

UNIVERSIDAD DE SANTIAGO DE CHILE  
FACULTAD DE CIENCIAS  
DEPARTAMENTO DE FÍSICA



PROPIEDADES ESTÁTICAS Y DINÁMICAS DE LA  
MAGNETIZACIÓN EN SISTEMAS  
NANOESTRUCTURADOS

NICOLÁS MANUEL VARGAS AYALA

Profesores Guías: Dra. Dora Altbir Drullinsky  
Dr. Juliano Casagrande Denardin

Tesis para optar al grado de Doctor en Ciencias con mención en Física

Santiago - Chile

Diciembre 2015

**PROPIEDADES ESTÁTICAS Y DINÁMICAS DE LA  
MAGNETIZACIÓN EN SISTEMAS  
NANOESTRUCTURADOS**

Trabajo de Graduación presentado a la Facultad de Ciencias, en cumplimiento parcial de los requerimientos exigidos para optar al grado de Doctor en Ciencias con mención en Física

Universidad de Santiago de Chile

Santiago - Chile

Diciembre 2015

© Nicolás Vargas Ayala, 2015

Licencia Creative Commons Atribución-NoComercial Chile 3.0.

# Índice general

---

<b>Resumen</b>	<b>1</b>
<b>Notación</b>	<b>4</b>
<b>1 Introducción</b>	<b>6</b>
1.1 Aspectos generales de nanoestructuras magnéticas. . . . .	6
1.2 Discos duros, grabación y desafíos. . . . .	7
1.3 Cristales magnónicos (MCs) . . . . .	8
1.4 Objetivos . . . . .	10
<b>2 Fundamentos teóricos</b>	<b>11</b>
2.1 Principios básicos . . . . .	11
2.1.1 Nomenclatura y conceptos básicos . . . . .	11
2.1.2 Clasificación de materiales . . . . .	12
2.2 Principales energías asociadas . . . . .	14
2.2.1 Energía de Zeeman . . . . .	14

---

2.2.2	Energía de Intercambio (Exchange) . . . . .	15
2.2.3	Energía Dipolar o magnetostática . . . . .	17
2.2.4	Energía de Anisotropía . . . . .	20
2.2.5	Anisotropía Uniaxial . . . . .	21
2.2.6	Anisotropía Cubica . . . . .	22
2.3	Dominios ferromagnéticos y reversión magnética . . . . .	22
2.3.1	Paredes de dominio tipo Bloch . . . . .	23
2.3.2	Paredes de dominio tipo Néel . . . . .	23
2.3.3	Modos de reversión e histéresis magnética . . . . .	24
2.3.4	Reversión Coherente . . . . .	26
2.3.5	Reversión mediante paredes de dominio . . . . .	27
2.4	Fast Monte Carlo . . . . .	28
2.4.1	Técnica de escalamiento . . . . .	29
2.4.2	Simulación de Monte Carlo y algoritmo de metrópolis . . . . .	31
2.4.3	Método de Fast Monte Carlo . . . . .	32
2.5	Dinámica en ferromagnetos . . . . .	33
2.5.1	Ecuación de movimiento LLG . . . . .	33
2.5.2	Susceptibilidad dinámica . . . . .	36
2.5.3	Damping y relajación . . . . .	40
2.5.4	Simulaciones micromagnéticas . . . . .	42

---

<b>3</b>	<b>Técnicas experimentales. Fabricación y Caracterización</b>	<b>44</b>
3.1	Litografía . . . . .	44
3.1.1	Introducción . . . . .	44
3.1.2	Litografía óptica libre de máscara . . . . .	45
3.1.3	Litografía UV . . . . .	51
3.1.4	Litografía electrónica . . . . .	54
3.2	Resonancia ferromagnética convencional (FMR) . . . . .	56
3.3	Resonancia ferromagnética de banda ancha . . . . .	58
3.3.1	Implementación de la resonancia ferromagnética de banda ancha . . . . .	59
3.3.2	Guía de onda coplanar . . . . .	60
<b>4</b>	<b>Nanodiscos magnéticos asimétricos: una forma de controlar las propiedades magnéticas</b>	<b>62</b>
4.1	Introducción . . . . .	62
4.2	Modelo . . . . .	64
4.3	Resultados y Discusiones . . . . .	68
4.4	Conclusiones . . . . .	76
<b>5</b>	<b>Rol de interacción dipolar en la reversión magnética en nanohilos multisegmentados</b>	<b>78</b>
5.1	Introducción . . . . .	78

---

5.2	Modelo . . . . .	80
5.3	Resultados . . . . .	86
5.4	Conclusiones . . . . .	91
<b>6</b>	<b>División de modos de onda de espín en arreglos periódicos de nanohilos magnéticos</b>	<b>93</b>
6.1	Introducción . . . . .	93
6.2	Experimento . . . . .	96
6.3	Resultados Experimentales . . . . .	102
6.4	Modelo . . . . .	107
6.4.1	Simulaciones micromagnéticas . . . . .	108
6.4.2	Modelo de dispersión de dos magnones (Two Magnon Scattering, TMS) . . . . .	117
6.5	Conclusiones . . . . .	122
<b>7</b>	<b>Conclusiones</b>	<b>123</b>
	<b>Appendices</b>	<b>126</b>
	<b>Apéndice A Constantes Físicas</b>	<b>126</b>
	<b>Apéndice B Símbolos</b>	<b>127</b>
	<b>Bibliografía</b>	<b>129</b>

# Índice de tablas

---

2.1	Clasificación de materiales . . . . .	13
-----	---------------------------------------	----

# Índice de figuras

---

2.1	Elipsoide de revolución cuya magnetización es uniforme en una orientación arbitraria. . . . .	20
2.2	Esquema para las Paredes de dominio del tipo Bloch y Néel. (a) Pared de Bloch, cuya magnetización sale del plano que contiene a los dominios. (b) Pared de Néel, cuyos momentos rotan paralelos a la superficie de la muestra. . . . .	24
2.3	Esquema de la reversión de la magnetización a lo largo de la curva de histéresis. Después del estado de saturación, el sistema puede revertir a través de la creación y propagación de paredes de dominio. . . . .	26
2.4	Esquema de la magnetización mediante la reversión coherente para un nanohilo de diámetro similar a su largo. . . . .	27
2.5	Paredes de dominio involucradas en la reversión magnética para un nanohilo. (a) Pared tipo transversal en un nanohilo cilíndrico, (b) pared tipo vórtice en un nanohilo cilíndrico y (c) pared tipo vórtice en un nanohilo plano. . . . .	28

- 2.6 (a) Diagrama de fase de cilindros magnéticos obtenidos con  $x = 0.04$  (círculos),  $x = 0.06$  (triángulos),  $x = 0.08$  (cuadrados), y  $x = 0.1$  (estrellas) que muestra los límites entre las configuraciones; (I) ferromagnética en el plano, (II) ferromagnética fuera de plano, y (III) vórtice. (b) Diagrama de fases para los todos valores de  $x$ , convergiendo en uno sólo diagrama con  $\eta \approx 0.55 - 0.57$  [25]. . . . . 30
- 2.7 Movimiento de precesión de la magnetización  $\mathbf{M}$ , representado por un macroespín, alrededor del campo interno efectivo  $\mathbf{H}_{eff}$ . (a) Al despreciar el damping, la precesión de  $\mathbf{M}$  alrededor de la posición de equilibrio es un cono de ángulo constante. (b) Al considerar el damping, el movimiento es una espiral que decrece continuamente el ángulo hasta alcanzar la condición de equilibrio. . . . . 36
- 2.8 Dependencia de la parte (a) imaginaria,  $\chi''$ , y (b) parte real,  $\chi'$ , de la susceptibilidad dinámica como función del campo magnético aplicado, calculada para un campo de resonancia de 1kOe usando las constante de amortiguamiento  $\alpha = 0.01$ . . . . . 40
- 2.9 Relación de la dispersión de la frecuencia de resonancia en función del campo magnético externo para: una esfera (gris), una película continua sin anisotropía (negro) y para una película continua con anisotropía efectiva en la configuración paralela (azul) y perpendicular (rojo). . . 42
- 3.1 Representación de un proceso de litografía utilizando resina fotosensible negativa y positiva. a) Para la resina negativa, el patrón expuesto se fija al sustrato. b) Para la resina positiva, el patrón expuesto se remueve. . . . . 46

- 
- 3.2 Esquema de la configuración experimental para la litografía óptica libre de máscara. a) Computador que permite diseñar un patrón en tonos azules y negro, b) Proyector digital acoplado al microscopio trinocular a través del lente ocular, c) Portamuestra donde se enfoca y reduce el patrón diseñado en azul y negro, donde el color azul tendrá una máxima exposición y el negro una nula(baja) exposición de luz. . . . . 47
- 3.3 Esquema básico de litografía óptica libre de máscara. (a) Exposición de la resina fotosensible al patrón diseñado, (b) revelado químico de la resina no expuesta a luz azul, (c) depósito de material sobre el patrón mediante pulverización catódica, (d) ataque químico a la resina fotosensible mediante la aplicación de un removedor específico, dejando implantado el diseño de la microestructura y (e) imagen de un microcircuito metálico diseñado en forma de barra-cruz para mediciones de transporte eléctrico. . . . . 50
- 3.4 Esquema básico de litografía UV. (a) Recubrimiento por centrifugación (spin-coater), (b) Exposición de la resina fotosensible S1813 usando una máscara, (c) revelado químico de la resina no expuesta a luz UV, (d) depósito de material sobre el patrón mediante pulverización catódica, (e) proceso de despegue (lift-off), dejando implantado el diseño de la microestructura. . . . . 52
- 3.5 Esquema de litografía electrónica (EBL) usando PMMA. En color azul se encuentra la sección irradiada por el haz de electrones. . . . . 55
- 3.6 Esquema de medición de resonancia ferromagnética utilizando un EPR/FMR convencional con una fuente de microondas genérica. . . . . 58

3.7	Esquema de detección en la resonancia ferromagnética de banda ancha. (a) Diseño experimental para conectar el VNA con la CPW en la configuración de dos puertos. (b) Diseño experimental para realizar la espectroscopia de ondas de espín usando la CPW. . . . .	60
3.8	Guía de onda coplanar (CPW). (a) Imagen de perfilómetro para una CPW con espesor 165 nm y (b) Parámetros $S$ como función de la frecuencia para la CPW fabricada. . . . .	61
4.1	Estados posibles de la magnetización en un vórtice con diferente polaridad y quiralidad. . . . .	63
4.2	Parámetros geométricos de un nanodisco asimétrico. La superficie blanca representa la superficie de corte caracterizada por $\alpha = R'/R$ . El valor de $\alpha = 1.0$ representa un disco simétrico y $\alpha = 0.0$ representa un semi disco. . . . .	65
4.3	Coercitividad, $H_c$ , de un disco simétrico para diferentes valores de pasos de Monte Carlo, MCS. La coercitividad converge a 0.47 kOe para $MCS \geq 3500$ . . . . .	68
4.4	Ciclos de histéresis para un nanodisco asimétrico, como una función de $\alpha$ para la altura (a) $h = 20$ nm y (b) $h = 30$ nm . El valor $\alpha = 1.0$ representa un disco circular uniforme, que tiene un diámetro de $d = 80$ nm. . . . .	69
4.5	(a) Coercitividad y (b) remanencia para los discos asimétricos como una función de $\alpha$ para la altura $h = 20$ nm (círculos) y $h = 30$ nm (triángulos). . . . .	71

4.6	Imágenes instantáneas de la magnetización para un disco con $h = 20$ nm a cuatro valores diferentes de campo magnético $\mathbf{H}$ . Los puntos representan la posición de los átomos magnéticos, mientras que las flechas ilustran la dirección de los momentos magnéticos para valores de (a) $\alpha = 1.0$ , (b) $\alpha = 0.5$ y (c) $\alpha = 0.1$ . En (a) el vórtice se propaga desde la dirección $-\hat{y}$ a $+\hat{y}$ con quiralidad en el sentido de las agujas del reloj (horario), mientras que para (b) y (c) el vórtice se propaga desde la dirección $+\hat{y}$ a $y\hat{y}$ con una quiralidad en el sentido contrario a las agujas del reloj (antihorario). . . . .	73
4.7	Vorticidad $\beta$ de la rama izquierda izquierda (líneas gruesas) y derecha (líneas finas) de las curvas de histéresis como una función del campo magnético externo, para (a) $\alpha = 1.0$ , (b) $\alpha = 0.9$ , (c) $\alpha = 0.5$ y (d) $\alpha = 0.1$ . . . . .	75
5.1	(a) Parámetros geométricos de un nanohilo multisegmentado formado por dos nanohilos magnéticos (en amarillo) separados por una sección no magnética (en gris), donde $L$ representa el largo de cada sección magnética, $2R$ es el diámetro y $S$ la distancia entre las secciones magnéticas. . . . .	80
5.2	Energía de interacción entre dos nanohilos magnéticos con tres diferentes radios $R$ como una función de la distancia entre ellos $S$ . . .	82
5.3	Energía de interacción entre dos segmentos de longitud $L$ frente a la distancia entre ellos, $S$ . . . . .	82
5.4	Coercitividad, $H_c$ , de un nanohilo de dimensiones $L = 400$ nm y radio $R = 15$ nm para diferentes valores de pasos de Monte Carlo, MCS. La coercitividad converge a 1.51 kOe para $MCS \geq 800$ . . . . .	86

5.5	Ciclos de histéresis para un segmento de níquel aislado, denominado <b>nw1</b> , de longitud $L = 400$ nm y radio 15 nm (en rojo), y para nanohilos formados por dos segmentos de níquel con un espaciador no magnético de 20 nm (curva negro), y 200 nm (curva azul). . . . .	87
5.6	Coercitividad, $H_c$ , de un nanohilo de dimensiones $L = 400$ nm y radio $R = 15$ nm para diferentes longitudes del espaciador no magnético, $S$ . La coercitividad converge a 1.552 kOe para $S \geq 150$ nm. La línea roja representa el valor de coercitividad de un segmento aislado de níquel y la curva azul representa el ajuste de un modelo exponencial. . . . .	88
5.7	Reversión de un hilo de níquel aislado. . . . .	89
5.8	Reversión de un hilo multisegmentado con un espaciador de 20 nm. . . . .	90
5.9	Reversión de un hilo multisegmentado con un espaciador de 200 nm. . . . .	91
6.1	(a) Imagen de microscopía SEM de una guía de onda coplanar con la composición del campo de bombeo de microondas $\mathbf{h}_{ac}$ , y campo magnético aplicado, $\mathbf{H}_{dc}$ . Nanohilos bidimensionales de Permaloy con configuración (a) paralela y (b) perpendicular al campo magnético aplicado . . . . .	98
6.2	Espectros experimentales de FMR de banda ancha obtenidos para (a) una lámina continua de Py, y para arreglos de NWs bidimensionales de Py en la configuración (b) paralela y (c) perpendicular. . . . .	101

- 6.3 Curvas de histéresis de la lámina delgada de Py y los arreglos de NWs bidimensionales de Py. (a) La lámina delgada se midió usando VSM y los arreglos de NWs bidimensionales de Py en la configuración paralela y perpendicular se midieron usando (b) VSM y (c) AGFM. El ángulo representa el ángulo entre el campo aplicado y el eje de los NWs, donde  $0^\circ$  corresponde a la configuración paralela (color rojo) y  $90^\circ$  corresponde a la configuración perpendicular (color azul). . . . . 104
- 6.4 Espectro de FMR convencional para los arreglos de NWs bidimensionales de Py como función el ángulo entre el campo aplicado y el eje de los NWs. El ángulo  $90^\circ$  corresponde a la configuración perpendicular (color azul) y en torno a esta configuración se muestra el barrido angular desde  $50^\circ$  a  $130^\circ$  (negro). El espectro muestra la derivada de la absorción versus el campo magnético aplicado para los ángulos: (a)  $50^\circ$ , (b)  $60^\circ$ , (c)  $70^\circ$ , (d)  $80^\circ$ , (e)  $90^\circ$ , (f)  $100^\circ$ , (g)  $110^\circ$ , (h)  $120^\circ$  e (i)  $130^\circ$ . . . . . 106
- 6.5 Campo de resonancia como función del ángulo entre el campo aplicado y el eje de los NWs. En color azul se muestra el modo de resonancia alrededor de  $90^\circ$  (modo 2) y en color rojo el modo simple de resonancia1 (modo1) . . . . . 107
- 6.6 Curvas de histéresis de los arreglos de NWs bidimensionales de Py utilizando simulaciones micromagnéticas; GP Magnet (GP) y Mumax(Mu). (a) Histéresis para los NWs bidimensionales en la configuración paralela ( $0^\circ$ ) y (b) configuración perpendicular ( $90^\circ$ ). . . 109

- 6.7 (a) Histéresis para un arreglo de 3 NWs bidimensionales en la configuración paralela ( $0^\circ$ ) y configuración perpendicular ( $90^\circ$ ) utilizando simulaciones micromagnéticas con Mumax y MBPC. Los puntos en gris y morado representan los campos de cada imagen instantánea realizada para la configuración paralela y perpendicular, respectivamente. Las imágenes instantáneas de la magnetización en RGB para (b) la configuración paralela,  $M_x$ , y (c) configuración perpendicular,  $M_y$ . . . 111
- 6.8 Esquema del comportamiento de (a) la dinámica de la magnetización a lo largo de la dirección en que aplica el pulso y de (b) la parte imaginaria de la susceptibilidad extraída a partir de la FFT. . . . . 113
- 6.9 Simulaciones micromagnéticas para la dispersión de la susceptibilidad en función del campo y frecuencia en la configuración (a) paralela y (b) perpendicular. Imágenes instantáneas de los modos de resonancia para diferentes frecuencias en un campo fijo de 2 kOe, en escala de colores RGB, donde el color rojo representa la máxima absorción espacial y el azul representa una nula absorción. . . . . 117
- 6.10 Comparación entre la teoría de dispersión de dos magnones (TMS) y el experimento de FMR de banda ancha. El panel de la derecha (izquierda) muestra los resultados experimentales (teóricos) para los espectros de FMR como función de la frecuencia y campo magnético aplicado. La gama de colores oscuros (brillantes) representan la alta respuesta de la parte imaginaria de la susceptibilidad magnética para los experimentos (la teoría). En los resultados teóricos el sistema se consideró una lámina delgada con defectos tipo rieles en el límite en que los defectos son muy profundos. Resultados para configuración (a)-(b) paralela y (c)-(d) perpendicular. . . . . 120

---

6.11 Comparación entre los resultados de la teoría de dispersión de dos magnones (TMS) y el experimento de FMR convencional usando la banda-X ( $\sim 10$  GHz). Campo de resonancia como función del ángulo entre el campo aplicado y el eje de los NWs. En color amarillo se muestra el modo de resonancia alrededor de  $90^\circ$  (modo 2) y en color verde-rojo se muestra el modo simple de resonancia (modo 1). Los círculos representan los resultados experimentales del campo de resonancia y los perfiles continuos representan de los resultados de la teoría TMS. . . . . 121

# Resumen

---

En la última década la comunidad científica ha prestado gran atención al estudio de las propiedades estáticas y dinámicas de magnetización en arreglos regulares de micro y nanoestructuras. Este interés ha sido gatillado por las potenciales aplicaciones de estos sistemas en dispositivos de alta frecuencia, guías de onda, memorias magnéticas no volátiles, sensores magnéticos de alta resolución y una nueva generación de dispositivos de grabación de ultra alta densidad.

En arreglos nanoestructurados, las propiedades magnéticas son muy diferentes a las del volumen (bulto), y el proceso de imanación queda determinado por el carácter magnético intrínseco de los materiales que forman las nanoestructuras (por ejemplo níquel, cobalto, hierro), así como por las características geométricas y la distancia entre los elementos que componen el arreglo. Los ciclos de histéresis y la observación de los procesos de reversión de la magnetización permiten caracterizar el comportamiento estático en sistemas magnéticos nanoestructurados, determinando magnitudes relevantes tales como el campo coercitivo, la magnetización remanente, y los modos de reversión. Sin embargo, la búsqueda de dispositivos cada vez más rápidos fomenta el estudio dinámico de la magnetización, como una alternativa para mejorar la comprensión de los mecanismos de relajación de la magnetización así del rol del confinamiento geométrico en la dinámica del espín.

En este contexto, esta tesis se orienta fundamentalmente al estudio estático y

dinámico de la magnetización en sistemas nanoestructurados de diversas geometrías. En particular se estudiaron nanodiscos asimétricos, generados al realizar un corte sobre el borde de la superficie de un disco uniforme; nanohilos multisegmentados, formados por segmentos de materiales magnéticos alternados con espaciadores no magnéticos, y nanohilos bidimensionales.

Las propiedades estáticas de la magnetización para nanodiscos y nanohilos multisegmentados fueron estudiadas mediante simulaciones de Monte Carlo combinadas con una técnica de escalamiento. Esto permitió obtener las curvas de histéresis y los modos de reversión magnética asociados a cada sistema.

El estudio de nanodiscos asimétricos de hierro evidenció importantes efectos de la anisotropía geométrica sobre la coercitividad, la remanencia y el modo de reversión de los discos. Los ciclos de histéresis en nanodiscos con alta asimetría son cuadrados. Contrario a lo esperado debido a la forma cuadrada de la curva de histéresis, la reversión ocurre debido a la nucleación y propagación de un vórtice. La sección asimétrica favorece la nucleación de un estado C en ella, lo que da origen a un vórtice que nuclea en dicha sección, proporcionando un control preciso sobre la quiralidad del vórtice, aun cuando sólo se tenga medio disco., contrario a lo esperado al evidenciar que el modo de reversión.

En los nanohilos multisegmentados los ciclos de histéresis observados son cuadrados y la magnetización invierte a través de la nucleación de paredes transversales, cuya propagación depende exclusivamente de la longitud del espaciador no magnético. La energía dipolar entre los segmentos es fundamental durante la reversión de la magnetización, ocasionando un anclaje parcial de la pared de dominio en la región cercana a la interface entre del segmento de níquel y el material no magnético para espaciadores suficientemente pequeños. Esto permite adaptar las propiedades magnéticas de los nanohilos multisegmentados modificando la longitud del espaciador no magnético, acorde a lo requerido para aplicaciones específicas.

Un tercer trabajo consideró arreglos de nanohilos bidimensionales de permaloy, los que fueron estudiados mediante experimentos de resonancia ferromagnética convencional, resonancia ferromagnética de banda ancha y ciclos de histéresis. Los resultados evidenciaron una división de los modos de onda de espín, aspecto que fue analizado utilizando simulaciones micromagnéticas y una teoría generalizada de ondas de espín. Estos análisis permitieron determinar el origen de los diversos modos de resonancia encontrados, y la importancia del mecanismo de dispersión de dos magnones en las propiedades dinámicas de los nanohilos bidimensionales.

Los resultados obtenidos proporcionan una adecuada comprensión de los fenómenos físicos involucrados en las propiedades estáticas y dinámicas de la magnetización, ayudando a implementar un mejor control de los mecanismos de reversión de la magnetización y otras propiedades, fundamentales para la implementación de potenciales aplicaciones en dispositivos tecnológicos.

# Notación

---

## Siglas

AGFM	Magnetómetro por gradiente de campo alterno ( <i>Alternating Gradient Field Magnetometer</i> )
BLS	Dispersión de Luz de Brillouin ( <i>Brillouin Light Scattering</i> )
CPW	Guía de Onda Coplanar ( <i>Coplanar Wave Guide</i> )
OFML	Litografía Óptica Libre de Máscara ( <i>Optical Free Mask Lithography</i> )
EBL	Litografía Electrónica ( <i>e-beam Lithography</i> )
EPR	Resonancia paramagnética electrónica ( <i>Electron Paramagnetic Resonance</i> )
Fe	Hierro ( <i>Iron</i> )
FESEM	Microscopio electrónico de barrido de emisión de campo ( <i>Field Emission Scanning Electron Microscopy</i> )
FMR	Resonancia Ferromagnética ( <i>Ferromagnetic Resonance</i> )
FFT	Transformada rápida de Fourier ( <i>Fast Fourier Transform</i> )
FWHM	Ancho total a la mitad del máximo ( <i>Full Width at Half Maximum</i> )
GSG	Línea de señal tierra-signal-tierra ( <i>ground-signal-ground</i> )
$h_{ac}$	Campo de microondas ( <i>Microwave field</i> )

---

LL	Landau-Liftshitz
LLG	Landau-Liftshitz-Gilbert
MCs	Cristales Magnónicos
MCS	Pasos de Monte Carlo
Ni	Níquel ( <i>Nickel</i> )
NWs	Nanohilos
OOMMF	<i>Object Oriented MicroMagnetic Framework</i>
Py	Permalloy ( <i>Permalloy</i> )
TMS	Teoría de dos magnones ( <i>Two Magnon Scattering Theory</i> )
VNA	Analizador de redes vectoriales ( <i>Vector Network Analyzer</i> )
VSM	Magnetómetro de muestra vibrante ( <i>Vibrating Sample Magnetometer</i> )

# Introducción

---

### 1.1. Aspectos generales de nanoestructuras magnéticas.

El estudio de las propiedades magnéticas en nanoestructuras confinadas es un tema de gran relevancia científica y tecnológica en la actualidad. El interés en estos sistemas surge por las potenciales aplicaciones estos en dispositivos lógicos, memorias magnéticas no volátiles, sensores magnéticos de alta resolución, resonadores de microondas, filtros, guías de onda y una nueva generación de grabación de ultra alta densidad [6, 27, 29, 31, 121, 144, 156].

Con el desarrollo de nuevas técnicas de fabricación y de medición precisas, gran parte de la atención se ha centrado en el estudio de arreglos regulares de partículas magnéticas producidas mediante la combinación de técnicas de litografía, autoensamblaje y/o deposición de materiales - utilizando métodos de pulverización catódica (sputtering), evaporación por haz de electrones (EBE), depósito físico mediante vapor (PVD), depósito por láser pulsado (PLD), depósito de capas atómicas (ALD), entre otros. Esta combinación de técnicas ha permitido diseñar sobre grandes áreas sistemas ordenados de nanoestructuras con diversas geometrías tales como hilos,

tubos, dots, antidots, láminas delgadas, y láminas delgadas de multicapas que han sido estudiadas previamente [6, 14, 22, 30, 56, 70, 105, 111, 146].

Las propiedades estáticas y dinámicas de la magnetización dependen fuertemente del tamaño y la topología de las nanoestructuras, por lo que las alteraciones en su geometría causan importantes cambios en el comportamiento de esta. Por consiguiente, investigar el rol del confinamiento lateral en las diversas nanoestructuras magnéticas es fundamental, para controlar, comprender y manipular comportamientos magnéticos específicos.

Un interesante ejemplo de efectos de proximidad fue reportado el año 1988 para multicapas de hierro-cromo-hierro acopladas antiferromagnéticamente. Estas multicapas presentan valores en la magnetoresistencia dos órdenes más altos que lo registrado en láminas de hierro. Este fenómeno se conoce como magnetoresistencia gigante (GMR) [9], y es utilizado actualmente en los cabezales de discos duros, facilitando la lectura de información, permitiendo así incrementar la densidad de grabación magnética.

A pesar de enorme impacto de esta tecnología, la búsqueda de dispositivos con mayor densidad de información continua, explorándose diversos candidatos basados en el confinamiento de nanoestructuras magnéticas [6, 27, 34, 121].

## 1.2. Discos duros, grabación y desafíos.

Un disco duro está formado principalmente por un cabezal de lectura, el medio de grabación (donde se guarda la información) y la electrónica en conjunto con las partes mecánicas. El principal desafío en la actualidad reside en la optimización del cabezal de lectura y la estabilidad de la información, que permitan maximizar la densidad de información grabada. El disco duro como dispositivo de almacenamiento

de información lógica ha evolucionado de forma radical desde el primer ordenador IBM RAMAC 350 lanzado en 1956 por IBM y que tenía una memoria 350 de aproximadamente 4Mb con un tamaño aproximado de 2.3 m<sup>2</sup>. En agosto del 2015, la compañía Samsung reportó el disco duro de mayor capacidad del mundo, con 15.36 Tb en 2.5 pulgadas cuadrada [122]. Por otro lado, la compañía Seagate ha anunciado alcanzar el límite de 60 Tb en un disco duro comercial para el año 2019 [124]

La unidad básica de registro de información (1 ó 0) se denomina bit y en medios convencionales corresponde a región de un material magnético que contiene entre 100-1000 granos magnéticos cuya magnetización en promedio está orientada en una de dos direcciones posibles. Para aumentar la densidad de información se necesita reducir el tamaño del bit, es decir disminuir el número de granos magnéticos que lo componen. Sin embargo, debido a efectos térmicos, a medida que el tamaño de los bits disminuye, disminuye también el tiempo en el cual la magnetización está fija en una dirección, lo que se conoce como límite superparamagnético. En este ámbito, las nanoestructuras surgen como una alternativa al bit actual, ya que si se diseñan con alguna anisotropía particular es posible estabilizar la magnetización en una dirección dada, estabilizando la información grabada y superando el límite superparamagnético. Se espera que el uso de nanoestructuras permita una la grabación de ultra-alta densidad, en el rango de los  $\sim 60$  Tb por pulgada cuadra, para lo cual el control de sus propiedades es fundamental.

### 1.3. Cristales magnónicos (MCs)

Un aspecto importante de las nanoestructuras magnéticas es entender la influencia del confinamiento geométrico sobre la dinámica de los espines. La propagación de ondas de espín en estos sistemas nanoestructurados y su interacción con agentes externos, tales como campos magnéticos y corrientes eléctricas, han captado la

atención de la comunidad científica.

La excitación de ondas de espín -con longitudes de onda de los nanómetros y frecuencias del orden de los GHz- en estructuras pequeñas con dimensión comparable con la longitud de onda de las ondas de espín, se conocen como magnones y están cuantizadas. En películas delgadas con arreglos periódicos y en arreglos de nanoestructuras ferromagnéticas, la competencia entre la energía de intercambio y la energía magnetostática puede ser controlada mediante el confinamiento geométrico, abriendo la posibilidad de explorar nuevos modos de ondas de espín y su potencial aplicación en dispositivos de alta frecuencia, filtros de información, guías de onda, memorias de acceso aleatorio magnéticas (MRAM) [35,99,118,128] y otras.

La modulación periódica de las propiedades magnéticas a nanoescala es un ingrediente clave en un nuevo tipo de metamateriales, llamados cristales magnónicos (MCs) [31,40,76]. Los cristales magnónicos son arreglos periódicos de nanoestructuras magnéticas acopladas y son el análogo magnético de cristales fotónicos, los cuales usan las ondas de espín en vez de las ondas electromagnéticas para transportar la información. La estructura periódica es responsable de la formación de minibandas magnónicas (estados permitidos) y brechas magnónicas (estados prohibidos) [40,109]. Las bandas de energía pueden ser manipuladas mediante la disposición geométrica de los elementos del arreglo, pero con un grado de libertad adicional debido al estado magnético de las estructuras periódicas que proporciona la reconfigurabilidad de los MCs [57,73,74]. Los MCs pueden ser de naturaleza unidimensional, bidimensional o tridimensional (1D, 2D o 3D) y mediante experimentos de resonancia ferromagnética (FMR) se ha observado que las nanoestructuras periódicas presentan modos adicionales en los espectros campo y frecuencia [64,75,82,89,103,144,150], a diferencia del caso no periódico, donde sólo es observado el modo uniforme o modo de Kittel [60] [95].

## 1.4. Objetivos

En el contexto mencionado, el enfoque principal que ha motivado esta tesis es el estudio estático y dinámico de la magnetización en sistemas nanoestructurados de diversas geometrías, desde el punto de vista experimental y teórico, buscando entender efectos del confinamiento geométrico, y determinar propiedades particulares de nanodiscos asimétricos, nanohilos multisegmentados y nanohilos bidimensionales. Investigando con particular interés los modos de reversión magnética, el campo de resonancia y la dispersión de frecuencia de resonancia, entre otros.

Finalmente, es importante mencionar que, si bien esta tesis comprende estudios de propiedades básicas, algunos comportamientos evidenciados pueden ofrecer alternativas en aplicaciones tecnológicas, para lo cual un mayor trabajo básico y orientados al ámbito aplicado sería necesario.

# Fundamentos teóricos

---

## 2.1. Principios básicos

En este capítulo se entrega una visión general de los principios básicos y fundamentos requeridos para el estudio de nanoestructuras. Esto ya que cuando alguna de las dimensiones de una partícula ferromagnética es del orden de los nanómetros, sus propiedades difieren notablemente de las observadas en el bulto, y por lo tanto es necesario introducir una descripción diferente.

### 2.1.1. Nomenclatura y conceptos básicos

En el estudio de las propiedades magnéticas de los materiales, las unidades básicas se llaman momentos magnéticos  $\mu_i$ , donde cada  $\mu_i$  es el valor efectivo obtenido por una contribución debido al momento angular orbital y al momento angular intrínseco o espín de los electrones [1, 23, 130].

El momento magnético por unidad de volumen ( $V$ ) se conoce como la magnetización del material,  $\mathbf{M} = \sum_{i=1}^N \mu_i/V = N\boldsymbol{\mu}/V$ , y sus unidades en el sistema internacional (S.I.) son A/m. En la mayoría de los materiales, la magnetización,  $\mathbf{M}$ ,

es proporcional al campo aplicado,  $\mathbf{H}$ . Es decir:

$$\mathbf{M} = \chi\mathbf{H}, \quad (2.1)$$

donde  $\chi$  se denomina susceptibilidad magnética del material. Para el caso en que  $\mathbf{M}$  y  $\mathbf{H}$  son tiempo y espacio dependientes, la susceptibilidad magnética representa un tensor,  $\bar{\chi}$  [16–18, 60].

Fenomenológicamente se sabe que cuando un material es sometido a un campo magnético,  $\mathbf{H}$ , adquiere una magnetización,  $\mathbf{M}$ , y los momentos magnéticos que lo componen responden generando un campo neto, llamado campo de inducción magnética,  $\mathbf{B}$ , el cual en el S.I. está dado por

$$\mathbf{B} = \mu_0(\mathbf{H} + \mathbf{M}) = \mu_0(1 + \chi)\mathbf{H}, \quad (2.2)$$

donde  $\mu_0$  es la permeabilidad magnética del vacío,  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{N/A}^2$ , y  $\mu_p = 1 + \chi$  se define como la permeabilidad magnética del material. En el S.I. las unidades de  $\mathbf{B}$  están en Tesla.

### 2.1.2. Clasificación de materiales

La susceptibilidad ayuda a clasificar los materiales en paramagnéticos, diamagnéticos, ferromagnéticos, ferrimagnéticos y antiferromagnéticos. La tabla 2.1 muestra algunos materiales, sus propiedades y el valor que puede tomar la susceptibilidad.

Material	Observaciones
Diamagnéticos $\chi < 0$	No presentan un momento magnético atómico en su estado fundamental, por lo que no poseen magnetización espontánea. Al aplicar un campo magnético externo se induce un débil campo magnético interno que se opone al campo externo aplicado, cuya magnetización depende linealmente del campo aplicado, con pendiente negativa. Es un efecto muy débil y está inevitablemente presente en todos los materiales.
Paramagnéticos $\chi > 0$	No presenta magnetización espontánea. Al aplicar un campo magnético externo, los momentos magnéticos del material tienden a alinearse en la dirección del campo, originando una pequeña magnetización en el material, que depende linealmente con el campo.
Ferromagnéticos $\text{Re}(\bar{\chi}) \gg 0$	En ausencia de campo magnético presenta un momento magnético espontáneo debido a la interacción de los momentos magnéticos vecinos que tratan de alinearse paralelamente entre si. La magnetización neta del sistema depende de la historia del campo magnético aplicado, por lo tanto la susceptibilidad está representada por un tensor. Al aplicar un campo, los momentos magnéticos del material tienden a alinearse en la dirección del campo, magnéticos vecinos en su propia dirección.
Antiferromagnéticos $\chi \approx 0$	En materiales con redes bipartitas los momentos magnéticos están contenidos en dos subredes, cada una de ellas es una red ferromagnética, pero sus magnetizaciones son antiparalelas entre sí, generando una magnetización nula.
Ferrimagnéticos $\text{Re}(\bar{\chi}) \gg 0$	Presentan dos subredes, cada una de ellas es una red ferromagnética, pero sus magnetizaciones son antiparalelas entre sí, aunque los momentos magnéticos vecinos no son de la misma magnitud, de forma que la magnetización neta no es nula.

**Tabla 2.1:** Clasificación de materiales

## 2.2. Principales energías asociadas

Esta subsección describe las principales interacciones entre momentos magnéticos de una estructura ferromagnética. Cada una de estas interacciones contribuye en forma particular al comportamiento global de un sistema y al proceso de reversión de la magnetización.

En lo que sigue las consideraremos inicialmente desde un punto de vista atómico discreto para luego ser descritas en un acercamiento continuo. La energía total será la suma de todas las energías y puede ser escrita como

$$E_T = - \sum_{i=1}^N \boldsymbol{\mu}_i \cdot \mathbf{H}_{eff}, \quad (2.3)$$

donde  $\mathbf{H}_{eff}$  representa al campo magnético efectivo,  $\mathbf{H}_T = \mathbf{H}_z + \mathbf{H}_{ex} + \mathbf{H}_{dip} + \mathbf{H}_{ani}$ , dado por la suma de todos los campos generados por las diferentes contribuciones a la energía, esto es, de Zeeman, intercambio, dipolar y anisotropía, respectivamente.

### 2.2.1. Energía de Zeeman

La energía de Zeeman proviene de la interacción de un momento magnético con el campo magnético externo aplicado. Considerando un sistema discreto de volumen  $V$  formado por  $N$  átomos, en el que cada átomo posee un momento magnético  $\mu_i$ , la energía de interacción de cada momento con el campo aplicado,  $\mathbf{H}_z$ , de está dada por

$$e_z = -\boldsymbol{\mu}_i \cdot \mathbf{H}_z. \quad (2.4)$$

Luego, la energía de Zeeman total,  $E_Z$ , será

$$E_Z = - \sum_{i=1}^N \boldsymbol{\mu}_i \cdot \mathbf{H}_z. \quad (2.5)$$

Si tenemos un gran número de momentos magnéticos, una descripción atomística se vuelve compleja por lo que usualmente se considera una distribución continua de magnetización definida por la función magnetización,  $\mathbf{M}(\mathbf{r})$ , de tal manera que  $\mathbf{M}(\mathbf{r})\delta V$  corresponde al momento magnético total dentro del elemento de volumen  $\delta V$  centrado en  $\mathbf{r}$ .

De esta forma la energía de Zeeman en un volumen  $V$  está dada por

$$E_z = -\mu_0 \int_V \mathbf{M} \cdot \mathbf{H}_z dV, \quad (2.6)$$

donde la magnetización está dada por  $\mathbf{M} = n\boldsymbol{\mu}$  con  $\frac{n}{V}$ . El cálculo detallado de esta energía se encuentra descrito en las referencias [47, 83].

La energía de Zeeman presenta un mínimo cuando los momentos magnéticos se encuentran completamente alineados con el campo magnético externo aplicado,  $\mathbf{H}_z$ .

### 2.2.2. Energía de Intercambio (Exchange)

La interacción de intercambio surge del traslape de las funciones de onda de átomos cercanos y del principio de exclusión de Paulli, donde la tendencia de los electrones a reducir la interacción coulombiana da fundamentalmente origen al ferromagnetismo. Es la interacción magnética que predomina en los materiales ferromagnéticos, siendo responsable de la orientación paralela entre momentos magnéticos vecinos.

