

**UNIVERSIDAD DE SANTIAGO DE CHILE  
FACULTAD DE CIENCIA  
DEPARTAMENTO DE FÍSICA**



**MOVIMIENTO DE PAREDES DE DOMINIO EN  
NANOESTRUCTURAS CILÍNDRICAS DE PERMALLOY Y SU  
SÍNTESIS MEDIANTE DEPOSICIÓN DE CAPAS ATÓMICAS**

**ÁLVARO PATRICIO ESPEJO PIÑA**

Profesor Guía: Dr. Juan Escrig Murúa

Tesis para optar al grado de Doctor en  
Ciencia con Mención en Física

Santiago – Chile

2015

**MOVIMIENTO DE PAREDES DE DOMINIO EN  
NANOESTRUCTURAS CILÍNDRICAS DE PERMALLOY Y SU  
SÍNTESIS MEDIANTE DEPOSICIÓN DE CAPAS ATÓMICAS**

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.

Santiago – Chile  
2015

**MOVIMIENTO DE PAREDES DE DOMINIO EN  
NANOESTRUCTURAS CILÍNDRICAS DE PERMALLOY Y SU  
SÍNTESIS MEDIANTE DEPOSICIÓN DE CAPAS ATÓMICAS**

Este trabajo de Graduación fue preparado bajo la supervisión de la profesor guía Dr. Juan Escrig Murúa, del Departamento de Física de la Universidad de Santiago de Chile, y ha sido aprobado por los miembros de la comisión calificadora.

Dr. Juan Escrig Murúa .....

Dr. Juliano C. Denardin .....

Dr. Rodrigo Arias Federici .....

Dr. Roberto Lavín Serrano .....

Dr. Samuel Baltazar Rojas .....

.....  
Directora Departamento de Física

© Álvaro Patricio Espejo Piña, 2015

Se autoriza la reproducción parcial o total de esta obra, con fines académicos, por cualquier forma, medio o procedimiento, siempre y cuando se incluya la cita bibliográfica del documento.

*Dedicado a*

*Aquellos que siempre han estado presentes,*

*mi familia, mis raíces y mi fuerza,*

*mis amigos, mis recuerdos y experiencias,*

*y Paola, mi compañía y mi presente.*

# Agradecimientos

Agradezco al Dr. Juan Escrig Murúa por su apoyo y confianza durante el programa de doctorado, sin lugar a dudas mi trabajo es también parte de su esfuerzo. Le doy gracias por los consejos y la libertad otorgada para explorar diversas áreas durante mi formación, así también por abrir la puerta del trabajo que realicé fuera de Chile, gestionando los contactos para ser recibido en otro laboratorio.

Agradezco a la Dra. Dora Altbir Drullinsky por su apoyo y preocupación brindada durante estos años. Creo que sus esfuerzos están potenciando el desarrollo de muchos jóvenes científicos en el estudio del magnetismo desarrollado en Chile. Agradezco también al Dr. Juliano Casagrande Denardin por su apoyo y buena disposición cuando ingresé al laboratorio de Magnetismo de la USACH. Ahora trabajaré en un proyecto en común junto a ambos profesores y espero que podamos obtener interesantes resultados.

A lo largo de estos años de estudio he compartido y he formado lazos de amistad con diferentes personas, entre ellas debo mencionar a Roberto Escobar y Pascal Toro, Nicolás Vargas, Nicolás Vidal, Felipe Tejo, Rosa Corona, Diego Salazar y Sebastián Castillo, estoy seguro que a todos ellos les irá muy bien en el futuro. Quisiera particularmente agradecer a Alejandro Pereira y Juan Luis Palma, quienes siempre tuvieron tiempo y buena voluntad para ayudarme. Continuando en el ámbito de magnetismo debo agradecer por nutritivas conversaciones con Sebastián Allende, Samuel Baltazar y Roberto Lavín, con quien trabajé en mi primera publicación.

Agradezco a la gente que me recibió y enseñó en el Instituto de Nanoestructuras Multifuncionales de la Universidad de Hamburgo, Prof. Dr. Komelius Nielsch, Robert Zierold y Detlef Görlitz; y con quienes hice amistad Ho Sun Shin, Martin Waleczek, Lewis Akinsinde, Cornelius Eder.

Ahora vuelco la mirada hacia el núcleo familiar, donde surgen las raíces de lo que soy y los lineamientos de lo que seré. En primer lugar agradezco a mis padres por permitirme

estar aquí, soy el fruto de sus enseñanzas y trabajo, el concentrado del sacrificio de una familia que vive en un país de pocas oportunidades para la mayoría de la población. Agradezco también el apoyo de mi hermana, por su infinito amor y también comprensión, espero que me disculpe por todos los juguetes que te desarmé, creo que será una gran profesional. Quiero también agradecer a Paola por el gran amor, apoyo y comprensión que me ha entregado, espero que podamos seguir viviendo juntos, que en el futuro tengamos hijos, y que sigamos emprendiendo con nuevos proyectos que nos permitan crecer cada día más. También agradezco la comprensión que han tenido mis amigos de antaño por mi ausencia en todo este tiempo debido a motivos de estudio:, Daniel Sanchez, Denisse Tacchi, Esteban López, Danilo Jara, Nidal Lakrouz, Alejandro Gonzalez, Ignacio Oporto y Camilo Vallet; y a todos los amigos del IJEL a quienes tuve la fortuna de conocer durante mi paso por Alemania, junto a Axel Binder, Vicky Rojas Siegel, Darwing Fuentes, Francisco Cruz y Maritza Garay.

Finalmente agradecer a las instituciones que financian la generación de ciencia en este país y que me han apoyado durante este estudio, estas son la Comisión Nacional de investigación Científica y Tecnológica (CONICYT), Núcleo Milenio Magnetismo Básico y Aplicado, proyecto FONDECYT 1150952, al proyecto Fondecip EQM120045 y al Centro para el Desarrollo de la Nanociencia y Nanotecnología (CEDENNA) FB 0807 perteneciente al Financiamiento Basal para Centros Científicos y Tecnológicos de Excelencia.

# Resumen

Durante las últimas décadas los avances en las investigaciones del magnetismo a micro y nanoescala, han permitido un constante desarrollo de nuevos dispositivos tecnológicos, los que sin darnos cuenta han pasado a formar parte de nuestra vida cotidiana. A nivel global, el mercado de dispositivos tecnológicos basados en elementos y/o fenómenos magnéticos, proyecta una creciente demanda a para los próximos años. Esto se ve motivado por la alta demanda de sensores magnéticos tanto de efecto Hall, como magnetorresistivos, cuyo principal destino es la industria automotriz, así también como los dispositivos tecnológicos de uso diario. Por otra parte, el gran interés de la sociedad en almacenar todo tipo de información, impone la constante mejora y creación de dispositivos con mayor densidad de almacenamiento.

Hasta hace no muchos años atrás, los dispositivos electrónicos se basaban completamente en fenómenos de carga del electrón. Sin embargo, el descubrimiento de la magnetorresistencia gigante, abrió la puerta a un nuevo campo de investigación del espín de electrón, llamado espintrónica. Esta reciente área de estudio investiga principalmente los efectos magnetorresistivos de los electrones espín-polarizados al atravesar válvulas de espín; así también como investiga los efectos que produce el espín del electrón al transferir su momento angular a diversas texturas magnéticas. De hecho, este último fenómeno, permite que mediante un pulso de corriente espín-polarizada sea posible controlar el movimiento de paredes de dominio magnéticas. Bajo este concepto, se han propuestos nuevos dispositivos de estado sólido para el almacenamiento de la información, los que se basan en el desplazamiento de paredes de dominio mediante corriente espín-polarizada. Análogamente, recientes investigaciones demuestran que algunas nanoestructuras cilíndricas presentan ciertas ventajas en el control del movimiento de paredes de dominio, frente a nanoestructuras de geometría plana.

En base a este contexto, el primer objetivo de esta tesis es estudiar mediante simulaciones micromagnéticas el movimiento de paredes de dominio tipo vórtice y

transversal en nanoestructuras cilíndricas de permalloy con variaciones geométricas, cuando son conducidas por corrientes espín polarizadas y campos magnéticos. Este estudio se complementa con un análisis teórico del movimiento de ambas paredes de dominio.

En el caso de la pared de dominio tipo vórtice, en particular hemos estudiado el movimiento de la pared de dominio en una nanoestructura cilíndrica hilo-tubo, en la que se buscó comprender con profundidad el proceso de anclaje y liberación de la pared en la interfaz hilo-tubo, variando la densidad de corriente y el campo magnético aplicado. Por otro lado, en cuanto a la pared de dominio transversal, se estudió su movimiento en una geometría magnética de hilo modulado, donde se investigó la velocidad lineal y angular de la pared, cuando es conducida por un flujo de electrones espín polarizados en sentido opuesto al campo desmagnetizante generado por la modulación geométrica. De este trabajo, se obtuvieron las condiciones necesarias para anclar una pared de dominio transversal mediante campo y corriente, y simultáneamente lograr que ésta permanezca rotando en su posición. En ambos casos estudiados, se observaron comportamientos complejos e interesantes, que podrían servir como orientación para el desarrollo de nuevas tecnologías en base a la espintrónica.

Con la finalidad de que en un futuro próximo podamos sintetizar nanoestructuras cilíndricas de geometría compleja como las anteriormente mencionadas, en esta tesis se investigó la síntesis de películas magnéticas de *NiFe* mediante la técnica de deposición de capas atómicas (ALD). De esta investigación, se logró la creación de películas metálicas de *NiFe* y *Ni*, mediante el trabajo conjunto entre la técnica de ALD y una posterior reducción térmica del oxígeno que se encontraba en las muestras. Las películas sintetizadas fueron caracterizadas por medio de espectroscopia de dispersión de energía (EDX), y mediante difracción de rayos X (XRD). Las películas metálicas presentaron agujeros en su superficie, los que cambiaron principalmente su tamaño como función del tiempo de reducción térmica. Debido a esto, se realizó un estudio de las propiedades eléctricas y magnéticas de las películas como función del tiempo de reducción, de las

cuales se observaron resistividades eléctricas y coercitividad magnética de mayor amplitud que películas homogéneas encontradas en la bibliografía. Finalmente, se sintetizaron arreglos de nanotubos de Py, así también como la obtención de un nanotubo aislado, el cual resultó ser estructuralmente homogéneo, y pudo ser caracterizado magnéticamente.

# Objetivos de esta tesis

## Objetivos generales:

- Comprender el movimiento de paredes de dominio tipo vórtice y transversal en nanoestructuras cilíndricas de permalloy, cuando son manejadas por corrientes eléctricas espín polarizadas y campos magnéticos.
- Investigar una ruta de síntesis de permalloy mediante el método de deposición de capas atómicas para sintetizar películas y nanotubos magnéticos.

## Objetivos específicos:

- Estudiar mediante simulaciones micromagnéticas y análisis teórico el movimiento de una pared de dominio tipo vórtice en una nanoestructura cilíndrica hilo-tubo de permalloy, bajo la condición inicial de la pared anclada en la interfaz hilo-tubo debido a la acción de un campo magnético externo. Estudiar los casos en que la pared es conducida por una corriente espín polarizada cuyo flujo de electrones se propaga en sentido opuesto al campo externo; y un segundo caso en que se retira el campo externo y la pared de dominio es conducida sólo por la acción de la corriente espín polarizada.
- Estudiar mediante simulaciones micromagnéticas y análisis teórico el movimiento de una pared de dominio tipo transversal en un nanohilo cilíndrico modulado de permalloy, donde la pared se propaga debido a la acción de una corriente espín polarizada, que la desplaza desde el extremo del hilo de diámetro menor hacia la sección de diámetro mayor.
- Investigar una ruta de síntesis de películas delgadas de  $\text{Ni}_x\text{Fe}_{1-x}\text{O}$  mediante deposición de capas atómicas, utilizando como precursores niqueloceno y

ferroceno. Posteriormente realizar una reducción térmica del oxígeno de las muestras para obtener películas metálicas magnéticas.

- Mediante la ruta de síntesis de permalloy obtenida, sintetizar arreglos de nanotubos en una membrana de alúmina nanoporosa, y por medio de un proceso de liberación de nanotubos desde la membrana, obtener y caracterizar magnéticamente un nanotubo aislado.

