



**Universidad  
Europea**

**UNIVERSIDAD EUROPEA DE MADRID**

**ESCUELA DE ARQUITECTURA, INGENIERÍA Y DISEÑO**

**GRADO EN FÍSICA**

**TRABAJO FIN DE GRADO**

**EFFECTOS MAGNETO-ÓPTICOS EN SISTEMAS  
RESONANTES MULTIESCALA**

**IÑIGO ASENSIO ALDAVE**

**Dirigido por**

**[Dra.] RAQUEL GÓMEZ MEDINA**

**CURSO 2024-2025**

**TÍTULO:** EFECTOS MAGNETO-ÓPTICOS EN SISTEMAS RESONANTES MULTIESCALA

**AUTOR:** IÑIGO ASENSIO ALDAVE

**TITULACIÓN:** GRADO EN FÍSICA

**DIRECTOR/ES DEL PROYECTO:** [Dr.] ANTONIO GARCÍA MARTÍN  
[Dra.] RAQUEL GÓMEZ MEDINA

**FECHA:** MAYO 2025

## RESUMEN

La manipulación de la propagación de la luz mediante nanoestructuras ha abierto nuevas posibilidades para el diseño de dispositivos optoelectrónicos con funcionalidades mejoradas. Una de las formas más novedosas en las que se está tratando esta manipulación es introducir un campo magnético externo en el seno del material. En este trabajo, exploramos los efectos magneto-ópticos inducidos por campos magnéticos externos en sistemas resonantes para diferentes longitudes de onda mediante simulaciones numéricas basadas en la aproximación de dipolos discretos (DDA). Esta metodología permite modelar partículas de geometría arbitraria y estudiar su respuesta frente a luz polarizada, en nuestro caso tanto lineal como circularmente, en presencia de anisotropías inducidas por el campo externo. Se analiza la modificación de las secciones eficaces de absorción y dispersión en función de la geometría, la longitud de onda y la helicidad de la radiación incidente. Prestamos especial atención al fenómeno de dicroísmo circular magnético, evaluando su aparición tanto en estructuras quirales como en sistemas no quirales bajo campo magnético externo. Nuestros resultados confirman que, en ciertos regímenes espectrales como el infrarrojo y los terahercios, el campo magnético puede generar respuestas ópticas diferenciadas, abriendo la puerta al diseño de antenas ópticas reconfigurables y sensores activos basados en materiales semiconductores como el InSb.

**Palabras clave:** magneto-óptica, dicroísmo circular magnético, DDA, nanoestructuras, dispersión, plasmones, InSb.

## ABSTRACT

The manipulation of light propagation through nanostructures has opened new possibilities for the design of optoelectronic devices with enhanced functionalities. One of the most innovative approaches to this control involves introducing an external magnetic field into the material. In this work, we explore the magneto-optical effects induced by external magnetic fields in resonant systems across different wavelengths using numerical simulations based on the Discrete Dipole Approximation (DDA). This methodology allows modeling particles with arbitrary geometries and studying their response to polarized light—both linearly and circularly polarized—in the presence of field-induced anisotropies. We analyze the variation of absorption and scattering cross sections as a function of geometry, wavelength, and the helicity of the incident radiation. Special attention is given to the phenomenon of magnetic circular dichroism, evaluating its presence in both chiral structures and non-chiral systems under external magnetic fields. Our results confirm that in certain spectral regimes, such as the infrared and terahertz, the magnetic field can induce distinct optical responses, paving the way for the design of reconfigurable optical antennas and active sensors based on semiconductor materials like InSb.

**Keywords:** magneto-optics, magnetic circular dichroism, DDA, nanostructures, scattering, plasmons, InSb.

## **AGRADECIMIENTOS**

Comenzar agradeciendo en especial al equipo del CSIC y en concreto, a mi director de prácticas Antonio García Martín. Gracias a él este trabajo ha podido salir adelante siendo un pilar fundamental. Agradecer también al resto del equipo, trabajar con ellos ha sido todo un honor y un privilegio.

Sobre todo, dar las gracias a mi directora de TFG Raquel Gómez Medina, ya que fue ella quien me propuso la idea de colaborar con el CSIC y la que organizó que esta propuesta sea posible.

Agradecer también a los integrantes de la Escuela STEAM y al grado de Física de la Universidad Europea por las propuestas tan interesantes que ofrecen a sus alumnos.

Finalmente, me gustaría dedicarle unas palabras a mi familia y amigos cercanos. Agradecer en especial a mi padre por ayudarme a manejar me con MatLab y a mi familia entera por apoyarme en esta recta final del grado. Gracias también a mis amigos por sacarme una sonrisa todos los días y darme fuerzas para seguir adelante.

**Cita - frase célebre / Dedicatoria**

"Esta canción es nueva para mí, pero me siento honrado de ser parte de ella." (Outer Wilds, 2019)

## TABLA RESUMEN

	<b>DATOS</b>
<b>Nombre y apellidos:</b>	IÑIGO ASENSIO ALDAVE
<b>Título del proyecto:</b>	EFFECTOS MAGNETO-ÓPTICOS EN SISTEMAS RESONANTES MULTIESCALA
<b>Directores del proyecto:</b>	[Dra.] RAQUEL GÓMEZ MEDINA [Dr.] ANTONIO GARCÍA MARTÍN
<b>El proyecto se ha realizado en colaboración de una empresa o a petición de una empresa:</b>	SI
<b>El proyecto ha implementado un producto:</b> (esta entrada se puede marcar junto a la siguiente)	NO
<b>El proyecto ha consistido en el desarrollo de una investigación o innovación:</b> (esta entrada se puede marcar junto a la anterior)	SI
<b>Objetivo general del proyecto:</b>	Estudio de efectos magneto-ópticos en configuraciones de diversas geometrías

## Índice

RESUMEN .....	3
ABSTRACT.....	4
TABLA RESUMEN.....	7
Capítulo 1. INTRODUCCIÓN / ESTADO DEL ARTE .....	12
1.1 Estado del arte.....	12
1.2 Contexto y justificación .....	13
1.3 Planteamiento del problema.....	14
Capítulo 2. OBJETIVOS.....	17
2.1 Objetivos generales.....	17
2.2 Objetivos específicos.....	17
2.3 Beneficios del proyecto .....	18
Capítulo 3. DESARROLLO DEL TFG .....	19
3.1 Planificación del trabajo fin de grado.....	19
3.2 Descripción de la solución, metodologías y herramientas empleadas .....	19
3.2.1 Función diádica de Green.....	19
3.2.2 Dispersión de ondas por partículas pequeñas.....	22
3.2.3 Discrete Dipole Approximation.....	23
3.2.4 Polarizabilidad de pequeñas partículas esféricas y anisotrópicas.....	25
3.2.5 Tensor dieléctrico.....	27
3.2.6 Secciones eficaces .....	29
3.2.7 Dicroísmo circular magnético.....	29
3.3 Recursos requeridos.....	30
3.4 Resultados del TFG.....	30
Capítulo 4. DISCUSIÓN.....	32
4.1 Análisis de la constante dieléctrica .....	32
4.2 Análisis de las secciones eficaces con luz polarizada lineal .....	35
4.3 Análisis de las secciones eficaces con luz polarizada circular .....	39

---

Capítulo 5.	CONCLUSIONES.....	49
5.1	Conclusiones del trabajo.....	49
5.2	Conclusiones personales.....	49
Capítulo 6.	FUTURAS LÍNEAS DE TRABAJO.....	50
Capítulo 7.	REFERENCIAS .....	53
Capítulo 8.	ANEXOS.....	57
8.1	Resultados polarización lineal .....	57
8.2	Resultados polarización circular .....	59
8.3	Declaración de uso de IA.....	62

## Índice de Figuras

**Figura 1:** Esquema de la planificación del trabajo de fin de grado.

**Figura 2:** Representación de: (a) un objeto discretizado en dipolos; (b) sistema de partículas donde cada una de ellas se representa como un dipolo puntual. En ambos casos, el campo  $\mathbf{E}$  en un punto es la suma del campo creado por cada dipolo.

**Figura 3:** Representación del efecto Kerr magneto-óptico para cada configuración definidas por la orientación relativa entre el campo magnético y el plano de incidencia. (a): configuración polar; (b): configuración longitudinal; (c): configuración transversal.

**Figura 4:** Esquema de polarización lineal y de polarización circular.

**Figura 5:** Geometrías elegidas para el estudio de propiedades magnetoópticas.

**Figura 6:** Valores de  $\epsilon$  vs longitud de onda para las diferentes direcciones,  $B = 0$  T.

**Figura 7:** Valores de  $\epsilon$  vs longitud de onda para las diferentes direcciones,  $B = 1$  T.

**Figura 8:** Secciones eficaces de absorción y scattering vs longitud de onda del propeller, polarización lineal y  $B = 0$  T.

**Figura 9:** Secciones eficaces de absorción y scattering vs longitud de onda del propeller, polarización lineal y  $B = 1$  T.

**Figura 10:** Secciones eficaces de absorción y scattering vs longitud de onda de la esfera, polarización lineal y  $B = 0$  T.

**Figura 11:** Secciones eficaces de absorción y scattering vs longitud de onda de la esfera, polarización lineal y  $B = 1$  T.

**Figura 12:** Secciones eficaces de absorción y scattering vs longitud de onda del cilindro, polarización lineal y  $B = 0$  T.

**Figura 13:** Secciones eficaces de absorción y scattering vs longitud de onda del cilindro, polarización lineal y  $B = 1$  T.

**Figura 14:** Secciones eficaces de absorción, scattering y diferencia RCP y LCP vs longitud de onda del propeller, polarización circular y  $B = 0$  T.

**Figura 15:** Secciones eficaces de absorción, scattering y diferencia RCP y LCP vs longitud de onda del propeller, polarización circular y  $B = 1$  T.

**Figura 16:** Secciones eficaces de absorción, scattering y diferencia RCP y LCP vs longitud de onda de la esfera, polarización circular y  $B = 0$  T.

**Figura 17:** Secciones eficaces de absorción, scattering y diferencia RCP y LCP vs longitud de onda de la esfera, polarización circular y  $B = 1$  T.

**Figura 18:** Secciones eficaces de absorción, scattering y diferencia RCP y LCP vs longitud de onda del cilindro, polarización circular y  $B = 0$  T.

**Figura 19:** Secciones eficaces de absorción, scattering y diferencia RCP y LCP vs longitud de onda del cilindro, polarización circular y  $B = 1$  T.

## Índice de Tablas

**Tabla 1:** Valores numéricos de las secciones eficaces de absorción y scattering vs longitud de onda del propeller, polarización lineal y  $B = 0$  T.

**Tabla 2:** Valores numéricos de las secciones eficaces de absorción y scattering vs longitud de onda del propeller, polarización lineal y  $B = 1$  T.

**Tabla 3:** Valores numéricos de las secciones eficaces de absorción y scattering vs longitud de onda de la esfera, polarización lineal y  $B = 0$  T.

**Tabla 4:** Valores numéricos de las secciones eficaces de absorción y scattering vs longitud de onda de la esfera, polarización lineal y  $B = 1$  T.

**Tabla 5:** Valores numéricos de las secciones eficaces de absorción y scattering vs longitud de onda del cilindro, polarización lineal y  $B = 0$  T.

**Tabla 6:** Valores numéricos de las secciones eficaces de absorción y scattering vs longitud de onda del cilindro, polarización lineal y  $B = 1$  T.

**Tabla 7:** Valores numéricos de las secciones eficaces de absorción y scattering RCP y LCP vs longitud de onda del propeller, polarización circular y  $B = 0$  T.

**Tabla 8:** Valores numéricos de las secciones eficaces de absorción y scattering RCP y LCP vs longitud de onda del propeller, polarización circular y  $B = 1$  T.

**Tabla 9:** Valores numéricos de las secciones eficaces de absorción y scattering RCP y LCP vs longitud de onda de la esfera, polarización circular y  $B = 0$  T.

**Tabla 10:** Valores numéricos de las secciones eficaces de absorción y scattering RCP y LCP vs longitud de onda de la esfera, polarización circular y  $B = 1$  T.

**Tabla 11:** Valores numéricos de las secciones eficaces de absorción y scattering RCP y LCP vs longitud de onda del cilindro, polarización circular y  $B = 0$  T.

**Tabla 12:** Valores numéricos de las secciones eficaces de absorción y scattering RCP y LCP vs longitud de onda del cilindro, polarización circular y  $B = 1$  T.

# Capítulo 1. INTRODUCCIÓN / ESTADO DEL ARTE

## 1.1 Estado del arte

Cuando la luz interactúa con un obstáculo o con un medio diferente al medio donde se propagaba, parte de esa luz se dispersará mientras que otra parte será absorbida. Este comportamiento aparece en una gran variedad de fenómenos de la naturaleza (1), de tal manera que para cada área científica se han desarrollado diferentes metodologías y convenios (2–4). Poder entender y predecir como se dispersa la luz es de gran importancia para diseñar materiales con unas propiedades ópticas específicas. Con el crecimiento de la nanotecnología estos últimos años, la necesidad de encontrar técnicas asequibles para el modelaje de estos efectos ha tomado gran relevancia.

Todos estos fenómenos dependen fuertemente del tamaño de la partícula, de su forma y del índice de refracción (5–7). Cuando tratamos con medios lineales y homogéneos, la luz se propaga en línea recta. Si un medio no es homogéneo debido a, por ejemplo, la presencia de partículas y/o paredes, la luz interactúa con ellas produciéndose efectos de interferencia y resonancia, además de alterar su dirección de propagación (8–10).

Existen dos sistemas de dispersión: el simple y el múltiple. En la dispersión simple cada partícula dispersa la onda incidente sin que haya dispersión adicional debida a la interacción entre dipolos. Es decir, el campo total dispersado será simplemente la suma de los campos individuales dispersados por cada partícula, sin que exista interacción entre los dispersores (11). Esta es una muy buena aproximación cuando en nuestro sistema los dispersores están suficientemente separados y si hay una cantidad suficientemente pequeña de dispersores por unidad de volumen (11). Por otro lado, la dispersión múltiple tiene en cuenta las contribuciones de ondas parciales que han interactuado con los dispersores. Es decir, una onda dispersada por uno de los dispersores podrá interactuar con otro dispersor. De esta manera debemos tener en cuenta la contribución de todos los dispersores con cada uno de ellos. El campo total dispersado se puede calcular mediante diferentes métodos (12).

Dependiendo del tamaño de la partícula, el tratamiento de la interacción de la luz es distinto. Para objetos cuyo tamaño es mucho mayor que la longitud de onda incidente, la interacción la describimos a partir de óptica geométrica considerando la luz como una serie de rayos (11).

Sin embargo, para objetos con dimensiones similares a la longitud de onda incidente, esta descripción falla ya que no tiene en cuenta los efectos de difracción e interferencia. Para este tipo de objetos es común utilizar la solución formal de las ecuaciones de Maxwell. Este camino es muy útil porque nos brinda soluciones exactas, aunque solo las podemos aplicar a un número limitado de formas. En concreto, si la ecuación a resolver es la ecuación escalar de Helmholtz, el método de separación de variables solo puede ser usado en 11 sistemas de coordenadas diferentes. Usualmente a este tipo de soluciones se les conoce como **solución de Mie**. El problema de estas soluciones es que son limitadas y están fuertemente ligadas a la geometría de la partícula (13).

Si la luz es dispersada por objetos mucho más pequeños que la longitud de onda incidente como es el caso de átomos o moléculas, el fenómeno se conoce como **dispersión Rayleigh**.

Cuando la luz incide en una de esas partículas pequeñas, el campo oscilante de la onda excita las cargas de la partícula, haciendo que oscilen a la misma frecuencia. Una forma común de describir estos sistemas es considerar a cada partícula como un dipolo con cierta polarizabilidad (6,7).

Incluso cuando hablamos de partículas pequeñas, cada una de estas tiene del orden de  $10^{10}$  átomos. Para seguir el camino de Mie sería necesario considerar cada átomo como un dispersor múltiple obteniendo así una gran cantidad de ecuaciones.

Para poder abordar esta limitación, en los últimos años de la historia, se han propuesto numerosos métodos basados en la formulación integral. En concreto, nosotros hablaremos del *discrete dipole approximation* DDA (14), el cual se basa en modelar una partícula como un conjunto de dipolos discretos que responden al campo de la onda incidente. Este método es muy útil porque nos permite estudiar fenómenos de scattering para cualquier geometría o sistema que queramos, siempre y cuando sean partículas pequeñas.

Una de las ventajas del DDA es su flexibilidad a la hora de modelar materiales con propiedades dieléctricas y complejas. Esto permite simular, no solo materiales lineales e isótropos, sino también materiales anisotrópicos y magneto-ópticos.

Una de las formas más eficaces de confinar luz en volúmenes de longitud de onda inferior es el uso de excitaciones electromagnéticas colectivas conocidas como plasmones. A diferencia de las excitaciones convencionales, la plasmónica permite una concentración electromagnética más allá del límite de difracción de la luz (15).

En los últimos años, se ha despertado un gran interés en la combinación de la plasmónica con otras propiedades de los materiales como puede ser su respuesta magnética (16). Estos materiales se conocen como materiales magneto-ópticos y son objeto de estudio porque nos permite controlar las propiedades del plasmón usando campos magnéticos. Este campo engloba, entre otros, la respuesta magneto-óptica de los materiales (17), objeto de estudio en este trabajo. Como el tensor dieléctrico de estos materiales no es simétrico, aparecen efectos como el efecto Kerr o el dicroísmo circular magnético (18).

Con el crecimiento de esta rama de la ciencia, se empezaron a explorar alternativas para manipular las propiedades electromagnéticas del plasmón. Especial interés han tomado las estructuras quirales ya que, una incidencia a estas estructuras con campos electromagnéticos de polarización circular, hará que estas presenten secciones eficaces diferentes dependiendo de la helicidad de la luz incidente (19,20).

## 1.2 Contexto y justificación

Como hemos mencionado anteriormente, las soluciones propuestas por Mie, aunque exactas, requieren de una gran capacidad de cálculo a la hora de hacer simulaciones por la cantidad de ecuaciones a tener en cuenta. En los últimos años, las técnicas basadas en la formulación integral

de las ecuaciones de Maxwell han adquirido gran importancia porque nos brindan soluciones próximas a la realidad. Destacan, por ejemplo, el método de los momentos (21), el método de la matriz de transmisión (22,23), el teorema de extinción (24), la aproximación de dipolos discretos o DDA (14), etc.

En el contexto de partículas pequeñas, el DDA se ha consolidado como una herramienta de amplio uso (11). Gracias al DDA, es posible estudiar cualquier geometría siempre y cuando las divisiones de dipolos sean las necesarias para aproximar nuestra figura a la realidad. De hecho, es un método que se usa hoy en día en algunas instituciones como herramienta de investigación. En colaboración con el INM-CSIC, en concreto con el equipo de nanoestructuras metálicas y magneto plasmónica, hemos querido desarrollar una herramienta computacional que implemente el DDA de forma genérica y adaptable a cualquier geometría tridimensional, siempre y cuando modifiquemos la malla a estudiar.

Además, el programa es general para cualquier malla, por lo que podríamos simular sistemas como redes fotónicas o sistemas desordenados. Esto es una herramienta muy útil ya que podemos replicar cualquier sistema dentro de las limitaciones del DDA.

Por otra parte, nuestro trabajo es multiescalar gracias al método que usamos y la manera en la que lo programamos. Esto quiere decir que barreos longitudes de onda que van desde el visible hasta los miles de micras. En general, estos estudios están restringidos a ciertas longitudes de onda.

El objetivo final es proporcionar una base sólida y validada para aplicar el DDA en estudios posteriores de dispersión en partículas complejas, lo cual resulta útil tanto en investigación fundamental como en aplicaciones experimentales, donde muchas veces no es viable contar con soluciones exactas o alternativas analíticas. Además, acercaremos este trabajo a las líneas de investigación actuales de las propiedades magneto-ópticas.

En particular, una vez tengamos la simulación del DDA extrapolable a cualquier geometría, nos centraremos en:

- El estudio de propiedades magneto-ópticas, incorporando campos magnéticos externos en geometrías arbitrarias. Estas simulaciones se realizarán bajo luz linealmente polarizada.
- El análisis de partículas quirales frente a luz circularmente polarizada, comparando las respuestas para helicidad derecha e izquierda. Se investigará si estos sistemas muestran diferencias apreciables en las secciones eficaces de absorción o dispersión.

