

Jessica López

Respuesta óptica y magnética de nanofluidos

2026



Universidad Autónoma
de Querétaro

Facultad de Ingeniería



**Respuesta óptica y magnética de
nanofluidos acuosos sintetizados por
ablación láser**

Tesis

Que como parte de los requisitos para obtener el
Grado de

Licenciada en

Ingeniería Física

Presenta

Jessica Nayeli López Campos

Dirigido por:

Dr. Jorge Luis Domínguez Juárez

Co-Director:

Dr. Rafael Quintero Torres

Querétaro, Qro. a junio de 2026

La presente obra está bajo la licencia:
<https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/deed.es>



CC BY-NC-ND 4.0 DEED

Atribución-NoComercial-SinDerivadas 4.0 Internacional

Usted es libre de:

Compartir — copiar y redistribuir el material en cualquier medio o formato

La licenciante no puede revocar estas libertades en tanto usted siga los términos de la licencia

Bajo los siguientes términos:



Atribución — Usted debe dar [crédito de manera adecuada](#), brindar un enlace a la licencia, e [indicar si se han realizado cambios](#). Puede hacerlo en cualquier forma razonable, pero no de forma tal que sugiera que usted o su uso tienen el apoyo de la licenciante.



NoComercial — Usted no puede hacer uso del material con [propósitos comerciales](#).



SinDerivadas — Si [remezcla, transforma o crea a partir](#) del material, no podrá distribuir el material modificado.

No hay restricciones adicionales — No puede aplicar términos legales ni [medidas tecnológicas](#) que restrinjan legalmente a otras a hacer cualquier uso permitido por la licencia.

Avisos:

No tiene que cumplir con la licencia para elementos del material en el dominio público o cuando su uso esté permitido por una [excepción o limitación](#) aplicable.

No se dan garantías. La licencia podría no darle todos los permisos que necesita para el uso que tenga previsto. Por ejemplo, otros derechos como [publicidad, privacidad, o derechos morales](#) pueden limitar la forma en que utilice el material.



Universidad Autónoma de Querétaro
Facultad de Ingeniería
Licenciatura en Ingeniería Física

Respuesta óptica y magnética de nanofluidos acuosos
sintetizados por ablación láser

Tesis

Que como parte de los requisitos para obtener el Grado de
Licenciada en Ingeniería Física

Presenta

Jessica Nayeli López Campos

Dirigido por

Dr. Jorge Luis Domínguez Juárez

Sínodo

Dr. Jorge Luis Domínguez Juárez.
Presidente

Firma

Dr. Rafael Quintero Torres
Secretario

Firma

Dr. Adolfo Huet Soto
Vocal

Firma

Dr. Rufino Nava Mendoza
Sinodal

Firma

M. en C. Miriam Zagoya González
Sinodal

Firma

Campus Aeropuerto, Querétaro, Qro. México
Fecha de aprobación por el Consejo Universitario: octubre de 2025

Para quienes me acompañaron a lo largo de este camino.

Agradecimientos

Quiero comenzar agradeciendo a mi asesor, el Dr. Jorge Luis Domínguez, quien desde un inicio me transmitió su entusiasmo y pasión por la investigación. A mi coasesor, el Dr. Rafael Quintero, por el constante acompañamiento y guía a lo largo de este proyecto. Al Dr. Adolfo Huet Soto, el Dr. Rufino Nava Mendoza y la M. en C. Miriam Zagoya Mendoza por sus valiosos comentarios. La paciencia, observaciones y enseñanzas de mis sinodales me mostraron lo significativo que es hacer ciencia.

A la Universidad Autónoma de Querétaro, por brindarme el espacio para crecer, no solo como estudiante, sino como persona, rodeada de compañeros y docentes de quienes me llevo aprendizajes y recuerdos realmente valiosos.

A CFATA y al laboratorio de Óptica y Fotónica, lugar donde el proyecto se llevó a cabo y donde conocí compañeros de laboratorio con los que compartí ideas y entusiasmo por proyectos en óptica y materiales. En particular, extiendo mi agradecimiento a Luis Gerardo Soria, por ser pieza clave en el desarrollo del sistema automatizado, y al apoyo de los proyectos PAPIIT IN106223 y SECIHTI 7113.

A mi mejor amigo y compañero de vida, Joaquín, por estar incondicionalmente, no solo en lo académico, sino también en los momentos más difíciles, en los que me escuchó y acompañó.

A mis abuelos, quienes desde siempre han sido mi más grande inspiración y ejemplo de perseverancia y dedicación. A mi hermano, a quien admiro profundamente y quien ha marcado quién soy hoy.

A mis padres, Mónica y Sergio, por ser ese impulso a cada instante, por estar para mí, por sostenerme en los momentos complicados y por recordarme siempre hacia dónde quiero ir.

A los que caminaron a mi lado durante este proceso con paciencia, consejos, enseñanzas y apoyos, haciendo realidad esta tesis, a cada uno de ustedes, gracias.

Índice

Índice de tablas	4
Índice de figuras	6
Abreviaturas y siglas	7
Resumen	8
Abstract	9
1. Introducción	10
1.1 Descripción del problema	10
1.2 Justificación	12
1.3 Objetivos	13
1.3.1 Objetivo general	13
1.3.2 Objetivos específicos	13
1.4 Hipótesis	13
2. Antecedentes	14
2.1 Diseño y caracterización de bobinas de Helmholtz	14
2.2 Propiedades y síntesis de nanopartículas	16
2.3 Estructuras inducidas por campo magnético	17
2.3.1 Respuesta magneto-óptica	17
2.4 Respuesta dinámica de ferrofluidos bajo campo magnético	19
2.4.1 Tiempos de relajación	19
2.4.2 Factores hidrodinámicos	20
3. Marco Teórico	22
3.1 Bobina de Helmholtz	22
3.2 Intensidad de campo magnético y densidad de flujo magnético	23
3.3 Ablación Láser Pulsada en Líquidos y formación de nanopartículas	24
3.4 Magnetización	25
3.4.1 Clasificación de materiales magnéticos	25
3.5 Ferrofluidos	27
3.5.1 Agregación y formación de cadenas	28

3.5.2	Torque magnético	29
3.5.3	Tiempo de relajación	30
3.5.4	Respuesta dinámica	32
3.6	Dispersión espacial	32
3.6.1	Regímenes de dispersión: Rayleigh y Mie	33
3.6.2	Anisotropía de patrones	34
3.7	Resonancia plasmónica	34
4.	Metodología	36
4.1	Muestras y condiciones experimentales	36
4.1.1	Conjunto de muestras A	36
4.1.2	Conjunto de muestras B	37
4.1.2.1	Proceso de ablación láser	37
4.2	Sistema de medición magneto-óptico	39
4.2.1	Bobina de Helmholtz	39
4.2.2	Montaje del sistema magneto-óptico	41
4.2.3	Caracterización de la bobina de Helmholtz	42
4.3	Sistema automatizado de bobinas	43
4.3.1	Arquitectura general del sistema automatizado	44
4.3.2	Secuencias automatizadas	45
4.4	Protocolo de medición	48
4.5	Análisis y procesamiento de datos	51
4.5.1	Procesamiento para secuencia de pulsos de campo magnético	54
4.5.2	Procesamiento para secuencia de rampas de campo magnético	55
5.	Resultados y discusión	58
5.1	Caracterización experimental de la bobina de Helmholtz	58
5.2	Orientación del patrón de dispersión espacial con campo magnético	61
5.3	Respuesta magneto-óptica con pulsos de campo magnético	63
5.3.1	Estudio comparativo con diferentes composiciones	63
5.3.2	Estudio comparativo del efecto de la concentración	67
5.4	Respuesta magneto-óptica con rampas de campo magnético	71
5.4.1	Evaluación de repetibilidad	71
5.4.2	Dependencia temporal de la respuesta magneto-óptica	73
5.4.3	Dependencia direccional del campo magnético	74
6.	Conclusiones	80
7.	Trabajo futuro	83
	Referencias	84
	Anexos	91
A	Espectros UV-Vis	91

	A.1	Conjunto de muestras A	91
	A.2	Conjunto de muestras B	92
B		Micrografías SEM	94
	B.1	Micrografías SEM	94

Índice de cuadros

5.1	Parámetros dinámicos en el encendido del campo del conjunto A	66
5.2	Parámetros dinámicos en el apagado del campo del conjunto A	66
5.3	Parámetros dinámicos en el encendido del campo con diferentes concentraciones de Au+Fe	70
5.4	Parámetros dinámicos en el apagado del campo con diferentes concentraciones de Au+Fe	70
5.5	Área de histéresis del ángulo del patrón de dispersión espacial con distintos Δt	74
5.6	Área de histéresis del ángulo del patrón de dispersión espacial de Au+Fe con campo magnético en x y y	78
5.7	Área de histéresis del ángulo del patrón de dispersión espacial de Ag+Fe con campo magnético en x y y	78

Índice de figuras

2.1	Configuración de bobinas de Helmholtz tridimensionales para caracterizar nanofluidos.	16
2.2	Configuración experimental para el estudio de la dispersión espacial de ferrofluidos	18
2.3	Esquema de un sistema óptico diseñado para grabar el patrón de dispersión espacial a lo largo del tiempo de ferrofluidos.	19
3.1	Configuración de bobinas de Helmholtz	22
3.2	Proceso de PLAL	25
3.3	Curva de histéresis de un material ferromagnético	27
4.1	Conjunto de muestras A	37
4.2	Conjunto de muestras B.	39
4.3	Diseño de bobina de Helmholtz	40
4.4	Convención de los ejes del campo generado	40
4.5	Componentes del sistema óptico	42
4.6	Arquitectura del sistema automatizado de bobinas de Helmholtz	45
4.7	Diagrama de flujo de la secuencia de pulsos de campo magnético	46
4.8	Diagrama de flujo de la secuencia de rampa de campo magnético	47
4.9	Modificación de la corriente de rampas de campo magnético	48
4.10	Preparación previa a la caracterización magneto-óptica	49
4.11	Formación de <i>clusters</i> y control del sistema automatizado	50
4.12	Patrón anisotrópico de Ag+Fe	50
4.13	Diagrama de flujo de la secuencia de rampas de campo magnético	52
4.14	Transformación de fotograma a coordenadas polares	53
4.15	Perfil de intensidades en función del ángulo	54
5.1	Caracterización del par de bobinas en el eje x	58
5.2	Caracterización del par de bobinas en el eje y	59
5.3	Caracterización del par de bobinas en el eje z	60
5.4	Clusters alineados bajo campo magnético	62
5.5	Patrón de dispersión espacial con diferentes direcciones de campo	63
5.6	Respuesta angular de la dispersión espacial de diferentes materiales bajo pulso de campo	64
5.7	Ajuste exponencial del patrón de dispersión espacial de Au+Fe	65

5.8	Ajuste exponencial del patrón de dispersión espacial de Ag+Fe	65
5.9	Respuesta angular de la dispersión espacial de diferentes concentraciones bajo pulso de campo	68
5.10	Ajuste exponencial del patrón de dispersión espacial de $C_0/2$	69
5.11	Ajuste exponencial del patrón de dispersión espacial de $C_0/8$	69
5.12	Repetibilidad de histéresis del ángulo de la dispersión espacial de Ag+Fe.	72
5.13	Curva de histéresis promedio del patrón de dispersión espacial a diferentes valores de Δt	73
5.14	Curva de histéresis del ángulo de la dispersión espacial de Au+Fe, campo en y	75
5.15	Curva de histéresis del ángulo de la dispersión espacial de Au+Fe, campo en x	76
5.16	Curva de histéresis del ángulo de la dispersión espacial de Ag+Fe, campo en y	76
5.17	Curva de histéresis del ángulo de la dispersión espacial de Ag+Fe, campo en x	77
1	Espectro UV-Vis de Ag+Fe y Au+Fe del conjunto A	91
2	Espectro UV-Vis de Au y Au+Fe del conjunto B	92
3	Espectro UV-Vis de Ag y Ag+Fe del conjunto B	93
4	Micrografías SEM de Au+Fe. Escala 1 μm	94
5	Micrografías SEM de Au+Fe. Escala 2 μm	94

Abreviaturas y siglas

- **PLAL.** Del inglés *Pulsed Laser Ablation in Liquids* o Ablación láser pulsada en líquidos.
- **DLS.** Del inglés *Dynamic Light Scattering* o Dispersión dinámica de luz.
- **LSPR.** Del inglés *Localized Surface Plasmon Resonance* o Resonancias plasmónicas localizadas.
- **UV-Vis.** Del inglés *Ultraviolet-Visible Spectroscopy* o Espectroscopía Ultravioleta-Visible.

Resumen

Se ha demostrado que el uso de surfactantes en nanofluidos magnéticos modifica las interacciones dipolares entre nanopartículas, por lo que son usados para la estabilidad coloidal del sistema, pero también pueden influir en la respuesta dinámica del fluido ante campos magnéticos externos. Así, la técnica de ablación láser en líquidos (PLAL), es un método con la posibilidad de síntesis libre de surfactantes. La mayor parte de los estudios realizados con muestras sintetizadas por PLAL, están enfocados en sus propiedades estáticas, dejando de lado su caracterización dinámica bajo campo magnético. La respuesta óptica de nanofluidos magnéticos sometidos a campos magnéticos por bobinas produce patrones de dispersión espacial dominados por las propiedades del nanomaterial en los líquidos. El análisis temporal y angular de su patrón de dispersión espacial, es en realidad, un reflejo de la organización espacial de las nanopartículas en el nanofluido. En este sentido, el objetivo de esta tesis, fue proponer y desarrollar una metodología experimental con la cual se estudie la dinámica de nanofluidos acuosos bajo el seguimiento de su patrón de dispersión espacial, aplicando campos magnéticos controlados en el espacio y en el tiempo. Se diseñó e implementó un sistema automatizado de bobina de Helmholtz que genera campos magnéticos en las tres direcciones espaciales, y para el caso temporal, se programaron dos protocolos de campo: pulsos y rampas. También se desarrolló un algoritmo que abarca desde la grabación de los patrones de dispersión espacial hasta análisis de video del seguimiento angular del patrón en función del tiempo. Bajo los protocolos mencionados y el sistema de análisis, se hizo un estudio de nanofluidos con diferentes nanomateriales (Au+Fe y Ag+Fe), evaluando cambios en la respuesta óptica y magnética cambiando su concentración, dirección de campo, protocolos y parámetros temporales. Con esta metodología se obtuvieron resultados que se relacionan con los tiempos de relajación efectivos del sistema, que varían según las características anteriores. Para el caso de análisis de disipación de energía, con el protocolo de rampas de campo magnético, se presentó histéresis en el desplazamiento angular del patrón de dispersión espacial, con diferencias en el área de histéresis influenciadas por la dependencia temporal y espacial del campo magnético. Por lo anterior, este trabajo aporta en una metodología de caracterización dinámica de nanofluidos libres de surfactantes, que usa como base el desplazamiento angular del patrón de dispersión espacial. Aunado a lo anterior, proporciona primeros análisis de la relación entre la composición, concentración y dependencias temporales y espaciales de aplicación del campo magnético en los procesos de alineación, reorganización, relajación e histéresis de sistemas híbridos.

Palabras clave: Nanofluidos, Campo magnético, Dispersión, Anisotropía, Tiempos de relajación

Abstract

It has been demonstrated that using surfactants in magnetic nanofluids modifies the dipolar interactions between nanoparticles. They are commonly used to provide colloidal stability, although they can also influence the dynamic response of the fluid under external magnetic fields. Against this background, pulsed laser ablation in liquids (PLAL) is a synthesis method for producing surfactant-free nanofluids. Most studies carried out with samples synthesized by PLAL are focused on their static properties, leaving aside their dynamic characterization under magnetic field. The optical response of magnetic nanofluids under magnetic fields generated by coils produces scattering patterns dominated by the properties of the nanomaterial in the liquid medium. The temporal and angular analysis of the scattering pattern reflects the spatial organization of the nanoparticles within the nanofluid. The objective of this thesis was to propose and develop an experimental methodology to study the dynamics of aqueous nanofluids through their scattering pattern under magnetic fields controlled both spatially and temporally. An automated Helmholtz coil system capable of generating magnetic fields along the three spatial directions was designed and implemented, while two magnetic field protocols were programmed for the temporal case: pulses and ramps. An algorithm was also developed, ranging from the acquisition of spatial scattering patterns to video analysis for angular tracking of the pattern as a function of time. Under the proposed protocols and analysis system, nanofluids with different nanomaterials (Au+Fe and Ag+Fe) were studied, evaluating changes in the optical and magnetic response by varying concentration, field direction, protocols, and temporal parameters. Using this methodology, results related to the effective relaxation times of the system were obtained, which vary according to the previously mentioned characteristics. For the case of energy dissipation analysis, the magnetic field ramp protocol showed hysteresis in the angular displacement of the scattering pattern, with differences in the hysteresis area influenced by the temporal and spatial dependence of the applied magnetic field. Therefore, this work contributes with a methodology for the dynamic characterization of surfactant-free nanofluids based on the angular displacement of the scattering pattern. In addition, it provides initial analyses on the relationship between composition, concentration, and the temporal and spatial dependencies of magnetic field application in the processes of alignment, reorganization, relaxation, and hysteresis of hybrid systems.

Keywords: Nanofluids, Magnetic field, Scattering, Anisotropy, Relaxation times

Introducción

Uno de los materiales de mayor interés en áreas como la ingeniería, óptica y desarrollo de dispositivos magneto-ópticos; son los que se conocen como nanofluidos magnéticos. Su alto impacto en estos campos de estudio deriva de la reorganización de sus nanopartículas y estructuras especialmente cuando se les aplica campos magnéticos externos. A lo largo de los años, en dichos materiales se han observado fenómenos que incluyen autoensamblaje, el cual se traduce como la formación de cadenas o *clusters* que a su vez manifiestan anisotropía inducida. Dicha anisotropía inducida produce cambios en el nanofluido manifestándose en la respuesta óptica macroscópica del sistema, particularmente en la distribución angular de la dispersión espacial.

En este contexto, en el presente trabajo se busca comprender la relación entre el cambio angular del patrón de dispersión espacial, de nanofluidos magnéticos híbridos sintetizados por ablación láser en líquidos (PLAL), y la composición y concentración del material en el sistema, así como la respuesta óptica con condiciones temporales y espaciales de aplicación del campo magnético.

En esta tesis se incluye: antecedentes relacionados con el presente trabajo; marco teórico sobre nanofluidos magnéticos, interacción dipolar y patrón de dispersión espacial de Mie; metodología seguida que incluye la explicación de los protocolos de campo magnético; resultados con discusión; conclusiones y trabajo a futuro.

1.1 Descripción del problema

Dada la importancia de los nanofluidos magnéticos en los campos de la tecnología, la ciencia y la ingeniería, hoy en día se han reportado diversas investigaciones en torno a estos materiales, principalmente empleando ferrofluidos comerciales, estabilizados con surfactantes o agentes químicos que proporcionan estabilidad coloidal. Aunque hay una variedad de aplicaciones de ferrofluidos que están estabilizados con surfactantes, también se ha demostrado en las investigaciones que al incorporar capas superficiales sobre las muestras, se modifican las interacciones entre partículas y la respuesta óptica del sistema. Dependiendo de la concentración y del tipo de agente estabilizante [1, 2], puede influir en el comportamiento magnético colectivo porque cambia la distancia e interacción efectiva entre nanopartículas [3].

Así, la técnica de PLAL nace como una alternativa de síntesis de nanofluidos

sin estabilizantes adicionales, lo que favorece las dinámicas colectivas relacionadas con agregación. Estos nanofluidos pueden adoptar propiedades de una suspensión magnetoreológica, más que de un ferrofluido convencional. De esta manera, nanofluidos sintetizados bajo esta técnica son efectivos para evaluar la dinámica magneto-óptica y la reorganización estructural del sistema bajo campo magnético. Aunque se han reportado caracterizaciones ópticas y magnéticas de nanopartículas sintetizadas por PLAL, en la mayoría de los trabajos se focalizan en propiedades estáticas como en [4, 5, 6]. Aún permanece poco explorada la caracterización dinámica centrada en la reorganización espacial inducida por campo magnético, esta última entendida como cambios en la organización del fluido cuando aplicamos estímulos magnéticos y, particularmente, en el cambio angular de su patrón de dispersión espacial.

Si bien, el patrón de dispersión espacial se presenta como una proyección directa de cómo se organizan espacialmente las nanopartículas, en muchos estudios emplean la dispersión espacial únicamente como una demostración de la alineación, pero no llegan a profundizar en su estudio ni la usan como un observable dinámico para la caracterización de procesos de relajación, reorganización colectiva e histéresis inducida. Por lo que sin un análisis dinámico del patrón de dispersión espacial, resulta muy complicado distinguir entre procesos de alineación reversibles, dinámicas relacionadas con reorganización espacial e inducidas por campo o, incluso, posibles comportamientos de histéresis del sistema. Esto limita bastante la posibilidad de relacionar la respuesta óptica con las propiedades físicas y dinámicas del sistema, tales como: composición, concentración de nanopartículas, condiciones temporales y espaciales del campo magnético.

Bajo esta lógica, aparece una oportunidad en el estudio de la composición de nanofluidos híbridos en los que se combinan nanopartículas magnéticas con metales nobles tales como el oro o la plata. Esto hace aún más complejo el análisis óptico y de la organización espacial de las partículas. Como se ha reportado en [7], los distintos materiales magneto-plasmónicos modifican el acoplamiento electromagnético colectivo; lo que puede traducirse en cambios de la respuesta óptica y, por ende, en el patrón de dispersión espacial.

Se han descrito también otras variables relacionadas con la dinámica del sistema tales como: la concentración de nanopartículas, la orientación del campo aplicado en relación con el movimiento de las partículas, así como la escala temporal del estímulo magnético; que no solo son parámetros experimentales, sino factores que se pueden considerar determinantes en cómo se llevan a cabo las interacciones dipolares y los procesos de relajación colectiva [8, 9].

A pesar de la importancia, aún no se cuenta con un enfoque experimental que involucre el estudio de dichos parámetros combinando el seguimiento angular y temporal del patrón de dispersión espacial, a partir de protocolos de campo magnético. Sin esto, difícilmente se pueden establecer las correlaciones de composición híbrida, concentración, eje de aplicación del campo y parámetros temporales del estímulo magnético con los procesos de alineación y relajación colectiva, así como comportamientos de histéresis en

los nanofluidos.

Por tal motivo, el problema en esta investigación se centra en la falta de una caracterización dinámica en la cual se pueda analizar, a partir de protocolos controlados de campo magnético, el cambio angular del patrón de dispersión espacial y el comportamiento de histéresis del sistema condicionado por la composición, concentración, así como por parámetros temporales y espaciales del campo aplicado. Por esto es que surgen las siguientes preguntas de investigación que guían el presente trabajo: ¿Cómo es que el ángulo del patrón de dispersión espacial de nanofluidos magnéticos híbridos sintetizados por PLAL se modifica temporalmente como consecuencia de cambios en su composición y condiciones temporales y espaciales del campo aplicado? y, ¿Qué información contribuye a la respuesta óptica con la aplicación de campo magnético en los tiempos de relajación efectivos y la energía de disipación observada a través del comportamiento de histéresis del sistema?

1.2 Justificación

Dadas las preguntas de investigación anteriores, la importancia de este trabajo se centra en que es necesario un enfoque experimental con el que se pueda evaluar la influencia de la composición híbrida de las nanopartículas magnéticas, su concentración y los parámetros temporales y espaciales de campo magnético aplicado; en el seguimiento angular y temporal del patrón de dispersión espacial, usando nanofluidos sintetizados por PLAL. Realizar este análisis establecería las relaciones entre la respuesta óptica del sistema y los procesos de alineación, relajación colectiva y comportamiento de histéresis.

Especialmente, cuando se estudia nanofluidos híbridos compuestos de metales nobles como oro y plata, es esperado observar algunas variantes dinámicas asociadas a estos, que a su vez pudieran influir en las interacciones dipolares y en la estabilidad de las estructuras del sistema, tras la aplicación de campo magnético. Aunque se sabe que la respuesta magnética proviene de las nanopartículas de hierro, los diferentes metales nobles incorporados pueden afectar la estabilidad coloidal y el comportamiento del fluido en el tiempo.

Aunado a lo anterior, el proyecto aquí presentado proporciona una visión de todo el sistema, con aportaciones de elementos que ayuden a interpretar la respuesta magneto-óptica de los materiales desde una perspectiva apoyada en la organización espacial de las partículas. Esto último extiende las bases experimentales para futuros diseños y estudios de nanofluidos magnéticos libres de surfactantes. Además de ser relevante en el diseño de materiales y dispositivos magneto-ópticos, como los que encontramos en sensores ópticos dependientes del campo magnético y sistemas coloidales que se controlen mediante estímulos externos.

1.3 Objetivos

1.3.1 Objetivo general

Estudiar la orientación y dinámica del patrón de dispersión espacial de nanofluidos acuosos sintetizados por ablación láser al exponerlos a campos magnéticos controlados; implementando un sistema automatizado de bobinas de Helmholtz.

1.3.2 Objetivos específicos

1. Implementar un sistema automatizado para la aplicación y control de campo magnético, que se opere con bobinas de Helmholtz, relevadores electrónicos y software Matlab; con el fin de controlar fuentes de alimentación y adquisición de video.
2. Desarrollar y aplicar dos diferentes protocolos experimentales: pulsos y rampas de campo magnético.
3. Programar un código de seguimiento angular del patrón de dispersión espacial en función del tiempo, para procesar los videos grabados previamente.
4. Analizar la respuesta óptica de nanofluidos sometidos a campos magnéticos externos, es decir, comparar la dinámica del patrón de dispersión espacial de nanofluidos híbridos de oro con hierro y plata con hierro, en diferentes condiciones: 1) de concentración de nanopartículas 2) de tiempo de campo magnético aplicado y 3) de la dirección de dicho campo magnético aplicado.
5. Evaluar repetibilidad del patrón de dispersión espacial con condiciones definidas para confirmar la repetibilidad de mediciones del sistema.

1.4 Hipótesis

La dinámica del patrón de dispersión espacial de nanofluidos magnéticos híbridos sintetizados por PLAL está relacionada con la composición del sistema y presenta diferencias en las curvas de histéresis del patrón al variar las condiciones temporales y espaciales del campo magnético aplicado.

Antecedentes

2.1 Diseño y caracterización de bobinas de Helmholtz

En cuanto a la construcción de bobinas de Helmholtz, estas han ganado terreno en el campo de la investigación electromagnética ya que, como se tienen un par de bobinas idénticas con radios iguales a la distancia de separación entre ellas, es posible generar campos magnéticos aproximadamente uniformes de acuerdo con [10, 11, 12]. Esto ha resultado de gran utilidad, sobre todo en investigaciones en las que se busca generar campos magnéticos bien definidos.

Como mencionan en [10], aunque existen sensores de intensidad de inducción magnética, como lo son los sensores de efecto Hall, estos pueden llegar a ser costosos y muy poco accesibles. Por lo que en la creación de bobinas de Helmholtz, además de permitir modificar parámetros relacionados con el diseño, se ofrece una alternativa a los dispositivos de alto precio usando poco presupuesto.

En la mayoría de las investigaciones en las que se diseñan e implementan bobinas de Helmholtz, se incluye un apartado con la caracterización de la misma; principalmente comparan el modelo teórico con las mediciones experimentales de campo magnético, usando diferentes valores de corriente suministrada a la bobina. Con esto último, los investigadores validan su sistema experimental. Cabe destacar la investigación reportada en [11] en la que se muestran mediciones con un teslámetro digital, declarando una relación lineal entre el campo magnético y la corriente que pasa a través del devanado. Comparan con la ley de Biot-Savart y así su sistema experimental queda validado por esta relación. En otro estudio realizado en 2025 presentan una caracterización similar comparando valores teóricos con los datos experimentales. En sus resultados obtienen una recta con la tendencia teórica y otra con los datos experimentales, realizando el cálculo de los errores relativos obtuvieron que hay una diferencia de entre 0.51% y 6.09% de los datos experimentales y la comparación teórica [12].

Se sabe que las fuentes de error en la caracterización de bobinas de Helmholtz son diversas, y estas abarcan desde errores humanos en la medición de acuerdo con [10], hasta la incorporación de materiales ferromagnéticos como lo son tornillos, estructuras metálicas o soportes de laboratorio que pueden llegar a afectar las mediciones.

Adicional a los factores anteriores, en el modelo teórico que conocemos se contemplan

características geométricas muy específicas. Incluso, en [13] se analizan las posibles fuentes de error del sistema experimental, destacando que en el diseño y, sobre todo, en la manufactura se puede ver modificada la separación entre las bobinas y su alineación, lo cual incorpora cambios en el campo magnético detectado.