# Índice General

Resumen .....	viii
Objetivos de esta tesis.....	xi
1. Introducción.....	1
1.1. Magnetismo y tecnología, ¿dónde?.....	1
1.2. Espintrónica y nanoestructuras magnéticas.....	3
1.3. Límite superparamagnético.....	8
1.4. Aleaciones de <i>NiFe</i> .....	10
2. Fundamentos teóricos .....	12
2.1 Magnetismo en materiales .....	13
2.1.1. Permeabilidad y susceptibilidad magnética.....	13
2.1.2. Diamagnetismo.....	14
2.1.3. Paramagnetismo .....	14
2.1.4. Ferromagnetismo .....	15
2.1.5. Antiferromagnetismo y Ferrimagnetismo .....	16
2.2 Conceptos básicos del ferromagnetismo.....	18
2.2.1. Dominios ferromagnéticos .....	18
2.2.2. Histéresis magnética.....	20
2.2.3. Paredes de dominio magnéticas .....	22
2.3 Energías magnéticas .....	25
2.3.1. Energía de intercambio .....	25
2.3.2. Energía de Zeeman .....	27
2.3.3. Energía de anisotropía cristalina .....	28
2.3.4. Energía dipolar .....	30
2.4 Ecuación de Landau-Lifshitz-Gilbert y transferencia de espín-torque .....	34

2.5	Simulaciones numéricas .....	37
2.6	Síntesis general por deposición de capas atómicas.....	39
3.	Movimiento de una pared de dominio tipo vórtice en una nanoestructura cilíndrica hilo-tubo .....	41
3.1	Introducción.....	41
3.2	Parámetros de la simulación .....	42
3.3	Resultados de la simulación.....	44
3.4	Análisis teórico .....	55
3.5	Interruptor magnético On-Off como potencial aplicación de la nanoestructura hilo-tubo .....	66
3.6	Conclusiones.....	68
4.	Movimiento de una pared de dominio tipo transversal en un nanohilo cilíndrico modulado .....	70
4.1	Introducción.....	70
4.2	Parámetros de la simulación .....	71
4.3	Resultados de las simulaciones .....	73
4.4	Análisis Teórico .....	83
4.5	Nanogenerador de campo magnético alterno como potencial aplicación del nanohilo modulado .....	87
4.6	Conclusiones.....	90
5.	Síntesis de aleaciones de <i>NiFe</i> mediante deposición de capas atómicas..	92
5.1	Introducción.....	92
5.2	Detalles experimentales de la síntesis de películas delgadas de $Ni_xFe_{1-x}O$ , $NiO$ y $Fe_2O_3$ .....	93
5.3	Resultados de la síntesis.....	95
5.3.1.	Análisis de imágenes.....	103
5.3.2.	Resistividad eléctrica.....	108
5.3.3.	Caracterización magnética .....	110
5.4	Síntesis de nanotubos de $Ni_{83}Fe_{17}$ .....	116

5.5	Conclusiones.....	120
6.	Conclusiones generales .....	122
	Anexo A: Modelo analítico para el movimiento de una pared de dominio tipo vórtice en la nanoestructura hilo-tubo.....	124
	Referencias .....	133

# Índice de figuras

Figura 1.1: Diagrama de dos válvulas de espín en configuración magnética paralela y antiparalela. Bajo estas se muestra un esquema de la variación de la resistencia eléctrica del flujo de espines polarizados al atravesar la válvula.....	4
Figura 1.2: Esquema conceptual de pistas de carreras magnéticas para el almacenamiento magnético de la información. (a) Pista de vertical, (b) pista horizontal, (c) conjunto de pistas verticales. Los colores rojo y azul representan dominios magnéticos asociados a los bits 0 y 1. ....	6
Figura 1.3: Esquema de la energía libre de una partícula monodominio con anisotropía uniaxial como función de la orientación de la magnetización.....	9
Figura 2.1: (a) Esquema de multidominios magnéticos al interior de una partícula. Los dominios poseen una orientación tal que permite generar líneas de campo magnético cerradas al interior del volumen. (b) Esquema de una partícula conformada por un monodominio. En ella se observa que las líneas de campo magnético se cierran preferentemente por el exterior de la estructura.....	19
Figura 2.2: Esquema de una curva de histéresis de un material ferromagnético. En la ilustración se enumeran los eventos correspondientes a magnetización nula, magnetización de saturada, magnetización remanente, campo de coercitividad y saturación negativa, respectivamente. ....	21
Figura 2.4: Diagrama de fase entre paredes de dominio tipo transversal y vórtice en nanoestructuras de geometría cilíndrica. La línea continua representa el valor crítico $R/lex$ en el que ambas paredes estáticas tienen la misma barrera de energía. Bajo la línea roja la autoenergía de la nanoestructura será mínima para	

una pared de dominio transversal, mientras que sobre esta lo hará una pared tipo vórtice. La línea segmentada se obtiene mediante un cálculo completo de la energía magnetostática[61]. Esta figura ha sido reimpressa de la referencia[62].	24
Figura 2.5: Estructura cristalina mostrando ejes fáciles y duros de la magnetización del <i>Fe</i> (a), <i>Ni</i> (b) y <i>Co</i> (c). Debajo sus respectivas curvas de magnetización[66].	29
Figura 2.6: Esquema básico de configuraciones dipolo-dipolo. Debajo de cada dibujo se encuentra el valor energético de la configuración dipolar[64].	31
Figura 2.7: Esquema básico de configuraciones dipolo-dipolo. Debajo de cada dibujo se encuentra el valor energético de la configuración dipolar[64].	40
Figura 3.1: Caracterización geométrica de la nanoestructura hilo-tubo.	42
Figura 3.2: Curva de histéresis de una nanoestructura hilo-tubo con un campo magnético externo aplicado a lo largo de su eje. La imagen central muestra la pared de dominio tipo vórtice que es anclada entre los dos segmentos de la nanoestructura. Las flechas denotan la dirección de la magnetización local.	45
Figura 3.3: Posición de equilibrio de la pared de dominio como función de la amplitud del campo magnético externo. El campo magnético externo apunta en sentido $-z$ .	47
Figura 3.4: (a) Esquema de la aplicación simultánea de corriente eléctrica y campo externo en la nanoestructura. (b) Posición de la pared de dominio para las densidades de corriente de $5 \times 10^{11}$ , $5 \times 10^{12}$ y $1 \times 10^{13} \text{Am}^2$ , y (c) $5 \times 10^{11}$ y $3 \times 10^{12} \text{Am}^2$ , como función del tiempo. Hemos usado un campo magnético constante de $-1.8 \text{ kOe } z$ .	49

Figura 3.5: Posición de la pared de dominio para diferentes densidades de corriente como función del tiempo. En este caso no se ha considerado la inclusión de un campo magnético externo.....	51
Figura 3.6: Promedio de la velocidad de propagación de la pared de dominio tipo vórtice versus la densidad de corriente. Los puntos negros corresponden al caso cuando se aplica un campo magnético externo de $-1.8 kOe z$ , mientras que los círculos rojos corresponden al caso en ausencia de campo magnético externo.....	53
Figura 3.7: Posición de la pared de dominio como función del tiempo para un campo de $-100 Oe z$ y densidad una de corriente de $5 \times 10^{12} Am^2$ (línea negra), $-10 Oe z$ y $5 \times 10^{12} Am^2$ (línea roja segmentada), y $-10 Oe z$ y $5 \times 10^{12} Am^2$ (línea azul punteada). ....	54
Figura 3.8: (a) Coordenadas cilíndricas usadas en el cálculo teórico. (b) Orientación de los momentos magnéticos del vórtice en sentido horario (CW) y antihorario (CCW), considerando que la coordenada $z$ es positiva saliendo de la hoja.....	55
Figura 3.9: Esquema representativo de la magnetización de la nanoestructura hilo-tubo y sus respectivas líneas de campo desmagnetizante para: (a) pared de dominio posicionada en la interface hilo-tubo; (b) pared de dominio propagándose por la región tubo; (c) nanoestructura formada por un solo monodominio. La nanoestructura está orientada paralela al eje $z$ y los colores indican el sentido $\pm z$ de la magnetización y de las líneas de campo.....	58
Figura 3.10: Perfil del campo magnético externo generado en la región tubo de la nanopartícula hilo-tubo. El gráfico interior es un zoom del gráfico exterior.....	60
Figura 3.11: Cálculo teórico de la pared de dominio para las densidades de corriente de (a) $5 \times 10^{11}$ , $5 \times 10^{12}$ y $1 \times 10^{13} Am^2$ , y (b) $5 \times 10^{11}$ y	

$3 \times 10^{12} \text{Am}^2$ , como función del tiempo. (c) Variación del ángulo $p$ como función del tiempo para las densidades de corriente $5 \times 10^{11} \text{Am}^2$ (negro), $5 \times 10^{12} \text{Am}^2$ (azul), $1 \times 10^{13} \text{Am}^2$ (verde). .....	61
Figura 3.12: (a) Comparación de resultados teóricos (líneas segmentadas) y de simulaciones (líneas continuas) de la posición de la pared de dominio para diferentes densidades de corriente en ausencia de un campo externo. (b) Variación del ángulo $p$ respecto del tiempo.....	63
Figura 3.13: Esquema del funcionamiento de un transistor y su analogía con la dinámica de magnetización en la nanoestructura magnética hilo-tubo, donde la pared de dominio es influenciada por una corriente espín polarizada y por un campo externo. (a) Muestra el caso en que el campo externo aplicado no permite el desplazamiento de la pared de dominio. (b) Muestra el caso en que la pared de dominio se desplaza a lo largo del nanotubo debido a que el campo externo no es suficientemente intenso. ....	67
Figura 4.1: (a) Caracterización geométrica del nanohilo modulado. (b) Promedios de la magnetización a lo largo del eje $z$ de la configuración inicial. (c) Ángulo del vector de la pared de dominio transversal del estado inicial.....	71
Figura 4.2: Perfil del promedio de la magnetización a lo largo del nanohilo como función del tiempo a una densidad de corriente de $1 \times 10^{12} \text{A/m}^2$ en (a) y (b), y una densidad de corriente de $2 \times 10^{12} \text{A/m}^2$ en (c) y (d).....	74
Figura 4.3: Velocidad angular de la pared de dominio transversal manejada por una densidad de corriente de $1 \times 10^{12} \text{A/m}^2$ (color azul), y densidad de corriente de $2 \times 10^{12} \text{A/m}^2$ (color rojo).....	75
Figura 4.4: Líneas del campo desmagnetizante en la zona de transición del nanohilo modulado. ....	77

Figura 4.5: (a) Velocidad angular como función del tiempo para $4 \times 10^{12} A/m^2$ . (b), (c), (d) Perfiles de magnetización para distintos tiempos.....	79
Figura 4.6: (a) Velocidad de desplazamiento promedio de la pared de dominio en las regiones delgada y gruesa. (b) Velocidad angular de la pared de dominio al llegar a la zona de transición. ....	82
Figura 4.7: Ángulos polar $\theta$ y azimutal $\varphi$ asociados al sistema de coordenadas esféricas $e_r, e_\theta, e_\varphi$ , que definen la orientación de la magnetización $M$ relativa al sistema de ejes cartesianos. ....	84
Figura 4.8: Velocidad angular (cuadrados negros) y campo de anclaje (círculos azules) de la pared de dominio para distintas densidades de corriente. El gráfico interno es un zoom de los resultados entre $1 \times 10^{10}$ y $1 \times 10^{12} A/m^2$ . ....	86
Figura 4.9: Esquema de inducción eléctrica a partir del campo magnético variable creado por la pared de dominio transversal en el nanohilo modulado. Las líneas segmentadas representan el campo magnético creado por la pared de dominio transversal. ....	88
Figura 5.1: Esquema representativo de la secuencia de pulsado de los reactantes para formar la aleación $NixFe1-xO$ , y su posterior reducción térmica a $NixFe1-x$ metálico. ....	93
Figura 5.2: Dependencia de la tasa atómica como función del parámetro $m$ en el superciclo de ALD. La línea roja es una guía para el ojo. ....	94
Figura 5.3: Espectroscopia de rayos X de los compuestos $NixFe1-xO$ , $NiO$ y $\alpha Fe_2O_3$ . ....	96
Figura 5.4: Parámetro de red de las películas como función de la concentración de hierro. Al interior una imagen SEM de la muestra $Ni_{83}Fe_{17}O$ .....	97

Figura 5.5: Conjunto de datos completos obtenido por microscopia XRD durante la reducción del oxígeno en las muestras de: (a) $\alpha Fe_2O_3$ , (b) $NiO$ , (c) $Ni_{83}Fe_{17}O$ . .....	99
Figura 5.6: (a) Patrones de XRD de las películas de $Ni$ y $Ni_xFe_{1-x}$ después de ser calentadas hasta 630 °C. (b) Parámetro de red de las películas investigadas comparado con otros métodos de fabricación de la aleación $NiFe$ . .....	101
Figura 5.7: Imágenes SEM a igual magnificación de las películas calentadas a diferentes tiempos durante el proceso de reducción de oxígeno. ....	105
Figura 5.8: Porcentaje de agujeros en las muestras como función del tiempo de calentamiento. ....	106
Figura 5.9: Resistividad eléctrica de las muestras como función del tiempo de calentamiento. ....	108
Figura 5.10: Magnetización de remanencia y campo coercitivo de la muestra de $Ni_{83}Fe_{17}$ a 25 y 30 minutos de calentamiento. ....	110
Figura 5.11: Campo coercitivo en el plano de las muestras metálicas. Las barras de error se calcularon midiendo con el láser del NanoMOKE en diferentes posiciones dentro de la muestra. ....	112
Figura 5.12: (a) Imagen AFM de la muestra $Ni_{83}Fe_{17}$ a 25 min. de calentamiento. (b) Simulación micromagnética de un volumen obtenido a partir de la imagen AFM en saturación, (c) remanencia, (d) estado intermedio, (e) campo coercitivo. (f) Comparación de la histéresis experimental con la histéresis simulada. Las líneas claras representan la dirección de la magnetización local. ....	115
Figura 5.14: (a) Imagen SEM de un nanotubo aislado de $Ni_{83}Fe_{17}$ . (b) Curva de histéresis del nanotubo aislado mediante técnica de NanoMOKE. ....	119



# Capítulo 1

## Introducción

### 1.1. Magnetismo y tecnología, ¿dónde?

“Magnetismo” y “tecnología” son palabras que nacieron para estar ligadas. Bien conocido es el hecho de que la navegación marítima fue mejorada gracias a la aparición de la brújula, que habría sido implementada por la civilización china en el siglo IX[1]. Este aparato que nació como una aguja imantada flotando sobre una vasija de agua, permitió a las embarcaciones marítimas orientarse en mar abierto, en la noche, o con neblina, lo que trajo como consecuencia la apertura de nuevas rutas de comercio, transformado conocimiento en desarrollo, mercados locales en globales y expediciones en conquistas. Hoy por hoy, nuestra vida cotidiana esta inseparablemente ligada a los dispositivos tecnológicos compuestos de elementos magnéticos, que aunque no siempre son visibles están ahí para facilitarnos la vida.