### **1.3 Planteamiento del problema**

Como hemos mencionado en el estado del arte, el DDA conlleva desafíos técnicos que deben ser estudiados y analizados en cada caso para garantizar cierta fiabilidad en nuestros resultados. Uno de los grandes problemas es la dependencia entre el tamaño del dipolo y la precisión del modelo. Si bien existe un criterio previamente mencionado que establece que el producto

$kd|m|$  debe ser menor que 1 para tener resultados precisos, la realidad es que esta condición varía con la forma de la partícula y su índice de refracción. A saber, que  $k$  es el número de onda,  $d$  es el tamaño del dipolo,  $m$  el índice de refracción complejo del material y  $A$  una constante.

En particular, los materiales con gran capacidad de absorción como los metales, generan un incremento en el número de interacciones dipolares, reduciendo drásticamente la eficiencia del método.

Además, debemos tener en cuenta que la geometría de la partícula puede introducir una dificultad adicional. Formas con bordes curvos o que presenten ángulos agudos requieren de una resolución espacial mucho mayor que formas cúbicas. Esto significa que necesitaremos de un aumento exponencial en el número de dipolos discretos y, por tanto, habrá un aumento del coste computacional.

Nuestro objetivo será proporcionar resultados de diferentes geometrías a partir de un código hecho en colaboración con el INM-CSIC. Este TFG pretende mostrar los diferentes picos de resonancia dados en las secciones eficaces para diferentes partículas, y como cambian en función de la longitud de onda incidente, respetando siempre la condición de partícula pequeña.

Además, se explorarán diferentes propiedades magneto-ópticas como el dicroísmo circular magnético en estructuras quirales y los cambios que hay en las secciones eficaces cuando al material se le añade un campo magnético externo.

El DDA presenta muchas ventajas en comparación a la solución tradicional de Mie, sin embargo, tiene tres restricciones principales:

- 1: la precisión del modelo depende fuertemente del tamaño de los dipolos discretos. Existe un criterio bastante aceptado que dice que el tamaño de los dipolos debe cumplir la siguiente condición (25):

$$kd|m| < A$$

Dependiendo del error que queramos permitir, el valor de  $A$  variará. Si queremos resultados con errores menores al 1%, entonces  $A = 0.5$ . Si nos valen resultados con errores  $< 5\%$  podemos asumir  $A = 1$ .

- 2: la convergencia numérica depende de la forma geométrica que estemos analizando. Se debe tener en cuenta la capacidad de un método numérico de dar resultados más precisos cuanto más refinemos la simulación. Con este método se genera una representación aproximada de la figura a partir de pequeños dipolos iguales. Si aumentamos el número de dipolos haciéndolos más pequeños, la representación de la figura mejora.
- 3: aumentar la cantidad de dipolos para mejorar la simulación hace que el tiempo para obtener resultado escale exponencialmente. En concreto, el tiempo que tarda es proporcional al número de dipolos elevado casi al cubo  $t \propto N^{2\sqrt{2}}$ . Debido a esto, elegir la cantidad adecuada de dipolos es esencial en estas simulaciones.

En consecuencia, para partículas cúbicas, la convergencia numérica es muy buena, pero esto cambia cuando tratamos geometrías complejas como elipsoidales o irregulares. En este caso la convergencia es más lenta debido a las desviaciones entre la geometría real del objeto y la aproximación discreta, sobre todo en zonas con bordes curvos o ángulos agudos (25). Sin embargo, los resultados serán bastante acertados siempre que ajustemos el número de dipolos con el que simulamos la figura.

El DDA falla en materiales que tienen altas permitividades relativas complejas como son los metales. Con materiales muy absorbentes cada dipolo responde más fuertemente al campo electromagnético, generando un aumento en la intensidad de las interacciones entre los dipolos. Esto hace que el sistema de ecuaciones lineales que hay que resolver se vuelva más complejo y que pequeñas perturbaciones como errores de redondeo causen grandes errores en la solución.

## Capítulo 2. OBJETIVOS

### 2.1 Objetivos generales

El objetivo general del TFG es desarrollar matemáticamente la teoría de la dispersión de Rayleigh en partículas pequeñas, implementar este modelo matemático en una aplicación software y utilizar el modelo de simulación para analizar el fenómeno de dispersión de Rayleigh en algún caso de uso seleccionado. La simulación nos permitirá analizar fenómenos como la respuesta magneto-óptica bajo campos magnéticos externos y la diferencia en las secciones eficaces debido a la quiralidad de las partículas mediante luz polarizada circularmente.

### 2.2 Objetivos específicos

Podemos dividir los objetivos específicos de este TFG en tres grandes bloques:

- Desarrollar un marco teórico en donde se muestre todo el desarrollo matemático de la dispersión de Rayleigh para una partícula
  - Realizar una labor de investigación del estado del arte acerca del tema como para poder plantear un modelo matemático que describa este fenómeno.
  - Proponer el DDA como alternativa a la teoría de Mie y, con esta aproximación, obtener una nomenclatura general para cualquier geometría.
  - Esbozar las modificaciones necesarias y las consecuencias de añadir más de una partícula en nuestro problema.
- Desarrollar un modelo de simulación MatLab que permita predecir los fenómenos de dispersión de Rayleigh en nanopartículas.
  - El modelo de simulación permitirá calcular los fenómenos de dispersión de Rayleigh en una partícula teniendo en cuenta las diferentes características de la luz incidente y de la partícula.
  - Validar el código con geometrías ya conocidas como pueden ser la esfera o el cubo.
  - Incorporar distintos tipos de luz incidente, en concreto, luz lineal y circularmente polarizada.
- Estudio de partículas magneto-ópticas.
  - Modelaremos materiales cuya permitividad se vea afectada por un campo magnético externo, representando un tensor dieléctrico anisotrópico.
  - Analizaremos la respuesta óptica de estos materiales aplicando un campo magnético externo perpendicular al plano de incidencia (configuración Kerr polar).
- Estudio de la quiralidad incidiendo luz circularmente polarizada.
  - Estudiar geometrías quirales y analizar su respuesta frente a luz polarizada circularmente (helicidad derecha e izquierda).

- Comprobar si aparecen diferencias significativas en las secciones eficaces en función de la helicidad.
- Evaluar el impacto del campo magnético en la respuesta quiral.

### **2.3 Beneficios del proyecto**

Existen varios beneficios de utilizar este método, tanto desde el punto de vista teórico como computacional.

- El primer beneficio es el amplio rango espectral con el que podemos trabajar con este método. Podemos barrer un rango de longitudes de onda absurdamente grande. Es más, tenemos resultados para longitudes de onda de alrededor de 1 micra y resultados de longitudes de onda de aproximadamente 1 milímetro. Esta multiescalabilidad es difícil de lograr con métodos como el de Mie, el cual está restringido a geometrías específicas.
- Por otro lado, está el hecho de que el DDA permite trabajar con cualquier tipo de geometría, siempre y cuando no existan picos muy agudos que sean difíciles de simular usando dipolos cuadrados. Esto nos permite generar una formulación extrapolable e independiente de la forma de la partícula, sin necesidad de recurrir a expresiones analíticas.
- Cabe destacar que el código está dividido en bloques de tal manera que cambiar cualquier de los parámetros iniciales como pueden ser la luz incidente, el campo magnético externo, la polarizabilidad, la constante dieléctrica, etc. no afecta a ninguna parte del código. Podemos cambiar los parámetros a placer simplemente teniendo en cuenta la condición de partícula pequeña y nuestro código nos dará resultados concluyentes.

El código creado en colaboración con el INM-CSIC supone un avance en el área de la magneto-óptica que podrá seguir usándose en el futuro para nuevas líneas de investigación.

## Capítulo 3. DESARROLLO DEL TFG

### 3.1 Planificación del trabajo fin de grado

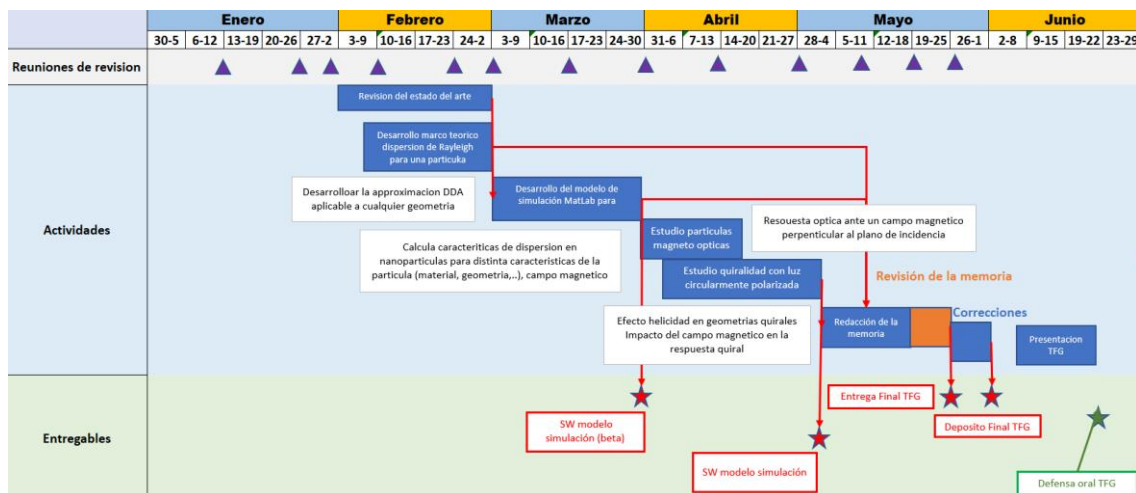


Figura 1: Esquema de la planificación del trabajo de fin de grado.

### 3.2 Descripción de la solución, metodologías y herramientas empleadas

En esta sección, se abordarán todas las diferentes metodologías y herramientas que hemos ido usando para elaborar nuestro informe. La nomenclatura que vamos a seguir del método de aproximación es la propuesta por el Dr. Nuno De Sousa (11) en su trabajo sobre la dispersión en sistemas desordenados y medios no recíprocos.

Como se mencionó en el capítulo 1, el modelo por el que se ha optado ha sido el *discrete dipole approximation* o DDA. Este método se basa en la discretización de un material dividiéndolo en dipolos iguales, generalmente siendo volúmenes cúbicos. Para poder hablar de esta metodología primero tenemos que definir lo que se conoce como función diádica de Green.

Una función de Green es la solución fundamental de una ecuación diferencial que describe una fuente puntual, como puede ser una carga o un dipolo. Tanto un campo eléctrico como un dipolo son vectores. Para poder relacionar ambos se necesita de un objeto matemático capaz de conectar vectores, esto se conoce como diádica. De manera clara, podemos imaginar una diádica como una matriz que transforma un vector (el dipolo) en otro vector (el campo).

Por lo tanto, definimos función diádica de Green a una matriz que nos da información sobre como un dipolo ubicado en  $\mathbf{r}'$  genera un campo eléctrico en una posición  $\mathbf{r}$  (11).

#### 3.2.1 Función diádica de Green

Podemos encontrar una ecuación que describa el campo generado por corrientes y cargas en medios materiales, al igual que podemos conocer el comportamiento de la materia bajo la

influencia de un campo, simplemente relacionando las ecuaciones de Maxwell. Estas ecuaciones se pueden escribir de la siguiente manera (26):

$$\left\{ \begin{array}{l} \nabla \mathbf{E} = \frac{\rho}{\varepsilon} \\ \nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \end{array} \right. \quad \left\{ \begin{array}{l} \nabla \mathbf{B} = 0 \\ \nabla \times \mathbf{B} = \mu \mathbf{J} + \mu \varepsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \end{array} \right. \quad (1)$$

Podemos definir también los campos en el dominio de las frecuencias de esta manera:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{-i\omega t} \quad (2)$$

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 e^{-i\omega t} \quad (3)$$

Para un medio no magnético,  $\mu = \mu_0 = 1$ , el cual está descrito por una permitividad dieléctrica  $\varepsilon(\mathbf{r}, \omega)$  y cuyas fuentes están descritas por una densidad de corriente  $\mathbf{J}(\mathbf{r}, \omega)$ , el campo eléctrico en un punto cualquiera de un medio lineal, isotrópico e inhomogéneo deberá satisfacer la siguiente ecuación:

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) - k^2 \varepsilon_r(\mathbf{r}, \omega) \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) = i\omega \mu_0 \mathbf{J} \quad (4)$$

Siendo  $k = \frac{\omega}{c}$  el número de onda en el vacío,  $c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}}$  la velocidad de la luz en el vacío y  $\varepsilon_r = \frac{\varepsilon(\mathbf{r}, \omega)}{\varepsilon_0}$  la permitividad relativa. El segundo término de la parte izquierda de la ecuación es el que lleva la información sobre los elementos dispersores del sistema mientras que la parte de la derecha es la que representa la información de las cargas. Esta ecuación es bastante difícil de resolver para cualquier tipo de fuente. Un caso interesante se da cuando la fuente es un dipolo, el cual se puede representar como una corriente que oscila en una posición  $\mathbf{r}'$ . Podemos definir matemáticamente esta fuente puntual como una delta de Dirac  $\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$  siendo cero en todas partes menos en  $\mathbf{r} = \mathbf{r}'$  que diverge.

Para esta ecuación y para cada componente de  $\mathbf{j}_s$  podemos definir una función de Green como solución a la ecuación (4):

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{G}_i(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) - k^2 \varepsilon_r(\mathbf{r}, \omega) \mathbf{G}_i(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) = \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \mathbf{n}_i \quad (5)$$

De manera compacta, la función de Green para el campo eléctrico es de la siguiente forma:

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) - k^2 \varepsilon_r(\mathbf{r}, \omega) \mathbf{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) = \mathbb{I} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \quad (6)$$

Siendo  $\mathbb{I}$  la unidad diádica, es decir, una matriz identidad. Cada columna de  $\mathbf{G}$  representa la respuesta del sistema a una fuente puntual orientada en la dirección correspondiente.

$$\mathbf{G} = [G_x, G_y, G_z] \quad (7)$$

Para sistemas con varios dipolos la estructura de  $\mathbf{G}$  se ordena de manera distinta. Ahora, en vez de ordenarse en función de las direcciones espaciales, lo hace en función de interacciones entre dipolos siendo  $N$  el número de dipolos.

$$\mathbf{G} = \begin{bmatrix} G_{11} & \cdots & G_{1N} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ G_{N1} & \cdots & G_{NN} \end{bmatrix} \quad (8)$$

Cualquier corriente que tenga una forma compleja se puede expresar como una superposición de cargas puntuales. La ecuación del campo tiene esta forma:

$$\mathcal{L}\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \mathbf{f}(\mathbf{r}) \text{ donde } \begin{cases} \mathcal{L} = \nabla \times \nabla \times -k^2 \varepsilon_r(\mathbf{r}, \omega) \\ \mathbf{f}(\mathbf{r}') = i\omega\mu_0 \mathbf{J}(\mathbf{r}', \omega) \end{cases} \quad (9)$$

Además, la función de Green satisface la siguiente condición:

$$\mathcal{L}\mathbf{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) = \mathbb{I}\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \quad (10)$$

Si a esta ecuación la multiplicamos  $\mathbf{f}(\mathbf{r}')$  e integramos en  $\mathbf{r}'$  sobre todo el volumen obtenemos la siguiente expresión:

$$\int_V \mathcal{L}\mathbf{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) \mathbf{f}(\mathbf{r}') dV' = \int_V \mathbb{I}\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \mathbf{f}(\mathbf{r}') dV' \quad (11)$$

El término a la derecha de la ecuación es la definición de Delta de Dirac para tres dimensiones, por lo que:

$$\int_V \mathbb{I}\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \mathbf{f}(\mathbf{r}') dV' = \mathbf{f}(\mathbf{r}) \quad (12)$$

Por lo tanto:

$$\mathcal{L} \int_V \mathbf{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) \mathbf{f}(\mathbf{r}') dV' = \mathcal{L}\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \mathbf{f}(\mathbf{r}) \quad (13)$$

La ecuación  $\mathcal{L}\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \mathbf{f}(\mathbf{r})$  es una ecuación en derivadas parciales por lo tanto la solución a esta será sumar la parte homogénea a la particular. La particular la acabamos de sacar definiendo esta función de Green y añadiendo la solución homogénea llegamos a:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) = \mathbf{E}_0(\mathbf{r}) + i\omega\mu_0 \int_V \mathbf{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) \mathbf{J}(\mathbf{r}', \omega) dV' \quad \mathbf{r} \notin V \quad (14)$$

El campo magnético correspondiente se puede obtener a partir del rotacional del campo eléctrico y de relacionar el campo magnético con su campo auxiliar  $\mathbf{B} = \mu\mathbf{H}$ ,  $\mu = \mu_0$ :

Aplicando el rotacional en ( 14 ):

$$\nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}, w) = \nabla \times \mathbf{E}_0(\mathbf{r}) + iw\mu_0 \nabla \times \int_V \mathbf{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', w) \mathbf{J}(\mathbf{r}', w) dV' \quad (15)$$

Sustituimos llegando finalmente a una expresión para el campo magnético:

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}, w) = \mathbf{H}_0(\mathbf{r}, w) + \int_V \nabla \times \mathbf{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', w) \mathbf{J}(\mathbf{r}', w) dV' \quad r \notin V \quad (16)$$

Para evitar problemas con singularidades, estas ecuaciones están limitadas a fuera de la fuente. Para un espacio en tres dimensiones, se puede definir la función diádica de Green de la siguiente manera (26):

$$\mathbf{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', w) = \frac{e^{ikR}}{4\pi R} \left[ \left( 1 + \frac{ikR - 1}{k^2 R^2} \right) \mathbb{I} + \left( \frac{3 - 3ikR - k^2 R^2}{k^2 R^2} \right) \frac{\mathbf{R} \otimes \mathbf{R}}{R^2} \right] \quad (17)$$

Siendo  $R = |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|$ .

Para campos cercanos, cuando  $R \ll \lambda$ , el término que domina es  $(kR)^{-3}$ . Para campos lejanos, cuando  $R \gg \lambda$ , el término dominante es  $(kR)^{-1}$ . Finalmente, para campos intermedios,  $R \sim \lambda$ , todos los términos son relevantes.

Físicamente, el tensor de Green conecta el campo eléctrico en un punto  $\mathbf{r}$  generado por un dipolo  $\mathbf{p}$  puntual situado en  $\mathbf{r}'$ . La densidad de corriente que genera dicha fuente es  $\mathbf{J}(\mathbf{r}) = -iw\mathbf{p} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$  y podemos expresar el campo eléctrico de esta manera:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, w) = \frac{k^2}{\epsilon_0} \mathbf{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', w) \mathbf{p} \quad (18)$$

### 3.2.2 Dispersión de ondas por partículas pequeñas

Cuando la luz viaja por medios heterogéneos, las partículas que se encuentran en el medio pueden actuar como fuentes secundarias. Esta nueva fuente, de tamaño mucho menor a la longitud de onda incidente, se polariza al ser iluminada.

En general, podemos definir este tipo de campo como la suma del campo incidente y el campo dispersado:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, w) = \mathbf{E}_0(\mathbf{r}, w) + \mathbf{E}_s(\mathbf{r}, w) \quad (19)$$

En el espacio libre, el campo eléctrico obedece la ecuación de propagación en el vacío:

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E}_0(\mathbf{r}, w) - k^2 \mathbf{E}_0(\mathbf{r}, w) = 0 \quad (20)$$

Si queremos, podemos describir la presencia de la partícula modificando el tensor dieléctrico  $\epsilon(\mathbf{r}, \omega) = 1 + \Theta'(a|\mathbf{r} - \mathbf{r}_p|)[\epsilon(\omega) - 1]$ , siendo  $\Theta'$  la función escalón de Heaviside valiendo 0 en todos lados menos dentro de la partícula. Por comodidad, abreviaremos  $\Theta'(a|\mathbf{r} - \mathbf{r}_p|)$  a  $\Theta$ .