La interacción de intercambio es de corto alcance y es frecuentemente descrita en términos del Hamiltoniano de Heisenberg, donde el valor esperado de la energía de un sistema de varios electrones está dado por

$$E_{ex} = - \sum_{\langle ij \rangle} J_{ij} \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j, \quad (2.7)$$

donde  $\mathbf{S}_i$  es el momento angular de espín ubicado en el  $i$ -ésimo sitio de la red,  $\mathbf{S}_j$  es el momento angular ubicado en el  $j$ -ésimo sitio de la red y  $J_{ij}$  corresponde

a la integral de intercambio que describe el acoplamiento entre los dos momentos magnéticos vecinos. El símbolo  $\langle ij \rangle$  indica que  $J_{ij} = J$  si los sitios  $i$  y  $j$  son primeros vecinos y  $J_{ij} = 0$  para todo otro caso. El signo negativo en la expresión (2.7) se utiliza por convención; (a)  $J > 0$  representa un acoplamiento ferromagnético y la interacción favorece el ordenamiento paralelo entre los momentos magnéticos, (b)  $J < 0$  representa un acoplamiento antiferromagnético y la interacción favorece el ordenamiento antiparalelo entre dos momentos magnéticos vecinos.

En un ferromagnético, la energía de intercambio se minimiza cuando los momentos magnéticos se encuentran paralelos entre sí, es decir, el mínimo de esta energía se obtiene cuando la magnetización es uniforme, es decir, todos los momentos magnéticos están orientados paralelos entre sí. Sin embargo, la dirección en la que apunta la magnetización no es relevante, ya que la interacción tiene simetría rotacional [5, 21].

Si nuestro sistema es de gran tamaño y con variaciones pequeñas de la magnetización en dimensiones del orden de la longitud de intercambio del material dada por  $l_{ex} = \sqrt{\frac{2A}{\mu_0 M_s^2}}$ , podemos utilizar una aproximación al continuo [1, 47, 83] en el marco de la cual la energía de intercambio se puede escribir como

$$E_{ex} = A \int \omega_{ex} dV, \quad (2.8)$$

donde la densidad de energía,  $\omega_{ex}$ , esta definida como

$$\omega_{ex} = [(\nabla m_x)^2 + (\nabla m_y)^2 + (\nabla m_z)^2], \quad (2.9)$$

con  $m_i = M_i/M_S$  para  $i = x, y, z$ . En la expresión anterior  $A$  es una constante fenomenológica del material ferromagnético, llamada constante de Stiffness y para materiales como estructura cristalina se define como

$$A = \frac{JS^2}{a_0} c, \quad (2.10)$$

con  $a_0$  la constante de la red, y  $c = 1, 2$  ó  $4$  según se trate de una red cúbica simple (SC), una red cúbica centrada en el cuerpo (BCC) y una red cúbica centrada en las caras (FCC), respectivamente.

El cálculo detallado de una expresión en la aproximación del continuo para la energía de intercambio se encuentra detallado en las referencias [1,47,83]. En equilibrio termodinámico, el campo efectivo debido a la interacción de intercambio puede ser escrito como

$$\mathbf{H}_{ex} = -\frac{a}{\mu_0} \frac{\partial \omega_{ex}}{\partial \mathbf{M}} = \frac{2A}{\mu_0 M_s} (\nabla^2 m_x + \nabla^2 m_y + \nabla^2 m_z). \quad (2.11)$$

### 2.2.3. Energía Dipolar o magnetostática

La energía dipolar o magnetostática,  $E_{dip}$ , es la energía de interacción de los momentos magnéticos con el campo magnético producido por los demás momentos magnéticos del material, denominado campo demagnetizante,  $\mathbf{H}_{dip}$ . Es una de las energías más relevantes y complejas de tratar en sistemas nanoestructurados, ya que es una interacción de largo alcance, que depende de la posición y del vector unitario que conecta a los momentos magnéticos que conforman el sistema.

El campo que produce el momento magnético  $\boldsymbol{\mu}_j$  en la posición del momento  $i$  está dado por

$$\mathbf{h}_{dip}^j = \frac{3(\boldsymbol{\mu}_j \cdot \hat{n}_{ij})\hat{n}_{ij} - \boldsymbol{\mu}_j}{r_{ij}^3}. \quad (2.12)$$

Por lo tanto, el campo magnético demagnetizante en la posición  $i$  se define como

$$\mathbf{M}_{dip} = \sum_{j=1}^N \frac{3(\boldsymbol{\mu}_j \cdot \hat{n}_{ij})\hat{n}_{ij} - \boldsymbol{\mu}_j}{r_{ij}^3}. \quad (2.13)$$

Luego, la energía total dipolar será

$$\mathbf{H}_{dip} = \frac{1}{2} \sum_{i \neq j}^N \frac{\boldsymbol{\mu}_i \cdot \boldsymbol{\mu}_j - 3(\boldsymbol{\mu}_i \cdot \hat{n}_{ij})(\boldsymbol{\mu}_j \cdot \hat{n}_{ij})}{r_{ij}^3}, \quad (2.14)$$

con  $r_{ij}$  la distancia entre los momentos magnéticos  $\boldsymbol{\mu}_i$  y  $\boldsymbol{\mu}_j$  y  $\hat{n}_{ij}$  el vector unitario a lo largo de la dirección que conecta los dos momentos magnéticos.

En ferromagnetos la interacción de intercambio, que favorece la alineación paralela entre los momentos magnéticos, compite con la interacción dipolar, de largo alcance, que favorece alineamientos más complejos.

Usando la aproximación al continuo [1, 47, 83], la energía dipolar entre los momentos magnéticos puede ser escrita de forma similar al término de Zeeman, como

$$E_{dip} = -\frac{\mu_0}{2} \int_V \mathbf{M} \cdot \mathbf{H}_{dip} dV \quad (2.15)$$

Donde el factor  $1/2$  aparece debido a que la fuente del campo dipolar o magnetostático,  $\mathbf{H}_{dip}$ , es la misma magnetización del sistema,  $\mathbf{M}(\mathbf{r})$ . El campo magnetostático puede calcularse aplicando las ecuaciones de Maxwell [1, 95, 152], en ausencia de corrientes pasando a través del material y campos eléctricos, es decir

$$\nabla \times \mathbf{H}_{dip} = 0, \quad (\text{Ley de Ampere}) \quad (2.16)$$

$$\mu_0 \nabla \cdot (\mathbf{H}_{dip} + \mathbf{M}) = 0. \quad (\text{Ley de Gauss}) \quad (2.17)$$

Como el rotor es nulo, el campo  $\mathbf{H}_{dip}$  puede obtenerse como el gradiente de un potencial escalar desmagnetizante,  $\phi_{dip}$ , es decir

$$\mathbf{H}_{dip} = -\nabla \phi_{dip}, \quad (2.18)$$

donde el signo  $-$  se utiliza por convención. Reemplazando la ec. (2.18) en la ec. (2.17), se muestra que el potencial escalar,  $\phi_{dip}$ , satisface la ecuación de poisson

$$\nabla^2 \phi_{dip} = \nabla \cdot \mathbf{M} = -\rho_m, \quad (2.19)$$

donde  $\rho_m$  representa la pseudo-carga magnética efectiva provocada por la magnetización del material,  $\mathbf{M}$ . Fuera del volumen magnetizado,  $\nabla^2 \phi_{dip} = 0$ . La solución de ésta ODE es un problema estándar de electrodinámica clásica [95, 152], donde el potencial desmagnetizante está dado por

$$\phi_{dip}(\mathbf{r}) = -\frac{1}{4\pi} \int_V \frac{\nabla_{\mathbf{r}'} \cdot \mathbf{M}(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} dV' + \frac{1}{4\pi} \int_S \frac{\hat{\mathbf{n}}(r') \cdot \mathbf{M}(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} dS'. \quad (2.20)$$

El numerador del segundo termino,  $\sigma_m = \hat{\mathbf{n}}(r') \cdot \mathbf{M}(r')$ , con  $\hat{\mathbf{n}}(r')$  siendo normal a la superficie de la muestra magnética, es la pseudo-carga magnética superficial. El cálculo de este potencial magnetostático en general es complicado y es necesario realizar aproximaciones. Sin embargo, si la magnetización es uniforme en todo el volumen del material,  $\mathbf{M}(r') = \mathbf{M}$ , y como consecuencia el campo dipolar será

$$\mathbf{H}_{dip} = \frac{1}{4\pi} \int_S \nabla_r \frac{\mathbf{M} \cdot \hat{\mathbf{n}}(r')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} dS' = -N \cdot \mathbf{M}, \quad (2.21)$$

donde  $N$  es llamado tensor desmagnetizante, que puede ser reescrito usando el teorema de Gauss[cita] de la forma:

$$\bar{\bar{N}}(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi} \int_S \nabla_r \frac{\hat{\mathbf{n}}(r')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} dS' = \frac{1}{4\pi} \int_V \nabla_{r'} \nabla_r \frac{\hat{\mathbf{n}}(r')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} dV'. \quad (2.22)$$

En general, el tensor tiene una dependencia espacial y dependerá de la geometría del volumen que contiene el material magnético. Sin embargo, para un elipsoide de revolución con magnetización uniforme [1], la traza del tensor desmagnetizante debe satisfacer

$$Tr[\bar{\bar{N}}(\mathbf{r})] = N_{xx} + N_{yy} + N_{zz} = 1. \quad (2.23)$$

Cuando el tensor desmagnetizante es independiente de la posición, es decir, es diagonal en la base que los ejes principales del elipsoide, el campo dipolar será uniforme, tal que

$$\mathbf{H}_{dip} = -(N_{xx}M_x\hat{\mathbf{x}} + N_{yy}M_y\hat{\mathbf{y}} + N_{zz}M_z\hat{\mathbf{z}}). \quad (2.24)$$

Entonces la energía dipolar asociada será

$$E_{dip} = \frac{\mu_0}{2} V (N_{xx}M_x^2 + N_{yy}M_y^2 + N_{zz}M_z^2). \quad (2.25)$$

En coordenadas cilíndricas, si  $\theta$  y  $\varphi$  son el ángulo azimutal y polar respectivamente, la energía puede reescribirse de la forma

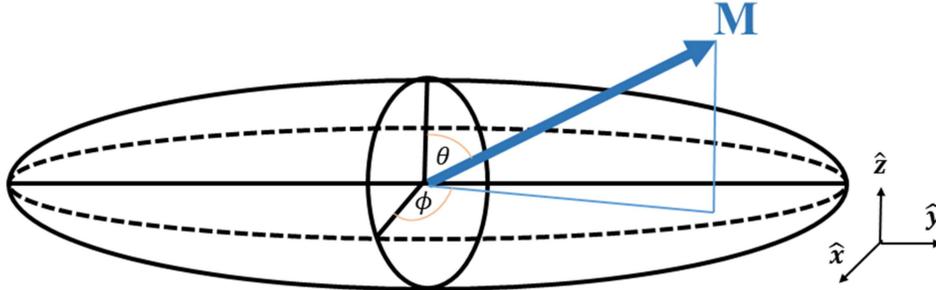
$$E_{dip} = \frac{\mu_0}{2} VM (N_{xx} \sin^2 \theta \cos^2 \varphi + N_{yy} \sin^2 \theta \sin^2 \varphi + N_{zz} \cos^2 \theta). \quad (2.26)$$

Para una película continua en el plano  $x - y$  magnetizada uniformemente, una buena aproximación es considerar un elipsoide plano, tal que  $N_{xx} = N_{yy} = 0$  y  $N_{zz} = 1$ , cuyo campo dipolar y energía dipolar son

$$\mathbf{H}_{dip} = -N_{xx}M_z\hat{\mathbf{z}}, \quad (2.27)$$

$$E_{dip} = \frac{\mu_0}{2}VN_{zz}M_z^2. \quad (2.28)$$

Este modelo puede ser aplicado a nanoestructuras magnéticas con diferentes geometrías. Sin embargo, para geometrías diferentes a las del elipsoide de revolución, el campo dipolar no es espacialmente uniforme y depende fuertemente de la forma. Por ello la energía dipolar también se conoce como anisotropía de forma.



**Figura 2.1:** Elipsoide de revolución cuya magnetización es uniforme en una orientación arbitraria.

#### 2.2.4. Energía de Anisotropía

En nanoestructuras ferromagnéticas de geometría arbitraria, otra energía relevante para determinar la configuración magnética es la energía de anisotropía. Esta energía describe la orientación preferencial de la magnetización en un eje particular.

Usualmente es llamada anisotropía magnetocristalina, ya que es originada por la interacción spin-órbita de los electrones del material, tal que los espines prefieren

alinearse a direcciones específicas de su estructura cristalina, generando materiales reales cuya magnetización no es isotrópica.

En general, la energía de anisotropía se expresa fenomenológicamente como una expansión en serie de potencias que considera la simetría del cristal, y el ángulo de entre un eje preferencial y la dirección de la magnetización. A través de experimentos se determina los constantes de anisotropía (coeficientes de la expansión), dando cuenta de la cantidad de energía necesaria para cambiar la orientación de la magnetización entre una dirección no preferente a alguna dirección preferencial.

### 2.2.5. Anisotropía Uniaxial

Los materiales ferromagnéticos con anisotropía uniaxial son aquellos en que existe una única dirección privilegiada hacia la cual la magnetización quiere orientarse, denominado eje fácil de magnetización. Por consecuencia, la energía de anisotropía uniaxial es invariante a rotaciones respecto al eje fácil de imanación y dependerá sólo del ángulo formado entre la magnetización y el eje fácil.

Si suponemos que el eje fácil se encuentra en  $\hat{z}$ , la densidad de energía de anisotropía uniaxial,  $\varepsilon_A = E_A/V$ , está dada por

$$\varepsilon_A^{uniaxial} = -K_U \alpha_z^2, \quad (2.29)$$

donde  $\alpha_z^2$  es el coseno director de la magnetización normalizada,  $\mathbf{m} = \mathbf{M}/M_S$ , con respecto al eje cartesiano  $\hat{z}$ . La constante de anisotropía uniaxial  $K_U$  depende de la temperatura y se determina experimentalmente. Si  $K_U > 0$ , la energía de anisotropía uniaxial se minimiza para  $\theta = 0$  y  $\theta = \pi$ , es decir que la magnetización prefiere orientarse en  $+\hat{z}$  o  $-\hat{z}$ . Si  $K_U < 0$ , el mínimo de energía es para  $\theta = \pi/2$ , por lo cual la magnetización prefiere orientarse en el plano  $x - y$ , generando un plano de fácil magnetización.

### 2.2.6. Anisotropía Cubica

Los materiales ferromagnéticos con anisotropía cúbica son aquellos en que existe más de una dirección privilegiada para la magnetización. En sistemas con simetría cúbica, la densidad de energía debido a la anisotropía cúbica se puede escribir como

$$\varepsilon_A^{cubica} = K_1(\alpha_x^2\alpha_y^2 + \alpha_y^2\alpha_z^2 + \alpha_z^2\alpha_x^2) + K_2\alpha_x^2\alpha_y^2\alpha_z^2, \quad (2.30)$$

donde  $\alpha_i = \mathbf{m}_i \cdot \hat{e}_i$  son los cosenos directores de la magnetización normalizada con respecto a los ejes cartesianos  $i = x, y, z$ .  $K_1$  y  $K_2$  son las constantes de anisotropía de primer y segundo orden, respectivamente.

## 2.3. Dominios ferromagnéticos y reversión magnética

En ferromagnetos confinados geoméricamente, el rol de la interacción dipolar entre momentos magnéticos es muy relevante, favoreciendo la formación de regiones magnetizadas en diferentes orientaciones (ver figura 2.2 (a)). Dentro de las regiones, llamadas dominios ferromagnéticos, los momentos están alineados paralelamente, minimizando la energía de intercambio. La configuración de los dominios puede ser manipulada aplicando un campo magnético externo, tal que las regiones que albergan momentos magnéticos con componente paralela al campo se expanden y la magnetización generada minimiza la energía almacenada en el campo [69]. En particular, la consecuencia de la competencia entre la energía dipolar y energía de intercambio será responsable de originar los dominios ferromagnéticos.

Entre dos dominios ferromagnéticos existe una transición gradual de los momentos magnéticos, denominada pared de dominio, ver figura 2.2 (b). Las paredes de dominio pueden clasificarse principalmente en paredes tipo Bloch y paredes tipo Néel, que

difieren fundamentalmente en la dirección en que los momentos magnéticos cambian de dirección.

El espesor de la pared de dominio está influenciada por la energía de intercambio, que prefiere paredes más delgadas y la anisotropía, que prefiere paredes de mayor tamaño.

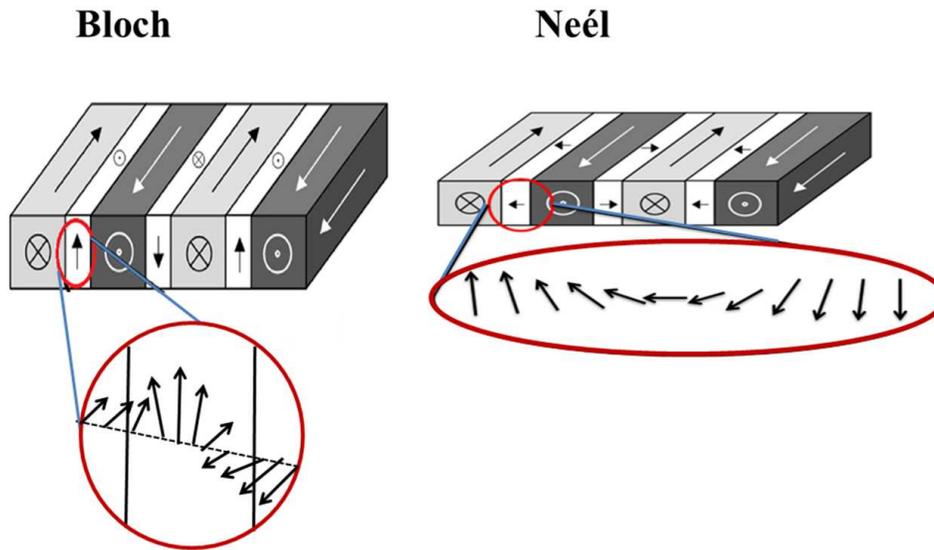
### 2.3.1. Paredes de dominio tipo Bloch

La pared de dominio cuya magnetización sale del plano que contiene a los dominios, se conoce como pared de tipo Bloch, tal como lo muestra la figura 2.3 (a). Esta pared es común en películas magnéticas gruesas y en materiales en bulto. Las paredes de Bloch requieren un espesor mínimo para que los momentos magnéticos puedan orientarse perpendicular a la superficie.

### 2.3.2. Paredes de dominio tipo Néel

En películas delgadas se genera una configuración en que los momentos rotan en el plano que contiene a dos dominios contiguos, denominada pared de dominio tipo Néel, tal como lo muestra la figura 2.4 (b).

Para películas continuas de permalloy, la transición entre paredes de Bloch y paredes de Néel se encuentra para espesores entre  $30 - 60(nm)$  [63, 102, 141, 142]. Para materiales magnéticos con baja anisotropía, el ancho de la pared de Néel es mayor que el ancho de la pared de Bloch [63, 102, 141].



**Figura 2.2:** Esquema para las Paredes de dominio del tipo Bloch y Néel. (a) Pared de Bloch, cuya magnetización sale del plano que contiene a los dominios. (b) Pared de Néel, cuyos momentos rotan paralelos a la superficie de la muestra.

### 2.3.3. Modos de reversión e histéresis magnética

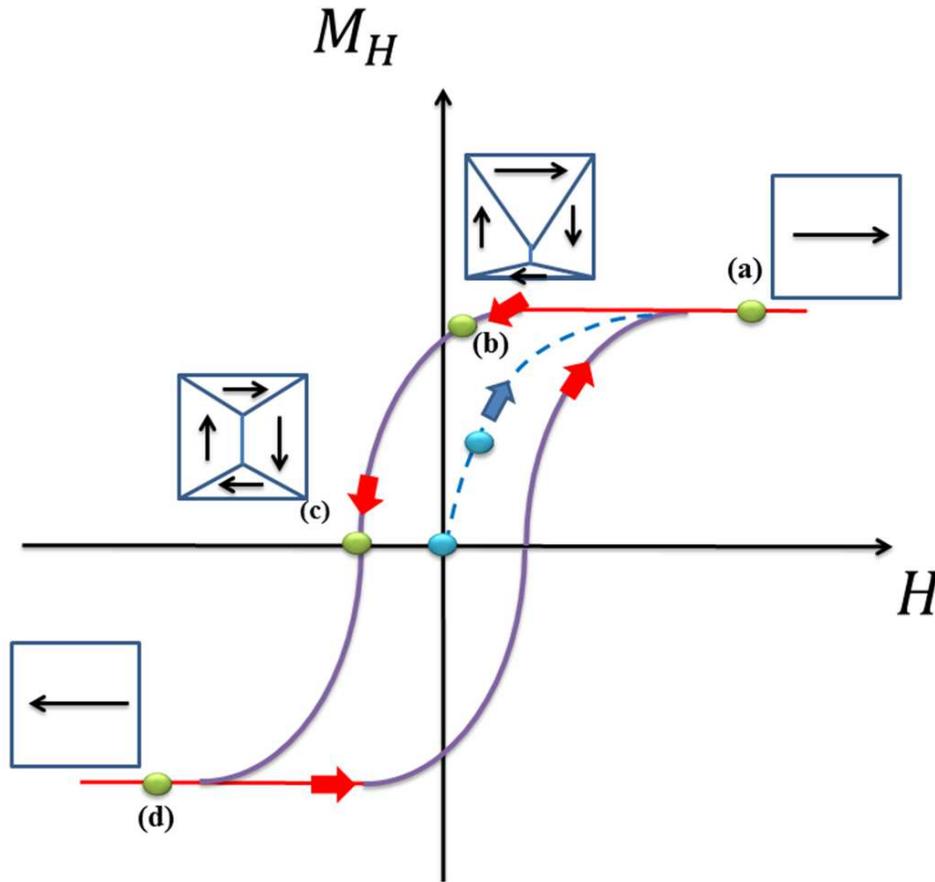
Al aplicar un campo magnético externo sobre una nanoestructura ferromagnética la configuración de los dominios es modificada debido a que el sistema busca minimizar su energía ahora con una contribución adicional, la energía de Zeeman.

La existencia de paredes es responsable de una respuesta compleja de la magnetización frente a un campo externo aplicado  $\mathbf{H}$ , tal que la magnetización dependerá de la historia del campo magnético aplicado. Un caso típico se muestra en la figura 2.3, donde se grafica la componente de  $\mathbf{M}$  en la dirección del campo aplicado,  $M_H = \mathbf{M} \cdot \hat{\mathbf{H}}$ , como una función de la magnitud del campo,  $|\mathbf{H}| = H$ . El ciclo es conocido como curva de histéresis y se obtiene al aplicar un campo suficientemente grande en una dirección, decreciéndolo a cero y luego incrementándolo en la dirección opuesta. Este ciclo es reproducible y en consecuencia es el equivalente a la huella

digital de los materiales ferromagnéticos.

La curva de histéresis parte del estado magnético saturado,  $M_S = |\mathbf{M}|$ , en el cual todos los momentos magnéticos están alineados con el campo magnético externo ( $H_s$ ). Luego, al disminuir el campo magnético el ferromagneto comienza a perder el ordenamiento de los momentos magnéticos hasta que a campo nulo,  $H = 0$ , su magnetización ha disminuido a un valor conocido como *remanencia* o *magnetización remanente*,  $M_r$ . Al incrementar el campo magnético en dirección opuesta a la inicial, los momentos magnéticos siguen perdiendo su alineamiento, ya sea vía la formación de dominios en sistemas macroscópicos, la formación de paredes o una rotación de los momentos magnéticos, ver figura 2.3. El campo necesario para tener una magnetización nula,  $M_H = 0$ , se denomina campo *coercitivo* o *coercitividad*,  $H_c$ . Cuando el campo aplicado en dirección contraria es muy alto,  $-H_s$ , se llega nuevamente al estado de saturación pero con una magnetización apuntando en dirección opuesto a la inicial,  $-M_s$ . Finalmente, para completar el ciclo de histéresis se repite el proceso pero desde un campo de saturación negativo,  $-H_s$ , hasta un campo positivo,  $H_s$ .

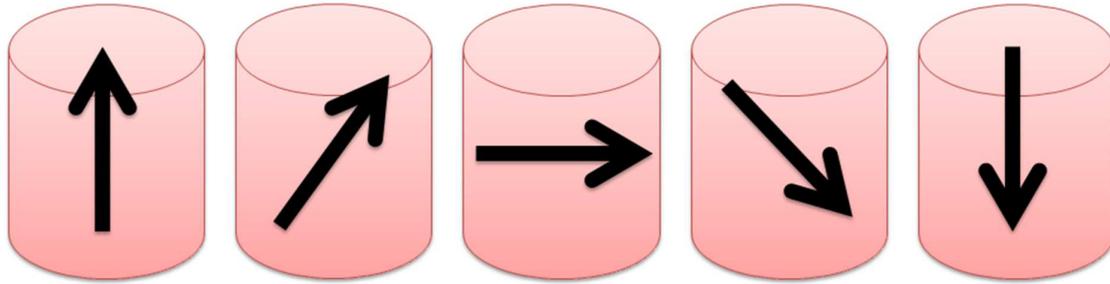
Este proceso, denominado *proceso de reversión de la magnetización* dio es trascendental para diversas aplicaciones en dispositivos de información de alta densidad, espintrónica, compuertas lógicas, entre otros [49, 62, 126].



**Figura 2.3:** Esquema de la reversión de la magnetización a lo largo de la curva de histéresis. Después del estado de saturación, el sistema puede revertir a través de la creación y propagación de paredes de dominio.

#### 2.3.4. Reversión Coherente

La reversión coherente ocurre en general en estructuras tipo elipsoide y cilíndricas de tamaño menor a los 100 nm cuando algunas de sus dimensiones son iguales. Mediante este proceso la magnetización revierte de forma tal que todos los momentos magnéticos siempre apuntan en la misma dirección, es decir, van rotando simultáneamente durante el proceso de reversión, como se muestra en la figura 2.4.



**Figura 2.4:** Esquema de la magnetización mediante la reversión coherente para un nanohilo de diámetro similar a su largo.

### 2.3.5. Reversión mediante paredes de dominio

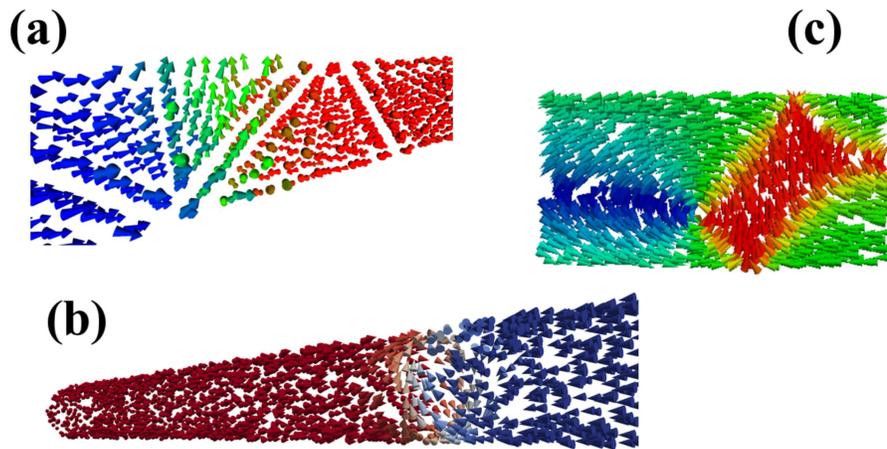
En nanoestructuras ferromagnéticas de dimensiones mayor que los  $100(nm)$  es posible observar procesos de reversión definidos por la nucleación y propagación de paredes de dominio [16,62,65,126]. Estas son regiones de tamaño acotado en las cuales la magnetización está orientada en una dirección diferente a la inicial y la final, es decir, estas paredes usualmente separan dos dominios magnéticos.

La comprensión de los procesos de propagación de paredes de dominio para el control de la inversión magnética en nanoestructuras es muy relevante y durante la última década, varios autores han abordado este tema [5, 6, 44, 65, 90]. Las paredes pueden presentar diferente forma, siendo las más conocidas las transversales, las tipo vórtice, y las de  $90^\circ$ ,  $180^\circ$  y  $360^\circ$ . En particular, en nanohilos y nanotubos magnéticos, la reversión ocurre usualmente mediante la nucleación y propagación de paredes de dominio de tipo transversal o tipo vórtice [4, 137, 143, 151].

La figura 2.5 (a) muestra una pared transversal definida porque tiene componente de la magnetización en un plano perpendicular a la dirección de la magnetización, es decir, presenta una componente neta distinto de cero en el plano perpendicular a la magnetización. Su propagación es a lo largo del nanohilo y la dirección la

magnetización puede estar fija o girar en torno a un eje, como si fuera un sacacorchos.

La figura 2.5 en sus apartados (b) y (c) muestra una pared tipo vórtice, en la cual la magnetización tiene componente nula en el plano que la contiene, debido a que sus momentos magnéticos se orientan rotan del centro del vórtice llamado núcleo o core. Se presenta generalmente en nanohilos planos o en nanohilos cilíndricos con radio mayor a la longitud de intercambio,  $l_{ex}$ .



**Figura 2.5:** Paredes de dominio involucradas en la reversión magnética para un nanohilo. (a) Pared tipo transversal en un nanohilo cilíndrico, (b) pared tipo vórtice en un nanohilo cilíndrico y (c) pared tipo vórtice en un nanohilo plano.

## 2.4. Fast Monte Carlo

En esta sección se describirá la técnica computacional utilizada para describir el comportamiento magnético de nanoestructuras frente a campos magnéticos estáticos, permitiendo considerar la estructura interna de las partículas en una formulación semiclásica.

El método de Fast Monte Carlo es una técnica que combina simulaciones de Monte Carlo con la técnica de escalamiento, posibilitando realizar simulaciones de la configuración magnética de nanopartículas en tiempos computacionales razonables. Típicamente las nanopartículas tienen del orden de  $10^7 - 10^9$  momentos magnéticos, lo que vuelve inmanejable cualquier descripción que minimice la energía del sistema involucrando las interacciones de corto y largo alcance entre ellos. Particularmente, en el cálculo de la energía dipolar, que es de largo alcance y crece como el cuadrado del número de partículas, haciendo que el tiempo computacional sea irrealizable con las capacidades computacionales estándar.

Esto pone de manifiesto la importancia de disponer de una técnica que permita reducir el número de momentos magnéticos, reflejando la configuración magnética real, para el estudio de materiales ferromagnéticos nanoestructurados.

### 2.4.1. Técnica de escalamiento

El método de escalamiento introducido por *J. d'Albuquerque e Castro* y colaboradores [25] en el año 2002, permitió obtener el diagrama de fase de los estados magnéticos de un cilindro de cobalto, considerando tres posibles configuraciones de la magnetización; un estado con magnetización perpendicular al plano del cilindro (*out-plane*), un estado con magnetización en el plano del cilindro (*in-plane*) y una configuración del tipo vórtice.

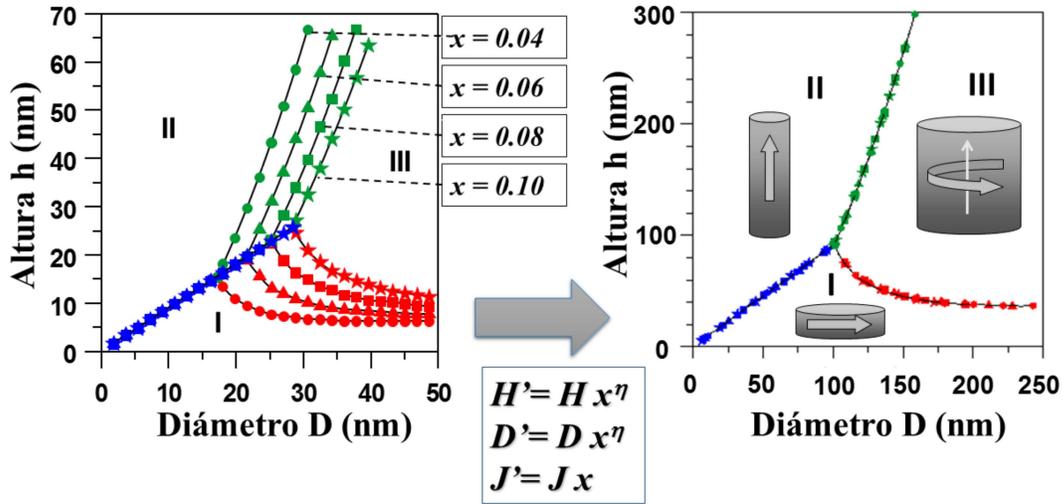
La técnica presentada se basa en que si se reduce el tamaño del sistema que se desea estudiar, disminuye la energía dipolar de éste, por lo que se debe disminuir la energía de intercambio, multiplicándola por un factor de escalamiento, de forma de mantener la relación entre energía dipolar y de intercambio intacta.

El factor de escalamiento  $x < 1$  debe ser lo suficientemente pequeño para reducir el número de momentos magnéticos a un número manejable computacionalmente pero

que, a su vez, debe ser lo suficientemente grande como para conservar el detalle de la textura magnética. Los resultados obtenidos con esta técnica han sido ampliamente valorados al mostrar un excelente acuerdo con diversos resultados experimentales. Para ello la constante de intercambio,  $J$ , y las dimensiones del sistema,  $d$ , se escalan como

$$\begin{aligned} J' &= xJ \\ d' &= x^\eta d, \end{aligned} \quad (2.31)$$

con  $\eta$  una constante cuyo valor se elige cercano a 0.56.



**Figura 2.6:** (a) Diagrama de fase de cilindros magnéticos obtenidos con  $x = 0.04$  (círculos),  $x = 0.06$  (triángulos),  $x = 0.08$  (cuadrados), y  $x = 0.1$  (estrellas) que muestra los límites entre las configuraciones; (I) ferromagnética en el plano, (II) ferromagnética fuera de plano, y (III) vórtice. (b) Diagrama de fases para los todos valores de  $x$ , convergiendo en uno sólo diagrama con  $\eta \approx 0.55 - 0.57$  [25].

### 2.4.2. Simulación de Monte Carlo y algoritmo de metrópolis

El método de Monte Carlo es una herramienta numérica no determinista o estadística numérica, usado para aproximar expresiones matemáticas complejas en distintos campos de la economía, ingeniería y física, entre otros.

Las simulaciones usando el método de Monte Carlo son empleadas para explorar un espacio de fase mediante cambios aleatorios de sus parámetros, permitiendo así obtener una estadística de la variable de interés, con su respectivo error estadístico asociado.

En el año 1953, *Nichola Metropolis* y colaboradores [21, 80], propusieron un algoritmo que permitía incorporar la temperatura como una variable en las simulaciones de Monte Carlo.

El Algoritmo de Metrópolis es un proceso Markoviano que, mediante pasos aleatorios utiliza el que la probabilidad de visitar una configuración particular sea proporcional al factor de Boltzmann:

$$P = \exp\left(\frac{-\Delta E}{k_B T}\right), \quad (2.32)$$

donde  $\Delta E$  es la diferencia de energía entre la penúltima y última configuración visitada por el sistema,  $k_B$  es la constante de Boltzmann y  $T$  es la temperatura del sistema.

En el desarrollo de esta tesis se utiliza el método de Monte Carlo para describir la respuesta de diversas nanoestructuras frente a campos magnéticos estáticos, utilizando el siguiente procedimiento/algoritmo:

1. Consideremos un sistema formado por  $N$  momentos magnéticos dispuestos en los sitios atómicos de una red cristalina. El estado inicial del sistema está dado por una un ordenamiento aleatorio de las orientaciones individuales de

cada momento magnético. Se calcula la energía total del sistema en este ordenamiento,  $E_1$ .

2. Mediante una función aleatoria se selecciona una partícula al azar, por ejemplo la partícula  $i$ , y también mediante una función aleatoria se modifica la dirección del momento magnético de la partícula seleccionada. Luego se calcula la nueva energía del sistema  $E_2$
3. El cambio en la dirección del momento magnético de la partícula  $i$  se acepta si  $E_2 < E_1$ .
4. Si  $E_2 > E_1$ , el cambio en la dirección del momento magnético  $i$  es aceptado, sí y sólo sí la probabilidad  $P > \varepsilon$ , donde  $\varepsilon$  es un número elegido aleatoriamente entre 0 y 1. Para cualquier otro caso el cambio no se acepta, conservando la dirección inicial del momento magnético.

Se denomina paso de Monte Carlo (*Monte Carlo Step*, MCS), a un número de selecciones aleatorias de la dirección de los momentos magnéticos igual al número  $N$  de momentos magnéticos presentes en el sistema de interés.

Como se ha indicado, al incluir el algoritmo de Metrópolis en las simulaciones de Monte Carlo se involucra un factor probabilístico  $P$  que contempla la presencia de la temperatura en el sistema. En nuestros estudios se considera un escalamiento lineal de la temperatura [149], es decir

$$T' = xT. \quad (2.33)$$

### 2.4.3. Método de Fast Monte Carlo

La técnica computacional que combina simulaciones de Monte Carlo con la técnica de escalamiento, se denomina Fast Monte Carlo y fue propuesta por *P. Vargas* y colaboradores [147] mediante la resolución de un problema estándar, que consiste

en determinar el tamaño mínimo para el cual una partícula cubica con un eje fácil de magnetización paralelo a una de las direcciones del cubo exhibe como estado de mínima energía una configuración magnética de vórtice.

El método de Fast Monte Carlo que utilizaremos a lo largo de esta tesis muestra un buen acuerdo con resultados experimentales y cálculos micromagnéticos, siendo validado por varios grupos en el mundo [5, 8, 44].

## 2.5. Dinámica en ferromagnetos

Hasta el momento se ha descrito el modelamiento de la magnetización frente a campos magnéticos externos estáticos. En este caso los procesos dinámicos de la magnetización ocurren en la escala de tiempo de los nanosegundos o más rápido, permitiéndonos medir una magnetización cuasi estática en cada punto de la curva de histéresis. Sin embargo, al aplicar campos magnéticos alternos con una frecuencia igual a la frecuencia de resonancia del sistema (rango de los GHz), la configuración de magnetización es razonablemente perturbada de su posición de equilibrio. De esta forma la diferencia fundamental entre la dinámica de magnetización en comparación con los fenómenos estáticos es la escala de tiempo en la que el sistema magnético es perturbado por un estímulo externo, y por consiguiente el tipo de respuesta en esa escala temporal.

### 2.5.1. Ecuación de movimiento LLG

Supongamos que en un sistema dado la magnetización está orientada en un ángulo  $\theta \neq 0$  en relación a un campo magnético efectivo,  $\mathbf{H}_{eff}$ . Al aplicar el campo, la magnetización comienza a procesar alrededor de  $\mathbf{H}_{eff}$ , como se muestra en la figura 2.7. Usando el modelo de macroespín representado por un vector  $\mathbf{M}$ , la precesión de la

magnetización puede ser descrita por una ecuación de movimiento clásica [17,95,152], como

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{eff}, \quad (2.34)$$

donde  $\gamma = g|e|/(2m_e)$  es la razón giromagnética,  $g$  es el factor de Landé,  $e$  es la carga del electrón,  $m_e$  es la masa del electrón y  $t$  representa el tiempo.

