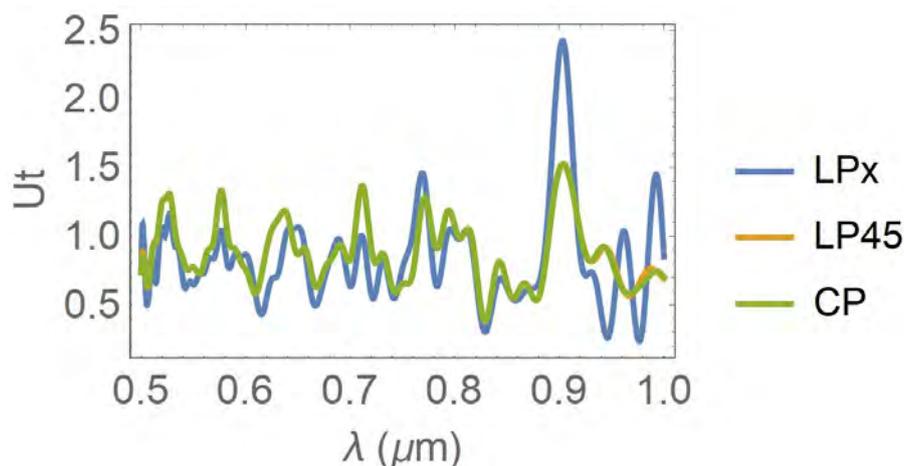
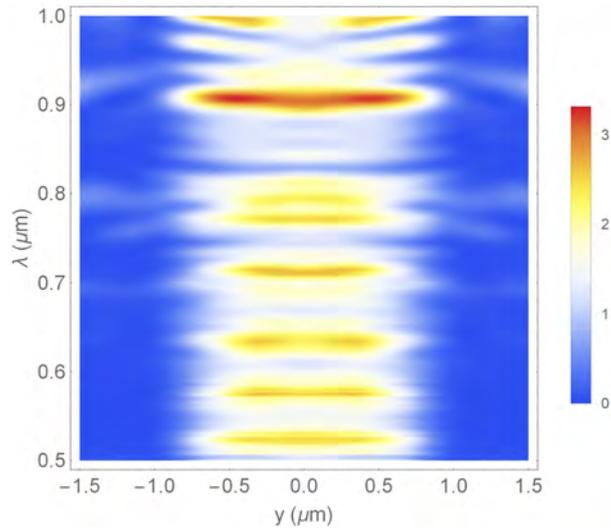


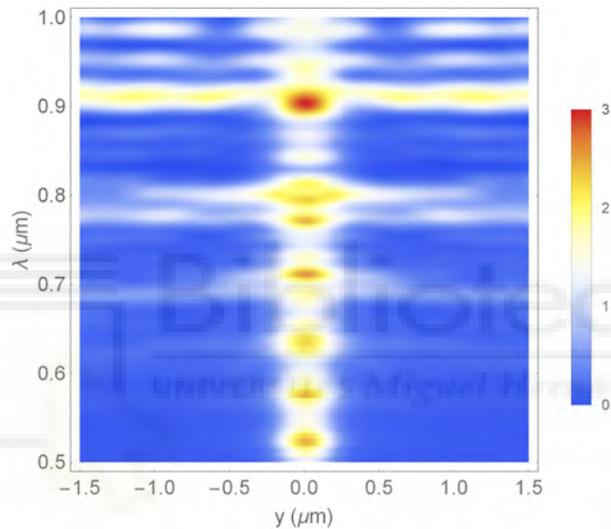
Figura 3.14.: Densidad de energía total en función de la longitud de onda.

Los resultados en el punto central de la estructura se muestran en la figura 3.14. Se puede observar un comportamiento oscilante para las tres polarizaciones incidentes analizadas, donde el comportamiento de la lineal LP45 y la circularmente polarizada es similar, mientras que la polarización LPX tiene un comportamiento ligeramente distinto. En cuanto a la dependencia espectral, se puede observar como en la longitud de onda en la que hemos hecho el análisis monocromático, a $0.808 \mu\text{m}$, el comportamiento es homogéneo y estándar para las tres polarizaciones. Del comportamiento espectral de la energía electromagnética se puede destacar la longitud de onda de aproximadamente $0.9 \mu\text{m}$, en la que se observa una resonancia bastante pronunciada, especialmente en el caso de la incidencia LPX, lo que hace que esta longitud de onda sea candidata para realizar estudios posteriores.

Finalmente, es interesante observar los cortes monodimensionales de la densidad de energía electromagnética en función de la longitud de onda. De esta forma se adquiere una visión más global que si se analiza un único punto central.



(a) Corte X



(b) Corte Y

Figura 3.15.: Densidad de energía en función de la longitud de onda $(0.5-1)\mu\text{m}$ en los ejes de corte.

En la figura 3.15 se observan el corte X a) y el corte Y b) para la elipse 0 y la incidencia LP45. Se aprecia como en las gráficas previas, que hay una resonancia de energía en la zona de 900 nm, que además se extiende a lo largo de todo el corte monodimensional. Esta resonancia puede deberse al oro que forma la placa metálica, y tal y como hemos mencionado antes resulta interesante para investigaciones posteriores.

3.5.2. POLARIZACIÓN

La variación de la helicidad y el momento angular de espín en función de la longitud de onda determinan el comportamiento espectral del cambio en el estado de polarización. En el caso concreto de las representaciones de este apartado, hemos utilizado las magnitudes normalizadas al valor de la energía electromagnética, de modo que tenemos una especie de medida de la propiedad por fotón. Así, en este caso es importante localizar los puntos en los que la helicidad normalizada o momento angular de espín normalizado presentan máximos o mínimos. Tras la localización de estos puntos de interés, debe existir una correspondencia con los puntos de interés del análisis de la densidad de energía en función de la longitud de onda, es decir, deberemos asegurarnos que los efectos no se producen en zonas donde la energía electromagnética es muy pequeña.

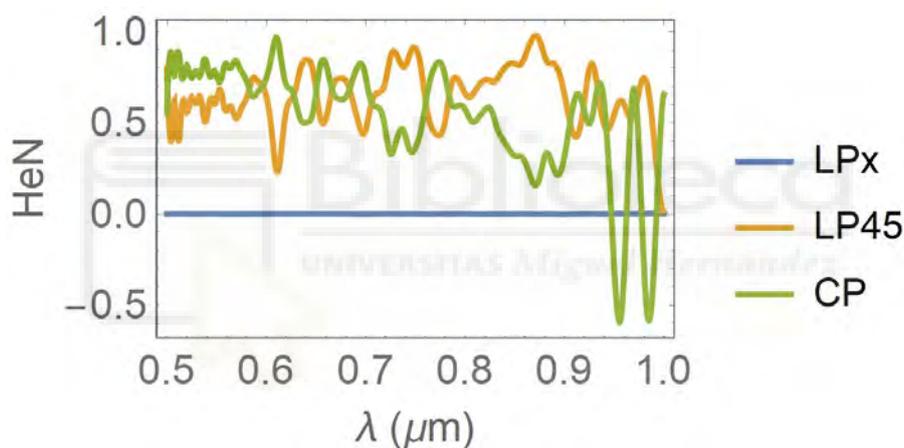


Figura 3.16.: Helicidad en función de la longitud de onda.

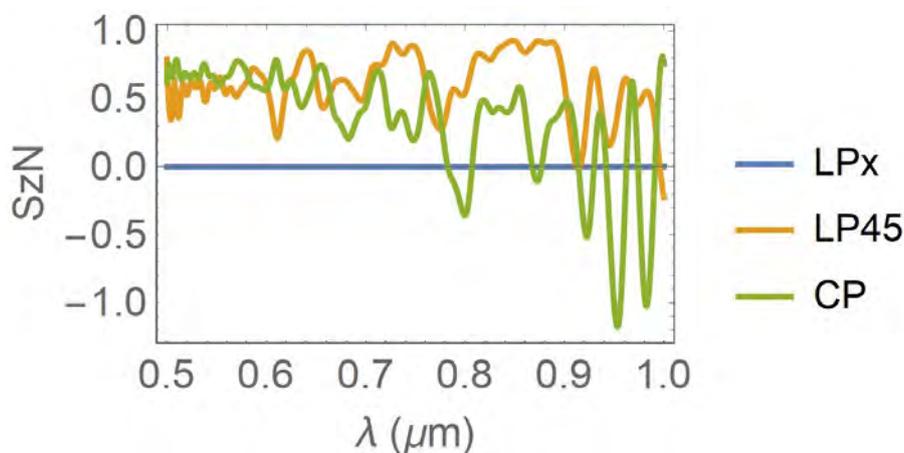


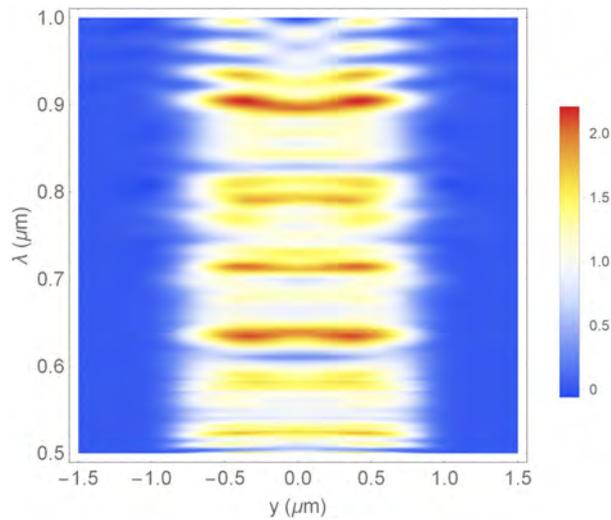
Figura 3.17.: Momento angular de espín en función de la longitud de onda.