Los dispositivos tecnológicos de elementos magnéticos se subdividen principalmente en dos áreas: sensores y dispositivos para el almacenamiento para la información. En el área de sensores, los dispositivos en base al efecto Hall dominan el mercado global[2] con una presencia aproximada del 81%, mientras que los sensores magnetorresistivos alcanzan un 17%. El mercado de sensores ha sido valorizado en US\$ 1.6 billones el año

2013[3] y a partir del 2014 se proyectó un crecimiento anual cercano al 8%, que alcanzará US\$ 2.9 billones para el año 2020. Este crecimiento es principalmente explicado por el aumento de dispositivos electrónicos de consumo como notebooks, teléfonos celulares y consolas de videojuegos, sector tecnológico que cubre aproximadamente un 41% total del mercado[2], y ha sido también motivado por un aumento en la implementación de sensores para el sector automotriz, que posee una presencia aproximada del 38% del mercado. Posteriormente les siguen el sector industrial que cubre un 15%, y el 6% restante se subdivide entre los sectores de aeroespacial y defensa, aplicaciones médicas, investigación y otros. Estas auspiciosas cifras de crecimiento infieren de cierto modo la importancia que ha tenido el estudio e investigación del magnetismo y sus aplicaciones para el desarrollo tecnológico humano.

Por otra parte, el área de dispositivos magnéticos para el almacenamiento de la información se vuelve cada vez más importante. Los desarrollos tecnológicos de diversas áreas hacen crecer la cantidad de datos de información que necesitan ser almacenados, secuenciación del ADN, datos de estudios geológicos y meteorológicos, datos científicos de áreas como astronomía y física de partículas, grabación de imágenes de mayor calidad y el constante respaldo de información cotidiana, hacen indispensable el desarrollo de dispositivos de almacenamiento con mayor densidad de información por unidad de área.

En la actualidad, las unidades de disco duro (HDD) alcanzan una densidad de almacenamiento de  $1.1 \text{ Tb/inch}^2$ , obtenido gracias a una arquitectura de grabación magnética tipo tejado (SMR) en los modelos M3 y P3 de Seagate, y Canvio3 de Toshiba. Esto quiere decir que los actuales bits magnéticos poseen un tamaño estimado en 23 nm (suponiendo bits de geometría cuadrada). Más aún, ambas empresas anunciaron que el año 2017 sacarán al mercado discos que podrían acercarse a los  $10 \text{ Tb/inch}^2$ , basados en la técnica de grabación magnética por asistencia de calor[4] (HAMR), en el caso de Seagate, y mediante arquitectura de nanodots multicapas, con

una escritura magnética perpendicular mediante asistencia de radiación de microondas[5] en el caso de Toshiba.

Sin embargo, aunque en este tipo de dispositivos se implementen tecnologías de escritura y grabación magnética tridimensional, los HDDs tienen un límite arquitectónico que no se puede compensar. El problema radica en que están compuestos de elementos electromecánicos, esto es, para escribir o leer una serie de datos el disco debe rotar, mientras el cabezal lector/escritor debe desplazarse sobre su eje radial, limitando fuertemente la velocidad de procesamiento de la información. La alternativa actual a estos sistemas son los discos duros de estado sólido (SSD), que funcionan en base a memorias Flash. No obstante, esta tecnología está llegando a su límite de capacidad de almacenamiento de información, sin lograr alcanzar a los HDDs. Debido a esto, el futuro se vislumbra en otro tipo de arquitecturas basadas en el espín del electrón[6], entre las que se destacan las memorias magnetorresistivas[7], que ya estarían siendo fabricadas por FUJITSU[8], y memorias magnéticas tipo pista de carrera[9], que están siendo investigadas por IBM para su pronta implementación[10].

## **1.2. Espintrónica y nanoestructuras magnéticas**

Hasta hace pocos años atrás, la tecnología electrónica de semiconductores establecía su funcionamiento sólo en la carga del electrón. Dispositivos como condensadores, transistores, resistencias y otros componentes electrónicos fueron desarrollados sin dar importancia a los grados de libertad del espín. Desde radios a televisores, autos, aviones, la primera computadora, e incluso un cohete en la luna, fueron avances tecnológicos realizados mediante la tecnología de carga electrónica. Sin embargo, todo evoluciona y lo que antes era desconocido hoy está siendo intensamente estudiado para dar paso a una nueva tecnología, la espintrónica. En 1988 se descubrió el efecto de la magnetorresistencia gigante[11-13] (GMR), dicho fenómeno es considerado el comienzo de una nueva electrónica basada en el espín del electrón. La GMR se observa en las

llamadas válvulas de espín, que se componen principalmente por películas ferromagnéticas (FM) separadas por una película delgada no magnética (NM), donde una de las películas ferromagnéticas permanece con dirección fija, mientras la otra puede rotar su magnetización. Cuando un flujo de electrones polarizados atraviesa una válvula de espín, la resistividad electrónica varía fuertemente según la configuración paralela/antiparalela de las películas ferromagnéticas, como se muestra en la Figura 1.1. A partir de este descubrimiento, en el año 1997 la empresa IBM creó el primer dispositivo tecnológico en base a GMR, un cabezal magnético de alta sensibilidad permitió medir el campo magnético de bits de información cada vez más pequeños. Así, la espintrónica ha otorgado versatilidad para el diseño y desarrollo de nuevas tecnologías en el ámbito de la electrónica y semiconductores[9, 14, 15].

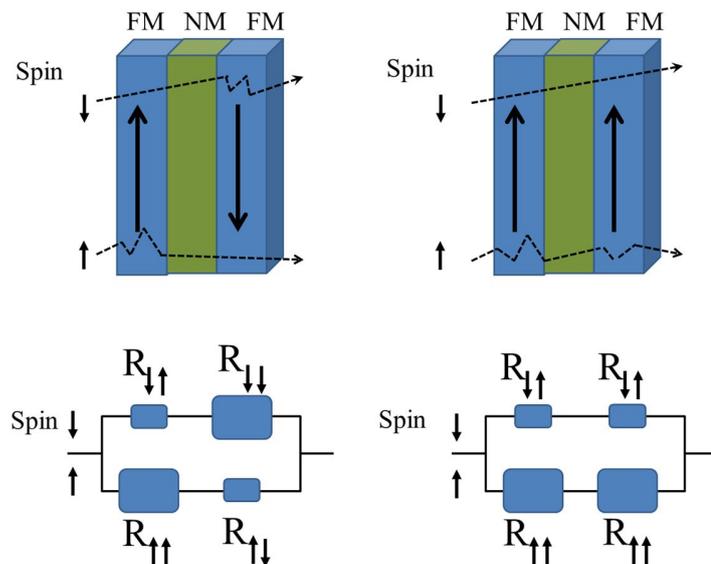


Figura 1.1: Diagrama de dos válvulas de espín en configuración magnética paralela y antiparalela. Bajo estas se muestra un esquema de la variación de la resistencia eléctrica del flujo de espines polarizados al atravesar la válvula.

Por otra parte, tal como la configuración ferromagnética de una válvula de espín influye en la resistividad de un flujo de electrones, existe también un fenómeno en el cual el flujo de electrones espín-polarizados influyen en la magnetización local de un sistema ferromagnético, fenómeno que se conoce como transferencia de espín torque (STT). El cual es principalmente investigado en las áreas de válvulas de espín, para invertir la magnetización de la película ferromagnética libre; y en el área del movimiento de paredes de dominio magnéticas, donde se busca controlar la posición y la velocidad de diferentes tipos de paredes de dominio en nanoestructuras magnéticas. Este último campo de investigación es uno de los focos principales de esta tesis.

Cuando una corriente espín-polarizada pasa a través de una pared de dominio magnética, el momento angular de espín es transferido desde la corriente a la magnetización local, induciendo un torque sobre la pared de dominio que genera su desplazamiento[16, 17]. En particular, dos o más dominios magnéticos adyacentes pueden ser desplazados en la misma dirección, contrario al caso cuando las paredes de dominio son manejadas por un campo magnético. Así, el movimiento de paredes de dominio inducido por una corriente espín-polarizada resulta ser un ingrediente esencial para las memorias tipo pista de carrera[9]. Como se muestra en la Figura 1.2, en estos dispositivos la información es almacenada como una secuencia de paredes de dominio a lo largo de una nanoestructura pseudo-unidimensional y los bits individuales son almacenados y recuperados moviendo la secuencia a lo largo de la nanoestructura. Este concepto de almacenamiento de información, usa la corriente eléctrica para mover las paredes de dominio hacia adelante y hacia atrás sin desplazar ningún átomo. Por supuesto, el espaciamiento entre dos paredes de dominio consecutivas (esto es, el largo del bit) es controlado por sitios de anclaje fabricados a lo largo de la pista de carrera. Como propusieron Parkin et al.[9], existen muchas formas de crear sitios de anclaje; por ejemplo, creando muescas a lo largo de los bordes de la pista[18-20], modulando el ancho de las pistas[21, 22], o cambiando las propiedades del material que la compone. Es por esto que la liberación de las paredes de dominio detenidas en los sitios de anclaje mediante corrientes eléctricas y/o campos magnéticos es un tópico ampliamente estudiado en la actualidad[18, 23-26].

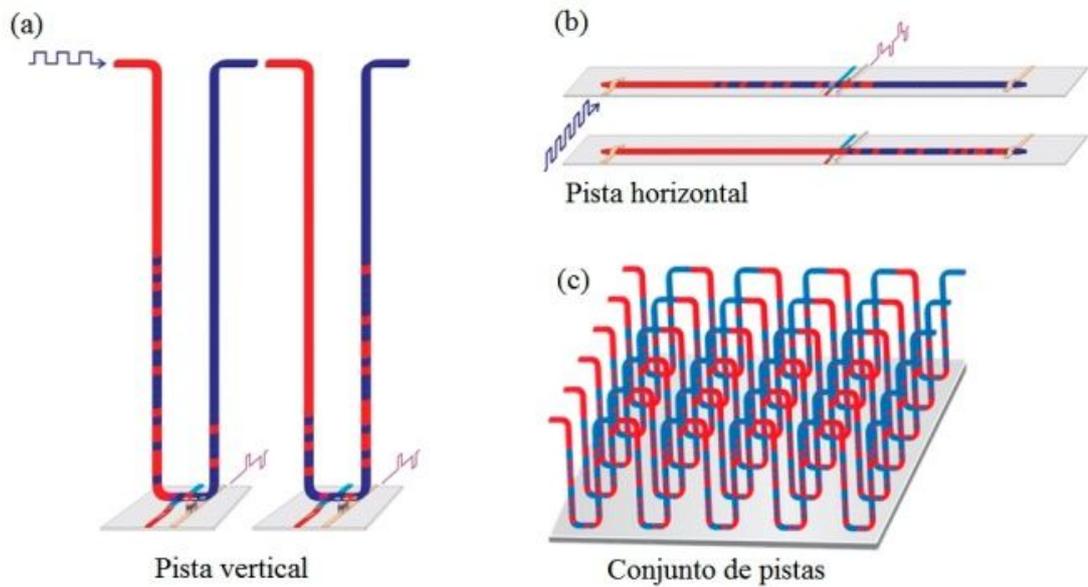


Figura 1.2: Esquema conceptual de pistas de carreras magnéticas para el almacenamiento magnético de la información. (a) Pista de vertical, (b) pista horizontal, (c) conjunto de pistas verticales. Los colores rojo y azul representan dominios magnéticos asociados a los bits 0 y 1.