De acuerdo a la Ec. (2.34), la precesión de  $\mathbf{M}$  alrededor de la posición de equilibrio es en torno a un cono con ángulo constante y es independiente del tiempo, evitando que  $\mathbf{M}$  sea paralela con  $\mathbf{H}_{eff}$ . Pero esto contradice la observación experimental que muestra que la magnetización alcanza una posición de equilibrio en un tiempo finito. Teniendo en cuenta esto, en 1935 *Landau y Lifshitz* añaden un término fenomenológico de disipación que permite que la magnetización llegue al equilibrio [95], tal que la ecuación de movimiento se lee

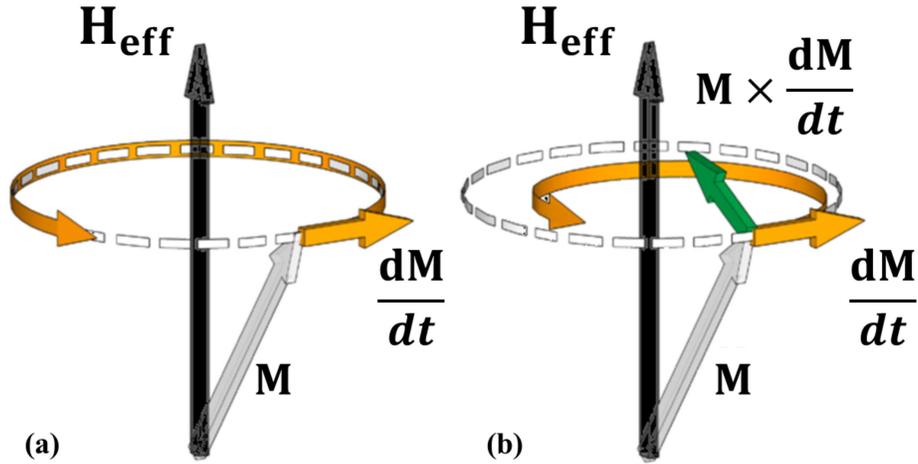
$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{eff} - \frac{\lambda}{M_s^2}\mathbf{M} \times (\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{eff}), \quad (2.35)$$

donde  $\lambda$  es un parámetro de amortiguamiento fenomenológico o damping con unidades  $[\lambda] = 1/s$ . La Ec. (2.35) se conoce como ecuación de *Landau-Lifshitz* (LL) y es válida sólo para un rango de damping pequeño, ya que no describe el comportamiento correcto en un régimen donde el damping es grande [60,95,152]. En 1955, Gilbert elude este problema introduciendo un término de amortiguamiento proporcional a la primera derivada de  $\mathbf{M}$ , tal que la ecuación de movimiento está dado por

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{eff} + \frac{\alpha_G}{M_s} \left( \mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt} \right), \quad (2.36)$$

donde  $\alpha_G$ , conocido como damping de Gilbert, es un parámetro adimensional entre 0 y 1 [33,60,95,152]. La Ec. (2.36) se llama ecuación de *Landau-Lifshitz-Gilbert* (LLG) y permite describir el comportamiento de la magnetización  $\mathbf{M}$  que interactúa con un campo  $\mathbf{H}_{eff}$ , para toda posición  $\mathbf{r}$  y tiempo  $t$ ,  $\mathbf{M} = \mathbf{M}(\mathbf{r}, t)$ , ver figura 2.7. Por simplicidad se usará  $\alpha_G = \alpha$  para referirse al damping en este capítulo.

Cuando el damping de Gilbert es nulo,  $\alpha = 0$ , el sistema es conservativo y la Ec. (2.36) se reduce simplemente a la Ec. (?). Para  $\alpha \neq 0$ , el sistema es disipativo y para valores pequeños de  $\alpha_G$  la ecuación LLG es equivalente a la ecuación LL. El origen microscópico del damping de Gilbert sigue sin entenderse completamente en detalle y constituye un área de investigación muy activa [60, 89, 91, 103]. En general, las contribuciones al término de amortiguamiento  $\alpha$  son numerosas y complicadas. Sin embargo, los mecanismos de relajación pueden ser divididos en *procesos intrínsecos* (procesos inevitables) tales como el acoplamiento directo de los magnones a la red a través de la interacción spin-órbita y corrientes de Foucault mediadas por los electrones libres presentes en materiales conductores, y *procesos extrínsecos*, tales como los procesos de dispersión debido a imperfecciones en la muestra, que conducen al proceso de dispersión de dos magnones (*Two Magnon Scattering*, TMS) [51, 75, 81]. La contribución de ambos mecanismos de relajación, introduce una constante de amortiguación efectiva  $\alpha^*$ . En condiciones específicas, es posible extraer  $\alpha^*$  a partir de experimentos de resonancia ferromagnética (FMR), procedimiento que se describirá en detalle en la sección 2.5.3.



**Figura 2.7:** Movimiento de precesión de la magnetización  $\mathbf{M}$ , representado por un macroespín, alrededor del campo interno efectivo  $\mathbf{H}_{\text{eff}}$ . (a) Al despreciar el damping, la precesión de  $\mathbf{M}$  alrededor de la posición de equilibrio es un cono de ángulo constante. (b) Al considerar el damping, el movimiento es una espiral que decrece continuamente el ángulo hasta alcanzar la condición de equilibrio.

### 2.5.2. Susceptibilidad dinámica

En general no es posible de forma analítica encontrar una solución de la ecuación de Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG). Sin embargo, bajo ciertos supuestos y aproximaciones, es posible linealizar la ecuación LLG y encontrar una expresión para la susceptibilidad. La dinámica de la susceptibilidad permite conectar la dinámica de la magnetización  $\mathbf{M}(t)$ , con excitaciones de campo magnético de alta frecuencia  $\mathbf{h}_{ac}(t)$ , mediante la Ec. (2.1);  $\mathbf{M} = \chi\mathbf{H}$ , donde la susceptibilidad es un tensor  $\chi$ , tiene diferentes componentes que son representadas en números complejos y permite relacionar mecanismos de relajación con experimentos de resonancia ferromagnética (FMR).

En un experimento típico de FMR, la magnetización está alineada con el

campo magnético externo y sufre pequeñas perturbaciones/oscilaciones respecto a su situación de equilibrio. En particular si el campo externo se aplica en  $\hat{x}$ , la magnetización oscilará en el plano  $\hat{y}\hat{z}$ . Asumiendo que las componentes dinámicas de la magnetización son muy pequeñas comparadas con el estado de saturación, se tiene que:

$$\mathbf{H}_{ext} = \begin{pmatrix} H_0 \\ h_y(t) \\ h_z(t) \end{pmatrix}, \quad (2.37)$$

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} M_s \\ m_y(t) \\ m_z(t) \end{pmatrix}. \quad (2.38)$$

Para un sistema sin anisotropía magneto-cristalina, el campo efectivo  $H_{eff}$  que genera un torque sobre la magnetización está dado por la contribución del campo dipolar y el campo magnético externo,  $\mathbf{H}_{eff} = \mathbf{H}_{ext} + \mathbf{H}_{dip}$ . Asumiendo que el tensor desmagnetizante es diagonal, se tiene que

$$\mathbf{H}_{ext} = \begin{pmatrix} H_0 - N_x M_s \\ h_y(t) - N_y m_y(t) \\ h_z - N_z m_z(t) \end{pmatrix}. \quad (2.39)$$

Suponiendo un comportamiento armónico dependiente del tiempo en las componentes de la magnetización y del campo,  $m_y(t) = m_y \exp(-i\omega t)$ ,  $m_z(t) = m_z \exp(-i\omega t)$ ,  $h_y(t) = h_y \exp(-i\omega t)$  y  $h_z(t) = h_z \exp(-i\omega t)$ . Luego, la ecuación de LLG se reduce a

$$\begin{pmatrix} h_y \\ h_z \end{pmatrix} \omega_M = \begin{pmatrix} \omega_H + (N_y - N_x)\omega_M - i\alpha\omega & -i\omega \\ i\omega & \omega_H + (N_z - N_x)\omega_M - i\alpha\omega \end{pmatrix} \begin{pmatrix} m_y \\ m_z \end{pmatrix}, \quad (2.40)$$

donde se ha usado que  $\omega_M = \gamma M_s$  y  $\omega_H = \gamma H_0$ . Se debe cumplir que  $\mathbf{M} = \chi \mathbf{H}$ , por lo que es necesario encontrar la matriz inversa para obtener el tensor de la susceptibilidad.

Sea  $A$  una matriz de  $2 \times 2$  arbitraria, entonces su matriz inversa será:

$$A^{-1} = \begin{pmatrix} A_{11} & A_{12} \\ A_{21} & A_{22} \end{pmatrix}^{-1} = \frac{1}{\text{Det}(A)} \begin{pmatrix} A_{22} & -A_{21} \\ -A_{12} & A_{11} \end{pmatrix}. \quad (2.41)$$

De esta forma, aplicando esta definición en la Ec. (2.40), se tiene que

$$A = \begin{pmatrix} \omega_H + (N_y - N_x)\omega_M - i\alpha\omega & -i\omega \\ i\omega & \omega_H + (N_z - N_x)\omega_M - i\alpha\omega \end{pmatrix}, \quad (2.42)$$

tal que

$$\text{Det}(A) = \omega_r^2 - \omega^2(1 + \alpha^2) - i\alpha\omega[2\omega_H + (N_z + N_y - 2N_x)\omega_M], \quad (2.43)$$

donde se ha usado la definición

$$\omega_r^2 = (\omega_H + (N_y - N_x)\omega_M)(\omega_H + (N_z - N_x)\omega_M). \quad (2.44)$$

Luego la susceptibilidad será

$$\bar{\chi} = \omega_M A^{-1} \quad (2.45)$$

$$\bar{\chi} = \frac{\omega_M}{\text{Det}(A)} \cdot \begin{pmatrix} \omega_H + (N_z - N_x)\omega_M - i\alpha\omega & i\omega \\ -i\omega & \omega_H + (N_y - N_x)\omega_M - i\alpha\omega \end{pmatrix}. \quad (2.46)$$

En esta tesis se presentarán resultados de experimentos de resonancia ferromagnética mediante guías de onda coplanares y/o cavidades resonante, donde las excitaciones dependiente del campo son sólo en la componente  $\hat{y}$ . Por lo tanto la componente importante de la susceptibilidad está dada por

$$\bar{\chi}_{yy} = \frac{\omega_M[\omega_H + (N_z - N_x)\omega_M - i\alpha\omega]}{\omega_r^2 - \omega^2(1 + \alpha^2) - i\alpha\omega[2\omega_H + (N_z + N_y - 2N_x)\omega_M]}. \quad (2.47)$$

La susceptibilidad puede ser separada en su parte real y en su parte imaginaria,  $\hat{\chi}_{yy} = \chi'_{yy} + i\chi''_{yy}$ . Tomando en cuenta que  $\alpha \sim 10^{(-2)}$  para metales magnéticos como Fe, Ni y Co, entonces  $1 + \alpha^2 \approx 1$ , luego se tiene que

$$\bar{\chi}'_{yy} = \frac{\omega_M(\omega_r^2 - \omega^2)(\omega_H + (N_z - N_x)\omega_M) + \alpha^2\omega^2[2\omega_H + (N_z + N_y - 2N_x)\omega_M]}{(\omega_r^2 - \omega^2)^2 + \alpha^2\omega^2[2\omega_H + (N_z + N_y - 2N_x)\omega_M]^2}, \quad (2.48)$$

y

$$\chi''_{yy} = \frac{\alpha\omega_M\omega[(\omega_r^2 - \omega^2) + (\omega_H + (N_z - N_x)\omega_M)(2\omega_H + (N_z + N_y - 2N_x)\omega_M)]}{(\omega_r^2 - \omega^2)^2 + \alpha^2\omega^2[2\omega_H + (N_z + N_y - 2N_x)\omega_M]^2}, \quad (2.49)$$

donde la parte imaginaria de la susceptibilidad,  $\chi''_{yy}$ , representa la amplitud de precesión e indica cuan susceptible es un material magnético a la presencia de un campo oscilatorio en un rango de frecuencias en torno a la frecuencia de resonancia,  $\omega_r$ . Puede ser aproximada a una función Lorentziana cuyo máximo está alrededor de la frecuencia de resonancia,  $\omega_r$ , (ver figura 2.8 (a)).

Por otro lado, la parte real de la susceptibilidad,  $\chi'_{yy}$ , representa la dispersión y es una función antisimétrica alrededor de la frecuencia de resonancia, pasando por cero en  $\omega = \omega_r$ .

La expresión para la frecuencia de resonancia, Ec. (2.44), puede ser rescrita de la forma

$$f_r = \frac{\gamma}{2\pi} \sqrt{(H_0 + (N_y - N_x)M_s)(H_0 + (N_z - N_x)M_s)}. \quad (2.50)$$

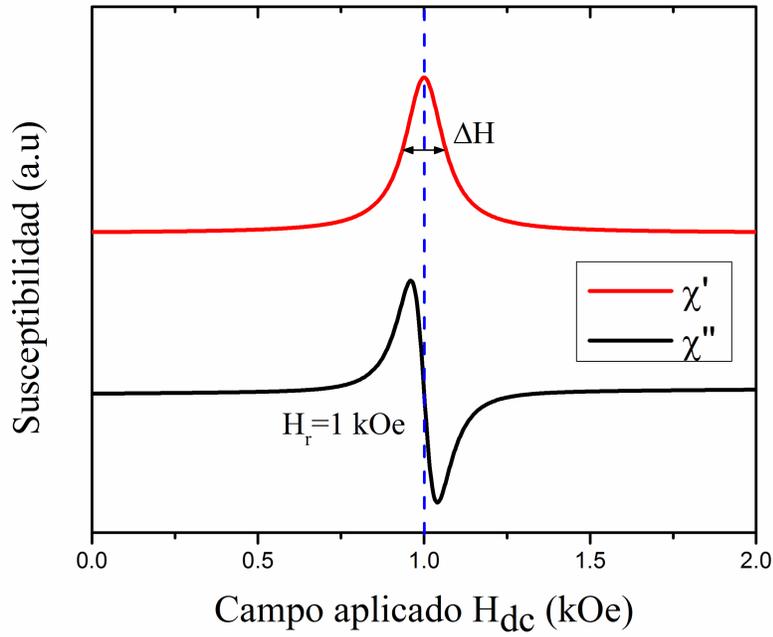
La expresión para  $f_r$ , llamada *fórmula de Kittel*, es sólo válida para ferromagnetos con magnetización uniforme y sin anisotropía magnetocristalina.  $f_r$  es interpretada como la excitación resonante de una magnetización uniforme, es consecuencia de la precesión uniforme/colectiva de todos los espines (vector de onda nulo,  $\mathbf{k} = 0$ ) y se denomina resonancia ferromagnética (FMR). Es importante destacar que  $f_r$  depende del campo externo aplicado y de la forma de la muestra, como se evidencia en la figura 9. Para una esfera, con los factores desmagnetizante  $N_x = N_y = N_z = 1/3$ , la relación de dispersión es lineal,  $f_r = \gamma H_0 / 2\pi$ . Sin embargo, para una película continua magnetizada uniforme, con los factores desmagnetizante  $N_x = N_y = 0$  y  $N_z = 1$ , la relación de dispersión a bajos campos va como la raíz cuadrada y a altos campos altos se recupera la forma lineal,  $f_r = \gamma / 2\pi \sqrt{H_0(H_0 + N_z M_s)}$ .

La extensión de la *fórmula de Kittel* para ferromagnetos con anisotropía magnetocristalina u otro tipo de contribuciones, se llama *formula de Smit-Beljers* [86]

y permite escribir la frecuencia de resonancia como

$$f_r = \frac{\gamma}{2\pi} \sqrt{(H_0 \cos(\varphi_0 - \varphi_H) + H_u \cos \varphi_0^2 + M_s)(H_0 \cos(\varphi_0 - \varphi_H) + H_u \cos 2\varphi_0)}, \quad (2.51)$$

donde  $\varphi_0$  es el ángulo de equilibrio,  $\varphi_H$  es el ángulo azimutal del campo externo aplicado y  $H_u = 2K_u/M_s$  es el campo de anisotropía efectivo. El cálculo detallado se encuentra en las referencias [20, 86, 154].



**Figura 2.8:** Dependencia de la parte (a) imaginaria,  $\chi''$ , y (b) parte real,  $\chi'$ , de la susceptibilidad dinámica como función del campo magnético aplicado, calculada para un campo de resonancia de 1kOe usando las constante de amortiguamiento  $\alpha = 0.01$ .

### 2.5.3. Damping y relajación

Considerando una forma Lorentziana en la parte imaginaria de la susceptibilidad dinámica alrededor de la frecuencia de resonancia, el ancho a media altura de  $\chi_y y'$  (the

full width at half maximum, FWHM), es definido como el ancho de línea (linewidth),  $\Delta H$ , y está directamente relacionado con el damping mediante

$$\alpha = \frac{\gamma \Delta A}{\omega_r}, \quad (2.52)$$

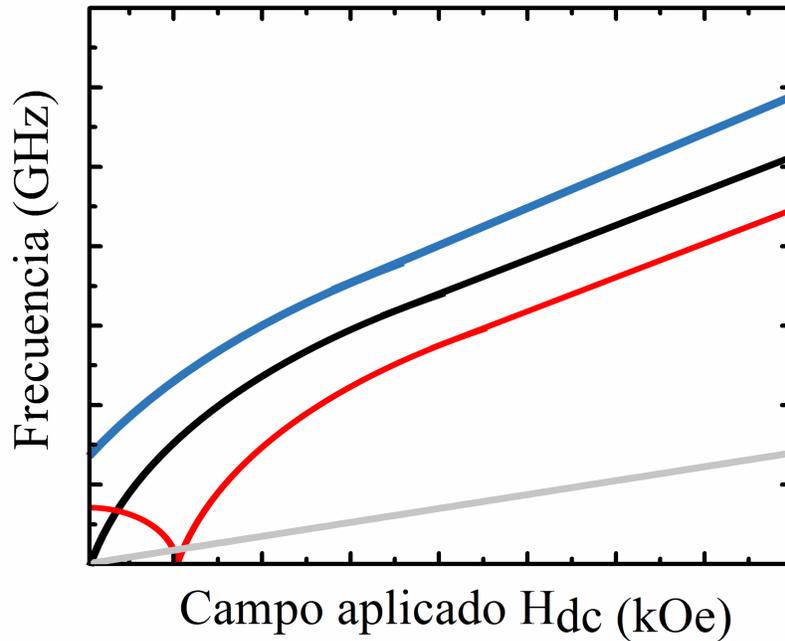
donde  $\Delta H$  se mide mediante el barrido del campo externo manteniendo la frecuencia a un valor constante (ver figura 2.8 (a)). Esto se puede hacer usando una configuración experimental que se mostrará en el capítulo 3 para experimentos de resonancia convencional, EPR/FMR. Es importante notar que el damping,  $\alpha$ , depende linealmente del ancho de línea del campo resonante,  $\Delta H$ , es decir: para perfiles de resonancia angostos, el damping es más pequeño y para perfiles de resonancia más anchos el damping es más grande.

Es importante destacar que si el damping es nulo,  $\alpha = 0$ , el tensor de la susceptibilidad dinámica diverge cuando la frecuencia es igual a la frecuencia de resonancia,  $\omega = \omega_r$ . Sin embargo, en experimentos de FMR la potencia es proporcional de la parte imaginaria de la susceptibilidad [43, 114, 119, 127, 154], mostrando un máximo finito, dando cuenta de la presencia inevitable de procesos de disipación en los sistemas magnéticos, es decir  $\alpha > 0$ .

En general los mecanismos de relajación magnética que involucran los *procesos intrínsecos y procesos extrínsecos*, generan numerosas contribuciones al damping  $\alpha$  por lo cual se introduce una constante de amortiguación efectiva  $\alpha^*$ , tal que el tiempo de relajación  $\alpha^*$  esté dado por [12]

$$\tau = \frac{1}{\omega_r \alpha^*}. \quad (2.53)$$

Esto nos permite explicar que para procesos con un alto damping efectivo el tiempo de relajación sea bajo, y para procesos con bajo damping efectivo el tiempo de relajación sea alto.



**Figura 2.9:** Relación de la dispersión de la frecuencia de resonancia en función del campo magnético externo para: una esfera (gris), una película continua sin anisotropía (negro) y para una película continua con anisotropía efectiva en la configuración paralela (azul) y perpendicular (rojo).

#### 2.5.4. Simulaciones micromagnéticas

Para respaldar los resultados experimentales del capítulo 6, se han incluido simulaciones micromagnéticas en la tesis. Utilizando el paquete de software de dominio público MuMax3 [145] y el software GPMagnet [92], se realizaron simulaciones micromagnéticas de estática y dinámica de la magnetización en sistemas finitos usando GPUs (Graphics Processing Unit), explotando el potencial de cálculo en paralelo.

MuMax3 y GPMagnet utilizan el método de diferencias finitas, subdividiendo el

elemento a simular en pequeñas celdas, asumiendo que cada celda posee un momento magnético uniforme. El tamaño de las celdas debe ser del orden de la longitud de intercambio,  $l_{ex}$  y las contribuciones de energía de cada celda se suman para dar la energía total del sistema. Para calcular numéricamente la configuración magnética de un elemento, se minimiza su energía total, teniendo en cuenta todas las contribuciones al campo efectivo, y se integra numéricamente la ecuación de movimiento LLG, Ec. (2.37).

# Técnicas experimentales. Fabricación y Caracterización

---

## 3.1. Litografía

### 3.1.1. Introducción

La litografía es el proceso de transferencia de un patrón sobre algún tipo de superficie. La palabra se origina en los términos griegos “lithos”, que significa piedra, y “graphie”, que significa dibujo. Su origen histórico es confuso pues existen registros contemporáneos de grabados en piedra, en mármol, cilindrosellos e impresores chinos en cerámica, entre otras [11]. Sin embargo se le atribuye la autoría de la litografía al checo *Aloys Senefelder* (1796), quien desarrolló lo que se conoce como “poliautografía” o “impresión química” sobre piedra caliza, usando soluciones de ácido y una tinta en base a jabón graso, cera y negro de humo [2]. El concepto y la clave fundamental detrás del invento de *Senefelder* fue la adherencia entre sustancias hidrofílicas e hidrofóbicas sobre piedra porosa. Durante muchos años la técnica de litografía a base de tinta fue evolucionando, logrando transferir patrones en colores y siendo usada principalmente

para partituras musicales y los periódicos.

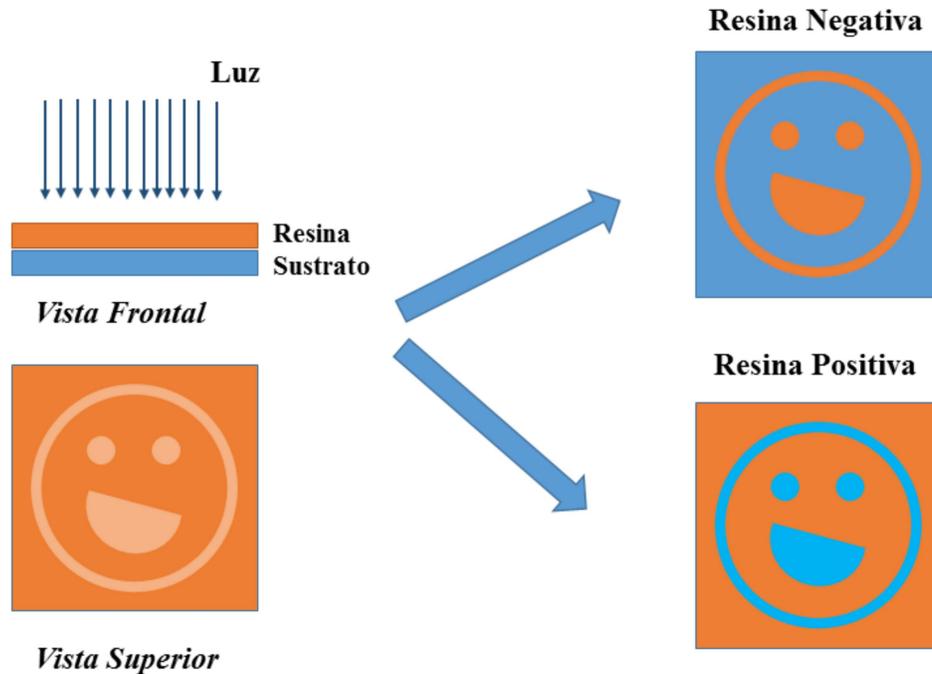
Posterior al invento de la fotografía en 1839, y a mediados del siglo XIX, se origina la fotolitografía, a partir del descubrimiento de una solución de bicromato de potasio y albúmina que era secada sobre una piedra litográfica y expuesta bajo un negativo fotográfico, donde las partes expuestas a la luz se volvían insolubles y la tinta sólo se adhería a esas partes. Este descubrimiento fue atribuido a *Alphons Poitevin* [15,93]. En 1890 *Max Levy* perfeccionó la fotolitografía para transferir las fotografías a los periódicos, invento que revolucionó la prensa de ese tiempo [2, 24]. Sin embargo fue debido al auge de nuevos dispositivos electrónicos y circuitos integrados del siglo XX, que la fotolitografía se volvió fundamental y clave para la transferencia de patrones. La fotolitografía, que por simplicidad se conoce en términos generales como litografía, en conjunto con técnicas de deposición de materiales, permite la síntesis de micro y nano estructuras que pueden ser utilizadas como micro-procesadores, transistores, micro-sensores y memorias magnéticas de alta densidad.

En el marco de este capítulo se presentarán los tipos de litografía explorados en el transcurso de la tesis, describiendo la implementación, el diseño y los procesos asociados a una técnica particular. La potente combinación de litografía con diversos sistemas de deposición de material, tales como pulverización catódica (Sputtering) y evaporación física mediante haz de electrones (e-beam evaporation), permite una fabricación con un preciso y confiable control de los parámetros geométricos de micro y nanoestructuras diseñadas.

### 3.1.2. Litografía óptica libre de máscara

La fotolitografía es un paso clave en la fabricación de circuitos integrados modernos y su proceso básico consiste en 3 pasos: recubrir una superficie con una resina fotosensible (negativa o positiva) mediante un spin-coater; exponer la resina

fotosensible con un determinado diseño; y usar agentes químicos que fijen o remuevan el patrón diseñado.



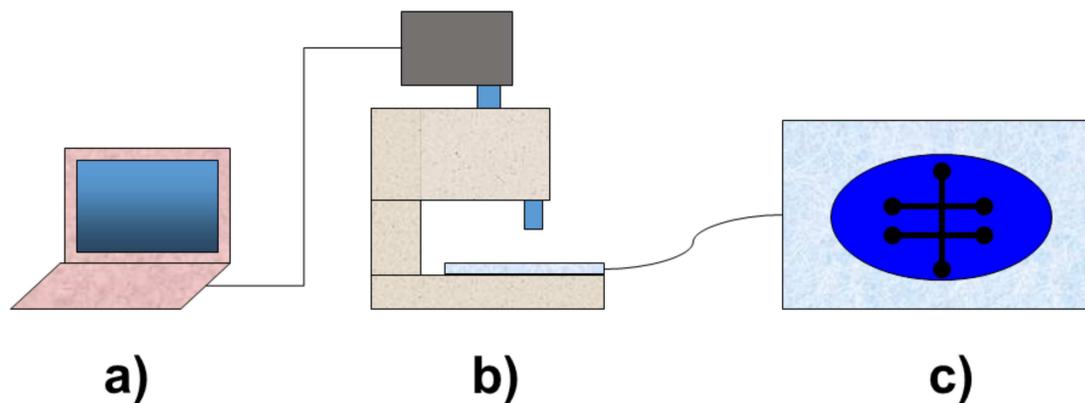
**Figura 3.1:** Representación de un proceso de litografía utilizando resina fotosensible negativa y positiva. a) Para la resina negativa, el patrón expuesto se fija al sustrato. b) Para la resina positiva, el patrón expuesto se remueve.

Múltiples procesos de litografía combinados con la deposición de películas delgadas, permiten la fabricación de circuitos en tres dimensiones. Esto es parte fundamental de la industria de semiconductores, por lo que se ha realizado gran cantidad de estudios al respecto.

En el proceso tradicional de litografía, el uso de máscaras para transferir el patrón en la resina fotosensible es de alto costo y sus tiempos de procesamiento en la fabricación son considerables, incluso en aplicaciones industriales. Por ejemplo, el Baby Microwriter ML system [107], posee un valor superior a los CL\$20.000.000, sin incluir los gastos de importación. Frente a esto, la litografía óptica libre de máscara

permite costos y tiempos de procesamiento menores [37, 100, 106]. En este capítulo se presentará un sistema de litografía óptica libre de máscara (OFML) de muy bajo costo  $\sim$ CL800.000, que permite maximizar la simplicidad y velocidad de litografía a nivel de laboratorio y académico [100], evitando el paso de fabricación de máscaras en el proceso estándar.

El sistema OFML implementado funciona básicamente mediante la adopción de un patrón creado en un computador, que se proyecta a través de un proyector digital de luz (PDL). La imagen proyectada se reduce y se envía a través del ocular de un microscopio trinocular. La óptica del microscopio proyecta la imagen sobre el sustrato, permitiendo que la imagen se reduzca y se pueda enfocar de manera sencilla. La configuración experimental puede verse en la figura 3.2.



**Figura 3.2:** Esquema de la configuración experimental para la litografía óptica libre de máscara. a) Computador que permite diseñar un patrón en tonos azules y negro, b) Proyector digital acoplado al microscopio trinocular a través del lente ocular, c) Portamuestra donde se enfoca y reduce el patrón diseñado en azul y negro, donde el color azul tendrá una máxima exposición y el negro una nula(baja) exposición de luz.

El montaje desarrollado considera un proyector led portable ultraligero Samsung modelo SP-H03, que se montó en la parte superior del microscopio trinocular, en el lente ocular, dejando el microscopio en su configuración esquematizada en la figura 3.2

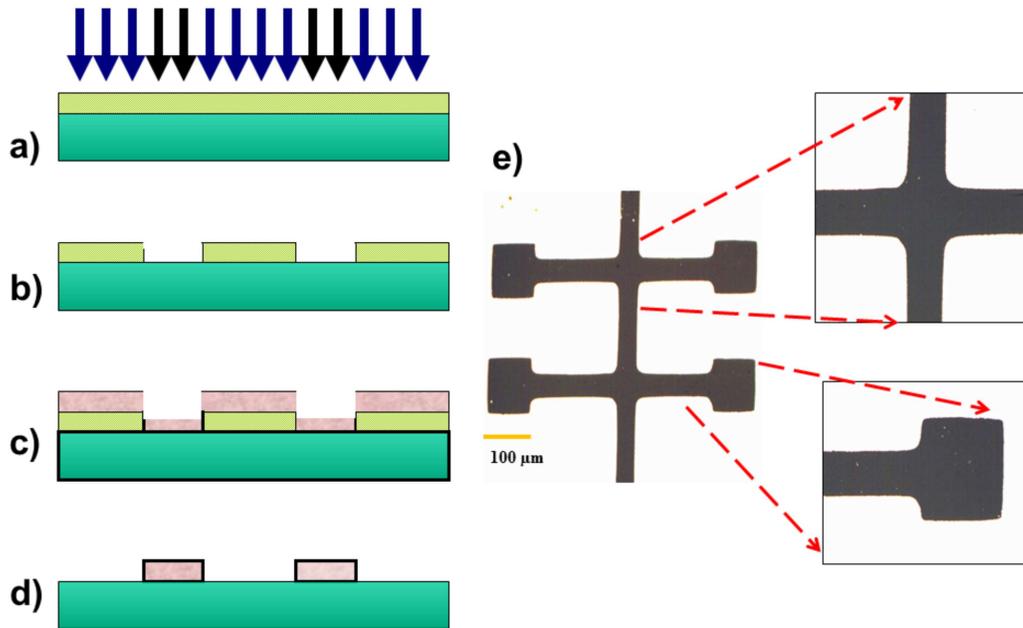
(b). Se utilizó un microscopio trinocular con lentes objetivos  $\times 5$  y  $\times 10$ . El computador fue conectado al proyector mediante un cable estándar VGA (video Graphics arrays), cuya resolución máxima es de  $854 \times 480$  en un formato 16 : 9 y los patrones son creados en azul y negro, donde se asume que el color azul representa la zona expuesta a la luz y el color negro representa la zona en la ausencia de luz. El proyector particular utilizado no es crítico para el experimento, la elección combina los atributos de bajo costo CL\$350.000, peso ligero 170 g, alta resolución y alto contraste con tecnología ANSI 30. La alta resolución es importante para generar patrones en pequeña escala, el alto contraste es necesario para control razonable del tiempo de exposición y la restricción de peso es menos crítica, pero los modelos portables son fáciles de montar en el lente ocular del microscopio. Se escogió el kit de componentes químicos para litografía AL-217 de Aldrich [3], debido al bajo costo CL\$120.000. El kit contiene una resina fotosensible negativa, revelador, removedor y un solvente para disminuir la viscosidad de la resina. Para la transferencia de un patrón metálico en esta litografía se usa la pulverización catódica (Sputtering) con el sistema ATC Orion Series 5 UHV.

El protocolo para llevar a cabo la transferencia del patrón específico, se desarrolla en una sala oscura con luz verde o amarilla, y los pasos involucrados se detallan a continuación

- ❖ Limpieza de la superficie del sustrato (vidrio o silicio) usando acetona por 60 s, Isopropanol por 60 s y secado por 40 s con aire comprimido o gas de nitrógeno.
- ❖ Aplicación de la resina fotosensible negativa por centrifugación (spin-coater), para cubrir con un espesor uniforme el sustrato. Se utilizó la rutina; 500 rpm en 10 s (rampa inicial), se mantuvo a 2000 rpm por 50 s y se bajó hasta 0 rpm en 10 s (rampa final).
- ❖ Pre-horneado de la resina (soft baking), para evaporar solventes y solidificar parcialmente la resina. Se pone la muestra en contacto directo a un hot plane

con una temperatura de 130 °C por 120 s.

- Alineación del sistema de exposición, esto es, fijar el proyector al lente ocular del microscopio. Luego proyectar el patrón diseñado en azul y negro en formato 16 : 9 sobre el portamuestra del microscopio, enfocar el patrón y dejar el sistema montado sin alterar mientras se continúa el proceso.
- Exposición de la resina negativa en el portamuestra del microscopio durante 60 – 120 s, ver figura 3.3 (a). Los patrones con líneas delgadas requieren más tiempo de exposición que patrones con líneas más gruesas. Sin embargo, una exposición prolongada, sobre los 130 s, sobrexpone la resina fotosensible en las zonas de color negro.
- Revelado de la resina negativa usando el revelador específico del kit AL-217 durante 50 – 70 s, seguido por un enjuague de isopropanol de 10 – 20 s y secado con gas de nitrógeno por 5 – 10 s. La zona no-expuesta será removida.
- Horneado intenso de la resina (post baking), para eliminar el solvente revelador y fijar la resina al sustrato. Se pone la muestra en contacto indirecto sobre un hot plate a 130 °C, utilizando un vidrio cóncavo por 40 – 60 s.
- Depósito de material mediante pulverización catódica (Sputtering) en los patrones impregnados en el sustrato, ver figura 3.3 (c). La pulverización catódica se debe realizar a una tasa menor o igual a 2 nm/min.
- Se elimina la resina que protegió el sustrato mediante una solución llamada removedor. Este proceso se denomina proceso de despegue (Lift-off).



**Figura 3.3:** Esquema básico de litografía óptica libre de máscara. (a) Exposición de la resina fotosensible al patrón diseñado, (b) revelado químico de la resina no expuesta a luz azul, (c) depósito de material sobre el patrón mediante pulverización catódica, (d) ataque químico a la resina fotosensible mediante la aplicación de un removedor específico, dejando implantado el diseño de la microestructura y (e) imagen de un microcircuito metálico diseñado en forma de barra-cruz para mediciones de transporte eléctrico.

Un aspecto importante a destacar en este tipo de litografía es el área total a la cual el patrón puede ser transferido, que tiene una geometría de un rectángulo con bordes curvos, tal como se representa en la figura 3.2 (c) y cuyo tamaño depende considerablemente del lente objetivo del microscopio. Cuando se usa un lente objetivo  $\times 5$ , el área total es de aproximadamente  $1.3 \times 0.7 \text{ cm}^2$ , y al usar un lente objetivo de  $\times 10$ , el área se reduce a aproximadamente  $0.7 \times 0.4 \text{ cm}^2$ . La elección del lente objetivo dependerá del diseño del patrón a transferir. Si se quiere alcanzar una excelente resolución se debe usar un lente objetivo  $\times 10$ , pero el patrón quedará reducido a un área pequeña, y si se disminuye la resolución del patrón se podrá aumentar el área

total de exposición. Por lo tanto, por defecto, se puede combinar los diferentes lentes objetivos y patrones para controlar de forma específica el patrón final a transferir.

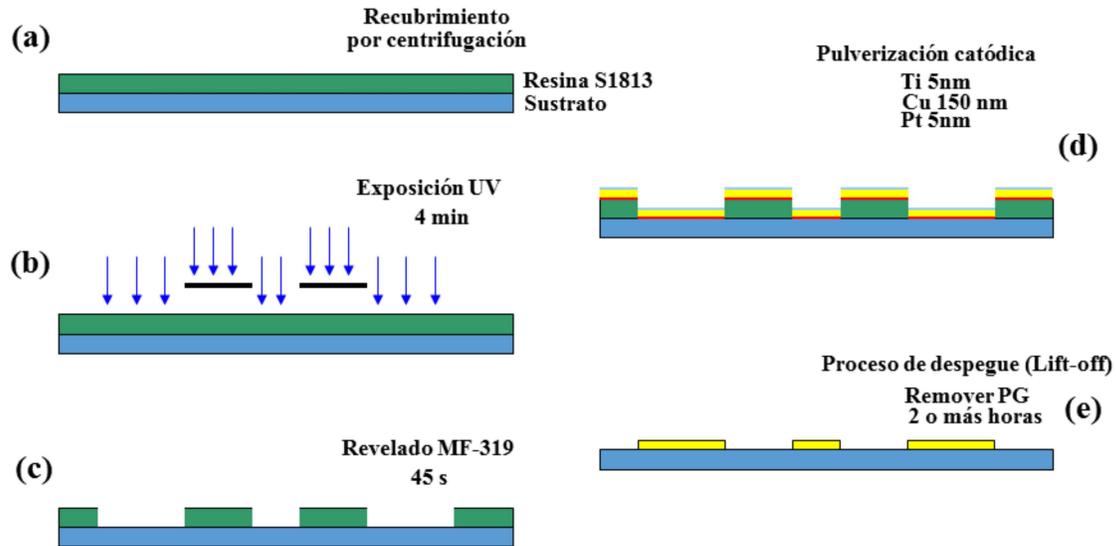
Finalmente es importante destacar que la aplicación de este tipo de técnica de litografía óptica libre de máscara es fácil y rápida para la fabricación de microestructuras de resoluciones mayores o iguales a  $50 \mu\text{m}$ . Sin embargo, en patrones cuyos anchos de línea son inferiores a  $50 \mu\text{m}$ , el rol del tiempo de exposición y tiempo de revelado son críticos al transferir el patrón. La resolución límite empírica alcanzada es de  $30 \pm 2 \mu\text{m}$ , considerando 120 s de exposición y 75 s de revelado.

### 3.1.3. Litografía UV

Generalmente las técnicas de litografía se agrupan en dos grandes clases: técnicas de proyección y técnicas de escritura directa. Las técnicas de proyección utilizan una máscara (o un patrón predefinido) para definir las estructuras, permitiendo procesar en paralelo varios patrones a la vez, por ejemplo; la litografía UV y OFML. Por el contrario, las técnicas de escritura directa no se usan máscaras, y es el propio elemento el que se define como motivo, por ejemplo; la litografía electrónica y la litografía de escaneo por sonda.

En circuitos integrados modernos, las estructuras básicas que componen estos dispositivos electrónicos son diseñadas y fabricadas principalmente en paralelo, reduciendo tiempos de operación y con fines industriales de alto volumen mediante litografía UV [87]. A diferencia de la litografía OFML, la litografía UV utiliza una máscara durante la exposición, y su combinación con procesos de deposición de materiales (metálicos y magnéticos entre otros) permite transferir patrones micro estructurados de mayor resolución, que pueden alcanzar del orden de  $\sim 1 \mu\text{m}$  según sea la aplicación específica que se busque.

### Proceso de litografía y despegue (Lift-off)



**Figura 3.4:** Esquema básico de litografía UV. (a) Recubrimiento por centrifugación (spin-coater), (b) Exposición de la resina fotosensible S1813 usando una máscara, (c) revelado químico de la resina no expuesta a luz UV, (d) depósito de material sobre el patrón mediante pulverización catódica, (e) proceso de despegue (lift-off), dejando implantado el diseño de la microestructura.