Respecto al ancho de la bobina, el modelo ideal supone espiras infinitamente delgadas, pero se ha visto que la sección transversal del conductor no es despreciable en comparación con el ancho de la bobina [14]. Por ende y como se estudia en [14], la densidad de flujo axial se desvía de la condición ideal de la bobina de Helmholtz, lo que es un factor a considerar en su fabricado. De hecho, justo estas limitantes han sido el motor para mejoras y adecuaciones en las bobinas de Helmholtz convencionales. Como ejemplo de esto último, en [15] se desarrollaron configuraciones de bobina de Helmholtz automatizadas y controladas las cuales tuvieron el objetivo de cambiar la dirección del campo sin tener la necesidad de realizarlo de manera manual.

Para ampliar el control de la orientación de campo magnético se han incluso propuesto sistemas tridimensionales que generan campos magnéticos uniformes y controlados. Tal es el caso de [16], en el que usan un sistema triaxial de bobinas de Helmholtz dispuestas ortogonalmente, que por su configuración generan campos magnéticos en tres ejes. Destacan por su bajo consumo de potencia y la facilidad de manufactura y son adaptables a diversas aplicaciones, específicamente en esa investigación la usan para gradientes de campo magnético [16].

Las configuraciones tridimensionales de bobinas de Helmholtz también se han usado para estudiar el efecto del campo magnético en las propiedades de los materiales como en [17] y [18]. En [17] se reporta la caracterización de la conductividad térmica de nanofluidos magnéticos cuando hay campos magnéticos generados por una bobina de Helmholtz tridimensional. Algo similar se realizó en [18], con una bobina de Helmholtz tridimensional se analizó la conductividad térmica de nanofluidos híbridos de Fe_3O_4/CNT y $Fe_3O_4/grafeno$, en solución acuosa. La configuración de la bobina y la muestra se presenta en la figura 2.1 basada en [18].

En dicho estudio se reporta que cuando la orientación del campo magnético y la orientación del gradiente térmico son paralelos, existe un mayor incremento en la conductividad del sistema respecto a cuando son perpendiculares. También en [19], se usaron dos pares de bobinas de Helmholtz cruzadas que producen campos magnéticos rotatorios en corrientes alternas con desfase de 2π , usadas para estudiar la autoorganización de nanopartículas de hematita. Todo esto abre puertas a la fabricación de configuraciones de bajo costo, diseñadas en laboratorio y con aplicaciones en la caracterización magnética de materiales.

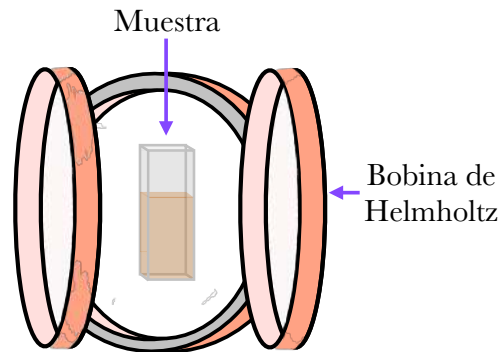


Figura 2.1: Diagrama de configuración experimental de una bobina de Helmholtz tridimensional con una muestra de nanofluido situada en la región central de campo uniforme. Elaboración propia basada en [18].

2.2 Propiedades y síntesis de nanopartículas

Considerando el proceso de fabricación de las nanopartículas, a partir del método por PLAL se ha comprobado que, con un material de hierro, se crean distintas fases de óxidos de hierro, de las cuales predomina la magnetita Fe_3O_4 [20, 21, 22]. La magnetita puede presentar comportamiento ferrimagnético o superparamagnético dependiendo de su tamaño y de las condiciones del sistema en el que esté inmersa.

En cuanto a las propiedades magnéticas de las nanopartículas sintetizadas por PLAL, en [20] se afirma que estas dependen de su composición química, tamaño, morfología y estructura. Particularmente, con sistemas híbridos como nanopartículas sintetizadas con $\text{Au}+\text{Fe}$, se ha observado que las estructuras siguen patrones tipo *core-shell*, característicos con núcleos plasmónicos de oro y cubiertos por una capa de magnetita, lo que da lugar a nanopartículas híbridas que responden ante campos magnéticos externos [21, 22].

Por su parte, investigaciones como en [23] se ha encontrado que la estabilidad de los diferentes coloides obtenidos por PLAL determinan la agregación y sedimentación de las nanopartículas. Cuando no hay surfactantes, se forman agregados estables al paso del tiempo. Esto se detectó con nanopartículas de plata que presentan mayor tendencia a la aglomeración, mientras que las de oro presentan mayor estabilidad coloidal [23].

El trabajo presentado en esta tesis tomó como base metodologías previamente implementadas en el laboratorio donde se llevó a cabo, principalmente aquellas relacionadas con síntesis por PLAL. En [24] se desarrolló un sistema de *Dynamic Light Scattering* (DLS) con el fin de estimar tamaños hidrodinámicos de nanopartículas (Af, Au, Si y W) previamente sintetizadas por PLAL, en dicho trabajo se resaltaron las propiedades ópticas como parámetro de caracterización, en este caso de diámetro hidrodinámico como respuesta óptica del sistema. Por su parte, en [25] se estudió la

influencia de parámetros experimentales de ablación láser pulsada en la síntesis de nanopartículas metálicas, implementando en el laboratorio donde se llevó a cabo la presente tesis un sistema automatizado para la síntesis de nanopartículas de manera controlada y reproducible por el método de PLAL.

2.3 Estructuras inducidas por campo magnético

En estudios se han observado que nanopartículas de magnetita en nanofluidos, las cuales se someten a campos magnéticos externos, forman estructuras como cadenas que se alinean en dirección al campo magnético. En [26], se demostró que las estructuras de nanopartículas, sin campo magnético, aparecen desordenadas y, al incorporar campo, se manifiestan arreglos anisotrópicos. Dentro de esta investigación, también se reportó que la concentración de nanopartículas influye en las estructuras formadas. Al incrementar dicha concentración, aumenta la longitud y el espesor de las cadenas, como resultado de las interacciones dipolares entre partículas [26].

2.3.1 Respuesta magneto-óptica

La reorganización de las partículas tiene como consecuencia el cambio en las propiedades ópticas del fluido. En diversos estudios como en [27] y [28], han observado que las diferentes direcciones de acomodo de las partículas dan lugar a distintas respuestas ópticas del sistema. De acuerdo con [27], los agregados de nanopartículas provocan un cambio en las propiedades ópticas como en absorción, transmisión y anisotropía óptica del sistema. También, se menciona que tanto la concentración de nanopartículas como la viscosidad del medio afectan la dinámica de formación de estructuras [27].

Por su parte, en [28] se explica que las nanopartículas pueden comportarse como una red de difracción ante campo magnético inducido, modificando el patrón de dispersión espacial de acuerdo al cambio de dirección del campo.

En la figura 2.2 se muestra el arreglo óptico usado por Gogoi y Deb durante la investigación del comportamiento de la dispersión espacial en ferrofluidos, bajo la aplicación de campo magnético variable usando un imán colocado sobre un soporte giratorio para que la dirección del campo pudiera rotarse en sentido horario o antihorario.

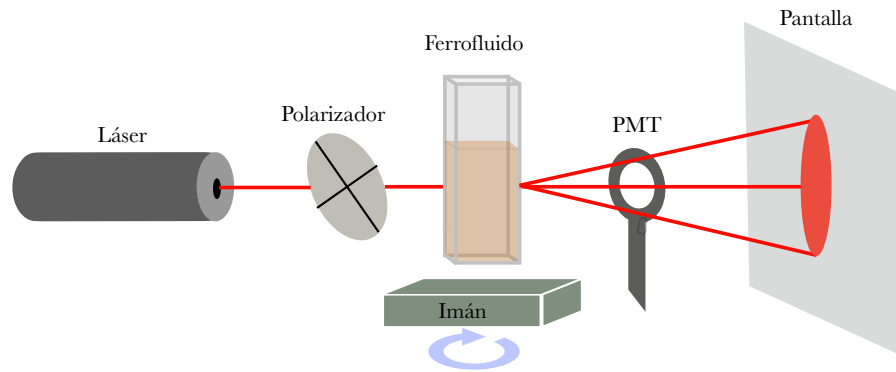


Figura 2.2: Esquema del sistema óptico montado por Gogoi y Deb para el estudio del comportamiento de la dispersión espacial de ferrofluidos bajo campo magnético con dirección variable. Elaboración propia basada en [28].

Otro ejemplo en el que se estudia el patrón de dispersión espacial de nanofluidos en distintas direcciones es el estudio realizado por Corneliu Rablau y Prem Vaishnava [8].

En dicho estudio se usaron dos láseres ortogonales: uno en dirección al campo magnético y otro perpendicular a este, utilizando la geometría mostrada en la figura 2.3 adaptada de [8].

En sus resultados muestran que cuando el haz incide perpendicularmente al campo magnético, observan un patrón de dispersión espacial anisotrópico y alargado, atribuyendo esto a la formación de cadenas alineadas al campo magnético. En cambio, en la pantalla dispuesta frente a la dirección del campo magnético, el patrón de dispersión espacial lo observan aproximadamente isotrópico, lo que muestra una relación entre la configuración del haz incidente y el campo magnético.

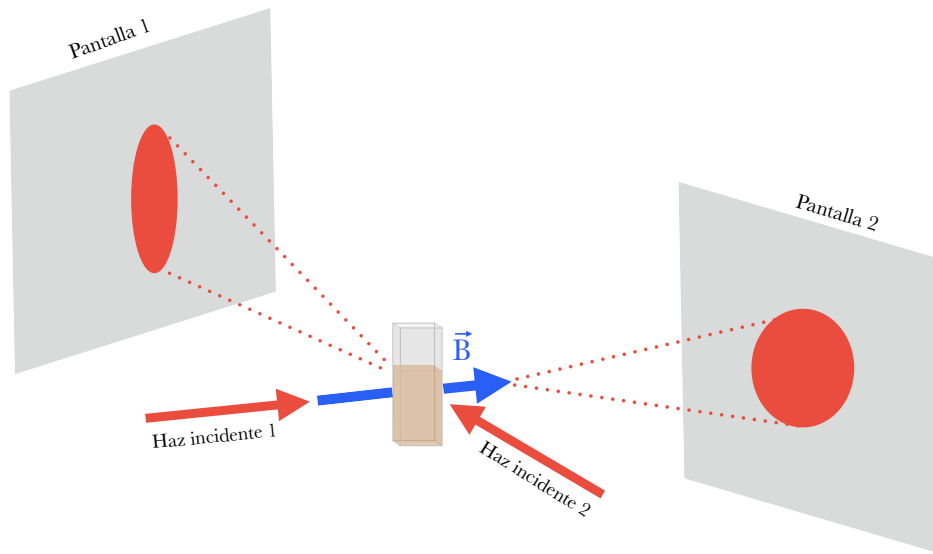


Figura 2.3: Esquema del sistema óptico montado por Corneliu Rablau y Prem Vaishnava para analizar el patrón de dispersión espacial a lo largo del tiempo de ferrofluidos. Elaboración propia basada en la configuración experimental reportada en [8].

2.4 Respuesta dinámica de ferrofluidos bajo campo magnético

Existen una gran cantidad de estudios relacionados con ferrofluidos y su comportamiento con campos magnéticos, como los realizados en [4], [5], [6], entre otros que se centran en propiedades estáticas. No obstante, así como lo mencionan en [29], aún sigue siendo poco investigada la dinámica de estos materiales bajo campos magnéticos inhomogéneos aplicando geometrías específicas. En este sentido, Ryapolov, P. y colaboradores discuten diversos estudios que están relacionados con magnetodifusión, magnetoforesis, agregación y formación de estructuras en ferrofluidos; concluyendo que la estructura de un ferrofluido no es estática a lo largo del tiempo, sino que su dinámica es dependiente del campo magnético aplicado y del tiempo [29].

2.4.1 Tiempos de relajación

En cuestión de la dinámica de nanopartículas magnéticas bajo campo magnético, en el trabajo realizado en [30], analizan la relajación de Néel y Brown de un fluido. En el mismo se muestra que la relajación de Néel aparece como rotación del momento magnético de la partícula, mientras que la relajación browniana se asocia con la rotación física de la partícula. Explican cómo es que el tiempo de relajación efectivo se ve afectado por el predominio de la relajación de Néel o de Brown. Además, estos últimos están

influenciados por el tamaño hidrodinámico, la viscosidad del medio y las interacciones dipolares entre partículas. Cuando se aumenta la concentración de nanopartículas, se ven favorecidas las interacciones dipolares, que hacen incrementar el tamaño hidrodinámico, dando lugar a un aumento en el tiempo de relajación browniano y disminución del tiempo de relajación de Néel, debido a los cambios en la anisotropía del sistema [30].

Los tiempos de relajación indican que la dinámica de ferrofluidos no nada más depende de la formación de *clusters*, sino que también se relacionan con el tiempo en el que tarda el sistema en reorganizarse. Como ya se mencionaba, y en [31] también se aborda, los mecanismos de relajación de Néel y de Brown que dan lugar a un tiempo de relajación efectivo el cual es delimitado en el proceso del sistema hacia el equilibrio. En dicha investigación se estudia la respuesta magnética y óptica de un fluido por medio de la luz transmitida, la cual es dependiente de la anisotropía óptica inducida por el campo magnético y de la orientación de las nanopartículas. Se menciona que al aplicar un campo magnético, cambiante en el tiempo, se produce un desfase en la respuesta del fluido con relación al campo de excitación externo, debido a que la primera no sucede al instante [31].

2.4.2 Factores hidrodinámicos

El campo magnético no es el único determinante en la formación y dinámica de las estructuras de un nanofluido, también estas se ven influenciadas por las propiedades del fluido. Mousavi y Kumar en [32], proponen que el ensamblaje de nanopartículas, además de estar sujeto a las interacciones magnéticas, también se ve influenciado por términos reológicos del fluido. Confirman que el crecimiento y la estabilidad de las estructuras dependen del esfuerzo magnético de las partículas, pero también de las propiedades mecánicas del medio. Más aún, reportan que, cuando el gradiente de temperatura es paralelo al campo magnético aplicado, aumenta la conductividad, contrario a cuando los gradientes de temperatura son perpendiculares, la formación de estas cadenas es limitada [32]. Esto último evidencia que la microestructura del fluido no es algo fijo, sino que depende del equilibrio dinámico entre las fuerzas magnéticas y las propiedades del fluido.

De manera similar, en [33] se muestra que la dinámica estructural de nanofluidos magnéticos se ve influenciada por fuerzas hidrodinámicas, en sistemas con flujo. Observaron que los esfuerzos hidrodinámicos pueden afectar también en la formación de agregados o producir rupturas de estos, por lo que la configuración estructural del medio se ve influenciada por las mecánicas de este. Aunado a lo anterior, los agregados tienden a alinearse con la dirección del flujo [33].

En un estudio realizado por C. F. Alegretti *et al.*, se analizaron los efectos hidrodinámicos, térmicos y magnéticos en ferrofluidos. De acuerdo con lo que obtienen los autores, en presencia de flujo, la vorticidad del fluido compite con los torques magnéticos, y como consecuencia se obtienen dinámicas de magnetización que están fuera del equilibrio.

También reportan que dicha dinámica depende del tiempo de relajación magnético, que influye en la respuesta del sistema [34].

Marco Teórico

3.1 Bobina de Helmholtz

En el siglo XIX, Hermann von Helmholtz propuso una configuración de bobinas capaz de generar campos que son aproximadamente uniformes en el centro, a esta se le conoce como *Bobina de Helmholtz*. La configuración consta de un par de bobinas circulares separadas una distancia R , que es igual al radio de las mismas, como se muestra en la figura 3.1.

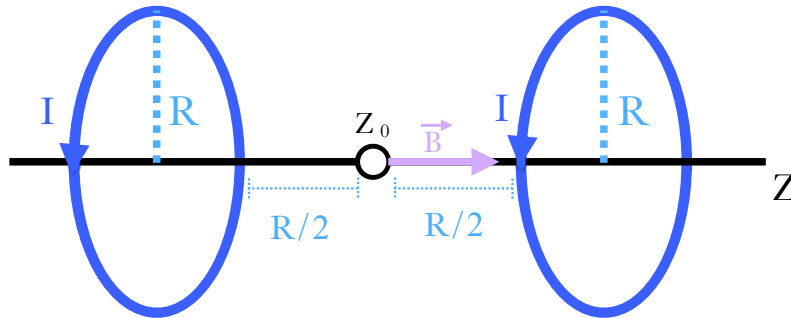


Figura 3.1: Esquema de una bobina de Helmholtz: dos bobinas circulares idénticas separadas una distancia R , igual a su radio. Se indica el eje axial z y la región central en la cual el campo magnético es aproximadamente uniforme. Elaboración propia.

Como se mencionaba, el campo magnético en la región del centro mantiene alta homogeneidad, y para calcularse se puede partir del campo magnético de una espira infinitamente delgada de acuerdo con la ley de Biot-Savart [35]:

$$B(z) = \frac{\mu_0 I}{2} \frac{R^2}{(R^2 + z^2)^{3/2}} \quad (3.1)$$

donde R es el radio de la espira, I la corriente que circula por ella y μ_0 la permeabilidad del vacío.

De lo anterior, el campo generado por una bobina con N vueltas es:

$$B(z) = \frac{\mu_0 N I}{2} \frac{R^2}{(R^2 + z^2)^{3/2}} \quad (3.2)$$

Para dos bobinas iguales, separadas una distancia R como lo que se tiene en la bobina de Helmholtz (ver figura 3.1), y calculando en la posición $z_0 = 0$, usando el principio de superposición [35], la contribución de ambas bobinas es:

$$B(z_0) = \frac{\mu_0 N I}{R \left(\frac{5}{4}\right)^{3/2}} \quad (3.3)$$

Se puede notar que en la ecuación 3.3 el campo magnético generado por una bobina de Helmholtz es proporcional a la corriente que circula por ella.

Por su parte, de acuerdo con [36], el campo magnético a una distancia r del centro de la bobina está dada por la expresión:

$$B(z) = B(0) \left[1 - \frac{144}{125} \left(\frac{r}{R}\right)^4 \right] \quad (3.4)$$

Se resalta que la variación del campo magnético a una distancia z del centro es mínima cuando $z \ll R$, concluyendo así que el campo magnético en la región central de una bobina de Helmholtz es uniforme.

3.2 Intensidad de campo magnético y densidad de flujo magnético

A lo largo del documento se abordarán dos magnitudes que se relacionan con el campo magnético: intensidad de campo magnético y densidad de flujo magnético.

La densidad de flujo magnético B , usada en la sección 3.1 y también conocida como inducción magnética, puede definirse usando la fuerza de cargas eléctricas en movimiento. Con la presencia de campo magnético, una carga en movimiento experimenta una fuerza que depende de la densidad de flujo magnético [35]:

$$\mathbf{F} = Q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (3.5)$$

donde \mathbf{F} es la fuerza de Lorentz sobre la partícula, \mathbf{E} es el campo eléctrico, Q la carga eléctrica y \mathbf{v} la velocidad de la carga.

En cuanto a la intensidad de campo magnético, esta está directamente relacionada con el campo que se genera debido a corrientes libres. Se denota con \mathbf{H} y representa lo que contribuyen las corrientes que generan el campo. Así, \mathbf{H} queda definida como [35]:

$$\mathbf{H} \equiv \frac{1}{\mu_0} \mathbf{B} - \mathbf{M} \quad (3.6)$$

donde \mathbf{M} es la magnetización y μ_0 la permeabilidad del vacío. En medios que no están magnetizados, como el aire, el valor de \mathbf{M} es despreciable de acuerdo con [35]. Entonces la expresión, para ese medio en específico se puede aproximar a la ecuación 3.7.

$$\mathbf{H} \approx \frac{\mathbf{B}}{\mu_0} \quad (3.7)$$

La ecuación del campo en la región central de una bobina de Helmholtz en términos de H y de acuerdo a lo obtenido en la ecuación 3.3 está dada por [35, 37]:

$$H = \frac{NI}{R \left(\frac{5}{4}\right)^{3/2}} \quad (3.8)$$

3.3 Ablación Láser Pulsada en Líquidos y formación de nanopartículas

El proceso de ablación láser en líquidos o PLAL es utilizado para la síntesis de nanopartículas en un fluido, consiste en irradiar con un láser pulsado un blanco sólido que se encuentra en un medio líquido [38]. La técnica por PLAL es considerada de las más verdes para producir nanopartículas libres de surfactantes, lo que evita, de acuerdo con [39], modificaciones en sus propiedades superficiales e interacciones entre partículas.

Durante la ablación, se forman nanopartículas gracias a la interacción del láser con el material, induciendo una transición rápida de fase entre la interfase de sólido-líquido, que a su vez provoca que se genere plasma de alta temperatura y presión. El plasma transfiere la energía al líquido originando una burbuja de cavitación y en ella ocurre la etapa de nucleación y crecimiento de nanopartículas [38].

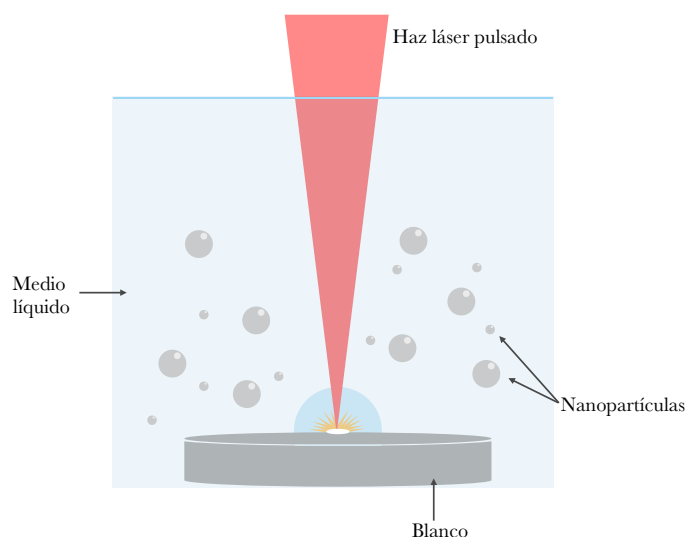


Figura 3.2: Proceso de PLAL. El haz láser pulsado interactúa con el blanco sólido sumergido que se encuentra en un medio líquido, produciendo plasma, burbuja de cavitación y nanopartículas. Elaboración propia basada en [40].

Con el proceso de PLAL es posible realizar una secuencia de ablaciones, usando diferentes materiales, para así crear materiales híbridos con un material sintetizado en otro previamente disperso [38].

Para el caso específico de nanopartículas de hierro, sintetizadas en un medio acuoso, se forman de manera común óxidos, como la magnetita (Fe_3O_4). Durante el proceso de ablación, el plasma contiene especies ionizadas del material, a su vez el líquido se disocia, por lo que el hierro interactúa con el medio, dando lugar a la oxidación [38].

3.4 Magnetización

El término magnetización está asociado con el momento dipolar magnético por unidad de volumen. Se trata de la respuesta de un material cuando se le aplica un campo magnético \mathbf{H} y está relacionada con el tipo de material, ya sea paramagnético, ferromagnético o diamagnético [41].

3.4.1 Clasificación de materiales magnéticos

Existe una clasificación de los materiales según su respuesta ante campo magnético externo, de acuerdo con [41]:

- **Diamagnéticos.** Al aplicar campo magnético a materiales diamagnéticos en estos

se induce una magnetización de tal forma que los momentos magnéticos se alinean opuestos al campo magnético aplicado.

- **Paramagnéticos.** Al aplicar campo magnético externo, los momentos magnéticos no alineados tienden a alinearse al campo magnético aplicado, de manera que la susceptibilidad y temperatura forman una relación lineal.
- **Ferromagnéticos.** Los materiales ferromagnéticos presentan una alineación colectiva de los momentos magnéticos, exhibiendo comportamientos de histéresis magnética.
- **Antiferromagnéticos.** Los materiales antiferromagnéticos se ordenan antiparalelamente, de manera que su magnetización neta resulta nula.
- **Ferrimagnéticos.** Los materiales ferrimagnéticos tienen comportamientos similares a los antiferromagnéticos, presentando momentos magnéticos antiparalelos pero de diferente magnitud, consiguiendo una magnetización neta diferente de cero.

Para sistemas nanométricos, como lo son nanopartículas de magnetita, se presentan comportamientos superparamagnéticos, de tal manera que las nanopartículas son monodominios y estos sistemas no presentan comportamientos de histéresis magnética.

Abordando los materiales ferromagnéticos, estos manifiestan una respuesta no lineal e irreversible de \mathbf{M} en la presencia de un campo \mathbf{H} , lo que hace que se formen bucles de histéresis característicos de estos materiales.

A partir de la figura 3.3, se puede identificar [41]:

- M_s o magnetización de saturación que es la magnetización del material tan pronto como los dominios ferromagnéticos se encuentran alineados.
- M_r o remanencia es la magnetización que queda aún una vez que el campo se hace cero.
- H_c o coercitividad es el valor necesario de campo para que la magnetización vuelva a cero.

Mediante la magnetización se puede definir la susceptibilidad magnética χ como:

$$\chi = \frac{M}{H}$$

Esta última cuantifica la intensidad de la respuesta magnética de un material ante el campo magnético.

Los materiales en el régimen paramagnético, tienen comportamiento lineal que es la base para modelos de magnetización, como es el caso del modelo de Langevin, modelo

ampliamente aplicado en sistemas de nanopartículas magnéticas como los son los ferrofluidos.

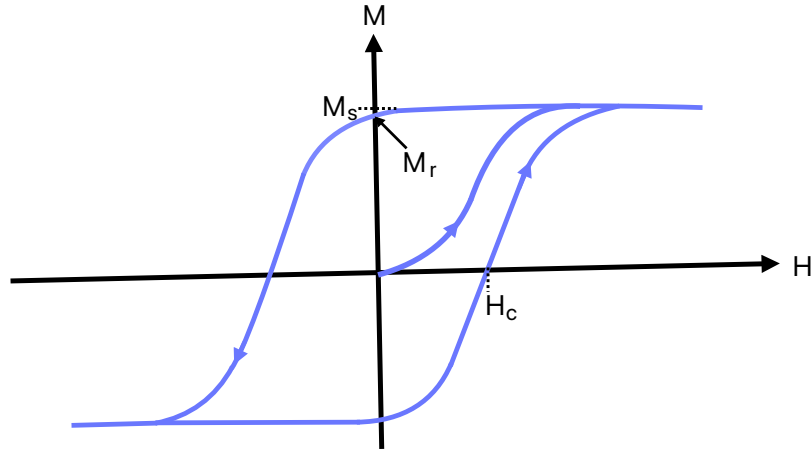


Figura 3.3: Curva de histéresis de un material ferromagnético en la que se muestra la saturación M_s , la remanencia M_r y la coercitividad H_c . Elaboración propia basada en [41]

3.5 Ferrofluidos

De acuerdo con Rosensweig [39], un ferrofluido es una suspensión coloidal que se compone de nanopartículas magnéticas dispersas en un fluido conocido como *portador*. En comparación con los materiales ferromagnéticos macroscópicos que presentan propiedades de histéresis como las abordadas en la sección 3.4, los ferrofluidos ideales exhiben comportamiento superparamagnético, dado el tamaño nanométrico de las partículas que lo componen. Se considera a cada partícula un monodominio magnético, con un único momento dipolar magnético, por su parte, en conjunto, las partículas se comportan análogamente a un gas paramagnético, en el cual los momentos magnéticos están orientados aleatoriamente cuando no hay campo magnético, con magnetización neta igual a cero [39].

Si se aplica campo magnético a un ferrofluido, sus momentos dipolares se alinean a dicho campo. Existe una competencia entre la agitación térmica del material y el campo magnético, por lo que el equilibrio puede describirse mediante la ecuación de Langevin (ecuación 3.9) [39].

$$\frac{M}{\phi M_d} = \coth(\alpha) - \frac{1}{\alpha} \equiv L(\alpha) \quad (3.9)$$

donde $L(\alpha)$ es la función de Langevin y α está definido por la ecuación 3.10.

$$\alpha = \frac{\pi \mu_0 M_d H d^3}{6 k_B T} \quad (3.10)$$

donde μ_0 es la permeabilidad del vacío, M_d la magnetización de dominio, H el campo magnético, d el diámetro de las partículas, k_B la constante de Boltzmann y T la temperatura [39].

Podemos destacar de la ecuación 3.9 que para valores grandes de α , la función tiende a uno lo que se traduce en la magnetización de saturación [39]. Por su parte, para valores pequeños de α , la función se puede aproximar $L(\alpha) \approx \alpha/3$, que implica linealidad entre la magnetización y el campo aplicado.

Así, a través de la ecuación de Langevin se puede obtener la relación superparamagnética que es una respuesta colectiva de las partículas en presencia de campos magnéticos externos [39].

Cabe destacar que en los ferrofluidos, en condiciones ideales de superparamagnetismo [39], no se presentan comportamientos relacionados con histéresis magnética en equilibrio, porque al retirar el campo magnético, la magnetización desaparece dando lugar a una redistribución aleatoria de los momentos magnéticos. Contrastando con materiales ferromagnéticos, en los cuales existe remanencia y coercitividad que se asocian a la estructura de dominios magnéticos.