Recientemente simulaciones numéricas del movimiento de paredes de dominio en nanoestructuras cilíndricas, han revelado que el comportamiento dinámico de estas es muy diferente de lo observado en cintas magnéticas planas. Especialmente se ha demostrado que la caída de Walker[27, 28], que determina el límite de velocidad de propagación que alcanza una pared de dominio antes de perder su configuración magnética original, ocurre a muy altas densidades de corriente en nanotubos con paredes de dominio tipo vórtice[29]. Esto induce una ventaja comparativa en el uso de geometrías cilíndricas en desmedro de cintas planas, puesto que permite acceder a una mayor velocidad de desplazamiento de las paredes de dominio. En analogía a memorias magnéticas tipo pista de carrera de cintas planas[9], se podría considerar el uso de nanoestructuras cilíndricas que pueden crear sitios de anclaje con la modulación de su diámetro[30-32], y/o considerando nanoestructuras multisegmentadas[33, 34]. Por lo tanto, el control del movimiento de las paredes de dominio en geometrías cilíndricas es

un área interesante como foco de estudio. De hecho, recientemente se ha encontrado que cuando un campo magnético se aplica paralelo al eje de una nanoestructura cilíndrica con morfología hilo-tubo[35, 36], se inducen diferentes modos de reversión en cada sección. Así, escogiendo correctamente el material y parámetros geométricos, es posible generar un plateau en la curva de histéresis, que corresponde a un anclaje parcial de la pared de dominio en la interfaz de las secciones hilo y tubo. Sin embargo, el plateau desaparece gradualmente si se cambia el ángulo con que es aplicado el campo magnético externo[37, 38].

En el caso de paredes de dominio tipo transversal, como fue estudiado teóricamente por Mougín et al.[39], el movimiento de este tipo de pared en cintas o nanohilos planos, muestra que la caída de Walker depende fuertemente de la geometría del nanohilo, específicamente de su factor desmagnetizante. Posteriormente, Hertel et al[40] observaron a partir de las ecuaciones de Mougín et al, que los nanohilos cilíndricos con una pared de dominio tipo transversal no presentan el límite de velocidad de Walker. Sin embargo en este tipo de geometría, la pared de dominio se desplaza rotando sobre sí misma a lo largo de la nanoestructura en una trayectoria tipo tirabuzón. De esta forma, continuando con el análisis de potenciales sistemas magnéticos para el almacenamiento de la información, un bit magnético conformado por una pared de dominio tipo transversal en un nanohilo cilíndrico, pareciera ser una opción inviable para transportar información, puesto que aunque no presenta límite de velocidad de propagación, la rotación constante de la dirección de magnetización de la pared, producirá la pérdida de la información original del bit. No obstante, la rotación de la pared de dominio tipo transversal es un fenómeno interesante para estudiar, puesto que como hemos observado, este fenómeno podría ser aprovechado para la generación de campos magnéticos alternos a escala nanométrica, siendo este uno de los temas abordados en esta tesis.

### 1.3. Límite superparamagnético

Desde las cintas de cassettes magnéticas hasta los actuales HDDs, a lo largo de los años se ha realizado un constante esfuerzo por disminuir progresivamente el tamaño de los bits magnéticos, con el objetivo de aumentar la capacidad de almacenamiento. Como se mencionó anteriormente, algunos HDDs poseen bits magnéticos de tamaños cercanos a 23 nm, sin embargo, este proceso no podrá continuar por mucho más, y el motivo de esto se encuentra en el límite superparamagnético. Para describir este fenómeno, consideremos una partícula con anisotropía uniaxial que se encuentra a una temperatura por debajo de la temperatura de Curie (límite de temperatura en el que un material ferromagnético pierde su magnetización). Si se reduce constantemente el tamaño de la partícula hasta alcanzar valores de unos pocos nanómetros, también se reducirá la energía de anisotropía que alcanzará un valor comparable al de la energía térmica. El vector del monodominio que caracteriza a la nanopartícula, representa a uno de los mínimos energéticos locales de la magnetización, los que pueden considerarse como ejes fáciles de orientación, ver Figura 1.3. La barrera de energía que separa a los dos mínimos está dada por:

$$\Delta E_{barrera} = K_u V, \quad (1.1)$$

donde  $K_u$  es la constante de anisotropía magnetocristalina uniaxial y  $V$  es el volumen de la partícula. Análogamente, la energía térmica está dada por:

$$E_T = k_B T, \quad (1.2)$$

donde  $k_B$  es la constante de Boltzman y  $T$  es la temperatura absoluta de la nanopartícula. Cuando la energía térmica es mayor que la barrera de energía, la dirección del espín macroscópico podrá cambiar sin tener una dirección preferencial. En este caso, un

promedio temporal de la magnetización será igual a cero. Al aplicar un campo magnético externo suficientemente alto para sobreponerse a la energía térmica, la partícula obtendrá un nuevo mínimo en la dirección del campo externo. Como consecuencia de esto, la magnetización de la nanopartícula apuntará a lo largo del campo magnético externo pero con un comportamiento similar al paramagnético.

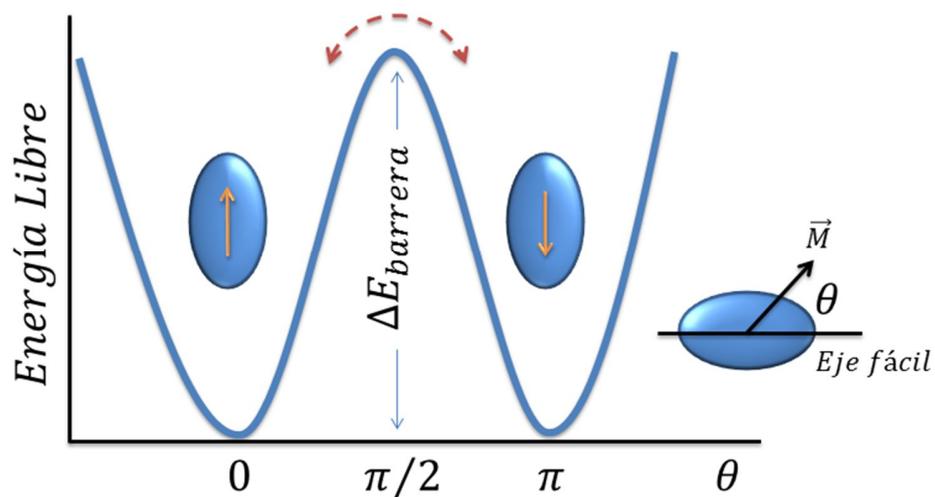


Figura 1.3: Esquema de la energía libre de una partícula monodominio con anisotropía uniaxial como función de la orientación de la magnetización.

Considerando que el límite superparamagnético es capaz de “borrar” la información de un bit magnético suficientemente pequeño por medios de efectos térmicos, las grandes empresas fabricantes de HDDs como Western Digital están adoptando tecnologías para disminuir la temperatura interna de los dispositivos, una de las propuestas es mediante HDDs sellados con helio en su interior, el que además proporciona menor roce de rotación de los discos duros con el gas que le rodea, que se traduce en un ahorro energético de operación.

## 1.4. Aleaciones de *NiFe*

Las aleaciones de *NiFe* están presentes múltiples elementos magnéticos constituyentes de los dispositivos tecnológicos. Permalloy, es el nombre de la más famosa aleación ferromagnética de *NiFe*, y está compuesta por 81% *Ni* y 19% *Fe*. Este material exhibe propiedades magnéticas únicas tales como una alta permeabilidad, una baja coercitividad, e insignificante anisotropía magnetocristalina y magnetostricción. Es común encontrarlo en los núcleos de los cabezales de cintas de grabación, cabezales de discos duros, en las carcasas de motores, así también como en sensores de base magnética. En el desarrollo de tecnologías futuras, se utiliza como un sistema modelo para analizar los efectos de la nanoestructuración sobre la simetría, asimismo como en experimentos sobre la dinámica de paredes de dominio[41]. Particularmente, las simulaciones micromagnéticas del movimiento de paredes de dominios trabajadas en esta tesis, fueron realizadas considerando permalloy como el material de construcción de las nanoestructuras.

Existen muchas técnicas disponibles para el crecimiento de películas de *NiFe*, como por ejemplo deposición por pulverización catódica[42-45], electrodeposición[46-51], micromoldeado[52], y crecimiento epitaxial por haces moleculares[53]. En esta tesis se muestra la síntesis de nanocapas de *NiFe* mediante el método de deposición de capas atómicas (ALD). La técnica de ALD presenta algunas ventajas respecto de otras técnicas, como una alta uniformidad espacial de deposición, espesor controlable del material depositado debido a sus propiedades autolimitantes, una mejor cobertura de superficies, y es una técnica de relativamente bajo costo[54]. Su principal desventaja es la baja tasa de crecimiento vs. tiempo de deposición. Por otra parte, la técnica de ALD posee la habilidad única - respecto de otras técnicas de deposición de vapor químico - de una perfecta cobertura en 3D, sin presentar efectos de sombreado. Como los reactantes usados en ALD son inyectados alternadamente dentro de una cámara de reacción, la que es purgada después de cada reacción, la deposición del material depende altamente de la adsorción y de la cinética de la superficie de reacción[55]. Las

reacciones químicas sobre el sustrato hacen inherentemente al ALD un proceso auto limitante capaz de alcanzar el crecimiento controlado de monocapas atómicas.

## Capítulo 2

### Fundamentos teóricos

Este capítulo se destina a explicar la teoría y conceptos básicos del magnetismo utilizados en esta tesis. El capítulo se divide en cinco partes: La primera parte es una introducción a las formas en que se manifiesta el magnetismo en materiales, y se describen los fenómenos que ocurren al interior de estos. La segunda parte, es una revisión de las energías magnéticas involucradas que sientan las bases de los cálculos del ferromagnetismo. Luego, en la tercera parte, se describe la ecuación dinámica de Landau-Lifshitz-Gilbert y transferencia de espín-torque, mientras que en la cuarta parte se describen brevemente los métodos de simulación numérica para materiales magnéticos. Finalmente, se describe brevemente el método de síntesis de la deposición de capas atómicas.

## 2.1 Magnetismo en materiales

El magnetismo es un fenómeno físico que se manifiesta mediante campos magnéticos, y su origen se encuentra en las corrientes de carga y en el momento angular de las partículas elementales. Cuánticamente el espín del protón y neutrón generan una contribución de momento magnético nuclear, mientras que fuera de éste, los electrones poseen un momento magnético angular de espín y momento angular orbital\*[56]. Sin embargo, diferentes materiales presentan diferentes comportamientos como respuesta a un campo magnético externo, por ejemplo, hay materiales que repelen los campos magnéticos, mientras otros son altamente permeable por ellos.

A continuación se describen conceptos básicos para la calificación de las manifestaciones del magnetismo en materiales, tal como permeabilidad y susceptibilidad magnética, diamagnetismo, paramagnetismo, ferromagnetismo, antiferromagnetismo y ferrimagnetismo.

### 2.1.1. Permeabilidad y susceptibilidad magnética

Permeabilidad magnética del medio,  $\mu$ , es la capacidad de una sustancia o medio para permitir la formación de campos magnéticos dentro de sí mismos. En el sistema internacional de unidades la permeabilidad magnética en el vacío,  $\mu_0$ , tiene el valor de  $4\pi \cdot 10^{-7} [N/A^2]$ .

Mientras tanto, la susceptibilidad magnética,  $x_m$ , es el grado de magnetización de un material en respuesta a un campo magnético externo. Esta propiedad es una cantidad física adimensional. Los valores positivos de la susceptibilidad indican que los momentos magnéticos del material se ordenan preferentemente en la misma dirección

---

\* En presencia de un campo magnético externo existe una tercera contribución que se debe al cambio en el momento magnético orbital debido al campo aplicado.

del campo externo, mientras que los valores negativos indican un ordenamiento antiparalelo respecto del campo externo.

### **2.1.2. Diamagnetismo**

Los materiales con comportamiento diamagnético son aquellos cuyos átomos poseen todos sus electrones apareados, es decir, no poseen estados magnéticos  $\pm 1/2$  debido al principio de exclusión de Pauli. Debido a que no crean momentos magnéticos angulares de espín, cuando un diamagneto es expuesto a un campo magnético externo, sólo puede interactuar con éste mediante un cambio en el movimiento orbital de los electrones. Esta respuesta genera un campo magnético con dirección opuesta que repele al campo externo.

Los materiales diamagnéticos presentan susceptibilidad negativa. Algunos de estos materiales son el cobre, plata, bismuto y grafito, que poseen una susceptibilidad del orden de  $-10^{-5}$ , mientras que los superconductores representan el caso ideal de un diamagneto perfecto (susceptibilidad de -1).

### **2.1.3. Paramagnetismo**

Los materiales paramagnéticos son aquellos en que los átomos poseen un momento magnético dipolar permanente, esto debido a la cancelación incompleta del espín de los electrones y/o de los momentos magnéticos orbitales.

En ausencia de un campo magnético externo las orientaciones de los momentos magnéticos son azarosas, no existiendo una magnetización permanente. Mientras tanto, en presencia de un campo magnético externo, los dipolos son capaces de rotar y alinearse con éste, dando origen a una pequeña susceptibilidad magnética positiva. Estos

materiales se caracterizan por presentar una respuesta lineal de la magnetización respecto de un campo magnético externo aplicado.