En las figuras 3.16 y 3.17 se distinguen 3 comportamientos bien diferenciados entre

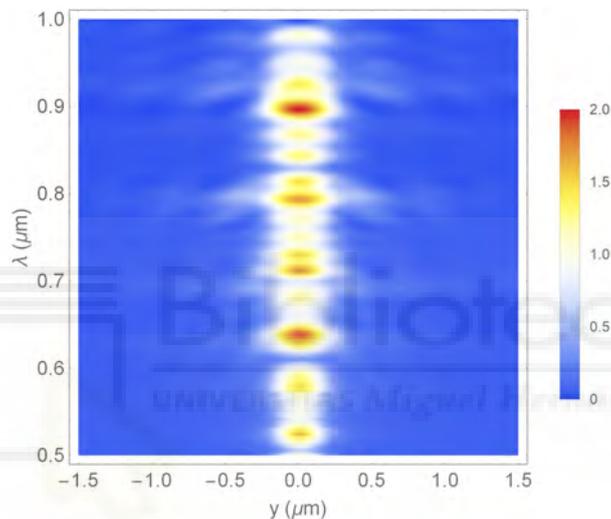
polarizaciones. En el caso de LPX, la helicidad normalizada se mantiene igual a 0 como a la entrada; en LP45 se aprecia la presencia de helicidad en el rango de 0.5-1 μm con oscilaciones en su valor pero siempre superiores a 0; por último en la luz circularmente polarizada dextrógira (CP en la gráfica) se observa del mismo modo que en LP45 una helicidad superior a 0 con fluctuaciones amplias al final del rango de longitudes de onda (0.9-1 μm), que requieren de un análisis más exhaustivo para descartar que se deban a imprecisiones del final de pulso gaussiano. En la comparativa de CP y LP45 se destaca la contraposición de su comportamiento, presentando una forma con simetría de espejo en los que a sus valores refiere, cuando LP45 presenta un máximo relativo CP presenta un mínimo relativo y viceversa. Se puede observar para el caso de LP45 como a la longitud de aproximadamente 900 nm existe un máximo absoluto en la helicidad y momento angular de espín. En el apartado previo se ha denotado un máximo a esa misma longitud de onda, por lo tanto es seria candidata a profundizar en su estudio.

Por otro lado, a la frecuencia del láser de diodo a 808 nm se observa un muy buen comportamiento, presentando unos valores cercanos a los presentado en la longitud de onda de 900 nm. De hecho, desde los 800nm hasta los 900nm se aprecia un valor continuo para el caso del momento angular de espín normalizado, siendo este valor de 0.7 aproximadamente.

A continuación, del mismo modo que en la densidad se observan los cortes monodimensionales de la helicidad en función de la longitud de onda. De esta forma se adquiere una visión más global que si se analiza un único punto central de energía.



(a) Corte X.



(b) Corte Y.

Figura 3.18.: Helicidad en función de la longitud de onda $(0.5-1)\mu\text{m}$ en los ejes de corte.

Se determina de nuevo en la figura 3.18 los picos de 900 nm y 800 nm como los más notables en lo que a aumento de la helicidad se refiere ya que inicialmente esta era 0 para polarización lineal. De modo que 900 nm se presenta como una alternativa muy interesante para futuros estudios dado que plantea unos máximos superiores en comparación a la longitud de onda estudiada, a pesar de que esta no presenta tantas compatibilidades con otras tecnologías como es el caso de los 808 nm.

4 CONCLUSIONES

En este proyecto se ha tratado en profundidad el proceso de diseño de nanoantenas, desarrollando inicialmente su marco teórico y posteriormente como se programa el diseño y simulación mediante Meep y el análisis de resultados mediante Mathematica. De tal forma, que en la metodología se ha desarrollado una guía que pretende otorgar la capacidad de reproducibilidad de resultados y de facilitar la introducción al diseño de nanoestructuras. Posteriormente, se ha mostrado un ejemplo de nanoestructura para su investigación, en base a una geometría elíptica y se ha visto el procedimiento de diseño antes descrito en la metodología/guía. Finalmente, se han calculado, en base a los campo EM simulados, todas diferentes propiedades electromagnéticas de la nanoestructura con geometría elíptica de dimensiones $2\mu\text{m} \times 0.4\mu\text{m}$, perforada sobre un capa de oro de altura $0.2\mu\text{m}$, sustrato de SiO_2 con grosor $2\mu\text{m}$ y a una longitud de onda incidente de 808 nm .

Por tanto, las principales conclusiones del presente proyecto fin de grado son la siguientes:

1. **Software.** Tras la experiencia de haber empleado como herramientas de análisis Matlab y Mathematica se concluye que para el caso específico de las propiedades a analizar, Mathematica es más óptimo en dicha tarea dado su capacidad computacional tipo funcional y no punto a punto como Matlab lo cual complicaba mucho la situación en operaciones como derivadas, rotacionales, etc. Por otro lado, en el presente proyecto se ha aprendido mucho a nivel de software de tratamiento de datos ya que se han empleado múltiples programas informáticos enumerados a continuación:
 - a) Lenguajes de programación. Python + Meep (Simulación), Matlab (Post-procesado), Mathematica (Post-Procesado), LaTeX (escritura del TFG).
 - b) Entorno de programación. Jupyter+Docker(programación simulación), maqui-

na virtual Maxwell (programación de simulación).

c) Modelado. Inicialmente CST finalmente Blender+Photoshop.

2. **Densidad de energía.** En el estudio de la densidad de energía se ha observado la excitación de resonancias plasmónicas en los extremos de la elipse. Esto implica el aumento de la energía electromagnética en puntos específicos de la estructura lo cual deriva en una focalización de la radiación incidente.
3. **Helicidad y Momento angular de espín.** Uno de los aspectos de mayor importancia en el estudio realizado ha sido la obtención de una alta helicidad y momento angular de espín en una incidencia con polarización lineal a 45° . La causa de la variación de la helicidad y momento angular de espín ante una polarización incidente a 45° son las relaciones de acoplamiento que se producen en las resonancias observadas en los bordes de la elipse ante las polarizaciones incidentes verticales y horizontales, lo cual deriva en un desfase entre ambas componentes. Esto implica que la polarización a la salida para dicha incidencia linealmente polarizada sería circular o elíptica, levógira o dextrógira.
4. **Vector de Poynting.** En las representaciones de la componente axial del vector de Poynting se ha observado un flujo de campo electromagnético que no presenta su máximo en la zona central si no que presenta fluctuaciones que sitúan los máximos en las zonas cercanas a los extremos de la elipse. Esto es debido a la resonancia plasmónica que se produce en la frontera metal-dielectrico en los bordes de la elipse.
5. **Comportamiento espectral.** En el análisis espectral se destacan 2 longitudes de onda con propiedades interesantes, una de ellas es la estudiada en el proyecto (808 nm) y por otro lado 900 nm. Se ha observado que a esta última longitud de onda existe un máximo de densidad de energía, de momento angular de espín y de helicidad, por lo que merece la pena realizar un estudio con fuente monocromática a 900 nm para profundizar en el comportamiento de la nanoantena a dicha longitud de onda, ya que probablemente presente incluso mejores resultados, en terminos de variación de la polarización y focalización.
6. Se ha estudiado el comportamiento EM de la nanoestructura con diferentes **grados de elipticidad** en la elipse perforada, observando que el caso de la elipse 0, que

presenta una mayor diferencia entre semiejes de todas las estudiadas, proporcionaba resultados de helicidad, momento angular de espín y densidad de energía más favorables. No obstante, los datos obtenidos con el resto de elipses puede plantearse como la base para un futuro diseño de metasuperficie.

- 7. Futuras líneas de investigación.** En la estructura expuesta en la investigación se han empleado como materiales un sustrato de SiO₂ y como capa superior Au (oro) y el resto aire, lo cual ha proporcionado resultados notables en focalización de energía electromagnética y variación del estado de polarización. No obstante, el uso del oro como material para la obtención de dichos resultados tiene 2 inconvenientes principales: 1-Altas pérdidas 2-Incompatibilidad con la técnica litográfica Complementary Metal-Oxide-Semiconductors (CMOS).

Es por ello, que se podría plantear la posibilidad de implementación solo con dieléctrico, por ejemplo, en lugar de emplear oro para la capa superior emplear silicio o implementar una elipse de silicio en aire. Mediante esta aplicación, la resonancia plasmónica que ocurre en los metales sería sustituida por la resonancia de Mie la cual ocurre en los dieléctricos la cual presenta características diferenciales. No obstante, el uso de la plasmónica y por tanto los metales para los diferentes objetivos en nanoantenas es realmente positivo y en ciertas ocasiones con mejores resultados que en el caso de los dieléctricos. Es por ello que posibles líneas de investigación futura podrían ser tanto su implementación *all-dielectric* con la elipse de silicio o el resto aire o elipse de aire y el resto silicio o continuar haciendo uso de la resonancia plasmónica pero emplear un metal compatible con CMOS como por ejemplo el cobre, el cual presenta propiedades resonantes similares a las del oro.