Aunque no se observa histéresis magnética, a lo largo de las siguientes secciones se tratarán sistemas reales de ferrofluidos con condiciones dinámicas de campo magnético, en las cuales pueden aparecer fenómenos similares a los de un fluido magnetoreológico, asociados a tiempo de relajación magnética y reconfiguración estructural, en los que, de acuerdo con [42], pudieran observarse comportamientos de histéresis de la dinámica del fluido.

3.5.1 Agregación y formación de cadenas

Ante la aplicación de un campo magnético externo \mathbf{H} a un ferrofluido, las nanopartículas que lo conforman presentan momento magnético \mathbf{m} , lo que hace que tiendan a alinearse con la dirección del campo [39]. A partir de la alineación se llevan a cabo interacciones dipolares entre partículas conduciendo a la autoorganización dentro del fluido.

En [39] se describen partículas que se consideran no interactuantes debido a la aplicación de estabilizadores como surfactantes, por esto se puede usar el modelo de Langevin. Sin embargo, si se tiene altas concentraciones de partículas [39], dejan de despreciarse las interacciones dipolares y, por ende, los comportamientos colectivos. Cuando se trata de sistemas reales, y en especial aquellos sintetizados mediante PLAL, las interacciones dipolares, así como los procesos de agregación favorecen estructuras de mayores tamaños. Entonces, el sistema puede alejarse del comportamiento ideal de un ferrofluido estable y presentar características similares a las de suspensiones magnetoreológicas, con propiedades estructurales y reológicas dependientes del campo magnético aplicado.

Esto último conlleva a la formación de estructuras autoorganizadas: cadenas, agregados o *clusters* de nanopartículas que se alinean en la dirección del campo magnético. Dicho

fenómeno se ha presentado en sistemas experimentales en los que se observan las estructuras como parte del resultado de minimización de la energía dipolar del sistema [43]. Por esto las cadenas de nanopartículas se alinean con preferencia a lo largo del campo aplicado, por lo que la orientación final de los *clusters* minimiza la energía dipolar del sistema, descrita en [35].

La formación de cadenas de nanopartículas se relaciona con propiedades reológicas del fluido. En [44] se explica que ante la presencia de cadenas o *clusters* de nanopartículas, se incrementa la viscosidad del sistema, dando lugar a un fenómeno conocido como magnetoviscosidad. Este último se relaciona con la dificultad de reorientación de *clusters* ante campos magnéticos externos, dando lugar a resistencia en su movimiento en el sistema.

Durante la dinámica de alineación de dichas estructuras se ve reflejada la rivalidad entre fuerzas magnéticas, derivadas del campo magnético aplicado, y efectos hidrodinámicos, vinculados a las propiedades del fluido. Parámetros como: viscosidad del medio, intensidad del campo magnético y fuerzas de arrastre; son las que precisan el acomodo temporal de las estructuras [42].

Además, la estabilidad de dichas estructuras se puede describir mediante el balance de las fuerzas atractivas de van der Waals y fuerzas repulsivas electrostáticas. Cuando las fuerzas de van der Waals predominan sobre las fuerzas repulsivas, entonces se presenta agregación de estructuras más extensas [45]. Por ejemplo, y de acuerdo con [45, 46], las nanopartículas de plata son susceptibles a procesos de oxidación y sulfurización, que puede derivar en la disminución de su estabilidad coloidal. Por otro lado, las partículas de oro presentan alta inercia química y resistencia a la interacción con oxígeno y azufre [47], lo que contribuye a su estabilidad superficial.

3.5.2 Torque magnético

El torque magnético de una partícula se describe a través de la expresión 3.11 [42].

$$\Gamma = \mathbf{m} \times \mathbf{B} \quad (3.11)$$

donde \mathbf{m} es el momento magnético de la partícula o del agregado de partículas y \mathbf{B} es la densidad de flujo magnético aplicada.

De la ecuación se puede deducir que el torque es máximo mientras la partícula esté desalineada respecto al campo magnético y nulo ya cuando se encuentra alineada, alcanzando la saturación de orientación [42].

El torque compite directamente con la agitación térmica browniana, relacionándose mediante el parámetro adimensional ξ que mide la razón entre energía magnética y energía térmica del sistema, se presenta en la ecuación 3.12 [42].

$$\xi = \frac{mH}{k_B T} \quad (3.12)$$

donde m es la magnitud del momento magnético de la partícula, H la intensidad del campo magnético aplicado, k_B la constante de Boltzmann y T la temperatura absoluta.

Observamos que cuando $\xi \gg 1$ el campo magnético domina sobre el desorden térmico y por ende, las partículas se mantienen alineadas con el campo magnético [42]; mientras que cuando $\xi \leq 1$, el desorden térmico es mayor que el campo magnético lo que afecta en la orientación de las partículas.

La reorientación de las partículas se puede describir mediante la ecuación 3.13, considerando la competencia entre el torque magnético, previamente explicado, la fricción viscosa y la relación entre el ángulo de orientación de la partícula y la dirección del campo magnético [42].

$$I_0 \ddot{\psi} + 6V\eta\dot{\psi} + KV \sin 2(\psi - \theta_H) = 0 \quad (3.13)$$

donde I_0 es el momento de inercia de la partícula, η la viscosidad del medio, V el volumen de la partícula, K la constante de anisotropía magnética, ψ el ángulo de orientación de la partícula y θ_H la dirección del campo magnético aplicado. En el término $I_0 \ddot{\psi}$ se representa la contribución inercial rotacional, el término $6\eta V \dot{\psi}$ corresponde a la fricción viscosa del fluido, mientras que $KV \sin 2(\psi - \theta_H)$ es el torque relacionado con la anisotropía magnética y tendencia a la alineación. Gracias a esta ecuación, se puede apreciar que la reorientación no es instantánea, y que existen factores como efectos viscosos que la amortiguan. Para un momento de inercia despreciable en comparación con la fricción viscosa, se presentan tiempos característicos de relajación.

3.5.3 Tiempo de relajación

En las secciones anteriores se comentó que al aplicar un campo magnético a un ferrofluido, ocurre que los momentos magnéticos de las partículas tienden a alinearse, debido al torque magnético. Cabe destacar que el proceso de alineación no ocurre inmediatamente ya que existe un tiempo característico conocido como tiempo de relajación τ .

De acuerdo con lo planteado en [42], el tiempo característico puede describirse como la velocidad en la que el sistema pasa de su estado de equilibrio a una orientación otorgada por el campo aplicado. Así, la relajación resulta de la competencia entre el torque magnético y la agitación térmica [42].

En sistemas coloidales como ferrofluidos, existen principalmente dos mecanismos de relajación. La relajación de Brown es la rotación física de la partícula en el fluido y está dada por la ecuación 3.14 [42].

$$\tau_B = \frac{3V\eta}{k_B T} \quad (3.14)$$

Por su parte, la relajación de Néel es la reorientación del momento magnético en la partícula dada por la ecuación 3.15 [42].

$$\tau_N = \tau_0 \sigma^{-1/2} e^\sigma \quad \left(\sigma \equiv \frac{KV}{k_B T} \right) \quad (3.15)$$

donde τ_0 es el tiempo característico del material, que ronda 10^{-9} a 10^{-12} s.

Como se ha ido presentado, los tiempos de relajación se ven influenciados por propiedades del sistema como el tamaño de las partículas, la viscosidad y la temperatura. También se puede notar que la ecuación 3.14 depende del volumen hidrodinámico de la partícula, relacionado con el coeficiente de difusión de Stokes-Einstein descrito en la ecuación 3.16 [48].

$$D = \frac{k_B T}{6\pi\eta a} \quad (3.16)$$

donde D es el coeficiente de difusión de Stokes-Einstein y a el radio hidrodinámico de la partícula.

En general para describir el proceso de relajación de sistemas se puede usar la evolución temporal de la parte no estacionaria $\varphi(t)$. De acuerdo con Debye [49]:

$$\varphi(t) = e^{(-2k_B T/\zeta)t} \quad (3.17)$$

y define

$$\tau = \zeta/2k_B T \quad (3.18)$$

donde ζ es el coeficiente de fricción rotacional del sistema. Combinando las ecuaciones 3.17 y 3.18 se obtiene:

$$\varphi(t) = e^{-t/\tau} \quad (3.19)$$

A partir de la ecuación 3.19, sistemas de relajación como aquellos que contienen nanopartículas que responden a campos magnéticos externos, se comportan de tal manera que $\varphi(t) \sim e^{-t/\tau}$. Cabe destacar que este proceso de relajación no es solo para lo que se conoce como relajación magnética, sino que también funciona en general para sistemas fluctuantes, como los de la dispersión espacial de la luz, con funciones que dependen del tiempo.

Así como en [49], en [48] se menciona que una propiedad como el patrón de dispersión espacial en función del tiempo puede describirse con una función de autocorrelación como la que se tiene en la ecuación 3.20.

$$\langle \delta A(0) \delta A(t) \rangle \quad (3.20)$$

donde $A(t)$ es dependiente del tiempo, por ejemplo, la intensidad de dispersión u orientación del patrón de dispersión espacial. Con $\delta A(t) = A(t) - \langle A \rangle$ representando la desviación con base al promedio. Como se plantea en [48], estos sistemas caen exponencialmente de manera que:

$$\langle \delta A(0) \delta A(t) \rangle \propto e^{-t/\tau} \quad (3.21)$$

y de aquí también podemos notar el tiempo de correlación τ que es análogo al tiempo de relajación antes mencionado.

En este sentido, para procesos de relajación en funciones con dependencia temporal, también existe una base teórica para su propia interpretación, como es el caso de anisotropías del patrón de dispersión espacial, como los presentados en este trabajo.

3.5.4 Respuesta dinámica

Hasta ahora se ha revisado el comportamiento de ferrofluidos ante campo magnético, obteniendo ecuaciones que indican correlación temporal en procesos de relajación relacionados con reorientación de los momentos magnéticos. Por lo tanto, no es instantánea la alineación de las partículas ante campos magnéticos, sino que existe un retardo temporal en el proceso al equilibrio [42].

Al aplicar campos magnéticos que cambian en el tiempo, como $H(t) = H_0 e^{i\omega t}$, la susceptibilidad magnética de las partículas depende de la frecuencia de dicho campo [50]. Como la respuesta del sistema es dependiente de dicha susceptibilidad magnética, entonces esta a su vez depende de la frecuencia.

Para el modelo de una partícula, de acuerdo con [50], la dispersión de la susceptibilidad se puede aproximar a una expresión tipo Debye de la forma $\chi(\omega) \sim (1 + i\omega\tau)^{-1}$ [50]. Con esto, la respuesta del sistema se relaciona con el tiempo de relajación efectivo, asociado a los tiempos de relajación de Néel y Brown, y con la variación del campo magnético externo, específicamente con la frecuencia de cambio ω del mismo [50].

3.6 Dispersión espacial

La dispersión espacial de la luz es un fenómeno que se presenta cuando una onda electromagnética interactúa con un material, el campo eléctrico de la onda induce polarización en las cargas de las partículas del sistema y estas, al oscilar sus electrones, reenvían radiación electromagnética; convirtiendo al medio en una segunda fuente de radiación electromagnética [48]. El patrón de dispersión espacial es resultado del volumen de la muestra que interactúa con el haz. Así, el patrón de dispersión espacial es dependiente, no solo de las propiedades individuales del medio, sino que también de la distribución espacial del mismo [48].

De acuerdo con [48], para el caso de un medio perfectamente homogéneo, al ser incidido por una onda electromagnética, existiría una interferencia destructiva debido a las contribuciones de las regiones homogéneas, solo existiría dispersión en la dirección del haz. Sin embargo, en sistemas reales existen inevitablemente inhomogeneidades locales del índice de refracción o constante dieléctrica, lo que da lugar a radiación que se dispersa en diferentes direcciones. Albert Einstein en 1910 consideró que la dispersión de la luz en materiales es consecuencia de fluctuaciones del medio en sus propiedades ópticas, debidas al movimiento térmico de las partículas. Como consecuencia, la dirección de la luz que se dispersa se puede describir mediante el vector de dispersión \mathbf{q} , el cual se define de acuerdo con la ecuación 3.22 [48].

$$\mathbf{q} = \mathbf{k}_i - \mathbf{k}_f \quad (3.22)$$

donde \mathbf{k}_i el vector de onda de la luz incidente y \mathbf{k}_f es el vector de onda de la luz dispersada. Se le conoce como ángulo de dispersión al que se forma entre \mathbf{k}_i y \mathbf{k}_f .

La magnitud está definida de acuerdo con la ecuación 3.23.

$$q = \frac{4\pi n}{\lambda} \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (3.23)$$

donde λ es la longitud de onda en el vacío, θ el ángulo de dispersión y n el índice de refracción del medio.

3.6.1 Regímenes de dispersión: Rayleigh y Mie

Se contemplan distintos regímenes de dispersión: de manera general con la teoría de Mie, y en ciertos límites el régimen de Rayleigh.

Si consideramos una partícula esférica, su comportamiento queda definido por lo que se obtiene de la ecuación 3.24 [51].

$$x = \frac{2\pi na}{\lambda} \quad (3.24)$$

donde x es el parámetro de tamaño, que relaciona el radio a de la partícula, la longitud de onda λ de la radiación incidente en el vacío y el índice de refracción n del medio, esto permite diferenciar entre los regímenes de dispersión.

Para una partícula esférica se tiene la solución exacta de la teoría de dispersión electromagnética, para esta partícula. Dicha solución fue desarrollada en 1908 por Gustav Mie, por lo que fue conocida como Teoría de Mie, que explica fenómenos de absorción y dispersión de partículas coloidales. Además, la teoría de Mie relaciona las propiedades ópticas de un sistema con la propiedades microscópicas, incluso pudiendo inferir el tamaño de las partículas a través del patrón de dispersión espacial [51].

Para el caso de partículas más pequeñas que la onda incidente, tal que $x \ll 1$, el comportamiento de dispersión entra en el régimen conocido como Rayleigh. Para

partículas que se encuentran en el régimen de dispersión de Rayleigh, la dispersión es más eficiente para longitudes de onda cortas, cuya irradiancia es proporcional a $1/\lambda^4$. Por su parte, cuanto mayor sea el tamaño de las partículas, mayor es la radiación dispersada concentrada hacia adelante en comparación con la retrodispersión [51].

3.6.2 Anisotropía de patrones

Cuando las partículas se encuentran de manera aleatoria en el fluido, en ausencia de campo magnético, se observa un patrón de dispersión espacial isotrópico, ya que no hay una dirección preferente del mismo [48]. Por su parte, cuando se aplica campo magnético, como se menciona en la sección 3.5.1, se forman estructuras anisotrópicas alineadas al campo y, ya que el patrón de dispersión espacial depende de la distribución espacial, el patrón observable también resulta anisotrópico [43].

La anisotropía del patrón de dispersión espacial se ha observado en distintos sistemas experimentales usando sistemas coloidales magnéticos, relacionados con la autoorganización de nanopartículas. Específicamente se ha observado estructuras alargadas tipo *streak*, en la que su orientación está relacionada con la de los *clusters* en el fluido [43].

La orientación del patrón tiende a ser más intensa en direcciones perpendiculares a la dirección del campo aplicado. En régimen de campo lejano, la dispersión espacial (difracción) puede aproximarse a transformada de Fourier (Fraunhofer). Para sistemas diluidos, la intensidad del patrón de dispersión espacial se puede aproximar a la ecuación 3.25 [52].

$$I(q) = \langle N \rangle \langle F^2(\mathbf{q}) \rangle \quad (3.25)$$

donde $\langle N \rangle$ es el número promedio de partículas y $F^2(\mathbf{q})$ es la amplitud de dispersión de una partícula individual. Así, la intensidad del patrón de dispersión espacial depende de la distribución espacial y la orientación promedio de las estructuras.

3.7 Resonancia plasmónica

En nanopartículas metálicas se han observado fenómenos como resonancias plasmónicas de superficie localizadas (LSPR), que son excitaciones de los electrones de conducción de nanoestructuras metálicas acopladas a campo electromagnético externo [53]. También existe respuestas magneto-ópticos lineales y no lineales en nanofluidos de metales nobles que se puede observar a intensidades de iluminación ultrabajas y campos magnéticos de corriente continua [54].

Esta resonancia o su frecuencia está relacionada con las propiedades del material, así como del tamaño, la forma y el entorno o superficie de las partículas. Por ejemplo, en el oro y la plata, la resonancia plasmónica está presente en el rango visible del

espectro electromagnético. Para nanopartículas esféricas pequeñas de oro las resonancias aparecen típicamente alrededor de 520–550 nm; por su parte en la plata aparece entre 390–420 nm [55].

Entonces, de acuerdo con [55], la resonancia plasmónica depende de que coincida la longitud de onda de resonancia y la radiación incidente, cuando estas coinciden, hay un aumento en la absorción del campo electromagnético local.

Metodología

El presente trabajo se llevó a cabo a través de la experimentación orientada al estudio de la respuesta magneto-óptica de nanofluidos acuosos sintetizados por PLAL. Parte de la estrategia metodológica fue someter las muestras a campos magnéticos externos controlados bajo diferentes protocolos y condiciones. Para cada resultado se analizó la dinámica del patrón de dispersión espacial.

4.1 Muestras y condiciones experimentales

Se usaron dos conjuntos de muestras. Cada conjunto sintetizado y caracterizado de manera distinta.

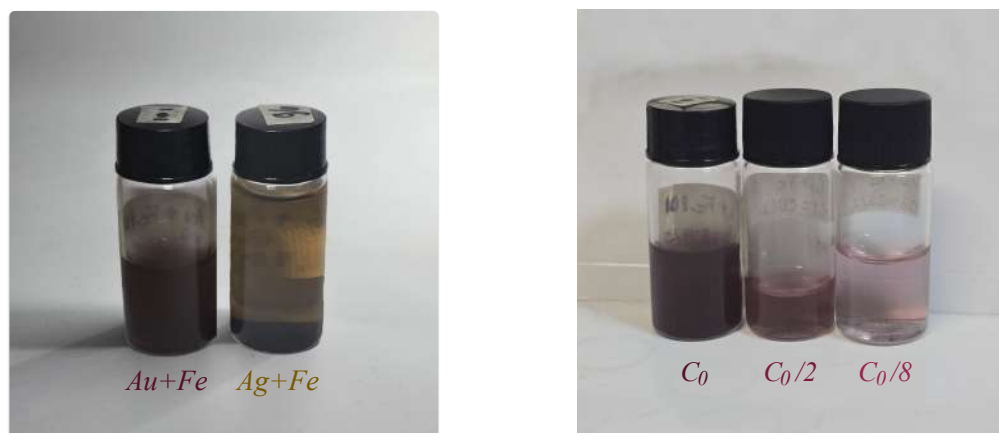
4.1.1 Conjunto de muestras A

El conjunto de muestras A estuvo conformado por nanofluidos previamente sintetizados: oro con hierro (Au+Fe) y plata con hierro (Ag+Fe). El orden de los materiales es el orden del proceso de síntesis por PLAL, donde el primer material es el blanco ablacionado inicialmente en agua desionizada y el nanofluido resultante es el medio para la ablación del segundo material. El objetivo de estudio con estas muestras fue someterlas a secuencias de pulsos de campo magnético.

Las muestras fueron ablacionadas el 27 de julio de 2023 en el laboratorio y se muestran en la figura 4.1a. Los resultados obtenidos con este conjunto se presentan en las secciones 5.2 y 5.3.

Para evaluar el efecto de la concentración en el movimiento del patrón de dispersión espacial se prepararon tres concentraciones de la muestra Au+Fe: C_0 , $C_0/2$ y $C_0/8$ donde C_0 es una concentración de 0.2 g/L (figura 4.1b).

Con el objetivo de analizar diferencias entre los materiales Au+Fe y Ag+Fe, se realizaron caracterizaciones de espectroscopía UV-Vis que se presentan en la figura 1 del Anexo A.1 al final de esta tesis.



(a) Muestras de Au+Fe y Ag+Fe obtenidas por PLAL.

(b) Muestras de Au+Fe a diferentes concentraciones: C_0 , $C_0/2$, $C_0/8$.

Figura 4.1: Conjunto de muestras A utilizadas para las primeras caracterizaciones.

4.1.2 Conjunto de muestras B

El conjunto de muestras B contiene nanofluidos de Au+Fe y Ag+Fe sintetizados con condiciones de ablación controladas. Estas muestras se usaron en el estudio de la respuesta ante rampas de campo magnético, presentadas en la sección 5.4.

Parte de las condiciones de síntesis, además de ambas realizarlas en el punto focal, se consideró que la concentración y el contraste fueran tales que facilitarían la observación del patrón de dispersión espacial.

El proceso de ablación fue el mismo para ambas muestras del conjunto (Au+Fe y Ag+Fe) y se detalla a continuación.

4.1.2.1 Proceso de ablación láser

El proceso para la fabricación de nanofluidos ya ha sido utilizado y descrito por el grupo de trabajo para la síntesis mediante PLAL en [24, 25, 56, 57]. Para este trabajo se siguió dicho proceso considerando los siguientes pasos.

1. Se usó un láser infrarrojo pulsado, con longitud de onda de 1040 nm con pulso en el orden de femtosegundos.
2. Se preparó el blanco con el primer material a ablacionar. Se limpió con metanol y agua desionizada.
3. Se pesó el blanco en una báscula para obtener después de la ablación la masa sustraída.

4. Se colocó el blanco sobre una cápsula con 5 ml de agua desionizada como fluido base.
5. Se ajustó el sistema de ablación usando un programa en Matlab automatizado para que el blanco se encuentre en el foco del haz.
6. Durante trece minutos el soporte de la muestra se mueve en filas lo que forma un cuadrado en el blanco. En este proceso el láser genera nanopartículas que se dispersan en el líquido.
7. El proceso de ablación sobre el blanco se realizó hasta obtener una concentración entre 2 mg y 3 mg en 20 ml de agua destilada la cual se encontró como ideal para observar suficiente contraste en el patrón de dispersión espacial.
8. Una vez finalizado el proceso de ablación se almacenó el nanofluido en un frasco de vidrio. Esto se realizó tanto con un blanco (target material) de Au como con uno de Ag. De Au se obtuvo una concentración de 2.3 mg en 10 ml de agua destilada y de Ag una concentración de 3.2 mg en 20 ml de agua destilada.
9. Se repitió el proceso de los puntos 2 al 6 pero con un blanco de Fe y usando como fluido base el nanofluido del proceso anterior (Au para Au+Fe y Ag para Ag+Fe).
10. Se realizaron dos secuencias de ablación para Hierro (Fe). En la figura 4.2 se observan las muestras resultantes.

Así como con el conjunto de muestras A, se realizaron caracterizaciones de espectroscopía UV-Vis y microscopía de barrido (SEM). En las figuras 2 y 3 en la sección A.2 de Anexos, se comparan las muestras Au+Fe y Ag+Fe con sus respectivos precursores Au y Ag, esto con el fin de observar modificaciones en la forma de las bandas de absorción al incorporar hierro que pudieran sugerir interacciones entre las nanopartículas. Adicional a esta caracterización, se obtuvieron imágenes SEM para confirmar agregados de nanopartículas y la formación de estructuras híbridas de Au+Fe, estas figuras se presentan en la sección de Anexos B.1.



Figura 4.2: Muestras de Ag+Fe y Au+Fe obtenidas por el proceso de PLAL. Conjunto de muestras B.

4.2 Sistema de medición magneto-óptico

A continuación se describe a detalle el sistema experimental que se usó para la medición del patrón de dispersión espacial de las muestras. Se incluyen los detalles de la bobina de Helmholtz utilizada para la generación de campo magnético, su proceso de caracterización y el montaje del sistema óptico completo.

4.2.1 Bobina de Helmholtz

Se diseñó una bobina de Helmholtz triaxial usando como base el modelo que se encuentra en la página *Thingiverse* [58], pero ajustando sus dimensiones a las que se detallan en la figura 4.3. Además, se incorporó un portamuestras en el centro de la bobina donde se puede colocar una cubeta con el nanofluido, inspirado en configuraciones como las que se presentan en [18]. La estructura final se obtuvo mediante manufactura aditiva.

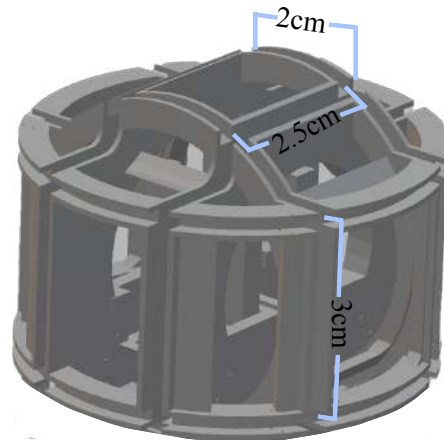


Figura 4.3: Vista isométrica y detalle de las dimensiones finales de la bobina basada en [58].

Debido a que cada par de bobinas tiene un radio distinto, se propuso una convención de ejes para identificar la dirección del campo magnético aplicado. En la figura 4.4 cada par de bobinas correspondiente a cada dirección solo sirve como referencia geométrica para el sistema experimental.

De acuerdo con la figura 4.4, el eje z corresponde al campo magnético generado por el par de bobinas con radio $R = 2.5$ cm, cuya dirección es paralela al eje del haz óptico.

El eje y corresponde al campo magnético generado por el par de bobinas con radio $R = 3$ cm, cuya dirección es perpendicular al plano de la muestra.

El eje x corresponde al par de bobinas con radio $R = 2$ cm y el campo magnético que genera apunta hacia el observador.

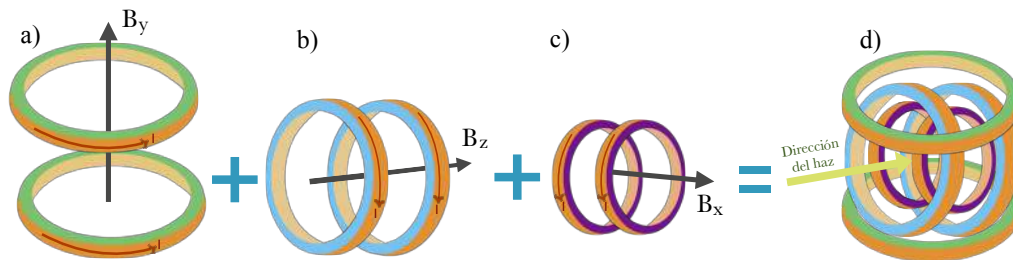


Figura 4.4: Convención de los ejes del campo generado. a) Par de bobinas que generan campo magnético en el eje y . b) Par de bobinas que generan campo magnético en el eje z . c) Par de bobinas que generan campo magnético en dirección x . d) Bobina de Helmholtz con la dirección del haz.

En el bobinado se utilizó un alambre de cobre esmaltado de 0.361 mm. El número

de vueltas en cada par de bobinas fue ajustado de tal manera que, con una misma intensidad de corriente, todos los pares generen campos magnéticos de igual magnitud. Considerando la convención anterior, esto representa que no hay diferencias en la intensidad del campo en los diferentes ejes, cuando se aplica una misma corriente.

Se calculó el número de vueltas para cada bobina con ayuda de la ecuación 3.8. Debido a que el radio R es diferente para cada uno de los pares de bobinas, se buscó que la intensidad de campo magnético fuera similar entre ellos a una misma corriente. Entonces calculamos para $I = 1$ A, con $r = 3$ cm, que es el tamaño del radio de la bobina más grande, y $N = 40$, el límite de vueltas físicas. Para esa bobina:

$$H_1 = \frac{(40)(1 \text{ A})}{(0.03 \text{ m}) \left(\frac{5}{4}\right)^{3/2}} = 954.9 \text{ A/m} \quad (4.1)$$

Entonces:

$$N_2 = \frac{(954.9 \text{ A/m})(0.025 \text{ m}) \left(\frac{5}{4}\right)^{3/2}}{1 \text{ A}} \approx 33 \quad N_3 = \frac{(954.9 \text{ A/m})(0.02 \text{ m}) \left(\frac{5}{4}\right)^{3/2}}{1 \text{ A}} \approx 27 \quad (4.2)$$

Por lo que el número de vueltas resultante para cada par de bobinas es: 40 para el par de bobinas que genera campo en y ($R = 3$ cm); 33 para el par de bobinas que genera campo en z ($R = 2.5$ cm) y 27 para el par de bobinas que genera campo en x ($R = 2$ cm).

4.2.2 Montaje del sistema magneto-óptico

En esta sección se presenta la descripción del sistema magneto-óptico que está apoyada con un diagrama representativo del acomodo de cada componente.