El campo eléctrico total en presencia de partículas pequeñas tendrá la siguiente expresión:

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) - k^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) = k^2 \Theta[\epsilon(\omega) - \mathbb{I}] \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) \quad (21)$$

En este caso el termino fuente es  $\mathbf{J}(\mathbf{r}_p) = k^2 \Theta[\epsilon(\omega) - \mathbb{I}] \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega)$  por lo que si vamos a (14) y sustituimos el término fuente tenemos:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) = \mathbf{E}_0(\mathbf{r}, \omega) + k^2 \int_V \mathbf{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) [\epsilon(\omega) - \mathbb{I}] \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) dV' \quad (22)$$

Esta ecuación se la conoce como ecuación de Lippmann-Schwinger (27). Notemos que esta ecuación es igual a la obtenida anteriormente siendo ahora la fuente:

$$\mathbf{J}(\mathbf{r}, \omega) = -\frac{i}{\omega \mu_0 \mu} k^3 \Theta[\epsilon(\omega) - \mathbb{I}] \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) \quad (23)$$

### 3.2.3 Discrete Dipole Approximation

Un problema bastante extendido en el campo de la nanofotónica es la modificación de la distribución del campo electromagnético por la presencia de estructuras complejas. Debido a la complejidad de las estructuras, no es posible obtener de manera analítica una solución a las ecuaciones de Maxwell. Por causa a esto, se han tomado diferentes iniciativas para desarrollar métodos de aproximación. La técnica que vamos a discutir nosotros se basa en un enfoque semi analítico y se conoce como *Discrete Dipole Approximation* o *DDA*.

Este método fue desarrollado por (28) y más adelante fue perfeccionado por (14). Es aplicable a problemas muy diferentes que van desde el estudio del polvo estelar (29) al estudio de tejidos biológicos (30).

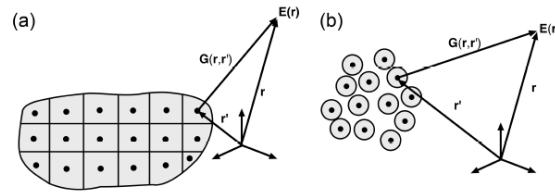
De manera general, el DDA se basa en la representación de un objeto continuo mediante un conjunto finito y discreto de punto polarizables, en donde estos dipolos interactuaran entre sí gracias a su campo eléctrico. Esta técnica es muy útil si queremos estudiar geometrías complejas y grandes o sistemas aleatorios ya que tiene en cuenta las interacciones de campo cercanas, la polarización y la dispersión múltiple.

Para partículas grandes e irregulares, discretizamos el volumen en dipolos puntuales. La única aproximación que estamos haciendo es sustituir un objeto continuo por un conjunto de dipolos puntuales. En sistemas aleatorios, cada partícula la definimos como un dipolo puntual, el cual interactuará con el resto de dipolos presentes.

Para poder utilizar este método, se tiene que cumplir que los dipolos que representan esos elementos de volumen tienen que ser suficientemente pequeños como para despreciar la variación que hay entre la figura real y la aproximada.

Para un conjunto de  $N$  dipolos, el campo excitado se puede obtener considerando la ecuación integral en su forma discreta:

$$\mathbf{E}_{exc,i} = \mathbf{E}_0(\mathbf{r}_i, \omega) + \frac{k^2}{\epsilon_0} \sum_{i \neq j} \mathbf{G}(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_j, \omega) \epsilon_0 \boldsymbol{\alpha} \mathbf{E}_j \quad (24)$$



**Figura 2:** Representación de: (a) un objeto discretizado en dipolos; (b) sistema de partículas donde cada una de ellas se representa como un dipolo puntual. En ambos casos, el campo  $\mathbf{E}$  en un punto es la suma del campo creado por cada dipolo (11).

Donde  $\mathbf{p}_i = \epsilon_0 \boldsymbol{\alpha}_i \mathbf{E}_{exc,i}$  es el momento dipolar o polarización del elemento  $i$ . Esta última ecuación es un conjunto de ecuaciones lineales que, si tenemos 3 dimensiones, tendrán  $3N$  ecuaciones con  $3N$  incógnitas. Resolver el sistema de ecuaciones nos permite conocer la polarización de cada dipolo, lo cual nos dice lo que vale el campo eléctrico en cualquier punto del espacio:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) = \mathbf{E}_0(\mathbf{r}_i, \omega) + \frac{k^2}{\epsilon_0} \sum_{i=1}^N \mathbf{G}(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_j, \omega) \epsilon_0 \boldsymbol{\alpha} \mathbf{E}_i \quad (25)$$

El campo eléctrico en cualquier punto dependerá entonces del campo incidente y del efecto de todos los dispersores. Cuando calculamos el efecto de los dispersores, hay que tener en cuenta el efecto que tiene la radiación del dipolo consigo mismo. Esto es importante porque cualquier resultado que queramos presentar que dependa del tensor de Green deberá tener esta corrección. El valor de  $\mathbf{G}$  viene dado por la siguiente expresión (31):

$$k^2 \bar{\mathbf{G}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_n, \omega) \approx \begin{cases} k^2 \mathbf{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_n, \omega) & \text{si } \mathbf{r} \notin V_n \\ -L_n/V_n + ik^2 \text{Im}\{\mathbf{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_n, \omega)\} = -L_n/V_n + ik^3/(6\pi) \mathbb{I} & \text{si } \mathbf{r} = \mathbf{r}_n \end{cases} \quad (26)$$

Como vemos, dentro del paralelepípedo discreto, observamos que hay una parte imaginaria que hay que tener en cuenta que afecta al tensor de Green. No tener en cuenta este parámetro no

afecta significativamente a los resultados, pero lo modifica suficiente como para tenerlo en cuenta.

### 3.2.4 Polarizabilidad de pequeñas partículas esféricas y anisotrópicas

Como acabamos de ver en la sección 3.2.2, las partículas se polarizan cuando las excitamos, dando lugar a un dipolo inducido. Este comportamiento es el que nos permite tratar a cada partícula como una fuente nueva, las cuales se conocen como fuentes secundarias.

Consideremos una partícula pequeña en el vacío con volumen  $V$  y tensor dieléctrico  $\epsilon(\omega)$ . Situamos la partícula en  $\mathbf{r}_p$  y hacemos incidir un campo eléctrico  $\mathbf{E}_0(\omega)$ . Podemos definir lo que se conoce como polarizabilidad  $\alpha$  de la partícula al parámetro que relaciona el campo incidente  $\mathbf{E}_0$  y la polarización inducida  $\mathbf{p}(\omega)$  en la partícula. Matemáticamente, esto se expresa de la siguiente manera:

$$\mathbf{p}(\omega) = \epsilon_0 \alpha(\omega) \mathbf{E}_0(\omega) \quad (27)$$

Para más de una partícula hay que tener en cuenta el campo total que excita al dipolo. Bastaría con cambiar el campo incidente por el campo excitante en la ecuación de arriba. Si además ya no estamos en el vacío, entonces se tiene que añadir la épsilon relativa  $\epsilon_h$ .

$$\mathbf{p}_i(\omega) = \epsilon_0 \epsilon_h \alpha_i(\omega) \mathbf{E}_{\text{exc},i} \quad (28)$$

La polarizabilidad tiene en cuenta el tamaño, la forma y la respuesta electromagnética del material. A saber, que en materiales anisotrópicos la orientación del dipolo inducido puede ser distinta a la del campo incidente.

Cuando tratamos con la aproximación de dipolos discretos, hay un parámetro que hay que tener en cuenta, el cual tiene que ver con la respuesta de una partícula al entrar en contacto con un campo eléctrico para cada una de las direcciones posibles que presente esta partícula. Este parámetro se conoce como tensor diádico de despolarización  $\mathbf{L}_n$  y depende exclusivamente de la geometría del objeto. De manera general, si el volumen del dipolo discreto tiene forma de paralelepípedo rectangular, el tensor sigue la siguiente expresión (32):

$$[\mathbf{L}_n]_{ij} = \delta_{ij} \frac{2}{\pi} \arctan \left\{ \frac{1}{L_{ni}^2} \frac{V_n}{\sqrt{L_{nx}^2 + L_{ny}^2 + L_{nz}^2}} \right\}, \quad \sum_{i=1}^3 L_{ii} = 1 \quad (29)$$

En general, trabajaremos con cubos para que se simplifique la expresión, de tal manera que  $L_x = L_y = L_z = \frac{1}{3}$ .

Geoméricamente, acabamos de ver que nuestro dipolo se aproxima a un paralelepípedo rectangular. Electrostaticamente hablando, el dipolo se aproxima a una esfera mucho más pequeña que la longitud de onda incidente. Vamos a desarrollar una aproximación para calcular el valor de la  $\alpha_n$  que van a tener cada uno de los dipolos.

Consideremos una esfera de radio  $a$  mucho más pequeña que la longitud de onda de la onda incidente, donde el campo eléctrico dentro de la esfera no varía. Como solo tenemos una partícula que actúe como dispersor, el campo eléctrico que ilumina a la partícula es  $\mathbf{E}_0(\mathbf{r}_p)$ . El momento dipolar de la partícula lo podemos definir como:

$$\mathbf{p} = \varepsilon_0 \alpha \mathbf{E}_0(\mathbf{r}_p) \equiv \varepsilon_0 (\varepsilon - \mathbb{I}) V \mathbf{E}_{\text{ins}} \quad (30)$$

De la ecuación de Lippmann-Schwinger podemos aproximar el campo eléctrico total en un punto  $\mathbf{r}$  fuera de la partícula de la siguiente manera:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) \approx \mathbf{E}_0(\mathbf{r}) + k^2 [\varepsilon - \mathbb{I}] V \mathbf{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_p) \mathbf{E}_{\text{ins}} \quad (31)$$

Siendo  $\mathbf{E}_{\text{ins}}$  el campo eléctrico dentro de la partícula. Esta ecuación se puede reescribir de una forma más compacta:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) \approx \mathbf{E}_0(\mathbf{r}) + \frac{k^2}{\varepsilon_0} \mathbf{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_p) \mathbf{p} \quad (32)$$

Para esta aproximación, podemos obtener una solución para el campo interno  $\mathbf{E}_{\text{ins}}$ :

$$\mathbf{E}_{\text{ins}} = \mathbf{E}_0(\mathbf{r}_p) + k^2 [\varepsilon - \mathbb{I}] \left( \int \mathbf{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_p) dV' \right) \mathbf{E}_{\text{ins}} = \mathbf{E}_0(\mathbf{r}_p) + k^2 [\varepsilon - \mathbb{I}] V \langle \mathbf{G} \rangle \mathbf{E}_{\text{ins}} \quad (33)$$

Donde  $\langle \mathbf{G} \rangle$  es el valor medio de tensor del Green en el volumen de la partícula esférica. La expresión del campo eléctrico interno será:

$$\mathbf{E}_{\text{ins}} = \{ \mathbb{I} - k^2 V \langle \mathbf{G} \rangle [\varepsilon - \mathbb{I}] \}^{-1} \mathbf{E}_0(\mathbf{r}_p) \quad (34)$$

El valor medio del tensor de Green para partículas esféricas pequeñas es:

$$\lim_{R \rightarrow 0} \langle \mathbf{G} \rangle \approx \left( -\frac{1}{3k^2 V} + i \frac{k}{6\pi} \right) \mathbb{I} \quad (35)$$

Si definimos ahora la polarizabilidad estática como  $\alpha_0 = 3V \{ \varepsilon - \mathbb{I} \} \{ \varepsilon + 2\mathbb{I} \}^{-1}$  es posible expresar el campo interno como:

$$\mathbf{E}_{\text{ins}} = 3(\varepsilon + 2\mathbb{I})^{-1} \left\{ \mathbb{I} - i \frac{k^3}{6\pi} \alpha_0 \right\}^{-1} \mathbf{E}_0(\mathbf{r}_p) \quad (36)$$

A partir de la aproximación del campo total fuera de la partícula obtenida en ( 31 ) y de la expresión del campo interno, es posible calcular una expresión para el momento dipolar  $\mathbf{p}$ :

$$\alpha \mathbf{E}_0(\mathbf{r}_p) = V (\varepsilon - \mathbb{I}) 3(\varepsilon + 2\mathbb{I})^{-1} \left\{ \mathbb{I} - i \frac{k^3}{6\pi} \alpha_0 \right\}^{-1} \mathbf{E}_0(\mathbf{r}_p) \quad (37)$$

Sustituyendo de nuevo el valor de  $\alpha_0$  llegamos finalmente a una expresión para la polarizabilidad de una partícula esférica pequeña y anisotrópica:

$$\alpha = \alpha_0 \left\{ \mathbb{I} - i \frac{k^3}{6\pi} \alpha_0 \right\}^{-1} \quad (38)$$

Lo que acabamos de hacer es obtener una expresión de la polarizabilidad con la corrección radiativa (6). En esta expresión se tiene en cuenta que el dipolo reacciona con su propia radiación y es válida para cualquier tensor  $\epsilon$  dado.

### 3.2.5 Tensor dieléctrico

La influencia de un campo eléctrico  $\mathbf{E}$  sobre un material la representamos gracias al vector desplazamiento  $\mathbf{D}$ . Este vector caracteriza la organización de los electrones en el material, la orientación de los dipolos eléctricos y los cambios de migración de las cargas. Ambos campos se relacionan gracias al tensor dieléctrico:

$$\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E} \quad (39)$$

Existen materiales cuyo tensor dieléctrico es diagonal y que, en presencia de un campo magnético, este tensor pasa a ser asimétrico. Los materiales que tienen estas características se llaman materiales óptico-magnéticos y serán los materiales con los que vamos a querer trabajar. Los elementos del tensor van a depender del campo magnético  $\epsilon_{ij}(H) = \epsilon_{ji}(-H)$  y va a tener esta estructura:

$$\epsilon = \begin{pmatrix} \epsilon_{xx} & \epsilon_{xy} & \epsilon_{xz} \\ -\epsilon_{yx} & \epsilon_{yy} & -\epsilon_{yz} \\ -\epsilon_{zx} & \epsilon_{zy} & \epsilon_{zz} \end{pmatrix} \quad (40)$$

Donde  $\epsilon_{ii}$  son los componentes que representan las propiedades ópticas del material y  $\epsilon_{ij}$  las propiedades magneto-ópticas. Podemos definir los elementos de cada componente del tensor a partir de la siguiente ecuación (33):

$$\epsilon_{ij} = \epsilon_{ij0} + \sum_k a_{ijk} H_k + \sum_k b_{ijkl} H_k H_l + \dots \quad (41)$$

Donde hemos definido  $\epsilon_{ij0}$  como los elementos del tensor dieléctrico con magnetización cero.  $H_i = \frac{m_i}{M_s}$  siendo  $m_i$  la componente  $i$  de la magnetización y  $M_s$  la saturación de la magnetización. La dependencia a primer orden está descrita por el tensor  $a_{ijk}$  mientras que a segundo orden nos aparece también el tensor  $b_{ijkl}$ . Cabe destacar que para materiales ferromagnéticos el tensor dieléctrico dependerá de la magnetización del material  $M_i$  en vez de depender del campo

magnético. No nos interesa llegar a segundo orden porque estos términos son cuadráticos y tienen poca relevancia en materiales con simetría cúbica por lo que se pueden despreciar. Además, con estas características tenemos que  $\varepsilon_{xx0} = \varepsilon_{yy0} = \varepsilon_{zz0} \equiv \varepsilon$ . El tensor dieléctrico pasará a tener la siguiente forma:

$$\varepsilon = \begin{pmatrix} \varepsilon & aH_z & aH_y \\ -aH_z & \varepsilon & -aH_x \\ -aH_y & aH_x & \varepsilon \end{pmatrix} \quad (42)$$

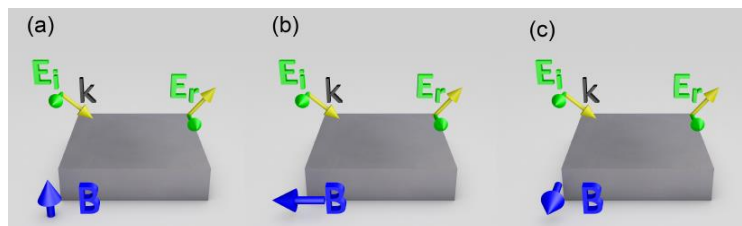
Otra simplificación que podemos hacer por comodidad es que este tensor depende fuertemente de la orientación del campo magnético aplicado. De esta manera, si orientamos el campo perpendicular al plano de incidencia de la muestra, el tensor dieléctrico se simplifica a la siguiente expresión:

$$\varepsilon = \begin{pmatrix} \varepsilon & aH_z & 0 \\ -aH_z & \varepsilon & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon \end{pmatrix} \quad (43)$$

Esta configuración corresponde con la conocida configuración polar de Kerr (17), donde las componentes  $x$  e  $y$  están acopladas. Una consecuencia directa de tener términos  $aH_z$  fuera de la diagonal es que habrá un cambio entre la polarización incidente y reflejada. Si se incide en la dirección  $x$ , los términos no diagonales del tensor generarán una componente en  $y$  tras la interacción. Para poder evaluar esta conversión, se utilizan dos magnitudes: la rotación inducida en el plano de polarización  $\theta$  y una vez la luz ha interactuado, cuan elíptica se ha vuelto la trayectoria de la luz  $\phi$ . Se define la actividad magneto-óptica como:

$$\Phi = \theta + i\phi \quad (44)$$

Existen tres tipos de disposiciones magneto-ópticas, las cuales se definen a partir de la orientación relativa entre el campo magnético y el plano de incidencia. A continuación, las mostramos en la siguiente figura:



**Figura 3:** Representación del efecto Kerr magneto-óptico para cada configuración definidas por la orientación relativa entre el campo magnético y el plano de incidencia. (a): configuración polar; (b): configuración longitudinal; (c): configuración transversal (11).

### 3.2.6 Secciones eficaces

A partir del campo excitante es posible conocer el estado del sistema a partir de los dipolos inducidos  $\mathbf{p}_i$ . De esta manera, podemos cuantificar como interactúa el sistema con una radiación incidente gracias a las secciones eficaces.

Con estas magnitudes, podemos caracterizar la cantidad de radiación que el sistema dispersa, absorbe o extrae del haz incidente. Se definen en concreto la sección eficaz de extinción o total (energía total retirada del haz), la sección eficaz de dispersión (energía que rebota con el dispersor dirigida en todas direcciones) y la sección eficaz de absorción (energía disipada dentro del sistema).

En estos métodos de aproximación, calculamos la sección eficaz de absorción como la diferencia entre energía total y energía dispersada:

$$\sigma_{abs} = \sigma_{ext} - \sigma_{scatt} \quad (45)$$

A tener en cuenta que, en materiales puramente dieléctricos sin pérdidas, no hay absorción y toda la energía se reemite (34). Si hay parte imaginaria en el tensor dieléctrico, entonces el sistema si absorbe parte de la energía. Para una onda incidente plana  $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{-i\omega t}$  podemos definir las secciones eficaces de extinción y dispersión como (2):

$$\sigma_{ext} = \frac{k}{\varepsilon_0 \varepsilon_h |\mathbf{E}_0|^2} \sum_{n=1}^N \text{Im}\{\mathbf{E}_0^*(\mathbf{r}_n) \cdot \mathbf{p}_n\} \quad (46)$$

$$\sigma_{scatt} = \frac{k^3}{(\varepsilon_0 \varepsilon_h)^2 |\mathbf{E}_0|^2} \sum_{n,m=1}^N \mathbf{p}_n^* \text{Im}\{\mathbf{G}(\mathbf{r}_n, \mathbf{r}_m) \cdot \mathbf{p}_m\} \quad (47)$$

La sección de absorción la obtenemos de hacer la diferencia definida anteriormente:

$$\sigma_{abs} = \frac{k}{(\varepsilon_0 \varepsilon_h)^2 |\mathbf{E}_0|^2} \sum_{n=1}^N \text{Im}\{\mathbf{p}_n [\boldsymbol{\alpha}_{n0}^{-1} \cdot \mathbf{p}_n]^*\} \quad (48)$$

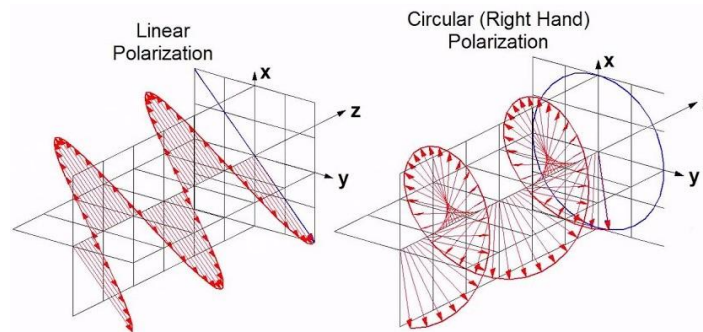
Los asteriscos en estas ecuaciones representan el conjugado de la variable. A tener en cuenta que la expresión de la sección eficaz de scattering depende de la energía que emiten todos los dipolos. Esto significa que, si queremos rigor absoluto, tenemos que añadirle una corrección a esta fórmula que contabiliza la radiación del dipolo sobre sí mismo.