- 8. Posible metasuperficie.** Por último, en base al hecho de haber obtenido como uno de los principales resultados que el estado de polarización a la salida cuando incide luz linealmente polarizada depende de forma significativa del ángulo que forma la luz polarizada y el semieje mayor de la elipse, se puede proponer la elipse como celdilla unidad para obtener a la salida una distribución espacial de estados de polarización a partir de una iluminación homogénea. Esto se ha ilustrado en la figura 4.1 en la cual se observa una muestra de posible metasuperficie en la cual rotando la elipse se obtiene una variación espacial del estado de polarización a la salida ante una

iluminación homogénea.

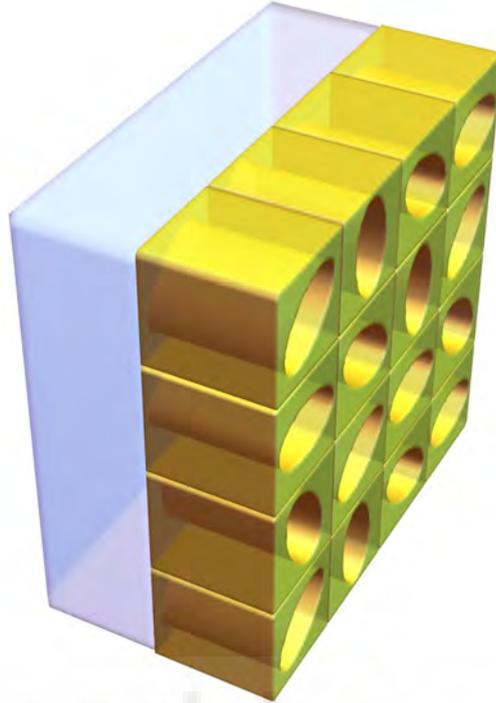


Figura 4.1.: Ejemplo de metasuperficies empleando con celda unidad la elipse y rotándola respecto a las celdas vecinas con intención de obtener una distinta polarización a la salida.

Lo ilustrado en la figura 4.1 se presenta como una posible línea de investigación de gran interés, implementando el diseño de nanoantena estudiado como geometría variable de forma periódica en una superficie, adoptando su variabilidad de fase y amplitud para diseño con diferentes objetivos como direccionamiento o focalización en función de la longitud de onda y la polarización.

A SIMULACIÓN CON PYTHON Y MEEP

Código A.1: Simulación EM en Python

```
1#!/usr/bin/env python
2# coding: utf-8
3
4import meep as mp
5import math
6import cmath
7import argparse
8import numpy as np
9from meep.materials import SiO2
10from meep.materials import aSi
11
12# default unit length is 1 um
13um_scale = 1.0
14
15
16resolution = 50 # pixels/um
17
18dpml=1
19p = 4.5 # lattice periodici
20#a=0.8
21#b=1
22h = 0.2 # metal rod height
23tair=1.0
24tsub = 2.0 # substrate thickness
25sz = dpml+tair+tsub+h+tair+dpml
26
27cell_size = mp.Vector3(p,p,sz)
28
29
30pml_layers = [mp.PML(dpml,direction=mp.Z)]
31lmin = 1.0 # source min wavelength
32lmax = 2.0 # source max wavelength
33fmin = 1/lmax # source min frequency
34fmax = 1/lmin # source max frequency
35fcen = 0.5*(fmin+fmax)
```

```

36 df = fmax - fmin
37
38 #a y b para misma area de elipse
39 a_all=np.array([0.4,0.56,0.7,0.8,0.9])
40 b_all=np.array([2,1.41,1.15,1,0.9])
41 for j in [0,1,2,3,4]:
42     a=a_all[j]
43     b=b_all[j]
44
45     geometry = [mp.Ellipsoid(material=aSi, center=mp.Vector3(0,0,
46     0.5*sz-dpml-tair-tsub-0.5*h),size=mp.Vector3(a,b,h),e1=mp.Vector3(1,0,0),
47     e2=mp.Vector3(0,1,0),e3=mp.Vector3(0,0,-1)),mp.Block(material=SiO2,
48     size=mp.Vector3(mp.inf,mp.inf,tsub),center=mp.Vector3(0,0,
49     0.5*sz-dpml-tair-0.5*tsub))]
50
51     # CCW rotation angle (degrees) about Y-axis of PW current source;
52     0 degrees along -z axis
53     theta1=np.array([0,25,45])
54
55     for i in [0]:
56         theta = math.radians(theta1[i])
57
58     # k with correct length (plane of incidence: XZ)
59     k = mp.Vector3(math.sin(theta),0,math.cos(theta)).scale(fcen)
60
61     def pw_amp(k, x0):
62         def _pw_amp(x):
63             return cmath.exp(1j * 2 * math.pi * k.dot(x + x0))
64         return _pw_amp
65
66     src_pos = 0.5*sz-dpml-0.2*tair
67
68     sources = [ mp.Source(mp.ContinuousSource(wavelength=0.808), component=
69     mp.Ex, center=mp.Vector3(0,0,src_pos),size=mp.Vector3(p,p,0),
70     amp_func=pw_amp(k, mp.Vector3(0,0,src_pos))) ]
71
72     sim = mp.Simulation(cell_size=cell_size,sources=sources,
73     geometry=geometry,boundary_layers=pml_layers,k_point = k,
74     force_complex_fields=True,resolution=resolution)
75
76     sim.run(mp.in_volume(mp.Volume(center=mp.Vector3(0,0,(-sz/2)+dpml+
77     tair-(0.1)),size=mp.Vector3(1,1,0)),mp.to_appended("ex"+str(j)),
78     mp.at_every(0.1,mp.output_efield)),mp.to_appended("hx"+str(j)),
79     mp.at_every(0.1,mp.output_hfield)),until=25)

```

B PROCESADO EN MATLAB

Código B.1: ejemplo código Matlab en color

```
1
2 function param=param_all(nombre1_e,nombre1_h,nombre2_e,nombre2_h,a,b)
3
4     exr1 = hdf5read(nombre1_e,'ex.r');
5     eyr1 = hdf5read(nombre1_e,'ey.r');
6     ezr1 = hdf5read(nombre1_e,'ez.r');
7     exi1 = hdf5read(nombre1_e,'ex.i');
8     eyi1 = hdf5read(nombre1_e,'ey.i');
9     ezi1 = hdf5read(nombre1_e,'ez.i');
10
11     ex1=exr1 + exi1*1i;
12     ey1=eyr1 + eyi1*1i;
13     ez1=ezr1 + ezi1*1i;
14     %H1
15     hxr1 = hdf5read(nombre1_h,'hx.r');
16     hyr1 = hdf5read(nombre1_h,'hy.r');
17     hzr1 = hdf5read(nombre1_h,'hz.r');
18     hxi1 = hdf5read(nombre1_h,'hx.i');
19     hyi1 = hdf5read(nombre1_h,'hy.i');
20     hzi1 = hdf5read(nombre1_h,'hz.i');
21
22     hx1=hxr1 + hxi1*1i;
23     hy1=hyr1 + hyi1*1i;
24     hz1=hzr1 + hzi1*1i;
25     % % % %
26
27     exr1 = hdf5read(nombre2_e,'ex.r');
28     eyr1 = hdf5read(nombre2_e,'ey.r');
29     ezr1 = hdf5read(nombre2_e,'ez.r');
30     exi1 = hdf5read(nombre2_e,'ex.i');
31     eyi1 = hdf5read(nombre2_e,'ey.i');
32     ezi1 = hdf5read(nombre2_e,'ez.i');
33
34     ex2=exr1 + exi1*1i;
35     ey2=eyr1 + eyi1*1i;
```

```

36 ez2=ezr1 + ezi1*i;
37 %H1
38 hxr1 = hdf5read(nombre2_h,'hx.r');
39 hyr1 = hdf5read(nombre2_h,'hy.r');
40 hzr1 = hdf5read(nombre2_h,'hz.r');
41 hxi1 = hdf5read(nombre2_h,'hx.i');
42 hyi1 = hdf5read(nombre2_h,'hy.i');
43 hzi1 = hdf5read(nombre2_h,'hz.i');
44
45 hx2=hxr1 + hxi1*i;
46 hy2=hyr1 + hyi1*i;
47 hz2=hzr1 + hzi1*i;
48 % % %
49 if(a==0 || b==0)
50     ex=(a*ex1+b*ex2);
51     ey=(a*ey1+b*ey2);
52     ez=(a*ez1+b*ez2);
53     hx=(a*hx1+b*hx2);
54     hy=(a*hy1+b*hy2);
55     hz=(a*hz1+b*hz2);
56 else
57     ex=(a*ex1+b*ex2)*(2^0.5);
58     ey=(a*ey1+b*ey2)*(2^0.5);
59     ez=(a*ez1+b*ez2)*(2^0.5);
60     hx=(a*hx1+b*hx2)*(2^0.5);
61     hy=(a*hy1+b*hy2)*(2^0.5);
62     hz=(a*hz1+b*hz2)*(2^0.5);
63 end
64
65
66 sizee=size(ex);
67 size1=sizee(1);
68 size2=sizee(2);
69 %MUESTRAS
70 K=20;
71 %CORTE
72 YX=50;
73 %INICIALIZACIONES
74 eex=zeros(size1,size2);eey=zeros(size1,size2);eez=zeros(size1,size2);
75 hhx=zeros(size1,size2);hhy=zeros(size1,size2);hhz=zeros(size1,size2);
76 moduloEx=zeros(size1,size2);moduloEy=zeros(size1,size2);moduloEz=zeros(size1,size2);
77 faseEx=zeros(size1,size2);faseEy=zeros(size1,size2);faseEz=zeros(size1,size2);
78 faseHx=zeros(size1,size2);faseHy=zeros(size1,size2);faseHz=zeros(size1,size2);
79 enE=zeros(size1,size2);
80 enH=zeros(size1,size2);
81 U=zeros(size1,size2);
82 hel=zeros(size1,size2);
83 P=zeros(size1,size2);Phi_x=zeros(size1,size2);Phi_y=zeros(size1,size2);Phi_z=zeros(size1,size2);
84 Se=zeros(size1,size2);Sx=zeros(size1,size2);Sy=zeros(size1,size2);Sz=zeros(size1,size2);