De acuerdo con la figura 4.5, como primer elemento del sistema magneto-óptico se encuentra un láser con longitud de onda de 532 nm con una fuente de corriente variable, que representa la fuente de iluminación del que sale un haz coherente y estable para las mediciones. Después se colocó un divisor de haz con el fin de alinear el mismo perpendicular a la salida. Este haz transmitido atraviesa un diafragma, con una apertura de iris con la cual se puede controlar el ancho efectivo del haz evitando componentes periféricas no deseadas. También se colocaron dos lentes, una usada para colimar y la otra para focalizar el haz. La luz coherente resultante llega a la pantalla. También se usó una lámina de media onda ($\lambda/2$) o incluso una placa de cuarto de onda ($\lambda/4$) para controlar el estado de polarización del haz, en polarización lineal o circular. Este sistema controla y automatiza el estado de la polarización, pero la polarización horizontal con la placa de media onda es con la que se realizaron las medidas de esta tesis, con potencia promedio del haz de salida de 24.3 mW que pasa a través del nanofluido colocado en la bobina de Helmholtz.

En el arreglo se muestra como elemento principal la bobina de Helmholtz previamente detallada en la sección 4.2.1. También en uno de los laterales de la bobina se colocó un microscopio adaptado a una cámara digital, que sirvió para observar el comportamiento de los *clusters* de nanopartículas. En la parte del frente se dispuso una pantalla blanca sobre la cual se proyecta el patrón de dispersión espacial característico generado por el sistema.

Para la medida de la respuesta magneto-óptica, se usó una cámara fotográfica focalizada en un pequeño punto de la pantalla, como el usado en otros sistemas por el grupo de trabajo para capturar imágenes en el espectro visible sobre una pantalla [59] [60]. Este último elemento del sistema en la configuración de esta tesis es una cámara digital de la marca *Osbot*. Como parte del sistema de adquisición, esta tiene la capacidad de grabar con una resolución de hasta 120 fps.

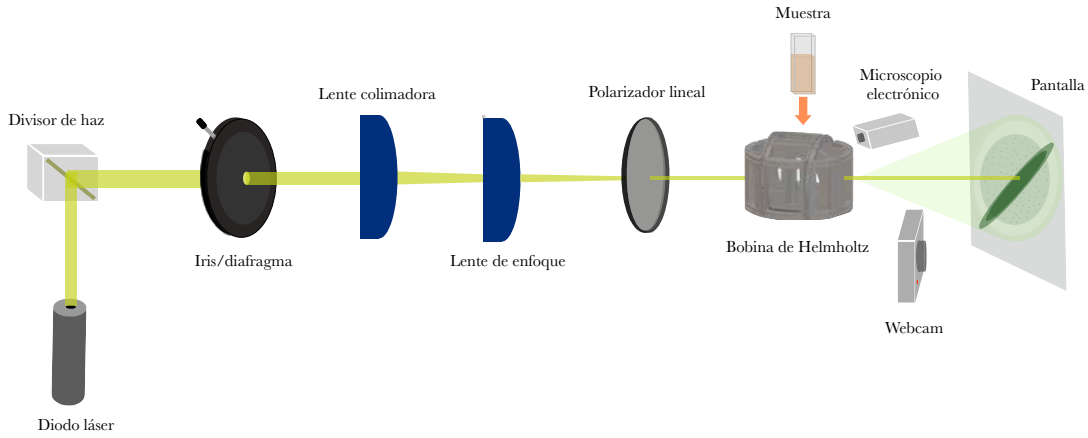


Figura 4.5: Dibujo de los componentes que conforman el sistema magneto-óptico.

4.2.3 Caracterización de la bobina de Helmholtz

Una vez terminada la bobina de Helmholtz, se buscó establecer una relación entre la corriente suministrada a las bobinas y la intensidad de campo magnético generada por las mismas. Para esto se caracterizó experimentalmente el sistema en la región central de la bobina donde se coloca el nanofluido por donde interactúa el haz y la muestra.

Sabemos que el campo magnético generado por una bobina de Helmholtz se describe con la ecuación 3.8, sin embargo, es relevante considerar que dicha ecuación supone espiras infinitamente delgadas, con separación exactamente igual al radio, perfectamente circulares y alineadas, de acuerdo con lo que obtenemos de la ley de Biot-Savart [35]. Aunque en el sistema propuesto en esta investigación, el haz láser incide en el centro con un error geométrico de ± 1 mm, para una configuración de Helmholtz la variación axial del campo cerca del centro es de cuarto orden [36], entonces la diferencia por dicho desplazamiento en el orden de milímetros respecto al centro de la bobina resulta

despreciable. Por lo anterior, se usó la expresión ideal de la ecuación 3.8 como un referente para comparar los resultados experimentales.

En la caracterización se usó un magnetómetro de la marca *GOYOJO*, con el cual se midió la densidad de flujo magnético B a diferentes corrientes I para cada par de bobinas. Se realizaron cinco mediciones independientes por cada valor discreto de 0.21 A a 0.5 A con paso cada 0.01 A de corriente, y con ellas calcular un valor promedio de B con su respectiva dispersión, la cual se representó mediante barras de error en las gráficas 5.1, 5.2 y 5.3.

Consideramos que el dispositivo mide densidad de flujo magnético, por lo que para obtener H transformamos con ayuda de la ecuación 3.7. Con los datos experimentales promediados $H(I)$ obtenidos para cada par de bobinas, se ajustaron a una relación lineal del tipo:

$$H = aI + b \quad (4.3)$$

donde a es la pendiente experimental y b el término independiente. La pendiente se comparó con el valor teórico derivado de la ecuación 3.8, y se calculó la desviación relativa porcentual como:

$$\text{Desviación porcentual} = \left| \frac{H - H_{\text{ideal}}}{H_{\text{ideal}}} \right| (100) \quad (4.4)$$

Los resultados de esta caracterización se presentan en la sección 5.1.

4.3 Sistema automatizado de bobinas

En las pruebas realizadas con el sistema automatizado de las bobinas, en esta tesis se consideran primero el control de pulsos de corriente, para observar la respuesta del nanofluido por donde circula el haz de luz, debido a los pulsos del campo magnético aplicado. Donde se observa el cambio de ángulo en la dispersión de la luz en la pantalla, representado como los cambios debido al campo magnético aplicado. Después se programaron un sistema de rampas de corriente para evaluar la histéresis del sistema dinámico. Aquí observamos el cambio programado gradual del ángulo de la dispersión de la luz en la pantalla.

Para el análisis del sistema en la forma de pulsos, se tomaron simplemente la programación de relevadores para el encendido y apagando de las fuentes. Debido a que la alimentación de manera manual, representa variaciones de intensidad y evidentemente la sincronización de los tiempos para la aplicación del campo magnético. Esta programación es útil para evaluar y diferenciar el efecto por eje de campo aplicado. La justificación de un sistema automatizado representa secuencias repetibles y un control preciso de la intensidad de corriente en las bobinas. De igual forma poder diferenciar la rampa respecto a cada eje y sus respectivas bobinas. Esta es la razón del desarrolló

de un sistema de tres ejes automatizado de bobinas de Helmholtz, el cual asegura las condiciones reproducibles durante las mediciones.

4.3.1 Arquitectura general del sistema automatizado

El análisis de la respuesta del campo magnético en el nanofluido consiste en la programación automática de la aplicación de corrientes eléctricas a las bobinas correspondientes a los respectivos tres ejes. En la figura 4.6 se muestra la arquitectura general del sistema automatizado creado para controlar el campo magnético que generan las bobinas de Helmholtz. En el sistema se integran los componentes: un software de control con programación en Matlab; microcontroladores, uno para cada sistema de relevadores; fuentes de alimentación usadas; módulos de conmutación; y bobina de Helmholtz.

Se puede seleccionar la fuente, la dirección de la corriente asignada a cada bobina, por lo que hasta seis fuentes de corriente se pueden implementar (dos bobinas por eje). Al mismo tiempo si se tiene una fuente variable programable, esta se puede asignar a un eje específico. Gracias al software de control, se puede establecer, la dirección y la corriente inicial de la fuente variable, mientras que el de la fuente fija, no programable, se establece primero antes de su programación de encendido, por lo que se configura antes manualmente. Este sistema da la libertad de asignar fuentes en serie o paralelo, que sumen los campos magnéticos o que se cancelen.

El conjunto de relevadores que conforman al primer sistema (ver figura 4.6) son los encargados de seleccionar el par fuente-bobina/bobinas (bobinas en caso de estar conectadas en paralelo). Como se cuenta solo con una fuente variable, el control en este sistema es indispensable para poder ajustarla a diferentes salidas de bobinas. En cuanto al conjunto de relevadores del segundo sistema, estos dirigen el sentido de la corriente en las bobinas. Por lo que son los responsables de aplicar campos en dirección positiva o negativa en un eje, de manera que no es necesario recurrir a modificar la configuración física del sistema.

Con la combinación de ambos sistemas de relevadores que conforman el sistema automatizado, fue posible establecer pulsos de campo bien definidos, o bien, rampas de campo variable a lo largo del tiempo. Estos protocolos de operación se encuentran detallados en la sección 4.3.2.

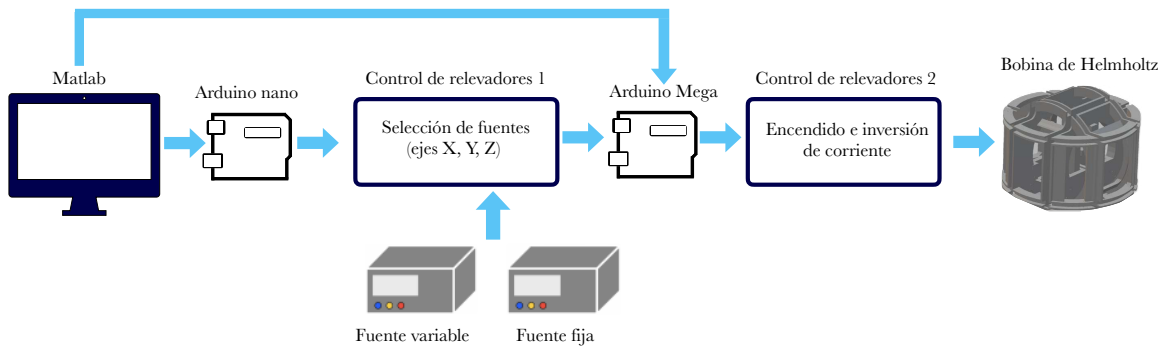


Figura 4.6: Diagrama de la arquitectura del sistema automatizado de bobinas de Helmholtz.

4.3.2 Secuencias automatizadas

Para mantener condiciones experimentales repetibles con poca variabilidad asociada con la operación manual de fuentes, conectores y cambios de eje; se diseñaron secuencias automatizadas de control de campo magnético cuyo código se realizó en Matlab. Mediante las secuencias, se define: la fuente, la dirección de campo magnético, su intensidad y el tiempo de aplicación.

Como se mencionaba en la sección 4.3.1, se desarrollaron dos secuencias de aplicación específicas con el fin de obtener distintos compartamientos de las muestras. Estas se dividen en: pulso de campo magnético constante y rampa de campo magnético.

El protocolo de pulso de campo magnético (figura 4.7) se creó con el objetivo de observar el comportamiento del patrón de dispersión espacial de la muestra en la aplicación y retiro de campo magnético constante.

El sistema inicia sin campo magnético, con el fin de obtener la posición angular inicial del patrón de dispersión espacial, esto durante un periodo de tiempo definido como t_{est} . Posteriormente, se aplica un campo magnético constante durante un intervalo de tiempo t_{campo} . Una vez transcurrido dicho periodo de tiempo se retira el campo magnético y se registra la relajación del sistema durante un periodo de tiempo definido por la variable $t_{sin\ campo}$. Finaliza la secuencia y se termina la grabación.

En todas las mediciones presentadas en esta tesis bajo este protocolo se usaron los valores: $t_{est} = 5$ s; $t_{campo} = 10$ s; y $t_{sin\ campo} = 10$ s. Se aplicó una corriente a las bobinas de $I = 0.5$ A, que corresponde a una intensidad de campo magnético aproximada de $H \approx 497.9$ A/m de acuerdo con la ecuación 5.1 obtenida en los resultados de caracterización de la bobina, lo que es equivalente a una densidad de flujo magnético de $B \approx 0.6$ mT. En dicha intensidad de campo, la respuesta del patrón de dispersión espacial de los sistemas se muestra saturada, lo cual fue identificado experimentalmente.

El protocolo se aplicó al conjunto de muestras A mencionado en la sección 4.1. Se aplicó un campo magnético en la dirección $-x$, para una comparación entre materiales y concentraciones. Dichos resultados se encuentran en la sección 5.3.

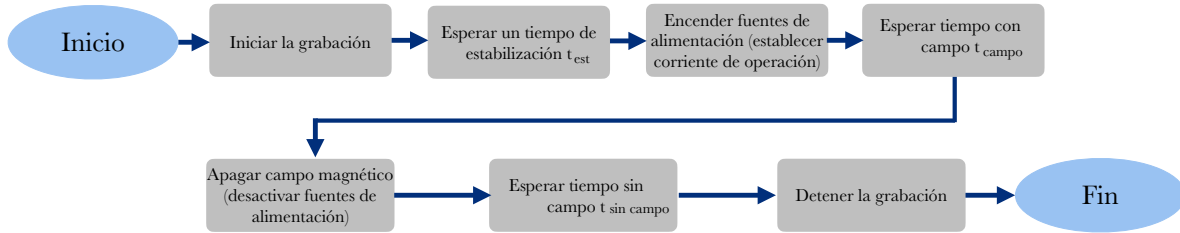


Figura 4.7: Diagrama de flujo de la secuencia del protocolo de pulso de campo magnético constante.

Por otro lado, el protocolo de rampa de campo magnético (figura 4.8), consiste en modificar el campo magnético mediante una rampa de corrientes, que se suministran a las bobinas. El objetivo de este segundo protocolo fue estudiar la respuesta del patrón de dispersión espacial de las muestra ante variaciones graduales de campo y analizar posibles histéresis del patrón como resultado de la dinámica del sistema.

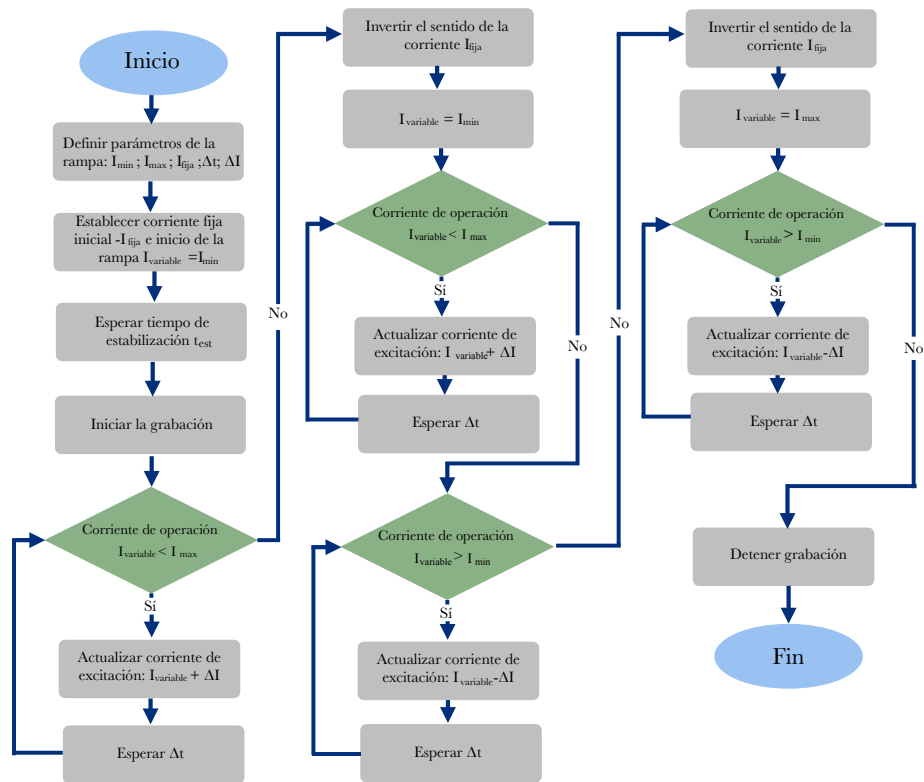


Figura 4.8: Diagrama de flujo de la secuencia del protocolo de rampa de campo magnético.

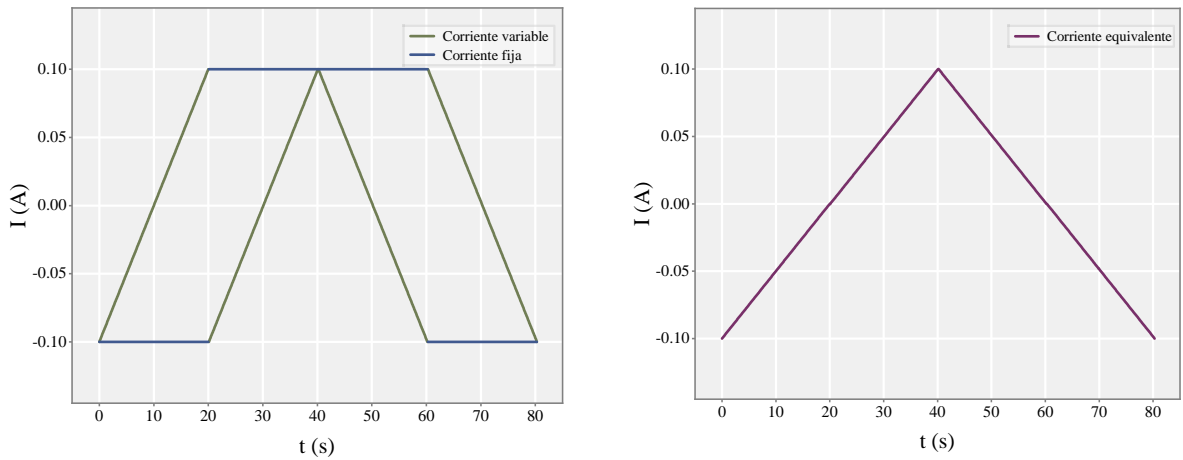
La rampa efectiva de campo magnético fue construida con la superposición de corrientes en el par de bobinas correspondiente a un eje. En una de las fuentes se mantuvo la corriente fija, en tanto que en la segunda fuente, la fuente variable, se ejecutó una rampa de corriente definida por ΔI dada en amperios, que se modifica cada paso Δt .

En la figura 4.9a se representa el cambio de corrientes, tanto de la fuente fija como de la fuente variable, a lo largo del protocolo de rampa de campo magnético. En realidad la suma de corrientes en ambas bobinas van desde -0.2 A a 0.2 A y después de regreso. No obstante y como se muestra en la figura 4.9b, se tienen los valores equivalentes de corriente a lo largo del tiempo, obtenidos de la suma de corrientes de ambas bobinas y dividiendo entre dos. Esto último debido a que en la ecuación 3.8 no se considera la suma de las corrientes, más bien se evalúa la corriente por bobina o, como en este caso, la corriente equivalente.

Para las mediciones experimentales, la corriente fija se estableció en -0.1 A, el cual es el valor máximo permitido por la fuente de alimentación variable utilizada en el sistema experimental. Por su parte, a la fuente variable se le aplicó un rango de corrientes de -0.1 A a 0.1 A, tanto de forma ascendente como descendente. Así, el campo magnético recorrió valores desde el máximo negativo, dado por una corriente de -0.1 A en ambas

bobinas, hasta que el campo es nulo, cuando las contribuciones de las bobinas se compensan debido a que sus direcciones se vuelven opuestas. En el caso del máximo campo positivo se invirtió la corriente fija a 0.1 A y se usó la misma rampa de corriente en la fuente variable, hasta que esta llega a los 0.1 A. El proceso se repitió a la inversa, de manera que se completó la rampa ascendente y descendente del campo magnético.

Con el fin de obtener una variación lo suficientemente continua del campo magnético, se utilizó un valor de incrementos de la corriente de $\Delta I = 0.001$ A que ayuda a graficar con suavidad las curvas de histéresis y evitar gran discretización que resulta de pasos de corriente elevados. Se utilizaron tres valores distintos de tiempo de paso: $\Delta t = 0.05$ s, 0.1 s y 0.2 s.



(a) Representación de la corriente en cada una de las bobinas a lo largo del protocolo de rampas de campo magnético.

(b) Representación de la corriente equivalente a lo largo del protocolo de rampas de campo magnético.

Figura 4.9: Modificación de la corriente a lo largo del protocolo de rampas de campo magnético.

El segundo protocolo se le aplicó a las muestras del conjunto B para evaluar la respuesta de cada material, además de que se aplicó en las direcciones x y y para relacionar las diferentes respuestas con la dependencia direccional. Los resultados bajo este protocolo se encuentran en la sección 5.4.

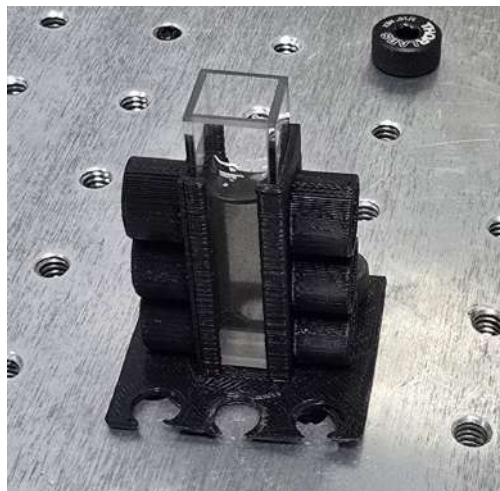
4.4 Protocolo de medición

Como primer paso previo a la medición, se prepara la muestra del nanofluido agitando manualmente en su contenedor para así redispersar las nanopartículas que pudieran haberse sedimentado [61]. Con ayuda de una pipeta, se depositan 2 ml del fluido en una cubeta de vidrio (figura 4.10a).

Durante un minuto, se deja reposar la cubeta con el material en un portamuestras externo al sistema óptico y dispuesto con imanes permanentes (figura 4.10b). Este procedimiento permite la formación de estructuras anisotrópicas de nanopartículas o *clusters*, esenciales para observar el patrón de dispersión espacial estudiado [3, 27, 43]. De esta manera, las condiciones iniciales son similares entre mediciones, facilitando la observación del fenómeno.



(a) Colocación del nanofluido Ag+Fe en la cubeta de vidrio.

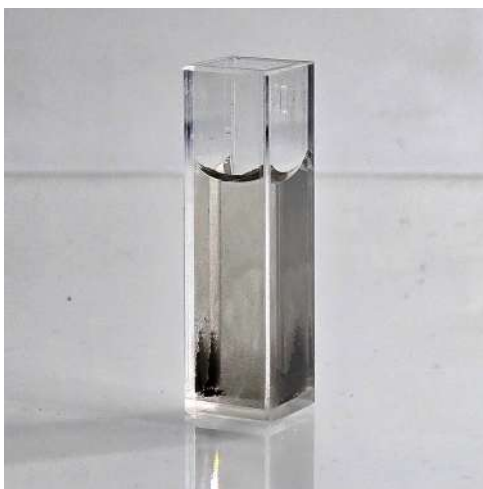


(b) Portamuestras adaptado con imanes permanentes para inducir estructuras anisotrópicas.

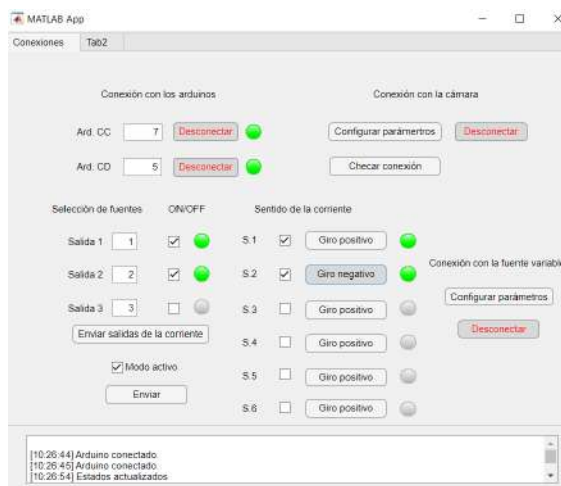
Figura 4.10: Preparación de las muestras previa a la caracterización magneto-óptica.

Una vez transcurrido el tiempo en el portamuestras con imanes, se observan estructuras adheridas a las paredes de la cubeta (ver figura 4.11a), en las regiones cercanas a las posiciones de los imanes. Con el fin de evitar interferencia de estas estructuras con el haz, que pueda provocar fenómenos de dispersión múltiple, atenuación o sombras ópticas; se coloca la cubeta en el portamuestras integrado a la bobina de Helmholtz de manera que las ventanas donde se encuentran pegados los *clusters* queden orientadas del lado opuesto a la trayectoria del haz.

Ya que se montó la muestra, se energizan las fuentes de alimentación a utilizar y se usa una interfaz desarrollada por el equipo de trabajo para el control del sistema automatizado. En dicha interfaz, mostrada en la figura 4.11b, se activan los microcontroladores y la comunicación con la fuente variable y el software de grabación de la cámara. Se encienden las bobinas y se asigna la configuración inicial de fuentes-bobinas. Para los pulsos de campo magnético se conectaron las salidas 1 y 2 a una fuentes fijas. Por su parte, para las rampas de campo magnético se configuró la salida 1 a la fuente variable y la salida 2 a una fuente fija. Las salidas se conectan a los respectivos ejes a utilizar de acuerdo a lo detallado en la sección 4.3.1.



(a) Formación de *clusters* de nanopartículas de Ag+Fe adheridos a las paredes de la cubeta.



(b) Interfaz gráfica del control del sistema automatizado. Configuración inicial para la secuencia de rampas de campo magnético.

Figura 4.11: Condiciones experimentales de las muestras a caracterizar y control del sistema magneto-óptico.

Una vez que se obtenga la anisotropía del patrón de dispersión espacial del material a caracterizar, como se muestra en la figura 4.12; se ejecuta la secuencia automatizada correspondiente a realizar, de acuerdo con las secuencias descritas en la sección 4.3.2. Así, las secuencias se ejecutan de manera automática, se graba el video correspondiente para el posterior análisis y procesamiento.

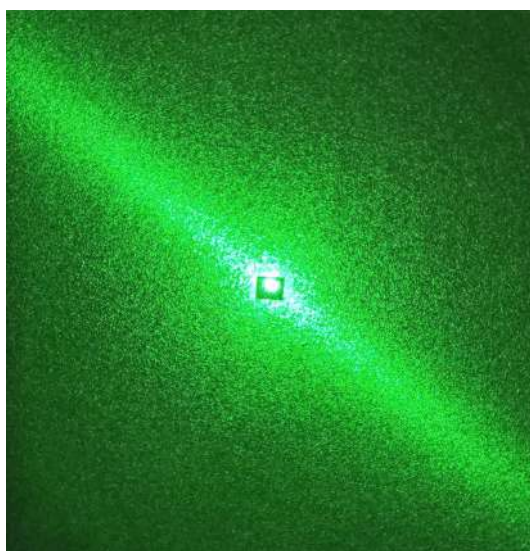


Figura 4.12: Pantalla con el patrón de dispersión espacial anisotrópico de Ag+Fe.

4.5 Análisis y procesamiento de datos

Al aplicar las secuencias automatizadas a los diferentes conjuntos de muestras, el mismo programa que ejecuta la secuencia graba el video de la dinámica del patrón de dispersión espacial. Con dichos videos, se realiza el análisis cuantitativo de la respuesta magneto-óptica.

Se desarrolló un programa en *Matlab*, el cual organiza, registra y procesa cada fotograma del video previamente grabado.

En la figura 4.13 se presenta el diagrama de flujo que sigue el programa de análisis. Como primer paso, en una base de datos centralizada se almacenan las condiciones experimentales de la secuencia: número de muestra, secuencia aplicada, dirección del campo aplicado, parámetros de paso de tiempo y corriente para la secuencia de rampas, así como valores de tiempo con campo y tiempo sin campo para la secuencia de pulso de campo magnético. A cada medición se le asigna un identificador con el objetivo de no sobrescribir información y tener una relación directa entre la medida, el video, las condiciones experimentales y los resultados.

Una vez registrados los datos, se realiza el análisis fotograma por fotograma, extrayendo la dirección angular de máxima intensidad del patrón de dispersión espacial para conocer cómo varía la dinámica de la luz proyectada en la pantalla bajo la aplicación del campo magnético. Primero se definen parámetros como el número de fotogramas a analizar, así como parámetros geométricos de recorte y reconstrucción de los fotogramas. El programa permite seleccionar el rango de fotogramas a analizar. Recordando que, como se menciona en la sección 4.2.2, se grabó con una cámara digital que alcanza 120 fps. Entonces, poder analizar cada cierto número de fotogramas es de gran utilidad cuando se tienen videos con más de cinco mil fotogramas a analizar, como en el caso de las medidas presentadas en este trabajo, ya que permite obtener resultados preliminares con bloques de cien fotogramas, por ejemplo, antes de ejecutar el análisis completo de fotograma por fotograma para una mejor resolución temporal. A partir de la tasa de adquisición del video, y de la previa configuración del rango de fotogramas, se crea un vector de tiempo con datos de cada fotograma analizado.