En el desarrollo de la tesis, la transferencia de un patrón con guías de onda coplanar (CPW) es fundamental para los experimentos de resonancia ferromagnética de banda ancha que se mostraran en el capítulo 7. El protocolo para fabricar las CPW se realiza en una sala limpia clase 100 y los pasos involucrados se detallan a continuación:

- Limpieza de la superficie del sustrato de silicio con 50 nm de óxido nativo ( $\text{SiO}_2$ ) usando acetona por 60 s, Isopropanol por 60 s y secado por 40 s con gas de nitrógeno.

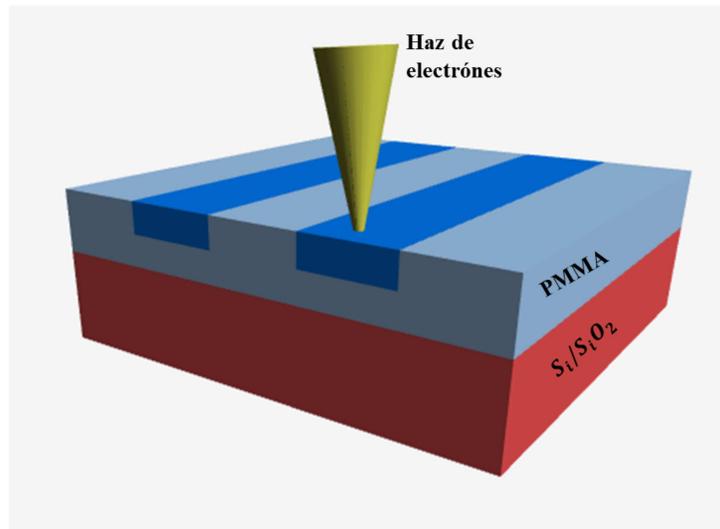
- Aplicación de la resina fotosensible S1813 por centrifugación (spin-coater), cubriendo con un espesor uniforme el sustrato. Se utilizó la rutina; 500 rpm en 10 s (rampa inicial), se mantuvo a 3000 rpm por 60 s y se bajó hasta 0 rpm en 10 s (rampa final).
- Pre-horneado de la resina (soft baking), para evaporar solventes y solidificar parcialmente la resina. Se pone la muestra en contacto directo a un hot plate con una temperatura de 125 °C por 120 s.
- Alineación del sistema de exposición, esto es, fijar y poner en contacto la máscara con el patrón sobre la resina.
- Exposición a luz UV sobre la resina fotosensible por 4 minutos, ver figura 3.4 (b).
- Ataque químico a la resina positiva usando el revelador MF 319 durante 45 s, seguido por un enjuague de Isopropanol por 10 – 20 s y de agua por 10 s. Secado con gas de nitrógeno por 10 s. La zona expuesta por la luz UV que la máscara deja pasar será removida, ver figura 3.4 (c).
- Horneado intenso de la resina (post baking), para eliminar el solvente revelador y fijar la resina al sustrato. Se pone la muestra en contacto indirecto sobre un hot plate a 60 °C, por 10 – 60 s.
- Depósito de material mediante pulverización catódica (Sputtering) en los patrones impregnados en el sustrato, ver figura 3.4 (d). La pulverización catódica se debe realizar a una tasa menor o igual a 2 nm/min.
- Proceso de despegue (Lift-off), eliminando la resina con el PG Remover y dejando implantado el diseño de la microestructura.

### 3.1.4. Litografía electrónica

La litografía electrónica (EBL) es una técnica que permite usar un haz enfocado de electrones para dibujar patrones de alta resolución y es una de las principales técnicas de nanofabricación de estructuras.

La EBL permite una fabricación controlada, confiable y reproducible de nanoestructuras sin utilizar una máscara y fue inicialmente desarrollada utilizando microscopios de barrido electrónicos (SEM), a los cuales se les añadió un bloqueador de haz de electrones (e-beam blanker) y un generador de patrones en el año 1965 para escribir patrones de circuitos integrados. Sin embargo fue hasta el año 1975 que se fabricó el equipo comercial de EBL por Bell Labs [113] y su evolución permite tener en la actualidad equipos como el *e\_Line* plus que ofrecen una resolución de ancho de línea de 1.6 nm [108].

En el desarrollo de la tesis, la transferencia de un patrón con arreglos de nanohilos bidimensionales sobre guías de onda coplanar (CPW) fue la clave para implementar los experimentos de resonancia ferromagnética de banda ancha. Se utilizó un microscopio electrónico de barrido de emisión de campo FESEM LEO 1530VP, un bloqueador de haz de electrones, y un sistema de generación de patrones denominado NPGS (Nanometer Pattern Generation System) comercializado por JC Nability Lithography Systems [133]



**Figura 3.5:** Esquema de litografía electrónica (EBL) usando PMMA. En color azul se encuentra la sección irradiada por el haz de electrones.

El protocolo para llevar a cabo la transferencia del patrón de los nanohilos bidimensionales planos sobre la CPW, se desarrolla en una sala limpia clase 100, y los pasos involucrados se detallan a continuación:

- Limpieza de la superficie del sustrato de silicio con 50 nm de óxido nativo ( $\text{SiO}_2$ ) usando acetona por 60 s, Isopropanol por 60 s y secado por 40 s con gas de nitrógeno.
- Aplicación de la resina Polimetilmetacrilato (PMMA) por centrifugación (spin-coater), cubriendo con un espesor uniforme el sustrato. Se utilizó la rutina; 500 rpm en 10 s (rampa inicial), se mantuvo a 3000 rpm por 60 s y se bajó hasta 0 rpm en 10 s (rampa final).
- Pre-horneado de la resina (soft baking), para evaporar solventes y solidificar parcialmente la resina. Se pone la muestra en contacto directo a un hot plate con una temperatura de 125 °C por 100 s.

- Se introduce la muestra que tiene PMMA en un microscopio electrónico de barrido de emisión de campo FESEM LEO 1530VP y se calibra el astigmatismo operado a un voltaje de 20 kV.
- Alineación del sistema de exposición. Se enfoca un área de la muestra en la cual se quiere el patrón, en nuestro caso la CPW. Luego se enciende el bloqueador del haz electrónico (e-beam Blanker) y se utiliza el NPGS para diseñar el patrón de los nanohilos sobre la línea central de la guía de onda (línea de la señal).
- Exposición del haz electrónico sobre la resina PMMA siguiendo el patrón diseñado por el NPGS, ver figura 3.5.
- Ataque químico a la resina PMMA usando el revelador MIBK/IPA durante 75 s, seguido por un enjuague de Isopropanol por 75 s y de agua destilada por 75 s. Secado con gas de nitrógeno por 10 s. La zona expuesta al haz de electrones será removida.
- Depósito de material mediante pulverización catódica (Sputtering) en los patrones impregnados en el sustrato. La pulverización catódica se realiza a una tasa menor o igual a 2 nm/min.
- Proceso de despegue (Lift-off), eliminando la resina con el PG Remover y dejando implantado el patrón del arreglo de los nanohilos bidimensionales.

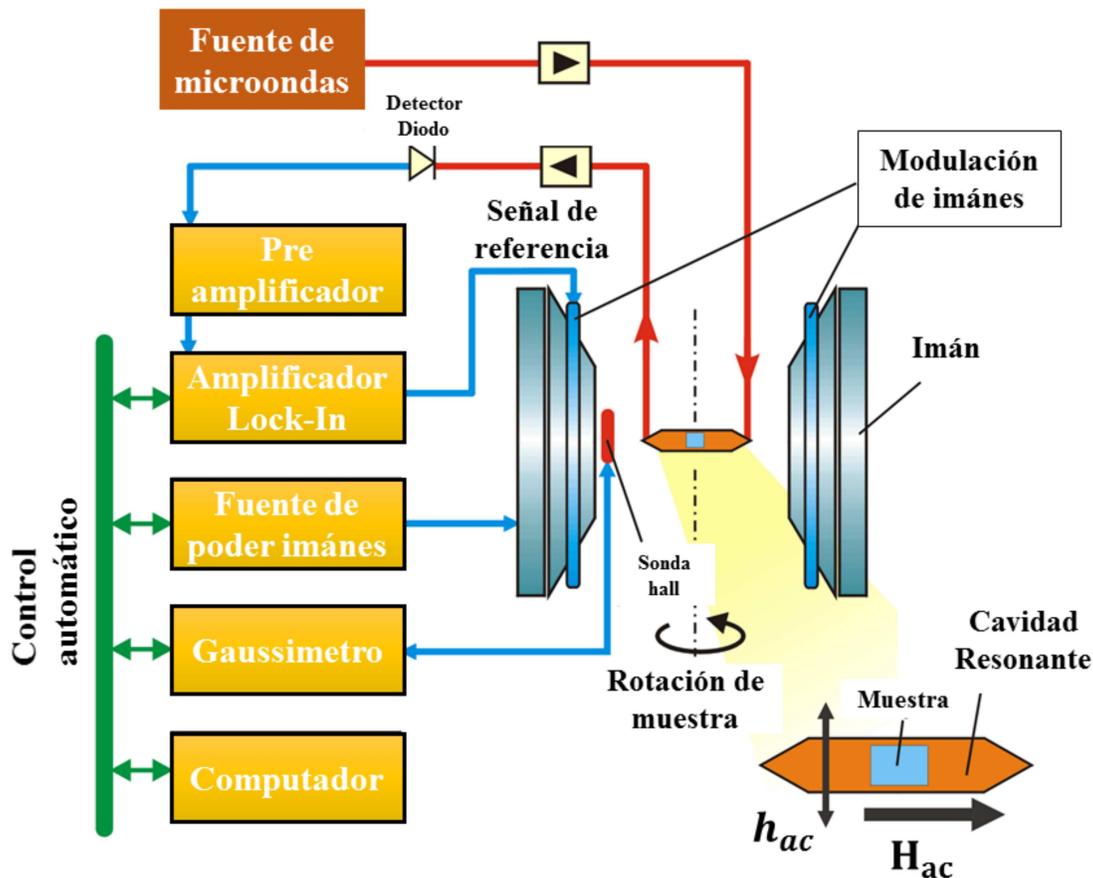
## 3.2. Resonancia ferromagnética convencional (FMR)

La resonancia ferromagnética (FMR) es una poderosa herramienta para investigar las nanoestructuras magnéticas que está basada en la medición de la absorción microondas y permite determinar sus propiedades ondulatorias a través de agentes externos oscilantes en el tiempo, los cuales oscilan en el rango de los Giga Hertz (GHz) que corresponde al rango de frecuencias de oscilación de los momentos magnéticos.

Esta herramienta permite, desde el punto de vista experimental y teórico, caracterizar las muestras determinando parámetros relevantes como la magnetización de saturación, la anisotropía cristalina, los efectos de las interfaces, factor de amortiguamiento y el factor de Landé, entre otros.

En el transcurso de la tesis, se denominará resonancia ferromagnética convencional al sistema ilustrado en la figura 3.6 que utiliza un generador de microondas que funciona a una frecuencia fija. En los experimentos se utilizó el equipo comercial Bruker EMX300 con la banda X que trabaja en el rango de los 10 GHz.

La configuración experimental ilustrada en la figura 3.6, la muestra magnética se coloca en una cavidad resonante de modo que cuando se absorbe la energía de la radiación electromagnética incidente, el reflejo en la cavidad se cambia. En FMR convencional se fija la frecuencia y se varía el campo magnético estático, de manera que cuando la frecuencia de precesión de los momentos magnéticos es igual a la frecuencia de la radiación incidente, se produce la resonancia. En general la medición se realiza con un amplificador Lock-In y la señal detectada corresponde a la derivada de la absorción.



**Figura 3.6:** Esquema de medición de resonancia ferromagnética utilizando un EPR/FMR convencional con una fuente de microondas genérica.

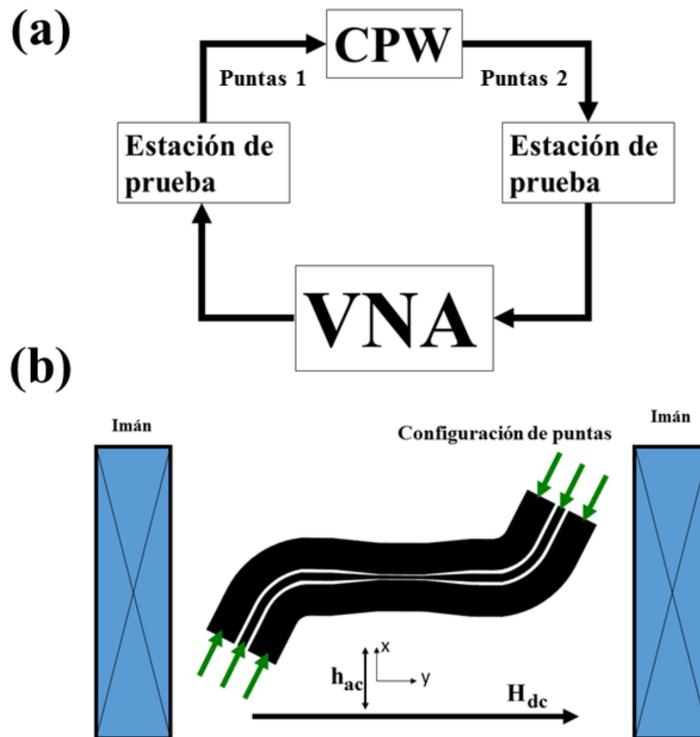
### 3.3. Resonancia ferromagnética de banda ancha

Se denomina resonancia ferromagnética de banda ancha (BroadBand FMR) o espectroscopia de onda de espín a los experimentos FMR en que la frecuencia puede ser manipulada de forma continua. Una alternativa para realizar este tipo de mediciones es utilizar las guías de onda coplanares (CPWs) en combinación con un analizador de redes vectoriales (VNA).

### 3.3.1. Implementación de la resonancia ferromagnética de banda ancha

De forma similar a la FMR, la alternativa para realizar experimentos de resonancia ferromagnética de banda ancha mostrada en esta tesis es utilizar las guías de onda como un equivalente a la cavidad resonante y un VNA como un generador de microondas. La figura 3.7 ilustra el esquema de medición, en el cual se conecta el VNA a una CPW a través de una estación de prueba y la muestra está sobre la CPW.

El VNA permite aplicar una corriente de microondas que genera un campo magnético oscilante  $\mathbf{h}_{ac}$  uniforme lo largo del eje  $\hat{x}$  sobre la superficie de la CPW, mientras que el campo magnético estático externo  $\mathbf{H}_{dc}$  se aplica en el plano de las estructuras a lo largo del eje  $\hat{y}$ . Esta configuración origina que el campo  $\mathbf{h}_{ac}$  realice oscilaciones forzadas sobre la configuración de los momentos magnéticos de la muestra, conduciendo a la absorción selectiva de energía del campo de microondas al acercarse a las frecuencias de precesión natural de los momentos magnéticos para campo magnético estático  $\mathbf{H}_{dc}$  aplicado. Es decir, los modos de resonancia específicos se pueden observar cuando el sistema magnético se acopla con el campo de bombeo microondas  $\mathbf{h}_{ac}$ . De la medición se extrae el coeficiente de transmisión  $S_{21}^i \mathbf{H}_{dc}^i$  y su espectro de recopila en función del campo magnético aplicado y la frecuencia.



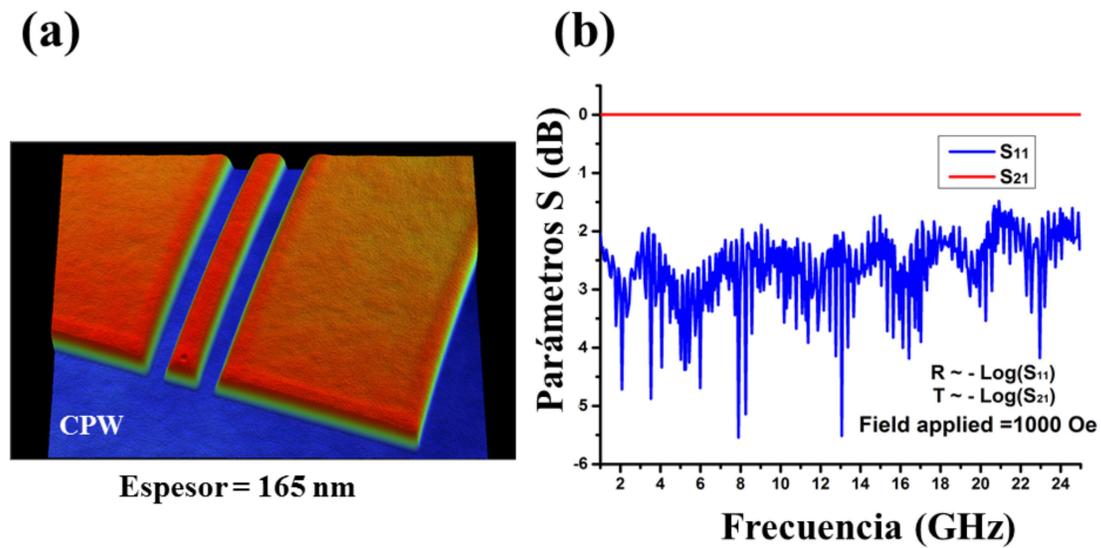
**Figura 3.7:** Esquema de detección en la resonancia ferromagnética de banda ancha. (a) Diseño experimental para conectar el VNA con la CPW en la configuración de dos puertos. (b) Diseño experimental para realizar la espectroscopia de ondas de espín usando la CPW.

### 3.3.2. Guía de onda coplanar

La guía de onda coplanar (CPW) es la microlínea de transmisión que corresponde al límite en que un cable coaxial es llevado a dos dimensiones. En la configuración mostrada en la sección 3.3.1, denominada configuración de dos puertos, la impedancia de la CPW juega un rol importante y debe ser igual a la impedancia del VNA de  $50 \Omega$ , para que la transmisión sea máxima y no se produzcan corrientes reflejadas. Por lo cual su fabricación y caracterización es fundamental.

La figura 3.8 (a), muestra la imagen de un perfilómetro de alta resolución Bruker GT-KP para la CPW fabricada mediante litografía UV, en la cual se observa un

espesor de 165 nm bastante uniforme. La figura 3.8 (b) muestra la evolución de los parámetros  $S$  del VNA en función de la frecuencia. Donde el parámetro  $S_{21}$  está relacionado con la transmisión por  $T \sim -\log(S_{21})$  y el parámetro  $S_{11}$  está relacionado con la reflexión por  $R \sim -\log(S_{11})$ . A partir de la gráfica presentada en la figura 3.8 (b), se puede concluir que la reflexión tiende a cero y la transmisión a un número alto (infinito), por lo cual se puede concluir que la CPW fabricada tiene una calidad bastante buena y su impedancia tiene un valor cercano a  $50 \Omega$ .



**Figura 3.8:** Guía de onda coplanar (CPW). (a) Imagen de perfilómetro para una CPW con espesor 165 nm y (b) Parámetros  $S$  como función de la frecuencia para la CPW fabricada.

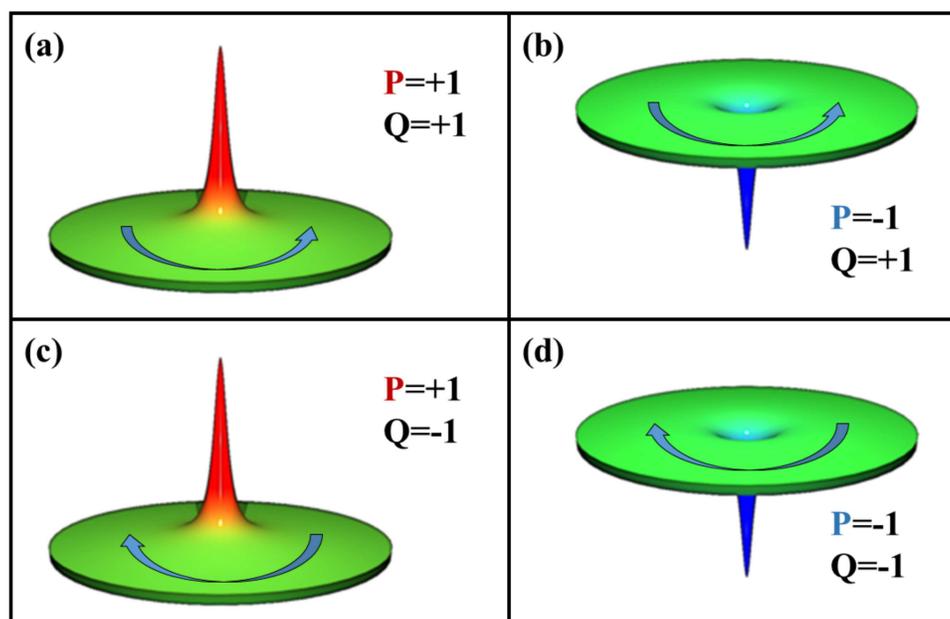
# Nanodiscos magnéticos asimétricos: una forma de controlar las propiedades magnéticas

---

## 4.1. Introducción

Como se ha mencionado en los capítulos previos de esta tesis, existe una amplia variedad de geometrías de micro y nanoestructuras tales como hilos, tubos, cilindros, etc., que han sido estudiadas en los últimos años. Las propiedades exhibidas por estas nanoestructuras son fuertemente dependientes de la geometría, y comprender el efecto de su forma es fundamental para el desarrollo de nuevas aplicaciones en dispositivos de almacenamiento de alta densidad de información, memorias magnéticas no volátiles y compuertas lógicas, entre otros [6, 27, 121]. En el caso particular de los nanodiscos, la magnetización puede revertir por uno de dos posibles mecanismos: la nucleación y propagación de un vórtice, o la rotación coherente [120]. Los estados de vórtice se caracterizan por poseer componentes de la magnetización en el plano del disco y fuera de él. La magnetización fuera del plano reside en una región acotada alrededor

del centro del disco, conocida como core o núcleo. Esta magnetización presenta dos estados posibles, denotados como polaridad positiva ( $P = +1$ ) o polaridad negativa ( $P = -1$ ), como muestra la figura 4.1. La componente de la magnetización en el plano da origen a la quiralidad del vórtice,  $Q$ , la que se define como el sentido en que rota la magnetización alrededor de su núcleo, que puede ser horario ( $Q = -1$ ) o antihorario ( $Q = +1$ ). De esta forma la combinación de polaridad y quiralidad da origen a cuatro estados magnéticos diferentes, ilustrados en la figura 4.1 (a)-(d).



**Figura 4.1:** Estados posibles de la magnetización en un vórtice con diferente polaridad y quiralidad.

Para poder utilizar los vórtices en grabación de información es fundamental controlar la quiralidad y/o la polaridad del vórtice, para lo cual se han desarrollado diversos métodos en sistemas nanoestructurados tales como triángulos, anillos y elipses. Para el control de la quiralidad se puede utilizar un pulso magnético [50], un gradiente de campo magnético [71], y campos magnéticos uniformes [70]. En particular, para el control de la polaridad y quiralidad se ha utilizado un microscopio

de fuerza magnética (MFM) con campo magnético variable [66,105].

Otra alternativa es introducir asimetrías en la geometría, lo que puede proporcionar control sobre la quiralidad del vórtice al aplicar un campo magnético en el plano en la cual existe la anisotropía [42,53,123,135,148,153]. Por ejemplo *K.M. Wu* y colaboradores [153] exploraron el efecto de la geometría en la nucleación del vórtice, la aniquilación, y la distribución de campo de reversión en matrices de discos  $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$  de un espesor de 40 nm, diámetro de 300 nm y diferentes grados de asimetría. En sus experimentos y en las simulaciones micromagnéticas realizadas, se evidenció que los campos de nucleación y aniquilación de los vórtices varían linealmente con la asimetría de los discos, mientras que la distribución del campo de reversión (SFD) oscila en función de la relación de aspecto entre los ejes de asimetría. Más recientemente, los estudios de matrices de discos de cobalto asimétricos mostraron que los vórtices pueden ser manipulados y aniquilados en sitios particulares mediante la aplicación de un campo magnético en diferentes secuencias y orientaciones [42].

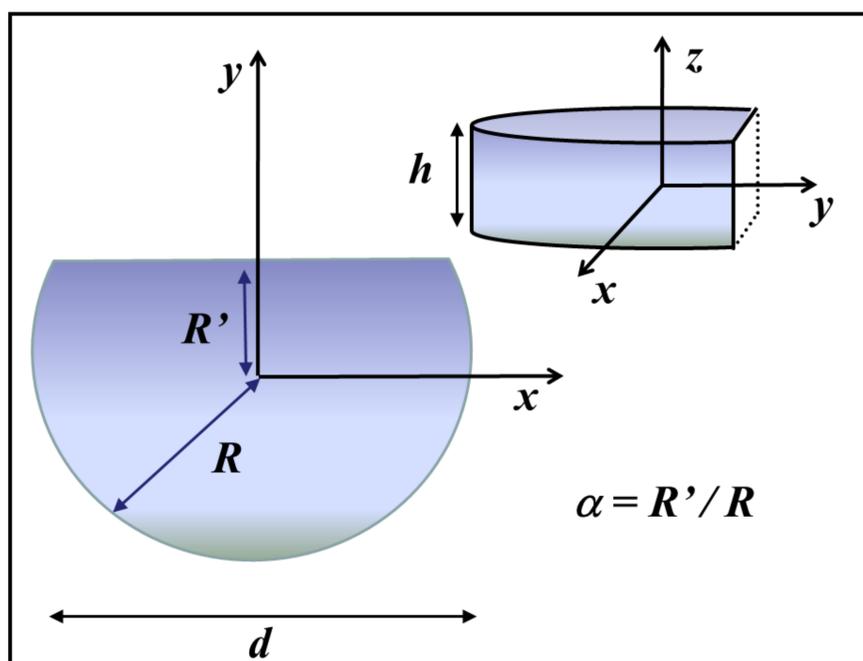
En este capítulo, y mediante simulaciones de Monte Carlo, se estudian las configuraciones magnéticas y los procesos de reversión de nanodiscos asimétricos en función de la geometría. La quiralidad, el campo coercitivo, y la magnetización remanente son estudiados sistemáticamente, asumiendo discos asimétricos no interactuantes. Nuestros resultados muestran que la asimetría determina la región en la que se produce la nucleación de vórtice, fijando la quiralidad del vórtice y abriendo una interesante posibilidad de control de esta propiedad.

## 4.2. Modelo

Los sistemas que estudiaremos son discos de hierro (Fe) con un diámetro  $d = 80$  nm y altura  $h = 20$  nm. Mediante cortes en secciones específicas se introdujo una asimetría, caracterizada por un parámetro  $\alpha = R'/R$ , como se ilustra en la figura 4.2.

El campo magnético se aplica en el plano a lo largo de la dirección de asimetría. De esta forma un disco perfectamente circular se caracteriza por  $\alpha = 1.0$ , mientras que un disco semicircular está dado por  $\alpha = 0.0$ .

Para simular las propiedades magnéticas de estas estructuras se han utilizado simulaciones basadas en el método de Monte Carlo y el algoritmo de Metrópolis. Nuestros resultados son válidos para discos aislados o para arreglos en los cuales la distancia entre discos es lo suficientemente grande tal que las interacciones magnéticas entre ellos son despreciables [56, 88, 97].



**Figura 4.2:** Parámetros geométricos de un nanodisco asimétrico. La superficie blanca representa la superficie de corte caracterizada por  $\alpha = R'/R$ . El valor de  $\alpha = 1.0$  representa un disco simétrico y  $\alpha = 0.0$  representa un semi disco.

Por simplicidad consideramos que nuestras estructuras no poseen anisotropía cristalina y que los momentos magnéticos del sistema ocupan las posiciones de una

red cristalina bcc. De esta forma su energía  $E_{tot}$  está dada por

$$E_{tot} = \frac{1}{2} \sum_{i \neq j} (E_{ij} - J_{ij} \hat{\mu}_i \cdot \hat{\mu}_j) + E_z, \quad (4.1)$$

donde  $E_{ij}$  es la energía dipolar entre momentos magnéticos, y está dada por

$$E_{ij} = \frac{[\boldsymbol{\mu}_i \cdot \boldsymbol{\mu}_j - 3(\boldsymbol{\mu}_i \cdot \hat{n}_{ij})(\boldsymbol{\mu}_j \cdot \hat{n}_{ij})]}{r_{ij}^2} \quad (4.2)$$

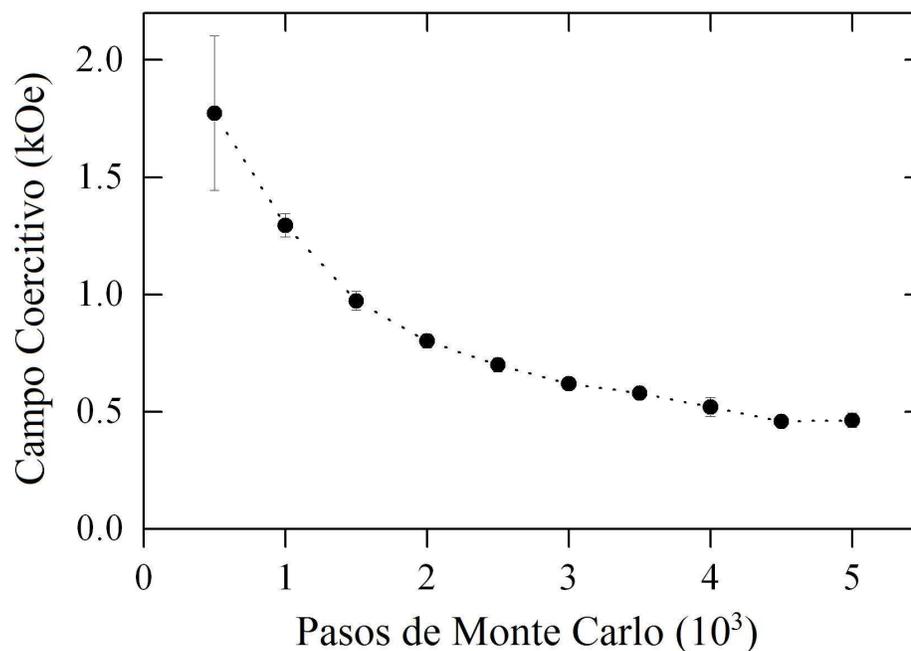
con  $r_{ij}$  la distancia entre los momentos magnéticos  $\boldsymbol{\mu}_i$  y  $\boldsymbol{\mu}_j$ , y  $\hat{n}_{ij}$  el vector unitario a lo largo de la dirección que conecta los dos momentos magnéticos. En la expresión (4.1),  $J_{ij}$  es la constante de acoplamiento de intercambio, que se supone diferente de cero sólo para los vecinos más cercanos, y  $\hat{\mu}_i$  es un vector unitario a lo largo de la dirección de  $\boldsymbol{\mu}_i$ . Aquí  $E_z = -\sum_i \boldsymbol{\mu}_i \cdot \mathbf{H}$ , representa la energía de Zeeman para un campo  $\mathbf{H}$  aplicado a lo largo de la dirección  $\hat{x}$ .

En la actualidad, las simulaciones de la configuración magnética en discos, en el rango de tamaños de 10 nm – 100 nm, no son posible con las facilidades computacionales estándar, debido al gran número de momentos magnéticos dentro de un disco real. Para resolver este problema se utiliza la técnica de escalamiento [25] presentada anteriormente en la sección 2.4, sustituyendo el disco real por uno más pequeño. En nuestras simulaciones se usaron parámetros usuales para el hierro, esto es  $|\boldsymbol{\mu}_i| = \mu = 2.2\mu_B$ , donde  $\mu_B$  es el magnetón de Bohr, y una constante de red bcc  $a_0 = 0.28$  nm. Para la constante de intercambio se eligió  $J = 40$  meV, la cual para discos simétricos de Fe entrega un buen acuerdo entre simulaciones y resultados experimentales previos [88,96,97]. Para ello se escaló la interacción de intercambio por un factor  $x \equiv J'/J = 0.00245$ , es decir,  $J$  por  $J' = 0.098$  meV en la expresión para la energía total. Utilizando  $\eta = 0.56$ , el diámetro escalado es  $d' = 80x^\eta = 2.68$  nm. Las simulaciones de Monte Carlo se realizaron utilizando el algoritmo de Metrópolis, con dinámicas locales a una temperatura real  $T = 10K$ , la cual es escalada utilizando un escalamiento lineal  $T' = xT$  [149].

Para estudiar los procesos de reversión aplicamos un campo magnético de  $H = 5.5$

kOe a lo largo de la dirección cristalográfica [100], etiquetada como el eje  $\hat{x}$  (ver figura 4.2). Esto produce una configuración en la que el sistema está saturado y por lo tanto la mayoría de los momentos magnéticos apuntan en esta dirección. Definimos  $M_s$  como la magnetización en el máximo campo magnético aplicado (5.5 kOe),  $M_r$  como la magnetización remanente y  $H_c$  como la coercitividad. Para simular el ciclo de histéresis utilizamos un paso de campo  $\Delta H = 0.1$  kOe, de forma que se requieren 222 valores de campo para un ciclo completo de histéresis. Es importante reconocer que, debido a la situación de no equilibrio, el número de pasos de Monte Carlo (MCS) que se utiliza es un asunto crítico en el cálculo de los ciclos de histéresis. Por lo tanto, en primera instancia se estudió el efecto del número de pasos en la coercitividad del sistema.

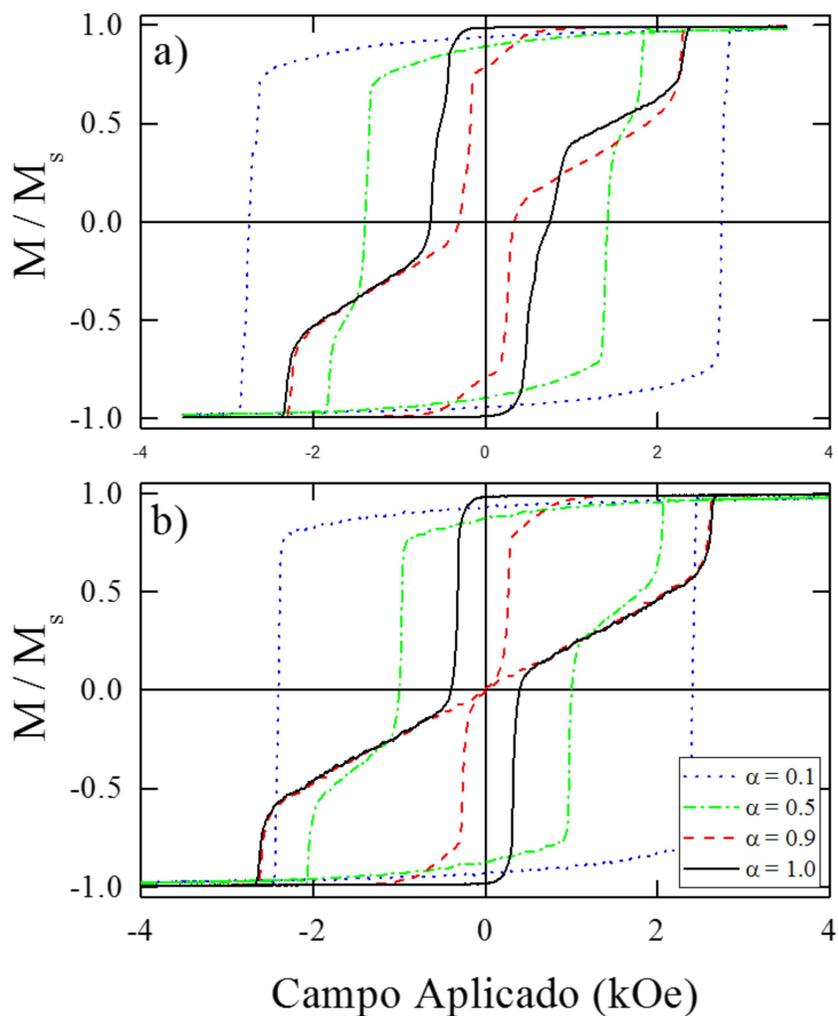
La figura 4.5 ilustra la coercitividad  $H_c$  para un disco simétrico como función del número de pasos de Monte Carlos, MCS. Se puede observar que  $H_c$  converge asintóticamente a 0.47 kOe después de 4000 MCS por valor de campo. Sin embargo, los efectos discutidos aquí son cualitativamente similares por encima de  $\text{MCS} \geq 3500$ . Por lo tanto se fijó el número de MCS para cada campo en este valor, realizando 777.000 MCS para un ciclo completo de histéresis. Estos números son independientes del factor de escalamiento utilizado, como se discute en la Ref. [98]. Para cada cálculo se simularon seis ciclos de histéresis, utilizando diferentes semillas de números aleatorios, los que se promediaron para obtener los resultados presentados.



**Figura 4.3:** Coercitividad,  $H_c$ , de un disco simétrico para diferentes valores de pasos de Monte Carlo, MCS. La coercitividad converge a 0.47 kOe para  $MCS \geq 3500$ .

### 4.3. Resultados y Discusiones

El objetivo principal de este trabajo es investigar el efecto de la asimetría en nanodiscos durante el proceso de inversión de la magnetización. Para ello obtenemos las curvas de histéresis para diferentes valores de  $\alpha = R'/R$ , las que se ilustran en la figura 4.4. En ella se evidencia una fuerte dependencia de  $\alpha$ . Para  $0.9 < \alpha < 1.0$ , la curva de histéresis exhibe un “cuello”, lo que indica que la inversión se produce por medio de la nucleación y propagación de un vórtice [34]. A medida que disminuye  $\alpha$  (se incrementa la asimetría), se obtienen ciclos casi rectangulares, en los cuales la coercitividad y remanencia cambian como función de  $\alpha$ , como se muestra para  $h = 20$  nm y  $h = 30$  nm en la figura 4.4 (a) y 4.4 (b), respectivamente.

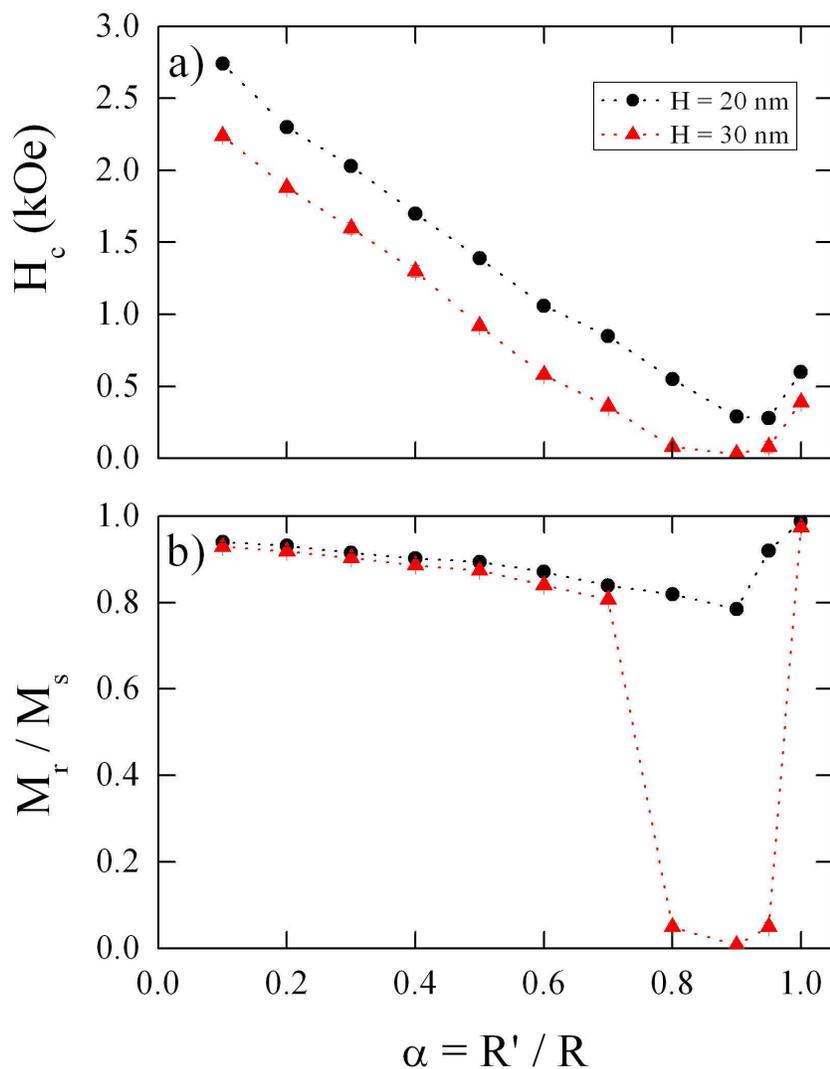


**Figura 4.4:** Ciclos de histéresis para un nanodisco asimétrico, como una función de  $\alpha$  para la altura (a)  $h = 20$  nm y (b)  $h = 30$  nm . El valor  $\alpha = 1.0$  representa un disco circular uniforme, que tiene un diámetro de  $d = 80$  nm.