### 3.2.7 Dicroísmo circular magnético

La radiación electromagnética se compone de un campo eléctrico y uno magnético que oscilan perpendiculares el uno del otro y a la dirección de propagación de la onda. La polarización de la radiación electromagnética define la dirección de oscilación del campo eléctrico. El caso más

común es la luz linealmente polarizada, donde el campo oscila en un plano fijo manteniendo su dirección mientras la onda se propaga.

Por otro lado, tenemos la luz circularmente polarizada, en donde el campo eléctrico gira en torno a la dirección de propagación manteniendo su magnitud escalar constante. Se puede entender como una superposición lineal de misma amplitud, perpendiculares una a otra y con un desfase de 90 grados (35).



**Figura 4:** Esquema de polarización lineal y de polarización circular (36).

Dependiendo del sentido en el que rote el campo, se distinguen dos tipos de polarización circular:

- Polarización circular derecha (RCP): sentido de giro horario respecto a un observador al que se le acerca la onda.
- Polarización circular izquierda (LCP): sentido de giro antihorario.

El DCM o dicroísmo circular magnético es un fenómeno óptico que mide la diferencia de la absorción de una muestra cuando se le incide con luz polarizada circular con diferentes helicidades en el seno de un campo magnético externo moderadamente fuerte. La presencia del campo externo genera una fuerza de Lorentz cuando incide luz polarizada circularmente. El sentido de giro de la luz polarizada circularmente viene dado por esta fuerza.

El dicroísmo circular puede aparecer en estructuras que presentan quiralidad, es decir, partículas cuya imagen y su imagen espejo no se pueden superponer. Este fenómeno ocurre por pura geometría, ya que las posiciones de los dipolos no son las mismas que su imagen especular. Con un campo magnético externo, este fenómeno también se puede dar en partículas no quirales (37).

### 3.3 Recursos requeridos

- MatLab

### 3.4 Resultados del TFG

En colaboración con el INM-CSIC, hemos desarrollado un programa capaz de estudiar los efectos de dispersión de cualquier tipo de geometría siempre y cuando se respete la condición de partícula pequeña. Esto nos permite estudiar el comportamiento magneto-óptico de un material

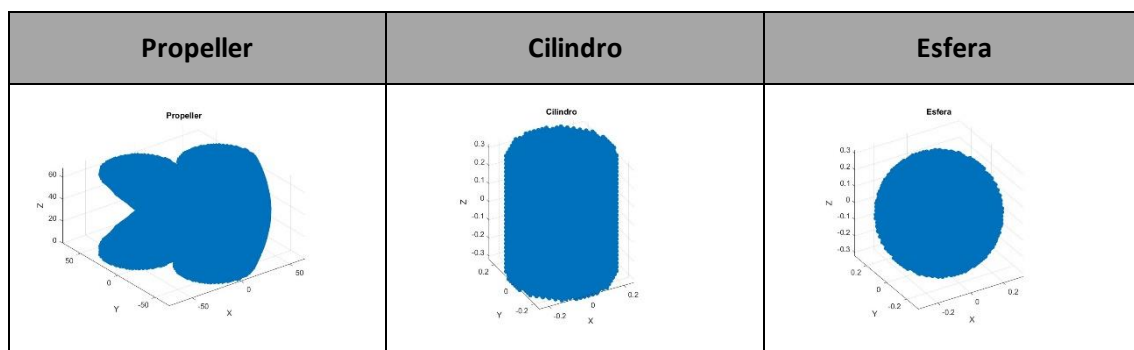
para diferentes longitudes de onda. El programa es general para cualquier  $\epsilon$  dada y para cualquier tipo de incidencia.

Nosotros nos hemos centrado en estudiar el caso de la configuración de Kerr polar, por ser el más sencillo de todos y el que mayor intensidad muestra en geometrías tridimensionales. Ya hemos hablado de esta configuración en el planteamiento del problema, pero básicamente el campo magnético externo será paralelo al vector de propagación de la onda incidente.

Comenzamos estudiando la respuesta magneto-óptica del material. Para ello, analizaremos el comportamiento de  $\epsilon$  en función de la longitud de onda. En concreto, barreremos para cada geometría los siguientes rangos de longitudes de onda:

- 300 – 1500 nm
- 2 – 70  $\mu m$
- 300 – 1000  $\mu m$

Mostraremos las secciones eficaces de absorción y dispersión para tres tipos diferentes de geometrías, incidiendo con luz polarizada linealmente. Las geometrías elegidas son:



**Figura 5:** Geometrías elegidas para el estudio de propiedades magnetoópticas.

Más adelante, incidiremos a la muestra con luz polarizada circularmente desde  $-\infty$  y desde  $\infty$ . Debido al campo magnético externo, vamos a encontrar que las secciones eficaces cambian siempre que estemos en un rango en donde el material tenga respuesta magnética debido al DCM. Se estudiará también la quiralidad intrínseca del propeller viendo cómo se comportan las secciones eficaces de esta geometría en ausencia de campo magnético externo.

# Capítulo 4. DISCUSIÓN

## 4.1 Análisis de la constante dieléctrica

Como hemos mencionado antes, hemos centrado nuestro estudio en tres geometrías diferentes de un mismo material, el antimoniuro de indio o InSb. Lo primero que hemos querido estudiar ha sido la respuesta magneto-óptica del material. Para ello, hemos analizado cómo se comporta  $\epsilon$  para los diferentes rangos de longitud de onda seleccionados. Además, analizaremos como se modifica la respuesta del material si le añadimos un campo magnético externo.

Los resultados obtenidos de  $\epsilon$  sin campo magnético son los siguientes:

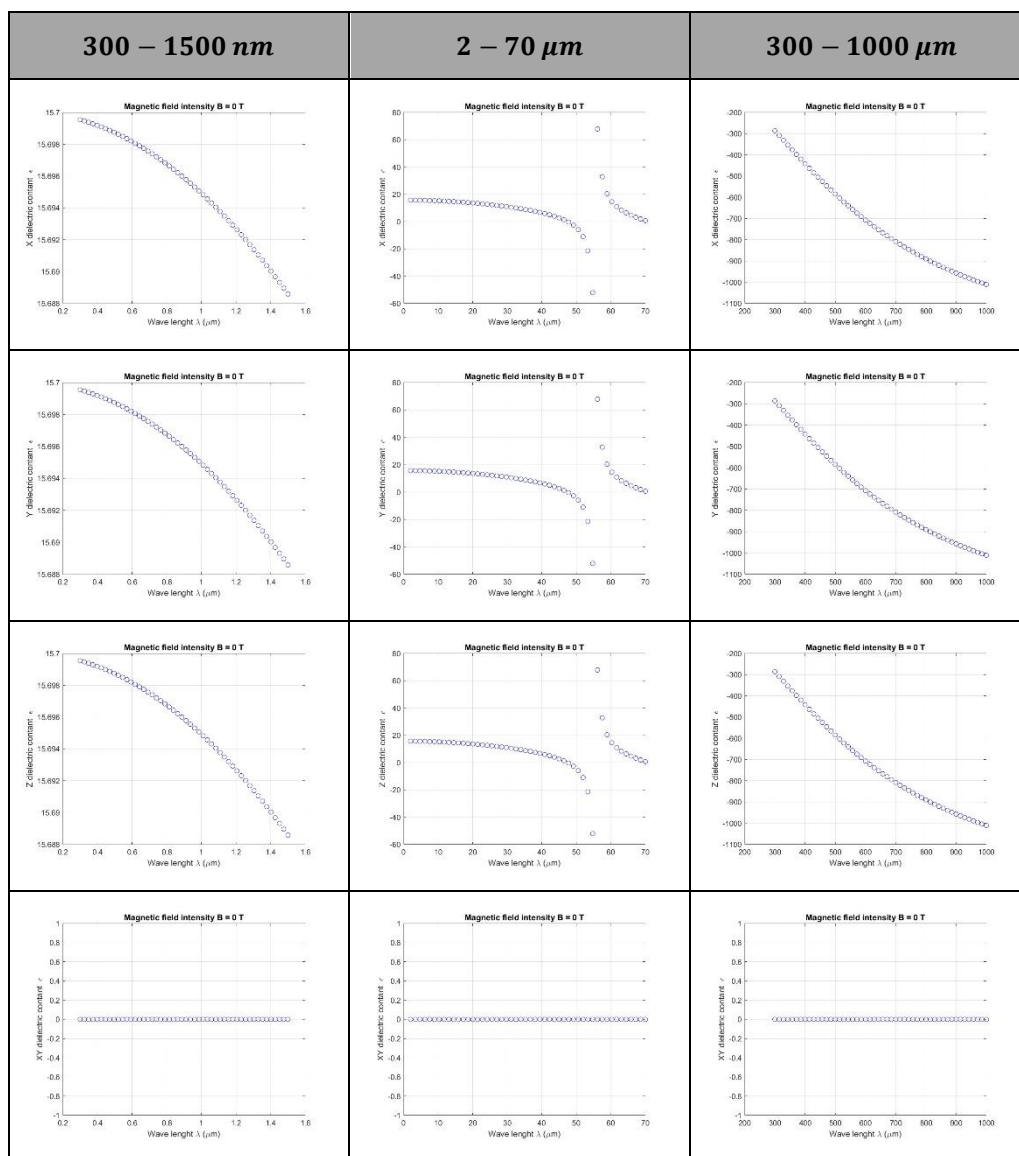


Figura 6: Valores de  $\epsilon$  vs longitud de onda para las diferentes direcciones,  $B = 0$  T.

A tener en cuenta que nuestro campo magnético externo tiene un valor de  $B = 1\text{T}$  y es paralelo a la dirección de propagación del haz incidente, siendo esta Z. Además, hemos elegido que la luz esté polarizada en X.

Como podemos ver en las gráficas, el material tiene un comportamiento isótropo (sus componentes en la diagonal son exactamente iguales). No existen componentes fuera de la diagonal ya que la polarización del haz incidente tiene la misma dirección que la del haz que sale del material.

Por otro lado, vemos que el material se comporta de manera radicalmente distinta en los diferentes rangos de longitud de onda:

- $300 - 1500\text{ nm}$  (visible):  
El valor de  $\epsilon$  se mantiene constante prácticamente entorno a  $\epsilon \approx 15.7$ , es un número real y positivo. En esta región, la parte imaginaria de  $\epsilon$  en la diagonal es cero, lo que significa que el material no absorbe.
- $2 - 70\ \mu\text{m}$  (infrarrojo cercano):  
Para esta región encontramos un punto de inflexión entorno a las 55 micras.  $\epsilon$  empieza a disminuir cada vez más rápidamente conforme avanzamos en longitud de onda haciéndose negativa. A partir del punto de inflexión,  $\epsilon$  vuelve a ser positiva, pero decayendo rápidamente. En los puntos en donde  $\epsilon$  se hace cero, veremos más adelante que se van a formar picos de resonancia en las secciones eficaces de absorción. Esta resonancia es intrínseca del material y depende únicamente de sus propiedades electrónicas internas y de sus portadores libres por lo que deberíamos verlas para todas las geometrías que escojamos (solo deberíamos ver cambios en las intensidades de los picos, no desplazamientos en longitud de onda). A tener en cuenta que en esta región la parte imaginaria de  $\epsilon$  ya tiene un valor significativo, por lo que podrán aparecer el material pasará a ser un semiconductor y dejará de ser un dieléctrico puro.
- $300 - 1000\ \mu\text{m}$  (terahercios):  
En el rango de los terahercios, la parte real de  $\epsilon$  es muy negativa lo que significa que en este rango el material es metálico. Por otra parte, la parte imaginaria ahora es más significativa que en el rango anterior, por lo que existirá una capacidad absorbente mayor para estas longitudes de onda. La luz va a tender a reflejarse o a dispersarse, pero en este rango le va a costar mucho más transmitirse que en el visible o en el infrarrojo. Esto se debe principalmente a que, si la parte real de  $\epsilon$  es muy negativa, el índice de reflexión tiene una parte imaginaria mucho más grande que la real, indicando una atenuación rápida de la onda en el material.

Introducir un campo magnético externo modifica la dinámica de los portadores de carga libres del material. Esto se debe principalmente a que este campo induce una fuerza de Lorentz en estos portadores. Cuando la luz incide en el material de manera lineal, los portadores se pondrán a oscilar en línea recta. Esto cambia si introducimos un campo magnético externo, el cual generará una fuerza de Lorentz, haciendo que los portadores sean desviados produciendo una

polarización cruzada. Esto hace que aparezcan términos fuera de la diagonal del tensor y que el comportamiento del material cambie.

A continuación, mostramos los resultados obtenidos cuando se le añade a la simulación un campo externo en Z. A tener en cuenta que, en este caso, la forma del tensor que se predice es la configuración polar Kerr:

$$\varepsilon = \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx} & \varepsilon_{xy} & 0 \\ -\varepsilon_{xy} & \varepsilon_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{zz} \end{pmatrix} \quad (49)$$

Donde  $\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} = \varepsilon_{\perp}$  y  $\varepsilon_{zz} = \varepsilon_{\parallel}$ .

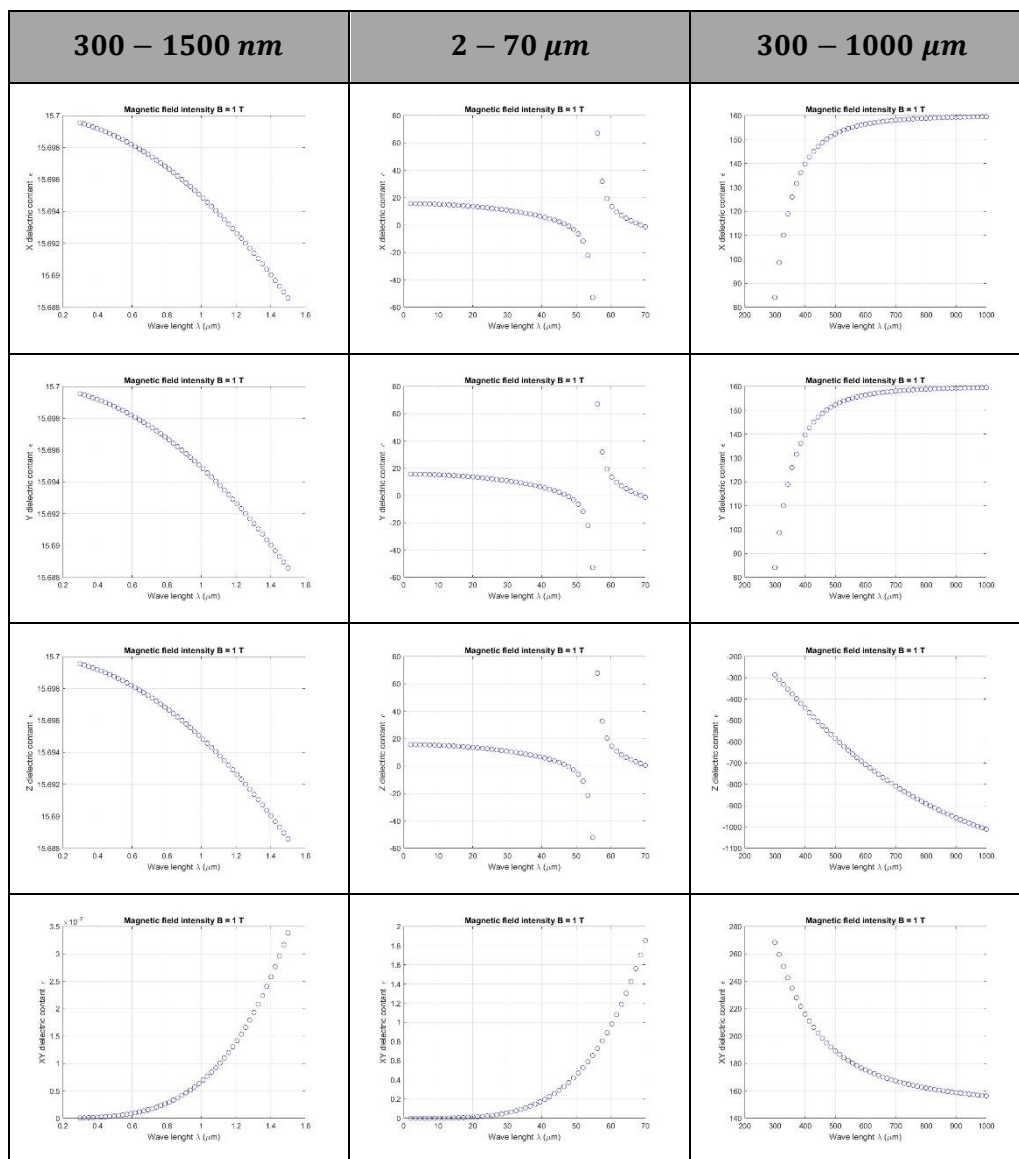


Figura 7: Valores de épsilon vs longitud de onda para las diferentes direcciones, B = 1 T.

Se puede apreciar que en todos los rangos de longitud de onda ahora tenemos componentes no nulas fuera de la diagonal. El comportamiento en Z es el mismo, la componente Z del tensor permanece invariante. Analizando las regiones:

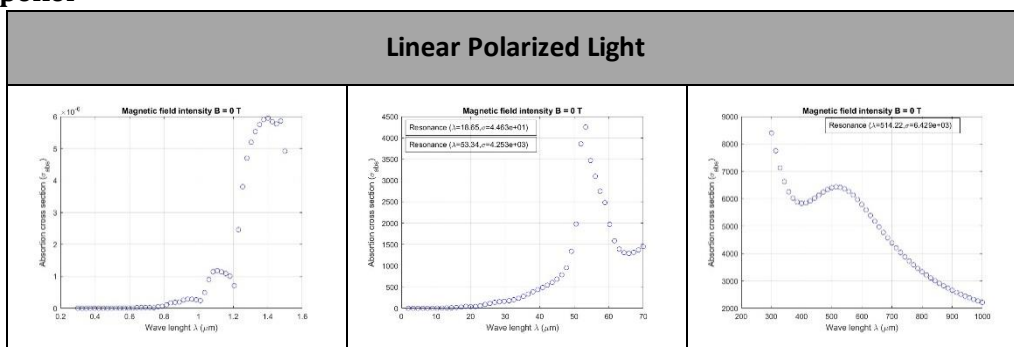
- 300 – 1500 nm: esta región permanece invariante con el campo externo, la parte imaginaria que nos aparece fuera de la diagonal es unos ocho órdenes de magnitud más pequeña que la parte real de la diagonal por lo que su contribución es insignificante.
- 2 – 70 μm: en esta región el cambio es poco visible, pero se puede apreciar que las componentes del tensor en X y en Y son un poco más pequeñas que la componente en Z a partir del punto de inflexión en las 55 micras. Esto se debe a que, a partir de ese punto, las componentes fuera de la diagonal empiezan a ser significativas empezando a manifestarse la respuesta magneto-óptica del material.
- 300 – 1000 μm: en esta región, la presencia de campo magnético externo crea cambios claros en las componentes X e Y del tensor. Ambas pasan de valores negativos a valores positivos, haciendo que el material permita la transmisión de parte de la onda incidente. La parte imaginaria de las componentes fuera de la diagonal ahora es bastante más significativa que en el rango del infrarrojo. Sin embargo, su comportamiento cambia ya que ahora este valor va a disminuir conforme aumenta la longitud de onda. A medida que avanzamos en longitud de onda, las componentes de la diagonal aumentan y las de fuera de la diagonal disminuyen hasta ser prácticamente iguales. Esto hace que efectos ópticos como el dicroísmo circular se vean muy afectados.

## 4.2 Análisis de las secciones eficaces con luz polarizada lineal

Vamos a pasar al estudio de las secciones eficaces de absorción y de scattering para las diferentes geometrías seleccionadas. Cabe destacar que, para cada rango seleccionado, hemos ajustado el tamaño de la partícula. Para el visible, el tamaño de la partícula que hemos elegido es de 220 nm, para el infrarrojo 660 nm y para el rango de terahercios 99 μm.