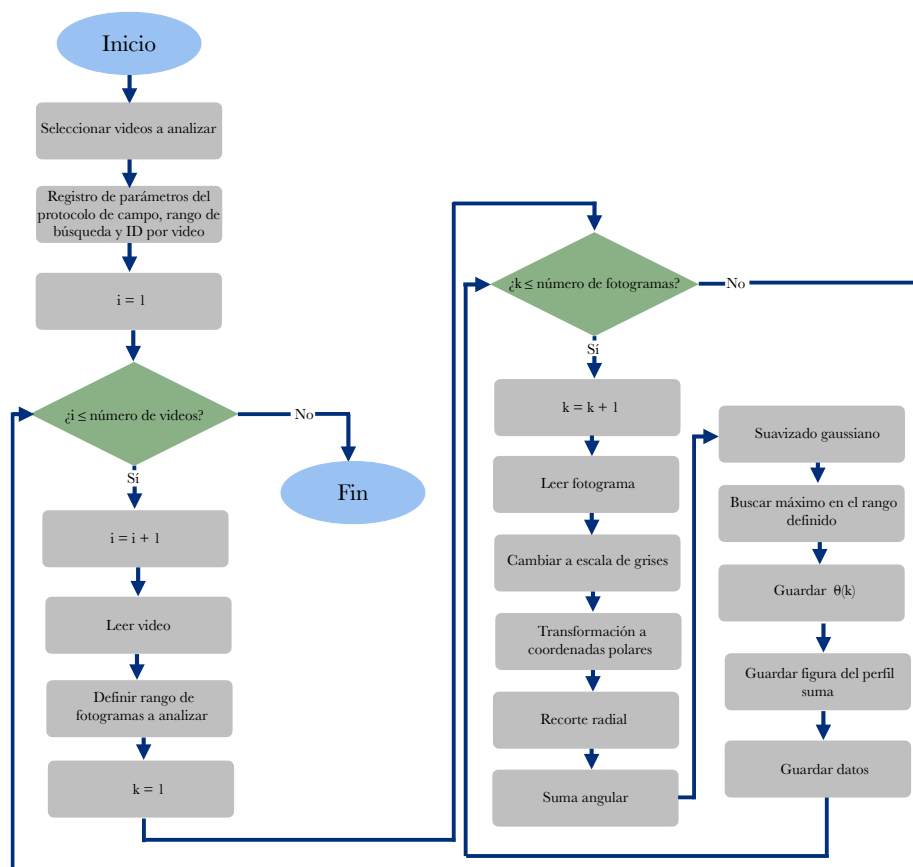


Figura 4.13: Diagrama de flujo de la secuencia del protocolo de rampas de campo magnético.

Cada fotograma del video es procesado individualmente, tras convertirlo a escala de grises para simplificar el tratamiento numérico (figura 4.14a), se transforma la imagen a coordenadas polares, como se muestra en la figura 4.14b con base en procedimientos estandarizados de integración radial de patrones de dispersión anisotrópicos [62, 63, 64]. A partir del desdoblamiento de la imagen se obtiene el eje horizontal que corresponde al ángulo θ y el eje vertical correspondiente al radio. Se realiza un corte radial dentro de un rango antes definido para eliminar regiones cercanas al centro donde existe saturación, de manera que se acota la zona de análisis del patrón de dispersión espacial.

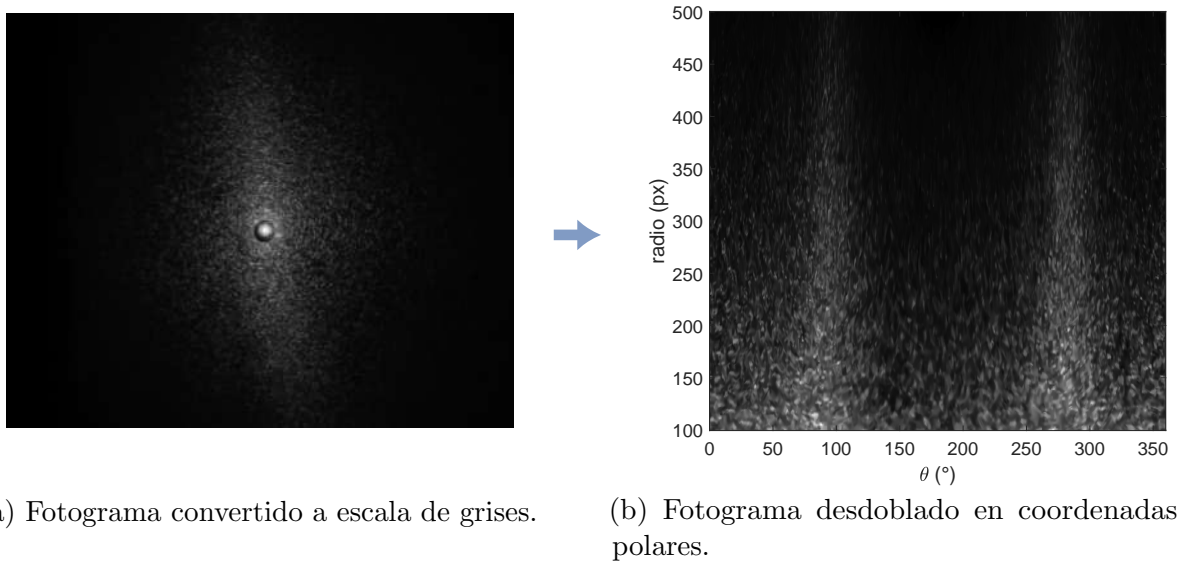


Figura 4.14: Transformación de un fotograma a coordenadas polares para analizar el patrón de dispersión espacial.

Con el fotograma recortado, se suman verticalmente las intensidades de los pixeles de la imagen. Para considerar las fluctuaciones locales y evitar ruido de la imagen, se define un rango delimitado por la variable *banda* que considera un espesor alrededor de la fila.

Como resultado de lo anterior se tiene un vector unidimensional el cual representa la intensidad total en función del ángulo. Se realiza un suavizado gaussiano al perfil angular, ya que el objetivo no es reconstruir con precisión la distribución de intensidad de la dispersión espacial, sino más bien facilitar la detección del pico máximo en el cual se observa la línea anisotrópica. Así, se obtiene una gráfica de la suma de intensidades contra ángulo para cada fotograma, se muestra un ejemplo en la figura 4.15.

Ya que se tiene una imagen transformada a coordenadas polares, al tener una línea anisotrópica, esta aparece como dos picos en el perfil angular separados 180 grados aproximadamente (ver los 360 grados en la figura 4.15), cada uno es la mitad de la línea. Se seleccionó estratégicamente, mediante un intervalo de ángulos, el pico máximo a seguir dependiendo del sentido de rotación: pico con ángulo menor cuando el patrón gira en sentido antihorario; pico con ángulo mayor cuando el patrón gira en sentido horario. Se definió de esta manera con el fin de evitar discontinuidades numéricas en el límite entre 0 y 360, de tal manera que se evitaron seguir los máximos que cruzan ese eje para mantener la continuidad.

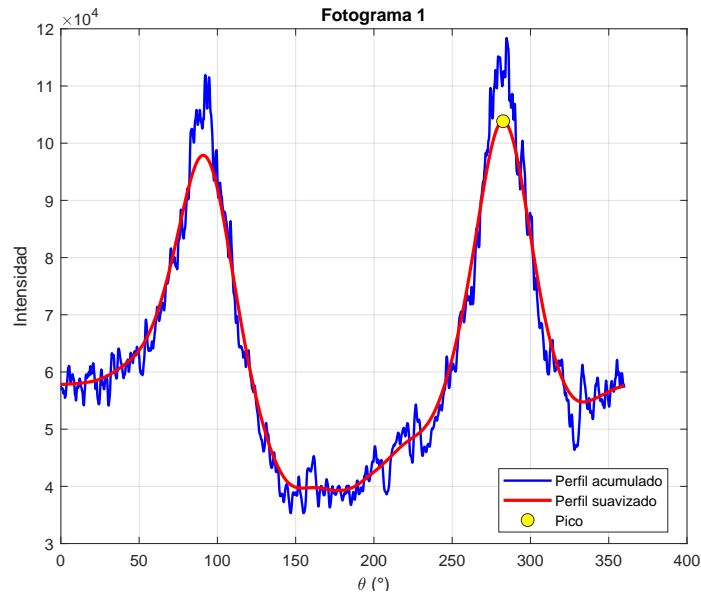


Figura 4.15: Suma de las intensidades en función del ángulo, con pico máximo del primer fotograma. Usando un video tomado con la muestra de Ag+Fe del conjunto A para el protocolo de rampa de campo magnético.

Para los fotogramas subsecuentes del primero se incorporó un criterio más de búsqueda del máximo: solo se consideran aquellos que se encuentren en una ventana de 50° respecto al valor previo. Al confirmar no tener mediciones en las que el patrón de dispersión espacial se mueva a máx de 50° en 0.008 s, esta condición evita saltos hacia máximos que pudieran asociarse al ruido o al máximo contrario que no se está analizando, aunque ya teniendo la condición anterior esta sección del código se pudo omitir.

El ángulo correspondiente al máximo se almacena en un vector *theta* que corresponde a cada instante de tiempo. Para reducir fluctuaciones asociadas al ruido en el procesamiento del video, se creó un suavizado del vector angular con un promedio móvil (conocido como *movmean*) aplicando una ventana de cinco puntos.

4.5.1 Procesamiento para secuencia de pulsos de campo magnético

A partir de lo obtenido con los datos de la dinámica del patrón de dispersión espacial de las muestras del conjunto A, bajo el protocolo de pulso de campo magnético; se graficó, para cada muestra, el ángulo en función del tiempo, obteniendo las gráficas observadas en las figuras 5.6a, 5.6b, 5.9a y 5.9b. El análisis de dichas gráficas se centró en el intervalo del encendido del campo, y el apagado. Es importante señalar que para el análisis de datos, tanto para pulsos de campo magnético, como para rampas de campo, el valor inicial de ángulo registrado se tomó como 0° y de este se tomó la referencia para

el desplazamiento.

Para el análisis de pulsos de campo magnético primero se definió una variable como velocidad promedio del desplazamiento angular, la cual se calcula como:

$$v_{\text{promedio}} = \frac{\Delta\theta_{\text{Total}}}{\Delta t_{\text{Total}}} \quad (4.5)$$

Donde $\Delta\theta_{\text{Total}}$ es el desplazamiento angular, durante el intervalo. Por su parte, Δt_{Total} corresponde al tiempo total del desplazamiento. Las velocidades promedio se realizaron tanto para el encendido como para el apagado del campo magnético. Dicha magnitud es clave para la comparación de la rapidez de respuesta entre distintas muestras y concentraciones como consecuencia de las dinámicas de alineación y relajación del sistema.

Además de las velocidades, se obtuvo un valor de tiempo característico efectivo τ_{eff} , el cual proporciona información sobre la dinámica del sistema durante la alineación y la relajación del patrón de dispersión espacial, ante la aplicación y remoción del campo magnético. Para esto, se realizó un ajuste exponencial a la evolución temporal del desplazamiento angular usando la herramienta *ExpDec* del software Origin, siguiendo metodologías previamente empleadas en estudios dinámicos de sistemas de relajación [30, 48, 49].

La función de ajuste corresponde a la solución general de una ecuación diferencial lineal de primer orden, cuya descripción es la de la relajación de una variable dinámica a un valor estacionario nos basamos en la ecuación en [48] para obtener la ecuación de ajuste 4.6.

$$\theta(t) = \theta_f + (\theta_0 - \theta_f) e^{-t/\tau_{eff}} \quad (4.6)$$

donde θ_0 y θ_f son los valores inicial y final del intervalo de ajuste y τ_{eff} es el tiempo característico efectivo del proceso.

Los resultados de desplazamiento angular, velocidades efectivas y valores de tiempo característico efectivo se presentan en los cuadros 5.1, 5.2, 5.3 y 5.4.

4.5.2 Procesamiento para secuencia de rampas de campo magnético

Con los datos obtenidos de *theta* de la dinámica del patrón de dispersión espacial, con el protocolo de secuencia de rampa de campo magnético, se segmentó la rampa ascendente, correspondiente a la rampa de subida, y campo descendente; rampa de bajada. Recordando que a, diferencia del protocolo de pulso de campo donde la velocidad angular es un parámetro primordial, el protocolo de rampa de campo magnético se caracteriza por la variación continua de la corriente suministrada a las bobinas, por lo que se consideró más representativa la construcción de curvas de histéresis $\theta(B)$. Por

ende, se le asignaron valores de densidad de flujo magnético a cada instante temporal, de acuerdo con el paso de tiempo y paso de corriente utilizados.

Los valores de densidad de flujo magnético se obtuvieron a partir de la corriente efectiva suministrada a la bobina en cada instante de tiempo, y al tener las ecuaciones que relacionan corriente I_{eff} con B de la sección 5.1, se graficaron curvas de histéresis $\theta(B)$. En este caso, se realizaron tres mediciones independientes, bajo las mismas condiciones, y estas al mostrar comportamientos similares, se calculó el promedio tanto de la rampa de subida como de la de bajada, para así obtener una curva de histéresis promedio que represente el comportamiento característico bajo dichas condiciones.

Las gráficas obtenidas se presentan en la sección de resultados 5.4, las cuales permiten hacer comparaciones con diferentes parámetros temporales y espaciales.

Asimismo, se calculó numéricamente el área del ciclo de histéresis. Se siguieron procedimientos estándar de análisis de bucles de histéresis, interpolando tanto la curva ascendente como la descendente, sobre un mismo intervalo de campo magnético, así se obtuvo una comparación por cada punto [65, 66]. Se usó la integral de la diferencia absoluta entre las ramas ascendente y descendente, de acuerdo con la ecuación 4.7.

$$A_H = \int_{B_{\min}}^{B_{\max}} |\theta_{\text{up}}(B) - \theta_{\text{down}}(B)| dB \quad (4.7)$$

Se usó integración numérica discreta mediante la regla del trapecio, como se muestra en el código 4.1.

```
1 Area_histeresis = trapz(B_common, abs(theta_up_i - theta_down_i));
```

Código 4.1: Cálculo del área del ciclo de histéresis

Como se mencionó anteriormente, con el fin de evaluar la repetibilidad del sistema, cada medida en la secuencia de rampa se repitió tres veces bajo las mismas condiciones experimentales, para así obtener una histéresis media. Además, se calculó la desviación estándar de las áreas independientes de cada medida, usando estos valores como indicadores de la dispersión experimental entre mediciones consecutivas. Adicionalmente, se calculó la desviación estándar del valor medio a partir de la ecuación 4.8 [67].

$$\sigma_{\bar{x}} = \sigma_x / \sqrt{N} \quad (4.8)$$

El valor promedio del área, así como la incertidumbre asociada, fueron parámetros esenciales para la comparación entre muestras, ejes de aplicación de campo y pasos de tiempo de cambio de campo.

Cabe destacar que la magnitud del área de histéresis de θ contra B , representa la separación de las trayectorias angulares del patrón de dispersión espacial en procesos de magnetización y desmagnetización, por lo que es una medida macroscópica del

comportamiento de histéresis del sistema y disipación de la energía [66, 68]. Dichos valores de áreas se presentan en los cuadros 5.5, 5.6 y 5.7.

Resultados y discusión

5.1 Caracterización experimental de la bobina de Helmholtz

A continuación se presentan los resultados obtenidos de la caracterización de cada par de bobinas que componen la bobina de Helmholtz fabricada en este proyecto.

En las figuras 5.1, 5.2 y 5.3 se muestran las gráficas de H en función de la corriente I . Por una parte, los puntos graficados son el promedio de cinco mediciones, que fueron independientes de cada valor de corriente suministrada, por lo que tienen sus respectivas barras de error que representan su dispersión.

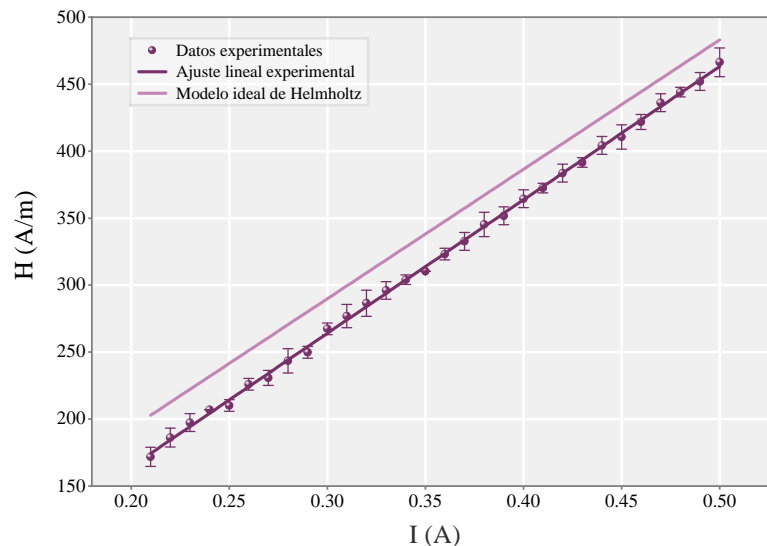


Figura 5.1: Intensidad de campo magnético H en función de la corriente I para el par de bobinas del eje x . El ajuste lineal de los datos se encuentra en la ecuación 5.1 y la tendencia teórica esperada calculada en la ecuación 5.2.

Para el par de bobinas del eje x , con radio de 2 cm $N = 27$, el ajuste lineal obtenido fue de:

$$H_{x_{\text{exp}}}(I) = 995.75I - 34.71 \quad (5.1)$$

Por su parte, la tendencia teórica esperada, calculada de la ecuación 3.8 es:

$$H_{x_{ideal}} = \frac{27I}{(0.02 \text{ m}) \left(\frac{5}{4}\right)^{3/2}} = 965.98I \quad (5.2)$$

Al estimar la desviación relativa porcentual con la ecuación 4.4, el valor resultante es 3.1% para esta configuración.

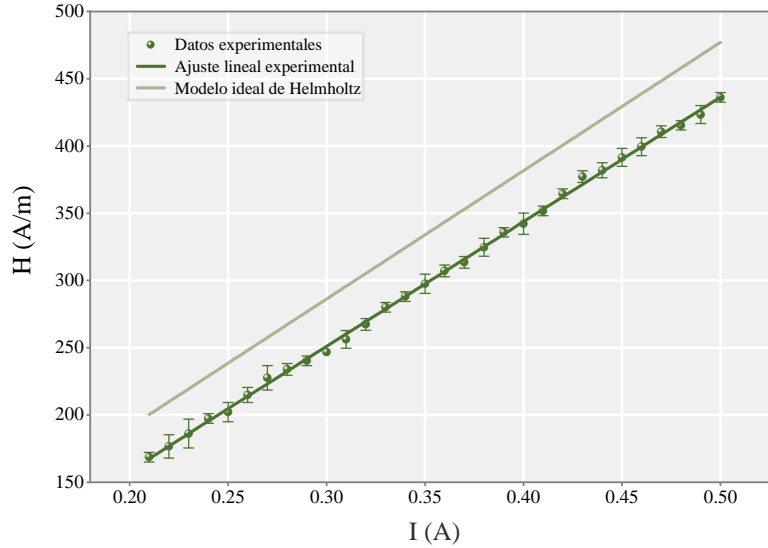


Figura 5.2: Intensidad de campo magnético H en función de la corriente I para el par de bobinas del eje y . El ajuste lineal de los datos se encuentra en la ecuación 5.3 y la tendencia teórica esperada calculada en la ecuación 5.4.

Para el par de bobinas del eje y (figura 5.2), con radio de $R = 3 \text{ cm}$ y $N = 40$, experimentalmente el ajuste fue:

$$H_{y_{exp}}(I) = 926.67I - 27 \quad (5.3)$$

Y la tendencia teórica esperada:

$$H_{y_{ideal}} = \frac{40I}{(0.03 \text{ m}) \left(\frac{5}{4}\right)^{3/2}} = 954.06I \quad (5.4)$$

Para este caso, la desviación relativa porcentual resultó de 2.9%.

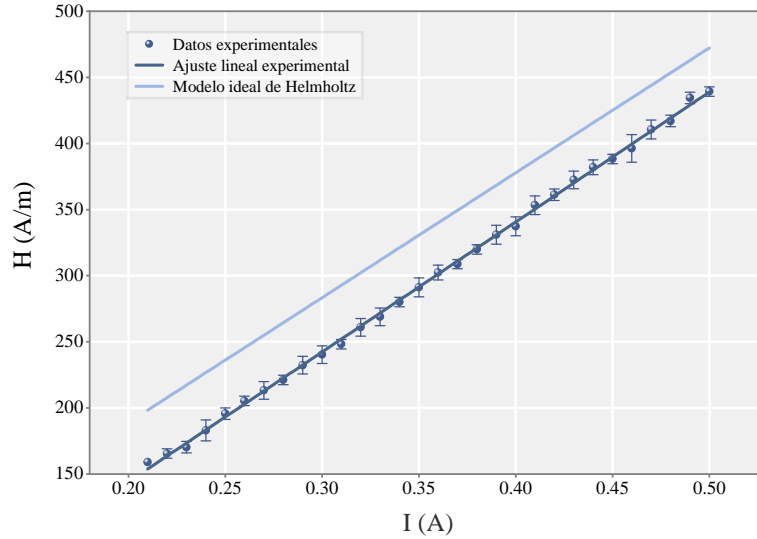


Figura 5.3: Intensidad de campo magnético H en función de la corriente I para el par de bobinas del eje z . El ajuste lineal de los datos se encuentra en la ecuación 5.5 y la tendencia teórica esperada calculada en la ecuación 5.6.

Finalmente, para el par de bobinas del eje z , con radio $R = 2.5$ cm y $N = 33$, el ajuste fue de:

$$H_{z_{\text{exp}}}(I) = 982.76I - 52.53 \quad (5.5)$$

si se compara con la tendencia teórica esperada de:

$$H_{z_{\text{ideal}}} = \frac{33I}{(0.025 \text{ m}) \left(\frac{5}{4}\right)^{3/2}} = 944.52I \quad (5.6)$$

Tenemos una desviación relativa porcentual en la pendiente de aproximadamente 4.1%.

Notamos que en los tres pares de bobinas, los datos medidos presentaron un comportamiento aproximadamente lineal entre la intensidad de campo magnético y la corriente suministrada. Dicha relación es consistente con lo que se esperaba de una bobina de Helmholtz, ya que como se presentó en la ecuación 3.8, el campo magnético cerca del centro es proporcional a la corriente que circula por el devanado.

Las pendientes que fueron ajustadas tienen desviaciones relativas porcentuales menores al 5%, si se comparan con las tendencias predichas. Estas diferencias se pueden atribuir a fuentes de incertidumbre del sistema fabricado, que sabemos que discrepa ligeramente con el modelo ideal. Este último supone espiras infinitamente delgadas, bobinas perfectamente circulares y, además, una separación entre ellas exactamente igual al valor del radio [35]. Por otro lado, en la bobina fabricada en este trabajo inevitablemente existió: grosor radial del devanado; errores instrumentales al utilizar el magnetómetro [10]; materiales ferromagnéticos como soportes de laboratorio [10]; y

variaciones en la separación entre bobinas o mala alineación de las mismas, que no solo provienen del diseño, sino que también aparecen durante el proceso de manufactura [13, 14, 69]. Incluso, en artículos como el de [12], se reportan desviaciones relativas porcentuales de hasta 6% usando corrientes mayores de 9.8 A, que mencionan que entre más altas disminuyen las discrepancias, por lo que menores al 5% como las que se obtuvieron en este trabajo, con corrientes de entre 0.21 A a 0.5 A, pueden considerarse aceptables tomando en cuenta las incertidumbres experimentales del sistema ya mencionadas.

También se pudo notar que en los ajustes lineales hay un término independiente del desplazamiento de la recta. Este puede atribuirse a un posible *offset* del magnetómetro o a su misma alineación. Este intercepto también puede aparecer por la presencia de campos magnéticos externos, como objetos ferromagnéticos cercanos al sistema, las fuentes de poder, o incluso, la densidad de flujo magnético terrestre que ronda los 22000 nT a 67,000 nT [70], que en términos de intensidad de campo magnético está entre 18 m/A y 53 m/A, valores que se aproximan a los obtenidos en los ajustes.

Gracias a esta caracterización, se consiguió relacionar mediante ecuaciones la corriente suministrada y la intensidad de campo magnético generado por cada par de bobinas, y con esto, posteriormente usar estas relaciones para los valores de campo de los experimentos de pulsos y rampas de campo magnético presentados en las secciones 5.3 y 5.4.

5.2 Orientación del patrón de dispersión espacial con campo magnético

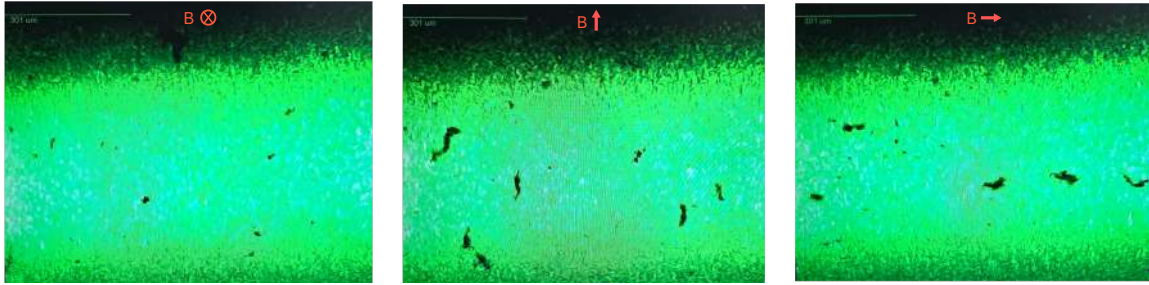
Antes de la caracterización bajo pulsos y rampas de campo magnético, se evaluaron inicialmente los ejes x , y y z , de acuerdo con la convención propuesta en este trabajo, usando una muestra de Ag+Fe aplicando para cada eje una magnitud de densidad de flujo magnético de 0.6 mT.

Dado a que la muestra de Ag+Fe fue sintetizada por PLAL, tal y como se describe en la sección 2.2, ante la oxidación del hierro durante dicho proceso se observa respuesta a campos magnéticos externos, como consecuencia de la posible formación de magnetita de acuerdo con [20, 21, 22].

Las nanopartículas magnéticas al responder al campo magnético externo, llegan a formar *clusters*, de acuerdo con [39, 42, 43] ante la ausencia de surfactantes. Las cadenas de partículas se alinean con la dirección del campo magnético aplicado.

En la figura 5.4, se presentan las imágenes obtenidas del microscopio electrónico utilizado en este trabajo, con el fin de observar la alineación de los *clusters* en dirección x , y y z . En la figura 5.4a notamos que las partículas se encuentran alineadas al eje x , esto se observa como clusters puntuales ya que, como se mencionó en la sección 4.2.1, corresponde al

eje que apunta hacia el observador, es decir, al microscopio y al encontrarse alineados a lo largo de la línea de visión se ven proyectados en la imagen como puntos. En la figura 5.4b correspondiente al eje y , notamos que las partículas aparecen alargadas y alineadas verticalmente, lo que coincide con la dirección del eje y de acuerdo con la convención propuesta. Por último, para un campo en dirección z , las partículas se muestran alineadas horizontalmente (figura 5.4c), que concuerda con la dirección del haz, y por ende, con la del campo magnético en el eje z .



(a) Clusters alineados con campo magnético en x . (b) Clusters alineados con campo magnético en y . (c) Clusters alineados con campo magnético en z .

Figura 5.4: Fotografías obtenidas del microscopio electrónico dispuesto en el sistema óptico, usado para la observación de la orientación de los clusters de nanopartículas de Ag+Fe bajo un campo magnético de 0.6 mT aplicado en el eje x , y y z .

El patrón de dispersión espacial inicialmente se proyecta como anisotrópico, lo que es esperado al dejar reposar la muestra en un portamuestras con imanes permanentes antes de la medición [27, 39, 43], tal y como se detalla en la sección 3.5.1. Este patrón inicial es el *offset* de la medición. A el ángulo en el *offset* se le considera como 0° con el fin de determinar el desplazamiento total.

Al aplicar campo magnético, el patrón de dispersión espacial rota hasta alcanzar una posición de saturación. El sentido de la rotación es dependiente del sentido del campo. Para un campo aplicado en dirección $-x$ o $-y$ el patrón gira en sentido horario, mientras que para un campo $+x$ o $+y$, el sentido de giro es antihorario.