```

```

85 Sh=zeros(size1,size2);
86 eps=1;mu=1;
87 for j=1:size2
88     for jj=1:size2
89         %ACOMODAMIENTOS
90         eex(j,jj)=ex(1,j,jj);hxx(j,jj)=hx(1,j,jj);
91         eey(j,jj)=ey(1,j,jj);hhy(j,jj)=hy(1,j,jj);
92         eez(j,jj)=ez(1,j,jj);hhz(j,jj)=hz(1,j,jj);
93
94         %MODULOS
95         moduloEx(j,jj)=(eex(j,jj)*conj(eex(j,jj))).^0.5;moduloHx(j,jj)=(hxx(j,jj)*conj(hxx(j,jj))).^0.5;
96         moduloEy(j,jj)=(eey(j,jj)*conj(eey(j,jj))).^0.5;moduloHy(j,jj)=(hhy(j,jj)*conj(hhy(j,jj))).^0.5;
97         moduloEz(j,jj)=(eez(j,jj)*conj(eez(j,jj))).^0.5;moduloHz(j,jj)=(hhz(j,jj)*conj(hhz(j,jj))).^0.5;
98
99         %FASES
100        faseEx(j,jj)=cos(angle(eex(j,jj)));faseHx(j,jj)=angle(hxx(j,jj));
101        faseEy(j,jj)=cos(angle(eey(j,jj)));faseHy(j,jj)=angle(hhy(j,jj));
102        faseEz(j,jj)=cos(angle(eez(j,jj)));faseHz(j,jj)=angle(hhz(j,jj));
103
104        %DENSIDAD DE ENERGÍA
105        enE(j,jj)=eps*(eex(j,jj)*conj(eex(j,jj))+eey(j,jj)*conj(eey(j,jj))+eez(j,jj)*conj(eez(j,jj)));
106        enH(j,jj)=eps*(hxx(j,jj)*conj(hxx(j,jj))+hhy(j,jj)*conj(hhy(j,jj))+hhz(j,jj)*conj(hhz(j,jj)));
107        U(j,jj)=enE(j,jj)+enH(j,jj);
108
109        %VECTOR DE POYNTING
110        Phi_0=0.5*real(cross([eex(j,jj),eey(j,jj),eez(j,jj)],conj([hxx(j,jj),hhy(j,jj),hhz(j,jj)])));
111        Phi_x(j,jj)=Phi_0(1,1);
112        Phi_y(j,jj)=Phi_0(1,2);
113        Phi_z(j,jj)=Phi_0(1,3);
114
115        %HELICIDAD
116        hel(j,jj)=-2*(eps*mu)^0.5*imag(eex(j,jj)*conj(hxx(j,jj))+eey(j,jj)*conj(hhy(j,jj))+eez(j,jj)*conj(hhz(j,jj)));
117
118
119        %MOMENTO ANGULAR DE SPIN PARA CADA CAMPO
120        % Se(j,jj)=norm(real(cross([eex(j,jj),eey(j,jj),eez(j,jj)],conj([eex(j,jj),eey(j,jj),eez(j,jj)]))));
121        % Sh(j,jj)=norm(real(cross([hxx(j,jj),hhy(j,jj),hhz(j,jj)],conj([hxx(j,jj),hhy(j,jj),hhz(j,jj)]))));
122        %MOMENTO ANGULAR DE SPIN PARA CADA COMPONENTE
123        Sx(j,jj)=1j*(eps*(conj(eez(j,jj))*eey(j,jj)-conj(eey(j,jj))*eez(j,jj))+mu*(conj(hhz(j,jj))*hhy(j,jj)-conj(hhy(j,jj))*
        ↵ hhz(j,jj)));
124        Sy(j,jj)=1j*(eps*(conj(eex(j,jj))*eez(j,jj)-conj(eez(j,jj))*eex(j,jj))+mu*(conj(hxx(j,jj))*hhz(j,jj)-conj(hhz(j,jj))*
        ↵ hxx(j,jj)));
125        Sz(j,jj)=1j*(eps*(conj(eey(j,jj))*eex(j,jj)-conj(eex(j,jj))*eey(j,jj))+mu*(conj(hhy(j,jj))*hxx(j,jj)-conj(hxx(j,jj))*
        ↵ hhy(j,jj)));
126
127     end
128 end
129
130 %MOMENTO LINEAL

```

```

131 eex1=eex;eey1=eey;eez1=eez;
132 hhx1=hhx;hhy1=hhy;hhz1=hhz;
133 eex2=eex;eey2=eey;eez2=eez;
134 hhx2=hhx;hhy2=hhy;hhz2=hhz;
135 eex1(size2+1,:)=eex(size2,:);eey1(size2+1,:)=eey(size2,:);eez1(size2+1,:)=eez(size2,:);
136 hhx1(size2+1,:)=hhx(size2,:);hhy1(size2+1,:)=hhy(size2,:);hhz1(size2+1,:)=hhz(size2,:);
137 eex2(:,size2+1)=eex(:,size2);eey2(:,size2+1)=eey(:,size2);eez2(:,size2+1)=eez(:,size2);
138 hhx2(:,size2+1)=hhx(:,size2);hhy2(:,size2+1)=hhy(:,size2);hhz2(:,size2+1)=hhz(:,size2);
139
140
141 Px=-1j*(eps*(conj(eex).*diff(eex1,1)+conj(eey).*diff(eey1,1)+conj(eez).*diff(eez1,1))+mu*(conj(hhx).*diff(hhx1,1)+conj(
    ↵ (hhy).*diff(hhy1,1)+conj(hhz).*diff(hhz1,1)));
142 Py=-1j*(eps*(conj(eex).*diff(eex2,1,2)+conj(eey).*diff(eey2,1,2)+conj(eez).*diff(eez2,1,2))+mu*(conj(hhx).*diff(hhx2↵
    ↵ ,1,2)+conj(hhy).*diff(hhy2,1,2)+conj(hhz).*diff(hhz2,1,2)));
143 Pz=zeros(size2,size2);
144 P={Px,Py,Pz};
145
146 %Momento Angular Orbital
147 for j=1:size2
148     for jj=1:size2
149         %L(j,j)=norm((cross([1,1,1],[Px(j,j),Py(j,j),Pz(j,j)])))*3^-0.5;
150         L_=(cross([1,1,1],[Px(j,j),Py(j,j),Pz(j,j)]))*3^-0.5;
151         Lx(j,j)=L_(1,1);
152         Ly(j,j)=L_(1,2);
153         Lz(j,j)=L_(1,3);
154     end
155 end
156 L={Lx,Ly,Lz};
157
158 %Poynting 2
159 Phi={Phi_x,Phi_y,Phi_z};
160
161 %Momento Angular de Spin 2
162 S={Sx,Sy,Sz};
163
164 %Salida
165 param={ moduloEx,moduloEy,moduloEz,faseEx,faseEy,faseEz,U,P,hel,S,L,Phi};
166
167 end