Empezamos analizando los efectos magneto-ópticos cuando el haz incidente tiene polarización lineal. A continuación, mostraremos los resultados obtenidos sin y con campo externo. A tener en cuenta que todas las simulaciones se han hecho con aproximadamente 4000 dipolos:

### Propeller



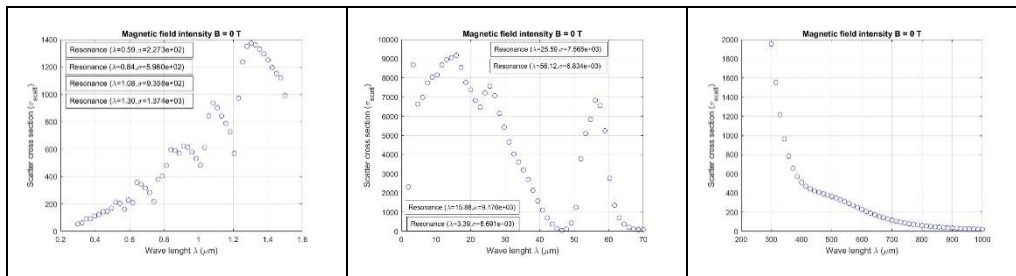


Figura 8: Secciones eficaces de absorción y scattering vs longitud de onda del propeller, polarización lineal y B = 0 T.

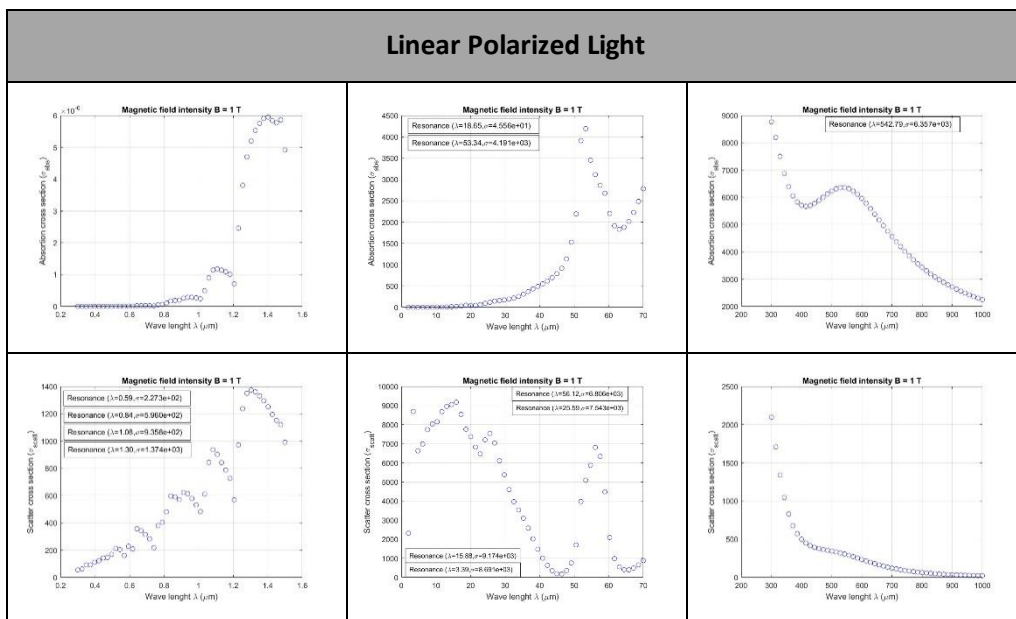
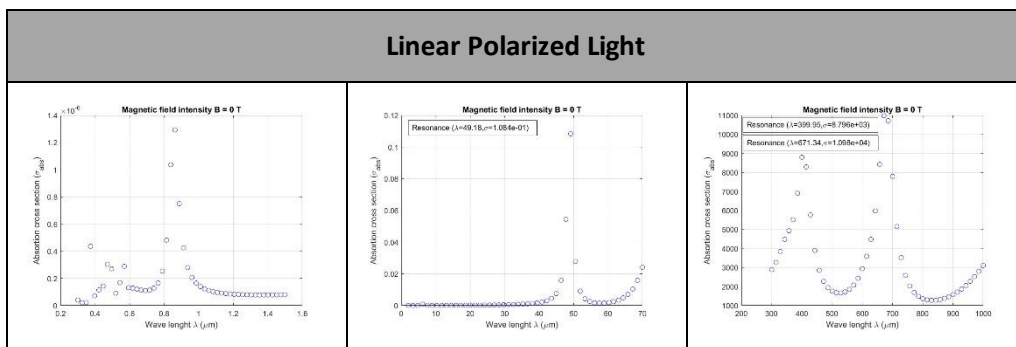


Figura 9: Secciones eficaces de absorción y scattering vs longitud de onda del propeller, polarización lineal y B = 1 T.

**Esfera**



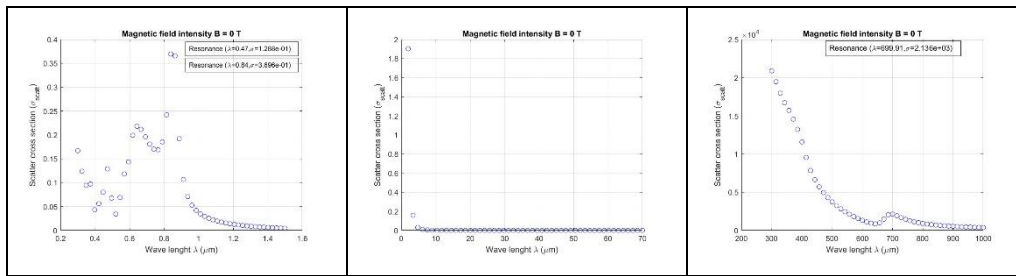


Figura 10: Secciones eficaces de absorción y scattering vs longitud de onda de la esfera, polarización lineal y  $B = 0$  T.

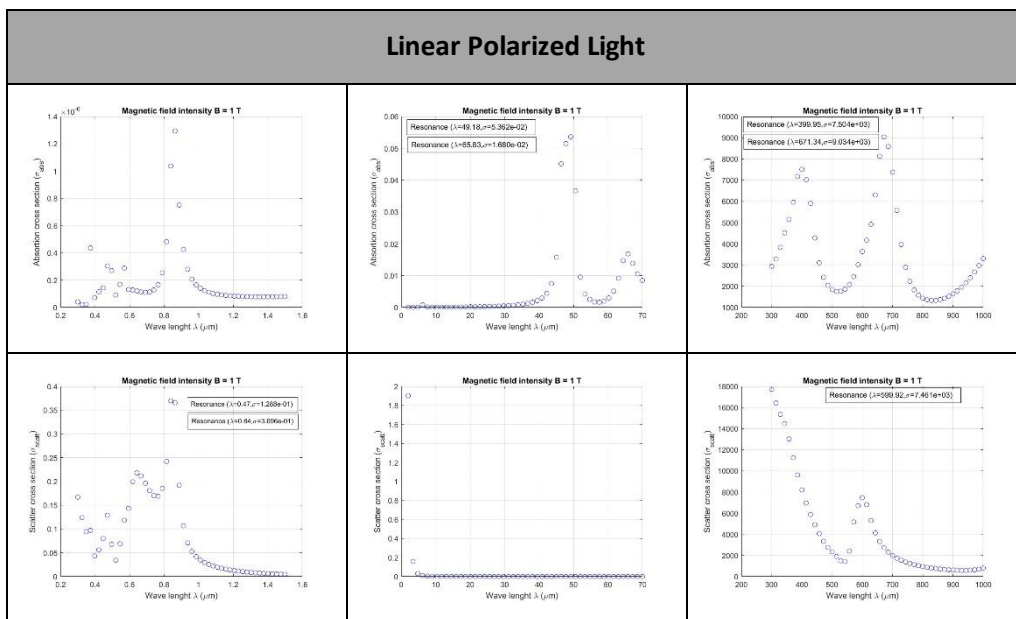
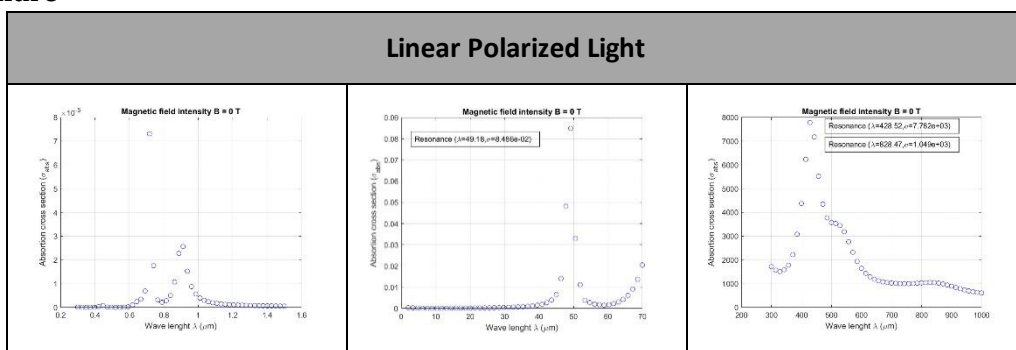
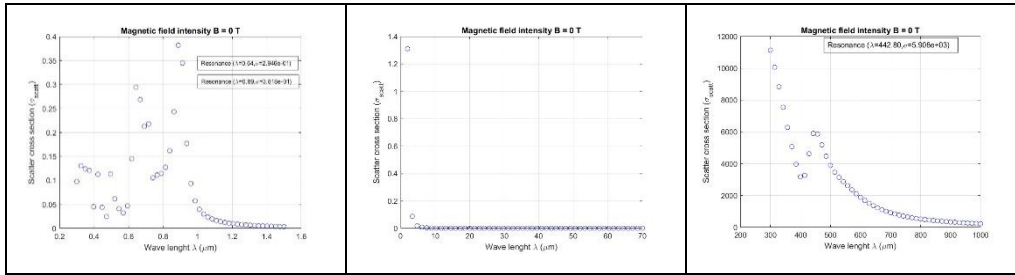


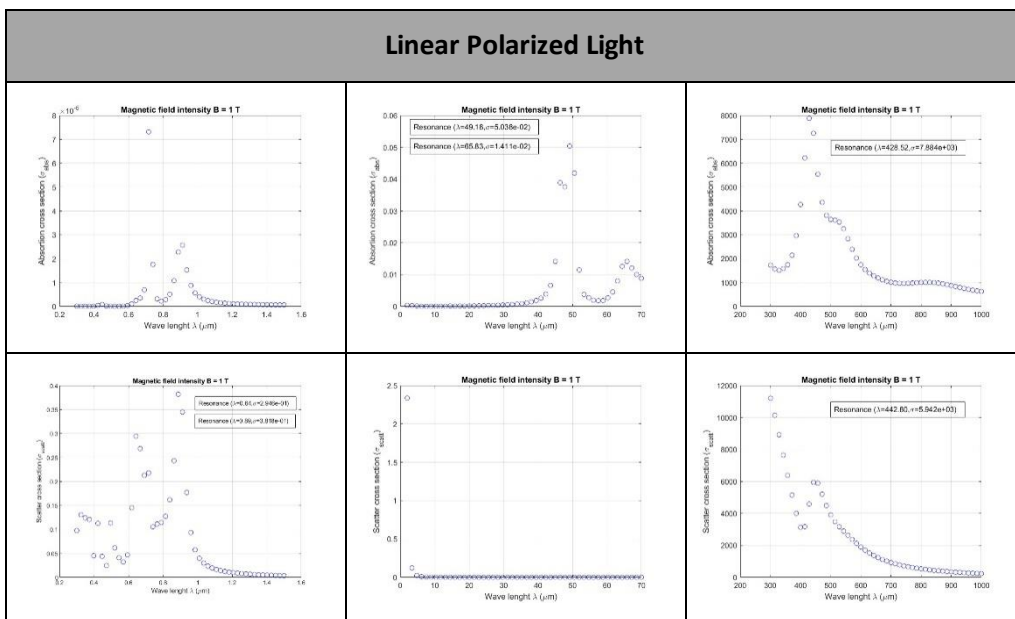
Figura 11: Secciones eficaces de absorción y scattering vs longitud de onda de la esfera, polarización lineal y  $B = 1$  T.

**Cilindro**





**Figura 12:** Secciones eficaces de absorción y scattering vs longitud de onda del cilindro, polarización lineal y  $B = 0$  T.



**Figura 13:** Secciones eficaces de absorción y scattering vs longitud de onda del cilindro, polarización lineal y  $B = 1$  T.

- 300 – 1500 nm: como predecíamos con el comportamiento de  $\epsilon$ , vemos que, en este rango, el material se comporta como un dieléctrico puro. No hay cambios en las secciones eficaces al introducir un campo magnético externo. Esto será general en todas las geometrías de este material.
- 2 – 70  $\mu\text{m}$ : en este rango, empezamos a notar actividad magneto-óptica. El pico de absorción es significativamente menos intenso. Este pico de absorción es intrínseco del material y aparece por el punto de inflexión antes visto en  $\epsilon$ . Las secciones eficaces de scattering disminuyen muy poco, siendo la disminución más notoria a medida que avanzamos en longitud de onda. Introducir un campo magnético externo hace que este pico disminuya en intensidad, pero aparece otro pico de resonancia entorno a las 65 micras, el cual no aparecía sin campo.
- 300 – 1000  $\mu\text{m}$ : en este rango la respuesta magneto-óptica es alta. Todos los picos de resonancia de todas las geometrías analizadas disminuyen mucho más que cuando analizamos el rango del infrarrojo. Hay un caso concreto, el pico de absorción del cilindro

en  $428.52 \mu\text{m}$  aumenta en intensidad cuando hay campo magnético. Algunos picos como el pico de absorción del cilindro en  $828.47 \mu\text{m}$  desaparecen con el campo magnético.

Ningún pico presenta desplazamiento en longitud de onda en todas las geometrías y rangos menos en el caso del propeler para el rango de terahercios, donde el pico de absorción que encontramos pasa de estar en  $514.22 \mu\text{m}$  sin campo magnético a  $542.79 \mu\text{m}$  además de disminuir su intensidad.

Podemos comprobar que el programa desarrollado está bien comparando nuestros resultados de la esfera y cilindro aproximados con los resultados analíticos obtenidos a través de Mie. Haciéndolo, vemos que efectivamente el espectro coincide con el que predice la teoría. Vemos que los resultados de las secciones eficaces coinciden con las predicciones hechas analizando el comportamiento del tensor dieléctrico.

### 4.3 Análisis de las secciones eficaces con luz polarizada circular

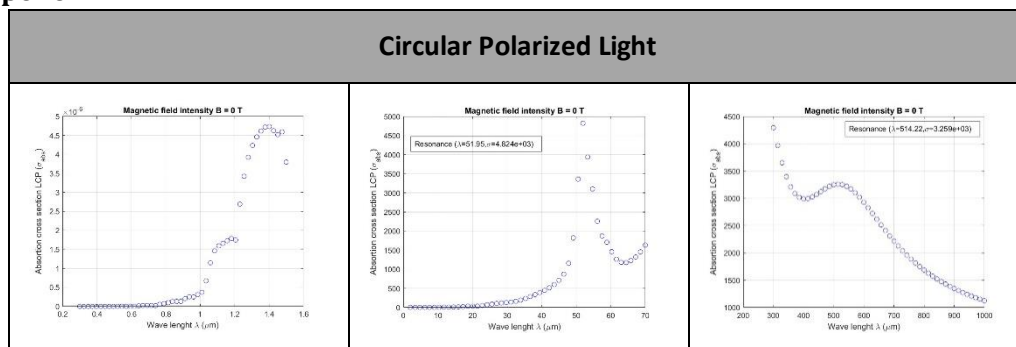
Esta segunda parte del trabajo la hemos querido centrar en el estudio de un efecto conocido como dicroísmo circular magnético, un fenómeno que se produce cuando existen diferencias en las secciones eficaces entre dos polarizaciones circulares inducidas por un campo magnético.

Si incidimos con un rayo al material desde  $-\infty$  y con otro desde  $\infty$ , el campo magnético inducirá una fuerza de Lorentz. Dependiendo de donde viene la incidencia, la polarización inducida tendrá sentido horario o antihorario. Esta diferencia de helicidad resulta en que las secciones eficaces variarán en función de si la luz está polarizada a izquierda o a derecha.

Además de analizar este fenómeno, si tenemos geometrías quirales como puede serlo el propeler, podríamos estudiar su quiralidad intrínseca sin campo magnético externo.

A continuación, mostramos las secciones eficaces de absorción y de scattering para el caso RCP y el caso LCP, además de mostrar explícitamente la diferencia entre ellos. Lo haremos para campo magnético externo nulo y no nulo. Se espera ver diferencias no nulas en todas las geometrías con campo no nulo y, en el caso de no haber campo, se espera ver una diferencia entre RCP y LCP en el caso del propeler únicamente:

#### Propeller



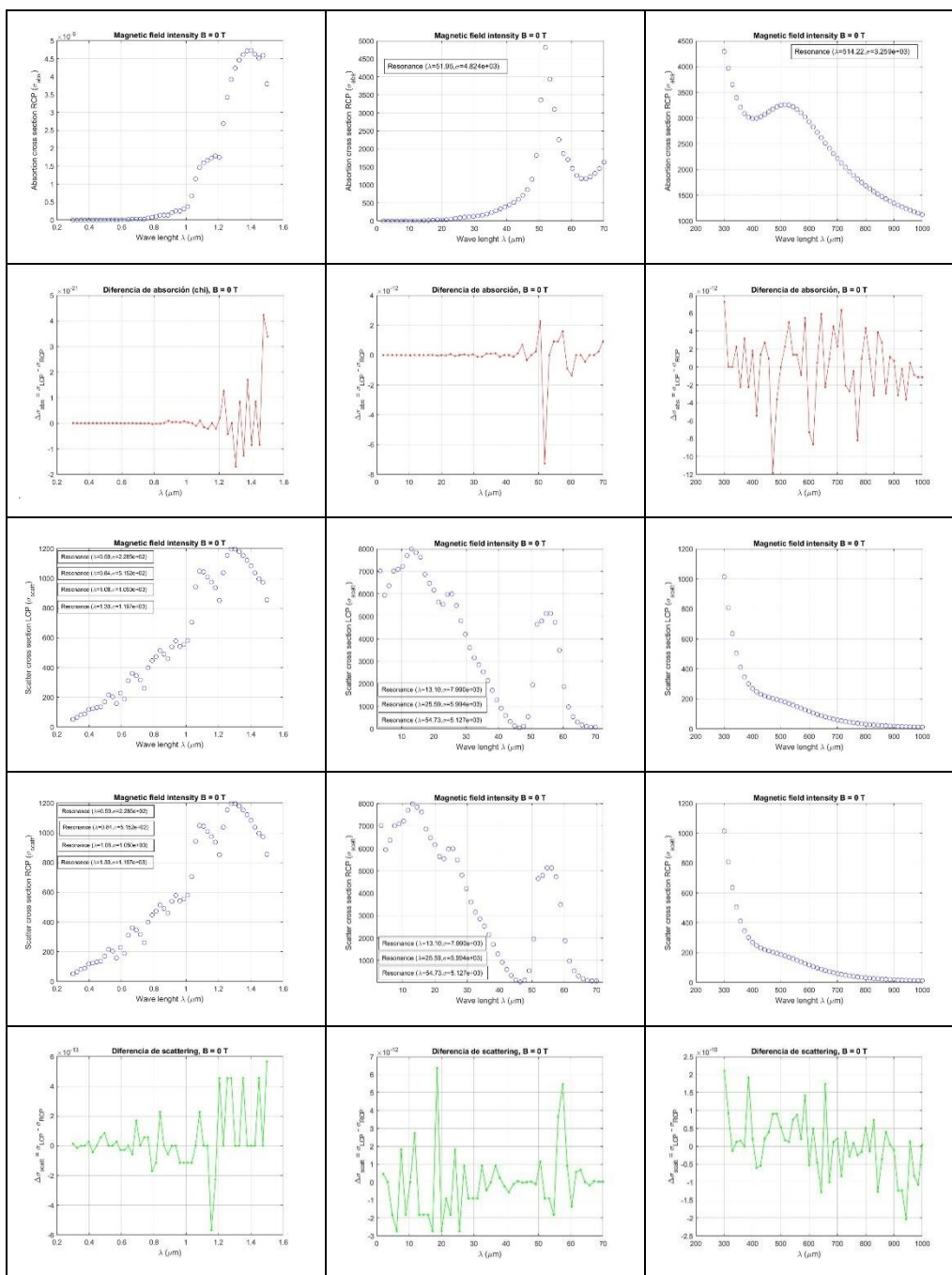
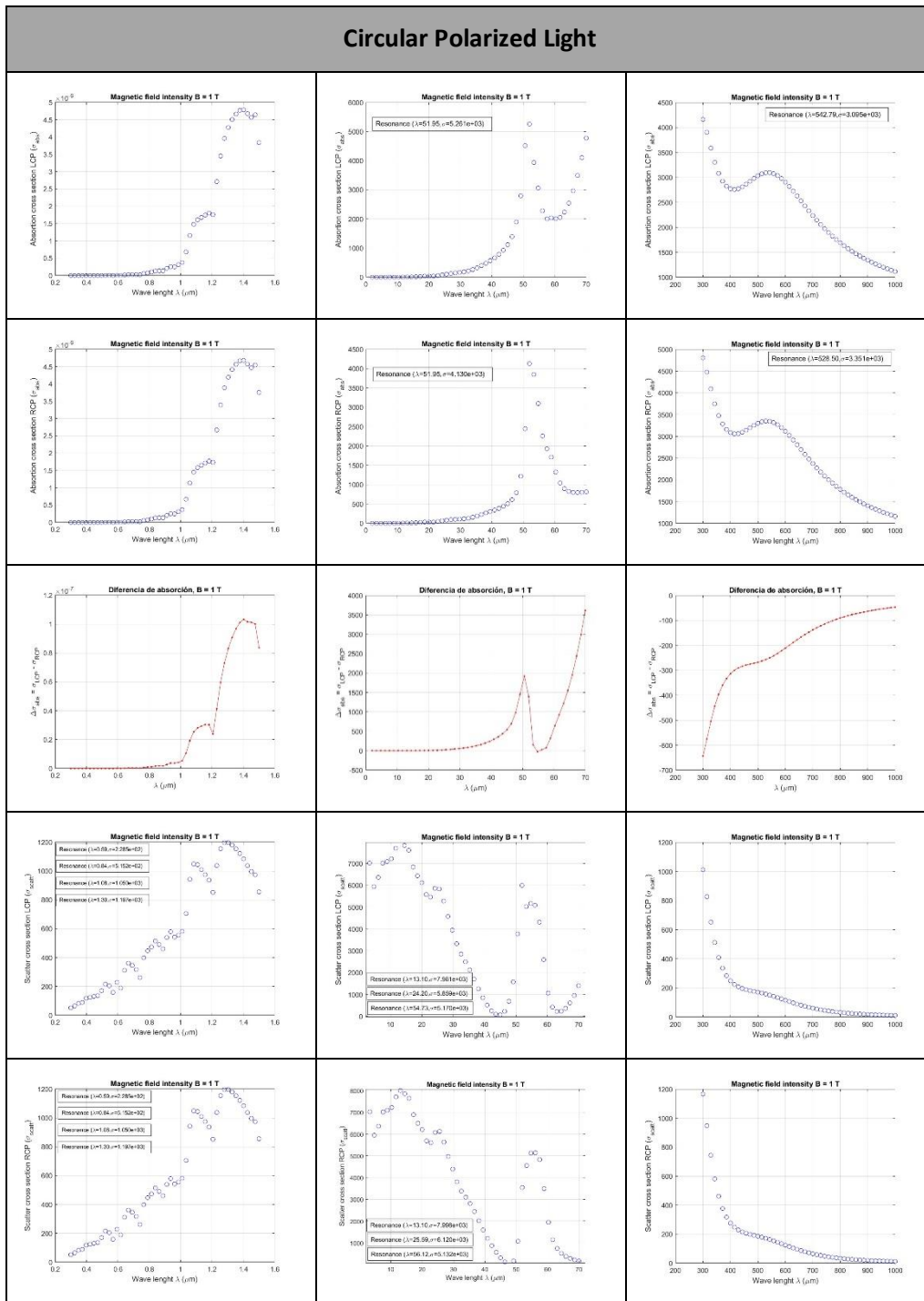
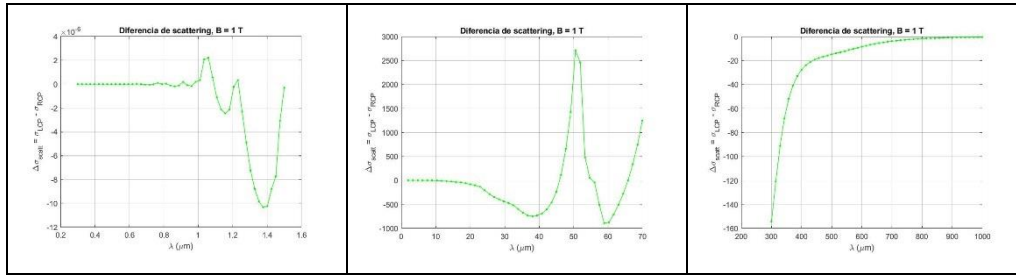