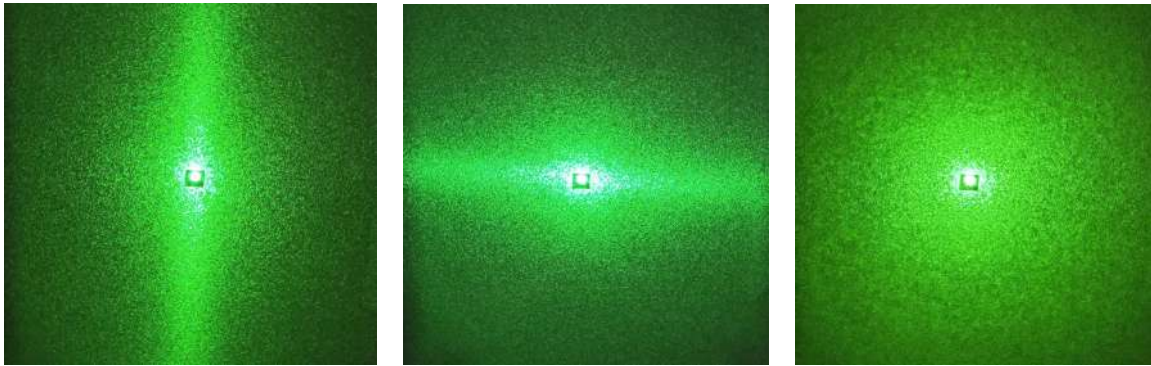
Sabemos que el patrón de dispersión espacial proyectado en la pantalla es una representación de la orientación promedio de las estructuras anisotrópicas [52]. Así, cuando se aplica campo magnético, las estructuras tienden a alinearse y con ellas la distribución angular del patrón anisotrópico de dispersión espacial. Por eso es que los *clusters* se orientan, hasta alcanzar su alineación máxima posible, de aquí la saturación angular que se observa cuando el sistema está alcanzando su mínimo de energía [35]. También, así se explica por qué al cambiar el sentido del campo, el torque cambia de signo y, por ende, la rotación es en sentido contrario.

Observamos que cuando el campo magnético se aplica en dirección x , el patrón de dispersión espacial se orienta a una línea vertical, tal y como se muestra en la figura 5.5a.

Esta dirección refleja a los *clusters* de nanopartículas que se encuentran alineados a lo largo del campo aplicado. El patrón observado se presenta como una distribución vertical, con intensidad de dispersión distribuida de manera perpendicular a la orientación de las estructuras [8, 43, 71].

Bajo el principio anterior, para un campo magnético aplicado en dirección y , las estructuras se alinean verticalmente, lo que produce un patrón de dispersión espacial con distribución horizontal (ver figura 5.5b). Esto último es consistente con que la dirección de máxima intensidad del patrón de dispersión espacial es perpendicular a la alineación de las estructuras [43], desde la perspectiva de la pantalla.

En el caso del campo magnético aplicado en la dirección z las estructuras se alinean paralelamente al haz incidente. Por esto es que no se observa una dirección preferencial con un plano de proyección xy , resultando en una distribución isotrópica del patrón de dispersión espacial (figura 5.5c). Ya que el método de análisis empleado en este trabajo consiste en seguir patrones de dispersión espacial anisotrópicos en su desplazamiento angular, en las siguientes secciones únicamente se realizaron comparaciones con campos en dirección x y y .



(a) patrón de dispersión espacial con campo en x . (b) patrón de dispersión espacial con campo en y . (c) patrón de dispersión espacial con campo en z .

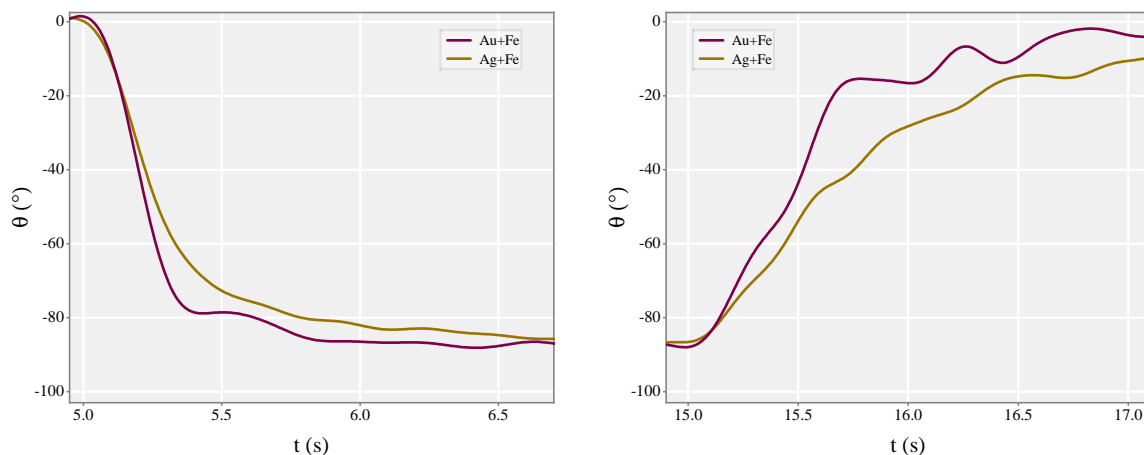
Figura 5.5: Patrón de dispersión espacial de la muestra Ag+Fe bajo una densidad de flujo magnético de 0.6 mT aplicado en diferentes direcciones.

5.3 Respuesta magneto-óptica con pulsos de campo magnético

5.3.1 Estudio comparativo con diferentes composiciones

Usando la secuencia mostrada en el diagrama de la figura 4.7, con un campo magnético generado en dirección $-x$ y con una densidad de flujo magnético de 0.6 mT; resultaron

respuestas angulares de la dispersión espacial de los nanofluidos magnéticos Au+Fe y Ag+Fe.



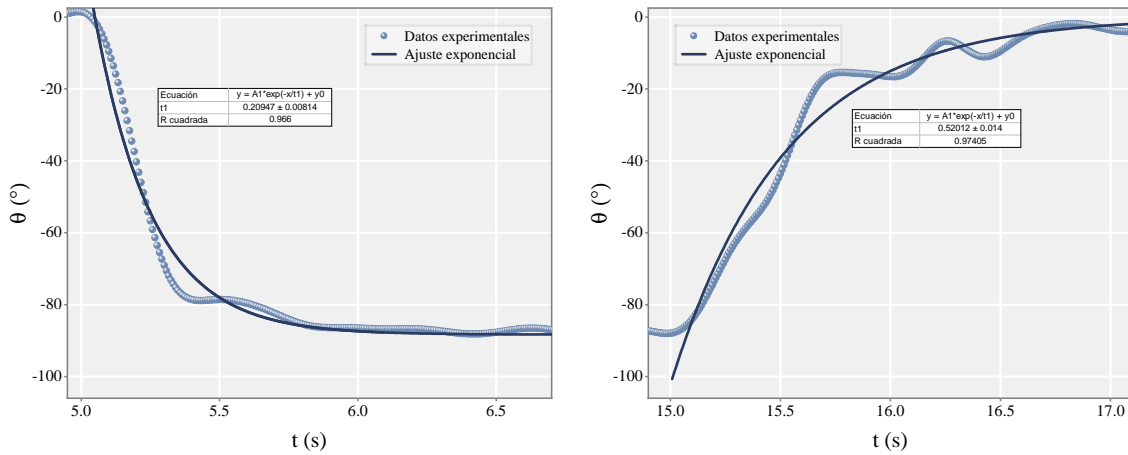
(a) Respuesta angular en el encendido del pulso.

(b) Respuesta angular en el apagado del pulso.

Figura 5.6: Evolución temporal del ángulo del patrón de dispersión espacial bajo el protocolo de pulso de campo magnético en las muestras del conjunto A.

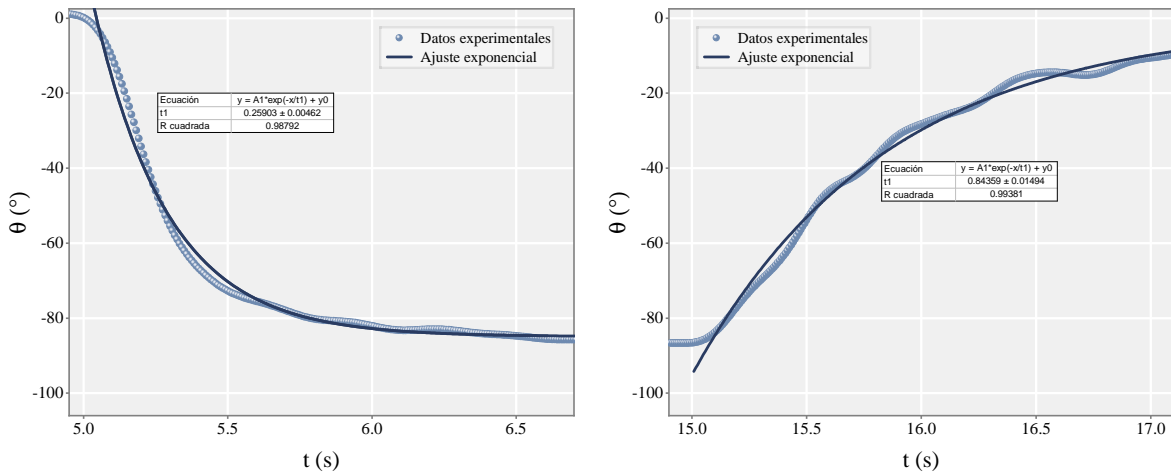
A partir de las gráficas presentadas en la figura 5.6, y como se describe en la sección 4.5.1, para cada muestra, tanto en el encendido como en el apagado del campo magnético; se realizaron ajustes exponenciales que se muestran a continuación.

De los ajustes exponenciales se obtuvieron valores de R cuadrada de entre 0.966 y 0.994, lo que se traduce en un ajuste exponencial que explica entre 96 % y 94 % de la variación de los ángulos obtenidos, cuyo comportamiento es descrito de manera adecuada [72].



(a) Ajuste del patrón de dispersión espacial durante el encendido del campo magnético: $t_1 = 0.2095 \pm 0.00814$, $R^2 = 0.966$.
 (b) Ajuste del patrón de dispersión espacial durante el apagado del campo magnético: $t_1 = 0.5201 \pm 0.014$, $R^2 = 0.974$.

Figura 5.7: Ajuste exponencial de la evolución temporal del ángulo del patrón de dispersión espacial de la muestra Au+Fe del conjunto A.



(a) Ajuste del patrón de dispersión espacial durante el encendido del campo magnético: $t_1 = 0.223 \pm 0.004$, $R^2 = 0.987$.
 (b) Ajuste del patrón de dispersión espacial durante el apagado del campo magnético: $t_1 = 0.791 \pm 0.018$, $R^2 = 0.994$.

Figura 5.8: Ajuste exponencial de la evolución temporal del ángulo del patrón de dispersión espacial de la muestra Ag+Fe del conjunto A.

En las tablas 5.1 y 5.2 se presentan los parámetros dinámicos obtenidos de ambas muestras: desplazamiento angular, velocidad angular efectiva y tiempo de relajación efectivo tanto en el encendido como en el apagado.

Cuadro 5.1: Parámetros dinámicos en el encendido del campo magnético obtenidos con las diferentes muestras del conjunto A.

Muestra	$\Delta\theta_{\text{on}}$ (°)	$v_{\text{eff}}^{\text{on}}$ (°/s)	$\tau_{\text{eff}}^{\text{on}}$ (s)
Au + Fe	87.1	49.77	0.209 ± 0.008
Ag + Fe	85.7	48.97	0.259 ± 0.005

Cuadro 5.2: Parámetros dinámicos en el apagado del campo magnético obtenidos con las diferentes muestras del conjunto A.

Muestra	$\Delta\theta_{\text{off}}$ (°)	$v_{\text{eff}}^{\text{off}}$ (°/s)	$\tau_{\text{eff}}^{\text{off}}$ (s)
Au + Fe	83.98	39.99	0.52 ± 0.014
Ag + Fe	76.9	36.62	0.844 ± 0.015

Como se puede observar, en las figuras 5.6a y 5.6b, se tienen respuestas al campo magnético bien definidas. Como se señaló en la sección 3.5.2, los nanofluidos presentan torque magnético ante campo magnético, lo que se traduce en su orientación, en este caso en dirección x .

Con base en las gráficas en el apagado del campo magnético, los valores de velocidad efectiva muestran una respuesta más lenta respecto al encendido, fenómeno que también se refleja en los valores de τ .

Como se explicó previamente, y como se menciona en [42], en presencia de campo magnético, las partículas tienden a alinear su momento dipolar con el campo, a su vez que el medio ejerce un torque viscoso, opuesto a la rotación. Debido a ambos torques, se presenta un tiempo de relajación, dependiente del nanofluido, en particular si se relaciona con el tiempo de relajación browniano con el retardo en la respuesta física de las partículas del sistema.

Entonces, cuando se retira el campo magnético y desaparece el torque magnético externo, predomina la relajación browniana, la fricción viscosa y la agitación térmica, por esto las partículas pierden gradualmente la orientación del sistema producida por el campo. Por el contrario, cuando el campo magnético se enciende, el torque magnético predomina y favorece la alineación de los momentos dipolares, que se puede ver en el parámetro adimensional descrito en la ecuación 3.12, en la que predomina la contribución magnética sobre los efectos térmicos, llevando a menores tiempos efectivos de relajación del sistema.

Si se comparan el sistema Au+Fe con el sistema Ag+Fe, se pueden notar diferencias en los valores de velocidad angular, tanto en el encendido como en el apagado. Esto también se ve reflejado en los valores de tiempo de relajación efectivo, los cuales resultaron como 0.209 ± 0.008 s en el valor de encendido de Au+Fe y 0.259 ± 0.005 s de Ag+Fe. La diferencia es mayor en el apagado, con valores de 0.52 ± 0.014 s en Au+Fe y 0.844 ± 0.015 s.

Como se puede observar, la composición híbrida influye en la respuesta del patrón de dispersión espacial, lo que podría estar relacionado con la organización de los *clusters* y el material que los compone.

Las diferencias pueden atribuirse a diversos factores, entre ellas las propiedades ópticas intrínsecas de Au y Ag, revisadas en la sección 3.7. Para nanopartículas metálicas esféricas se presentan resonancias plasmónicas localizadas, dependiente del material. Como se revisó previamente, con la plata se observa actividad plasmónica entre 400 nm y 520 nm, por lo que al caracterizar específicamente la muestra usada en este trabajo, el pico de absorción se localizó alrededor de 420 nm de acuerdo con la figura 1 en la sección de Anexos. Por su parte, la actividad plasmónica del oro se encuentra entre 525 nm y 580 nm [55], específicamente para la muestra utilizada el pico de absorción está alrededor de ≈ 540 nm (ver figura 1). Notamos que la longitud de onda empleada en este proyecto de 532 nm coincide con la región de resonancia del oro, lo que esto sugiere mayor interacción entre la radiación incidente y las nanopartículas de Au+Fe; en comparación con la plata, cuya longitud de onda de resonancia se encuentra fuera de este intervalo. Entonces, el fenómeno de resonancia plasmónica puede influir en una respuesta más rápida y, por ende, en menores tiempos de relajación efectivos de Au+Fe.

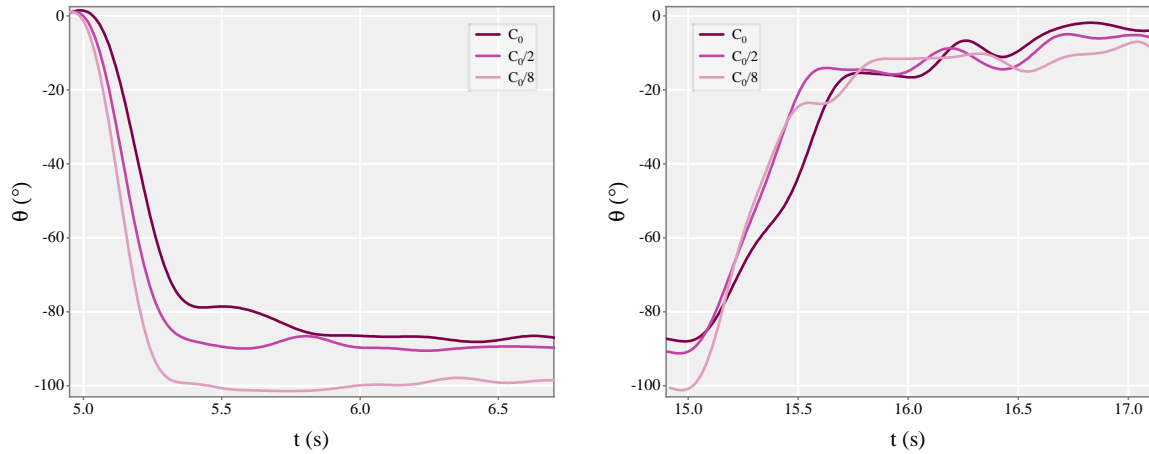
Otra explicación del comportamiento más rápido del patrón de dispersión espacial ante pulsos de campo magnético es el volumen hidrodinámico efectivo de las partículas, de acuerdo con la ecuación 3.14. Sabemos que a mayor volumen efectivo, mayor resistencia viscosa y, por ende, mayor tiempo de relajación efectivo [42, 48]. En este caso, este volumen se relaciona con las cadenas de nanopartículas que se forman al aplicar campo magnético. De acuerdo con [45], las nanopartículas de plata tienden a oxidarse o a presentar procesos de sulfurización, lo que puede alterar su estabilidad coloidal y a su vez favorecer la formación de *clusters* bajo campo magnético. Esto último llevaría al incremento de los tiempos de relajación efectivos. Por el contrario, el oro mantiene mayor inercia química y estabilidad superficial en comparación con la plata, lo que puede llevar a reducir el tamaño de los *clusters* [47]. Esto es consistente con lo observado en [23]: nanopartículas de plata con mayor tendencia a la aglomeración en comparación con el oro, favoreciendo estructuras de mayor tamaño efectivo.

Así, el volumen de las estructuras formadas, influenciado por el tipo de material, puede ser otro de los factores determinantes en el tiempo de relajación efectivo observado experimentalmente.

5.3.2 Estudio comparativo del efecto de la concentración

En esta sección se presenta el análisis de la respuesta angular del patrón de dispersión espacial de diferentes concentraciones del nanofluido Au+Fe. Se utilizó este último ya que fue el que presentó mayor respuesta angular en comparación, como se discutió en la sección anterior.

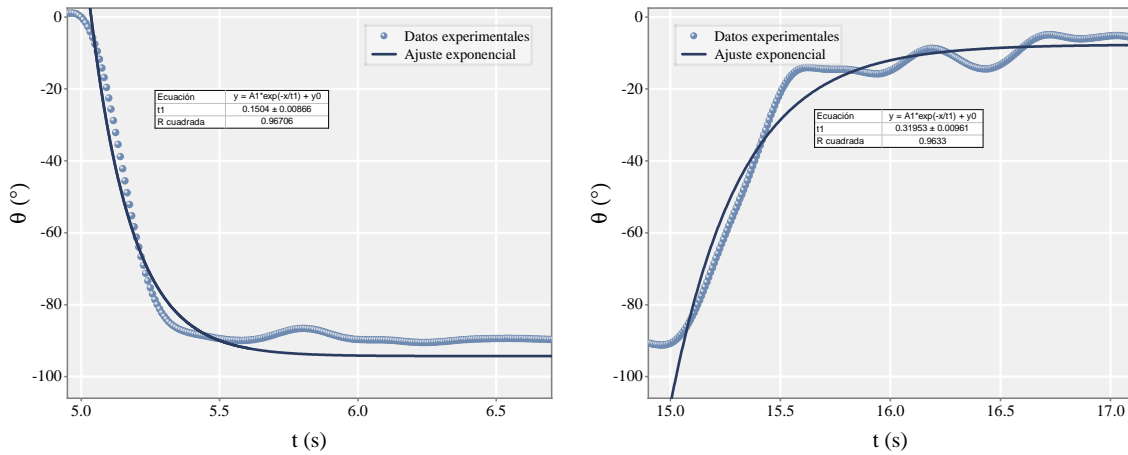
Bajo las mismas condiciones experimentales y con el protocolo de pulso de campo magnético, para las concentraciones C_0 , $C_0/2$ y $C_0/8$ se obtuvieron los resultados de la figura 5.9. De esta se observa, así como en la comparación de muestras, una reorientación angular bien definida en los tres casos, con su respectivo desplazamiento angular, lo que indica que los sistemas responden al estímulo magnético. También hay una clara dependencia en la concentración, se puede observar una pendiente mayor en las curvas conforme la concentración disminuye. Esto se discute más a detalle a partir de los ajustes exponenciales y los parámetros dinámicos presentados en las tablas 5.3 y 5.4.



(a) Respuesta angular en el encendido del pulso.

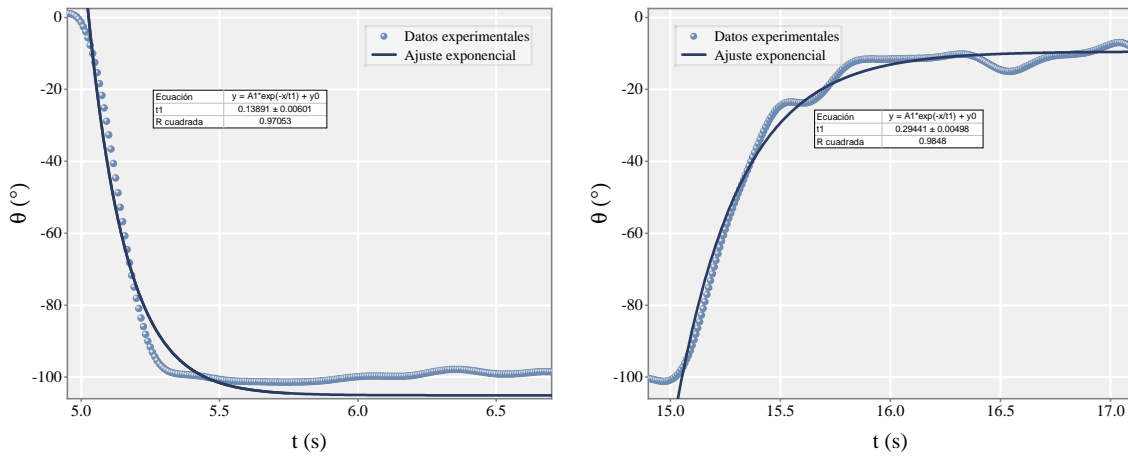
(b) Respuesta angular en el apagado del pulso.

Figura 5.9: Evolución temporal del ángulo del patrón de dispersión espacial bajo el protocolo de pulso de campo magnético en concentraciones de C_0 , $C_0/2$ y $C_0/8$ de la muestra Au+Fe del conjunto A.



(a) Ajuste del patrón de dispersión espacial durante el apagado del campo magnético: $t_1 = 0.15 \pm 0.009$, $R^2 = 0.967$.
 (b) Ajuste del patrón de dispersión espacial durante el apagado del campo magnético: $t_1 = 0.32 \pm 0.01$, $R^2 = 0.963$.

Figura 5.10: Ajuste exponencial de la evolución temporal del ángulo del patrón de dispersión espacial de la concentración $C_0/2$ de la muestra de Ag+Fe del conjunto A.



(a) Ajuste del patrón de dispersión espacial durante el apagado del campo magnético: $t_1 = 0.139 \pm 0.006$, $R^2 = 0.971$.
 (b) Ajuste del patrón de dispersión espacial durante el apagado del campo magnético: $t_1 = 0.294 \pm 0.005$, $R^2 = 0.985$.

Figura 5.11: Ajuste exponencial de la evolución temporal del ángulo del patrón de dispersión espacial de la concentración $C_0/8$ de la muestra de Ag+Fe del conjunto A.

Cuadro 5.3: Parámetros dinámicos en el encendido del campo magnético obtenidos con las diferentes concentraciones de Au+Fe del conjunto A.

Muestra	$\Delta\theta_{\text{on}}$ (°)	$v_{\text{eff}}^{\text{on}}$ (°/s)	$\tau_{\text{eff}}^{\text{on}}$ (s)
C_0	87.1	49.77	0.209 ± 0.008
$C_0/2$	89.7	51.26	0.15 ± 0.009
$C_0/8$	98.6	56.34	0.139 ± 0.006

Cuadro 5.4: Parámetros dinámicos en el apagado del campo magnético obtenidos con las diferentes concentraciones de Au+Fe del conjunto A.

Muestra	$\Delta\theta_{\text{off}}$ (°)	$v_{\text{eff}}^{\text{off}}$ (°/s)	$\tau_{\text{eff}}^{\text{off}}$ (s)
C_0	83.98	39.99	0.52 ± 0.014
$C_0/2$	84.47	40.22	0.32 ± 0.01
$C_0/8$	91.45	43.55	0.294 ± 0.005

Como se venía mencionando, hay una relación visible entre la concentración y la respuesta angular del patrón de dispersión espacial. Cuando se disminuye la concentración de nanopartículas, la respuesta del sistema se vuelve más rápida ante el campo magnético, que implica un menor tiempo característico τ_{eff} efectivo e incremento de la velocidad efectiva v_{eff} .

Durante el encendido hay una diferencia de 0.059 s en el tiempo característico efectivo de C_0 y $C_0/2$, mientras que entre $C_0/2$ y $C_0/8$ hay una diferencia de 0.011 s; lo que da una diferencia entre C_0 y $C_0/8$ de 0.061 s. Al igual que en el estudio entre muestras, la diferencia se aprecia mejor en el apagado del campo magnético: el sistema más diluido presenta una relajación más rápida.

Sabemos que la dinámica del sistema es el resultado del balance entre torque magnético, debido al campo externo, y las fuerzas disipativas. Por lo tanto, a mayores concentraciones, mayor fracción volumétrica de las partículas que favorece las interacciones dipolares haciéndolas más intensas [26, 42]. Las interacciones dipolares, al dar lugar a la formación de *clusters* [26], incrementan la resistencia al flujo y, por ende la viscosidad del sistema [44]. Se ha observado que, en sistemas con altas concentraciones de partículas, se presenta el efecto magnetoviscoso [44], Dicha viscosidad produce mayor arrastre, dificultando la rotación de las estructuras y dando lugar a un mayor valor de τ_{eff} y menor velocidad de respuesta del sistema. Esto también es consistente con lo que se ha reportando en [26] y en [30], en donde indican que el incremento de la concentración de nanopartículas favorece estructuras más densas en presencia de campo magnético. Específicamente en [30] analizan cómo es que esto afecta a los tiempos de relajación, resaltando que un incremento en el tamaño hidrodinámico, existe un aumento

en el tiempo de relajación browniano, relacionado con la rotación de la partícula, lo que concuerda con lo observado en este trabajo.

Entonces, en los sistemas más diluidos existen menores interacciones hidrodinámicas que permite una mejor orientación de las partículas y, por ende, del patrón de dispersión espacial.

También se puede notar que el desplazamiento $\Delta\theta$ disminuye conforme aumenta la concentración. Esto se relaciona con la formación de *clusters* que aumentan la resistencia a la rotación del sistema. Por ende, en altas concentraciones y *clusters* de mayor tamaño, la restricción del desplazamiento angular es mayor que en concentraciones menores con mayor libertad de reorientación.

Con esto se puede evidenciar que la concentración es un factor en la respuesta de nanofluidos híbridos, cuya modificación afecta el desplazamiento y la velocidad angular, así como con el tiempo de relajación efectivo.

5.4 Respuesta magneto-óptica con rampas de campo magnético

Aplicando la secuencia mostrada en la figura 4.8, se graficaron diferentes curvas de histéresis con el fin de obtener información sobre el comportamiento de diferentes muestras, usando distintos intervalos de tiempo y ejes de aplicación. Esto servirá como un análisis del sistema para observar la dependencia tanto temporal como espacial del campo magnético.

5.4.1 Evaluación de repetibilidad

Usando una secuencia de rampa de campo magnético y manteniendo los parámetros $\Delta t = 0.05$ s y $\Delta I = 0.001$ A, repitiendo la secuencia bajo las mismas condiciones, se obtuvieron las siguientes curvas de histéresis.

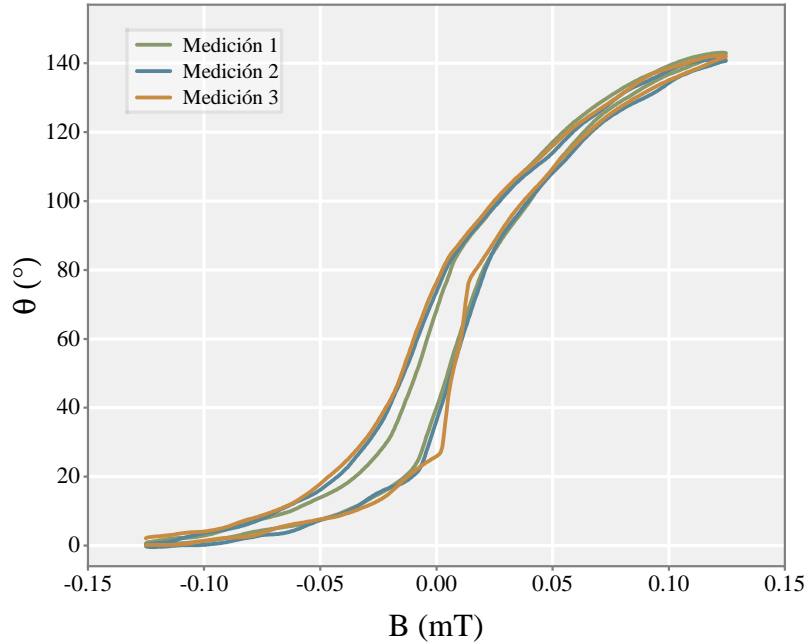


Figura 5.12: Curvas de histéresis del ángulo del patrón de dispersión espacial en función del campo magnético de la muestra Ag+Fe, del conjunto A, bajo la secuencia de rampa de campo magnético. Se evalúa la repetibilidad con los parámetros $\Delta t = 0.05$ s y $\Delta I = 0.001$ A.