```

C PROCESADO EN MATEMATICA



```

In[1]:= ax = Import["D:\\mática\\elipse_auair-ex0.h5", "Data"];
        bx = Import["D:\\mática\\elipse_auair-hx0.h5", "Data"];
        ay = Import["D:\\mática\\elipse_auair-ey0.h5", "Data"];
        by = Import["D:\\mática\\elipse_auair-hy0.h5", "Data"];

In[5]:= Dimensions[ax[[1]]]
Out[5]= {152, 152, 1}

In[6]:=
ceXax = Table[ax[[1, i, j, 1]] * I + ax[[2, i, j, 1]], {i, 1, 152}, {j, 1, 152}];
ceYax = Table[ax[[3, i, j, 1]] * I + ax[[4, i, j, 1]], {i, 1, 152}, {j, 1, 152}];
ceZax = Table[ax[[5, i, j, 1]] * I + ax[[6, i, j, 1]], {i, 1, 152}, {j, 1, 152}];
chXax = Table[bx[[1, i, j, 1]] * I + bx[[2, i, j, 1]], {i, 1, 152}, {j, 1, 152}];
chYax = Table[bx[[3, i, j, 1]] * I + bx[[4, i, j, 1]], {i, 1, 152}, {j, 1, 152}];
chZax = Table[bx[[5, i, j, 1]] * I + bx[[6, i, j, 1]], {i, 1, 152}, {j, 1, 152}];

In[12]:= ceXay = Table[ay[[1, i, j, 1]] * I + ay[[2, i, j, 1]], {i, 1, 152}, {j, 1, 152}];
ceYay = Table[ay[[3, i, j, 1]] * I + ay[[4, i, j, 1]], {i, 1, 152}, {j, 1, 152}];
ceZay = Table[ay[[5, i, j, 1]] * I + ay[[6, i, j, 1]], {i, 1, 152}, {j, 1, 152}];
chXay = Table[by[[1, i, j, 1]] * I + by[[2, i, j, 1]], {i, 1, 152}, {j, 1, 152}];
chYay = Table[by[[3, i, j, 1]] * I + by[[4, i, j, 1]], {i, 1, 152}, {j, 1, 152}];
chZay = Table[by[[5, i, j, 1]] * I + by[[6, i, j, 1]], {i, 1, 152}, {j, 1, 152}];

In[18]:= ceXaxi = ListInterpolation[ceXax];
ceYaxi = ListInterpolation[ceYax];
ceZaxi = ListInterpolation[ceZax];
ceXayi = ListInterpolation[ceXay];
ceYayi = ListInterpolation[ceYay];
ceZayi = ListInterpolation[ceZay];
chXaxi = ListInterpolation[chXax];
chYaxi = ListInterpolation[chYax];
chZaxi = ListInterpolation[chZax];
chXayi = ListInterpolation[chXay];
chYayi = ListInterpolation[chYay];
chZayi = ListInterpolation[chZay];

In[30]:= CETax = {ceXaxi[x, y], ceYaxi[x, y], ceZaxi[x, y]};
CETay = {ceXayi[x, y], ceYayi[x, y], ceZayi[x, y]};
CHTax = {chXaxi[x, y], chYaxi[x, y], chZaxi[x, y]};
CHTay = {chXayi[x, y], chYayi[x, y], chZayi[x, y]};

In[34]:= CET = (CETax * A / Sqrt[A^2 + Abs[B]^2] + CETay * B / Sqrt[A^2 + Abs[B]^2]) /.
           {x -> 76 + 50 * X, y -> 76 + 50 * Y};
CHT = (CHTax * A / Sqrt[A^2 + Abs[B]^2] + CHTay * B / Sqrt[A^2 + Abs[B]^2]) /.
       {x -> 76 + 50 * X, y -> 76 + 50 * Y};

```

```
In[36]:= He = -2 * Im[CET.Conjugate[CHT]];
Ue = Norm[CET]^2;
Uh = Norm[CHT]^2;
U = Ue + Uh;
Poy = 1/2 * Re[Cross[CET, Conjugate[CHT]]];
Se = Im[Cross[CET, Conjugate[CET]]];
Sh = Im[Cross[CHT, Conjugate[CHT]]];
Sz = Se + Sh;
Szn = Sz / U;
pecx = Im[CET.Conjugate[D[CET, X]]];
pecy = Im[CET.Conjugate[D[CET, Y]]];
phcx = Im[CHT.Conjugate[D[CHT, X]]];
phcy = Im[CHT.Conjugate[D[CHT, Y]]];
Px = pecx + phcx;
Py = pecy + phcy;
Lz = Y * Px + X * Py;
LzN = Lz / U;
```

```
In[53]:= HeN = He / U;
```

```
In[54]:= LPx = {A → 1, B → 0};
LPy = {A → 0, B → 1};
LP45 = {A → 1, B → 1};
LP45n = {A → 1, B → -1};
CPD = {A → 1, B → I};
CPL = {A → 1, B → -I};
```

```
In[60]:= c1 = {X → d, Y → 0};
c2 = {X → d / Sqrt[2], Y → d / Sqrt[2]};
c3 = {X → 0, Y → d};
c4 = {X → d / Sqrt[2], Y → -d / Sqrt[2]};
```



```
In[1]:= SetDirectory["D:\\mática"]
```

```
Out[1]= D:\mática
```

```
In[2]:= "D:\\mática"
```

```
Out[2]= D:\mática
```

```
In[3]:= aX = Import["fuente_gaus_4_1-ex0.h5", "Data"];  
aY = Import["fuente_gaus_4_1-ey0.h5", "Data"];  
bX = Import["elipse_aúair_gaus_4_1-ex0.h5", "Data"];  
bY = Import["elipse_aúair_gaus_4_1-ey0.h5", "Data"];
```

```
In[7]:= ahX = Import["fuente_gaus_4_1-hx0.h5", "Data"];  
ahY = Import["fuente_gaus_4_1-hy0.h5", "Data"];  
bhX = Import["elipse_aúair_gaus_4_1-hx0.h5", "Data"];  
bhY = Import["elipse_aúair_gaus_4_1-hy0.h5", "Data"];
```

```
In[11]:= Dimensions[aX[[2]]]
```

```
Out[11]= {152, 152, 800}
```

```
In[12]:= pasot = 0.05;  
para = 1;
```

```
In[14]:= limit = 800;
```

```
In[15]:= aXxi = Table[aX[[1, 76, 76, i]], {i, 1, 800}];  
aXxr = Table[aX[[2, 76, 76, i]], {i, 1, 800}];  
aXyi = Table[aX[[3, 76, 76, i]], {i, 1, 800}];  
aXyr = Table[aX[[4, 76, 76, i]], {i, 1, 800}];  
aXzi = Table[aX[[5, 76, 76, i]], {i, 1, 800}];  
aXzr = Table[aX[[6, 76, 76, i]], {i, 1, 800}];  
aYxi = Table[aY[[1, 76, 76, i]], {i, 1, 800}];  
aYxr = Table[aY[[2, 76, 76, i]], {i, 1, 800}];  
aYyi = Table[aY[[3, 76, 76, i]], {i, 1, 800}];  
aYyr = Table[aY[[4, 76, 76, i]], {i, 1, 800}];  
aYzi = Table[aY[[5, 76, 76, i]], {i, 1, 800}];  
aYzr = Table[aY[[6, 76, 76, i]], {i, 1, 800}];  
ahXxi = Table[ahX[[1, 76, 76, i]], {i, 1, 800}];  
ahXxr = Table[ahX[[2, 76, 76, i]], {i, 1, 800}];  
ahXyi = Table[ahX[[3, 76, 76, i]], {i, 1, 800}];  
ahXyr = Table[ahX[[4, 76, 76, i]], {i, 1, 800}];  
ahXzi = Table[ahX[[5, 76, 76, i]], {i, 1, 800}];  
ahXzr = Table[ahX[[6, 76, 76, i]], {i, 1, 800}];  
ahYxi = Table[ahY[[1, 76, 76, i]], {i, 1, 800}];  
ahYxr = Table[ahY[[2, 76, 76, i]], {i, 1, 800}];  
ahYyi = Table[ahY[[3, 76, 76, i]], {i, 1, 800}];  
ahYyr = Table[ahY[[4, 76, 76, i]], {i, 1, 800}];  
ahYzi = Table[ahY[[5, 76, 76, i]], {i, 1, 800}];  
ahYzr = Table[ahY[[6, 76, 76, i]], {i, 1, 800}];
```

```
In[39]:= bXxi = Table[bX[[1, 76, 76, i]], {i, 1, 800}];  
bXxr = Table[bX[[2, 76, 76, i]], {i, 1, 800}];  
bXyi = Table[bX[[3, 76, 76, i]], {i, 1, 800}];  
bXyr = Table[bX[[4, 76, 76, i]], {i, 1, 800}];  
bXzi = Table[bX[[5, 76, 76, i]], {i, 1, 800}];  
bXzr = Table[bX[[6, 76, 76, i]], {i, 1, 800}];  
bYxi = Table[bY[[1, 76, 76, i]], {i, 1, 800}];  
bYxr = Table[bY[[2, 76, 76, i]], {i, 1, 800}];  
bYyi = Table[bY[[3, 76, 76, i]], {i, 1, 800}];  
bYyr = Table[bY[[4, 76, 76, i]], {i, 1, 800}];  
bYzi = Table[bY[[5, 76, 76, i]], {i, 1, 800}];  
bYzr = Table[bY[[6, 76, 76, i]], {i, 1, 800}];  
bhXxi = Table[bhX[[1, 76, 76, i]], {i, 1, 800}];  
bhXxr = Table[bhX[[2, 76, 76, i]], {i, 1, 800}];  
bhXyi = Table[bhX[[3, 76, 76, i]], {i, 1, 800}];  
bhXyr = Table[bhX[[4, 76, 76, i]], {i, 1, 800}];  
bhXzi = Table[bhX[[5, 76, 76, i]], {i, 1, 800}];  
bhXzr = Table[bhX[[6, 76, 76, i]], {i, 1, 800}];  
bhYxi = Table[bhY[[1, 76, 76, i]], {i, 1, 800}];  
bhYxr = Table[bhY[[2, 76, 76, i]], {i, 1, 800}];  
bhYyi = Table[bhY[[3, 76, 76, i]], {i, 1, 800}];  
bhYyr = Table[bhY[[4, 76, 76, i]], {i, 1, 800}];  
bhYzi = Table[bhY[[5, 76, 76, i]], {i, 1, 800}];  
bhYzr = Table[bhY[[6, 76, 76, i]], {i, 1, 800}];
```

```
In[63]:= deltaλ = 0.0025;
```



```

In[64]:= faXxi = Table[
  {λ, Sum[aXxi[[i]] * Exp[I * 2 * Pi * para / λ * ((i - 1) * pasot)] * pasot, {i, 1, limt}}],
  {λ, 0.5, 1, 0.0025}];
faXxr = Table[{λ, Sum[aXxr[[i]] * Exp[I * 2 * Pi * para / λ * ((i - 1) * pasot)] * pasot,
  {i, 1, limt}}], {λ, 0.5, 1, deltaλ}];
faXyi = Table[{λ, Sum[aXyi[[i]] * Exp[I * 2 * Pi * para / λ * ((i - 1) * pasot)] * pasot,
  {i, 1, limt}}], {λ, 0.5, 1, deltaλ}];
faXyr = Table[{λ, Sum[aXyr[[i]] * Exp[I * 2 * Pi * para / λ * ((i - 1) * pasot)] * pasot,
  {i, 1, limt}}], {λ, 0.5, 1, deltaλ}];
faXzi = Table[{λ, Sum[aXzi[[i]] * Exp[I * 2 * Pi * para / λ * ((i - 1) * pasot)] * pasot,
  {i, 1, limt}}], {λ, 0.5, 1, deltaλ}];
faXzr = Table[{λ, Sum[aXzr[[i]] * Exp[I * 2 * Pi * para / λ * ((i - 1) * pasot)] * pasot,
  {i, 1, limt}}], {λ, 0.5, 1, deltaλ}];
faYxi = Table[{λ, Sum[aYxi[[i]] * Exp[I * 2 * Pi * para / λ * ((i - 1) * pasot)] * pasot,
  {i, 1, limt}}], {λ, 0.5, 1, deltaλ}];
faYxr = Table[{λ, Sum[aYxr[[i]] * Exp[I * 2 * Pi * para / λ * ((i - 1) * pasot)] * pasot,
  {i, 1, limt}}], {λ, 0.5, 1, deltaλ}];
faYyi = Table[{λ, Sum[aYyi[[i]] * Exp[I * 2 * Pi * para / λ * ((i - 1) * pasot)] * pasot,
  {i, 1, limt}}], {λ, 0.5, 1, deltaλ}];
faYyr = Table[{λ, Sum[aYyr[[i]] * Exp[I * 2 * Pi * para / λ * ((i - 1) * pasot)] * pasot,
  {i, 1, limt}}], {λ, 0.5, 1, deltaλ}];
faYzi = Table[{λ, Sum[aYzi[[i]] * Exp[I * 2 * Pi * para / λ * ((i - 1) * pasot)] * pasot,
  {i, 1, limt}}], {λ, 0.5, 1, deltaλ}];
faYzr = Table[{λ, Sum[aYzr[[i]] * Exp[I * 2 * Pi * para / λ * ((i - 1) * pasot)] * pasot,
  {i, 1, limt}}], {λ, 0.5, 1, deltaλ}];
fahXxi = Table[{λ, Sum[ahXxi[[i]] * Exp[I * 2 * Pi * para / λ * ((i - 1) * pasot)] * pasot,
  {i, 1, limt}}], {λ, 0.5, 1, 0.0025}];
fahXxr = Table[{λ, Sum[ahXxr[[i]] * Exp[I * 2 * Pi * para / λ * ((i - 1) * pasot)] * pasot,
  {i, 1, limt}}], {λ, 0.5, 1, deltaλ}];
fahXyi = Table[{λ, Sum[ahXyi[[i]] * Exp[I * 2 * Pi * para / λ * ((i - 1) * pasot)] * pasot,
  {i, 1, limt}}], {λ, 0.5, 1, deltaλ}];
fahXyr = Table[{λ, Sum[ahXyr[[i]] * Exp[I * 2 * Pi * para / λ * ((i - 1) * pasot)] * pasot,
  {i, 1, limt}}], {λ, 0.5, 1, deltaλ}];
fahXzi = Table[{λ, Sum[ahXzi[[i]] * Exp[I * 2 * Pi * para / λ * ((i - 1) * pasot)] * pasot,
  {i, 1, limt}}], {λ, 0.5, 1, deltaλ}];
fahXzr = Table[{λ, Sum[ahXzr[[i]] * Exp[I * 2 * Pi * para / λ * ((i - 1) * pasot)] * pasot,
  {i, 1, limt}}], {λ, 0.5, 1, deltaλ}];
fahYxi = Table[{λ, Sum[ahYxi[[i]] * Exp[I * 2 * Pi * para / λ * ((i - 1) * pasot)] * pasot,
  {i, 1, limt}}], {λ, 0.5, 1, deltaλ}];
fahYxr = Table[{λ, Sum[ahYxr[[i]] * Exp[I * 2 * Pi * para / λ * ((i - 1) * pasot)] * pasot,
  {i, 1, limt}}], {λ, 0.5, 1, deltaλ}];
fahYyi = Table[{λ, Sum[ahYyi[[i]] * Exp[I * 2 * Pi * para / λ * ((i - 1) * pasot)] * pasot,
  {i, 1, limt}}], {λ, 0.5, 1, deltaλ}];
fahYyr = Table[{λ, Sum[ahYyr[[i]] * Exp[I * 2 * Pi * para / λ * ((i - 1) * pasot)] * pasot,
  {i, 1, limt}}], {λ, 0.5, 1, deltaλ}];
fahYzi = Table[{λ, Sum[ahYzi[[i]] * Exp[I * 2 * Pi * para / λ * ((i - 1) * pasot)] * pasot,
  {i, 1, limt}}], {λ, 0.5, 1, deltaλ}];
fahYzr = Table[{λ, Sum[ahYzr[[i]] * Exp[I * 2 * Pi * para / λ * ((i - 1) * pasot)] * pasot,
  {i, 1, limt}}], {λ, 0.5, 1, deltaλ}];