Casos ejemplares de materiales que presentan paramagnetismo son: el aluminio, manganeso y sodio, que presentan susceptibilidades de un orden de magnitud de  $10^{-5}$ .

### **2.1.4. Ferromagnetismo**

Los materiales ferromagnéticos son aquellos que presentan un momento magnético atómico neto (magnetización espontánea). En el caso de metales de transición, el ferromagnetismo resulta principalmente de las interacciones de intercambio que tienden a alinear los espines en la misma dirección.

En el caso de átomos aislados, la regla de Hund describe cómo los niveles atómicos degenerados son ocupados por los electrones para minimizar la energía. La primera regla dice que al llenar los orbitales de igual energía, los electrones se distribuyen, siempre que sea posible, con sus espines en una misma dirección (paralelos). Sumando a lo anterior, debido al principio de exclusión de Pauli, los electrones con igual espín tienden a separarse lo más posible para reducir la repulsión de Coulomb entre ellos. De acuerdo a esta regla, los átomos con niveles orbitales parcialmente llenos tienen momentos de espín distinto de cero.

En materiales ferromagnéticos, los momentos magnéticos pueden interactuar con un campo magnético externo alineándose con éste, pudiendo llevar al material a un estado de saturación caracterizado por el total alineamiento de sus momentos magnéticos en una misma dirección. Posteriormente, al remover el campo externo la magnetización del material persistirá en alguna medida.

Vale mencionar que la temperatura de Curie representa el límite térmico en el cual los materiales ferromagnéticos conservan sus propiedades y por sobre ésta tendrán un comportamiento paramagnético.

Algunos de los materiales ferromagnéticos más utilizados tanto en aplicaciones tecnológicas como en investigaciones científica son: hierro, cobalto, níquel, manganeso, gadolinio y sus aleaciones.

### **2.1.5. Antiferromagnetismo y Ferrimagnetismo**

Algunos compuestos con base de metales de transición como la hematita ( $Fe_2O_3$ ) y el óxido de níquel ( $NiO$ ) exhiben un comportamiento llamado antiferromagnético, debido a que cuando estos se someten a temperaturas que están por debajo de su temperatura crítica (temperatura de Néel), el momento magnético neto es igual a cero. Este fenómeno se debe a una cancelación magnética de los momentos atómicos que se agrupan en arreglos con ordenamiento antiparalelo en ausencia de un campo magnético externo. Sin embargo, bajo la presencia de un campo magnético externo, estos materiales se comportan como un ferromagneto, con una magnetización neta distinta de cero. Cuando estos materiales superan la temperatura de Néel exhiben un comportamiento paramagnético.

Por otra parte, existen materiales que exhiben un comportamiento llamado ferrimagnético, en el cual de forma similar al antiferromagnetismo, los momentos magnéticos atómicos se alinean en configuración antiparalela, pero sin cancelar por completo la magnetización del material. Esto ocurre debido a la diferencia en intensidades entre los momentos magnéticos alineados en una dirección y los que se le oponen, permaneciendo una débil componente ferromagnética.

El ferrimagnetismo puede ser encontrado en las llamadas ferritas cúbicas[57], materiales que se simbolizan por  $MFe_2O_4$ , donde  $M$  representa un metal con valencia +2. La

estructura del cristal es del tipo espinela con dos tipos de sitios de red: sitios tetraédricos (con 4 oxígenos vecinos), y sitios octaédricos (con 6 oxígenos vecinos). En la estructura cristalina de las ferritas cúbicas, la cantidad de sitios octaédricos duplica a la de tetraedros y la intensidad magnética de los cationes +2 y +3 es distinta, por lo tanto, el valor de la magnetización resultante dependerá de las posiciones en los sitios de red que tomen los cationes y de la interacción de intercambio que se genere entre ellos.

## **2.2 Conceptos básicos del ferromagnetismo**

A continuación se entrega una breve descripción de algunos conceptos básicos necesarios para una adecuada comprensión de este trabajo de tesis. Para una mayor comprensión el lector puede profundizar estos conceptos en libros como Kittel[58], Blundell[57], Cullity[59], Aharoni[60], entre otros.

### **2.2.1. Dominios ferromagnéticos**

Un material ferromagnético a temperatura inferior a la de Curie, estará formado por pequeñas regiones tridimensionales donde todos los momentos magnéticos se encontrarán alineados en la misma dirección. Estas regiones son llamadas dominios magnéticos.

El concepto de dominios magnéticos fue introducido en 1907 por Weiss[59, 60], quien tratando de dar una explicación a la dependencia de la magnetización sobre la temperatura, asumió que los materiales ferromagnéticos están compuestos por múltiples dominios magnéticos orientados al azar, que se alinearán debido a la existencia de un campo magnético interno de origen molecular, que hará frente al desorden dipolar generado por la temperatura. De esta forma, para una dirección cualquiera, el valor de la magnetización será el promedio sobre los dominios proyectados en dicha dirección. En principio, este modelo ha sido bastante acertado, el campo interno puede ser calculado de primeros principios y a cierta aproximación representa la fuerza de acoplamiento entre los espines.

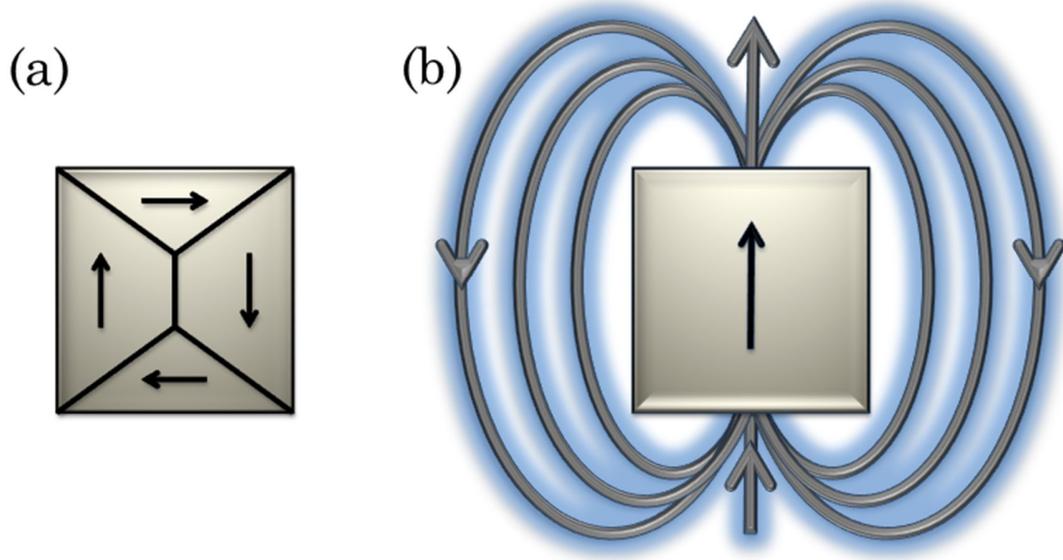


Figura 2.1: (a) Esquema de multidominios magnéticos al interior de una partícula. Los dominios poseen una orientación tal que permite generar líneas de campo magnético cerradas al interior del volumen. (b) Esquema de una partícula conformada por un monodominio. En ella se observa que las líneas de campo magnético se cierran preferentemente por el exterior de la estructura.

Sin embargo, asumir que los dominios magnéticos tendrán orientación aleatoria es el único punto en discutible del modelo de Weiss[60]. La creación de dominios magnéticos se debe a una forma de minimizar la energía total del sistema, donde estos intentarán cerrar las líneas de campo, pudiendo ocurrir que la magnetización espontánea no contenga a todos los momentos magnéticos de la estructura apuntando en la misma dirección[58](Figura 2.1(a)). De acuerdo a lo anterior, se considera una sustancia ferromagnética desmagnetizada cuando la suma en el volumen de todos sus momentos magnéticos es igual a cero. Esto quiere decir que al interior de la estructura todas las líneas de campo serán cerradas, otorgando una contribución magnética nula al exterior.

En paralelo, cuando un material está conformado por un solo dominio magnético (monodominio), no podrá cerrar las líneas de campo en su interior y éstas permearán el

medio a su alrededor trazando caminos para así poder cerrarse, tal como se muestra en la Figura 2.1(b).

### **2.2.2. Histéresis magnética**

La curva de histéresis magnética es un proceso de reversión de la magnetización como función de un campo magnético externo. En un material ferromagnético, el proceso comienza con una muestra desmagnetizada en ausencia de un campo magnético externo, punto 1 de la Figura 2.2. Este punto es descrito por la existencia de múltiples dominios magnéticos orientados de forma tal que su contribución magnética global es nula, por lo cual, si se aplica un campo externo, los dominios comenzarán a orientarse en la misma dirección del campo. Si dos o más dominios contiguos adquieren similar dirección, estos se fusionarán creando un solo dominio, y conforme aumenta la intensidad de campo magnético externo, la fusión de dominios se expandirá por todo el volumen de la muestra hasta formar un gran monodominio. Este estado se conoce como saturación magnética,  $M_s$ , y se caracteriza por el alineamiento de todos los momentos magnéticos en la misma dirección del campo externo, punto 2 de la curva de histéresis. La variación de la magnetización entre los puntos 1 y 2 se conoce como curva virgen de la magnetización.

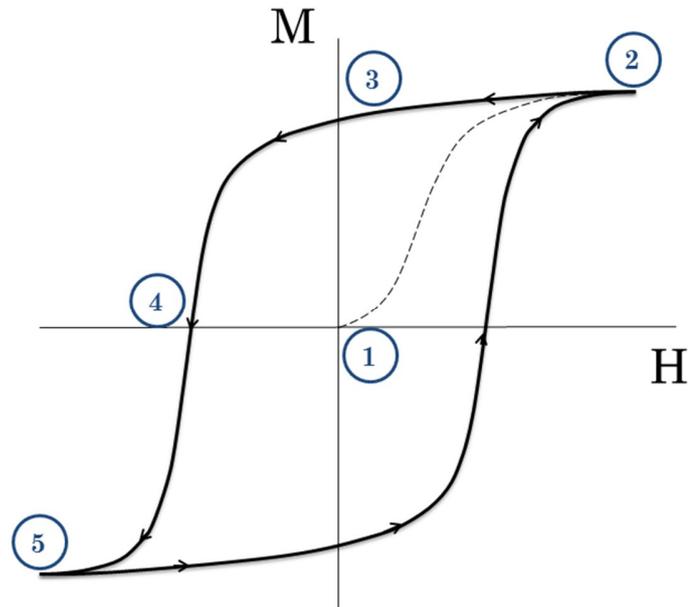


Figura 2.2: Esquema de una curva de histéresis de un material ferromagnético. En la ilustración se enumeran los eventos correspondientes a magnetización nula, magnetización de saturada, magnetización remanente, campo de coercitividad y saturación negativa, respectivamente.

Posteriormente, cuando el campo externo se reduce a cero, punto 3 de la Figura 2.2, la muestra alcanza un estado de magnetización de remanencia,  $M_r$ , que por lo general presenta menor intensidad que  $M_s$  debido a la acción del campo desmagnetizante. Si el campo externo crece en dirección negativa, los momentos magnéticos se alinearán paulatinamente en la misma dirección, reduciendo la magnetización de la muestra. El campo necesario para desmagnetizar totalmente la muestra se conoce como campo coercitivo,  $H_C$ , punto 4 de la Figura. Continuando con el incremento negativo del campo externo, la muestra alcanzará un estado de saturación negativa, punto 5 de la Figura. La curva de histéresis se completará cuando la magnetización recorra seguidamente los puntos 2-5-2.

Para una misma muestra magnética, la magnetización de saturación, es el único valor en común para un conjunto de curvas de histéresis medidas a diferentes temperaturas. A

mayor temperatura las fluctuaciones térmicas del material hacen cada vez más difícil alcanzar el estado de saturación, requiriendo para esto aumentar la intensidad del campo externo.