Se obtiene una curva en forma sigmoideal que se asocia a la alineación de nanopartículas a medida que cambia el campo magnético. Análogo a lo que sucede con las curvas de histéresis magnéticas, en las cuales se tienen puntos de saturación, remanencia y coercitividad [41]; para la curva de histéresis de ángulo de patrón de dispersión espacial en función de campo magnético se tiene algo similar. A campos magnéticos pequeños, se producen grandes cambios en el desplazamiento angular del patrón, consistente con la ecuación 3.12 [42]. Por su parte, conforme incrementa el campo magnético, el sistema llega a un estado de saturación [42], por lo que el desplazamiento del patrón de dispersión espacial ante cambios de campo magnético es menor en comparación con valores más pequeños.

Observamos en la figura 5.12 las tres mediciones de la dinámica angular del patrón de dispersión espacial en función del campo magnético, en condiciones idénticas con el fin de evaluar repetibilidad del sistema de medición. El área promedio de las curvas resultó de 2.46 ± 0.23 ° · mT.

Se obtuvo un área de histéresis diferente de cero, en las tres mediciones, lo que nos indica que la respuesta del patrón de dispersión espacial ante campo magnético no es reversible y la orientación de los *clusters* no es instantánea, presentando retardo como parte de la dinámica del sistema, tal y como se ha mencionado en investigaciones como en [30, 31, 50]. Existiendo una dependencia de la escala temporal con la que se modifica

el campo magnético, que se analiza en la sección 5.4.2.

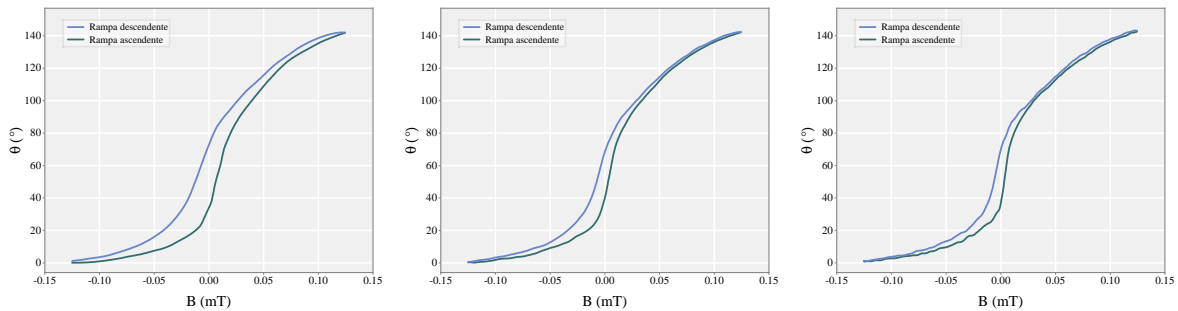
Como se mencionó en secciones anteriores, durante el proceso de reorientación de las estructuras existe una competencia entre torque magnético y fuerzas disipativas del medio, como lo son la viscosidad [42]. Por esto, es que el área en el centro de la curva de histéresis resulta una medida macroscópica de la disipación de la energía en sistemas como el presentado con protocolos de campo magnético.

Así mismo, la desviación estándar calculada a partir de las tres áreas fue de $0.39^\circ \cdot \text{mT}$, lo cual indica repetibilidad en el sistema experimental y valida la secuencia de rampas de campo magnético y que, junto con el análisis del patrón de dispersión espacial, forma parte de un método de análisis de respuesta de nanofluidos magnéticos.

5.4.2 Dependencia temporal de la respuesta magneto-óptica

A continuación se muestran los resultados de las curvas de histéresis por eje transversal a la dirección de la luz obtenidas a diferentes valores de tiempo de paso con diferentes incrementos de tiempo Δt con sus respectivos valores de área promediada.

Las curvas de histéresis presentadas en la figura 5.13 representan las curvas promedio de tres medidas obtenidas con las mismas condiciones, a partir de estas se calculó el área promedio así como la desviación estándar del valor medio, tal y como se describe en la sección 4.5.2.



(a) Curva de histéresis del ángulo de la dispersión espacial de Ag+Fe, $\Delta t = 0.05$ s. (b) Curva de histéresis del ángulo de la dispersión espacial de Ag+Fe, $\Delta t = 0.1$ s. (c) Curva de histéresis del ángulo de la dispersión espacial de Ag+Fe, $\Delta t = 0.2$ s.

Figura 5.13: Curva de histéresis promedio del ángulo del patrón de dispersión espacial en función del campo magnético de la muestra Ag+Fe, del conjunto A, bajo la secuencia de rampa de campo magnético con $\Delta I = 0.001$ A y a diferentes valores de Δt .

En las curvas de histéresis reportadas a lo largo de la sección 5.4 se pueden notar dos rampas: una rampa ascendente y otra descendente, representadas con colores distintos. La unión de ambas rampas forman lo que conocemos como bloque de histéresis, cuya separación indica que la respuesta angular del patrón de dispersión espacial no solo

depende del valor instantáneo del campo magnético, sino que también depende de la alineación que tenía anteriormente el sistema.

En las curvas de histéresis también se puede apreciar asimetría con respecto al centro del eje (0 mT), evidenciando que el proceso no es inmediato y existe un retardo colectivo en dicha reorganización, como consecuencia de los tiempos de relajación colectivo, viscosidad y efectos hidrodinámicos [30].

Cuadro 5.5: Área de histéresis del ángulo del patrón de dispersión espacial para distintos tiempos de paso Δt .

Δt (s)	A ($^{\circ}\cdot\text{mT}$)
0.05	2.46 ± 0.23
0.10	1.29 ± 0.23
0.20	1.09 ± 0.11

De acuerdo con el cuadro 5.5, se puede observar que al incrementar el valor de Δt , se disminuye el área de la curva de histéresis, esto también se puede notar visualmente en las figuras 5.13a, 5.13b y 5.13c. Los resultados nos indican que el paso temporal entre cambios de corriente en la rampa afecta la respuesta del sistema. Para valores de Δt pequeños, el campo magnético varía rápidamente, con variaciones temporales mayores a los tiempos de relajación efectivos del fluido, lo que no permite que las nanopartículas se reorienten, ya que no lo hacen al instante. Esto último provoca un desfase entre la variación del campo magnético y la respuesta del sistema, que se ve proyectada en el patrón de dispersión espacial. Dicho desfase se presenta como mayor área en la curva.

Si se aumenta el valor de Δt , el sistema tiene mayor tiempo de reorganización de sus estructuras internas, por lo que los *clusters* de nanopartículas se orientan de manera más aproximada con respecto a la variación del campo de la rampa, cerca del equilibrio en cada cambio de valor de campo magnético. Esto último disminuye el desfase, y hace más pequeña el área de la curva de histéresis.

Gracias a estos resultados, junto con los presentados en la sección 5.3, pueden evidenciarse los tiempos de relajación: la magnetización y la respuesta general del sistema no son instantáneas al campo magnético y se ven afectadas por la velocidad de cambio del campo magnético, tal y como lo indica la teoría de dinámica de ferrofluidos [50].

5.4.3 Dependencia direccional del campo magnético

En esta sección se analiza la dependencia de la dinámica del patrón de dispersión espacial de los nanofluidos Au+Fe y Ag+Fe del conjunto de muestras B, al aplicar campos magnéticos en direcciones x y y . Como se presentó en la sección 5.2, cuando se aplica campo magnético en el eje z el patrón de dispersión espacial es aproximadamente

isotrópico, por lo que este protocolo se limita a estudiar el comportamiento de los otros ejes, y se tendría que preparar otra metodología de rampas de campo magnético para su análisis. Por esto es que se limita usar solo en los ejes x y y este protocolo de rampas, en los cuales se puede estudiar la anisotropía de la dispersión espacial y su evolución angular y los efectos dinámicos asociados a la dirección del campo.

En la sección anterior se observó una dependencia temporal, por lo que en esta sección se pretende observar una dependencia espacial, relacionada a la dirección de aplicación del campo magnético, reflejada en las curvas de histéresis.

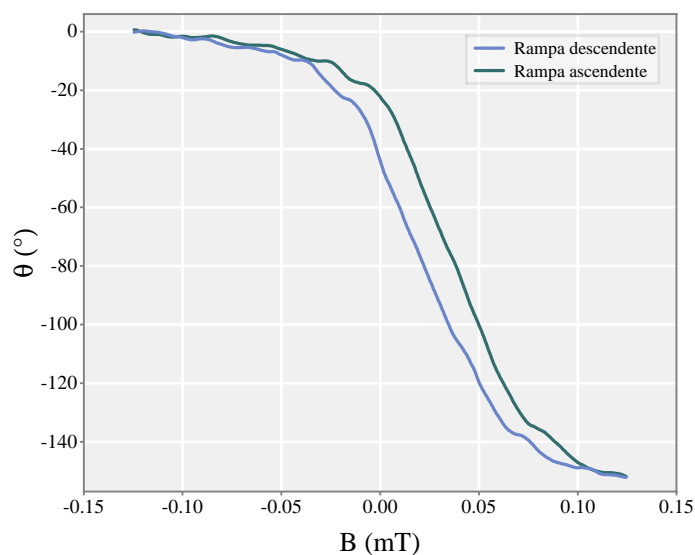


Figura 5.14: Curva de histéresis promedio del ángulo del patrón de dispersión espacial en función del campo magnético de la muestra Au+Fe, del conjunto B, bajo la secuencia de rampa de campo magnético. Parámetros: $\Delta t = 0.1$ s, $\Delta I = 0.001$ A y dirección de campo en y .

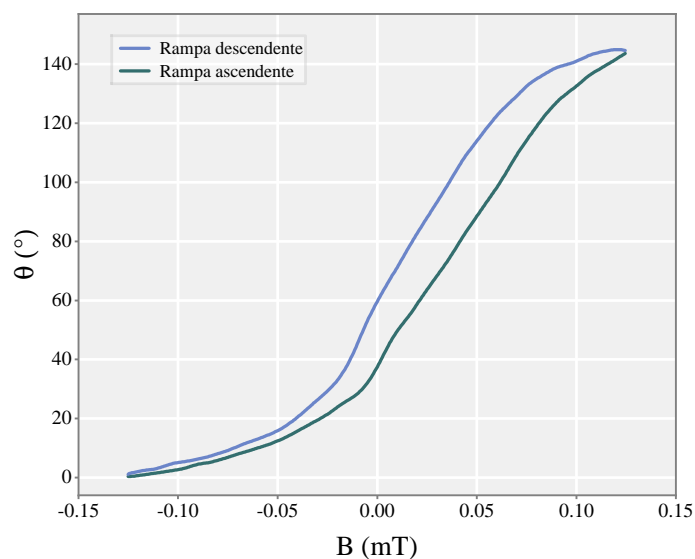


Figura 5.15: Curva de histéresis promedio del ángulo del patrón de dispersión espacial en función del campo magnético de la muestra Au+Fe, del conjunto B, bajo la secuencia de rampa de campo magnético. Parámetros: $\Delta t = 0.1$ s, $\Delta I = 0.001$ A y dirección de campo en x .

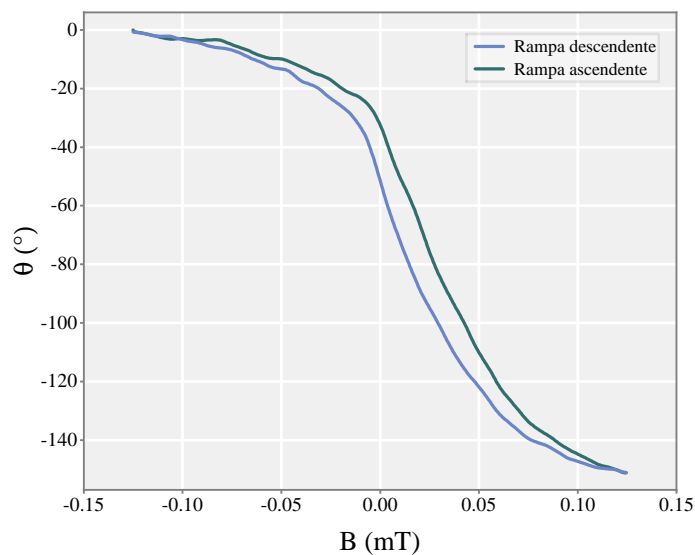


Figura 5.16: Curva de histéresis promedio del ángulo del patrón de dispersión espacial en función del campo magnético de la muestra Ag+Fe, del conjunto B, bajo la secuencia de rampa de campo magnético. Parámetros: $\Delta t = 0.1$ s, $\Delta I = 0.001$ A y dirección de campo en y .

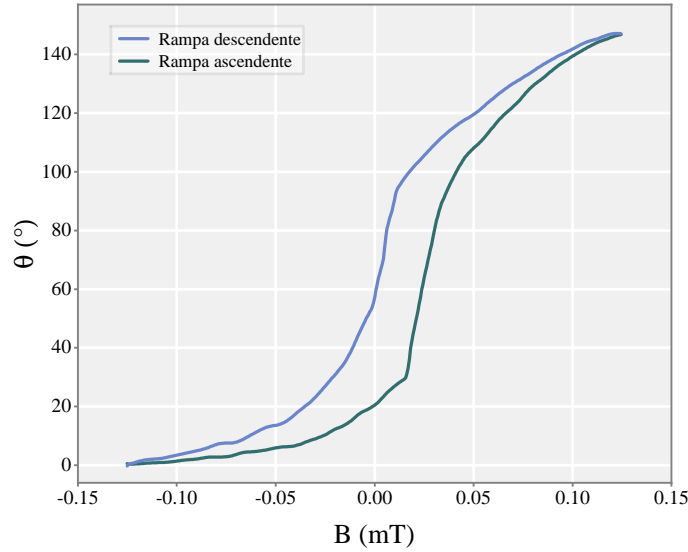


Figura 5.17: Curva de histéresis promedio del ángulo del patrón de dispersión espacial en función del campo magnético de la muestra Ag+Fe, del conjunto B, bajo la secuencia de rampa de campo magnético. Parámetros: $\Delta t = 0.1$ s, $\Delta I = 0.001$ A y dirección de campo en x .

Notamos diferencias en la forma de las curvas de histéresis dependiendo del tipo de material y del eje de aplicación. Como primer punto, para configuraciones con campo magnético en el eje x , la rama ascendente se encuentra por debajo de la descendente, debido a que esta última proviene de estados de mayor alineación y campos magnéticos inducidos mayores, por lo que las estructuras tienden a mantener la alineación adquirida en campos magnéticos elevados, aún cuando el campo magnético comienza a disminuir, debido a procesos de relajación y reorganización estructural [42]. Por esto mismo es que las curvas ascendente y descendente no están superpuestas. Para las curvas de histéresis con campo magnético en el eje y sucede algo similar, tomando en cuenta que el desplazamiento angular es en sentido opuesto: la rama descendente proviene de campos magnéticos elevados lo que conduce a valores de ángulos absolutos mayores en comparación con la rama ascendente.

Cuando el campo magnético es en el eje y , las curvas de histéresis de ambos materiales tienen una geometría similar que se caracteriza por extremos achatados para valores altos de campo magnético, y un área mayor en la región del centro de la curva. Esto último mostrando que, conforme el campo aplicado aumenta, el sistema tiende a alcanzar estados de alineación más estables y, por ende, menor desplazamiento angular del patrón de dispersión espacial.

En contraste, al aplicar campo magnético en el eje x , las diferencias entre las curvas de los materiales son mayores. Mientras que en el sistema de Au+Fe se observa una curva más asimétrica, ligeramente achatada en campos negativos y con mayor área y

pendiente en campos magnéticos positivos, en el sistema de Ag+Fe se observa una curva con una región central más amplia y los extremos son más estrechos y achatados.

Entonces, la dinámica de nanofluidos acuosos bajo campo magnético no solo se pudiera caracterizar a través de su área de curva de histéresis del patrón de dispersión espacial, sino que también se pueden observar formas distintivas y características de las curvas para cada material.

Cuadro 5.6: Área de histéresis del ángulo del patrón de dispersión espacial para la muestra de Au+Fe, con eje x y y de aplicación de campo magnético.

Eje del campo	A ($^{\circ}\cdot\text{mT}$)
x	2.89 ± 0.21
y	2.18 ± 0.25

Cuadro 5.7: Área de histéresis del ángulo del patrón de dispersión espacial para la muestra de Ag+Fe, con eje x y y de aplicación de campo magnético.

Eje del campo	A ($^{\circ}\cdot\text{mT}$)
x	3.46 ± 0.6
y	1.76 ± 0.08

A partir de las tablas 5.6 y 5.7 se pueden observar diferencias en el área de la curva de histéresis en función del eje de aplicación del campo magnético. En ambos sistemas, tanto en Au+Fe como en Ag+Fe se obtuvo un área menor aplicando campo en el eje y respecto a si se aplica en el eje x , lo que indica que en este último existe una mayor disipación de energía. Esto es análogo a lo que se observa en [18] con la conductividad térmica de nanofluidos híbridos, donde reportaron que cuando el campo magnético es perpendicular al gradiente de térmico, el aumento de la conductividad es menor que cuando ambos son colineales, evidenciando respuesta dependiente de la dirección del campo en el sistema y por lo tanto la distribución espacial para disipar la energía.

Una explicación a este comportamiento es la anisotropía que se genera por las condiciones experimentales. Al irradiar un haz a la muestra se manifiestan gradientes térmicos y, por lo tanto, estos pueden inducir flujos convectivos dentro del fluido. Experimentalmente se observó el movimiento de las partículas con microscopio electrónico para asegurar la presencia de flujo convectivo inducido por estos gradientes. Al aplicar campo magnético, como se ha presentado en los resultados anteriores, los momentos magnéticos tienden a alinearse al campo pero, con flujo, la magnetización se ve influenciada por el torque magnético y la vorticidad del fluido [34, 73]. La dinámica se ve influenciada también por efectos hidrodinámicos como la convección, que llegan a desviar la magnetización

respecto al estado de equilibrio. En este sentido, las diferencias observadas en este trabajo pueden estar explicadas por la relación entre la geometría del campo aplicado y la dirección de movimiento del flujo. Cuando se aplica campo magnético en el eje y , la dirección del campo magnético resulta la misma que la del flujo convectivo, lo que se traduce a menores áreas de histéresis y una respuesta con menor disipación de energía.

Cuando se aplica campo magnético en el eje x , el flujo es perpendicular al campo magnético aplicado, lo que, de acuerdo a lo observado, conduce en un mayor desfase en la respuesta del sistema y mayores áreas de las curvas de histéresis o mayor disipación distribuida.

Conclusiones

En resumen, se desarrolló un método de análisis dinámico de respuesta magneto-óptica de nanofluidos magnéticos, con un sistema automatizado en 3 dimensiones para control de campos magnéticos inducidos por corrientes en 6 bobinas (3 bobinas de Helmholtz). Se analizó el tiempo de relajación y área de histéresis mediante la respuesta óptica de dispersión espacial proveniente de un láser con haz gaussiano proyectada en un panel y capturado por una cámara fotográfica. El análisis del tiempo representa un primer protocolo de pulsos magnéticos producidos por las bobinas. El segundo protocolo de rampas representan cambios de campo magnético en el tiempo. Para el primer protocolo se obtuvo una medida de tiempos de relajación del nanofluido y para el segundo de rampas, se tiene la medida comparativa de disipación de la energía respecto a la dirección, es decir, la evaluación de histéresis respecto al campo magnético aplicado por eje. A continuación se detallan las conclusiones de esta tesis.

El propósito en este trabajo fue estudiar la respuesta óptica y magnética de nanofluidos acuosos sintetizados por PLAL, específicamente nanofluidos híbridos. Esto se realizó analizando el desplazamiento angular del patrón de dispersión espacial que muestran los nanofluidos magnéticos al aplicar campos magnéticos externos.

Como primer punto, se logró diseñar e implementar un sistema automatizado para aplicar campos magnéticos controlados en los nanofluidos. Para esto se usó un sistema de bobinas de Helmholtz que permite tener diferentes configuraciones tanto de campo magnético como de protocolos de aplicación del mismo.

Específicamente, el sistema de bobina de Helmholtz fabricada mostró una relación lineal entre la corriente suministrada y la intensidad de campo magnético, lo cual es esperado para un sistema de bobina de Helmholtz de acuerdo con lo revisado en el Marco Teórico. Además, se tuvieron desviaciones relativas menores al 5 % respecto al modelo teórico. Si comparamos estos porcentajes con los de otros autores, podemos validar la bobina de manera experimental como una herramienta confiable para aplicación de campos magnéticos controlados.

También se presenta respuesta óptica de los nanofluidos, representada con un patrón de dispersión espacial proveniente de un láser polarizado de 532 nm proyectada en una pantalla y grabada con una cámara que detecta ondas en el visible. Donde la orientación del patrón de dispersión espacial proyectado en la pantalla, representa la orientación promedio de las estructuras formadas por nanopartículas ante campos magnéticos externos. No solo se observó anisotropía como resultado de la formación

de *clusters*, sino que también se comprobó que la dirección del patrón de dispersión espacial es perpendicular al campo magnético aplicado y, por ende, a la alineación de los *clusters*. Esto se logró comparando tanto en las imágenes representativas de los *clusters*, obtenidas con el microscopio USB y las figuras del patrón de dispersión espacial orientado dependiendo de la dirección del campo.

Una vez confirmado que la orientación del patrón de dispersión espacial es dependiente de la dirección del campo magnético, se desarrollaron y aplicaron dos diferentes protocolos experimentales: pulso de campo magnético y rampas de campo magnético. Los pulsos para evaluar tiempo de relajación efectiva y las rampas para evaluar histéresis. Además se programó un código de seguimiento angular del patrón de dispersión espacial para evaluar la respuesta de los materiales bajo dichos protocolos.

Con la aplicación de pulso de campo magnético se obtuvo que la dinámica del sistema no es instantánea con relación a la aplicación del campo magnético. Se presentaron tiempos de relajación efectivos, tanto en el encendido como en el apagado del campo magnético, siendo este último mayor para todos los casos evaluados mediante ajustes exponenciales.

Se identificaron diferencias entre los materiales de oro con hierro y plata con hierro, posiblemente derivadas de la estabilidad coloidal de los *clusters*.

Por otro lado, bajo el mismo protocolo de pulso de campo magnético, se encontró que en el sistema más diluido se muestran respuestas más rápidas y tiempos de relajación efectivos menores del patrón de dispersión espacial, en comparación con sistemas más concentrados. Se relacionó este efecto con la disminución de interacciones dipolares y estructuras de menor tamaño, reduciendo la resistencia viscosa del sistema. Por lo tanto la concentración se muestra como factor en la respuesta magnética y óptica de nanofluidos.

En relación con los protocolos de rampas de campo magnético para evaluar histéresis por eje, primero se refiere al comportamiento del patrón de dispersión espacial y la disipación de energía. Al seguir en cada eje una curva de histéresis, se obtiene la relación entre el desplazamiento del patrón y el campo magnético aplicado. Las curvas de histéresis analizadas por campo magnético aplicado por eje presentadas en los resultados de este trabajo, muestran un área diferente de cero, lo que evidencia, nuevamente, procesos no reversibles en la reorganización estructural del fluido dinámico. Como parte de este proyecto, se calcularon áreas de las histéresis bajo diferentes condiciones experimentales. De entre las cuales en los nanofluidos se mostró que el área de histéresis del desplazamiento angular del patrón de dispersión espacial, no solo se ve modificada por el eje de campo aplicado sino que también se aprecian diferencias ante la variación temporal del campo magnético Δt , si este último aumenta, el área de histéresis disminuye. Por lo tanto, se muestra que la dinámica del sistema está relacionada con el tiempo necesario para que las partículas se reorganicen, lo que representa los tiempos de relajación del sistema y respuestas no instantáneas.

También se pudieron observar diferencias en la respuesta del sistema cuando se varían las condiciones espaciales del campo magnético, como se muestra en las áreas y medidas realizadas varias veces, como parte de la respuesta del sistema. Se calcularon áreas de histéresis menores cuando la aplicación del campo magnético es en el eje y , sugiriendo que la dinámica del sistema es anisotrópica y dependiente del eje. El comportamiento se le atribuye a los flujos convectivos, inducidos por el haz que genera gradientes térmicos, provocando efectos hidrodinámicos que afectan la respuesta del sistema.

En general, todos los resultados aquí obtenidos confirman la hipótesis planteada, mostrando que la respuesta dinámica del patrón de dispersión espacial de nanofluidos magnéticos sintetizados por PLAL ante campos magnéticos externos está relacionada con la composición del sistema y se observan diferencias bajo condiciones temporales y espaciales del campo aplicado. Por lo tanto este trabajo proporciona una metodología experimental sistemática para evaluar la respuesta de nanofluidos magnéticos acuosos en procesos de relajación colectiva, disipación y reorganización estructural del fluido.

Trabajo futuro

Este trabajo abre puertas a la creación de diversos proyectos. Aquellos enfocados en el análisis del patrón de dispersión espacial como método de caracterización de materiales, correlacionando los valores de tiempos de relajación efectivos, áreas de histéresis y velocidad de desplazamiento angular con parámetros como la longitud de las cadenas, distribución de los agregados o, incluso, medidas de hibridación. Como parte de este análisis, sería deseable desacoplar los efectos hidrodinámicos de la respuesta magnética para obtener información más precisa del material y estructura. Esto último empleando distintos fluidos base para evaluar las diferencias debidas a la viscosidad.

Extender este estudio al análisis de la relajación de Néel y Brown de los distintos nanofluidos, generando modelos matemáticos que permitan la correlación del patrón de dispersión espacial y los resultados aquí obtenidos con dichos parámetros. Además, se propone en un futuro analizar el cambio de las muestras después de someterlas por primera vez al campo magnético, y determinar cómo es que su historia magnética afecta las medidas posteriores, lo que proporcionaría información más allá de las propiedades estáticas de nanofluidos.