Observando la remanencia y la coercividad en las figuras 4.5 (a) y 4.5 (b) se puede concluir que al introducir asimetrías considerables sobre el disco, para valores de  $\alpha < 0.9$ , se comienza a producir un aumento sistemático en la remanencia y coercitividad en función de  $\alpha$ .

Este comportamiento es una consecuencia de la competencia entre la interacción de intercambio, las interacciones dipolares locales y la geometría de la estructura. Al realizar un corte y crear una nueva superficie, los momentos magnéticos donde se realiza el corte experimentan una interacción de intercambio menor que cuando formaban parte de un disco totalmente simétrico debido a que pierden primeros vecinos. Esta menor interacción de intercambio facilita la nucleación de un estado C, lo que da inicio al proceso de reversión. Cabe mencionar que el estado C es el precursor de un vórtice, el que a su vez disminuye la coercitividad del sistema. Sin embargo, para un mayor aumento de la asimetría dado por  $\alpha < 0.9$ , la competencia de los efectos locales descritos anteriormente tiende a inhibir la formación de un vórtice. Por lo cual, la dependencia de la coercitividad con  $\alpha$  no es monotónica.

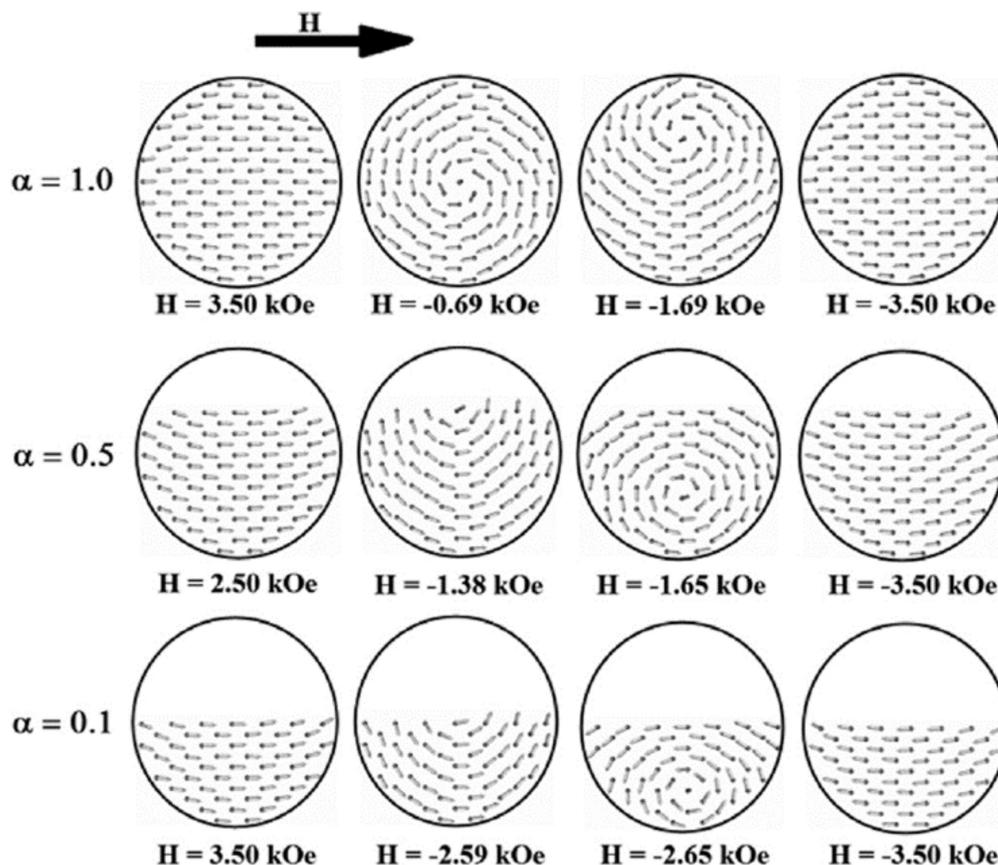
La gran diferencia cuantitativa entre los resultados para  $h = 20$  nm y  $h = 30$  nm que se muestran en las figuras 4.4 y 4.5, es que para un disco de altura  $h = 30$  nm la nucleación de un vórtice ocurre para campos bajos, permitiendo estabilizarlo a campos positivos, y mostrando un colapso del valor de la remanencia (ver figura 4.5), como se espera de la formación de un vórtice temprano [34].



**Figura 4.5:** (a) Coercitividad y (b) remanencia para los discos asimétricos como una función de  $\alpha$  para la altura  $h = 20$  nm (círculos) y  $h = 30$  nm (triángulos).

Adicionalmente, y mediante imágenes instantáneas de las configuraciones de los momentos magnéticos, se analizaron los mecanismos de reversión de la magnetización para diferentes valores de  $\alpha$ . Las figura 4.6 en sus apartados (a), (b), (c) muestran las configuraciones de los momentos magnéticos a valores particulares del campo

magnético, para  $h = 20$  nm y  $\alpha = 1.0, 0.5$  y  $0.1$  respectivamente. Estas imágenes evidencian que todos los discos con diferentes asimetrías, invierten su magnetización a través de la nucleación y propagación de un vórtice; incluso los discos con una alta asimetría ( $\alpha = 0.1$ ) y que exhiben ciclos de histéresis casi cuadrados. Esto llama la atención pues es sabido que en los discos simétricos los ciclos de histéresis cuadrados son una señal de reversión coherente y que la aparición de un “cuello” en los ciclos de histéresis indica que la inversión es impulsada por la nucleación y propagación un vórtice [34]. Sin embargo, los resultados obtenidos para discos asimétricos, presentados en este capítulo, muestran que la reversión magnética ocurre mediante la nucleación de un vórtice, y que contrario a lo esperado, igualmente puede originar un ciclo de histéresis cuadrado.



**Figura 4.6:** Imágenes instantáneas de la magnetización para un disco con  $h = 20$  nm a cuatro valores diferentes de campo magnético  $\mathbf{H}$ . Los puntos representan la posición de los átomos magnéticos, mientras que las flechas ilustran la dirección de los momentos magnéticos para valores de (a)  $\alpha = 1.0$ , (b)  $\alpha = 0.5$  y (c)  $\alpha = 0.1$ . En (a) el vórtice se propaga desde la dirección  $-\hat{y}$  a  $+\hat{y}$  con quiralidad en el sentido de las agujas del reloj (horario), mientras que para (b) y (c) el vórtice se propaga desde la dirección  $+\hat{y}$  a  $y\hat{y}$  con una quiralidad en el sentido contrario a las agujas del reloj (antihorario).

Para el caso particular  $\alpha = 1.0$ , es decir un disco simétrico, la nucleación del vórtice se genera perpendicular al campo magnético aplicado ( $H_x$ ) y su propagación no tiene una orientación de preferencia, es decir, puede ocurrir de la parte superior a la inferior (de  $+\hat{y}$  a  $-\hat{y}$ ) o viceversa (de  $-\hat{y}$  a  $+\hat{y}$ ), dependiendo de la semilla utilizada

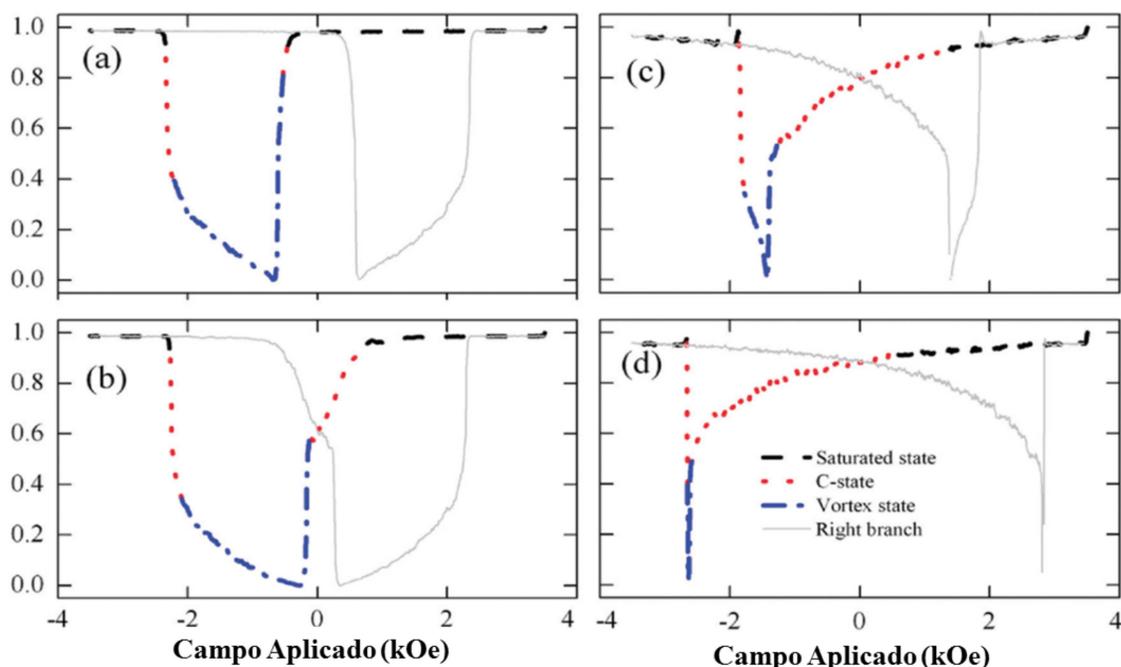
en la simulación. Por ejemplo, la figura 4.6 (a) muestra la propagación de un vórtice que fue nucleado en la región  $-\hat{y}$ , mientras que para otras semillas puede ocurrir la nucleación en la región opuesta. Sin embargo, para  $\alpha < 1.0$  (figura 4.6 (b) y 4.6 (c)) la nucleación se produce siempre en la región  $+\hat{y}$  (la parte asimétrica), determinando unívocamente la quiralidad,  $+\hat{z}$  (ver figura 4.1). Esto muestra que la asimetría controla la posición de la nucleación del vórtice durante la inversión, mientras que la quiralidad del vórtice está determinada unívocamente por la dirección del campo magnético externo. En los discos asimétricos la inversión de la magnetización, a partir de la saturación en la dirección positiva del eje  $x$ , ocurre vía la nucleación de un vórtice en la superficie donde se introduce la asimetría, con una quiralidad en sentido antihorario. Análogamente, la reversión a partir de saturación mediante un campo en la dirección negativa del eje  $x$ , es conducida por la nucleación y propagación de un vórtice con quiralidad horaria. Para  $h = 30$  nm se produce un comportamiento cualitativamente similar.

Estos resultados concuerdan con experimentos previos [42, 153] y simulaciones micromagnéticas posteriores realizadas con el código OOMMF [85].

Finalmente investigamos la forma del vórtice como una función de la geometría del disco. Para caracterizar el vórtice se definió el parámetro

$$\beta = \frac{(\sum_i \mu_{ix})^2 + (\sum_i \mu_{iy})^2}{M_s^2}, \quad (4.3)$$

donde  $\mu_{ix}$  y  $\mu_{iy}$  son los componentes  $\hat{x}$  e  $\hat{y}$  de los momentos magnéticos individuales, con  $i$  dando cuenta de todos los momentos magnéticos del disco. De esta forma  $\beta = 0$  representa un vórtice perfecto, mientras que las desviaciones de este estado están representadas por  $\beta \neq 0$ . En particular,  $\beta = 1$  representa un estado ferromagnético totalmente saturado. Al graficar  $\beta$  a lo largo de un ciclo de histéresis, el ancho de la curva que se obtiene nos dice cuan estable es el vórtice descrito por  $\beta = 0$ . La figura 4.7 muestra  $\beta$  para diferentes valores de  $\alpha$ .



**Figura 4.7:** Vorticidad  $\beta$  de la rama izquierda izquierda (líneas gruesas) y derecha (líneas finas) de las curvas de histéresis como una función del campo magnético externo, para (a)  $\alpha = 1.0$ , (b)  $\alpha = 0.9$ , (c)  $\alpha = 0.5$  y (d)  $\alpha = 0.1$ .

En todos los casos estudiados, el vórtice es casi perfecto ( $\beta \approx 0$ ) en algún valor del campo externo. En este valor la magnetización es cero y por consiguiente el campo asociado a este valor representa el campo coercitivo. De la figura 4.7 observamos que la geometría influye también en la estabilidad del estado C y en la del vórtice. En particular, para  $\alpha = 1.0$  la magnetización se invierte mediante la nucleación de un vórtice a un campo de  $-0.3$  kOe. La abrupta transición de  $\beta$  desde 1 a 0 es una consecuencia de la rápida propagación del vórtice hacia el centro del disco. Este estado es muy estable, dado el campo magnético de  $-2.2$  kOe que se requiere para la aniquilación del vórtice. Este comportamiento, representado en azul en la figura 4.7(a), es evidenciado por la transición continua de  $\beta$  desde 0 a 0.3. Para  $\alpha = 0.9$ , la nucleación de un estado C se produce por primera vez a  $+0.9$  kOe, lo que se representa en rojo en la figura 4.7(b) y se evidencia por la disminución de  $\beta$  desde 1

a 0.6. Luego un vórtice se nuclea a  $-0.1$  kOe, el cual se aniquila a  $-1.9$  kOe, dando paso nuevamente a un estado C, y luego poniendo fin al proceso de inversión de la magnetización.

Las figuras 4.7 (a) y 4.7 (b) en conjunto con las imágenes instantáneas de la figura 4.5, confirman que se requiere un pequeño corte en el disco para la creación y estabilización de un estado C. Los resultados para  $\alpha = 0.5$  son cualitativamente similares a los de  $\alpha = 0.9$ , como se evidencia de la figura 4.7 (c). Sin embargo, el estado C es más estable, lo que se concluye por la lenta disminución de  $\beta$  desde 1 a 0.5, cuando aparece el vórtice. Durante esta inversión, el vórtice nuclea a  $-1.3$  kOe y se aniquila a  $-1.7$  kOe.

Por último, para  $\alpha = 0.1$  el estado C es aún más estable. El vórtice nuclea a  $-2.4$  kOe y se aniquila a  $-2.6$  kOe. Por lo tanto, las coercitividads aumentan, los estados C se hacen más estables, y los vórtices se vuelven menos estables con la disminución de  $\alpha$ .

## 4.4. Conclusiones

Los resultados presentados anteriormente muestran que todos los discos, independientes de su asimetría, invierten su magnetización a través de la nucleación y propagación de un vórtice. Este comportamiento ocurre incluso en nanodiscos con  $\alpha < 0.5$ , los que exhiben ciclos de histéresis casi cuadrados. La asimetría determina la región de nucleación del vórtice y, por consiguiente, su quiralidad durante el proceso de inversión de la magnetización. La coercitividad, remanencia y estabilidad del vórtice son fuertemente afectadas por la asimetría introducida, mostrando un comportamiento no monótonico como función del parámetro de asimetría  $\alpha = R'/R$ . Estos resultados están de acuerdo con evidencia experimental previa [42, 153], que exploró la relación entre la asimetría y la quiralidad.

---

De esta forma se ha mostrado que la asimetría inducida en la geometría de un disco resulta ser un método eficiente para controlar las propiedades magnéticas de partículas nanoestructuradas diseñadas para aplicaciones específicas.

Los resultados de este trabajo forman parte del artículo “Asymmetric magnetic dots: A way to control magnetic properties”, N.M. Vargas, S. Allende, B. Leighton, J. Escrig, J. Mejía-López, D. Altbir, y Ivan K. Schuller, *Journal of Applied Physics* **109**, 073907, 2011.

# Rol de interacción dipolar en la reversión magnética en nanohilos multisegmentados

---

## 5.1. Introducción

Como hemos mencionado, los procesos de inversión de la magnetización en las nano y microestructuras magnéticas han sido ampliamente estudiadas con una variedad de métodos numéricos y experimentales, debido a sus potenciales aplicaciones en dispositivos de almacenamiento magnético de alta densidad y dispositivos de espintrónica [6, 52, 131]. Entre estas estructuras, las nanoestructuras cilíndricas, como nanohilos y nanotubos, han estado en el foco de intensa investigación debido a la simplicidad de su fabricación. Estas nanoestructuras pueden ser fabricadas por la deposición de material magnético en membranas de alúmina anódica (AAO). Las plantillas de AAO se fabrican en una lámina de aluminio de alta pureza, mediante un proceso de anodización de dos pasos, que conduce a una matriz hexagonal auto-organizada de nanoporos paralelos [67, 116]. Para depositar materiales magnéticos en

las AAO, se utilizan diversas técnicas, entre las cuales se encuentran principalmente la electrodeposición y deposición de capas atómicas (ALD). En particular, la electrodeposición se usa con frecuencia para la fabricación de nanohilos [111, 112], mientras que la deposición de capas atómicas (ALD) se prefiere para la fabricación de nanotubos [45, 110]. La principal ventaja de las plantillas de AAO reside en la capacidad para facilitar y personalizar las características geométricas, tales como el diámetro, longitud, periodicidad e inter-distancia entre nanoporos, simplemente cambiando las condiciones de anodización (ácidos, tiempo de anodizado y voltaje aplicado) [67]. En particular, los nanohilos singulares pueden ser separados a partir de las matrices mediante la disolución de las membranas usando métodos de ataque químico.

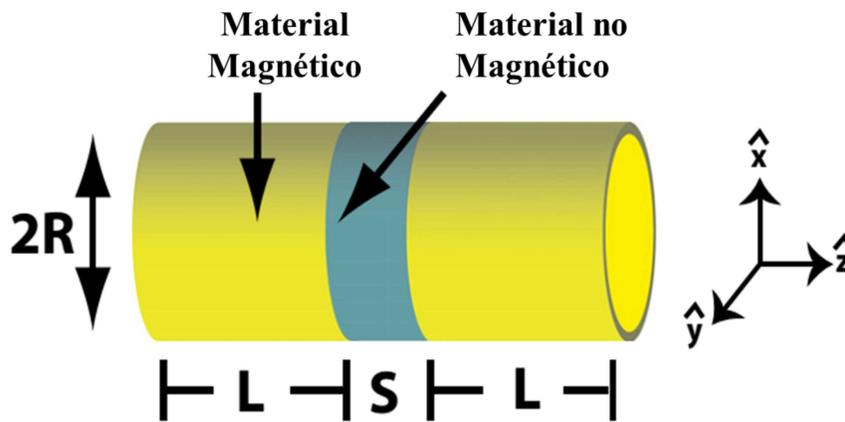
La histéresis de un nanohilo aislado se caracteriza por ciclos de histéresis cuadrados, como consecuencia de la reversión abrupta de la magnetización entre los dos estados remanentes posibles. En estas nanoestructuras la reversión magnética está generalmente impulsada por la nucleación y propagación de paredes de dominio [48, 61, 143, 151]. Como se ha indicado por *Wieser* y colaboradores [151], dependiendo del diámetro del nanohilo, puede ocurrir una nucleación de paredes de dominio de tipo transversal o tipo vórtice. Para diámetros más pequeños que la longitud de intercambio del material ( $l_{ex}$ ), se observa una pared de dominio transversal, mientras que para diámetros más grandes, se observa la nucleación de una pared de dominio tipo vórtice. La importancia del control de la geometría de estas nanoestructuras reside en que su remanencia y su coercitividad se correlacionan con el modo de reversión magnética del sistema.

En este capítulo, mediante simulaciones de Monte Carlo estudiaremos los modos de reversión de un hilo magnético multisegmentado aislado, compuesto por dos secciones magnéticas separadas por un espaciador no magnético. Como veremos, el tamaño del espaciador no magnético permite controlar la remanencia y coercitividad

del sistema.

## 5.2. Modelo

Nuestro sistema es un hilo multisegmentado compuesto por dos secciones de material magnético separadas por un espaciador no magnético, como se ilustra en la figura 5.1. Para el diámetro del sistema se han utilizado dimensiones que permiten que la inversión de la magnetización ocurra mediante el movimiento de paredes de dominio de tipo transversal.



**Figura 5.1:** (a) Parámetros geométricos de un nanohilo multisegmentado formado por dos nanohilos magnéticos (en amarillo) separados por una sección no magnética (en gris), donde  $L$  representa el largo de cada sección magnética,  $2R$  es el diámetro y  $S$  la distancia entre las secciones magnéticas.

El foco de este trabajo es comprender el comportamiento del sistema en función de la interacción entre las secciones magnéticas. Por ello iniciamos nuestro estudio la interacción dipolar entre las secciones magnéticas, asumiendo que cada sección será más larga que su diámetro, por lo que su magnetización estará a lo largo del eje del hilo. Esto nos permite utilizar una relación presentada previamente por *Escrig*

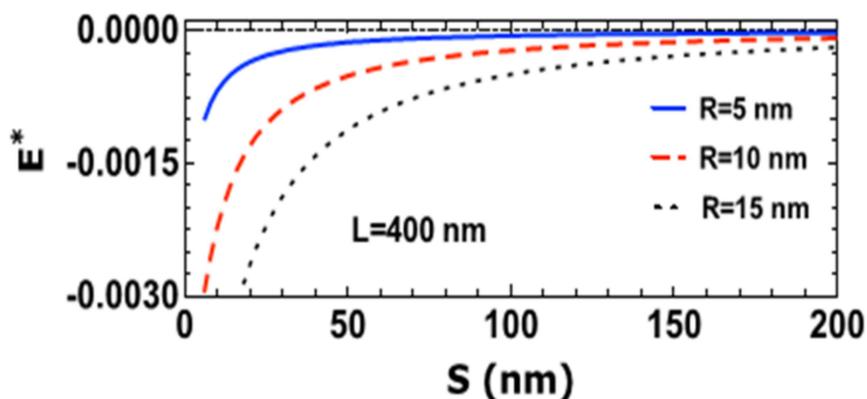
y colaboradores [46] para la interacción dipolar (en unidades adimensionales) entre nanotubos, asumiendo que las magnetizaciones son paralelas entre cada segmento magnético y apuntan a lo largo del eje del sistema

$$\frac{\mathbf{H}_{dip}}{\mathbf{M}_s} = -\frac{\mathbf{E}_{dip}}{\mu_0 \mathbf{M}_s^2 V} \quad (5.1)$$

$$\frac{\mathbf{E}_{dip-tube}}{\mu_0 \mathbf{M}_s^2 V} = -\frac{1}{2L(1 - \frac{a^2}{R^2})} \int_0^\infty dk \frac{(J_1(kR) - \frac{a}{R} J_1(ka))^2}{k^2} \times [e^{-ks}(1 - e^{-kl})^2] \quad (5.2)$$

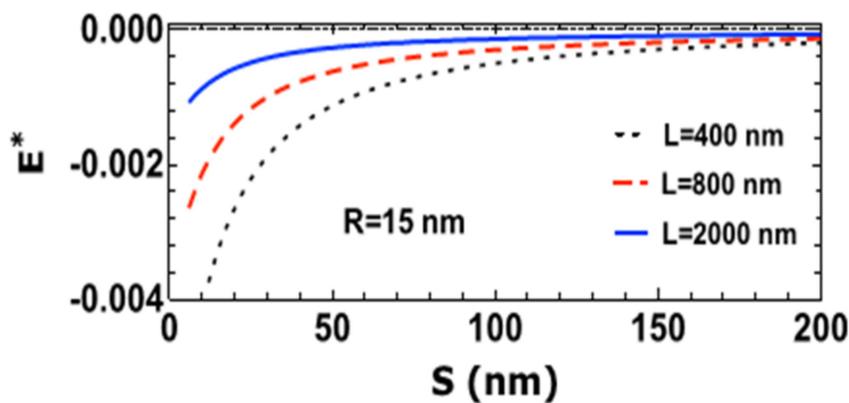
donde  $E_{dip}$  es la energía de interacción dipolar entre dos segmentos magnéticos,  $M_s$  la magnetización de saturación y  $V$  es el volumen de cada sección magnética. En esta expresión  $J_1(kR)$  es la Función de Bessel de primera especie y orden uno. Podemos utilizar esta expresión para encontrar la interacción dipolar en nuestro sistema considerando en la Ecuación (5.2) el radio interno de las secciones con geometría tubular  $a = 0$ , y ajustando el largo y radio externo a nuestro caso de estudio. El sistema que estudiaremos consiste en segmentos de níquel, por lo que usaremos  $M_s = 490.000$  A/m.

La figura 5.2 ilustra la energía de interacción dipolar normalizada ente dos segmentos magnéticos de un hilo multisegmentado,  $\mathbf{E}^* = \mathbf{E}_{dip-tube}/\mu_0 \mathbf{M}_s^2 V$ , para tres radios diferentes como una función de la distancia de separación,  $S$ . En esta figura se evidencia que la energía de interacción aumenta con el radio del hilo y disminuye con la distancia entre los segmentos magnéticos. De esta forma la interacción se vuelve más importante para los segmentos con radio grande separados por un pequeño espaciador.



**Figura 5.2:** Energía de interacción entre dos nanohilos magnéticos con tres diferentes radios  $R$  como una función de la distancia entre ellos  $S$ .

Otro aspecto importante es considerar el impacto que tiene la longitud de cada segmento magnético en la interacción dipolar entre ellos. La figura 5.3 ilustra la energía de interacción dipolar normalizada para tres segmentos de diferente longitud  $L$  como función de la distancia entre los segmentos,  $S$ , revelando que  $E^*$  disminuye con la distancia entre elementos.



**Figura 5.3:** Energía de interacción entre dos segmentos de longitud  $L$  frente a la distancia entre ellos,  $S$ .

De estos resultados podemos concluir que la interacción dipolar entre los dos segmentos magnéticos será mayor cuando los segmentos tengan un radio grande, sean de corta longitud, y estén cerca uno del otro. Sin embargo debemos equilibrar esto con que para tener una magnetización a lo largo del eje del hilo, el ancho de este debe ser menor que el largo de cada sección, y la distancia entre las secciones debe ser pequeña pero suficiente para evitar que ambas secciones se toquen y se transformen en un único segmento magnético. También, si queremos concentrarnos en segmentos conectados solamente mediante interacciones dipolares, debemos considerar que el espaciador debe tener un tamaño razonable en orden a evitar la interacción de Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida (RKKY). Una buena estimación del rango de esta interacción puede obtenerse de los resultados para multicapas, aproximadamente 10 nm [22]. Suponiendo entonces que estamos suficientemente lejos como para despreciar las interacciones de tipo RKKY, podemos enfocarnos en las interacciones dipolares entre las secciones.

Para analizar el modo de reversión de la magnetización en segmentos magnéticos interactuantes, utilizamos simulaciones basadas en el método de Monte Carlo y el algoritmo de Metrópolis, con dinámicas locales y métodos de giro de espines individuales [21]. La nueva orientación del momento magnético se elige al azar con una probabilidad  $p = \min[1, \exp(-\Delta E/k_B T)]$ , donde  $\Delta E$  es el cambio de energía debido a la reorientación del spin,  $k_B$  es la constante de Boltzmann. Consideraremos que el hilo multisegmentado es policristalino, lo que nos permite, por simplicidad, eliminar la anisotropía cristalina.

En nuestras simulaciones los nanohilos de Ni estudiados han sido crecidos uniformemente a lo largo de la dirección [001] de una red fcc con constante de red  $a_0 = 0.352$  nm, con un momento magnético  $\mu = 0.615\mu_B$ , donde  $\mu_B$  es el magnetón Bohr, y una constante de intercambio  $J = 16000 Oe/\mu_B$ .

Para los tamaños de los hilos considerados en este trabajo, el número de

partículas (N) sería mayor que  $10^7$ , lo que como hemos comentado anteriormente, es computacionalmente imposible de manejar. Por ello sustituimos el nanohilo real por uno más pequeño, según la técnica de escalamiento descrita anteriormente [25, 96, 98, 147]. Para ello escalamos la interacción de intercambio por un factor  $x \equiv J'/J = 0.0035$  y usamos  $\eta = 0.56$ . De esta forma cada segmento escalado tiene un diámetro  $d' = 80x^\eta = 1.26$  nm, longitud  $L' = 400x^\eta = 16.86$  nm y contiene 1739 partículas magnéticas. El espaciador no magnético, por tener un momento magnético nulo, sólo es incluido en la simulación como una distancia que separa los momentos magnéticos de dos segmentos diferentes. La temperatura del sistema es  $T = 300$  K, la que es escalada acorde a  $T' = xT$  [149].

La energía interna,  $E_{tot}$ , de un solo nanohilo aislado con  $N$  momentos magnéticos está dada por

$$E_{tot} = \frac{1}{2} \sum_{i \neq j} (E_{ij} - J_{ij} \hat{\mu}_i \cdot \hat{\mu}_j) + E_z, \quad (5.3)$$

con  $E_{ij}$  es la energía dipolar entre momentos magnéticos, y está dada por

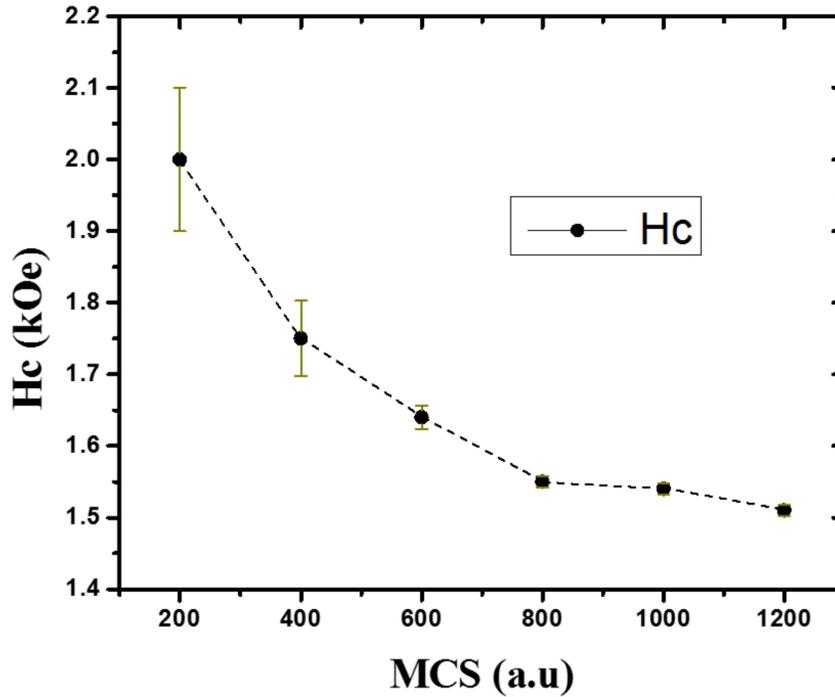
$$E_{ij} = \frac{[\boldsymbol{\mu}_i \cdot \boldsymbol{\mu}_j - 3(\boldsymbol{\mu}_i \cdot \hat{n}_{ij})(\boldsymbol{\mu}_j \cdot \hat{n}_{ij})]}{r_{ij}^2} \quad (5.4)$$

donde  $r_{ij}$  es la distancia entre momentos magnéticos  $\boldsymbol{\mu}_i$  y  $\boldsymbol{\mu}_j$ , y  $\hat{n}_{ij}$  el vector unitario a lo largo de la dirección que conecta los dos momentos magnéticos.  $J_{ij}$  es la constante de acoplamiento de intercambio, que se supone diferente de cero sólo para los vecinos más cercanos, y  $\hat{\mu}_i$  es un vector unitario a lo largo de la dirección de  $\boldsymbol{\mu}_i$ . Aquí  $E_z = -\sum_i \boldsymbol{\mu}_i \cdot \mathbf{H}$ , representa la energía de Zeeman para un campo  $\mathbf{H}$  aplicado a lo largo de la dirección  $\hat{x}$ .

El estado inicial del sistema es una configuración aleatoria de las orientaciones de los momentos magnéticos individuales. Un campo magnético de  $H = 2.5$  KOe se aplica a lo largo del eje de crecimiento del nanohilo, etiquetado como el eje  $z$ . Esto produce una configuración en la que el sistema está saturado y por lo tanto la mayoría de los momentos magnéticos apuntan en esta dirección.

Definimos  $M_s$  como la magnetización en el máximo campo magnético aplicado (2.5 kOe),  $M_r$  como la magnetización remanente y  $H_c$  como la coercitividad. Los pasos de campo se eligen de 0.1 kOe, es decir, se utilizan 1003 valores de  $\Delta H$  para un ciclo completo de histéresis. Es importante reconocer que, debido a la situación de no equilibrio, el número de pasos de Monte Carlo (MCS) que se utiliza es un asunto crítico en el cálculo de los ciclos de histéresis. Por lo tanto, en primera instancia se estudió el efecto de los MCS en la coercitividad.

La figura 5.4 ilustra la coercitividad  $H_c$  para un nanohilo de longitud  $L = 400$  nm y radio  $r = 15$  nm, como una función de MCS. Se puede observar que  $H_c$  converge asintóticamente a 1.51 kOe después de 1200 MCS por valor de campo. Sin embargo, los efectos discutidos aquí son cualitativamente similares por encima de  $\text{MCS} \geq 800$ . Por lo tanto, fijamos el número de  $\text{MCS} = 800$  para cada campo, realizando 802.400 MCS para un ciclo completo de histéresis. Estos números son independientes del factor de escalamiento, como se discute en la Ref. [19]. Para cada cálculo, se simulaban seis ciclos de histéresis, utilizando diferentes semillas de números aleatorios, los que se promediaron para obtener los resultados presentados.

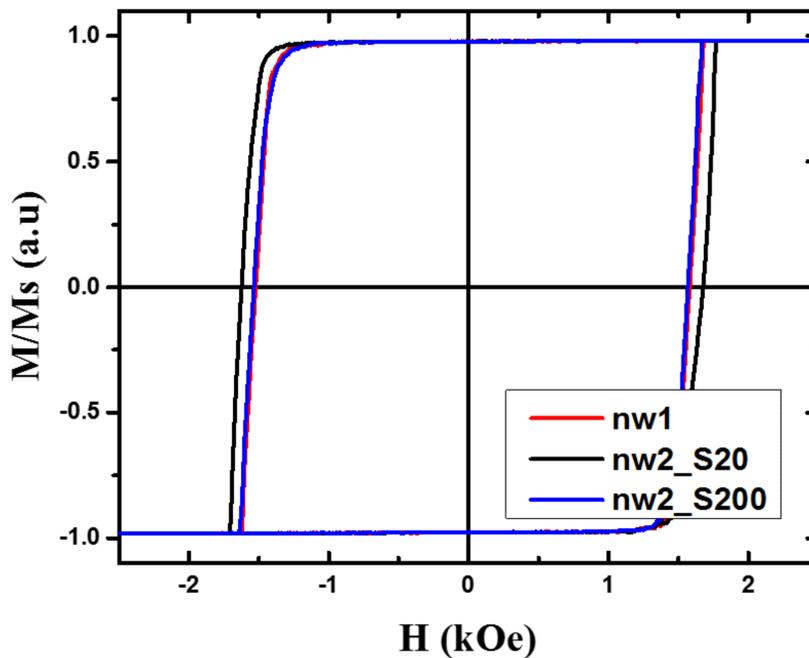


**Figura 5.4:** Coercitividad,  $H_c$ , de un nanohilo de dimensiones  $L = 400$  nm y radio  $R = 15$  nm para diferentes valores de pasos de Monte Carlo, MCS. La coercitividad converge a 1.51 kOe para  $MCS \geq 800$ .

### 5.3. Resultados

El objetivo principal de en este capítulo es analizar el rol de la interacción dipolar en un sistema multisegmentado, estudiando la propagación de las paredes de dominio durante de inversión de la magnetización para diferentes tamaño del espesor no magnético. Para ello obtenemos las curvas de histéresis de un nanohilo segmentado compuesto por dos segmentos de níquel, considerando longitudes del espaciador no magnético,  $S$ , que varían entre 20 nm a 200 nm, con intervalo de 10 nm. Adicionalmente obtuvimos la curva de histéresis de un segmento único de níquel de 400 nm de largo, como punto de comparación para nuestros resultados.

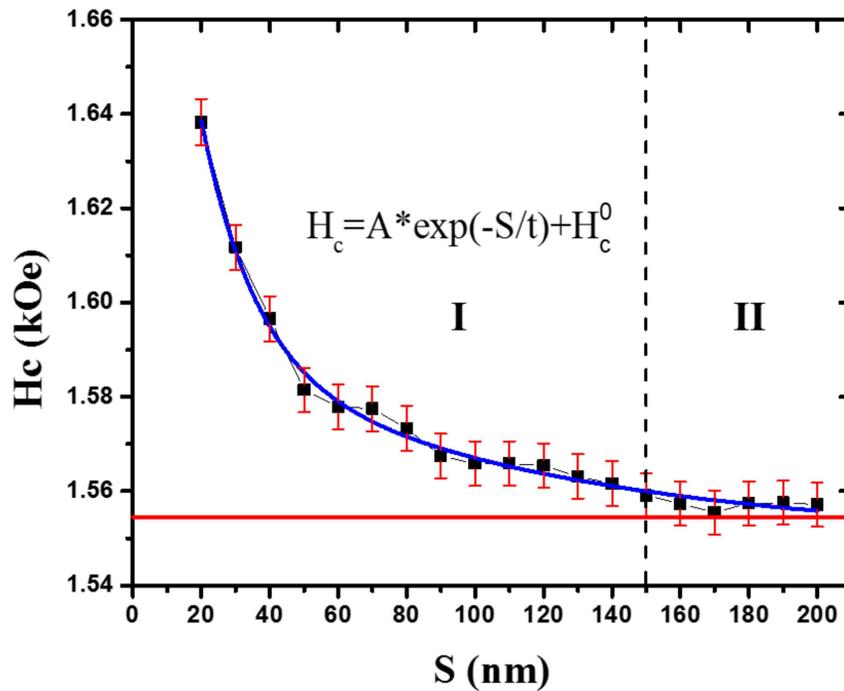
La figura 5.5 muestra las curvas de histéresis para tres sistemas, el segmento aislado de níquel, denominado **nw1**, para un nanohilo compuesto por dos segmentos con un espaciador no magnético de 20 nm, denominado **nw2\_S20**, y para un nanohilo compuesto por dos segmentos con un espaciador no magnético de 200 nm denominado **nw2\_S200**. En esta figura se observan ciclos de histéresis cuadrados, que representan el comportamiento usual de hilos bifásicos. Sólo se observa un ligero aumento de la coercitividad en el sistema en que los segmentos magnéticos están más cercanos.



**Figura 5.5:** Ciclos de histéresis para un segmento de níquel aislado, denominado **nw1**, de longitud  $L = 400$  nm y radio 15 nm (en rojo), y para nanohilos formados por dos segmentos de níquel con un espaciador no magnético de 20 nm (curva negro), y 200 nm (curva azul).