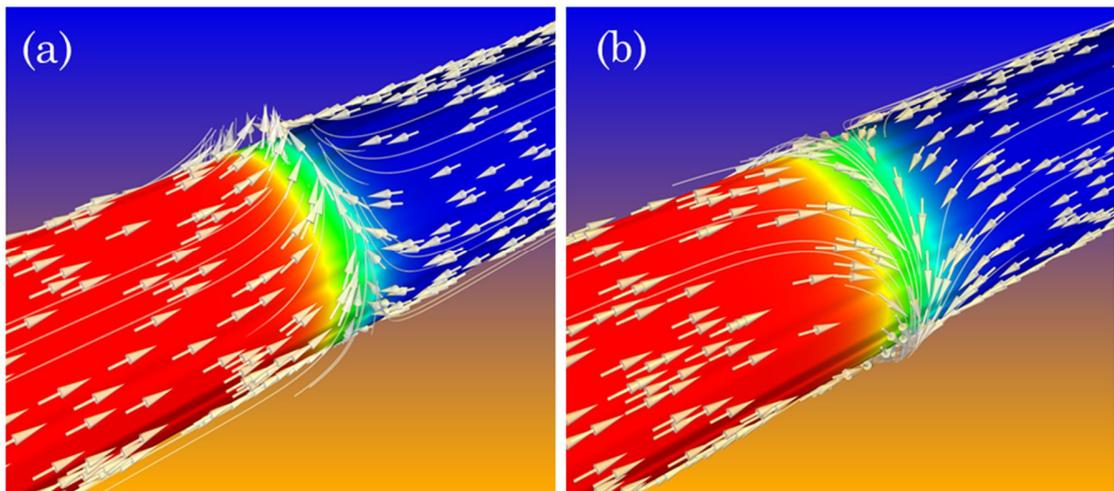


Figura 2.3: (a) Esquema de una pared de dominio transversal en una nanoestructura cilíndrica en configuración cabeza-cabeza. (b) Esquema de una pared de dominio vórtice en una nanoestructura de geometría tubular en configuración cabeza-cabeza. En ambas imágenes las flechas y líneas blancas representan la dirección de la magnetización local en la superficie de la nanoestructura.

### 2.2.3. Paredes de dominio magnéticas

Las paredes de dominio magnéticas son las regiones que separan dos dominios magnéticos contiguos. El tamaño y la forma que pueda adquirir una pared depende del tipo de material, así también como de la geometría de la nanoestructura que la contiene. Esencialmente el tamaño de una pared está determinado por la competición entre la energía de intercambio, que favorece paredes de dominio anchas, y la energía de anisotropía, que favorece paredes delgadas. Entre los tipos de paredes de dominio más

estudiadas se encuentran las de Bloch, Néel, transversal y vórtice. Como fue estudiado en [61-63], en nanoestructuras homogéneas de geometría cilíndricas alargada como hilos y/o tubos, la reversión magnética se produce mediante la nucleación y propagación de paredes de dominio de tipo transversal o vórtice, Figura 2.3(a) y (b), respectivamente.

Si hacemos referencia a las coordenadas cilíndricas y situamos al eje  $z$  a lo largo de la nanoestructura, podemos definir el centro de una pared de dominio transversal como un vector de magnetización que apunta en la dirección  $\hat{\rho}$ . Mientras que en el caso de una pared de dominio tipo vórtice, en el centro de la pared la magnetización se encontrará apuntando en la dirección  $\hat{\phi}$ . La elección del tipo de pared que minimiza la autoenergía de una nanoestructura cilíndrica puede ser descrita mediante un diagrama de fase entre la relación de aspecto  $b = r/R$ , siendo  $r, R$  el radio interno y externo respectivamente, y la relación  $R/l_{ex}$ , donde  $l_{ex}$  es la longitud de intercambio del material.

Tal como se indica en el diagrama de fase calculado por Landeros y Núñez [62] mostrado en la Figura 2.4, cuyo análisis no considera contribuciones de anisotropías magnetocristalinas, se observa que para un nanohilo magnético ( $b = 0$ ) de radio externo menor a  $4l_{ex}$ , la nanoestructura minimizará su autoenergía mediante una pared de tipo transversal en desmedro de una pared de tipo vórtice. Mientras que en el caso de nanotubos ( $b > 0$ ) pueden existir ambas configuraciones magnéticas. En particular, en tubos con  $b \geq 0.6$ , y  $R \geq 2l_{ex}$ , se espera encontrar sólo paredes de dominio tipo vórtice.

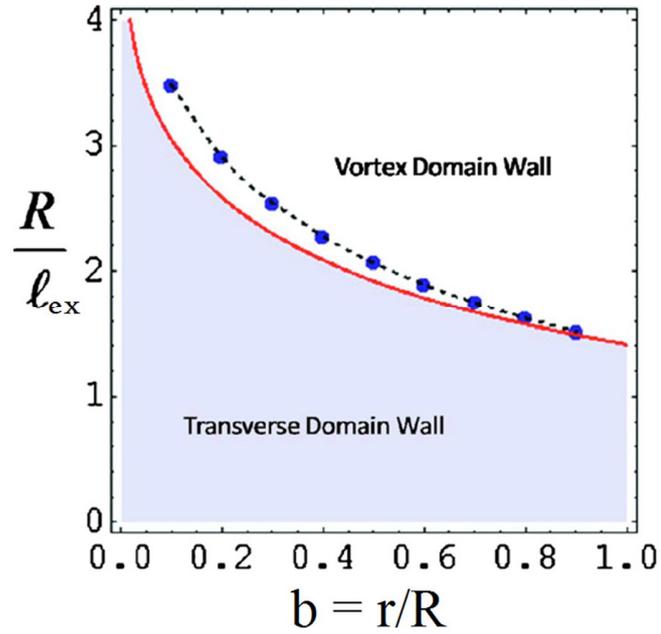


Figura 2.4: Diagrama de fase entre paredes de dominio tipo transversal y vórtice en nanoestructuras de geometría cilíndrica. La línea continua representa el valor crítico  $R/l_{ex}$  en el que ambas paredes estáticas tienen la misma barrera de energía. Bajo la línea roja la autoenergía de la nanoestructura será mínima para una pared de dominio transversal, mientras que sobre esta lo hará una pared tipo vórtice. La línea segmentada se obtiene mediante un cálculo completo de la energía magnetostática[61]. Esta Figura ha sido reimpressa de la referencia[62].

## 2.3 Energías magnéticas

En esta sección se describen las principales formas y contribuciones energéticas observadas en los materiales ferromagnéticos. La energía total  $E_T$ , estará conformada por a lo menos cuatro contribuciones: 1) la energía de intercambio  $E_{ex}$ , 2) la energía de Zeeman  $E_Z$ , 3) la energía de anisotropía  $E_a$ , y 4) la energía de dipolar o magnetostática  $E_M$ . Tanto las contribuciones del tipo magnetoelástico, como la interacción Dzyaloshinskii-Moriya no son consideradas en este trabajo, por lo que serán omitidas. Así, la energía total de un ferromagneto puede ser descrita como:

$$E_T = E_{ex} + E_Z + E_a + E_M \quad (2.1)$$

### 2.3.1. Energía de intercambio

La energía de intercambio es un efecto mecánico cuántico que tiene su origen en el solapamiento de las funciones de onda de átomos o iones vecinos, y minimiza su energía cuando los momentos magnéticos son orientados paralelamente. Es considerada la base del ferromagnetismo. La interacción de intercambio es de corto alcance, por lo que es independiente de la dirección de la magnetización global de la muestra. Esta interacción puede ser descrita a partir del Hamiltoniano de Heisenberg[64],

$$\mathcal{H}_{ex} = - \sum_{i \neq j} J_{i,j} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j, \quad (2.2)$$

donde  $\vec{S}_{i(j)}$  indica el momento angular de espín de un ion en el sitio  $i$  ( $j$ ) de una red,  $J_{i,j}$  es la constante de acoplamiento energético entre los espines  $i$  y  $j$ , que será positiva para un acoplamiento ferromagnético, y negativa para un acoplamiento antiferromagnético.

Cuando esto se aplica a cristales la sumatoria está limitada sólo a vecinos cercanos[65] ( $nn$ ), donde usualmente se considera  $J_{i,j} = J$ , y  $J_{i,j} = 0$  en cualquier otro caso. Asimismo, cuando los operadores de espín son tratados como vectores clásicos, podemos describir la energía de intercambio de un ferromagneto de la siguiente forma,

$$E_{ex} = -JS^2 \sum_{nn} \cos \theta_{i,j}, \quad (2.3)$$

$$\approx E_0 + \frac{JS^2}{2} \sum_{nn} \theta_{i,j}^2, \quad (2.4)$$

donde  $\theta_{i,j}$  es el ángulo entre los espines vecinos. Debido a que la interacción de intercambio es muy fuerte en el rango de primeros vecinos, el ángulo entre los espines siempre será muy pequeño. Si se realiza una expansión del coseno del ángulo se obtiene una nueva expresión para la energía, ecuación (2.4). De esta ecuación sólo tomaremos en cuenta el segundo término porque describe la variación de la magnetización, mientras que el primero es una constante que cuantifica el valor de tener todos los espines orientados en la misma dirección, lo cual redefine el cero de energía.

Considerando a  $\hat{m}_i$  y  $\hat{m}_j$  como los vectores unitarios de un espín y su vecino, y asumiendo un ángulo pequeño entre estos, se puede aproximar  $|\theta_{i,j}|^2 \approx |\hat{m}_j - \hat{m}_i|^2 \rightarrow |\theta_{i,j}| \approx |\hat{m}_j - \hat{m}_i|$ . Luego, expandiendo en serie de Taylor se obtiene,

$$|\theta_{i,j}| \approx |\hat{m}_j - \hat{m}_i| \approx \left| \left( r_{ix} \frac{\partial}{\partial x} + r_{iy} \frac{\partial}{\partial y} + r_{iz} \frac{\partial}{\partial z} \right) \hat{m} \right| = |(\vec{r}_i \cdot \nabla) \hat{m}|, \quad (2.5)$$

donde  $\vec{r}_i$  es el vector desplazamiento entre los dos momentos magnéticos vecinos. Ahora podemos reescribir la energía de intercambio como,

$$E_{ex} = \frac{JS^2}{2} \sum_{i=1}^N \sum_{r_i} |(\vec{r}_i \cdot \vec{\nabla}) \hat{m}|^2. \quad (2.6)$$

En esta ecuación la primera sumatoria actúa sobre todos los sitios de la partícula, mientras que la segunda lo hace sólo sobre los primeros vecinos del elemento  $i$ . Para una red cúbica de constante de red  $a$ , podemos reescribir la energía en el límite al continuo como[60],

$$E_{ex} = \frac{JS^2}{2} c \int_V [(\vec{\nabla} m_x)^2 + (\vec{\nabla} m_y)^2 + (\vec{\nabla} m_z)^2] dv, \quad (2.7)$$

con  $c = 1$  para una red cúbica simple,  $c = 2$  para una red bcc, y  $c = 4$  para una red fcc. Por otro lado, el producto  $\frac{JS^2}{2} c$  es conocido como la constante de stiffness del material,  $A$ . En materiales ferromagnéticos  $A$  típicamente es del orden de  $10^{-11} J/m$ .

### 2.3.2. Energía de Zeeman

La energía de Zeeman describe la interacción entre un momento magnético con un campo magnético externo aplicado. Esta energía tiene la siguiente forma,

$$E_Z = -\vec{\mu}_m \cdot \vec{B}, \quad (2.8)$$

donde  $\vec{\mu}_m$  representa al momento magnético y  $\vec{B}$  al campo magnético externo. La energía de Zeeman es mínima cuando el campo y el momento magnético se alinean paralelamente. En el caso de una magnetización homogénea conformada por un conjunto de momentos magnéticos individuales paralelos en un elemento de volumen

$dv$ , descrita por  $\vec{M} = \frac{\sum_{j=1}^N \vec{\mu}_{mj}}{V}$ , podemos reescribir la energía en una aproximación al continuo de la siguiente manera:

$$E_Z = -\mu_0 \int_V \vec{M} \cdot \vec{H} dv. \quad (2.9)$$

### 2.3.3. Energía de anisotropía cristalina

La anisotropía magnética da cuenta de cómo la magnetización espontánea de un ferromagneto se orienta de forma no arbitraria posicionándose a lo largo de direcciones preferenciales llamados ejes o planos fáciles de magnetización. La anisotropía magnética puede ser generada por el ordenamiento atómico de la red cristalina que influencia al acoplamiento espín-órbita. Este fenómeno puede ocurrir ya sea por la forma del cristal, la geometría el cuerpo magnético, o por estrés y esfuerzo mecánico del sólido, todos los cuales son caracterizados por vectores polares.

La anisotropía en cristales hexagonales puede escribirse como función de un solo parámetro: el ángulo  $\gamma$  entre el eje-c y la dirección de la magnetización  $\vec{M}$ . En este caso no hay una única dirección de anisotropía pero sí puede haber un único eje, por lo tanto, la densidad de energía por volumen relacionada a la anisotropía magnética,  $\omega_{ani}$ , tiene que ser constante cuando la magnetización es invertida, por lo que requiere ser una función par, que puede ser expresada como[60]:

$$\omega_{ani-uni} = K_1 \sin^2 \gamma + K_2 \sin^4 \gamma + K_3 \sin^6 \gamma + \dots, \quad (2.10)$$

donde  $K_i$  ( $i = 1,2,3$ ) son las constantes de anisotropía con dimensiones de [energía/volumen] y unidades de [ $\text{Jm}^{-3}$ ]. Estas constantes dependen de la temperatura y son comúnmente extraídas a partir de resultados experimentales. En la mayoría de los

materiales ferromagnéticos conocidos se consideran los términos  $K_2$ ,  $K_3$ , etc, despreciables respecto de  $K_1$ , por lo que en esos casos la serie se trunca en el primer término, y el material exhibe una anisotropía cristalina uniaxial. Si  $K_1 > 0$  significa que el eje-c es un eje fácil con dos mínimos de energía,  $\gamma = 0$  y  $\gamma = \pi$ , mientras que para  $K_1 < 0$ , el mínimo de energía será para  $\gamma = \pi/2$ , y corresponderá a un punto cualquiera en el plano basal. Para el caso del cobalto hcp mostrado en la Figura 2.5, la dirección de magnetización fácil es a lo largo del eje-c (dirección [0001]).