Referencias

- [1] P. I. P. Soares, A. M. R. Alves, L. J. Pereira, J. T. Coutinho, I. M. M. Ferreira, C. M. M. Novo y J. P. Borges, “Effects of surfactants on the magnetic properties of iron oxide colloids,” *J. Colloid Interface Sci.*, vol. 419, pp. 46–51, abr. 2014, doi: 10.1016/j.jcis.2013.12.045.
- [2] M. U. Sajid y Y. Bicer, “Impacts of ultrasonication time and surfactants on stability and optical properties of CuO, Fe₃O₄, and CNTs/water nanofluids for spectrum selective applications,” *Ultrason. Sonochem.*, vol. 88, art. no. 106079, jun. 2022, doi: 10.1016/j.ultsonch.2022.106079.
- [3] R. E. Rosensweig, *Ferrohydrodynamics*. Cambridge, U.K.: Cambridge University Press, 1985.
- [4] N. G. Semaltianos, “Laser synthesis of magnetic nanoparticles in liquids and application in the fabrication of polymer–nanoparticle composites,” *ACS Appl. Nano Mater.*, vol. 4, no. 7, pp. 6407–6440, jun. 2021, doi: 10.1021/acsanm.1c00715.
- [5] E. A. Meza Ramírez, A. Pérez Centeno, E. Campos-González, E. Camps, y J. G. Quiñones Galván, “Synthesis and characterization of Fe₂O₃ nanoparticles via pulsed laser ablation in liquids: effects of solvent and laser fluence,” *Scientific Reports*, vol. 15, art. no. 36641, 2025, doi: 10.1038/s41598-025-20549-x.
- [6] L. Franzel, M. F. Bertino, Z. J. Huba y E. E. Carpenter, “Synthesis of magnetic nanoparticles by pulsed laser ablation,” *Appl. Surf. Sci.*, vol. 261, pp. 332–336, nov. 2012, doi: 10.1016/j.apsusc.2012.08.010.
- [7] G. Armelles, A. Cebollada, A. García-Martín y M. U. González, “Magnetoplasmonics: Combining Magnetic and Plasmonic Functionalities,” *Adv. Opt. Mater.*, vol. 1, no. 1, pp. 10–35, 2013, doi: 10.1002/adom.201200011.
- [8] C. Rablau, P. Vaishnava, C. Sudakar, R. Tackett, G. Lawes y R. Naik, “Magnetic-field-induced optical anisotropy in ferrofluids: A time-dependent light-scattering investigation,” *Phys. Rev. E*, vol. 78, no. 5, p. 051502, nov. 2008, doi: 10.1103/PhysRevE.78.051502.
- [9] R. J. Deissler, Y. Wu y M. A. Martens, “Dependence of Brownian and Néel relaxation times on magnetic field strength,” *Med. Phys.*, vol. 41, no. 1, p. 012301, ene. 2014, doi: 10.1118/1.4837216.
- [10] K. Liu, J. Yang, Z. He, J. Tang y W. Gao, “A Horizontal Magnetic Field Measurement Scheme Based on Helmholtz Coil Combined with Small Magnetic

- Needle and Projection Amplification Method,” *Int. J. Front. Eng. Technol.*, vol. 7, no. 3, pp. 21–26, ene. 2025, doi: 10.25236/IJFET.2025.070304.
- [11] N. Erzhanova, “Determining magnetic field strength as a function of current in Helmholtz coils,” *Technobius Physics*, vol. 2, no. 3, p. 0016, 2024, doi: 10.54355/tbusphys/2.3.2024.0016.
- [12] F. Avci, E. Agrali, O. Yaman y M. Cavas, “Design, Production and Comparison with Theoretical Calculations of a Uniform Electromagnetic Field Generator with Helmholtz Coils,” *J. Phys. Chem. Funct. Mater.*, vol. 8, no. 1, pp. 53–60, 2025, doi: 10.54565/jphcfum.1671822.
- [13] A. del C. Fontanet Valls, “Design and construction of a 3D Helmholtz coil system for the ALBA magnetic measurements laboratory,” tesis de licenciatura, Universitat Politècnica de Catalunya, Barcelona, España, jun. 2019.
- [14] S. Somkun y T. Borirak-Arawin, “Quasi-analytical Design of a Square Helmholtz Coil with Finite Cross-sectional Area as a Magnetic Flux Density Standard,” en *Proc. 19th IMEKO TC4 Symposium – Measurements of Electrical Quantities and 17th Int. Workshop on ADC and DAC Modelling and Testing*, Barcelona, España, jul. 2013.
- [15] A. Bahrami, L. Y. Tanaka, R. C. Massucatto, F. R. M. Laurindo y C. D. Aiello, “Automated 1D Helmholtz coil design for cell biology: Weak magnetic fields alter cytoskeleton dynamics,” *PLOS ONE*, vol. 20, no. 8, art. no. e0321133, 2025, doi: 10.1371/journal.pone.0321133.
- [16] A. Ramos-Sebastian y S. H. Kim, “Magnetic Force-Propelled 3D Locomotion Control for Magnetic Microrobots via Simple Modified Three-Axis Helmholtz Coil System,” *IEEE Access*, vol. 9, pp. 128755–128764, 2021, doi: 10.1109/ACCESS.2021.3113765.
- [17] R. Alsangur, S. Doganay, I. Ates y L. Cetin, “3D Helmholtz coil system setup for thermal conductivity measurements of magnetic nanofluids,” *Mechatronics*, vol. 94, art. no. 103019, jul. 2023, doi: 10.1016/j.mechatronics.2023.103019.
- [18] R. Alsangur, S. Doganay, İ. Ates, A. Turgut, L. Cetin y M. Rebay, “Magnetic field dependent thermal conductivity investigation of water based $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{CNT}$ and $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{graphene}$ magnetic hybrid nanofluids using a Helmholtz coil system setup,” *Diamond Relat. Mater.*, vol. 141, art. no. 110716, ene. 2024, doi: 10.1016/j.diamond.2023.110716.
- [19] D. Hoffelner, M. Kundt, A. M. Schmidt, E. Kentzinger, P. Bender y S. Disch, “Detecting the orientational alignment of anisotropic magnetic nanoparticles using dynamic magnetic fields,” *Faraday Discuss.*, vol. 181, pp. 449–461, 2015, doi: 10.1039/c4fd00242c.
- [20] V. A. Svetlichnyi, A. V. Shabalina, I. N. Lapin, D. A. Goncharova, T. S. Kharlamova y A. I. Stadnichenko, “Comparative study of magnetite nanoparticles obtained by pulsed laser ablation in water and air,” *Appl. Surf. Sci.*, vols. 467–468, pp. 402–410, 2019, doi: 10.1016/j.apsusc.2018.10.189.

- [21] P. Wagener, J. Jakobi, C. Rehbock, V. S. K. Chakravadhanula, C. Thede, U. Wiedwald, M. Bartsch, L. Kienle y S. Barcikowski, "Solvent-surface interactions control the phase structure in laser-generated iron-gold core-shell nanoparticles," *Scientific Reports*, vol. 6, no. 1, p. 23352, mar. 2016, doi: 10.1038/srep23352.
- [22] L. Mikoliūnaitė, E. Stankevičius, S. Adomavičiūtė-Grabusovė, V. Petrikaitė, R. Trusovas, M. Talaikis, M. Skapas, A. Zdaniauskienė, A. Selskis, V. Šablinskas *et al.*, "Magneto-Plasmonic Nanoparticles Generated by Laser Ablation of Layered Fe/Au and Fe/Au/Fe Composite Films for SERS Application," *Coatings*, vol. 13, no. 9, p. 1523, 2023, doi: 10.3390/coatings13091523.
- [23] R. G. Nikov, A. S. Nikolov, N. N. Nedyalkov, I. G. Dimitrov, P. A. Atanasov y M. T. Alexandrov, "Stability of contamination-free gold and silver nanoparticles produced by nanosecond laser ablation of solid targets in water," *Appl. Surf. Sci.*, vol. 258, no. 23, pp. 9318–9322, sep. 2012, doi: 10.1016/j.apsusc.2011.12.040.
- [24] J. Meza-Arroyo, J. Valdés-Hernández, J. L. Domínguez-Juárez y R. Quintero-Torres, "DLS homemade setup: reviewing first and second-order coherence and autocorrelation concepts of a light source in the context of nanoparticle sizes synthesized by PLAL," *Phys. Scr.*, vol. 99, no. 8, art. 085311, jul. 2024, doi: 10.1088/1402-4896/ad664e.
- [25] A. Díaz Díaz, "Sistema óptico automatizado para la síntesis de nanopartículas por medio de ablación láser en líquidos," tesis de licenciatura, Facultad de Ingeniería, Universidad Autónoma de Querétaro, Querétaro, México, ene. 2026.
- [26] N. S. S. Mousavi, S. D. Khapli y S. Kumar, "Direct observations of field-induced assemblies in magnetite ferrofluids," *J. Appl. Phys.*, vol. 117, no. 10, art. 103907, mar. 2015, doi: 10.1063/1.4914484.
- [27] Á. Sanz-Felipe, I. Barba y J. C. Martín, "Optical transmission of ferrofluids exposed to a magnetic field: Analysis by electromagnetic wave propagation numerical methods," *J. Mol. Liq.*, vol. 315, art. 113713, oct. 2020, doi: 10.1016/j.molliq.2020.113713.
- [28] M. Gogoi y P. Deb, "Light scattering behavior of magnetic field induced directional self assembly of iron oxide nanoparticle suspension," *NANO*, vol. 7, no. 4, art. 1250027, sep. 2012, doi: 10.1142/S1793292012500270.
- [29] P. Ryapolov, A. Vasilyeva, D. Kalyuzhnaya, A. Churaev, E. Sokolov y E. Shel'deshova, "Magnetic Fluids: The Interaction between the Microstructure, Macroscopic Properties, and Dynamics under Different Combinations of External Influences," *Nanomaterials*, vol. 14, no. 2, art. 222, ene. 2024, doi: 10.3390/nano14020222.
- [30] S. Ota y Y. Takemura, "Characterization of Néel and Brownian relaxations isolated from complex dynamics influenced by dipole interactions in magnetic nanoparticles," *J. Phys. Chem. C*, vol. 123, no. 40, pp. 28859–28866, sep. 2019, doi: 10.1021/acs.jpcc.9b06790.

- [31] Yu. L. Raikher, V. I. Stepanov, J. C. Bacri y R. Perzynski, “Orientational dynamics in magnetic fluids under strong coupling of external and internal relaxations,” *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 289, pp. 222–225, mar. 2005, doi: 10.1016/j.jmmm.2004.11.064.
- [32] N. S. S. Mousavi y S. Kumar, “Effective in-field thermal conductivity of ferrofluids,” *J. Appl. Phys.*, vol. 123, no. 4, art. 043902, ene. 2018, doi: 10.1063/1.5010275.
- [33] A. O. Ivanov y A. Zubarev, “Chain Formation and Phase Separation in Ferrofluids: The Influence on Viscous Properties,” *Materials*, vol. 13, no. 18, art. 3956, sep. 2020, doi: 10.3390/ma13183956.
- [34] C. F. Alegretti y R. G. Gontijo, “A numerical study on the role of dipole interactions on the heat transfer rates in a ferrofluid shear flow,” *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 587, art. 171243, dic. 2023, doi: 10.1016/j.jmmm.2023.171243.
- [35] D. J. Griffiths, *Introduction to Electrodynamics*, 4th ed. Boston, MA, EE. UU.: Pearson, 2013, ISBN: 978-0-321-85656-2.
- [36] C. Zhao, Q. Lv, J. Yang, M. Li, Q. Zhao, H. Ma y X. Jia, “Design and Simulation of a Magnetization Drive Coil Based on the Helmholtz Principle and an Experimental Study,” *Micromachines*, vol. 14, no. 1, art. 152, ene. 2023, doi: 10.3390/mi14010152.
- [37] E. L. Bronaugh, “Helmholtz coils for calibration of probes and sensors: Limits of magnetic field accuracy and uniformity,” en *Proc. Int. Symp. Electromagn. Compat.*, Austin, TX, EE. UU., 1995, pp. 72–76, doi: 10.1109/ISEMC.1995.523521.
- [38] I. Y. Khairani, G. Mínguez-Vega, C. Doñate-Buendía y B. Gökce, “Green nanoparticle synthesis at scale: a perspective on overcoming the limits of pulsed laser ablation in liquids for high-throughput production,” *Phys. Chem. Chem. Phys.*, vol. 25, no. 29, pp. 19380–19408, jul. 2023, doi: 10.1039/D3CP01214J.
- [39] R. E. Rosensweig, “Magnetic fluids,” *Annu. Rev. Fluid Mech.*, vol. 19, pp. 437–461, ene. 1987, doi: 10.1146/annurev.fl.19.010187.002253.
- [40] J. M. J. Santillán, D. Muñetón Arboleda, D. F. Coral, M. B. Fernández van Raap, D. Muraca, D. C. Schinca y L. B. Scaffardi, “Optical and Magnetic Properties of Fe Nanoparticles Fabricated by Femtosecond Laser Ablation in Organic and Inorganic Solvents,” *ChemPhysChem*, vol. 18, no. 9, pp. 1192–1209, mar. 2017, doi: 10.1002/cphc.201601279.
- [41] J. M. D. Coey, *Magnetism and Magnetic Materials*. Cambridge, U.K.: Cambridge University Press, 2009, ISBN: 978-0-521-81614-4, 978-0-511-67743-4.
- [42] M. I. Shliomis, “Magnetic fluids,” *Sov. Phys. Usp.*, vol. 17, no. 2, pp. 153–169, mar. 1974, doi: 10.1070/PU1974v017n02ABEH004332.
- [43] C. Pai, M. Shalini, V. B. Varma, S. Radha, R. Nagarajan y R. V. Ramanujan, “Study of magnetofluidic laser scattering under rotating magnetic field,” en *AIP Conf. Proc.*, vol. 1942, art. no. 050126, 2018, doi: 10.1063/1.5028757.

- [44] S. Odenbach y S. Thurm, “Magnetoviscous effects in ferrofluids,” en *Ferrofluids*, Lecture Notes in Physics, Berlin, Alemania: Springer, 2008, doi: 10.1007/3-540-45646-5_10.
- [45] H. Kang, J. T. Buchman, R. S. Rodriguez, H. L. Ring, J. He, K. C. Bantz y C. L. Haynes, “Stabilization of silver and gold nanoparticles: Preservation and improvement of plasmonic functionalities,” *Chem. Rev.*, vol. 119, no. 1, pp. 664–699, ene. 2019, doi: 10.1021/acs.chemrev.8b00341.
- [46] J. Liu, T. Cao, B. Li, X. Zhang, L. Duan, T. Zhang y W. Chen, “Non-monotonic effects of sulfidation on the aggregation behavior of surface-coated silver nanoparticles,” *J. Environ. Sci.*, in press, 2025, doi: 10.1016/j.jes.2025.10.013, in press.
- [47] C. Louis y O. Pluchery, Eds., *Gold Nanoparticles: Physics, Chemistry and Biology*. London, U.K.: Imperial College Press, 2012, ISBN: 978-1-84816-806-0.
- [48] B. J. Berne y R. Pecora, *Dynamic Light Scattering: With Applications to Chemistry, Biology, and Physics*. New York, NY, EE. UU.: Wiley, 1976.
- [49] P. Debye, *Polar Molecules*. New York, NY, EE. UU.: Chemical Catalog Company, 1929, p. 84.
- [50] M. I. Shliomis y V. I. Stepanov, “Theory of the dynamic susceptibility of magnetic fluids,” en *Advances in Chemical Physics: Relaxation Phenomena in Condensed Matter*, vol. 87, Hoboken, NJ, EE. UU.: Wiley, mar. 2007, pp. 1–30, doi: 10.1002/9780470141465.ch1.
- [51] C. F. Bohren y D. R. Huffman, *Absorption and Scattering of Light by Small Particles*, Weinheim, Alemania: Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 1998.
- [52] L. A. Feigin y D. I. Svergun, *Structure Analysis by Small-Angle X-Ray and Neutron Scattering*. New York, NY, EE. UU.: Plenum Press, 1987, ISBN: 0-306-42629-3.
- [53] S. A. Maier, *Plasmonics: Fundamentals and Applications*. New York, NY, EE. UU.: Springer, 2007, ISBN: 978-0-387-33150-8.
- [54] M. Moocarme, J. L. Domínguez-Juárez, y L. T. Vuong, “Ultralow-Intensity Magneto-Optical and Mechanical Effects in Metal Nanocolloids”, *Nano Lett.*, vol. 14, no. 3, pp. 1178–1183, mar. 2014, doi:10.1021/nl4039357.
- [55] Z. Starowicz, R. Wojnarowska-Nowak, P. Ozga *et al.*, “The tuning of the plasmon resonance of the metal nanoparticles in terms of the SERS effect,” *Colloid Polym. Sci.*, vol. 296, pp. 1029–1037, 2018, doi: 10.1007/s00396-018-4308-9.
- [56] M. A. Nieto Hernández, “Obtención y análisis de patrones de difracción de nanofluidos usando espectroscopía de lente térmica,” tesis de licenciatura, Facultad de Ingeniería, Universidad Autónoma de Querétaro, Querétaro, México, ene. 2026.
- [57] O. Castillo Rocha, “Análisis de la respuesta eléctrica de ciclos térmicos inducidos por luz en nanofluidos plasmónicos,” tesis de licenciatura, Facultad de Ingeniería, Universidad Autónoma de Querétaro, Querétaro, México, ene. 2023.

- [58] Planetsofa, “3-Axis Helmholtz coil assembly,” Thingiverse, 2021. [En línea]. Disponible en: <https://www.thingiverse.com/thing:5243483>. [Accedido: 9-ene-2026].
- [59] J. Domínguez-Juárez, R. Quintero-Torres, M. Cardoso-Duarte, M. Quiroz-Juárez, J. Aragón, y J. Villatoro, “Unveiling the properties of liquids via photothermal-induced diffraction patterns”, *Commun. Phys.*, vol. 6, art. no. 154, 2023, doi: 10.1038/s42005-023-01278-x.
- [60] J. L. Dominguez-Juarez, S. Vallone, A. Lempel, M. Moocarme, J. Oh, H. D. Gafney y L. T. Vuong, “Influence of solvent polarity on light-induced thermal cycles in plasmonic nanofluids”, *Optica*, vol. 2, no. 5, pp. 447–453, may. 2015, doi: 10.1364/OPTICA.2.000447.
- [61] A. M. van Silfhout, H. Engelkamp y B. H. Ern e, “Colloidal stability of aqueous ferrofluids at 10 T,” *J. Phys. Chem. Lett.*, vol. 11, no. 15, pp. 5908–5912, jul. 2020, doi: 10.1021/acs.jpcclett.0c01804.
- [62] J. Kieffer y J. P. Wright, “PyFAI: a Python library for high performance azimuthal integration on GPU,” *Powder Diffr.*, vol. 28, suppl. S2, pp. S339–S350, sep. 2013, doi: 10.1017/S0885715613000924.
- [63] A. von Zastrow, J. Onvlee, D. H. Parker y S. Y. T. van de Meerakker, “Analysis of velocity-mapped ion images from high-resolution crossed-beam scattering experiments: A tutorial review,” *EPJ Tech. Instrum.*, vol. 2, art. no. 11, 2015, doi: 10.1140/epjti/s40485-015-0020-z.
- [64] A. B. Jensen, T. E. K. Christensen, C. Weninger y H. Birkedal, “Very large-scale diffraction investigations enabled by a matrix-multiplication facilitated radial and azimuthal integration algorithm: MatFRAIA,” *J. Synchrotron Radiat.*, vol. 29, no. 6, pp. 1420–1428, nov. 2022, doi: 10.1107/S1600577522008232.
- [65] G. A. Paterson, X. Zhao, M. Jackson y D. Heslop, “Measuring, processing, and analyzing hysteresis data,” *Geochem. Geophys. Geosyst.*, vol. 19, pp. 1925–1945, jun. 2018, doi: 10.1029/2018GC007620.
- [66] I. D. Mayergoyz, “Mathematical models of hysteresis (invited),” *IEEE Trans. Magn.*, vol. MAG-22, no. 5, pp. 603–608, sep. 1986, doi: 10.1109/TMAG.1986.1064347.
- [67] J. R. Taylor, *An Introduction to Error Analysis: The Study of Uncertainties in Physical Measurements*, 2nd ed. Sausalito, CA, EE. UU.: University Science Books, 1997, ISBN: 0-935702-42-3.
- [68] B. D. Cullity y C. D. Graham, *Introduction to Magnetic Materials*, 2nd ed. Hoboken, NJ, EE. UU.: IEEE Press/Wiley, 2009, ISBN: 978-0-471-47741-9.
- [69] X. Zhu, C. Liu, H. Su, Y. Miao y H. Cheng, “Design of improved four-coil structure with high uniformity and effective coverage rate,” *Heliyon*, vol. 9, no. 4, art. e15193, abr. 2023, doi: 10.1016/j.heliyon.2023.e15193.

- [70] British Geological Survey, “The Earth’s Magnetic Field: An Overview,” *BGS Geomagnetism*, 2026. [En línea]. Disponible en: <https://geomag.bgs.ac.uk/education/earthmag.html>. [Accedido: 26-mar-2026].
- [71] J. W. Goodman, *Introduction to Fourier Optics*, 2nd ed. New York, NY, EE. UU.: McGraw-Hill, sep. 1996, ISBN: 0-07-024254-2.
- [72] J. O. Rawlings, S. G. Pantula y D. A. Dickey, *Applied Regression Analysis: A Research Tool*, 2nd ed. New York, NY, EE. UU.: Springer, 1998, ISBN: 0-387-98454-2.
- [73] M. I. Shliomis, “Effective viscosity of magnetic suspensions,” *J. Exp. Theor. Phys.*, vol. 34, no. 6, pp. 1291–1294, ene. 1972.

Anexos

A Espectros UV-Vis

A.1 Conjunto de muestras A

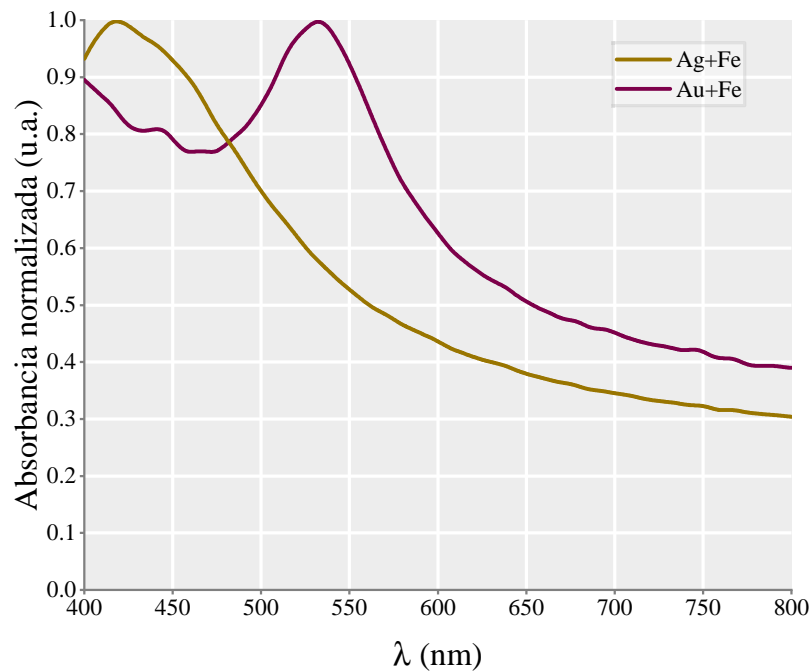


Figura 1: Espectro UV-Vis normalizado de las muestras de Ag+Fe y Au+Fe del conjunto de muestras A. Se pueden observar picos máximos de absorción alrededor de 420 nm para Ag+Fe y 540 nm para Au+Fe, lo que es consistente con las resonancias plasmónicas de Ag y Au de acuerdo a la literatura.

A.2 Conjunto de muestras B

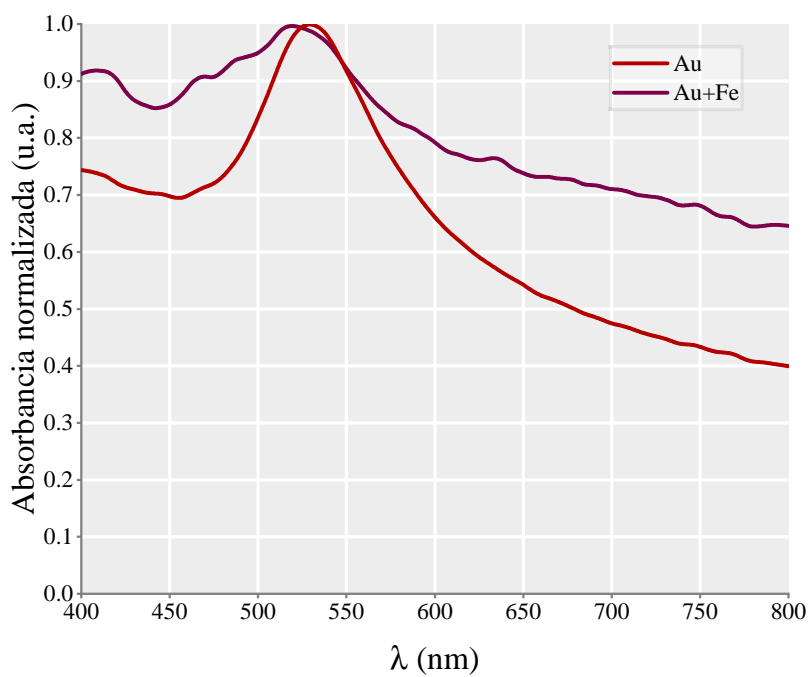


Figura 2: Espectro UV-Vis normalizado de las muestras de Au y Au+Fe del conjunto de muestras B. Al ablacionar Fe con el fluido base de Au se observan cambios en la banda de absorción, sugiriendo la interacción con nanopartículas de Fe.

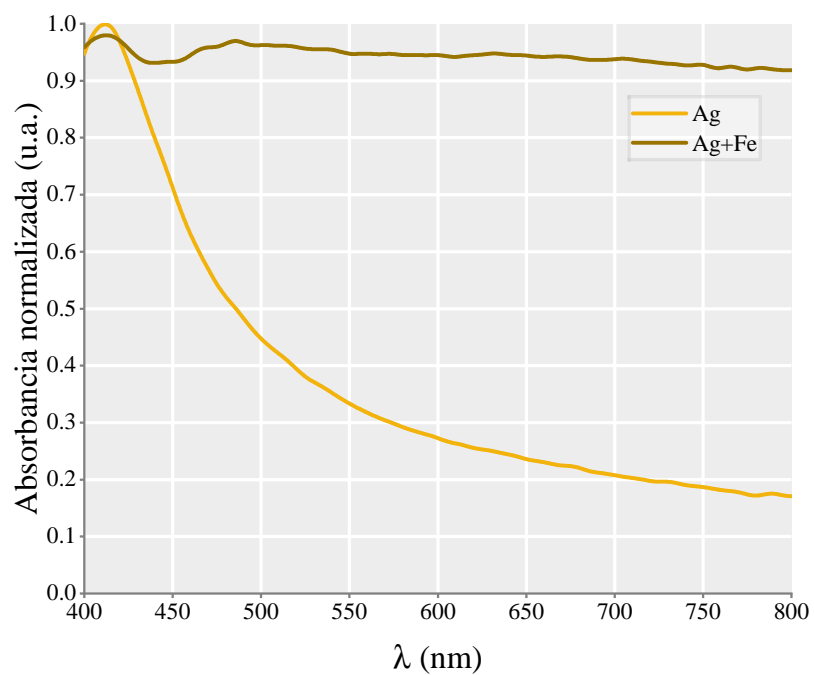


Figura 3: Espectro UV-Vis normalizado de las muestras de Ag y Ag+Fe del conjunto de muestras B. Al ablacionar Fe con el fluido base de Ag, se observa un ensanchamiento de la curva de absorción, consistente con la contribución óptica de Fe.

B Micrografías SEM

B.1 Micrografías SEM

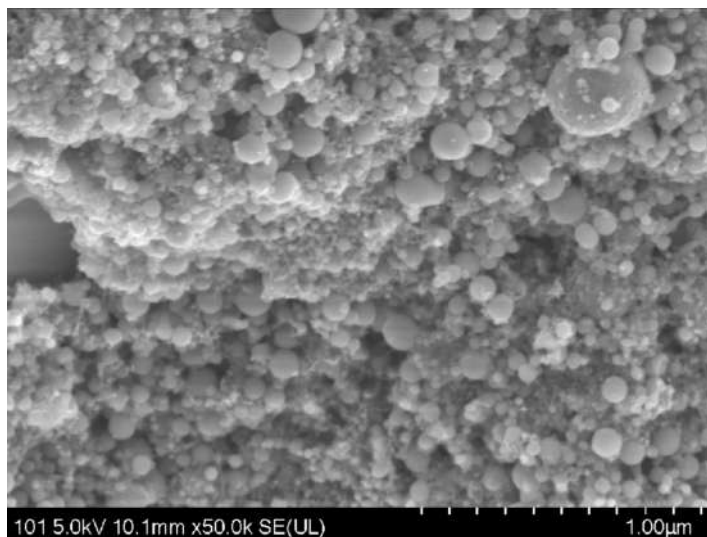


Figura 4: Micrografía SEM de la muestra Au+Fe sintetizada por PLAL a una escala de $1 \mu\text{m}$. Se observan agregados de distintos contrastes electrónicos, representativos de la presencia de Au y Fe en el sistema.

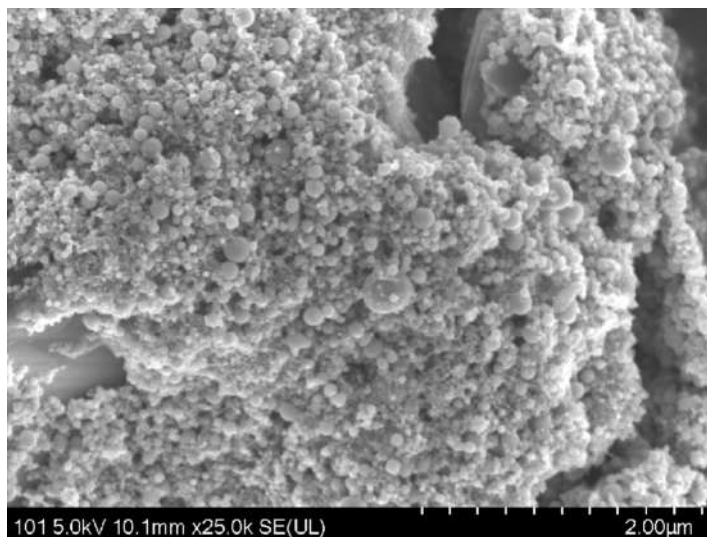


Figura 5: Micrografía SEM de la muestra Au+Fe sintetizada por PLAL a una escala de $2 \mu\text{m}$. Las diferencias de contraste y proximidad de los *clusters* sugieren estructuras híbridas como consecuencia de la técnica de PLAL.