Figura 14: Secciones eficaces de absorción, scattering y diferencia RCP y LCP vs longitud de onda del propeller, polarización circular y  $B = 0$  T.





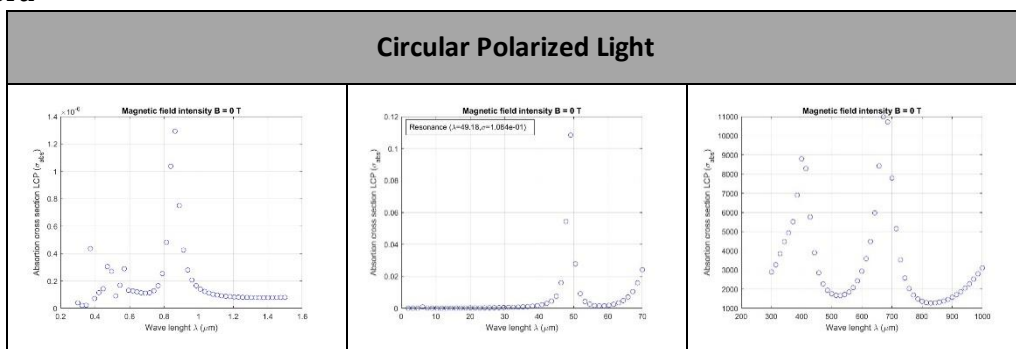
**Figura 15:** Secciones eficaces de absorción, scattering y diferencia RCP y LCP vs longitud de onda del propeller, polarización circular y  $B = 1 \text{ T}$ .

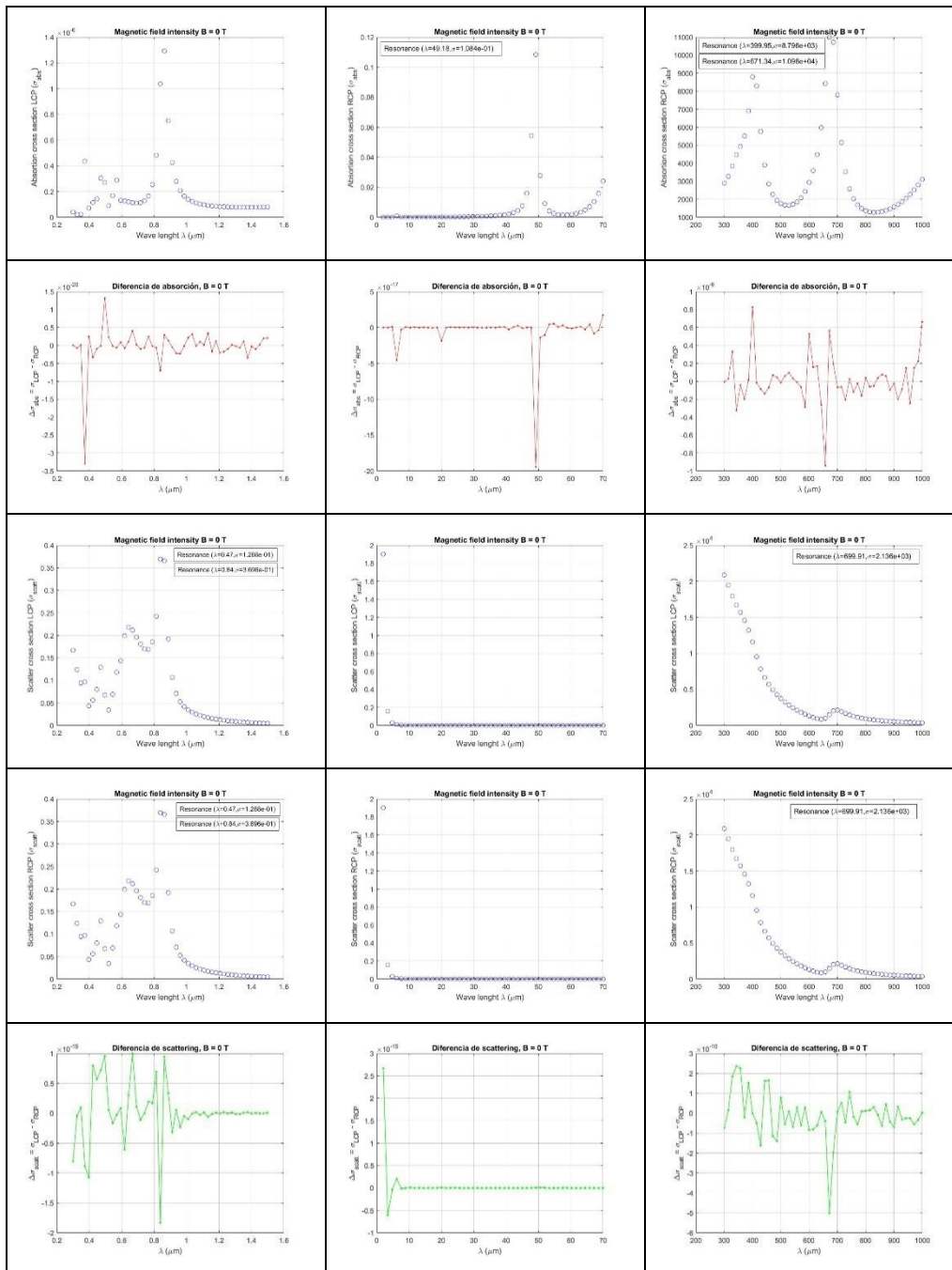
En el caso del propeller, esperábamos observar el comportamiento quiral de la estructura sin campo magnético. Sin embargo, las gráficas obtenidas son prácticamente ruido, dándonos a entender que no estamos ante una estructura quiral. Esto no es así ya que un propeller y su imagen especular no se pueden superponer. Hay que destacar que, en el caso del propeller, el “ruido” que obtenemos es menor que en el caso de las geometrías no quirales. Esto nos indica que estamos teniendo un problema de resolución y convergencia numérica. Al final, se puede ver hasta en las figuras mostradas anteriormente, la geometría que simulamos es una aproximación de la geometría real. Esto hace que, si no hay suficientes dipolos, podemos perder esa quiralidad. Lamentablemente, con nuestra capacidad computacional, no hemos sido capaces de hacer simulaciones más allá de los 4000 dipolos por figura.

Cuando se introduce el campo magnético, el DCM aparece, generando una fuerte diferencia en las secciones eficaces. Para el visible, como era de esperar, no hay diferencia entre RCP y LCP ya que el campo magnético no influye al material. Existe diferencia en esta región, pero es mínima.

Para el infrarrojo y el rango de terahercios, las diferencias obtenidas son muy relevantes, variando mucho la intensidad del pico. En general, en todos los casos, el valor del pico para la luz polarizada lineal estará entre medias de ese mismo pico para LCP y RCP. En el caso del propeller vemos que hasta el punto de inflexión de las 55 micras, los picos de absorción LCP aumentan y los RCP disminuyen con respecto al mismo pico sin campo magnético. Por el contrario, los picos de scattering se comportan al revés. A partir del punto de inflexión, el comportamiento es inverso al descrito. A tener en cuenta que, a partir de las 30 micras, todos los picos de dispersión y de absorción (menos el pico intrínseco del material) se desplazan tanto con LCP como con RCP en longitud de onda.

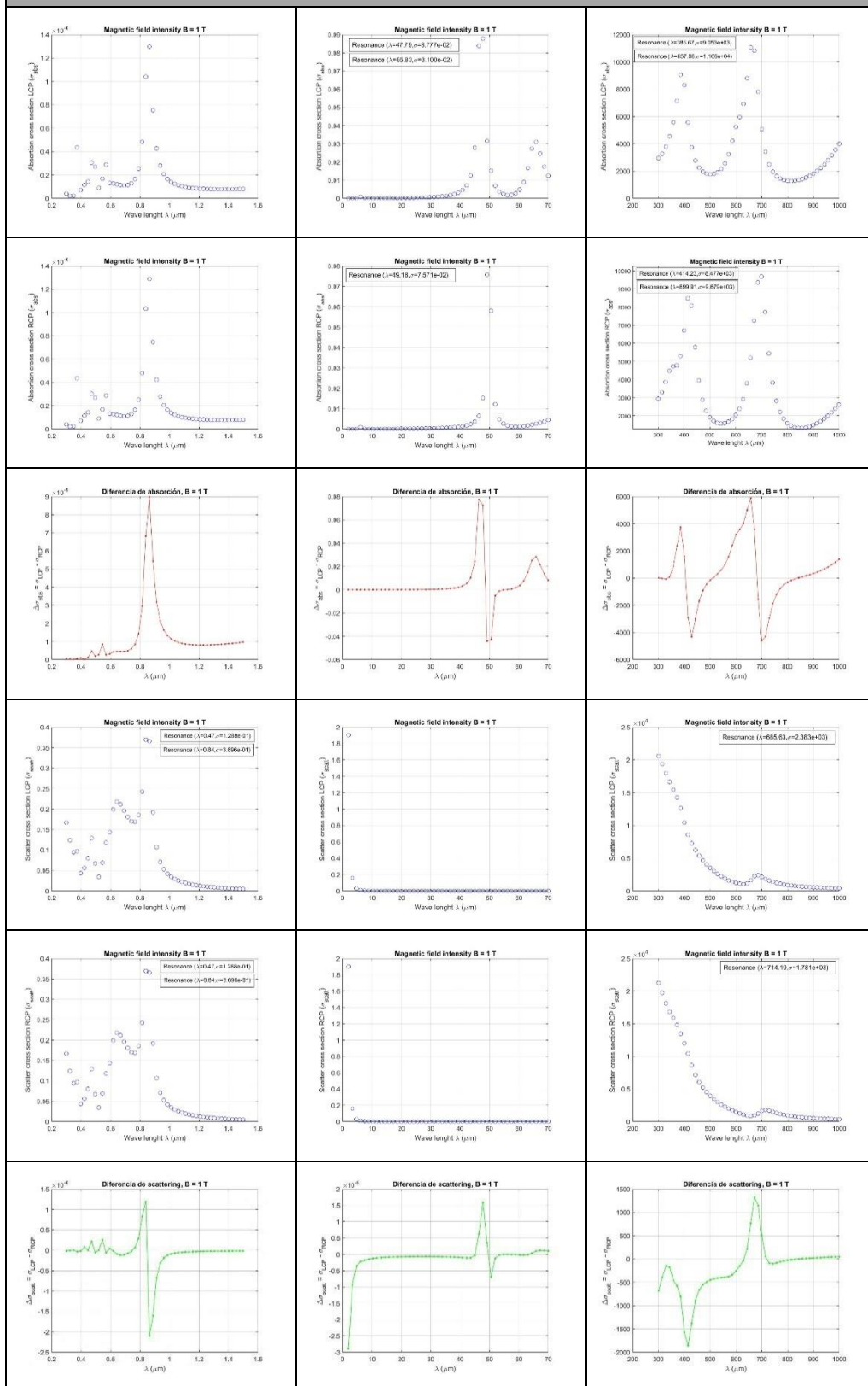
**Esfera**





**Figura 16:** Secciones eficaces de absorción, scattering y diferencia RCP y LCP vs longitud de onda de la esfera, polarización circular y  $B = 0$  T.

### Circular Polarized Light



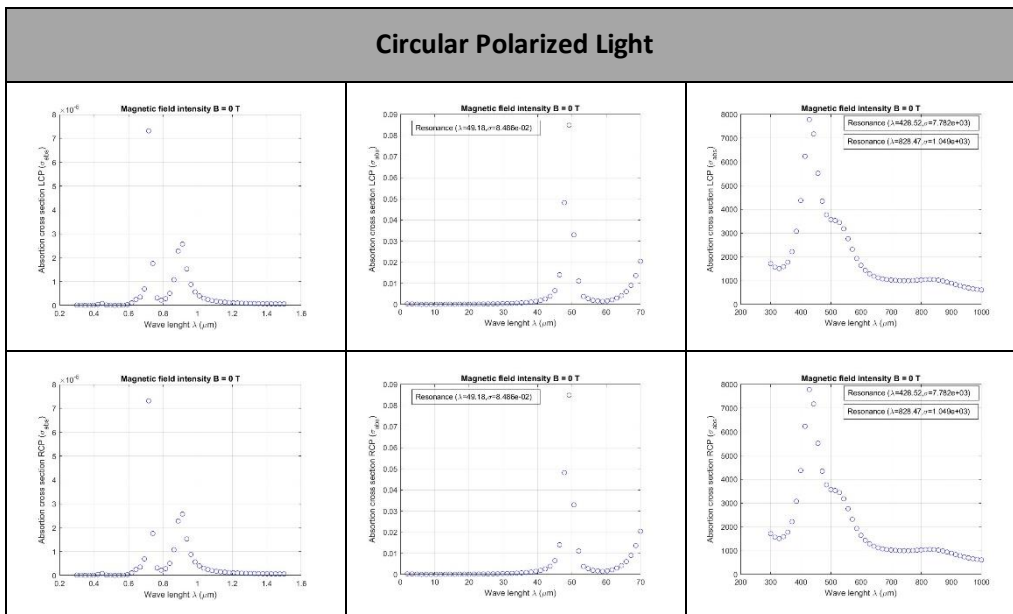
**Figura 17:** Secciones eficaces de absorción, scattering y diferencia RCP y LCP vs longitud de onda de la esfera, polarización circular y  $B = 1$  T.

Para el caso de la esfera, vemos que el ruido que obtenemos cuando hacemos la diferencia entre LCP y RCP es mayor que en el caso del propeller. Es más, está en el rango de ruido que cabe esperar el programa, confirmando que la esfera no es quiral. A tener en cuenta que, en las diferencias, valores negativos significan simplemente que hemos elegido como primer término de la resta el término pequeño. Nos es más interesante dejarlo así ya que podemos ver de manera visual que sección eficaz es mayor en cada rango de longitudes de onda.

En esta geometría, en el rango del visible pasa lo mismo que en el propeller, no hay cambios significativos en las secciones eficaces. En el caso del infrarrojo para esferas, la sección eficaz de absorción se desplaza, apareciendo un segundo pico de resonancia cuando se le introduce campo magnético. La sección eficaz de absorción que ya estaba sin campo disminuye en intensidad y se desplaza un poco a la izquierda, mientras que la nueva que aparece obviamente tiene mucha más intensidad que cuando no había pico. No aparecen secciones eficaces de dispersión en este rango.

Para el rango de terahercios, los picos de absorción aumentan en intensidad con campo eléctrico en el caso LCP y disminuyen en el caso RCP. Con los picos de scattering pasa al revés. Además, los picos de absorción LCP disminuyen en longitud de onda y los RCP aumentan. De nuevo, con los picos de scattering ocurre al revés.