```

```

In[88]:= fbXxi = Table[
  {λ, Sum[bXxi[[i]] * Exp[I * 2 * Pi * para / λ * ((i - 1) * pasot)] * pasot, {i, 1, limt]}},
  {λ, 0.5, 1, deltaλ}];
fbXxr = Table[{λ, Sum[bXxr[[i]] * Exp[I * 2 * Pi * para / λ * ((i - 1) * pasot)] * pasot,
  {i, 1, limt]}}, {λ, 0.5, 1, deltaλ}];
fbXyi = Table[{λ, Sum[bXyi[[i]] * Exp[I * 2 * Pi * para / λ * ((i - 1) * pasot)] * pasot,
  {i, 1, limt]}}, {λ, 0.5, 1, deltaλ}];
fbXyr = Table[{λ, Sum[bXyr[[i]] * Exp[I * 2 * Pi * para / λ * ((i - 1) * pasot)] * pasot,
  {i, 1, limt]}}, {λ, 0.5, 1, deltaλ}];
fbXzi = Table[{λ, Sum[bXzi[[i]] * Exp[I * 2 * Pi * para / λ * ((i - 1) * pasot)] * pasot,
  {i, 1, limt]}}, {λ, 0.5, 1, deltaλ}];
fbXzr = Table[{λ, Sum[bXzr[[i]] * Exp[I * 2 * Pi * para / λ * ((i - 1) * pasot)] * pasot,
  {i, 1, limt]}}, {λ, 0.5, 1, deltaλ}];
fbYyi = Table[{λ, Sum[bYyi[[i]] * Exp[I * 2 * Pi * para / λ * ((i - 1) * pasot)] * pasot,
  {i, 1, limt]}}, {λ, 0.5, 1, deltaλ}];
fbYyr = Table[{λ, Sum[bYyr[[i]] * Exp[I * 2 * Pi * para / λ * ((i - 1) * pasot)] * pasot,
  {i, 1, limt]}}, {λ, 0.5, 1, deltaλ}];
fbYxi = Table[{λ, Sum[bYxi[[i]] * Exp[I * 2 * Pi * para / λ * ((i - 1) * pasot)] * pasot,
  {i, 1, limt]}}, {λ, 0.5, 1, deltaλ}];
fbYxr = Table[{λ, Sum[bYxr[[i]] * Exp[I * 2 * Pi * para / λ * ((i - 1) * pasot)] * pasot,
  {i, 1, limt]}}, {λ, 0.5, 1, deltaλ}];
fbYzi = Table[{λ, Sum[bYzi[[i]] * Exp[I * 2 * Pi * para / λ * ((i - 1) * pasot)] * pasot,
  {i, 1, limt]}}, {λ, 0.5, 1, deltaλ}];
fbYzr = Table[{λ, Sum[bYzr[[i]] * Exp[I * 2 * Pi * para / λ * ((i - 1) * pasot)] * pasot,
  {i, 1, limt]}}, {λ, 0.5, 1, deltaλ}];