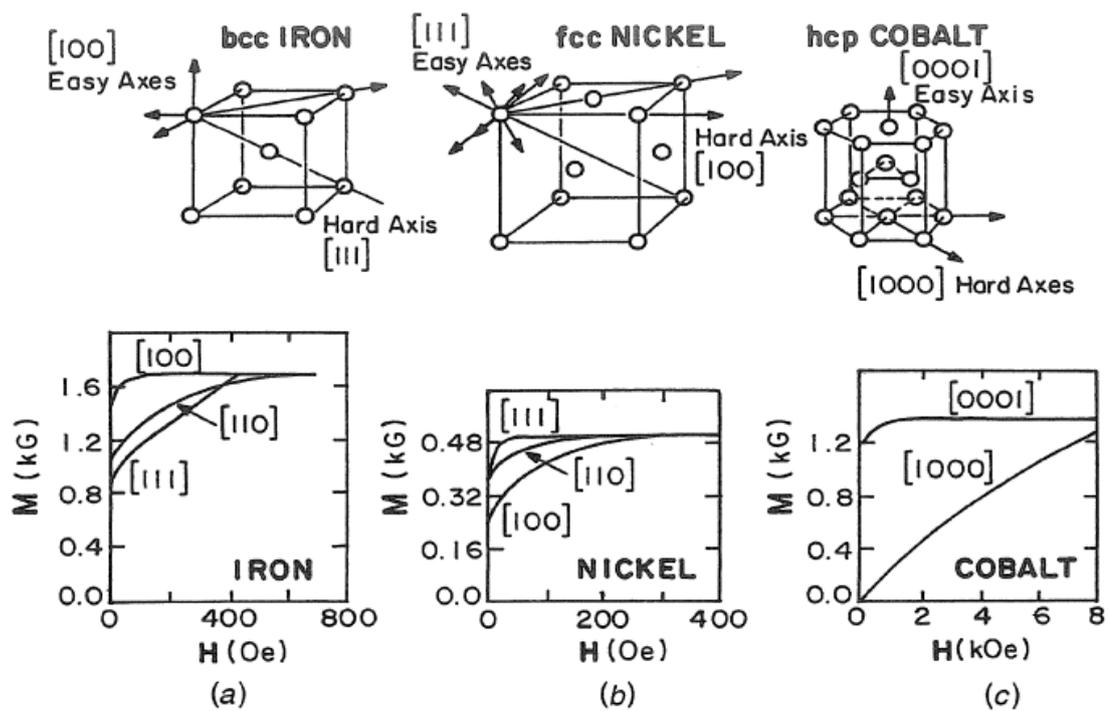


Figura 2.5: Estructura cristalina mostrando ejes fáciles y duros de la magnetización del *Fe*(a), *Ni*(b) y *Co*(c). Debajo sus respectivas curvas de magnetización[66].

En el caso de cristales con simetría cúbica, la energía debe ser tal que no debe sufrir privilegios cuando la magnetización se orienta en los ejes cristalográficos  $x$ ,  $y$ ,  $z$ . En este caso la densidad de energía puede ser expresada como[60]

$$\omega_{ani-cub} = K_1(m_x^2 m_y^2 + m_y^2 m_z^2 + m_z^2 m_x^2) + K_2 m_x^2 m_y^2 m_z^2 + \dots, \quad (2.11)$$

donde  $m_x, m_y, m_z$ , son las componentes cartesianas del vector unitario de la magnetización  $\hat{m}$ . Para estos sólidos nuevamente los términos  $K_i$  dependen de la temperatura y sus valores son tomados de los experimentos. Cuando  $K_1 > 0$ , los mínimos de energía se encuentran en ambas direcciones de los ejes  $x, y, z$ . Mientras que para  $K_1 < 0$  los mínimos apuntan a los vértices del cubo.

Como indica la Figura 2.5, en el caso de Fe bcc(a) el proceso de magnetización en función del campo externo exhibe que la dirección [100] es fácil y [111] difícil; esto quiere decir que el campo necesario para alcanzar la saturación magnética en la dirección [100], es menor que en cualquier otra dirección. Por lo tanto, para Ni fcc(b), [111] son las direcciones fáciles, mientras que [100] es un eje duro, mientras que para Co hcp(c), su eje fácil es el eje-c, y las direcciones duras son las que se encuentran en el plano basal, que es difícil de saturar.

### 2.3.4. Energía dipolar

La energía dipolar o magnetostática, da cuenta de la interacción entre los dipolos magnéticos al interior de un material. Considerando una red de dipolos magnéticos  $\vec{\mu}_i$  en los sitios  $i$  de la red, la interacción dipolo-dipolo puede ser escrita en términos energéticos como,

$$E_{dip-dip} = \mu_0 \sum_{i \neq j} \frac{1}{|\vec{r}_{ij}|^3} \left[ \vec{\mu}_i \cdot \vec{\mu}_j - \frac{3(\vec{r}_{ij} \cdot \vec{\mu}_i)(\vec{r}_{ij} \cdot \vec{\mu}_j)}{|\vec{r}_{ij}|^2} \right], \quad (2.12)$$

donde la sumatoria se realiza sobre todos los dipolos atómicos  $\vec{\mu}_i$  y  $\vec{\mu}_j$ . Cada par de dipolos es contado una sola vez, y  $\vec{r}_{ij}$  es el vector que conecta ambos momentos.

Como se muestra en la Figura 2.6, la configuración que minimiza la energía de interacción dipolar, es aquella en que ambos dipolos apuntan en el mismo sentido y se encuentran alineados a lo largo del eje internuclear. La segunda configuración de más baja energía es aquella en que los dipolos se orientan perpendiculares al eje internuclear y en direcciones opuestas, propiciando líneas de campo magnético cerradas entre ellos.

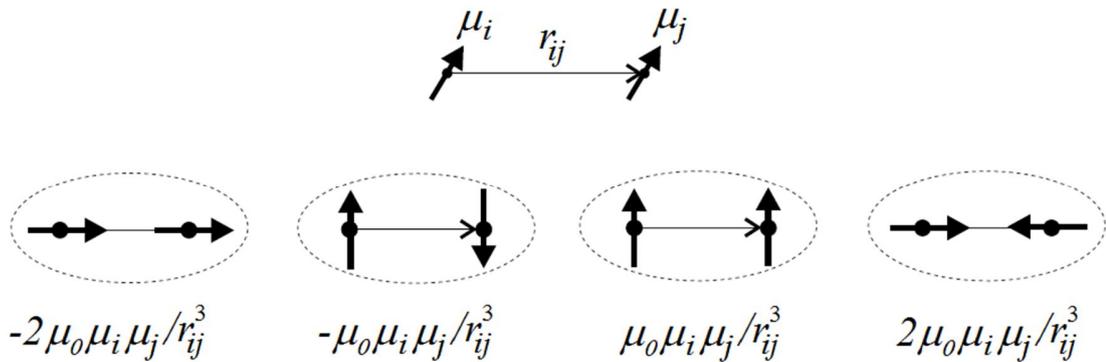


Figura 2.6: Esquema básico de configuraciones dipolo-dipolo. Debajo de cada dibujo se encuentra el valor energético de la configuración dipolar[64].

Como es explicado por Aharoni[60], la energía dipolar en un sólido ferromagnético puede ser descrita por:

$$E_M = -\frac{\mu_0}{2} \sum_i \vec{\mu}_i \cdot \vec{h}_i, \quad (2.13)$$

donde  $\vec{h}_i$  es el campo magnético que actúa sobre un dipolo debido al resto del sólido. Este campo puede ser descompuesto en dos partes. Vamos a considerar una esfera físicamente pequeña, de tamaño menor que la longitud de intercambio y suficientemente grande respecto del parámetro de red. La intensidad del campo  $\vec{h}_i$  estará dada por el campo generado por el material continuo que rodea a la esfera,  $\vec{H}_d + \frac{1}{3}\vec{M}$  (campo

demagnetizante fuera de la esfera menos el campo dentro de la esfera), más el campo  $\vec{h}'_i$  formado por la contribución discreta de los dipolos dentro de la esfera,

$$\vec{h}'_i = \frac{1}{4\pi} \sum_{|\vec{r}_{ij}| < R} \frac{1}{|\vec{r}_{ij}|^3} \left[ -\vec{\mu}_j + 3 \frac{\vec{r}_{ij}(\vec{r}_{ij} \cdot \vec{\mu}_j)}{|\vec{r}_{ij}|^2} \right]. \quad (2.14)$$

Asumiendo que  $\vec{M}$  puede ser tratado como una constante dentro de la esfera físicamente pequeña, el campo dentro de la esfera será expresado como  $\vec{h}'_i = \vec{\Lambda} \vec{M}$ , donde  $\vec{\Lambda}$  es un tensor que depende de la estructura cristalina de la red, y es nulo para el caso particular de simetría cúbica. Substituyendo los campos dentro y fuera de la esfera en la ecuación (2.13), y reemplazando la suma por una integral, se tiene que la energía magnetostática puede ser escrita como,

$$E_M = -\frac{\mu_0}{2} \int_V \vec{M} \cdot \left( \vec{H}_d + \frac{1}{3} \vec{M} + \vec{\Lambda} \vec{M} \right) dv. \quad (2.15)$$

El término  $\vec{M} \cdot \vec{M}$  de la ecuación (2.15) es el cuadrado de la magnetización de saturación,  $M_s^2$ , que depende sólo de la temperatura y no de la distribución espacial de la magnetización, por lo que puede ser omitido redefiniendo el cero de energía. De igual modo, el tercer término  $\vec{M} \cdot \vec{\Lambda} \vec{M}$  será tratado como una contribución de energía de anisotropía, debido a que el tensor  $\vec{\Lambda}$  depende sólo de la estructura cristalina y no de la posición. De esta forma, la energía magnetostática será:

$$E_M = -\frac{\mu_0}{2} \int_V \vec{M} \cdot \vec{H}_d dv. \quad (2.16)$$

El campo demagnetizante de un sólido puede ser reescrito como  $\vec{H}_d = -N \vec{M}$ , donde  $N$  es un tensor llamado factor demagnetizante, que depende principalmente de la forma del

cuerpo, y puede ser calculado analíticamente sólo para un elipsoide. Para este caso en particular, la energía magnetostática de un elipsoide puede ser escrita como,

$$E_M = \frac{\mu_0 M_0^2 V}{2} (N_x \sin^2 \phi \cos^2 \varphi + N_y \sin^2 \phi \sin^2 \varphi + N_z \cos^2 \phi), \quad (2.17)$$

donde  $N_x, N_y, N_z$ , son los factores desmagnetizantes relativos a los ejes  $x, y, z$ , respectivamente.  $\phi$  es el ángulo entre  $\vec{M}$  y el eje  $z$  (semieje mayor), y  $\varphi$  el ángulo de  $\vec{M}$  sobre el plano  $xy$ . En el caso de geometría cilíndrica se tiene que  $N_x = N_y \neq N_z$ , y la energía puede ser reescrita como,

$$E_{MS} = \frac{\mu_0 M_0^2 V}{2} N_z + K_S V \sin^2 \phi, \quad (2.18)$$

donde  $K_S = \frac{\mu_0 M_0^2}{2} (N_x - N_z)$  es un término de densidad de energía que se conoce como constante de anisotropía de forma. El primer término de la ecuación es constante y sólo redefine el cero de energía. Si el elipsoide presenta  $K_S > 0$ , el eje de fácil magnetización se encontrará en las direcciones  $\pm \hat{z}$ , mientras que en caso contrario estaremos en presencia de un plano fácil  $xy$ .

## 2.4 Ecuación de Landau-Lifshitz-Gilbert y transferencia de espín-torque

En 1935 Landau y Lifshitz (LL) propusieron un modelo para describir la dinámica de la magnetización[67]. De la mecánica cuántica, el acoplamiento minimal de una partícula cargada en un campo magnético nos dice que una magnetización local puede generar un movimiento precesional alrededor de un campo magnético. De este modo, la variación de la magnetización en el tiempo, originada por el torque entre la magnetización local y un campo efectivo  $\vec{H}_{eff}$ , puede escribirse como:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma \vec{H}_{eff} \times \vec{M}, \quad (2.19)$$

donde  $\gamma$  es el valor absoluto de la tasa giromagnética del electrón. Bajo la acción de un campo efectivo, la magnetización cambiará su dirección con una velocidad angular  $\omega = \gamma \vec{H}_{eff}$ , también conocida como velocidad angular de Larmor.