### Cilindro



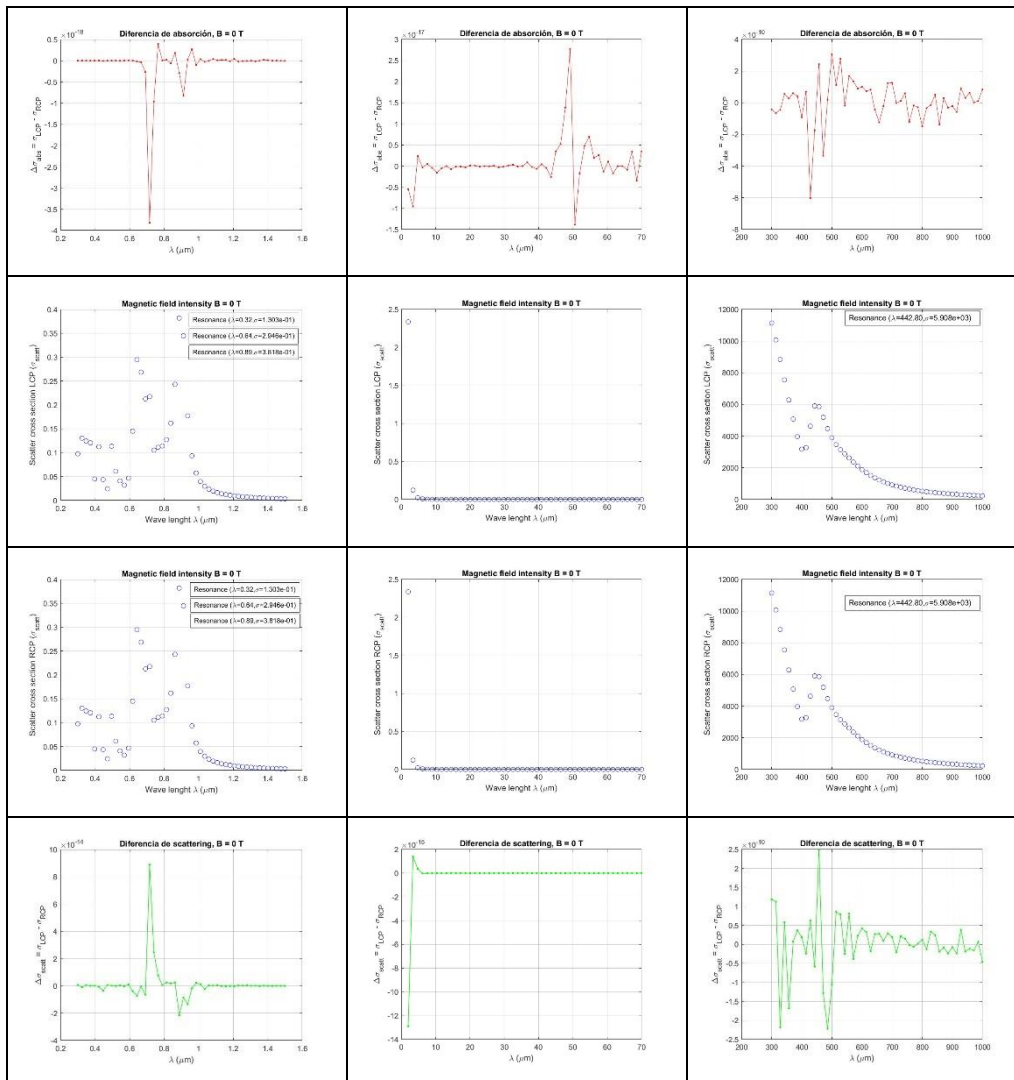
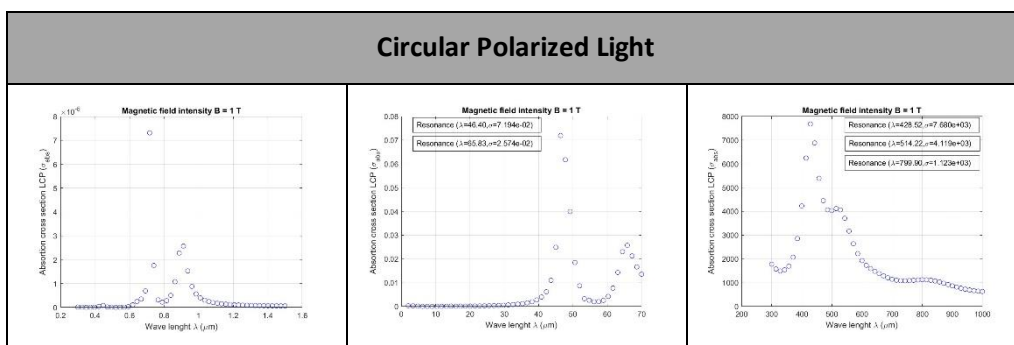
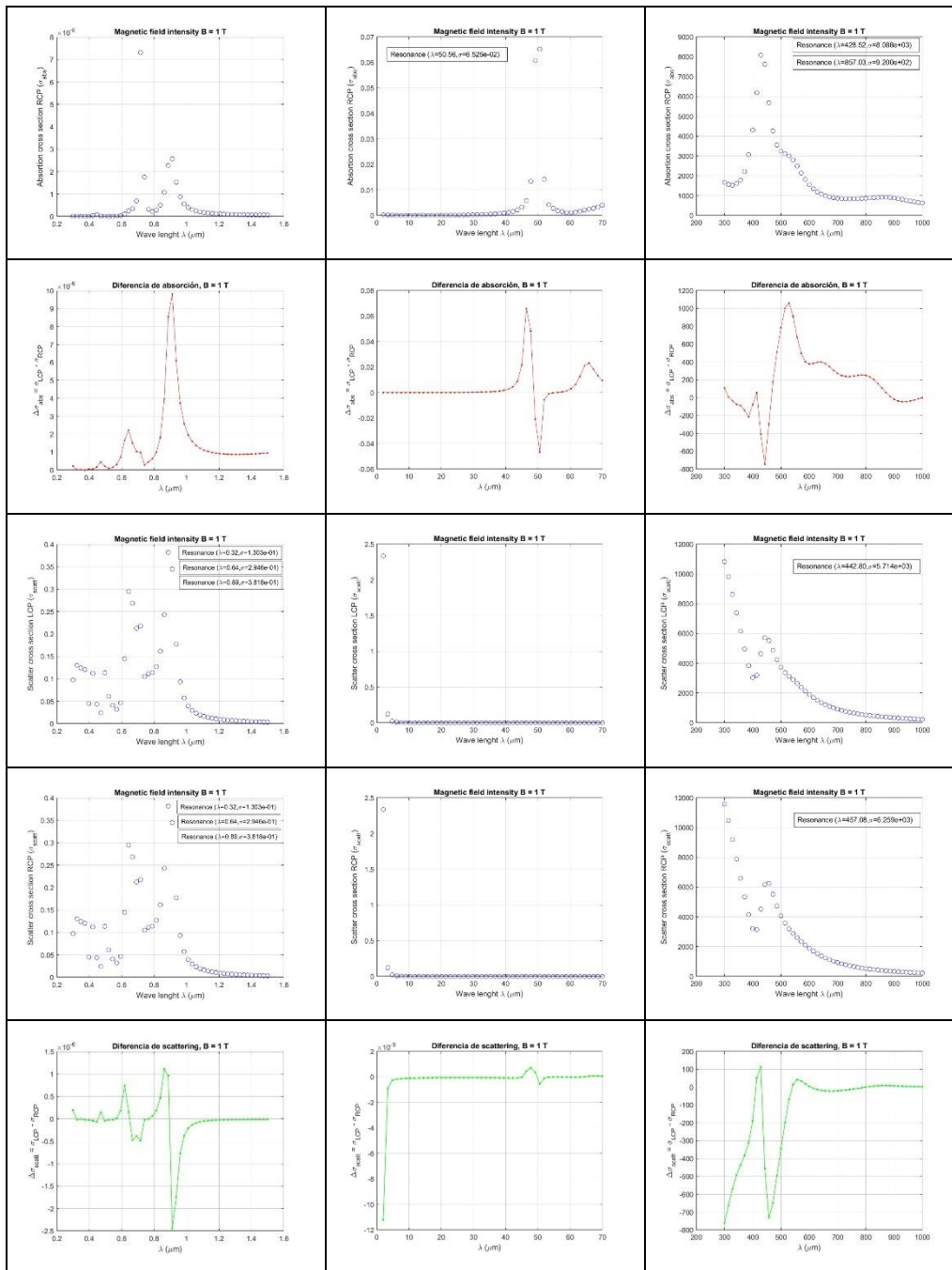


Figura 18: Secciones eficaces de absorción, scattering y diferencia RCP y LCP vs longitud de onda del cilindro, polarización circular y  $B = 0$  T.





**Figura 19:** Secciones eficaces de absorción, scattering y diferencia RCP y LCP vs longitud de onda del cilindro, polarización circular y  $B = 1\text{ T}$ .

Finalmente tenemos el caso del cilindro y, al igual que la esfera, se puede ver que la estructura no es quiral. Además, la estructura presenta dicroísmo circular al igual que las otras en presencia de un campo magnético externo.

Analizando los resultados concretos, de nuevo no vemos cambios en las secciones eficaces del rango del visible. En todo caso se podrían llegar a diferenciar las secciones eficaces de absorción

ya que estas son del orden de  $10^{-6}$  y la diferencia del orden de  $10^{-9}$ . Las secciones de scattering sin embargo son del orden de  $10^{-1}$  y su diferencia es de  $10^{-6}$ . Esto significa que, en todo caso, se podría llegar a apreciar un cambio (prácticamente insignificativo) en las secciones de absorción.

En el rango del infrarrojo, pasa lo mismo que con la esfera. El pico que aparece sin campo magnético se desplaza a la izquierda apareciendo un segundo pico de menor intensidad donde antes no había nada. Al igual que con la esfera, el pico desplazado tiene una intensidad menor a cuando no había campo.

Finalmente, en el rango de los terahercios, los picos de absorción antes de los  $440 \mu\text{m}$  disminuyen para LCP y aumentan para RCP. A partir de este límite el comportamiento es al revés, aumentan en intensidad para LCP y disminuyen para RCP. Además, a partir del límite, también hay un desplazamiento en la longitud de onda. Los picos de scattering se comportan al revés que los de absorción, en este caso como estamos pasados ese límite, el pico LCP disminuye y el RCP aumenta con respecto a los resultados obtenidos sin campo.

Para la absorción, la longitud de onda disminuye en el caso LCP y aumenta en el RCP, mientras que en el scattering solo los resultados obtenidos con RCP presentan un desplazamiento a longitudes de onda mayores. En el caso de los resultados obtenidos con LCP, el pico de scattering es invariante en longitud de onda.

## Capítulo 5. CONCLUSIONES

### 5.1 Conclusiones del trabajo

En este trabajo, hemos abordado el estudio de los efectos magneto-ópticos en sistemas resonantes mediante un método numérico, prestando especial interés en la respuesta multiescala y en el dicroísmo circular magnético.

Podemos afirmar que el DDA es una herramienta robusta y flexible en cuanto a la simulación de efectos ópticos en geometrías complejas. Se puede comprobar que los resultados obtenidos de la esfera y cilindro se ajustan correctamente con el modelo analítico de Mie.

Por otro lado, hemos comprobado que la influencia del campo magnético modifica significativamente la respuesta óptica del material. Además, se ha verificado la aparición de dicroísmo circular en geometrías no quirales cuando analizamos luz polarizada circular en presencia de este campo externo. Esto se debe principalmente a que el campo magnético induce una helicidad al campo eléctrico que, en función de donde venga la onda, su giro tendrá un sentido u otro.

En geometrías no quirales, la respuesta sin campo eléctrico no es concluyente debido a la poca resolución que tenemos con nuestros dispositivos particulares. Con más dipolos simulando la partícula, si se apreciaría claramente esta quiralidad intrínseca de la geometría de la partícula.

El modelo que hemos desarrollado es multiescalar y aplicable a un amplio rango de longitudes de onda, pasando del régimen del visible hasta el régimen de los terahercios. Esto es un punto muy robusto de nuestro programa ya que no es común en la mayoría de métodos numéricos.

En cuanto al material concreto, hemos podido comprobar que el InSb tiene una fuerte dependencia espectral en cuanto a la respuesta magneto-óptica. Se ha demostrado que, según la región del espectro en la que nos encontremos (visible, infrarrojo cercano, THz), el material se comporta como un dieléctrico puro, un semiconductor o un metal, influyendo drásticamente en su comportamiento frente al campo magnético.

### 5.2 Conclusiones personales

Este tema era desconocido para nosotros cuando se decidió abordar este trabajo, ya que los temas tratados fuera del concepto de campos electromagnéticos no los habíamos visto nunca. Nos ha parecido muy enriquecedor trabajar con INM-CSIC y ver cómo se abordan problemas de este tipo de aproximación por métodos numéricos. Poder hacer este trabajo en colaboración con ellos nos ha dado unas pinceladas de lo que es el mundo laboral, en concreto el mundo de la investigación científica. Cómo se idean los proyectos, cómo se organizan a la hora de abordarlos y cómo realizan los análisis de los resultados obtenidos, son algunas de las cosas que se han afianzado durante este periodo de tiempo.

El trabajo realizado es un trabajo de investigación actual y se puede utilizar para, por ejemplo, el estudio de fuerzas ópticas entre diferentes geometrías en posiciones determinadas. Es decir, el programa obtenido se puede utilizar en futuras ramas de la investigación siendo algo innovador y puntero.

## Capítulo 6. FUTURAS LÍNEAS DE TRABAJO

La ingeniería de estructuras nano-acústicas y nano-fotónicas es relevante para la concepción de nuevos sistemas opto-mecánicos, las tecnologías cuánticas y de detección emergentes, y para el desarrollo de nuevas tecnologías de telecomunicaciones.

El tamaño, la forma y la composición material de una nanoestructura determinan simultáneamente su comportamiento elástico y electromagnético. El desarrollo de técnicas de nano fabricación durante los últimos treinta años ha permitido el acceso a nanoestructuras con escalas de longitud y resolución nanométricas sin precedentes.

La posibilidad de crear y manipular materiales nanoestructurados impulsa la exploración de nuevas estrategias para controlar las propiedades electromagnéticas. Entre las nanoestructuras más intrigantes se encuentran aquellas que responden de forma diferente a la polarización helicoidal, es decir, presentan quiralidad.

Los objetos se consideran quirales cuando sus imágenes especulares no pueden superponerse, incluso después de rotaciones espaciales tridimensionales. Su relevancia es tal que resultan cruciales en los sistemas vivos, ya que las moléculas biológicamente relevantes son predominantemente quirales como proteínas, aminoácidos, etc... (38). La helicidad (horaria vs antihoraria) identifica los dos enantiómeros diferentes en una estructura quiral y es el elemento crucial que determina cómo los sistemas interactúan con su entorno.

Los campos electromagnéticos pueden exhibir quiralidad, lateralidad o helicidad, como en el caso más simple de la luz polarizada circularmente. Esta luz puede utilizarse para investigar y determinar la naturaleza quiral de moléculas u otras estructuras artificiales. Normalmente, la naturaleza quiral de la estructura se refleja en diferencias cuantitativas en los valores de las secciones eficaces de absorción o dispersión. Es posible encontrar resonancias de absorción dependientes de la helicidad, mientras que la dispersión permanece esencialmente independiente de ella (39). Mediante las interacciones entre diferentes elementos, es posible generar secciones eficaces de absorción y dispersión radical y cualitativamente diferentes para las dos polarizaciones circulares (40).

El uso de metasuperficies plasmónicas para generar fonones acústicos sintonizables, el uso de antenas de cruz suiza para sondear espacialmente las distribuciones de tensión a escala nanométrica o el control de la transmisión de ondas acústicas mediante antenas a medida son solo ejemplos de aplicaciones donde la plasmónica se encuentra con la nanomecánica. La principal limitación en el desarrollo de aplicaciones fotónicas basadas en resonancias plasmónicas son las pérdidas ópticas (también conocidas como absorción). Curiosamente, la generación de fonones acústicos coherentes depende en gran medida del acoplamiento de la luz incidente y, en general, de su absorción (41,42).

El uso de estructuras acústico plasmónicas quirales es un punto de inflexión en el desarrollo de una nueva generación de transductores fonónicos. Esta estructura plasmónica quiral exhibe características críticas para ser utilizada como base de futuros dispositivos acústico plasmónicos ultrarrápidos, donde la lateralidad ligera puede emplearse para discriminar los procesos de

generación y detección de fonones acústicos coherentes. En resumen, buscamos desarrollar estructuras con predominio de absorción o dispersión en las secciones transversales dependiendo de la lateralidad de la radiación incidente.

La quiralidad define la absorción o dispersión dominante en la sección transversal con respecto a su contraparte (dispersión o absorción).

El sistema quiral abre el camino a una mejor excitación y detección de fonones coherentes utilizando luz polarizada circularmente. En las estructuras quirales, la generación de fonones acústicos se optimiza maximizando la absorción, mientras que la detección se mejora a la misma longitud de onda y diferente helicidad mediante la ingeniería de las propiedades de dispersión. La propiedad de quiralidad permite avanzar en el diseño y optimización de transductores acústicos plasmónicos eficientes y versátiles.

A partir de la investigación realizada en este TFG podemos ver cómo se pueden modificar las secciones eficaces de absorción y dispersión en función de las características del material, la geometría, la aplicación de campos magnéticos externos y la aplicación de luz con diferentes polarizaciones permitiendo ajustar las frecuencias de la luz incidente a las que se presentan los picos de resonancia de las secciones eficaces. Esta capacidad se puede utilizar para el diseño de transductores acústicos plasmónicos eficientes y versátiles.

Los transductores acústico-plasmónicos son dispositivos que convierten energía eléctrica en energía acústica, aprovechando las propiedades de la plasmónica, que es la interacción entre la luz y las superficies metálicas nanoestructuradas. Esta interacción crea ondas de superficie llamadas plasmones, que pueden ser utilizadas para generar o detectar sonido.

El funcionamiento general de estos transductores se puede resumir así:

- **Generación de Plasmones:** Una señal eléctrica se aplica a un material metálico nanoestructurado. Esto induce la excitación de los electrones en la superficie del metal, creando plasmones.
- **Conversión a Ondas Acústicas:** Los plasmones interactúan con la superficie del material, transmitiendo energía en forma de ondas acústicas. Estas ondas acústicas pueden viajar a través del material o ser transmitidas a un medio circundante, como el aire o el agua.

Estos transductores se utilizan en una variedad de aplicaciones, como:

- **Sensores:** Para detectar ondas acústicas y convertir el sonido en una señal eléctrica.
- **Dispositivos de almacenamiento:** Para almacenar y recuperar datos en forma de ondas acústicas.
- **Microfluidos:** Para la manipulación de líquidos y partículas a pequeña escala, aprovechando las propiedades acústicas de los plasmones.
- **Biología y medicina:** Para la detección de biomoléculas y la manipulación de células, aprovechando la alta sensibilidad de los plasmones.

Ejemplos de tecnologías relacionadas:

- **Resonancia de Plasmón Superficial (SPR):** Una técnica óptica que utiliza la resonancia de plasmones para detectar cambios en la superficie de un material. Esta técnica se utiliza en sensores biomédicos y de detección de gases.
- **Nanomateriales Plasmónicos:** Materiales nanoestructurados que exhiben propiedades plasmónicas. Estos materiales se utilizan en una amplia variedad de aplicaciones, incluyendo la captura de energía solar y la mejora de la eficiencia de las baterías.

En resumen, los transductores acústico-plasmónicos son una tecnología prometedora que aprovecha las propiedades únicas de la plasmónica para realizar tareas de conversión acústica y detección.