```

```

In[100]:= fbhXxi = Table[
  {λ, Sum[bhXxi[[i]] * Exp[I * 2 * Pi * para / λ * ((i - 1) * pasot)] * pasot, {i, 1, limt}}],
  {λ, 0.5, 1, deltaλ}];
fbhXxr = Table[{λ, Sum[bhXxr[[i]] * Exp[I * 2 * Pi * para / λ * ((i - 1) * pasot)] * pasot,
  {i, 1, limt}}], {λ, 0.5, 1, deltaλ}];
fbhXyi = Table[{λ, Sum[bhXyi[[i]] * Exp[I * 2 * Pi * para / λ * ((i - 1) * pasot)] * pasot,
  {i, 1, limt}}], {λ, 0.5, 1, deltaλ}];
fbhXyr = Table[{λ, Sum[bhXyr[[i]] * Exp[I * 2 * Pi * para / λ * ((i - 1) * pasot)] * pasot,
  {i, 1, limt}}], {λ, 0.5, 1, deltaλ}];
fbhXzi = Table[{λ, Sum[bhXzi[[i]] * Exp[I * 2 * Pi * para / λ * ((i - 1) * pasot)] * pasot,
  {i, 1, limt}}], {λ, 0.5, 1, deltaλ}];
fbhXzr = Table[{λ, Sum[bhXzr[[i]] * Exp[I * 2 * Pi * para / λ * ((i - 1) * pasot)] * pasot,
  {i, 1, limt}}], {λ, 0.5, 1, deltaλ}];
fbhYyi = Table[{λ, Sum[bhYyi[[i]] * Exp[I * 2 * Pi * para / λ * ((i - 1) * pasot)] * pasot,
  {i, 1, limt}}], {λ, 0.5, 1, deltaλ}];
fbhYyr = Table[{λ, Sum[bhYyr[[i]] * Exp[I * 2 * Pi * para / λ * ((i - 1) * pasot)] * pasot,
  {i, 1, limt}}], {λ, 0.5, 1, deltaλ}];
fbhYxi = Table[{λ, Sum[bhYxi[[i]] * Exp[I * 2 * Pi * para / λ * ((i - 1) * pasot)] * pasot,
  {i, 1, limt}}], {λ, 0.5, 1, deltaλ}];
fbhYxr = Table[{λ, Sum[bhYxr[[i]] * Exp[I * 2 * Pi * para / λ * ((i - 1) * pasot)] * pasot,
  {i, 1, limt}}], {λ, 0.5, 1, deltaλ}];
fbhYzi = Table[{λ, Sum[bhYzi[[i]] * Exp[I * 2 * Pi * para / λ * ((i - 1) * pasot)] * pasot,
  {i, 1, limt}}], {λ, 0.5, 1, deltaλ}];
fbhYzr = Table[{λ, Sum[bhYzr[[i]] * Exp[I * 2 * Pi * para / λ * ((i - 1) * pasot)] * pasot,
  {i, 1, limt}}], {λ, 0.5, 1, deltaλ}];

In[112]:= (*Norma*)

In[113]:= ceFxc1 = Table[faXxr[[i, 2]], {i, 1, Length[faXxr]};
ceFyc1 = Table[faXyr[[i, 2]], {i, 1, Length[faXxr]};
ceFzc1 = Table[faXzr[[i, 2]], {i, 1, Length[faXxr]};
chFxc1 = Table[fahXxr[[i, 2]], {i, 1, Length[faXxr]};
chFyc1 = Table[fahXyr[[i, 2]], {i, 1, Length[faXxr]};
chFzc1 = Table[fahXzr[[i, 2]], {i, 1, Length[faXxr]};

```

In[119]:=

```

UeFC1 = Interpolation[Table[{faXxr[[i, 1]],
  (ceFxc1[[i]] * Conjugate[ceFxc1[[i]]] + ceFyc1[[i]] * Conjugate[ceFyc1[[i]]] +
  ceFzc1[[i]] * Conjugate[ceFzc1[[i]]])}], {i, 1, Length[faXxr]}][λ];
UhFC1 = Interpolation[Table[{fahXxr[[i, 1]],
  (chFxc1[[i]] * Conjugate[chFxc1[[i]]] + chFyc1[[i]] * Conjugate[chFyc1[[i]]] +
  chFzc1[[i]] * Conjugate[chFzc1[[i]]])}], {i, 1, Length[fahXxr]}][λ];
UFC1 = UhFC1 + UeFC1;
SzeFC1 =
  Interpolation[Table[{faXxr[[i, 1]], Im[(ceFxc1[[i]] * Conjugate[ceFyc1[[i]]] -
  ceFyc1[[i]] * Conjugate[ceFxc1[[i]])]}], {i, 1, Length[faXxr]}][λ];
SzhFC1 = Interpolation[Table[{fahXxr[[i, 1]], Im[(chFxc1[[i]] * Conjugate[chFyc1[[i]]] -
  chFyc1[[i]] * Conjugate[chFxc1[[i]])]}], {i, 1, Length[fahXxr]}][λ];
HeFC1 = Interpolation[Table[{faXxr[[i, 1]], 2 * Im[
  (Conjugate[chFxc1[[i]]] * ceFxc1[[i]] + Conjugate[chFyc1[[i]]] * ceFyc1[[i]] +
  Conjugate[chFzc1[[i]]] * ceFzc1[[i]])}], {i, 1, Length[faXxr]}][λ];

```

In[125]:= (*LINEAL X*)

```

In[126]:= cexc1 = Table[fbXxr[[i, 2]], {i, 1, Length[fbXxr]}];
ceyc1 = Table[fbYxr[[i, 2]], {i, 1, Length[fbXxr]}];
cezc1 = Table[fbXzr[[i, 2]], {i, 1, Length[fbXxr]}];
chxc1 = Table[fbhXxr[[i, 2]], {i, 1, Length[fbXxr]}];
chyc1 = Table[fbhYxr[[i, 2]], {i, 1, Length[fbXxr]}];
chzc1 = Table[fbhXzr[[i, 2]], {i, 1, Length[fbXxr]}];

```

In[132]:=

```

UeC1 = Interpolation[Table[{fbXxr[[i, 1]],
  (cexc1[[i]] * Conjugate[cexc1[[i]]] + ceyc1[[i]] * Conjugate[ceyc1[[i]]] +
  cezc1[[i]] * Conjugate[cezc1[[i]]])}], {i, 1, Length[fbXxr]}][λ];
SzeC1 = Interpolation[Table[{fbXxr[[i, 1]], Im[(cexc1[[i]] * Conjugate[ceyc1[[i]]] -
  ceyc1[[i]] * Conjugate[cexc1[[i]])]}], {i, 1, Length[fbXxr]}][λ];
UhC1 = Interpolation[Table[{fbXxr[[i, 1]], (chxc1[[i]] * Conjugate[chxc1[[i]]] +
  chyc1[[i]] * Conjugate[chyc1[[i]]] +
  chzc1[[i]] * Conjugate[chzc1[[i]]})}], {i, 1, Length[fbXxr]}][λ];
SzhC1 = Interpolation[Table[{fbhXxr[[i, 1]], Im[(chxc1[[i]] * Conjugate[chyc1[[i]]] -
  chyc1[[i]] * Conjugate[chxc1[[i]])]}], {i, 1, Length[fbXxr]}][λ];
HeC1 = Interpolation[Table[{fbXxr[[i, 1]], 2 *
  Im[(Conjugate[chxc1[[i]]] * cexc1[[i]] + Conjugate[chyc1[[i]]] * ceyc1[[i]] +
  Conjugate[chzc1[[i]]] * cezc1[[i]])}], {i, 1, Length[fbXxr]}][λ];

```

In[137]:= (*LINEAL 45*)

```

In[138]:= cexc2 = Table[1/Sqrt[2] * (fbXxr[[i, 2]] + fbYxr[[i, 2]]), {i, 1, Length[fbXxr]}];
ceyc2 = Table[1/Sqrt[2] * (fbYxr[[i, 2]] + fbYyr[[i, 2]]), {i, 1, Length[fbXxr]}];
cezc2 = Table[1/Sqrt[2] * (fbXzr[[i, 2]] + fbYzr[[i, 2]]), {i, 1, Length[fbXxr]}];
chxc2 = Table[1/Sqrt[2] * (fbhXxr[[i, 2]] + fbhYxr[[i, 2]]), {i, 1, Length[fbXxr]}];
chyc2 = Table[1/Sqrt[2] * (fbhYxr[[i, 2]] + fbhYyr[[i, 2]]), {i, 1, Length[fbXxr]}];
chzc2 = Table[1/Sqrt[2] * (fbhXzr[[i, 2]] + fbhYzr[[i, 2]]), {i, 1, Length[fbXxr]}];