El impacto del tamaño del espaciador no magnético entre los segmentos magnéticos se evidencia en la figura 5.6, en la cual se muestra la coercitividad en función del parámetro  $S$ . Se puede observar que para valores pequeños de  $S$  la coercitividad del sistema es mayor que la del segmento de níquel aislado y para

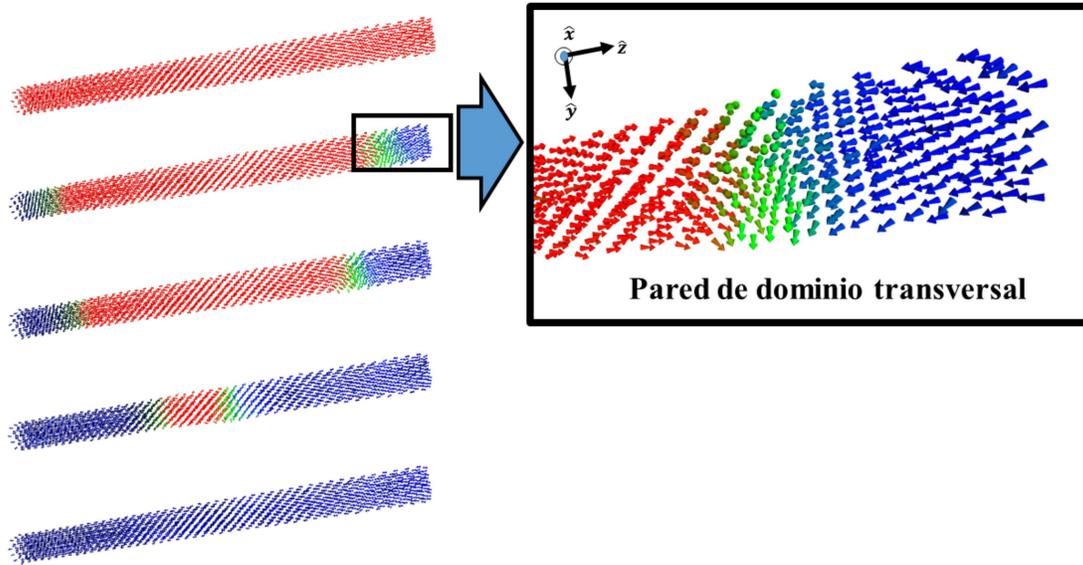
valores de  $S$  mayores, la coercitividad converge a la del segmento aislado de níquel,  $H_c^0 = 1.552$  kOe. La coercitividad sigue una ley exponencial, con  $t$  un parámetro de ajuste igual a 31.54. El aumento de la coercitividad, del orden o mayor a un 3% cuando  $S < 50$  nm, se origina en una reversión en cadena que origina la interacción dipolar entre los segmentos magnéticos.



**Figura 5.6:** Coercitividad,  $H_c$ , de un nanohilo de dimensiones  $L = 400$  nm y radio  $R = 15$  nm para diferentes longitudes del espaciador no magnético,  $S$ . La coercitividad converge a 1.552 kOe para  $S \geq 150$  nm. La línea roja representa el valor de coercitividad de un segmento aislado de níquel y la curva azul representa el ajuste de un modelo exponencial.

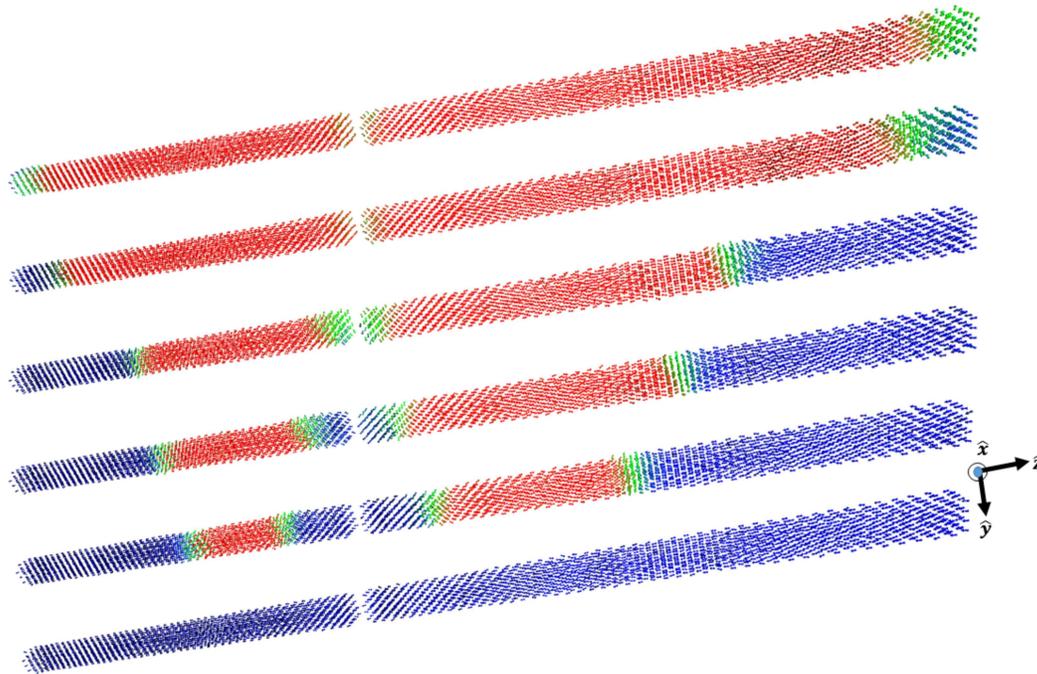
Para comprender mejor este efecto analizaremos imágenes instantáneas de la magnetización. La escala de colores utilizada considera en rojo una magnetización alineada en la dirección  $z$ , en azul se muestra la magnetización alineada en la dirección  $-z$ , y en verde la magnetización que apunta en la dirección  $y$ . En la figura 5.7 se muestran instantáneas de la magnetización en diferentes etapas del proceso de

reversión del hilo **nw1**. El sistema se encuentra inicialmente con su magnetización saturada en la dirección  $\hat{z}$ , luego el proceso de reversión se inicia con la nucleación de dos paredes de dominio transversales, una en cada extremo, las que se propagan hacia el centro del hilo, hasta completar la reversión.



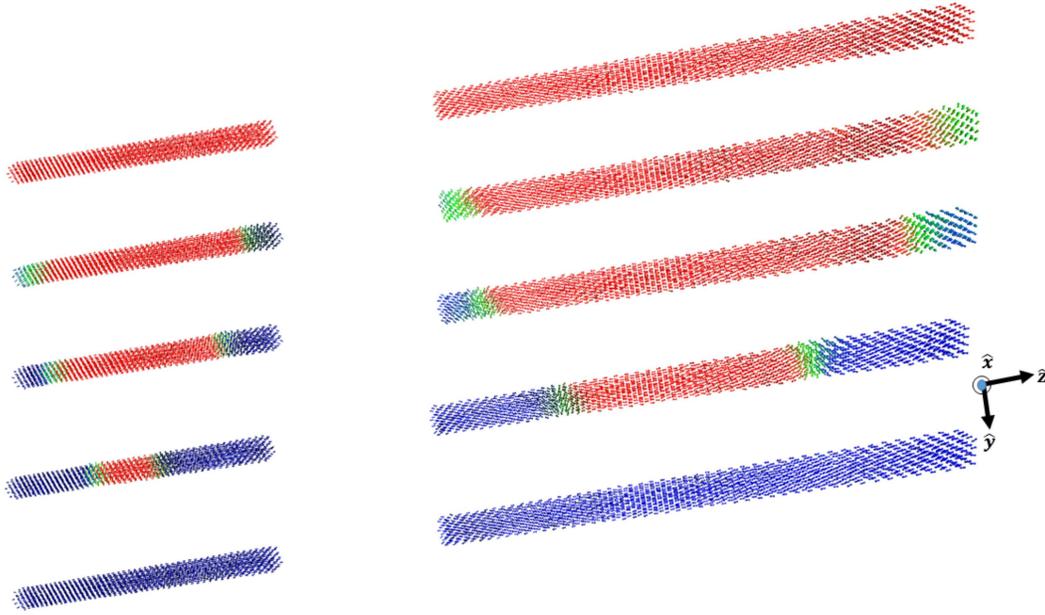
**Figura 5.7:** Reversión de un hilo de níquel aislado.

Cuando introducimos un espaciador de 20 nm entre dos segmentos de níquel, **nw2\_20**, observamos en la figura 5.8 que en los extremos libres de cada segmento se inicia la nucleación de paredes de dominio transversal. A medida que estas paredes se propagan hacia el espaciador, se nuclean dos paredes en los extremos de los segmentos conectados al espaciador no magnético, las que se propagan más lentamente que las paredes nucleadas en los extremos libres. Esto como resultado de la fuerte interacción dipolar local entre los extremos de los segmentos más cercanos entre sí. La reversión concluye cuando las paredes de un mismo segmento se encuentran aproximadamente a tres cuartos de la longitud del segmento, medido desde el extremo libre.



**Figura 5.8:** Reversión de un hilo multisegmentado con un espaciador de 20 nm.

Finalmente, cuando introducimos un espaciador de 200 nm entre dos segmentos de níquel, `nw2_200`, observamos en la figura 5.9 que en ambos extremos de cada segmento se inicia la nucleación de paredes de dominio transversal. Estas paredes avanzan hacia el centro de cada segmento, concluyendo la reversión cuando las paredes de un mismo segmento se encuentran en la mitad de este. Este proceso de reversión es equivalente al que muestra la figura 5.7 para un hilo de níquel aislado



**Figura 5.9:** Reversión de un hilo multisegmentado con un espaciador de 200 nm.

## 5.4. Conclusiones

Mediante simulaciones de Monte Carlo estudiamos hilos multisegmentados con espaciador no magnético de diferente longitud,  $S$ . Nuestras simulaciones mostraron que para segmentos de níquel de longitud  $L = 400$  nm y radio  $R = 15$  nm, todos los nanohilos multisegmentados exhiben ciclos de histéresis cuadrados, invirtiendo su magnetización a través de la nucleación de paredes transversales cuya propagación dependerá exclusivamente de la longitud del espaciador no magnético. Los resultados presentados anteriormente muestran que la interacción dipolar en un nanohilo multisegmentado juega un rol fundamental durante la reversión de la magnetización. Debido a la interacción, la coercitividad tiene un comportamiento decreciente en función del espaciador no magnético  $S$  y converge al valor de un segmento de níquel aislado,  $H_c^o = 1.552$  kOe, para valores espaciadores de tamaños mayores o del orden

de los 150 nm.

En un sistema fuertemente interactuante, como el ilustrado en la figura 5.8, la interacción dipolar entre los segmentos puede ocasionar un anclaje parcial de la pared de dominio en la región cercana a la interface entre el segmento de níquel y el material no magnético. Esto no ocurre para valores de  $S$  mayores a 150 nm, para los cuales ambos segmentos se comportan en forma independiente.

Esto nos permite clasificar los hilos multisegmentados estudiados acorde a dos regímenes; un régimen interactuante con  $S < 150$  nm, y un régimen no interactuante cuando  $S \geq 150$  nm. Por lo tanto, la longitud del espaciador no magnético se puede utilizar para adaptar las propiedades magnéticas de partículas magnéticas nanoestructurados para aplicaciones específicas.

Los resultados de este trabajo forman parte del artículo “Magnetization reversal in multisegmented nanowires: parallel and serial reversal modes”, S. Allende, N.M. Vargas, D. Altbir, D. Goerlitz, y K. Nieslch, Applied Physics Letters **101**, 122412, 2012.

# División de modos de onda de espín en arreglos periódicos de nanohilos magnéticos

---

## 6.1. Introducción

En los últimos años, con el desarrollo de nuevas técnicas de fabricación y técnicas de medición precisas, gran parte de la atención se ha centrado en el estudio de arreglos regulares de partículas magnéticas producidas mediante litografía por haz de electrones (EBL), permitiendo investigar el rol del confinamiento lateral en diversas nanoestructuras magnéticas. Esto ofrece un gran potencial de aplicaciones en dispositivos de almacenamiento de alta densidad de datos, resonadores de microondas, filtros y dispositivos lógicos de ondas de espín [6, 27, 29, 31, 121, 144, 156].

Un aspecto importante de las nanoestructuras magnéticas es entender la influencia del confinamiento geométrico sobre la dinámica de los espines. Uno de los fenómenos más interesantes al respecto es la excitación de ondas de espín, que tiene longitudes de onda nanómetros y frecuencias del orden de GHz. Estas excitaciones, en estructuras

pequeñas con dimensión comparable con la longitud de onda de las ondas de espín [74, 77, 130], se conocen como magnones y están cuantizadas. En películas delgadas con arreglos periódicos de nanoestructuras, la competencia entre la energía de intercambio y la energía magnetostática puede ser controlada mediante el confinamiento geométrico, abriendo la posibilidad de explorar nuevos modos de ondas de espín [29, 64, 68, 134].

La modulación periódica de las propiedades magnéticas a nanoescala es un ingrediente clave en un nuevo tipo de metamateriales, llamados Cristales magnónicos (MCs) [36, 76]. Los cristales magnónicos son arreglos periódicos de nanoestructuras magnéticas acopladas y son el análogo magnético de cristales fotónicos, donde la estructura periódica es responsable de la formación de minibandas magnónicas (estados permitidos) y brechas magnónicas (estados prohibidos) [74, 77, 130]. Las bandas de energía pueden ser manipuladas por la disposición geométrica de los elementos del arreglo, pero con un grado de libertad adicional debido al estado magnético de las estructuras periódicas que proporciona la reconfigurabilidad de los MCs [57, 74]. Los materiales típicos para las investigaciones de la dinámica de espín en MCs, son el granate de hierro e itrio (YIG), y aleaciones tales como CoFeB y Ni<sub>80</sub>Fe<sub>20</sub> (Permaloy), debido al bajo valor del parámetro de amortiguamiento  $\alpha$ . Usando estos materiales, diferentes MCs se han estudiado previamente tales como láminas delgadas con agujeros, y arreglos de nanohilos, de nanodiscos y de anillos [13, 14, 19, 54, 125, 150, 155].

Entre estas estructuras, los arreglos de hilos bidimensionales (nanohilos planos), es decir; cristales magnónicos unidimensionales [32, 39, 40, 58, 68, 73, 117, 139, 140], han sido el foco de intensa actividad investigación. La mayoría de los estudios anteriores sobre la dinámica de espín en estos sistemas consideran principalmente hilos magnetizados longitudinalmente o transversalmente. Analizando la respuesta dinámica sólo en el marco de la ecuación de Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG). En los

mecanismos de relajación tipo Gilbert, que es un mecanismo isotrópico y disipativo, la energía se transfiere directamente a la red y se describe mediante un sólo parámetro fenomenológico que representa uno de los posibles mecanismos de relajación. Sin embargo, también es posible considerar mecanismos de relajación extrínsecos, como es el proceso de *dispersión de dos magnones* (TMS) [7,81,84,89,103,129], que describe a las impurezas mediadas por la dispersión del modo de precesión FMR uniforme en otros no uniformes. Por lo tanto, se necesitan estudios sistemáticos de la dinámica de espín a diferentes frecuencias y en varios estados de magnetización, para dilucidar los espectros de onda de espín y revelar el movimiento del espín en los mecanismos de amortiguación.

En particular *Cimpoesu* y colaboradores [32], utilizando espectroscopia de absorción de microondas con dependencia angular, estudiaron sistemáticamente la dinámica de arreglos bidimensionales de  $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$  para diferentes intensidades de la interacción entre hilos. Mientras que el campo de bombeo de microondas,  $\mathbf{h}_{ac}$ , siempre se mantuvo alineado con el eje transversal de los nanohilos, bastó sólo considerar la amortiguación intrínseca de tipo Gilbert para describir las curvas de resonancia angulares observadas.

Para nanohilos bidimensionales la importancia del control de la geometría y configuración de los campos aplicados, bombeo de microondas y campo estático, reside en que el comportamiento estático y dinámico de la magnetización se correlacionan con los espectros de onda de espín y permiten revelar el movimiento del espín en el mecanismo de amortiguación [32,38–40]. En este capítulo, mediante espectroscopia de resonancia ferromagnética convencional (FMR), resonancia ferromagnética de banda ancha (BroadBand FMR) y magnetometría clásica (VSM/AGFM) se estudiaron tres muestras diferentes; una lámina delgada y arreglos periódicos de nanohilos bidimensionales de Permalloy con configuración paralela y perpendicular al campo magnético aplicado. Usando simulaciones micromagnéticas y el modelo de TMS en arreglos 1D

para una película continua con defectos, se intenta describir de forma cualitativa y cuantitativa los datos experimentales obtenidos.

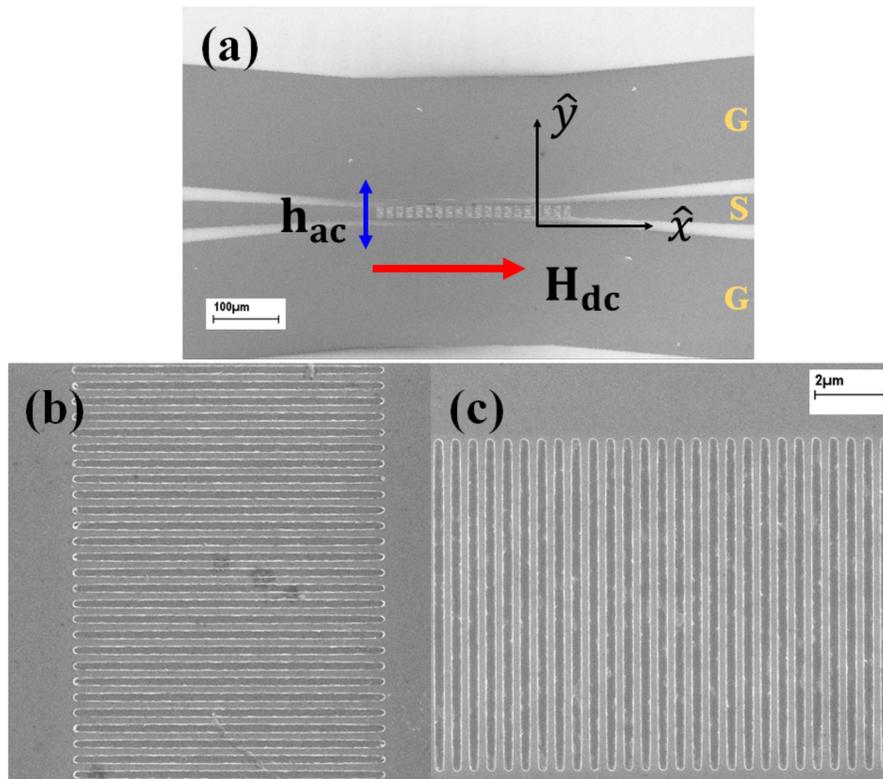
## 6.2. Experimento

Para el estudio de los modos de ondas de espín se fabricó una guía de onda coplanar (CPW) en un sustrato de silicio con 50 nm de óxido nativo ( $\text{SiO}_2$ ) utilizando la combinación de técnicas de litografía UV, pulverización catódica DC y el proceso de despegue. La figura 6.1 (a) muestra la imagen FESEM de una guía de ondas coplanar típica en la configuración conocida como GSG, esto es línea de tierra - línea de la señal - línea de tierra. La CPW se realizó de tal manera que posea una impedancia cercana a  $50 \Omega$ , con un ancho de línea de señal de  $20 \mu\text{m}$  y un ancho de línea de tierra de  $200 \mu\text{m}$ . La separación entre la línea de tierra y la línea señal es  $10 \mu\text{m}$ , el largo de las líneas es de  $300 \mu\text{m}$ , y el espesor está dado por Cr (5 nm) / Cu (150 nm) / Pt (10 nm). Los detalles específicos del proceso de fabricación de la CPW se encuentran en el capítulo 3.

En la parte superior de la guía de onda coplanar se fabricaron directamente los arreglos periódicos de nanohilos magnéticos (NWs) con sección transversal rectangular, usando la combinación de la litografía por haz de electrones (EBL), pulverización catódica DC y el proceso de despegue. Los patrones de arreglos se definieron utilizando un proceso de litografía de haz de electrones sobre la resina Polimetilmetacrilato (PMMA) mediante un microscopio electrónico de barrido de emisión de campo FESEM LEO 1530VP que fue operado a 20 kV. Los nanohilos y la lámina delgada son de permaloy (Py, de composición nominal  $\text{Ni}_{19}\text{Fe}_{81}$ ), ya es un material magnético blando con baja anisotropía magnética intrínseca. Para verificar las dimensiones geométricas de los NWs se utilizó el microscopio electrónico de barrido FESEM LEO 1530. Las figuras 6.1 (b) y 6.1 (c) muestran las imágenes de los NWs

con configuración paralela y perpendicular, respectivamente. El conjunto homogéneo de NWs de Py tienen un espesor  $t = 40$  nm , ancho  $\omega = 250$  nm, longitud  $L = 10$   $\mu\text{m}$  y un espaciado de borde a borde entre los hilos de  $ss = 500$  nm. Con el fin de aumentar la relación señal-ruido, para la configuración paralela se fabricaron 20 arreglos homogéneos de NWs espaciados a  $s = 5$   $\mu\text{m}$  , tal que se genera una baja interacción magnetostática a lo largo de la longitud de la línea de la señal de la CPW. De esta forma la muestra con la configuración paralela contenía un total de 400 NWs. En la muestra con la configuración perpendicular, un único arreglo de 560 NWs se fabricó a lo largo de una longitud de 280  $\mu\text{m}$  sobre la línea de señal de la CPW. Para evitar la oxidación de las muestras, estas se cubrieron con una capa de Ti de 10 nm de espesor [101,104].

Experimentos de resonancia ferromagnética de banda ancha (*BroadBand FMR*), o también llamada *espectroscopia de onda de espín de banda ancha*, se realizaron a temperatura ambiente  $T = 300$  K, en un rango de frecuencias desde 1 hasta 25 GHz. Para ello se midió el coeficiente de transmisión  $S_{21}$  conectando la CPW a un analizador de red vectorial (VNA) modelo HP 8722ES, vía la estación de prueba modelo CRX-EM-HF Lakeshore en la configuración de dos puertos [26,58,72,78,79,94,136,139,140], tal cómo se indicó en el Capítulo 3.



**Figura 6.1:** (a) Imagen de microscopía SEM de una guía de onda coplanar con la composición del campo de bombeo de microondas  $\mathbf{h}_{ac}$ , y campo magnético aplicado,  $\mathbf{H}_{dc}$ . Nanohilos bidimensionales de Permalloy con configuración (a) paralela y (b) perpendicular al campo magnético aplicado

La corriente de microondas debida al VNA, genera un campo magnético de bombeo de microondas  $\mathbf{h}_{ac}$ , uniforme lo largo del eje  $\hat{y}$  de la CPW, mientras que el campo magnético estático externo  $\mathbf{H}_{dc}$  se aplica en el plano de las estructuras a lo largo del eje  $\hat{x}$ , como se muestra en la figura 6.1. Teniendo en cuenta que  $\mathbf{h}_{ac}$  y  $\mathbf{H}_{dc}$  son perpendiculares,  $\mathbf{h}_{ac}$  puede excitar el movimiento de precesión de los espines en los nanohilos bidimensionales, realizando oscilaciones forzadas, conduciendo a la absorción selectiva de energía del campo de microondas de las muestras al acercarse a las frecuencias de precesión natural de los espines en ese campo magnético estático  $\mathbf{H}_{dc}$  aplicado [38–40, 55, 59, 132, 138, 157]. Es decir, los modos de resonancia específicos

se pueden observar cuando el sistema magnético se acopla con el campo de bombeo microondas  $\mathbf{h}_{ac}$ .

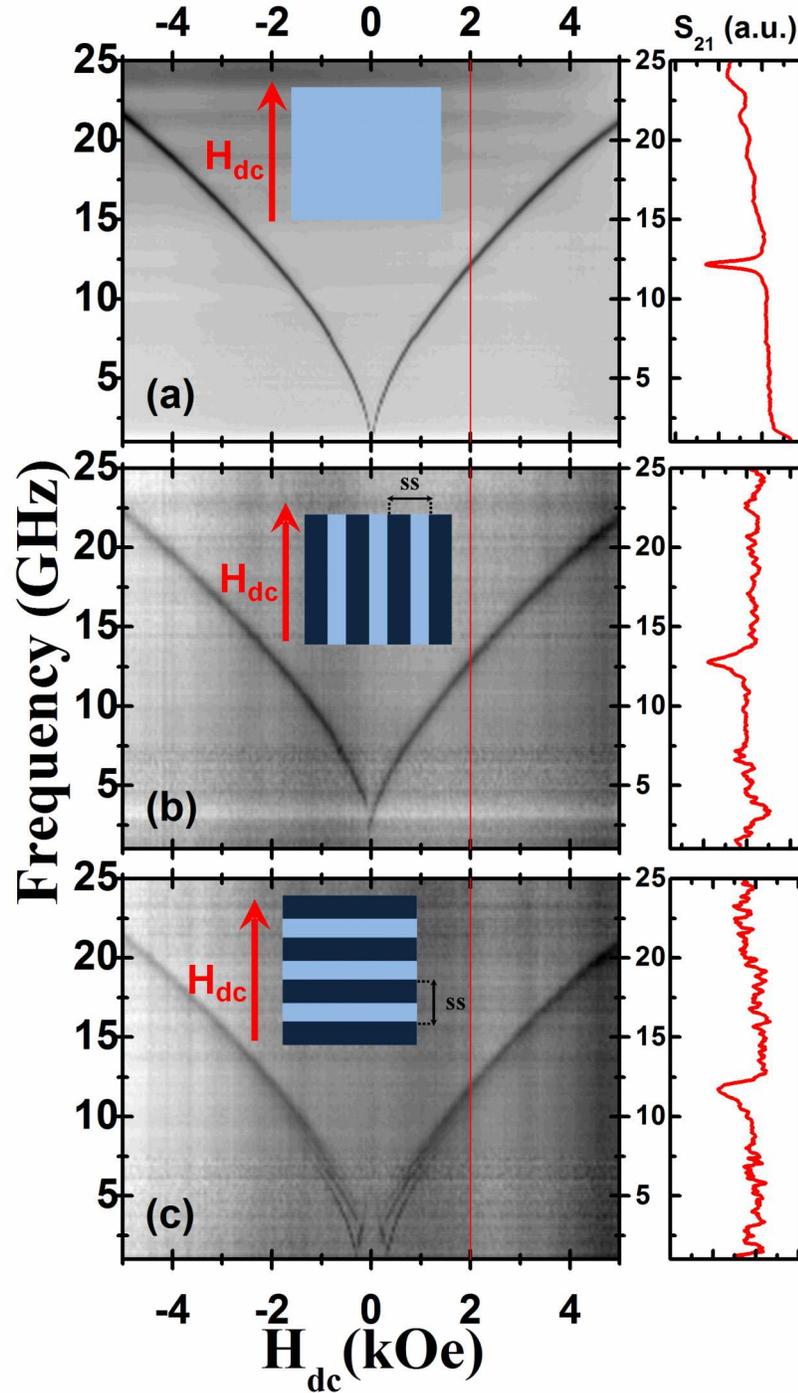
Los experimentos sistemáticos de FMR de banda ancha para la lámina delgada de Py y nanohilos bidimensionales de Py, con configuración paralela y perpendicular, se llevaron a cabo mediante un barrido de la frecuencia para un valor de campo magnético constante  $\mathbf{H}_{dc}^i$ . El proceso de medición se repite 3 veces para cada valor del campo  $\mathbf{H}_{dc}^i$ , a partir de un campo positivo de +5 kOe, pasando por cero, y disminuyéndolo gradualmente hasta -5 kOe, usando incrementos de 50 kOe. De la medición se extrae el coeficiente de transmisión  $S_{21}^1(\mathbf{H}_{dc}^i)$  y su espectro de recopila en función del campo magnético aplicado y la frecuencia. El tiempo total de la medición del espectro para cada muestra es de alrededor de 10 horas. Los espectros experimentales obtenidos para las tres muestras consideradas se muestran en la figura 6.2. Para aumentar la resolución del espectro en las configuraciones paralela y perpendicular de los nanohilos de Py, se replicaron los experimentos a partir de un campo de +2 kOe, pasando por cero, y disminuyéndolo gradualmente hasta -2 kOe, usando incrementos de 10 Oe.

De forma complementaria a los experimentos de FMR de Banda ancha, se realizaron mediciones de resonancia ferromagnética convencional (EPR/FMR) y mediciones de ciclos de histéresis por magnetometría clásica VSM/AGFM. Para estos experimentos fue necesario fabricar una muestra con múltiples arreglos de NWs depositados sobre el sustrato de silicio con óxido nativo 50 nm ( $\text{SiO}_2$ ). Los patrones de arreglos se definieron por la escritura de haz de electrones sobre la resina PMMA usando un microscopio de barrido electrónico de emisión de campo FESEM LEO 1530 VP que operado a 20 kV. El área total del patrón es  $1,1 \text{ mm}^2$ , la cual se subdividió en una matriz de  $10 \times 10$  arreglos cuadrados idénticos espaciados a  $10 \mu\text{m}$  y con dimensiones de  $100 \times 100 \mu\text{m}^2$ . Cada arreglo contiene a los nanohilos de Py con la misma geometría y dimensiones que se había mencionado anteriormente, tal que la

muestra contiene un número total de 100.000 NWs.

En los experimentos de magnetometría clásica se utilizó el VSM/AGFM Princeton PMC MicroMag 3900, midiendo la curva de histéresis de los nanohilos de Py y la lámina delgada de Py a temperatura ambiente. Se realizaron mediciones considerando configuraciones paralela y perpendicular de los NWs, representada por  $\vartheta = 0^\circ$  y  $\vartheta = 90^\circ$ , respectivamente.

En los experimentos de resonancia ferromagnética convencional se utilizó un espectrómetro Bruker EMX300 de resonancia paramagnética (EPR), midiendo la derivada de la absorción de microondas de NWs de Py a temperatura ambiente por medio de la banda-X ( $\sim 10$  GHz). Junto con medir la configuración perpendicular de los NWs, también se hicieron mediciones en torno a esta configuración, esto es realizando un barrido entre  $\vartheta = 50^\circ$  y  $\vartheta = 130^\circ$ .



**Figura 6.2:** Espectros experimentales de FMR de banda ancha obtenidos para (a) una lámina continua de Py, y para arreglos de NWs bidimensionales de Py en la configuración (b) paralela y (c) perpendicular.

### 6.3. Resultados Experimentales

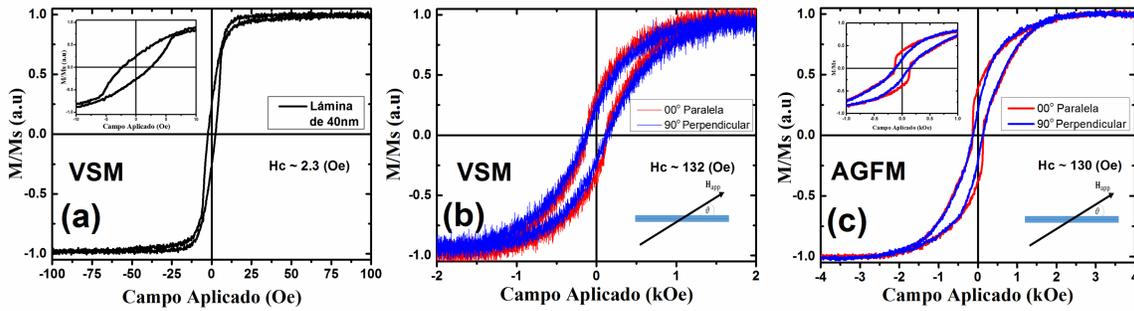
Los espectros de resonancia ferromagnética de banda ancha obtenidos experimentalmente para las tres muestras consideradas se muestran en la figura 6.2. En los paneles de la derecha se muestran los resultados usuales recolectados de la medición, es decir; el coeficiente de transmisión  $S_{21}$  versus frecuencia, mientras que la frecuencia es barrida de 1 GHz a 25 GHz con un campo aplicado constante de 2 kOe.

El conjunto de todos los datos medidos está representado en un gráfico de contorno con escala de colores, donde un coeficiente de transmisión bajo representa la absorción de FMR más alta y está mostrada en negro. Para la lámina continua de Py (ver figura 6.2 (a)), se observa un único modo de FMR bien definido, con un ancho de línea que aumenta monótonamente con la frecuencia. Para la muestra de nanohilos en la configuración paralela (ver figura 6.2 (b)), donde el campo magnético estático está aplicado a lo largo del eje de la nanohilos, se observa un único modo de resonancia, similar al detectado para la lámina continua pero que sufre un cambio abrupto para valores de campo negativos cercanos a  $-130$  Oe .

Para la muestra de nanohilos en la configuración perpendicular (ver figura 6.2 (c)), donde el campo magnético estático está aplicado perpendicular del eje de la nanohilos, se observa un espectro de FMR totalmente diferente. Además del modo de resonancia principal observado en los campos magnéticos estáticos altos, se observa un desdoblamiento de los modos de onda de espín (resonancia) para los valores de campo magnético bajos. Los modos de resonancia de campos bajos se fusionan en el modo principal de resonancia a partir de un campo de aproximadamente de  $\mp 2$  kOe. En ambas configuraciones de NWs bidimensionales, la relación señal-ruido de la medición es mayor al compararla con la relación señal/ruido de la lámina delgada, ya que la cantidad de material de todos los NWs sobre la CPW es pequeña comparada con la lámina delgada.

La figura 6.3 muestra los resultados experimentales de las curvas de histéresis, con magnetización normalizada, para la lámina delgada de Py y el arreglo de nanohilos de Py a temperatura ambiente. La lámina delgada de 40 nm de Py fue medida mediante VSM y su coercitividad fue aproximadamente de 2.3 Oe (ver figura 6.3 (a)). Las figuras 6.3 (b) y 6.3 (c) ilustran los resultados obtenidos mediante VSM y AGFM en arreglos de NWs bidimensionales, mostrando una coercitividad aproximada de 130 Oe para ambas medidas.

Es importante destacar que la sensibilidad de medición del VSM es del orden de  $\mu\text{emu}$ , por lo cual la medición sobre el arreglo de NWs es bastante ruidosa debido a que la muestra sólo contiene 100.000 NWs. Esto impide observar una diferencia notoria entre las curvas de histéresis de las configuraciones paralela y perpendicular. Por el contrario, la sensibilidad del AGFM es del orden de  $10^{-8}$  emu, por lo cual la medición contiene menor ruido y permite observar una clara diferencia en la forma de las curvas de histéresis para la configuración paralela y perpendicular de los NWs. Es posible notar que para valores de campo entre 1 kOe y -1 kOe, la configuración paralela exhibe una curva de histéresis que tiende a una forma cuadrada (color rojo) y la configuración perpendicular exhibe una curva de histéresis con menor pendiente (color azul), lo que se muestra en la figura 6.3 (c).



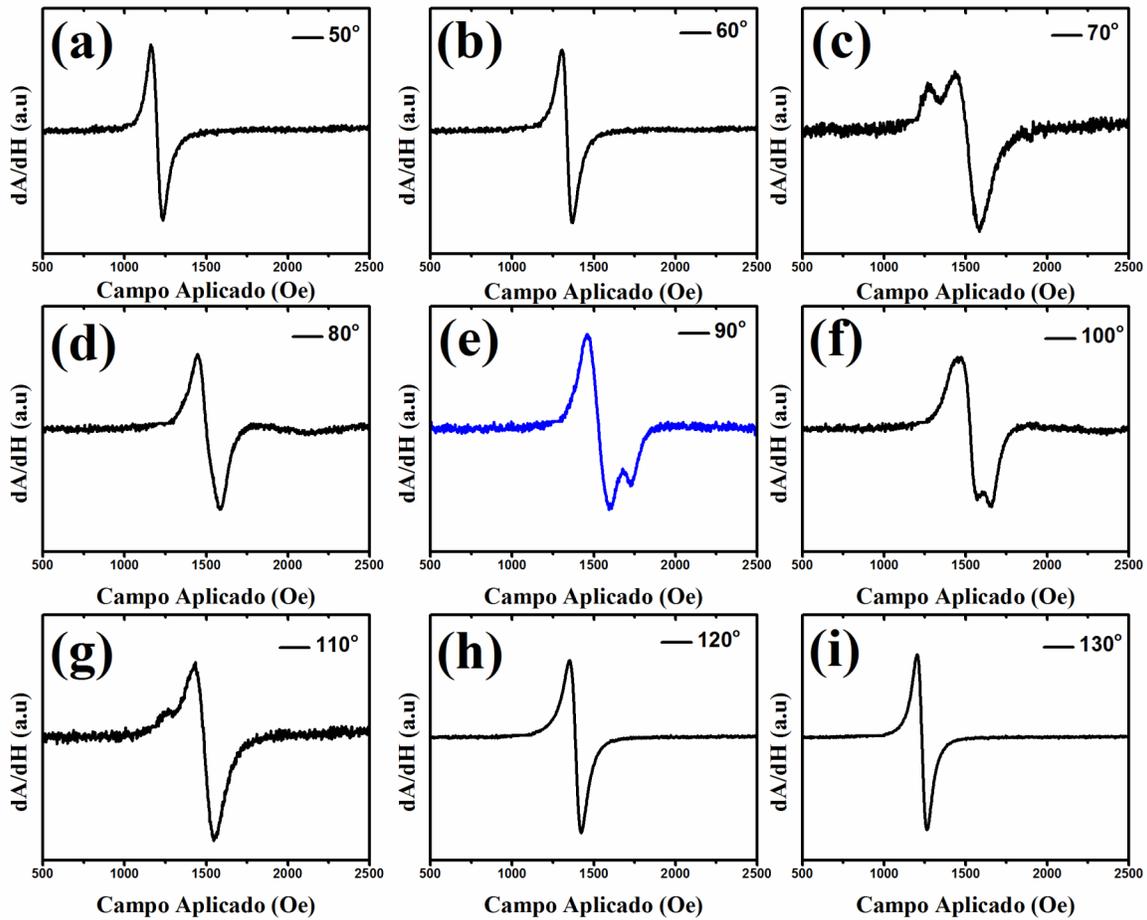
**Figura 6.3:** Curvas de histéresis de la lámina delgada de Py y los arreglos de NWs bidimensionales de Py. (a) La lámina delgada se midió usando VSM y los arreglos de NWs bidimensionales de Py en la configuración paralela y perpendicular se midieron usando (b) VSM y (c) AGFM. El ángulo representa el ángulo entre el campo aplicado y el eje de los NWs, donde  $0^\circ$  corresponde a la configuración paralela (color rojo) y  $90^\circ$  corresponde a la configuración perpendicular (color azul).

La figura 6.4 muestra la derivada de la absorción de microondas de los NWs de Py a temperatura ambiente para la banda-X ( $\sim 10$  GHz). Los resultados muestran las mediciones en torno a la configuración perpendicular de los NWs que está representada por el ángulo  $\vartheta = 90^\circ$  (color azul), ilustrando el barrido angular desde  $50^\circ$  hasta  $130^\circ$  en negro. En las figuras es posible observar que la configuración perpendicular ( $\vartheta = 90^\circ$ ) presenta un espectro característico asociado a una doble resonancia alrededor de un campo de 1500 Oe (ver figura 6.4 (e)), y a medida que  $\vartheta$  se aparta de los  $90^\circ$ , se pasa de una doble resonancia a una resonancia simple. Esta transición es simétrica alrededor de la configuración perpendicular y ocurre aproximadamente a los  $70^\circ$  ó  $110^\circ$ .