## Capítulo 7. REFERENCIAS

1. Mie G. Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen. *Ann Phys.* enero de 1908;330(3):377-445.
2. De Sousa N, Froufe-Pérez LS, Sáenz JJ, García-Martín A. Magneto-Optical Activity in High Index Dielectric Nanoantennas. *Sci Rep* [Internet]. 4 de agosto de 2016 [citado 15 de mayo de 2025];6(1). Disponible en: <https://www.nature.com/articles/srep30803>
3. Gómez-Medina R. Electric and magnetic dipolar response of germanium nanospheres: interference effects, scattering anisotropy, and optical forces. *J Nanophotonics* [Internet]. 1 de enero de 2011 [citado 15 de mayo de 2025];5(1). Disponible en: <http://nanophotonics.spiedigitallibrary.org/article.aspx?doi=10.1117/1.3603941>
4. Laroche M, Albaladejo S, Gómez-Medina R, Sáenz JJ. Tuning the optical response of nanocylinder arrays: An analytical study. *Phys Rev B* [Internet]. 18 de diciembre de 2006 [citado 15 de mayo de 2025];74(24). Disponible en: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.74.245422>
5. Abraham Ekeroth RM, García-Martín A, Cuevas JC. Thermal discrete dipole approximation for the description of thermal emission and radiative heat transfer of magneto-optical systems. *Phys Rev B* [Internet]. 21 de junio de 2017 [citado 15 de mayo de 2025];95(23). Disponible en: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.95.235428>
6. Albaladejo S, Gómez-Medina R, Froufe-Pérez LS, Marinchio H, Carminati R, Torrado JF, et al. Radiative corrections to the polarizability tensor of an electrically small anisotropic dielectric particle. *Opt Express* [Internet]. 15 de febrero de 2010 [citado 15 de mayo de 2025];18(4). Disponible en: <https://opg.optica.org/oe/abstract.cfm?uri=oe-18-4-3556>
7. Gómez-Medina R, Froufe-Pérez LS, Yépez M, Scheffold F, Nieto-Vesperinas M, Sáenz JJ. Negative scattering asymmetry parameter for dipolar particles: Unusual reduction of the transport mean free path and radiation pressure. *Phys Rev A* [Internet]. 26 de marzo de 2012 [citado 15 de mayo de 2025];85(3). Disponible en: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.85.035802>
8. García De Abajo FJ, Gómez-Medina R, Sáenz JJ. Full transmission through perfect-conductor subwavelength hole arrays. *Phys Rev E* [Internet]. 12 de julio de 2005 [citado 15 de mayo de 2025];72(1). Disponible en: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevE.72.016608>
9. Gómez-Medina R, San José P, García-Martín A, Lester M, Nieto-Vesperinas M, Sáenz JJ. Resonant Radiation Pressure on Neutral Particles in a Waveguide. *Phys Rev Lett* [Internet]. 7 de mayo de 2001 [citado 15 de mayo de 2025];86(19). Disponible en: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.86.4275>
10. Gómez-Medina R, Laroche M, Sáenz JJ. Extraordinary optical reflection from sub-wavelength cylinder arrays. *Opt Express* [Internet]. 2006 [citado 15 de mayo de 2025];14(9). Disponible en: <https://opg.optica.org/oe/abstract.cfm?uri=oe-14-9-3730>

11. De Sousa N. Light scattering in disordered and nonreciprocal media [Departamento de Física Condensada]. [España]: Universidad Autónoma de Madrid; 2014.
12. Gómez-Medina R, Sáenz JJ. Unusually Strong Optical Interactions between Particles in Quasi-One-Dimensional Geometries. *Phys Rev Lett*. 9 de diciembre de 2004;93(24):243602.
13. Morse PM, Feshbach H. *Methods of theoretical physics*. Boston, Mass: McGraw-Hill; 1953. (International series in pure and applied physics).
14. Purcell EM, Pennypacker CR. Scattering and Absorption of Light by Nonspherical Dielectric Grains. *Astrophys J* [Internet]. diciembre de 1973 [citado 15 de mayo de 2025];186. Disponible en: <http://adsabs.harvard.edu/doi/10.1086/152538>
15. Maier SA. *Plasmonics: Fundamentals and Applications* [Internet]. New York, NY: Springer US; 2007 [citado 15 de mayo de 2025]. Disponible en: <http://link.springer.com/10.1007/0-387-37825-1>
16. Sepúlveda B, González-Díaz JB, García-Martín A, Lechuga LM, Armelles G. Plasmon-Induced Magneto-Optical Activity in Nanosized Gold Disks. *Phys Rev Lett*. 7 de abril de 2010;104(14):147401.
17. Armelles G, Cebollada A, García-Martín A, González MU. Magnetoplasmonics: Combining Magnetic and Plasmonic Functionalities. *Adv Opt Mater* [Internet]. enero de 2013 [citado 15 de mayo de 2025];1(1). Disponible en: <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/adom.201200011>
18. Belotelov VI, Dskolovich LL, Zvezdin AK. Extraordinary Magneto-Optical Effects and Transmission through Metal-Dielectric Plasmonic Systems. *Phys Rev Lett* [Internet]. 14 de febrero de 2007 [citado 15 de mayo de 2025];98(7). Disponible en: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.98.077401>
19. Castillo López De Larrinzar B, Xiang C, Cardozo De Oliveira ER, Lanzillotti-Kimura ND, García-Martín A. Towards chiral acoustoplasmonics. *Nanophotonics* [Internet]. 18 de mayo de 2023 [citado 15 de mayo de 2025];12(11). Disponible en: <https://www.degruyter.com/document/doi/10.1515/nanoph-2022-0780/html>
20. Valentín-Pérez Á, Rosa P, Hillard EA, Giorgi M. Chirality determination in crystals. *Chirality*. febrero de 2022;34(2):163-81.
21. Harrington RF. *Field computation by moment methods*. Piscataway (NJ): IEEE Press; 1993. (IEEE PRESS Series on electromagnetic waves).
22. Waterman PC. Matrix formulation of electromagnetic scattering. *Proc IEEE*. 1965;53(8):805-12.
23. Waterman PC. Symmetry, Unitarity, and Geometry in Electromagnetic Scattering. *Phys Rev D*. 15 de febrero de 1971;3(4):825-39.

24. Pattanayak DN, Wolf E. General form and a new interpretation of the Ewald-Oseen extinction theorem. *Opt Commun.* noviembre de 1972;6(3):217-20.
25. Chaumet PC. The Discrete Dipole Approximation: A Review. *Mathematics.* 24 de agosto de 2022;10(17):3049.
26. Jackson JD. *Classical electrodynamics.* 3. ed., [Nachdr.]. Hoboken, NY: Wiley; 2009.
27. Martin OJF, Dereux A, Girard C. Iterative scheme for computing exactly the total field propagating in dielectric structures of arbitrary shape. *J Opt Soc Am A [Internet].* 1 de marzo de 1994 [citado 16 de mayo de 2025];11(3). Disponible en: <https://opg.optica.org/abstract.cfm?URI=josaa-11-3-1073>
28. DeVoe H. Optical Properties of Molecular Aggregates. I. Classical Model of Electronic Absorption and Refraction. *J Chem Phys.* 15 de julio de 1964;41(2):393-400.
29. Draine BT. The discrete-dipole approximation and its application to interstellar graphite grains. *Astrophys J [Internet].* octubre de 1988 [citado 16 de mayo de 2025];333. Disponible en: <http://adsabs.harvard.edu/doi/10.1086/166795>
30. Yurkin MA, Semyanov KA, Tarasov PA, Chernyshev AV, Hoekstra AG, Maltsev VP. Experimental and theoretical study of light scattering by individual mature red blood cells by use of scanning flow cytometry and a discrete dipole approximation. *Appl Opt.* 1 de septiembre de 2005;44(25):5249.
31. De Sousa N, Froufe-Pérez LS, Sáenz JJ, García-Martín A. Magneto-Optical Activity in High Index Dielectric Nanoantennas. *Sci Rep.* 4 de agosto de 2016;6(1):30803.
32. Yaghjian AD. Electric dyadic Green's functions in the source region. *Proc IEEE.* 1980;68(2):248-63.
33. Sepúlveda B, Huttel Y, Martínez Boubeta C, Cebollada A, Armelles G. Linear and quadratic magneto-optical Kerr effects in continuous and granular ultrathin monocrystalline Fe films. *Phys Rev B.* 1 de agosto de 2003;68(6):064401.
34. Gómez Medina R. *Interacciones resonantes entre luz y partículas pequeñas.* Universidad Autónoma de Madrid; 2004.
35. Rodger A, Nordén B. *Circular dichroism and linear dichroism.* Oxford ; New York: Oxford University Press; 1997. 150 p. (Oxford chemistry masters).
36. Meyavuz. *Linear, Circular and Elliptical Polarization Animation in a Single Shot [Internet].* Disponible en: <https://www.youtube.com/watch?v=Q0qrU4nprB0>
37. Castillo López De Larrinzar B, Xiang C, Cardozo De Oliveira ER, Lanzillotti-Kimura ND, García-Martín A. Towards chiral acoustoplasmonics. *Nanophotonics.* 18 de mayo de 2023;12(11):1957-64.

38. Hutt AG, O'Grady J. Drug chirality: a consideration of the significance of the stereochemistry of antimicrobial agents. *J Antimicrob Chemother.* 1996;37(1):7-32.
39. Barron LD. *Molecular Light Scattering and Optical Activity* [Internet]. 2.<sup>a</sup> ed. Cambridge University Press; 2004 [citado 17 de mayo de 2025]. Disponible en: <https://www.cambridge.org/core/product/identifiier/9780511535468/type/book>
40. Rodríguez-Álvarez J, García-Martín A, Fraile Rodríguez A, Batlle X, Labarta A. Tunable circular dichroism through absorption in coupled optical modes of twisted triskelia nanostructures. *Sci Rep* [Internet]. 7 de enero de 2022 [citado 17 de mayo de 2025];12(1). Disponible en: <https://www.nature.com/articles/s41598-021-03908-2>
41. Berte R, Della Picca F, Poblet M, Li Y, Cortés E, Craster RV, et al. Acoustic Far-Field Hypersonic Surface Wave Detection with Single Plasmonic Nanoantennas. *Phys Rev Lett* [Internet]. 20 de diciembre de 2018 [citado 17 de mayo de 2025];121(25). Disponible en: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.121.253902>
42. O'Brien K, Lanzillotti-Kimura ND, Rho J, Suchowski H, Yin X, Zhang X. Ultrafast acousto-plasmonic control and sensing in complex nanostructures. *Nat Commun* [Internet]. 4 de junio de 2014 [citado 17 de mayo de 2025];5(1). Disponible en: <https://www.nature.com/articles/ncomms5042>

## Capítulo 8. ANEXOS

En este capítulo, enseñaremos los valores numéricos de los picos de resonancia de las secciones eficaces analizadas en función de la longitud de onda.

### 8.1 Resultados polarización lineal

#### Propeller

InSB	Wave length range ( $\mu m$ )		
B = 0T	0.3 – 1.5	2-70	300-1000
Absortion cross section resonances ( $\mu m$ ) <sup>2</sup>		( $\lambda=53.3 / 4250$ )	( $\lambda=514.22 / 6430$ )
Scatter cross section resonances ( $\mu m$ ) <sup>2</sup>	( $\lambda=0.59 / 227$ ) ( $\lambda=0.84 / 596$ ) ( $\lambda=1.08 / 936$ ) ( $\lambda=1.30 / 1370$ )	( $\lambda=15.9 / 9180$ ) ( $\lambda=25.6 / 7560$ ) ( $\lambda=56.1 / 6830$ )	

**Tabla 1:** Valores numéricos de las secciones eficaces de absorción y scattering vs longitud de onda del propeller, polarización lineal y B = 0 T.

InSB	Wave length range ( $\mu m$ )		
B = 1T	0.3 – 1.5	2-70	300-1000
Absortion cross section resonances ( $\mu m$ ) <sup>2</sup>		( $\lambda=53.3 / 4190$ )	( $\lambda=542.79 / 6360$ )
Scatter cross section resonances ( $\mu m$ ) <sup>2</sup>	( $\lambda=0.59 / 227$ ) ( $\lambda=0.84 / 596$ ) ( $\lambda=1.08 / 936$ ) ( $\lambda=1.30 / 1370$ )	( $\lambda=15. / 9170$ ) ( $\lambda=25.59 / 7540$ ) ( $\lambda=56.12 / 6810$ )	

**Tabla 2:** Valores numéricos de las secciones eficaces de absorción y scattering vs longitud de onda del propeller, polarización lineal y B = 1 T.

**Esfera**

InSB	Wave length range ( $\mu m$ )		
B = 0T	0.3 – 1.5	2-70	300-1000
Absortion cross section resonances ( $\mu m$ ) <sup>2</sup>		( $\lambda=49.2 / 0.1084$ )	( $\lambda=400/ 8790$ ) ( $\lambda=671 / 10900$ )
Scatter cross section resonances ( $\mu m$ ) <sup>2</sup>	( $\lambda=0.47 / 0.129$ ) ( $\lambda=0.84 / 0.369$ )		( $\lambda=700 / 2136$ )

**Tabla 3:** Valores numéricos de las secciones eficaces de absorción y scattering vs longitud de onda de la esfera, polarización lineal y B = 0 T.

InSb	Wave length range ( $\mu m$ )		
B = 1T	0.3 – 1.5	2-70	300-1000
Absortion cross section resonances ( $\mu m$ ) <sup>2</sup>		( $\lambda=49.2 / 0.0536$ ) ( $\lambda=65.8 / 0.0168$ )	( $\lambda=400 / 7500$ ) ( $\lambda=671 / 9030$ )
Scatter cross section resonances ( $\mu m$ ) <sup>2</sup>	( $\lambda=0.47 / 0.129$ ) ( $\lambda=0.84 / 0.369$ )		( $\lambda=700 / 1880$ )

**Tabla 4:** Valores numéricos de las secciones eficaces de absorción y scattering vs longitud de onda de la esfera, polarización lineal y B = 1 T.

**Cilindro**

InSB	Wave length range ( $\mu m$ )		
B = 0T	0.3 – 1.5	2-70	300-1000
Absortion cross section resonances ( $\mu m$ ) <sup>2</sup>		( $\lambda=49.2 / 0.0849$ )	( $\lambda=429/ 7780$ ) ( $\lambda=828 / 1050$ )
Scatter cross section resonances ( $\mu m$ ) <sup>2</sup>	( $\lambda=0.64 / 0.295$ ) ( $\lambda=0.89 / 0.382$ )		( $\lambda=443 / 5910$ )

**Tabla 5:** Valores numéricos de las secciones eficaces de absorción y scattering vs longitud de onda del cilindro, polarización lineal y  $B = 0$  T.

InSB	Wave length range ( $\mu m$ )		
B = 1T	0.3 – 1.5	2-70	300-1000
Absortion cross section resonances ( $\mu m$ ) <sup>2</sup>		( $\lambda=49.18 / 0.0504$ ) ( $\lambda=65.83 / 0.0141$ )	( $\lambda=429 / 7880$ )
Scatter cross section resonances ( $\mu m$ ) <sup>2</sup>	( $\lambda=0.64 / 0.2946$ ) ( $\lambda=0.89 / 0.3818$ )		( $\lambda=443 / 5290$ )

**Tabla 6:** Valores numéricos de las secciones eficaces de absorción y scattering vs longitud de onda del cilindro, polarización lineal y  $B = 1$  T.

## 8.2 Resultados polarización circular

### Propeller

InSB		Wave length range ( $\mu m$ )		
B = 0T		0.3 – 1.5	2-70	300-1000
Absortion cross section resonances ( $\mu m$ ) <sup>2</sup>	LCP		( $\lambda=51.9 / 4680$ )	( $\lambda=514 / 3260$ )
	RCP		( $\lambda=51.9 / 4680$ )	( $\lambda=514 / 3260$ )
Scatter cross section resonances ( $\mu m$ ) <sup>2</sup>	LCP	( $\lambda=0.59 / 229$ ) ( $\lambda=0.84 / 515$ ) ( $\lambda=1.08 / 1050$ ) ( $\lambda=1.30 / 1200$ )	( $\lambda=13.1 / 7990$ ) ( $\lambda=25.6 / 5990$ ) ( $\lambda=54.7 / 5130$ )	
	RCP	( $\lambda=0.59 / 229$ ) ( $\lambda=0.84 / 515$ ) ( $\lambda=1.08 / 1050$ ) ( $\lambda=1.30 / 1200$ )	( $\lambda=13.10 / 7990$ ) ( $\lambda=25.59 / 5990$ ) ( $\lambda=54.73 / 5130$ )	

**Tabla 7:** Valores numéricos de las secciones eficaces de absorción y scattering RCP y LCP vs longitud de onda del propeller, polarización circular y  $B = 0$  T.

InSB		Wave length range ( $\mu\text{m}$ )		
B = 1T		0.3 – 1.5	2-70	300-1000
Absortion cross section resonances $(\mu\text{m})^2$	LCP		( $\lambda=51.9 / 5280$ )	( $\lambda=543 / 3100$ )
	RCP		( $\lambda=51.9 / 3890$ )	( $\lambda=529 / 3350$ )
Scatter cross section resonances $(\mu\text{m})^2$	LCP	( $\lambda=0.59 / 228.5$ )	( $\lambda=13.1 / 7980$ )	
		( $\lambda=0.84 / 515.2$ )	( $\lambda=24.2 / 5860$ )	
	RCP	( $\lambda=1.08 / 1050$ )	( $\lambda=54.7 / 5170$ )	
		( $\lambda=1.30 / 1197$ )		

**Tabla 8:** Valores numéricos de las secciones eficaces de absorción y scattering RCP y LCP vs longitud de onda del propeller, polarización circular y B = 1 T.

**Esfera**

InSB		Wave length range ( $\mu\text{m}$ )		
B = 0T		0.3 – 1.5	2-70	300-1000
Absortion cross section resonances $(\mu\text{m})^2$	LCP		( $\lambda=49.2 / 0.108$ )	( $\lambda=400 / 8800$ ) ( $\lambda=671 / 11000$ )
	RCP		( $\lambda=49.2 / 0.108$ )	( $\lambda=400 / 8800$ ) ( $\lambda=671 / 11000$ )
Scatter cross section resonances $(\mu\text{m})^2$	LCP	( $\lambda=0.47 / 0.129$ ) ( $\lambda=0.84 / 0.369$ )		( $\lambda=700 / 2136$ )
	RCP	( $\lambda=0.47 / 0.129$ ) ( $\lambda=0.84 / 0.369$ )		( $\lambda=700 / 2136$ )

**Tabla 9:** Valores numéricos de las secciones eficaces de absorción y scattering RCP y LCP vs longitud de onda de la esfera, polarización circular y B = 0 T.

InSB		Wave length range ( $\mu m$ )		
B = 1T		0.3 – 1.5	2-70	300-1000
Absortion cross section resonances $(\mu m)^2$	LCP		( $\lambda=47.8 / 0.0878$ ) ( $\lambda=65.8 / 0.0310$ )	( $\lambda=386 / 9050$ ) ( $\lambda=657 / 11060$ )
	RCP		( $\lambda=49.18 / 0.0757$ )	( $\lambda=414 / 8470$ ) ( $\lambda=700 / 9680$ )
Scatter cross section resonances $(\mu m)^2$	LCP	( $\lambda=0.47 / 0.129$ ) ( $\lambda=0.84 / 0.369$ )		( $\lambda=686 / 2380$ )
	RCP	( $\lambda=0.47 / 0.129$ ) ( $\lambda=0.84 / 0.369$ )		( $\lambda=714 / 1780$ )

**Tabla 10:** Valores numéricos de las secciones eficaces de absorción y scattering RCP y LCP vs longitud de onda de la esfera, polarización circular y B = 1 T.

### Cilindro

InSB		Wave length range ( $\mu m$ )		
B = 0T		0.3 – 1.5	2-70	300-1000
Absortion cross section resonances $(\mu m)^2$	LCP		( $\lambda=49.2 / 0.0849$ )	( $\lambda=429 / 7780$ ) ( $\lambda=828 / 1050$ )
	RCP		( $\lambda=49.2 / 0.0849$ )	( $\lambda=429 / 7780$ ) ( $\lambda=828 / 1050$ )
Scatter cross section resonances $(\mu m)^2$	LCP	( $\lambda=0.32 / 0.130$ ) ( $\lambda=0.64 / 0.295$ ) ( $\lambda=0.89 / 0.382$ )		( $\lambda=443 / 5910$ )
	RCP	( $\lambda=0.32 / 0.130$ ) ( $\lambda=0.64 / 0.295$ ) ( $\lambda=0.89 / 0.382$ )		( $\lambda=443 / 5910$ )

**Tabla 11:** Valores numéricos de las secciones eficaces de absorción y scattering RCP y LCP vs longitud de onda del cilindro, polarización circular y B = 0 T.

InSB		Wave length range ( $\mu\text{m}$ )		
B = 1T		0.3 – 1.5	2-70	300-1000
Absortion cross section resonances $\mu\text{m})^2$	LCP		( $\lambda=46.4 / 0.0719$ ) ( $\lambda=65.8 / 0.0257$ )	( $\lambda=429 / 7680$ ) ( $\lambda=514 / 4120$ ) ( $\lambda=800 / 1120$ )
	RCP		( $\lambda=50.6 / 0.0653$ )	( $\lambda=429 / 8090$ ) ( $\lambda=857 / 920$ )
Scatter cross section resonances $\mu\text{m})^2$	LCP	( $\lambda=0.32 / 0.130$ ) ( $\lambda=0.64 / 0.295$ ) ( $\lambda=0.89 / 0.382$ )		( $\lambda=443 / 5710$ )
	RCP	( $\lambda=0.32 / 0.130$ ) ( $\lambda=0.64 / 0.295$ ) ( $\lambda=0.89 / 0.382$ )		( $\lambda=457 / 6260$ )

**Tabla 12:** Valores numéricos de las secciones eficaces de absorción y scattering RCP y LCP vs longitud de onda del cilindro, polarización circular y B = 1 T.

### 8.3 Declaración de uso de IA

En este apartado mencionaremos los casos en donde hemos utilizado inteligencia artificial para nuestra investigación.

Se ha empleado la herramienta Zotero para la gestión bibliográfica de todo el trabajo ya que, con el un identificador, esta herramienta es capaz de sacarte toda la información relevante del artículo. A saber, Zotero puede fallar por lo que se ha revisado la información obtenida por la herramienta.

Por otro lado, se han utilizado motores como los son ChatGPT y DeepL Translate para traducir textos concretos de artículos científicos y así entenderlos mejor. Sobre todo, esto ha sido útil para referencias que no están en inglés como puede ser el trabajo de Mie. Se han usado estos motores para mejorar el abstract, ya que pensamos que la traducción ha quedado bastante más orgánica que la que teníamos planteada nosotros.

[PÁGINA INTENCIONADAMENTE EN BLANCO]