```

```

In[144]:= UeC2 = Interpolation[Table[{fbXxr[[i, 1]],
  (cexc2[[i]] * Conjugate[cexc2[[i]]) + ceyc2[[i]] * Conjugate[ceyc2[[i]]) +
  cezc2[[i]] * Conjugate[cezc2[[i]])}], {i, 1, Length[fbXxr]}][λ];
SzeC2 = Interpolation[Table[{fbXxr[[i, 1]], Im[(cexc2[[i]] * Conjugate[ceyc2[[i]]) -
  ceyc2[[i]] * Conjugate[cexc2[[i]])]}], {i, 1, Length[fbXxr]}][λ];
UhC2 = Interpolation[Table[{fbXxr[[i, 1]], (chxc2[[i]] * Conjugate[chxc2[[i]]) +
  chyc2[[i]] * Conjugate[chyc2[[i]]) +
  chzc2[[i]] * Conjugate[chzc2[[i]])}], {i, 1, Length[fbXxr]}][λ];
SzhC2 = Interpolation[Table[{fbhXxr[[i, 1]], Im[(chxc2[[i]] * Conjugate[chyc2[[i]]) -
  chyc2[[i]] * Conjugate[chxc2[[i]])]}], {i, 1, Length[fbXxr]}][λ];
HeC2 = Interpolation[Table[{fbXxr[[i, 1]], 2 *
  Im[(Conjugate[chxc2[[i]]) * cexc2[[i]] + Conjugate[chyc2[[i]]) * ceyc2[[i]] +
  Conjugate[chzc2[[i]]) * cezc2[[i]])}], {i, 1, Length[fbXxr]}][λ];

```

```
In[149]:= (*CP*)
```

```

In[150]:= cexc3 = Table[1/Sqrt[2] * (fbXxr[[i, 2]] + fbYxi[[i, 2]]), {i, 1, Length[fbXxr]}];
ceyc3 = Table[1/Sqrt[2] * (fbXyr[[i, 2]] + fbYyi[[i, 2]]), {i, 1, Length[fbXxr]}];
cezc3 = Table[1/Sqrt[2] * (fbXzr[[i, 2]] + fbYzi[[i, 2]]), {i, 1, Length[fbXxr]}];
chxc3 = Table[1/Sqrt[2] * (fbhXxr[[i, 2]] + fbhYxi[[i, 2]]), {i, 1, Length[fbXxr]}];
chyc3 = Table[1/Sqrt[2] * (fbhXyr[[i, 2]] + fbhYyi[[i, 2]]), {i, 1, Length[fbXxr]}];
chzc3 = Table[1/Sqrt[2] * (fbhXzr[[i, 2]] + fbhYzi[[i, 2]]), {i, 1, Length[fbXxr]}];

```

```

In[156]:= UeC3 = Interpolation[Table[{fbXxr[[i, 1]],
  (cexc3[[i]] * Conjugate[cexc3[[i]]) + ceyc3[[i]] * Conjugate[ceyc3[[i]]) +
  cezc3[[i]] * Conjugate[cezc3[[i]])}], {i, 1, Length[fbXxr]}][λ];
SzeC3 = Interpolation[Table[{fbXxr[[i, 1]], Im[(cexc3[[i]] * Conjugate[ceyc3[[i]]) -
  ceyc3[[i]] * Conjugate[cexc3[[i]])]}], {i, 1, Length[fbXxr]}][λ];
UhC3 = Interpolation[Table[{fbXxr[[i, 1]], (chxc3[[i]] * Conjugate[chxc3[[i]]) +
  chyc3[[i]] * Conjugate[chyc3[[i]]) +
  chzc3[[i]] * Conjugate[chzc3[[i]])}], {i, 1, Length[fbXxr]}][λ];
SzhC3 = Interpolation[Table[{fbhXxr[[i, 1]], Im[(chxc3[[i]] * Conjugate[chyc3[[i]]) -
  chyc3[[i]] * Conjugate[chxc3[[i]])]}], {i, 1, Length[fbXxr]}][λ];
HeC3 = Interpolation[Table[{fbXxr[[i, 1]], 2 *
  Im[(Conjugate[chxc3[[i]]) * cexc3[[i]] + Conjugate[chyc3[[i]]) * ceyc3[[i]] +
  Conjugate[chzc3[[i]]) * cezc3[[i]])}], {i, 1, Length[fbXxr]}][λ];

```

BIBLIOGRAFÍA

- [1] A E Krasnok, I S Maksymov, A I Denisyuk, P A Belov, A E Miroshnichenko, C R Simovski, Yu S Kivshar. «Optical nanoantennas». En: *Reviews of topical problems* 6.539-564 (2013). DOI: 10.3367/UFNe.0183.201306a.0561.
- [2] AZoNano. *Physicists Look for Materials with High Refractive Index for Developing Nanoantennas*. URL: <https://www.azonano.com/news.aspx?newsID=35724>.
- [3] *Bowtie Antennas*. URL: <http://www.antenna-theory.com/antennas/wideband/bowtie.php>.
- [4] Erdem Ögüt and Kürşat Şendura. «Circularly and elliptically polarized near-field radiation from nanoscale subwavelength apertures». En: *APPLIED PHYSICS LETTERS* 96.141104 (2010). DOI: 10.1063/1.3371696.
- [5] José Manuel Cabrera Fernando Jesús López Fernando Agulló López. *Óptica electromagnética*. Vol. 2. Addison-Wesley Iberoamericana España : Universidad Autónoma de Madrid, 1998. ISBN: 9788478290215.
- [6] Filiz Yesilkoy, Eduardo R. Arvelo, Yasaman Jahani, Mingkai Liu, Andreas Tittl, Volkan Cevher, Yuri Kivshar and Hatice Altug. «Ultrasensitive hyperspectral imaging and biodetection enabled by dielectric metasurfaces». En: *Nature photonics* (2019). DOI: <https://doi.org/10.1038/s41566-019-0394-6>.
- [7] Amaury Hayat, J. P. Balthasar Mueller y Federico Capasso. «Lateral chirality-sorting optical forces». En: *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America* 112.43 (oct. de 2015), págs. 13190-13194. DOI: 10.1073/pnas.1516704112.

- [8] M. Mansuripur, A. R. Zakharian, A. Lesuffleur, Sang-Hyun Oh, R. J. Jones, N. C. Lindquist, Hyungsoon Im, A. Kobyakov, and J. V. Moloney. «Plasmonic nanostructures for optical data storage». En: *Optic Express* 17.16 (2009).
- [9] Mark W. Knight, Heidar Sobhani, Peter Nordlander, Naomi J. Halas. «Photodetection with Active Optical Antennas». En: *Science* 332.6030 (2011), págs. 702-704. DOI: 10.1126/science.1203056.
- [10] *MathWorks Documentation*. URL: https://es.mathworks.com/help/index.html?s_tid=CRUX_lftnav.
- [11] *MEEP Doc*. URL: <https://meep.readthedocs.io/en/latest/Introduction/>.
- [12] Meng-Xin Ren, Wei Wu, Wei Cai, Biao Pi, Xin-Zheng Zhang¹ and Jing-Jun Xu¹. «Reconfigurable metasurfaces that enable light polarization control by light». En: *Light Science Applications* 6.e16254 (2017). DOI: 10.1038/lsa.2016.254.
- [13] Noriaki Horiuchi. «Nanoantenna holographys». En: *Nature Photonics* 4.2808 (2014). DOI: <https://doi.org/10.1038/nphoton.2014.18>.
- [14] *Polarización en Wikipedia*. URL: https://es.wikipedia.org/wiki/Polarizaci%C3%B3n_electromagn%C3%A9tica.
- [15] Ran, Y., Shi, L., Wang, J., Wang, S.-B., Wang, G.-M., Liang, J. «Ultra-wideband linear-to-circular polarization converter with ellipse-shaped metasurfaces». En: *Optics Communications* 451 (2019), págs. 124-128. DOI: 10.1016/j.optcom.2019.06.049.
- [16] Rodríguez Fortuño, FJ.; Espinosa-Soria, A.; Martínez Abietar, AJ. «Exploiting metamaterials, plasmonics and nanoantennas concepts in silicon photonics». En: *Journal of Optics* 18.12 (2016), págs. 1-14. DOI: 10.1088/2040-8978/18/12/123001.
- [17] Alex Zaslavsky Serge Luryi Jimmy Xu. *Future Trends in Microelectronics*. Vol. 1. John Wiley Sons, 2010. ISBN: 978-0-470-55137-0.
- [18] Shuqi Chen, Wenwei Liu, Zhancheng Li, Hua Cheng and Jianguo Tian. «Waves with Metamaterials and Its Applications in Nanophotonics». En: *InTechOpen* (2017). DOI: <http://dx.doi.org/10.5772/66036>.

- [19] Syed S. Bukhari, J(Yiannis) Vardaxoglou and William Whittow. «A Metasurfaces Review: Definitions and Applications». En: *Applied Sciences* 9.2727 (2019). DOI: doi:10.3390/app9132727.
- [20] Vincenzo Giannini, Antonio I. Fernández-Domínguez, Susannah C. Heck, and Stefan A. Maier. «Plasmonic Nanoantennas: Fundamentals and Their Use in Controlling the Radiative Properties of Nanoemitters». En: *Chemical Reviews* 1.111 (2011), págs. 3888-3912. DOI: 10.1021/cr1002672.
- [21] *Wolfram Guide*. URL: <https://www.wolfram.com/language>.
- [22] Yang Zhao and Andrea Alù. «Optical Nanoantennas and Their Applications». En: *Department of Electrical and Computer Engineering The University of Texas at Austin, 1 University Station C0803, Austin, TX 78712, U.S.A.* (2013).