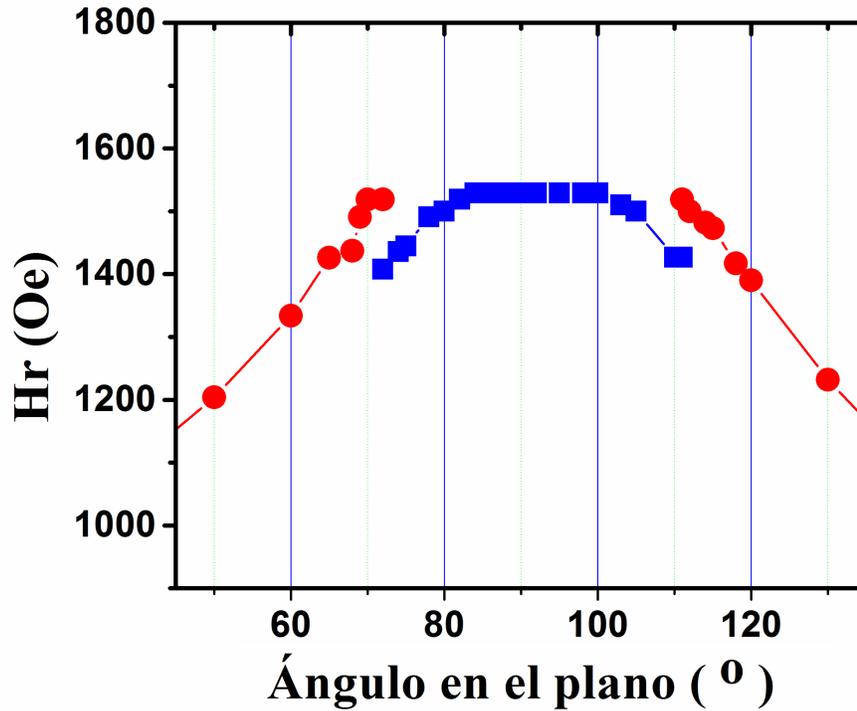
A partir de las figuras 6.4 (a) y 6.4 (b), que corresponden a  $50^\circ$  y  $60^\circ$  respectivamente, se observa que el espectro exhibe un único modo de resonancia, que llamaremos modo 1, cuyo campo de resonancia asociado aumenta de 1220 Oe a 1330 Oe al aumentar  $\vartheta$ . Luego, al seguir aumentando sistemáticamente el ángulo, se puede observar que un segundo modo de resonancia (modo 2) comienza a aparecer a

los  $70^\circ$ , ver figura 6.4(c), tal que el modo principal de resonancia (modo 1) se muestra a alrededor de 1530 Oe y el modo secundario (modo 2) alrededor de 1410 Oe. A partir del  $\vartheta = 80^\circ$  (ver figura 6.4 (d)), se observa que el modo 2 comienza a ser relevante y prácticamente equivalente al modo 1, y ambos modos se solapan alrededor de un campo de resonancia de 1495 Oe. Para un ángulo de  $90^\circ$  (ver figura 6.4 (e)), el modo 1 pasa a ser el modo secundario y el modo 2 se vuelve el modo principal, con un campo de resonancia de 1538 Oe.

La figura 6.5 muestra los campos de resonancia *versus* el ángulo aplicado, representando el modo 1 de resonancia en color rojo y el modo 2 de resonancia en color azul. Para ambos modos el campo de resonancia aumenta monótonamente al aumentar el ángulo entre el campo y los NWs, alcanzando un valor máximo para la configuración perpendicular. La simetría de los modos de resonancia en función del ángulo proviene directamente de la simetría de la geometría de los NWs bidimensionales.



**Figura 6.4:** Espectro de FMR convencional para los arreglos de NWs bidimensionales de Py como función del ángulo entre el campo aplicado y el eje de los NWs. El ángulo  $90^\circ$  corresponde a la configuración perpendicular (color azul) y en torno a esta configuración se muestra el barrido angular desde  $50^\circ$  a  $130^\circ$  (negro). El espectro muestra la derivada de la absorción versus el campo magnético aplicado para los ángulos: (a)  $50^\circ$ , (b)  $60^\circ$ , (c)  $70^\circ$ , (d)  $80^\circ$ , (e)  $90^\circ$ , (f)  $100^\circ$ , (g)  $110^\circ$ , (h)  $120^\circ$  e (i)  $130^\circ$ .



**Figura 6.5:** Campo de resonancia como función del ángulo entre el campo aplicado y el eje de los NWs. En color azul se muestra el modo de resonancia alrededor de  $90^\circ$  (modo 2) y en color rojo el modo simple de resonancia (modo1)

## 6.4. Modelo

En esta sección se presentarán los resultados obtenidos mediante simulaciones micromagnéticas y a partir un modelo unidimensional en arreglos considerando *dispersión de dos magnones* (TMS), para los arreglos periódicos de nanohilos bidimensionales de Permalloy con configuración paralela y perpendicular al campo magnético aplicado.

Estos resultados se logra describir de forma cualitativa y cuantitativa los datos experimentales obtenidos de espectroscopia de resonancia ferromagnética

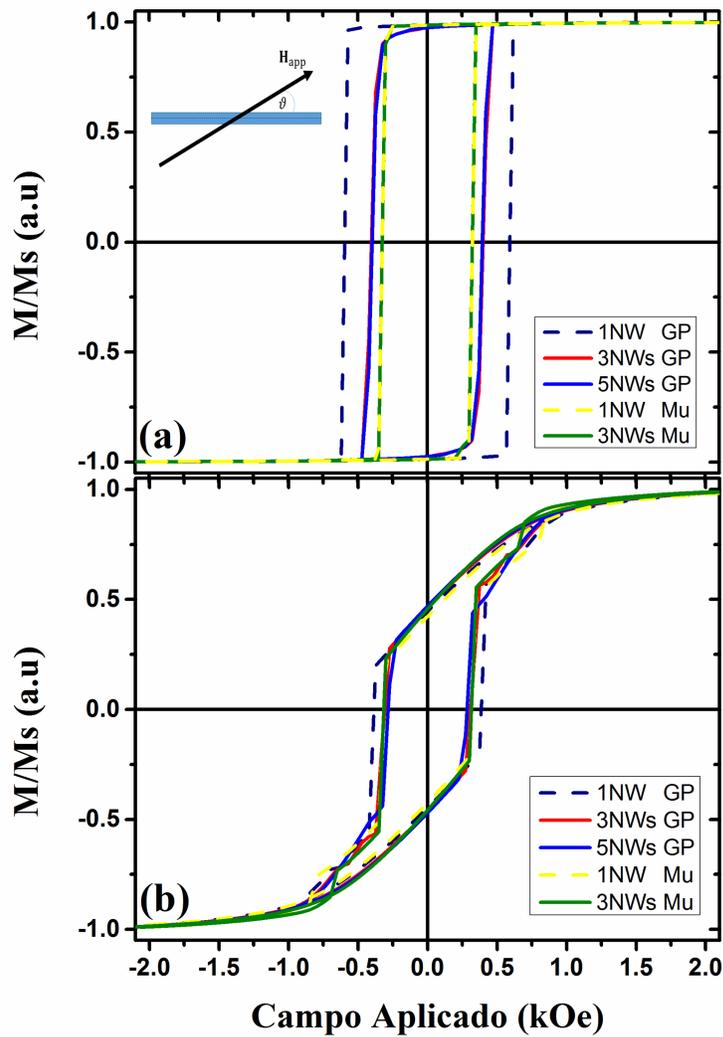
convencional (FMR), resonancia ferromagnética de banda ancha (*BroadBand* FMR) y magnetometría clásica (VSM/AGFM).

### 6.4.1. Simulaciones micromagnéticas

En primera instancia se realizaron simulaciones micromagnéticas de las curvas de histéresis para nanohilos bidimensionales de permaloy utilizando el paquete de software de dominio público *MuMax3* (Mu) y el *software GPMagnet* (GP).

El sistema real consta de una matriz de arreglos que contiene 100.000 NWs, pero es imposible simular un sistema de este tamaño con las facilidades computacionales actuales, siendo necesario reducir el número y las dimensiones de los NWs. En las simulaciones micromagnéticas realizadas se consideró a cada NWs como un paralelepípedo de espesor  $t = 25$  nm, ancho  $w = 250$  nm y longitud  $L = 2 \mu\text{m}$ , y el espaciamiento borde a borde entre los NWs de  $ss = 500$  nm. Los parámetros del material para Py en Sistema Internacional de Unidades (S.I) usados fueron;  $M_s = 8 \cdot 10^5$  A/m,  $A = 1.05 \cdot 10^{-11}$  J/m, constante anisotropía uniaxial  $K_U = 100$  J/m<sup>3</sup> lo largo de ejes los NWs y un parámetro de amortiguación  $\alpha = 0.01$ . Se consideró un tamaño discretización de celdas cúbicas de  $5 \text{ nm}^3$ .

Las curvas de histéresis para la configuración paralela ( $0^\circ$ ) y perpendicular ( $90^\circ$ ) obtenidas mediante GP Magnet se obtuvieron en sistemas formados por 1, 3 y 5 NWs. Utilizando MuMax3 se simularon sistemas formados por 1 y 3 NWs con macro condiciones de borde periódicas (MPBC). Las MPBC permiten incluir 10 copias virtuales de la región simulada de los tres NWs a lo largo de su anchura, arriba y abajo. Esto es equivalente a una muestra simulada que consiste de 63 nanohilos y con una dimensión total de  $2 \mu\text{m} \times 31.5 \mu\text{m} \times 25 \mu\text{m}$ .



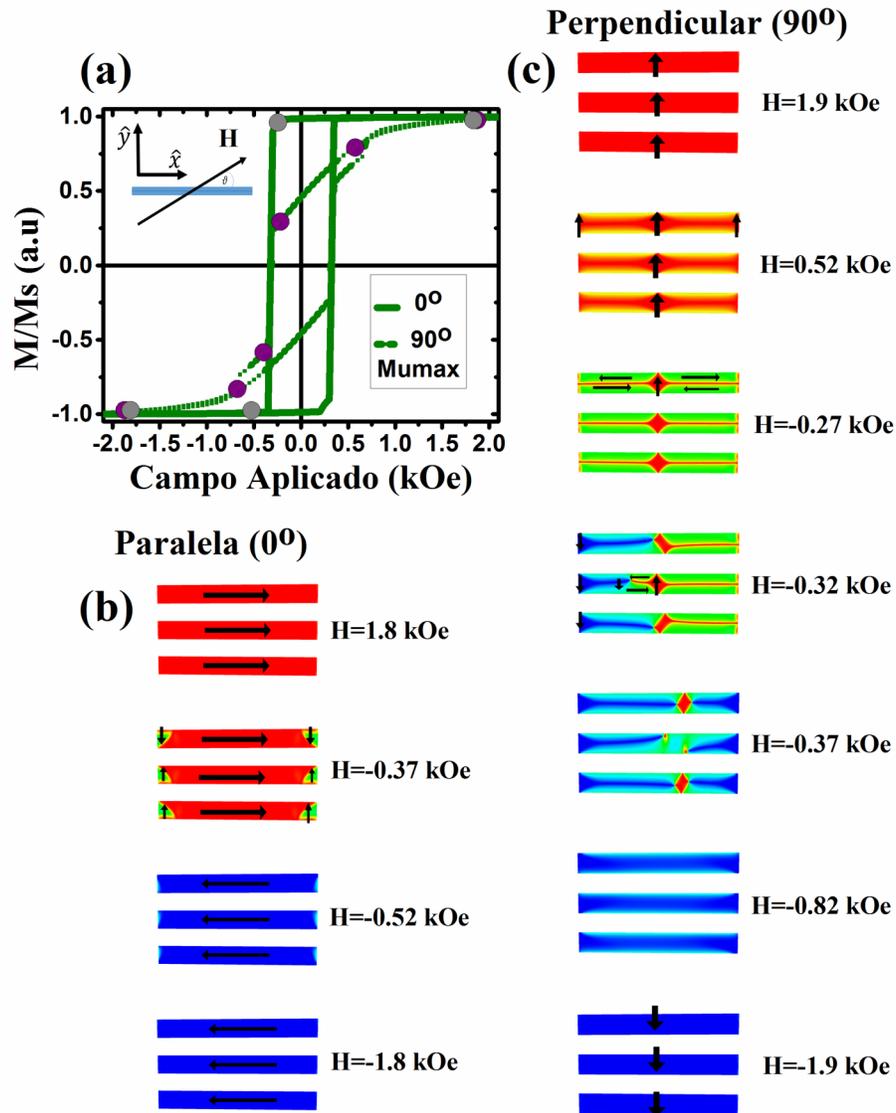
**Figura 6.6:** Curvas de histéresis de los arreglos de NWs bidimensionales de Py utilizando simulaciones micromagnéticas; GP Magnet (GP) y Mumax(Mu). (a) Histéresis para los NWs bidimensionales en la configuración paralela ( $0^\circ$ ) y (b) configuración perpendicular ( $90^\circ$ ).

A partir de la figura 6.6 (a), se puede observar que la configuración paralela exhibe una curva que tiene una forma cuadrada y a medida que se aumenta la cantidad de NWs en la simulación, tanto como para las simulaciones en GP *Magnet* y *MuMax3*, la coercitividad converge a un valor aproximado de 310 Oe. En el caso perpendicular,

ver figura 6.6 (b), se obtuvieron curvas de histéresis que están parcialmente inclinadas y que al considerar más de un NW en la simulación su coercitividad converge aproximadamente a 300 Oe. Por lo tanto se puede inferir que al considerar 3 o más NWs en las simulaciones, independientemente del software, las curvas de histéresis son bastante similares al comportamiento de los experimentos. Esto puede verse directamente al comparar la figura 6.3 (c) y la figura 6.7 (a).

Las figuras 6.7 (b) y 6.7 (c) muestran las imágenes instantáneas en la configuración paralela y perpendicular para un sistema compuesto por 3 NWs con MPBC. Es posible observar que la reversión magnética para la configuración paralela es mediante paredes tipo  $90^\circ$  que se propagan desde los extremos hacia el centro, ver figura 6.7 (b), proceso similar al que ocurre en los hilos cilíndricos mostrados en el capítulo 5 con las paredes transversales. Sin embargo, para la configuración perpendicular el proceso de reversión es más complejo; el proceso inicia con la reversión parcial de los bordes y forma un diamante en el centro de los NWs a  $H = -0.32$  kOe, ver figura 6.7 (b). Luego la forma del diamante en el centro se consolida y los extremos de los hilos comienzan a revertir, tal que para valores de campo  $H = -0.32$  kOe y  $H = -0.37$  kOe se generan vórtices en los extremos de los NWs que se propagan a lo largo de los hilos. El proceso termina con la aniquilación de los vórtices y da lugar a la reversión completa de la magnetización.

Es importante mencionar que las simulaciones micromagnéticas realizadas con GP *Magnet* y *MuMax3*, permiten describir de forma cualitativa los resultados experimentales de las curvas de histéresis, ya que para realizar una descripción cuantitativa es necesario considerar la geometría real de los NWs que componen la muestra, incorporando eventualmente rugosidad. De ahí proviene la diferencia entre el valor experimental de la coercitividad de 130 Oe y el valor aproximado obtenido en las simulaciones, que es de 300 Oe.



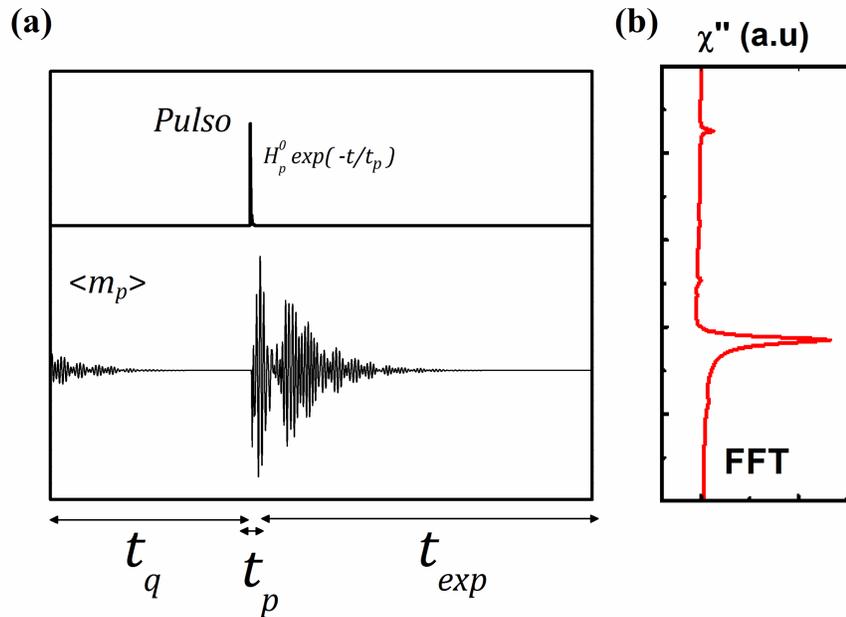
**Figura 6.7:** (a) Histéresis para un arreglo de 3 NWs bidimensionales en la configuración paralela ( $0^\circ$ ) y configuración perpendicular ( $90^\circ$ ) utilizando simulaciones micromagnéticas con Mumax y MBPC. Los puntos en gris y morado representan los campos de cada imagen instantánea realizada para la configuración paralela y perpendicular, respectivamente. Las imágenes instantáneas de la magnetización en RGB para (b) la configuración paralela,  $M_x$ , y (c) configuración perpendicular,  $M_y$ .

En las simulaciones dinámicas de la magnetización se utilizaron como base las configuraciones magnéticas de las curvas de histéresis obtenidas para 3NWs con MPBC realizadas por el paquete software *MuMax3*.

Para implementar la respuesta dinámica de la magnetización y encontrar el comportamiento de la susceptibilidad asociada a diferentes campos y frecuencias, se consideró un procedimiento de 3 etapas, donde cada etapa está asociada a los tiempos denominados; tiempo de reposo ( $t_q$ ), tiempo del pulso ( $t_p$ ) y tiempo del experimento ( $t_{exp}$ ). La primera etapa está relacionada con el proceso de relajación natural en un tiempo  $t_q = 500$  ps sobre la configuración magnética obtenida en la histéresis en un campo magnético fijo  $\mathbf{H}_{dc}^j$ . Es decir; se registra el promedio de la magnetización en todo el volumen en cada componente  $\langle m_x \rangle$ ,  $\langle m_y \rangle$  y  $\langle m_z \rangle$  para el campo magnético aplicado  $\mathbf{H}_{dc}^j$ . La segunda etapa está relacionada con un campo de excitación exponencial uniforme  $\mathbf{H}_{pulse} = \mathbf{H}_p \exp(-t/t_p)$ , equivalente a un bombeo de microondas, aplicado perpendicular al campo magnético estático  $\mathbf{H}_{dc}^j$  por un tiempo  $t_p = 40$  ps. La intensidad de dicho pulso es  $H_p^0 = 10$  Oe y permite excitar el movimiento de precesión de los espines, realizando oscilaciones forzadas que conducirán a la absorción selectiva de las frecuencias de la precesión en dicho campo magnético estático  $\mathbf{H}_{dc}^j$  aplicado. La tercera etapa corresponde al registro de la dependencia espacio-temporal de la magnetización a lo largo de la dirección del pulso para cada celda unidad que compone a los NWs en la simulación. Este proceso se realiza inmediatamente después de aplicar el pulso de campo  $\mathbf{H}_{pulse}$  y está asociado a un tiempo del experimento  $t_{exp} = 20$  ns.

La figura 6.8 (a) permite esquematizar el comportamiento de la magnetización a lo largo de la dirección de excitación (pulso),  $\langle m_p \rangle$ , en todo proceso de implementación de las simulaciones dinámicas para un campo magnético  $\mathbf{H}_{dc}^j$  aplicado, considerando un tiempo total  $t_T = t_q + t_p + t_{exp}$  con un pasos temporales de  $\Delta t = 1$  ps.

Para encontrar el dominio frecuencia de la susceptibilidad se utilizó la relación  $= \tilde{\chi}_{ij}(\omega)\tilde{h}_{ac,j}(\omega)$ , donde  $\tilde{m}_i(\omega)$  es la transformada de Fourier (FT) de la componente  $i$ -ésima de la magnetización promediada espacialmente sobre el volumen y  $\tilde{h}_{ac,j}(\omega)$  es la transformada de Fourier (FT) de la  $j$ -ésima componente del campo magnético dinámico externo [10,12,28,41,115]. Se utilizó la secuencia rápida de la transformada de Fourier denominada FFT (*Fast Fourier Transform*) [12,28,115] para calcular la susceptibilidad,  $\tilde{\chi}(\omega) = \chi'(\omega) + \chi''(\omega)$ . La figura 6.8 (b) muestra la componente imaginaria de la susceptibilidad,  $\chi''(\omega)$ , en el dominio de frecuencia para la evolución de la magnetización esquematizada en la figura 6.8 (a). Además, se calcularon los modos de resonancia para una distribución de perfiles espaciales considerando la magnitud y la fase de la susceptibilidad  $\tilde{\chi}_{ij}(x, y, x, \omega)$ , es decir, se realizaron las transformadas de Fourier de la dinámica de la magnetización para cada celda que compone al NW en la simulación.



**Figura 6.8:** Esquema del comportamiento de (a) la dinámica de la magnetización a lo largo de la dirección en que aplica el pulso y de (b) la parte imaginaria de la susceptibilidad extraída a partir de la FFT.

La Figura 6.9 resume los resultados obtenidos de las simulaciones micromagnéticas realizadas con MuMax3 para la dinámica de la magnetización, sobre la configuración paralela y perpendicular de un arreglo de 3NWs con MPBC, figura 6.9 (a) y 6.9 (b) respectivamente. El panel principal representa los espectros de absorción FMR como función de la frecuencia y la dependencia del campo estático, mostrando la parte imaginaria de la susceptibilidad,  $\chi''$ , a lo largo de la dirección de excitación. Los paneles de la derecha representan las secciones transversales de los espectros de absorción a un campo magnético  $\mathbf{H}_{dc} = 2$  kOe y las imágenes insertas muestran los perfiles espaciales de los modos de onda (resonancia) para los máximos de frecuencia correspondiente.

La primera observación general sobre los espectros de absorción de ambas configuraciones, paralela y perpendicular, es la evidencia de un modo de onda de espín (resonancia) principal a campos magnéticos altos y que corresponde al modo uniforme de precesión de los NWs, cuyo comportamiento al disminuir el campo  $\mathbf{H}_{dc}$  difiere considerablemente entre ambas configuraciones. El modo principal de resonancia para la configuración paralela tiene una frecuencia mayor que para la configuración perpendicular para un campo aplicado fijo  $\mathbf{H}_{dc}^j$ .

En la configuración paralela, la respuesta FMR en la frecuencia está dominada por la existencia de un modo de onda de espín uniforme bien definido a través de todos los valores de campo  $\mathbf{H}_{dc}^j$ . En particular, para un valor de campo  $\mathbf{H}_{dc} = 2$  kOe, el modo de resonancia uniforme se encuentra alrededor de 15.7 GHz y su perfil espacial de resonancia corresponde al centro de los NWs, ver figura inserta en la figura 6.9 (a). Sin embargo, para frecuencias más bajas, es posible adicionalmente observar un modo no uniforme que proviene del extremo de los NWs alrededor de 3.7 GHz, cuya amplitud global es mucho más pequeña que la amplitud del modo principal.

En la configuración perpendicular, el espectro de resonancia es bastante más complejo, ya que aparecen varios modos de onda de espín (resonancia) adicionales al

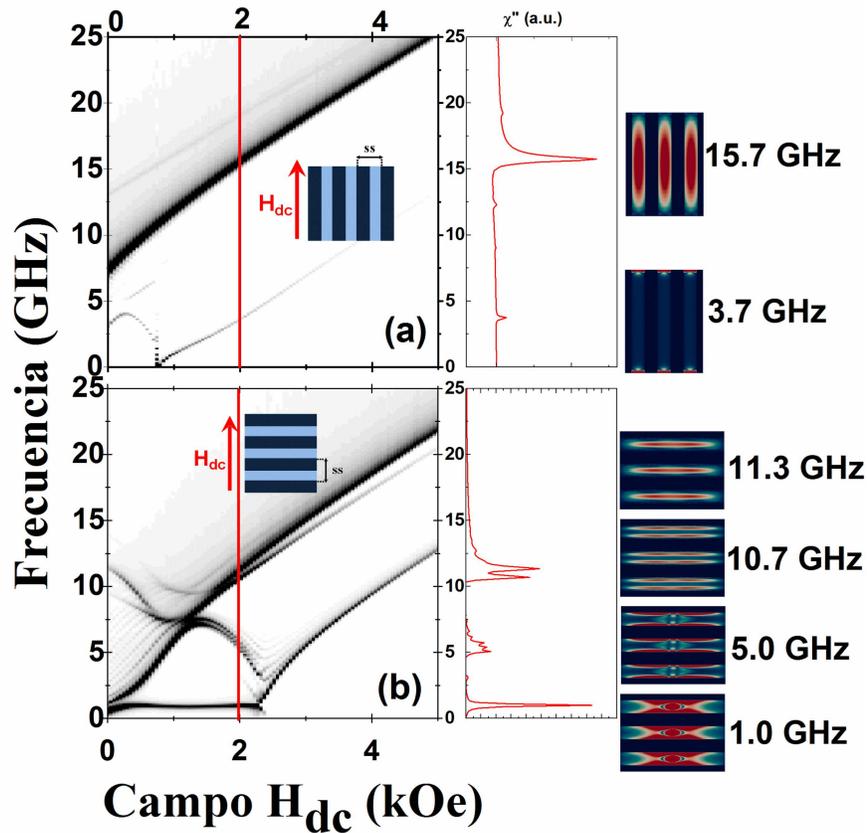
modo de precesión uniforme. En particular, para un valor de campo  $\mathbf{H}_{dc} = 2$  kOe, el modo de resonancia uniforme se encuentra alrededor de 11.3 GHz y su perfil espacial de resonancia corresponde al centro de los NWs (ver figura inserta en la figura 6.9 (b)). A frecuencias más bajas es posible observar tres modos de onda de espín no uniformes alrededor de 10.7 GHz, 5.0 GHz y 1.0 GHz, que corresponden a modos de los bordes o al centro geométrico de los NWs. A excepción del modo con frecuencia más baja, la amplitud global para estos nuevos modos es más pequeña que la del modo principal.

Contrastando los resultados de FMR obtenidos mediante simulaciones micromagnéticas y los resultados experimentales (ver figuras 6.2 y 6.9), es posible comprobar que los espectros son cualitativamente similares. El modo principal observado experimentalmente en ambas configuraciones, paralela y perpendicular, corresponde al modo de onda de espín de precesión uniforme de los NWs. Como se observa experimentalmente, el modo principal predomina para altos valores de campo, mientras que la aparición de nuevos modos (o desdoblamiento de modos) es más pronunciada para los estados magnetostáticos asociados a bajos campos magnéticos estáticos  $\mathbf{H}_{dc}$ . Para la configuración paralela, las simulaciones predicen un modo adicional para frecuencias más bajas, que corresponde a un modo no uniforme de los extremos de los NWs, pero que experimentalmente no se observa debido a que la amplitud de dicho modo es despreciable respecto al modo uniforme. Para la configuración perpendicular, las simulaciones predicen la aparición de tres nuevos modos no uniformes de resonancia, asociados a los bordes y el centro geométrico de los NWs, resultados que permiten explicar el origen del desdoblamiento de los modos de resonancia encontrados experimentalmente a campos inferiores a 2 kOe. En particular, al comparar cuantitativamente la respuesta FMR de las simulaciones a un campo magnético de 2 kOe, los valores de la frecuencia de resonancia correspondientes a los modos de onda de espín uniforme de ambas configuraciones, 15.7 GHz y 11.3 GHz, difieren de los valores experimentales, 12.9 GHz y 11.8 GHz, obtenidos para la configuración para-

lela y perpendicular, respectivamente. La diferencia cuantitativa es más abrupta al comparar directamente los espectros de FMR para la configuración perpendicular.

Esta diferencia cuantitativa ocurre debido a que en las simulaciones micromagnéticas no se ha considerado la geometría real de los NWs, despreciando los efectos de impurezas y rugosidades que la muestra real puede tener, es decir, se ha considerado solamente el mecanismo de relajación intrínseca, mecanismo que está descrito por el término de amortiguamiento  $\alpha$  en la ecuación LLG que gobierna el movimiento de los espines. En la próxima sección, 6.4.2 se incluirá un mecanismo de relajación extrínseco, que permite explicar de forma cuantitativa los diferentes modos de resonancia encontrados experimentalmente.

Los resultados obtenidos mediante simulaciones micromagnéticas, permiten describir de forma cualitativa el comportamiento del espectro experimental mostrado en la figura 6.2 para los arreglos de NWs bidimensionales de Py, explicando el posible origen de los modos de onda de espín encontrados.



**Figura 6.9:** Simulaciones micromagnéticas para la dispersión de la susceptibilidad en función del campo y frecuencia en la configuración (a) paralela y (b) perpendicular. Imágenes instantáneas de los modos de resonancia para diferentes frecuencias en un campo fijo de 2 kOe, en escala de colores RGB, donde el color rojo representa la máxima absorción espacial y el azul representa una nula absorción.

#### 6.4.2. Modelo de dispersión de dos magnones (Two Magnon Scattering, TMS)

Si bien las simulaciones micromagnéticas son capaces de proporcionar una explicación razonablemente cualitativa de los resultados experimentales, estas no proporcionan un buen acuerdo cuantitativo de los modos de onda de espín observados

experimentalmente, en especial para la configuración perpendicular del arreglo de NWs bidimensionales de Py.

Como se ha indicado en este capítulo, las simulaciones micromagnéticas consideran solamente un mecanismo de relajación intrínseco, que está descrito por el término de amortiguamiento en la ecuación LLG. Sin embargo, recientemente se ha desarrollado un enfoque teórico que incorpora un canal de relajación extrínseco [citas], incluyendo la *dispersión de dos magnones* (TMS) entre el modo FMR uniforme y magnones degenerados que son activados por defectos en las muestras [13, 51, 75], logrando predecir un desdoblamiento de los modos de onda de espín en láminas delgadas con modulación periódica de las propiedades magnéticas, de manera similar a la observada en la muestra con la configuración perpendicular. Con el fin de entender los aspectos relevantes de las mediciones FMR realizadas de forma cuantitativa, se tomó en cuenta la teoría formulada en arreglos 1D de una banda magnética con defectos de las referencias [51] y [82].

En la referencia [51] se introducen defectos tipo rieles (strips) a través de una lámina delgada y la anisotropía uniaxial inducida, de origen magnetostática por esos defectos, fue despreciada debido a la poca profundidad de los defectos. Sin embargo, en nuestro caso la descripción para los NWs bidimensionales corresponde al límite en que la profundidad de los defectos tipo rieles en la lámina delgada son muy relevantes, por lo tanto en nuestra descripción se añade un campo de anisotropía uniaxial  $H_u$  en el plano, ver anexo A.

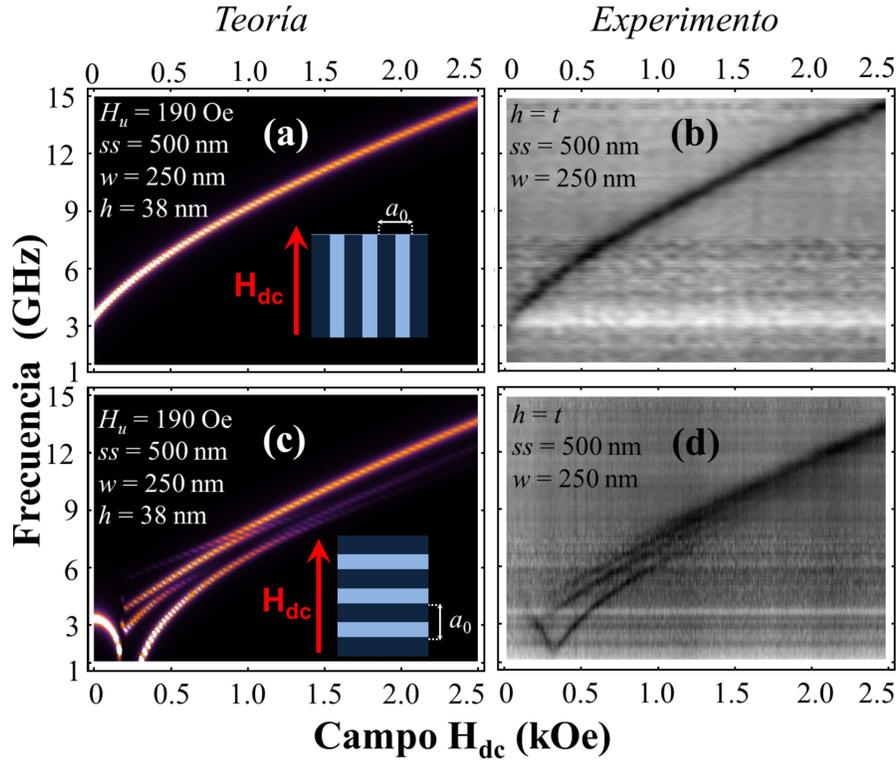
La comparación entre los resultados de teoría de TMS y los experimentos se muestran en la figura 6.10 y figura 6.11, para la FMR de banda ancha y FMR convencional con la banda-X, respectivamente.

En la configuración paralela, a partir de la figuras 6.10 (a) y 6.10 (b), se puede estimar el campo de anisotropía uniaxial lo largo de los NWs, cuyo valor aproximado es  $H_u = 190$  Oe. Se puede observar que el perfil del modo de resonancia en el diagrama

de frecuencia y campo, muestra un modo de precesión uniforme bien conocido que puede ser descrito vía la extensión de ecuación de Kittel para un elipsoide con anisotropía, ver figura 9 del capítulo 2. Dicha expresión permite explicar de forma básica el comportamiento del modo principal para ambas configuraciones, paralela y perpendicular, pero no predice ninguna división o discontinuidad de los modos de resonancia [51, 75, 82].

En la configuración perpendicular, las figuras 6.10 (c) y 6.10 (d) presentan los resultados incluyendo el campo de anisotropía estimado  $H_u = 190$  Oe. Aquí, el comportamiento dinámico de la magnetización es más complejo, ya que adicionalmente al modo uniforme aparece un desdoblamiento de los modos de onda de espín (resonancia) para frecuencias más bajas, comportamiento que está en excelente acuerdo/concordancia con los datos/resultados experimentales.

Teniendo en cuenta que la división de los modos de resonancia aparece claramente cuando se aplica el campo externo perpendicular a los rieles (o en nuestro caso los NWs), luego la interacción periódica es inducida por un acoplamiento entre los modos de FMR y magnones degenerados generados por los defectos tipo rieles considerados en la lámina delgada (ondas de espín con vectores de onda que coinciden a la red recíproca [51, 82]). Desde el punto de vista teórico, la principal interacción periódica se da entre el campo dipolar creado en los lados de los rieles (NWs) y la lámina nominal que se define como la lámina delgada debajo de los rieles. Sin embargo, en el sistema experimental real la interacción principal se da directamente entre los NWs y, por tanto, una comparación directa entre ambos métodos sólo es válida en el límite en que el defecto es suficientemente profundo/relevante pero no penetra totalmente a la lámina delgada. Por este argumento, los resultados de la teoría de TMS se utilizaron NWs con espesores de  $h = 38$  nm.

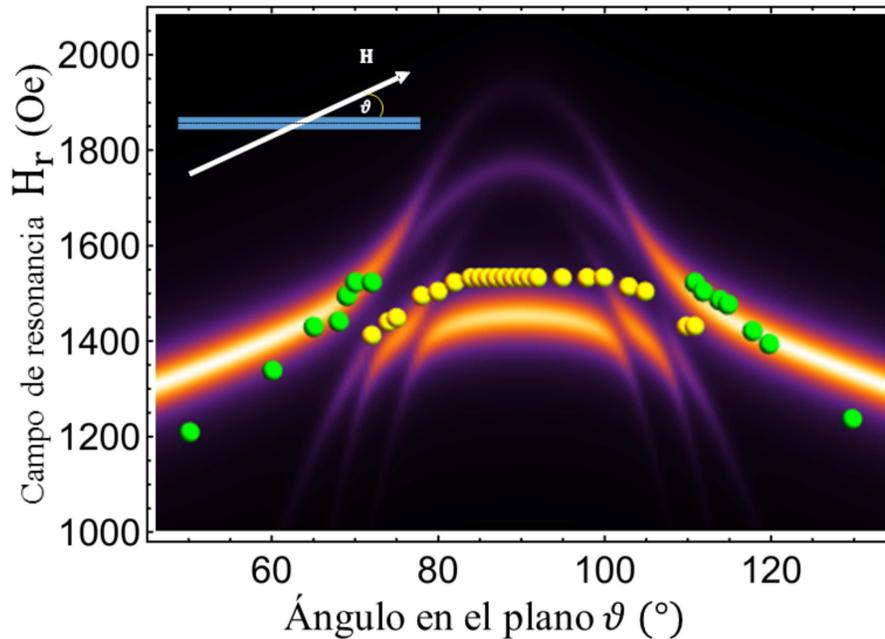


**Figura 6.10:** Comparación entre la teoría de dispersión de dos magnones (TMS) y el experimento de FMR de banda ancha. El panel de la derecha (izquierda) muestra los resultados experimentales (teóricos) para los espectros de FMR como función de la frecuencia y campo magnético aplicado. La gama de colores oscuros (brillantes) representan la alta respuesta de la parte imaginaria de la susceptibilidad magnética para los experimentos (la teoría). En los resultados teóricos el sistema se consideró una lámina delgada con defectos tipo rieles en el límite en que los defectos son muy profundos. Resultados para configuración (a)-(b) paralela y (c)-(d) perpendicular.

La figura 6.11 muestra un excelente acuerdo cuantitativo para los campos de resonancia obtenidos mediante la teoría TMS y experimentos de FMR convencional usando la banda-X ( $\sim 10$  GHz). Para el modo alrededor de  $90^\circ$ , denominado modo 2 y en color amarillo, los valores del campo de resonancia experimentales tienen un comportamiento similar a una parábola invertida cuyo máximo ocurre a 1538 Oe y

son bien descritos por los perfiles teóricos encontrados. Para el modo uniforme simple, denominado modo 1 y en color verde-rojo, el acuerdo entre la teoría y los experimentos es bueno pero para los ángulos  $50'$  y  $130'$  el perfil teórico difiere levemente de los experimentos.

Es importante mencionar que la contribución de un mecanismo de relajación extrínseco mediante la dispersión de dos magnones en la muestra real, son más relevantes para la describir la configuración perpendicular que para la configuración paralela, permitiendo reproducir el desdoblamiento de modos de resonancia y el comportamiento del campo de resonancia para diferentes ángulos.



**Figura 6.11:** Comparación entre los resultados de la teoría de dispersión de dos magnones (TMS) y el experimento de FMR convencional usando la banda-X ( $\sim 10$  GHz). Campo de resonancia como función del ángulo entre el campo aplicado y el eje de los NWs. En color amarillo se muestra el modo de resonancia alrededor de  $90^\circ$  (modo 2) y en color verde-rojo se muestra el modo simple de resonancia (modo 1). Los círculos representan los resultados experimentales del campo de resonancia y los perfiles continuos representan de los resultados de la teoría TMS.

Finalmente, a partir de los experimentos realizados, la implementación de simulaciones micromagnéticas y el modelo de TMS fue posible describir de forma cualitativa y cuantitativa las propiedades estáticas y dinámicas de la magnetización en un arreglo de nanohilos bidimensionales de permaloy. Fue necesario incluir un modelo que complementara los mecanismos de relajación intrínseca (simulaciones micromagnéticas) y relajación extrínseca (TMS) para comprender en plenitud los resultados experimentales.

## 6.5. Conclusiones

En el presente trabajo se reporta la observación de la división de modos de onda de espín en arreglos periódicos de nanohilos de Permaloy incluyendo simulaciones micromagnéticas y el mecanismo de TMS. Los datos obtenidos por experimentos de resonancia ferromagnética de banda ancha (*BroadBand* FMR) fueron corroborados con simulaciones micromagnéticas y con los resultados de una teoría generalizada de ondas de espín en arreglos 1D para una lámina continua con defectos [cita8]. Mientras que las simulaciones micromagnéticas, utilizando mecanismo de relajación LLG, son capaces de explicar cualitativamente la presencia de la división los modos de onda de espín, la basada en la teoría de dispersión de dos magnones da una excelente concordancia (cuantitativa) con los datos experimentales.

Los resultados de este trabajo forman parte del artículo enviado “Splitting of Spin-Wave Modes in Periodic Magnetic Nanowire Arrays”, N.M. Vargas, S. Khanal, D. J. Adams, D. Altbir, J. C. Denardín, R. A. Gallardo, P. Landeros y L. Spinu.

# Conclusiones

---

En esta tesis se ha estudiado de manera profunda los fenómenos físicos involucrados en las propiedades estáticas y dinámicas de la magnetización para nanodiscos asimétricos, nanohilos multisegmentados y nanohilos bidimensionales. Abordando, mediante simulaciones y experimentos, diversos aspectos como los modos de reversión, campos de resonancia y dispersión de la frecuencia de resonancia.

En base a los resultados obtenidos para nanodiscos asimétricos, se concluye que:

- La asimetría determina la región de nucleación del vórtice y su quiralidad durante el proceso de reversión magnética.
- Independientemente del grado de asimetría, la magnetización revierte a través de la nucleación y propagación de un vórtice. Comportamiento que ocurre incluso en nanodiscos que exhiben ciclos de histéresis casi cuadrados.
- La coercitividad, remanencia y estabilidad del vórtice son fuertemente afectadas por la asimetría introducida, mostrando un comportamiento no monotónico.

En base a los resultados obtenidos para hilos multisegmentados con espaciadores de diferente longitud, se concluye que:

- ❖ Todos los nanohilos multisegmentados estudiados exhiben ciclos de histéresis cuadrados y su magnetización invierte, a través de la nucleación de paredes transversales en los extremos de los segmentos de níquel que lo componen.
- ❖ La propagación de las paredes transversales dependerá exclusivamente de la longitud del espaciador no magnético.
- ❖ El rol de la interacción dipolar en un nanohilo multisegmentado puede ocasionar un anclaje parcial de la pared de dominio en la región cercana a la interface entre el segmento de níquel y el material no magnético. Esto permite identificar un régimen interactuante y régimen no interactuante.
- ❖ La coercitividad tiene un comportamiento decreciente y converge al valor de un segmento de níquel aislado en función del espaciador no magnético.

Mediante simulaciones de Monte Carlo, se ha mostrado que la asimetría inducida en un nanodisco homogéneo y que la longitud del espaciador no magnético en nanohilos multisegmentados, resultan ser métodos eficientes para controlar las propiedades estáticas de la magnetización en nanoestructuras diseñadas para aplicaciones específicas en almacenamiento de información y grabación magnética.

En base a los resultados obtenidos para nanohilos bidimensionales, se concluye que:

- ❖ El complemento de los experimentos de FMR convencional y FMR de banda ancha permiten comprobar que el modo de precesión uniforme corresponde al modo principal de resonancia para ambas configuraciones.
- ❖ Los espectros FMR para una lámina delgada y los nanohilos bidimensionales son totalmente diferentes, tal que el modo de resonancia uniforme para la lámina y la configuración paralela pueden ser descritos mediante la fórmula de Kittel.

- La configuración perpendicular para los nanohilos exhibe una división de modos de onda de espín para frecuencias más bajas que la del modo uniforme.
- El complemento de las simulaciones micromagnéticas y el mecanismo de TMS en una lámina con defectos unidimensionales permite describir de forma cualitativa y cuantitativa los resultados experimentales de FMR. Demostrando que la división de modos de onda de espín proviene de los bordes o del centro geométrico de los nanohilos.

Se ha mostrado en nanohilos bidimensionales que el espectro de FMR es complejo de describir, siendo necesario introducir el mecanismo de relajación intrínseco y extrínseco para explicar el origen de los modos de resonancia y su relación de dispersión. La posible manipulación en campo y frecuencia del espectro, abre la posibilidad de posibles aplicaciones en microfiltros y microresonadores.

De esta forma, en el marco de esta tesis se han abordado tres nanoestructuras de geometrías específicas, estudiando; el rol de la asimetría en nanodiscos, el rol de la interacción dipolar en nanohilos multisegmentados y el origen de la división de onda de espines para la configuración perpendicular en nanohilos bidimensionales. Los resultados permiten evidenciar que las propiedades estáticas y dinámicas de la magnetización pueden ser manipuladas y controladas para posibles aplicaciones tecnológicas.

## Apéndice A

# Constantes Físicas

---

$e = 1.602 \cdot 10^{-19} \text{ C}$	Carga eléctrica del electrón
$\epsilon_0 = 1/(\mu_0 c^2) = 8.854 \cdot 10^{-12} \text{ F/m}$	Permitividad eléctrica del vacío
$g\text{-factor}$	Factor de Landé
$\gamma = g\mu_B/h = g \cdot 13.996 \text{ GHz/T}$	Relación giromagnética
$h = 6.623 \cdot 10^{-34} \text{ Js}$	Constante de Planck
$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ N/A}^2$	Permeabilidad magnética del vacío
$\mu_B =  e \hbar/(2m_e) = 9.274 \cdot 10^{-24} \text{ J/T}$	Magnetón de Bohr
$m_e = 9.109 \cdot 10^{-31} \text{ Kg}$	Masa del electrón

## Apéndice B

# Símbolos

---

### Griegos

$\alpha_G \equiv \alpha$	Constante de amortiguamiento de Gilbert
$\alpha_x, \alpha_y, \alpha_z$	Cosenos directores
$\Delta H$	Ancho de línea o ancho total a la mitad del máximo
$\mu_i$	Vector momentos magnéticos
$\phi_{dip}$	Potencial desmagnetizante
$\chi$	Susceptibilidad magnética
$\bar{\chi}$	Tensor de susceptibilidad
$\chi'_{yy}, \chi''_{yy}$	Parte real e imaginaria de la susceptibilidad
$\omega_e = E/V$	Densidad de energía
$\omega_r = 2\pi f_r$	Frecuencia de resonancia

## Romanos

$a_0$	Constante de la red
$A = Js^2c/a_0$	Constante de Stiffness
<b>B</b>	Vector campo de inducción magnética
d, L, s, t, V, w,	diámetro, longitud, separación, espesor, Volumen, ancho,
<b>H</b> $\equiv$ <b>H<sub>dc</sub></b>	Vector del campo magnético aplicado
$H_c$	Campo coercitivo o coercitividad
<b>H<sub>dip</sub></b> , <b>H<sub>ex</sub></b>	Vector campo dipolar e intercambio
<b>H<sub>eff</sub></b>	Vector campo magnético Efectivo
$J_{ij} = J$	Constante de intercambio
$K_1, K_2$	Constantes de anisotropía cúbica de primer y segundo orden
$K_U$	Constante de anisotropía uniaxial
$l_{ex}$	Longitud de Exchange
<b>m</b> = <b>M</b> / $M_S$	Vector Magnetización Normalizado
<b>M</b>	Vector Magnetización
$M_r$	Magnetización remanente
$M_s$	Magnetización de Saturación
$\bar{N}$	Tensor desmagnetizante
$N_{xx}, N_{yy}, N_{zz}$	Factores desmagnetizantes
P	Potencia absorbida o disipada
$p$	Probabilidad de visitar una configuración particular
$S_{11}, S_{12}, S_{21}, S_{22}$	Parámetros de dispersión o S-parámetros

# Bibliografía

---

- [1] Amikam Aharoni. *Introduction to the Theory of Ferromagnetism*, volume 109 of *International Series of Monographs on Physics*. 2001.
- [2] Bargilliat Alain. *Principes chimiques de la litho et de l'offset*. INIAG, París, 1951.
- [3] Aldrich. Negative photoresist kit al-217, 2014.
- [4] S. Allende, J. Escrig, D. Altbir, E. Salcedo, and M. Bahiana. Angular dependence of the transverse and vortex modes in magnetic nanotubes. *European Physical Journal B*, 66(1):37–40, 2008.
- [5] Sebastian Allende Prieto. *Propiedades Magnéticas de los Nanohilos de Niquel*. PhD thesis, Universidad de Santiago de Chile, 2008.
- [6] D. A. Allwood, G. Xiong, C. C. Faulkner, D. Atkinson, D. Petit, and R. P. Cowburn. Magnetic domain-wall logic. *Science*, 309(5741):1688–1692, 2005.
- [7] Rodrigo Arias and D. L. Mills. Extrinsic contributions to the ferromagnetic resonance response of ultrathin films. *Physical Review B*, 60(10):7395–7409, 1999. PRB.

- 
- [8] M. Bahiana, F. S. Amaral, S. Allende, and D. Altbir. Reversal modes in arrays of interacting magnetic ni nanowires: Monte carlo simulations and scaling technique. *Physical Review B*, 74(17):5, 2006.
- [9] M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich, and J. Chazelas. Giant magnetoresistance of (001)fe/(001)cr magnetic superlattices. *Physical Review Letters*, 61(21):2472–2475, 1988. PRL.
- [10] A. Banholzer, R. Narkowicz, C. Hassel, R. Meckenstock, S. Stienen, O. Posth, D. Suter, M. Farle, and J. Lindner. Visualization of spin dynamics in single nanosized magnetic elements. *Nanotechnology*, 22(29):5, 2011.
- [11] Manly Banister. *Lithographic Prints from Stone and Plate*. Library Binding, 1972.
- [12] A. Barman and S. Barman. Dynamic dephasing of magnetization precession in arrays of thin magnetic elements. *Physical Review B*, 79(14):9, 2009.
- [13] I. Barsukov, F. M. Römer, R. Meckenstock, K. Lenz, J. Lindner, S. Hemken to Krax, A. Banholzer, M. Körner, J. Grebing, J. Fassbender, and M. Farle. Frequency dependence of spin relaxation in periodic systems. *Physical Review B*, 84(14):140410, 2011. PRB.
- [14] C. Bayer, J. Jorzick, B. Hillebrands, S. O. Demokritov, R. Kouba, R. Bozinoski, A. N. Slavin, K. Y. Guslienko, D. V. Berkov, N. L. Gorn, and M. P. Kostylev. Spin-wave excitations in finite rectangular elements of ni80fe20. *Physical Review B*, 72(6):12, 2005.
- [15] Andre Beguin. *Dictionnaire technique de l'estampe*. Broché, Bruxelles, 1998.
- [16] G. Bertotti. *Hysteresis in Magnetism: For Physicists, Materials Scientists, and Engineers*. Academic Press, 1998.

- 
- [17] G. Bertotti and I.D. Mayergoyz. *Physical Modeling, Micromagnetics, and Magnetization Dynamics*. Elsevier/Acad. Press, 2006.
- [18] G. Bertotti and I.D. Mayergoyz. *The Science of Hysteresis: Physical modeling, micromagnetics, and magnetization dynamics*. Academic, 2006.
- [19] V. D. Bessonov, M. Mruczkiewicz, R. Gieniusz, U. Guzowska, A. Maziewski, A. I. Stognij, and M. Krawczyk. Magnonic band gaps in yig-based one-dimensional magnonic crystals: An array of grooves versus an array of metallic stripes. *Physical Review B*, 91(10):7, 2015.
- [20] Claus Bilzer. *Microwave susceptibility of thin ferromagnetic films: metrology and insight into magnetization dynamics*. Specialite : Physique, Université Paris-Sud 11, 2007.
- [21] Kurt Binder. *Monte Carlo Simulation in Statistical Physics*. Springer Solid State. 2010.
- [22] P. J. H. Bloemen;, M. T. Johnson;, M. T. H. van de Vorst;, R. Coehoorn;, J. J. de Vries;, R. Jungblut;, J. aan de Stegge;, A. Reinders;, and W. J. M. de Jonge. Magnetic layer thickness dependence of the interlayer exchange coupling in (001) co/cu/co. *Phys. Rev. Lett.*, 72(5):4, 1994.
- [23] A. S. Borovik-Romanov and S. K. Sinha. *Spin waves and magnetic excitations*, volume Volume 22.1 of *Modern problems in Condensed Matter Sciences*. 1988.
- [24] Gonzalo Cabo de la Sierra. *Grabados , Litografías y Serigrafías. Técnicas y procedimientos*. Esti- Arte Ediciones, Madrid, 1981.
- [25] J. D. E. Castro, D. Altbir, J. C. Retamal, and P. Vargas. Scaling approach to the magnetic phase diagram of nanosized systems. *Physical Review Letters*, 88(23):4, 2002.

- [26] C. S. Chang, M. Kostylev, A. O. Adeyeye, M. Bailleul, and S. Samarin. Coplanar probe microwave current injection ferromagnetic resonance of magnetic nanostructures. *Epl*, 96(5):6, 2011.
- [27] J. N. Chapman, P. R. Aitchison, K. J. Kirk, S. McVitie, J. C. S. Kools, and M. F. Gillies. Direct observation of magnetization reversal processes in micron-sized elements of spin-valve material. *Journal of Applied Physics*, 83(10):5321–5325, 1998.
- [28] W. B. Chen, M. G. Han, H. Zhou, Y. Ou, and L. J. Deng. Micromagnetic simulation on the dynamic susceptibility spectra of cobalt nanowires arrays: the effect of magnetostatic interaction. *Chinese Physics B*, 19(8):7, 2010.
- [29] Sangkook Choi, Ki-Suk Lee, Konstantin Yu Guslienko, and Sang-Koog Kim. Strong radiation of spin waves by core reversal of a magnetic vortex and their wave behaviors in magnetic nanowire waveguides. *Physical Review Letters*, 98(8):087205, 2007. PRL.
- [30] Y. T. Chong, D. Gorlitz, S. Martens, M. Y. E. Yau, S. Allende, J. Bachmann, and K. Nielsch. Multi layered core/shell nanowires displaying two distinct magnetic switching events. *Advanced Materials*, 22(22):2435–+, 2010.
- [31] A. V. Chumak, V. I. Vasyuchka, A. A. Serga, and B. Hillebrands. Magnon spintronics. *Nat Phys*, 11(6):453–461, 2015.
- [32] D. Cimpoesu, J. J. Ding, L. Stoleriu, A. Adeyeye, A. Stancu, and L. Spinu. Angular resonant absorption curves in magnetic nanowire arrays. *Applied Physics Letters*, 102(23):5, 2013.
- [33] J. M. D. Coey. *Magnetism and Magnetic Materials*. 2010.
- [34] R. P. Cowburn. Property variation with shape in magnetic nanoelements. *Journal of Physics D-Applied Physics*, 33(1):R1–R16, 2000.

- [35] J. M. Daughton. Magneto-resistive memory technology. *Thin Solid Films*, 216(1):162–168, 1992.
- [36] Sergej O. Demokritov and A. N. Slavin. *Magnonics : from fundamentals to applications*. Topics in applied physics,. New York : Springer, Berlin, 2013.
- [37] Quantum Design. Microwriter ml, baby and baby plus, 2014.
- [38] J. Ding, V. E. Demidov, M. G. Cottam, S. O. Demokritov, and A. O. Adeyeye. Dynamic behavior of ni80fe20 nanowires with controlled defects. *Applied Physics Letters*, 104(14):4, 2014.
- [39] J. Ding, M. Kostylev, and A. O. Adeyeye. Magnetic hysteresis of dynamic response of one-dimensional magnonic crystals consisting of homogenous and alternating width nanowires observed with broadband ferromagnetic resonance. *Physical Review B*, 84(5):12, 2011.
- [40] J. Ding, M. Kostylev, and A. O. Adeyeye. Magnonic crystal as a medium with tunable disorder on a periodical lattice. *Physical Review Letters*, 107(4):4, 2011.
- [41] O. Dmytriiev, M. Dvornik, R. V. Mikhaylovskiy, M. Franchin, H. Fangohr, L. Giovannini, F. Montoncello, D. V. Berkov, E. K. Semenova, N. L. Gorn, A. Prabhakar, and V. V. Kruglyak. Calculation of high-frequency permeability of magnonic metamaterials beyond the macrospin approximation. *Physical Review B*, 86(10):11, 2012.
- [42] R. K. Dumas, T. Gredig, C. P. Li, I. K. Schuller, and K. Liu. Angular dependence of vortex-annihilation fields in asymmetric cobalt dots. *Physical Review B*, 80(1):5, 2009.
- [43] Georg Friedrich Durr. *Waves in Nanochannels, Created by Individual and Periodic Bi-component Ferromagnetic Devices*. PhD thesis, Technische Universität München, 2012.

- 
- [44] Roberto Escobar. *Caracterización de nanoestructuras magnéticas rectangulares mediante simulaciones de Monte Carlo*. PhD thesis, 2015.
- [45] J. Escrig, J. Bachmann, J. Jing, M. Daub, D. Altbir, and K. Nielsch. Crossover between two different magnetization reversal modes in arrays of iron oxide nanotubes. *Physical Review B*, 77(21):7, 2008.
- [46] J. Escrig, P. Landeros, D. Altbir, M. Bahiana, and J. D. e Castro. Role of interactions in layered nanorings. *International Journal of Nanotechnology*, 4(5):531–540, 2007.
- [47] Juan Escrig Murúa. *Interacción Dipolar entre Sistemas Magnéticos Micro y Nanométricos*. PhD thesis, Universidad de Santiago de Chile, 2007.
- [48] H. Forster, T. Schrefl, W. Scholz, D. Suess, V. Tsiantos, and J. Fidler. Micromagnetic simulation of domain wall motion in magnetic nano-wires. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 249(1-2):181–186, 2002.
- [49] Avner Friedman. *Magnetization reversal in particulate recording media*, volume 57 of *The IMA Volumes in Mathematics and its Applications*, book section 1, pages 1–10. Springer New York, 1994.
- [50] Y. Gaididei, D. D. Sheka, and F. G. Mertens. Controllable switching of vortex chirality in magnetic nanodisks by a field pulse. *Applied Physics Letters*, 92(1):3, 2008.
- [51] R. A. Gallardo, A. Banholzer, K. Wagner, M. Korner, K. Lenz, M. Farle, J. Lindner, J. Fassbender, and P. Landeros. Splitting of spin-wave modes in thin films with arrays of periodic perturbations: theory and experiment. *New Journal of Physics*, 16:21, 2014.

- [52] T. Gerrits, H. A. M. van den Berg, J. Hohlfeld, L. Bar, and T. Rasing. Ultrafast precessional magnetization reversal by picosecond magnetic field pulse shaping. *Nature*, 418(6897):509–512, 2002.
- [53] F. Giesen, J. Podbielski, B. Botters, and D. Grundler. Vortex circulation control in large arrays of asymmetric magnetic rings. *Physical Review B*, 75(18):4, 2007.
- [54] F. Giesen, J. Podbielski, T. Korn, M. Steiner, A. van Staa, and D. Grundler. Hysteresis and control of ferromagnetic resonances in rings. *Applied Physics Letters*, 86(11):3, 2005.
- [55] S. Goolaup, A. O. Adeyeye, N. Singh, and G. Gubbiotti. Magnetization switching in alternating width nanowire arrays. *Physical Review B*, 75(14):7, 2007.
- [56] M. Grimsditch, Y. Jaccard, and I. K. Schuller. Magnetic anisotropies in dot arrays: Shape anisotropy versus coupling. *Physical Review B*, 58(17):11539–11543, 1998.
- [57] Dirk Grundler. Reconfigurable magnonics heats up. *Nat Phys*, 11(6):438–441, 2015.
- [58] G. Gubbiotti, S. Tacchi, G. Carlotti, N. Singh, S. Goolaup, A. O. Adeyeye, and M. Kostylev. Collective spin modes in monodimensional magnonic crystals consisting of dipolarly coupled nanowires. *Applied Physics Letters*, 90(9):092503, 2007.
- [59] G. Gubbiotti, S. Tacchi, M. Madami, G. Carlotti, A. O. Adeyeye, S. N. Samarin, and M. Kostylev. Multiplets of collective spin-wave modes during magnetization reversal in a one-dimensional magnonic crystal consisting of alternating-width nano-strips. *Ieee Transactions on Magnetism*, 49(7):3089–3092, 2013.

- [60] A.G. Gurevich and G.A. Melkov. *Magnetization Oscillations and Waves*. Taylor & Francis, 1996.
- [61] R. Hertel. Computational micromagnetism of magnetization processes in nickel nanowires. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 249(1-2):251–256, 2002.
- [62] H. Hopster and H.P. Oepen. *Magnetic Microscopy of Nanostructures*. Springer, 2006.
- [63] E. E. Huber, D. O. Smith, and J. B. Goodenough. Domain-wall structure in permalloy films. *Journal of Applied Physics*, 29(3):294–295, 1958.
- [64] R. Huber, T. Schwarze, and D. Grundler. Nanostripe of subwavelength width as a switchable semitransparent mirror for spin waves in a magnonic crystal. *Physical Review B*, 88(10):5, 2013.
- [65] A. Hubert and R. Schäfer. *Magnetic Domains: The Analysis of Magnetic Microstructures*. Springer Berlin Heidelberg, 2008.
- [66] M. Jaafar, R. Yanes, D. P. de Lara, O. Chubykalo-Fesenko, A. Asenjo, E. M. Gonzalez, J. V. Anguita, M. Vazquez, and J. L. Vicent. Control of the chirality and polarity of magnetic vortices in triangular nanodots. *Physical Review B*, 81(5):7, 2010.
- [67] O. Jessensky, F. Muller, and U. Gosele. Self-organized formation of hexagonal pore arrays in anodic alumina. *Applied Physics Letters*, 72(10):1173–1175, 1998.
- [68] J. Jorzick, S. O. Demokritov, C. Mathieu, B. Hillebrands, B. Bartenlian, C. Chappert, F. Rousseaux, and A. N. Slavin. Brillouin light scattering from quantized spin waves in micron-size magnetic wires. *Physical Review B*, 60(22):15194–15200, 1999.
- [69] C. Kittel. *Introduction to solid state physics*. Wiley India Pvt. Limited, 2007.

- [70] M. Klaui, J. Rothman, L. Lopez-Diaz, C. A. F. Vaz, J. A. C. Bland, and Z. Cui. Vortex circulation control in mesoscopic ring magnets. *Applied Physics Letters*, 78(21):3268–3270, 2001.
- [71] M. Konoto, T. Yamada, K. Koike, H. Akoh, T. Arima, and Y. Tokura. Formation and control of magnetic vortex chirality in patterned micromagnet arrays. *Journal of Applied Physics*, 103(2):4, 2008.
- [72] M. Kostylev. Waveguide-based ferromagnetic resonance measurements of metallic ferromagnetic films in transmission and reflection. *Journal of Applied Physics*, 113(5), 2013.
- [73] M. Kostylev, P. Schrader, R. L. Stamps, G. Gubbiotti, G. Carlotti, A. O. Adeyeye, S. Goolaup, and N. Singh. Partial frequency band gap in one-dimensional magnonic crystals. *Applied Physics Letters*, 92(13):3, 2008.
- [74] M. Krawczyk and D. Grundler. Review and prospects of magnonic crystals and devices with reprogrammable band structure. *Journal of Physics-Condensed Matter*, 26(12):32, 2014.
- [75] M. Körner, K. Lenz, R. A. Gallardo, M. Fritzsche, A. Mücklich, S. Facsko, J. Lindner, P. Landeros, and J. Fassbender. Two-magnon scattering in permalloy thin films due to rippled substrates. *Physical Review B*, 88(5):054405, 2013. PRB.
- [76] V. V. Kruglyak, S. O. Demokritov, and D. Grundler. Magnonics. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 43(26):264001, 2010.
- [77] V. V. Kruglyak, M. Dvornik, R.V. Mikhaylovskiy, O. Dmytriiev, G. Gubbiotti, S. Tacchi, M. Madami, G. Carlotti, F. Montoncello, L. Giovannini, R. Zivieri, J. W. Klos, M. L. Sokolovskyy, S. Mamica, M. Krawczyk, M. Okuda, J. C. Eloi, S. Ward Jones, W. Schwarzacher, T. Schwarze, F. Brandl, D. Grundler, D. V.

- Berkov, E. Semenova, and N. Gorn. *Magnonic Metamaterials*, book section 14, pages 341–370. InTech Europe, 2012.
- [78] B. K. Kuanr, V. Veerakumar, L. M. Malkinski, A. V. Kuanr, R. E. Camley, and Z. Celinski. Microwave magnetic properties of nife nanostrips. *Ieee Transactions on Magnetics*, 45(10):3550–3553, 2009.
- [79] B. K. Kuanr, V. Veerakumar, R. Marson, S. R. Mishra, R. E. Camley, and Z. Celinski. Nonreciprocal microwave devices based on magnetic nanowires. *Applied Physics Letters*, 94(20):3, 2009.
- [80] D.P. Landau and K. Binder. *A Guide to Monte Carlo Simulations in Statistical Physics*. Cambridge University Press, 2009.
- [81] P. Landeros, Rodrigo E. Arias, and D. L. Mills. Two magnon scattering in ultrathin ferromagnets: The case where the magnetization is out of plane. *Physical Review B*, 77(21):214405, 2008. PRB.
- [82] P. Landeros and D. L. Mills. Spin waves in periodically perturbed films. *Physical Review B*, 85(5):054424, 2012. PRB.
- [83] Pedro Landeros Silva. *Propiedades magnéticas de nanoestructuras con simetría cilíndrica*. PhD thesis, Universidad de Santiago de Chile, 2007.
- [84] R. C. LeCraw, E. G. Spencer, and C. S. Porter. Ferromagnetic resonance line width in yttrium iron garnet single crystals. *Physical Review*, 110(6):1311–1313, 1958. PR.
- [85] B. Leighton, N. M. Vargas, D. Altbir, and J. Escrig. Tailoring the magnetic properties of fe asymmetric nanodots. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 323(11):1563–1567, 2011.

- [86] Fabian Giesen aus Leverkusen. *Magnetization Dynamics of Nanostructured Ferromagnetic Rings and Rectangular Elements*. PhD thesis, Universität Hamburg, 2005.
- [87] H. J. Levinson. *Principles of Lithography*. Society of Photo Optical, 2005.
- [88] C. P. Li, I. V. Roshchin, X. Battle, M. Viret, F. Ott, and I. K. Schuller. Fabrication and structural characterization of highly ordered sub-100-nm planar magnetic nanodot arrays over 1 cm<sup>2</sup> coverage area. *Journal of Applied Physics*, 100(7):7, 2006.
- [89] J. Lindner, I. Barsukov, C. Raeder, C. Hassel, O. Posth, R. Meckenstock, P. Landeros, and D. L. Mills. Two-magnon damping in thin films in case of canted magnetization: Theory versus experiment. *Physical Review B*, 80(22):224421, 2009. PRB.
- [90] J.P. Liu, E. Fullerton, O. Gutfleisch, and D.J. Sellmyer. *Nanoscale Magnetic Materials and Applications*. Springer US, 2010.
- [91] X. Y. Liu, W. Z. Zhang, M. J. Carter, and G. Xiao. Ferromagnetic resonance and damping properties of c0feb thin films as free layers in mgo-based magnetic tunnel junctions. *Journal of Applied Physics*, 110(3):5, 2011.
- [92] L. Lopez-Diaz, D. Aurelio, L. Torres, E. Martinez, M. A. Hernandez-Lopez, J. Gomez, O. Alejos, M. Carpentieri, G. Finocchio, and G. Consolo. Micromagnetic simulations using graphics processing units. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 45(32):323001, 2012.
- [93] Baudié Louis. *Le Livret du lithographe. Technologie*. Lib. Enseignement, Paris, 1927.
- [94] L. M. Malkinski, M. H. Yu, A. Y. Vovk, D. J. Scherer, L. Spinu, W. L. Zhou, S. Whittenburg, Z. Davis, and J. S. Jung. Microwave absorption of patterned

- arrays of nanosized magnetic stripes with different aspect ratios. *Journal of Applied Physics*, 101(9):3, 2007.
- [95] I.D. Mayergoyz, G. Bertotti, and C. Serpico. *Nonlinear Magnetization Dynamics in Nanosystems*. Elsevier Science, 2009.
- [96] J. Mejia-Lopez, D. Altbir, P. Landeros, J. Escrig, A. H. Romero, I. V. Roshchin, C. P. Li, M. R. Fitzsimmons, X. Batlle, and I. K. Schuller. Development of vortex state in circular magnetic nanodots: Theory and experiment. *Physical Review B*, 81(18):8, 2010.
- [97] J. Mejia-Lopez, D. Altbir, A. H. Romero, X. Batlle, I. V. Roshchin, C. P. Li, and I. K. Schuller. Vortex state and effect of anisotropy in sub-100-nm magnetic nanodots. *Journal of Applied Physics*, 100(10):6, 2006.
- [98] J. Mejia-Lopez, P. Soto, and D. Altbir. Asymmetric reversal of the hysteresis loop in exchange-biased nanodots. *Physical Review B*, 71(10):4, 2005.
- [99] G. A. Melkov, V. I. Vasyuchka, A. V. Chumak, V. S. Tiberkevich, and A. N. Slavin. Wave front reversal of nonreciprocal surface dipolar spin waves. *Journal of Applied Physics*, 99(8):08P513, 2006.
- [100] Rajesh Menon, Amil Patel, Dario Gil, and Henry I. Smith. Maskless lithography. *Materials today*, 2006.
- [101] S. V. Metelev, N. K. Pleshanov, A. Menelle, V. M. Pusenkov, A. F. Schebetov, Z. N. Soroko, and V. A. Ul'yanov. The study of the oxidation of thin ti films by neutron reflectometry. *Physica B*, 297(1-4):122–125, 2001.
- [102] S. Middelhoek. Domain walls in thin ni-fe films. *Journal of Applied Physics*, 34(4):1054–1059, 1963.

- [103] Douglas L. Mills and Sergio M. Rezende. *Spin Damping in Ultrathin Magnetic Films*, volume 87 of *Topics in Applied Physics*, book section 2, pages 27–59. Springer Berlin Heidelberg, 2003.
- [104] M. J. Mindel and R. Pollack S. The room temperature oxidation of titanium thin film. *Acta Metallurgica*, 17:1441–1448, 1969.
- [105] V. L. Mironov, B. A. Gribkov, A. A. Fraerman, S. A. Gusev, S. N. Vdovichev, I. R. Karetnikova, I. M. Nefedov, and I. A. Shereshevsky. Mfm probe control of magnetic vortex chirality in elliptical co nanoparticles. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 312(1):153–157, 2007.
- [106] J. D. Musgraves, B. T. Close, and D. M. Tanenbaum. A maskless photolithographic prototyping system using a low-cost consumer projector and a microscope. *American Journal of Physics*, 73(10):980–984, 2005.
- [107] T. Naiser, T. Mai, W. Michel, and A. Ott. Versatile maskless microscope projection photolithography system and its application in light-directed fabrication of dna microarrays. *Review of Scientific Instruments*, 77(6):11, 2006.
- [108] Raith Nanofabrication. The swiss army knife for nanofabrication, 2015.
- [109] S. Neusser and D. Grundler. Magnonics: Spin waves on the nanoscale. *Advanced Materials*, 21(28):2927–2932, 2009.
- [110] K. Nielsch, F. J. Castano, C. A. Ross, and R. Krishnan. Magnetic properties of template-synthesized cobalt/polymer composite nanotubes. *Journal of Applied Physics*, 98(3):6, 2005.
- [111] K. Nielsch, F. Muller, A. P. Li, and U. Gosele. Uniform nickel deposition into ordered alumina pores by pulsed electrodeposition. *Advanced Materials*, 12(8):582–586, 2000.

- [112] K. Nielsch, R. B. Wehrspohn, J. Barthel, J. Kirschner, U. Gosele, S. F. Fischer, and H. Kronmüller. Hexagonally ordered 100 nm period nickel nanowire arrays. *Applied Physics Letters*, 79(9):1360–1362, 2001.
- [113] Y. Nishi and R. Doering. *Handbook of Semiconductor Manufacturing Technology*. Taylor & Francis, 2000.
- [114] Johannes Ofstad. *Ferromagnetic Resonance Spectroscopy Studies of Permalloy/Copper/Chromium/Copper thin films*. PhD thesis, Norwegian University of Science and Technology, 2014.
- [115] S. Pal, D. Kumar, and A. Barman. Micromagnetic study of size-dependent picosecond dynamics in single nanomagnets. *Journal of Physics D-Applied Physics*, 44(10):8, 2011.
- [116] J. Palma. *Síntesis y Caracterización de Nanoestructuras Magnéticas*. PhD thesis, Universidad de Santiago de Chile, 2012.
- [117] J. P. Park, P. Eames, D. M. Engebretson, J. Berezovsky, and P. A. Crowell. Spatially resolved dynamics of localized spin-wave modes in ferromagnetic wires. *Physical Review Letters*, 89(27):4, 2002.
- [118] J. B. Pendry, D. Schurig, and D. R. Smith. Controlling electromagnetic fields. *Science*, 312(5781):1780–1782, 2006. 10.1126/science.1125907.
- [119] Benjamin Pigeau. *Magnetic vortex dynamics nanostructures*. PhD thesis, Université Paris Sud Paris XI, 2013.
- [120] I. V. Roshchin, C. P. Li, H. Suhl, X. Batlle, S. Roy, S. K. Sinha, S. Park, R. Pynn, M. R. Fitzsimmons, J. Mejia-Lopez, D. Altbir, A. H. Romero, and I. K. Schuller. Measurement of the vortex core in sub-100 nm fe dots using polarized neutron scattering. *Epl*, 86(6):5, 2009.

- [121] C. Ross. Patterned magnetic recording media. *Annual Review of Materials Research*, 31:203–235, 2001.
- [122] Samsung. Samsung 16tb ssd is the world’s largest hard drive. Report, 2015. <http://petapixel.com/2015/08/15/samsung-16tb-ssd-is-the-worlds-largest-hard-drive/> , visitado 09-11-2015.
- [123] M. Schneider, H. Hoffmann, and J. Zweck. Magnetic switching of single vortex permalloy elements. *Applied Physics Letters*, 79(19):3113–3115, 2001.
- [124] Seagate. Seagate ha anunciado alcanzar 60 tb en un disco duro comercial para el año 2019. Report, 2015. <http://www.seagate.com/la/es/internal-hard-drives/enterprise-hard-drives/hdd/enterprise-capacity-3-5-hdd/> , visitado 09-11-2015.
- [125] A. A. Serga, A. V. Chumak, and B. Hillebrands. Yig magnonics. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 43(26):264002, 2010.
- [126] D. Shi, B. Aktas, L. Pust, and F. Mikailov. *Nanostructured Magnetic Materials and Their Applications*. Springer Berlin Heidelberg, 2008.
- [127] Mykhaylo L. Sokolovskyy. *Investigation of spin dynamics in planar magnonic devices*. PhD thesis, Adam Mickiewicz University, 2012.
- [128] Ricardo C. Sousa and I. Lucian Prejbeanu. Non-volatile magnetic random access memories (mram). *Comptes Rendus Physique*, 6(9):1013–1021, 2005.
- [129] M. Sparks, R. Loudon, and C. Kittel. Ferromagnetic relaxation. i. theory of the relaxation of the uniform precession and the degenerate spectrum in insulators at low temperatures. *Physical Review*, 122(3):791–803, 1961. PR.
- [130] J. Stohr and H.C. Siegmann. *Magnetism from Fundamentals to Nanoscale Dynamics*, volume 152 of *solid-state sciences*.

- 
- [131] S. H. Sun, C. B. Murray, D. Weller, L. Folks, and A. Moser. Monodisperse fept nanoparticles and ferromagnetic fept nanocrystal superlattices. *Science*, 287(5460):1989–1992, 2000.
- [132] C. Swoboda, M. Martens, and G. Meier. Control of spin-wave excitations in deterministic fractals. *Physical Review B*, 91(6):9, 2015.
- [133] JC Naby Lithography Systems. Nanometer pattern generation system, 2015.
- [134] S. Tacchi, M. Madami, G. Gubbiotti, G. Carlotti, S. Goolaup, A. O. Adeyeye, N. Singh, and M. P. Kostylev. Analysis of collective spin-wave modes at different points within the hysteresis loop of a one-dimensional magnonic crystal comprising alternative-width nanostripes. *Physical Review B*, 82(18):184408, 2010. PRB.
- [135] T. Taniuchi, M. Oshima, H. Akinaga, and K. Ono. Vortex-chirality control in mesoscopic disk magnets observed by photoelectron emission microscopy. *Journal of Applied Physics*, 97(10):3, 2005.
- [136] Inc. The GGB Industries. Calibration substrates cs-series, 2015.
- [137] A. Thiaville, J. M. Garcia, and J. Miltat. Domain wall dynamics in nanowires. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 242:1061–1063, 2002.
- [138] J. Topp, G. Duerr, K. Thurner, and D. Grundler. Reprogrammable magnonic crystals formed by interacting ferromagnetic nanowires. *Pure and Applied Chemistry*, 83(11):1989–2001, 2011.
- [139] J. Topp, D. Heitmann, M. P. Kostylev, and D. Grundler. Making a reconfigurable artificial crystal by ordering bistable magnetic nanowires. *Physical Review Letters*, 104(20):4, 2010.

- [140] J. Topp, J. Podbielski, D. Heitmann, and D. Grundler. Internal spin-wave confinement in magnetic nanowires due to zig-zag shaped magnetization. *Physical Review B*, 78(2):6, 2008.
- [141] E. J. Torok, A. L. Olson, and H. N. Oredson. Transition between bloch and néel walls. *Journal of Applied Physics*, 36(4):1394–1399, 1965.
- [142] T. Trunk, M. Redjda, A. Kákay, M. F. Ruane, and F. B. Humphrey. Domain wall structure in permalloy films with decreasing thickness at the bloch to néel transition. *Journal of Applied Physics*, 89(11):7606–7608, 2001.
- [143] N. A. Usov, A. Zhukov, and J. Gonzalez. Domain walls and magnetization reversal process in soft magnetic nanowires and nanotubes. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 316(2):255–261, 2007.
- [144] Alexey B. Ustinov, Andrei V. Drozdovskii, and Boris A. Kalinikos. Multifunctional nonlinear magnonic devices for microwave signal processing. *Applied Physics Letters*, 96(14):142513, 2010.
- [145] Arne Vansteenkiste, Jonathan Leliaert, Mykola Dvornik, Mathias Helsen, Felipe Garcia-Sanchez, and Bartel Van Waeyenberge. The design and verification of mumax3. *AIP Advances*, 4(10):107133, 2014.
- [146] R. Varga, A. Zhukov, V. Zhukova, J. M. Blanco, and J. Gonzalez. Supersonic domain wall in magnetic microwires. *Physical Review B*, 76(13):3, 2007.
- [147] P. Vargas, D. Altbir, and J. D. E. Castro. Fast monte carlo method for magnetic nanoparticles. *Physical Review B*, 73(9):3, 2006.
- [148] P. Vavassori, R. Bovolenta, V. Metlushko, and B. Ilic. Vortex rotation control in permalloy disks with small circular voids. *Journal of Applied Physics*, 99(5):7, 2006.

- [149] E. A. Velasquez, J. Mazo-Zuluaga, and J. Mejia-Lopez. Size dependence study of the ordering temperature in the fast monte carlo method. *Journal of Nanoparticle Research*, 15(2):12, 2013.
- [150] Z. K. Wang, V. L. Zhang, H. S. Lim, S. C. Ng, M. H. Kuok, S. Jain, and A. O. Adeyeye. Observation of frequency band gaps in a one-dimensional nanostructured magnonic crystal. *Applied Physics Letters*, 94(8):083112, 2009.
- [151] R. Wieser, U. Nowak, and K. D. Usadel. Domain wall mobility in nanowires: Transverse versus vortex walls. *Physical Review B*, 69(6):5, 2004.
- [152] S. Woodford. *Ultrafast Magnetization Dynamics*. Forschungszentrum, Zentralbibliothek, 2008.
- [153] K. M. Wu, L. Horng, J. F. Wang, J. C. Wu, Y. H. Wu, and C. M. Lee. Influence of asymmetry on vortex nucleation and annihilation in submicroscaled permalloy disk array. *Applied Physics Letters*, 92(26):3, 2008.
- [154] Orhan Yalçın. *Ferromagnetic Resonance - Theory and Applications*.
- [155] Haiming Yu, G. Duerr, R. Huber, M. Bahr, T. Schwarze, F. Brandl, and D. Grundler. Omnidirectional spin-wave nanograting coupler. *Nat Commun*, 4, 2013.
- [156] Hanqiao Zhang, Axel Hoffmann, Ralu Divan, and Pingshan Wang. Direct-current effects on magnetization reversal properties of submicron-size permalloy patterns for radio-frequency devices. *Applied Physics Letters*, 95(23):232503, 2009.
- [157] M. Zhu and R. D. McMichael. Modification of edge mode dynamics by oxidation in ni80fe20 thin film edges. *Journal of Applied Physics*, 107(10):5, 2010.