Como se observa de la ecuación (2.19), el constante cambio de la dirección de la magnetización es equipotencial, por lo que es energéticamente conservativa. La aparición de un campo magnético sobre la magnetización no produce el alineamiento de ésta en la dirección del campo, por lo que Landau y Lifshitz incluyeron un segundo término de origen fenomenológico, cuya función es amortiguar el cambio de la magnetización generando un efecto de “empuje” de la orientación de la magnetización en la dirección en que se encuentra el campo efectivo:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\vec{M} \times \gamma \vec{H}_{eff} - \frac{\lambda}{M_s} [\vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{H}_{eff})], \quad (2.20)$$

donde  $\lambda > 0$  es una constante característica del material y representa una medida del tiempo de relajación de la magnetización.

Posteriormente en 1955 Gilbert propuso un nuevo enfoque sobre el término de amortiguamiento[68], introduciendo una disipación fenomenológica como un tipo de fuerza viscosa, modificando la ecuación de Landau-Lifshitz del siguiente modo:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\vec{M} \times \gamma \vec{H}_{eff} + \frac{\alpha}{M_s} \vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt}, \quad (2.21)$$

donde  $\alpha > 0$  es conocido como la constante de amortiguamiento de Gilbert. La ecuación (2.21) se conoce como la ecuación de Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG). En principio, las ecuaciones (2.20) y (2.21) son matemáticamente equivalentes si los parámetros  $\gamma$  y  $\lambda$  son reemplazados por:

$$\gamma' = \frac{\gamma}{1 + \alpha^2}, \quad \lambda' = \frac{\gamma\alpha}{1 + \alpha^2}. \quad (2.22)$$

Sin embargo, bajo estas consideraciones las ecuaciones de LL y LLG expresan diferentes fenómenos y son idénticas sólo en el límite en que el amortiguamiento desaparece. Sin embargo, cuando la constante de amortiguamiento tiende a infinito, en la ecuación de LL  $d\vec{M}/dt \rightarrow \infty$ , mientras que en la ecuación de LLG  $d\vec{M}/dt \rightarrow 0$ , fenómeno que fue notado por Kikuchi[69] y posteriormente por Mallinson[70]. Debido a lo anterior, sólo la ecuación de LLG está de acuerdo con el hecho de que bajo un gran amortiguamiento la magnetización debería variar lentamente, y por esta razón la ecuación de LLG es más apropiada para describir la dinámica de la magnetización, y es el modelo utilizado en esta tesis.

Posteriormente, en 1978 Berger[71] introdujo el concepto de transferencia de espín, el cual se describe como la transferencia de momentum angular de una corriente espín polarizada sobre la magnetización local de un ferromagneto. El efecto de la transferencia de espín depende del gradiente de la magnetización; cuando hay pequeños gradientes, la conducción espín electrónica puede adaptar continuamente su polarización a la

magnetización adiabáticamente. Esto se conoce como transferencia de espín adiabática, y la magnitud de su torque,  $\vec{\Gamma}_{ad.}$ , es dada por[72]:

$$\vec{\Gamma}_{ad.} = -(\vec{u} \cdot \vec{\nabla})\vec{M}, \quad (2.23)$$

donde

$$\vec{u} = \vec{j} \frac{Pg\mu_B}{2|e|M_s}, \quad (2.24)$$

con  $\vec{j}$  siendo la densidad de corriente de espín,  $P$  la tasa de polarización,  $e$  la carga del electrón,  $g$  el factor de Landé y  $\mu_B$  el magnetón de Bohr. Cuando los gradientes de magnetización son de mayor intensidad, existe una pérdida del seguimiento entre la conducción del espín del electrón y la magnetización local que cambia lo suficientemente rápido como para que el espín logre adaptarse. Así, esta contribución de transferencia de espín es llamada no adiabática y genera un torque de la siguiente forma[73, 74]:

$$\vec{\Gamma}_{n-ad} = \beta \vec{M} \times (\vec{u} \cdot \vec{\nabla})\vec{M}, \quad (2.25)$$

donde  $\beta$  es llamado el factor no-adiabático[74]. Así, la ecuación de Landau-Lifshitz-Gilbert incluyendo la transferencia de espín torque se lee:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma \vec{H}_{eff} \times \vec{M} + \frac{\alpha}{M_s} \left[ \vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt} \right] - (\vec{u} \cdot \vec{\nabla})\vec{M} + \frac{\beta}{M_s} \vec{M} \times [(\vec{u} \cdot \vec{\nabla})\vec{M}]. \quad (2.26)$$

El origen microscópico del torque no-adiabático, así como su valor numérico están aún en debate por la comunidad científica[75].

## 2.5 Simulaciones numéricas

Dos métodos ampliamente usados para simular sistemas magnéticos son, el método de Monte Carlo (MC), que se basa en cálculos energéticos de primeros principios, y el método de simulaciones micromagnéticas, que resuelve la ecuación dinámica de Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG). Ambos métodos tienen ventajas y desventajas comparativas, por lo que es adecuado evaluarlos para cada problema en particular.

El método de Monte Carlo consiste en el cálculo de la diferencia de la energía magnética entre un estado magnético inicial y un estado magnético final. Para calcular la energía inicial y final, se deben considerar todos los términos relevantes de energía. La diferencia de energía de un espín antes y después de rotar es calculada mediante el algoritmo de Metropolis. Debido a que el método calcula en cada elemento de la red de un cristal, el Hamiltoniano comprende la interacción dipolo-dipolo y como las simulaciones son a escala atómica, se necesita un método de escalamiento para resolver problemas con estructuras de tamaño de cientos de nanómetros. Al tener un tratamiento estadístico, este método permite incluir efectos térmicos. El método de MC no realiza el cálculo del campo magnetostático fuera del volumen de la estructura.

En el caso de las simulaciones micromagnéticas podemos encontrar dos tipos de desarrollos, uno es mediante el método de elementos finitos (FEM), y el otro es mediante el método de diferencias finitas (FDM). Ambos métodos resuelven la ecuación de LLG, por lo que a diferencia del método de MC, aquí es posible observar efectos dinámicos de la magnetización. La principal diferencia entre FEM y FDM es que FEM requiere de elementos de superficie para determinar los campos desmagnetizantes, por lo que no toma en cuenta el campo magnetostático fuera de la nanoestructura. Al contrario, en FDM todo el volumen del espacio es discretizado en celdas cúbicas, y para considerar el campo de la interacción dipolar entre los cubos se utiliza un tensor desmagnetizante asignando a cada celda del espacio. En las simulaciones realizadas esta tesis el campo demagnetizante juega un factor fundamental. Debido a esto, se escogió trabajar con

simulaciones micromagnéticas FDM. El programa escogido fue OOMMF[76] (Object Oriented MicroMagnetic Framework). OOMMF es el software más utilizado por la comunidad científica para realizar simulaciones micromagnéticas y ha tenido una constante evolución de perfeccionamiento con el transcurso de los años. Este software ha sido utilizado por importantes científicos que han marcado lineamientos de desarrollos tecnológicos en esta área de estudio[74, 77]. Por motivos de experiencia del autor de esta tesis, se ha preferido OOMMF frente a otros softwares como GPMagnet, debido a la poca versatilidad de este software y a la imposibilidad de simular corrientes de espín polarizadas de densidad variable en el espacio.

La forma de trabajo de OOMMF-3D es mediante la escritura de un algoritmo en el cual se determina la geometría de la estructura, el espacio del universo circundante, la magnetización inicial del sistema, junto con los términos energéticos que se desean incorporar para la resolución del problema, entre algunos de ellos están la energía de intercambio, dipolar, Zeeman, anisotropía magnetocristalina, transferencia de espín-torque, etc. Para cada tipo de contribución involucrada en el problema se deben especificar sus límites espaciales de acción, intensidad, y orientación. De este modo, a partir de la configuración inicial el programa calcula los mínimos de energía mediante la variación de la magnetización local de cada celda, hasta que el torque sea menor que cierto valor en cada punto del sistema. En las simulaciones el tamaño de las celdas debe ser tal que ninguna de sus aristas supere la longitud de intercambio del material.

Respecto de los errores asociados al cálculo micromagnético cabe señalar que la evolución dinámica de las simulaciones presentadas en este trabajo, fueron evolucionadas mediante el método de Runge-Kutta de cuarto orden (rkf54s en OOMMF). Respecto del error asociado al cálculo del campo desmagnetizante, según [78] para volúmenes con distancias mínimas de 10 celdas OOMMF presenta un error relativo de  $10^{-7}$  respecto del cálculo exacto del factor desmagnetizante[79]. En nuestras simulaciones las aristas de menor longitud presentan una distancia de 15 celdas, con un error relativo cercano a  $10^{-8}$ [78].

## 2.6 Síntesis general por deposición de capas atómicas

ALD es una técnica similar a la técnica de deposición de vapor químico (CVD), que permite el crecimiento homogéneo de materiales con un control de espesor sub-nanométrico. Tiene la virtud de no generar efectos de sombras, pudiendo recubrir estructuras en tres dimensiones a igual condición. Funciona a partir de las reacciones químicas en una interface sólido-gas, donde la deposición no es limitada por el transporte de masa de moléculas precursoras. No tiene problemas de visión limitada, es decir, el substrato no requiere estar en la línea de visión de la fuente del precursor. Sin embargo, es una técnica de crecimiento lento, puesto que las moléculas requieren de suficiente tiempo para la adsorción química. Por ejemplo, el crecimiento de *NiO* de tan sólo 30 nanómetros de espesor puede tardar un día.

Un ciclo de ALD consiste fundamentalmente en cuatro etapas, como se esquematiza en la Figura 2.7: Primero una reacción sólido-gas, es decir, una quimisorción del primer reactante (Reactante A) en una superficie definida como sustrato. Segundo, una vez completada la autolimitada reacción superficial, el reactante A no utilizado, así también los subproductos de la reacción, son evacuados en un proceso de purga de la cámara de reacción. Tercero, el reactante B es enviado a la cámara para realizar una segunda reacción sólido-gas, donde B es típicamente un reactante no metálico. Cuarto, se purga nuevamente la cámara de reacción para evacuar el reactante B no utilizado, como también los subproductos de la reacción. De esta forma se completa un ciclo de ALD, que para espesores mayores a una monocapa atómica, es necesario repetir el ciclo desde el paso 1. Análogamente, se denomina como superciclo de ALD a los ciclos que involucran más de dos reactantes.

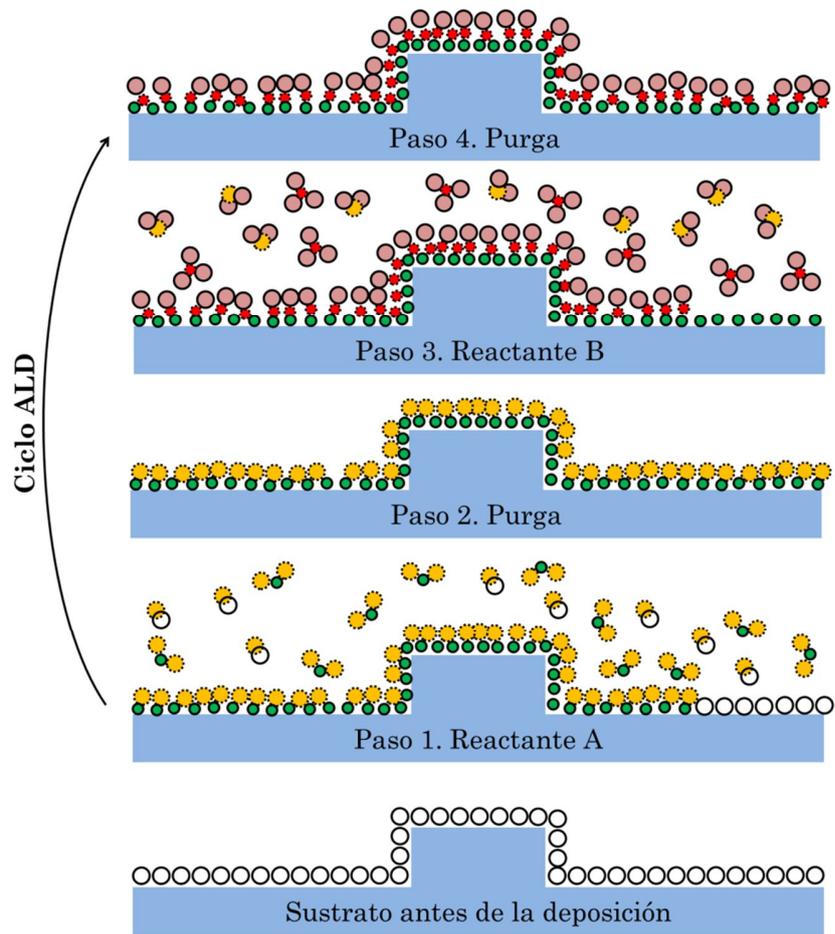


Figura 2.7: Ilustración esquemática de un ciclo de ALD.

## Capítulo 3

# Movimiento de una pared de dominio tipo vórtice en una nanoestructura cilíndrica hilo-tubo

### 3.1 Introducción

En este capítulo se mostrará la investigación mediante simulaciones micromagnéticas de la dinámica de una pared de dominio tipo vórtice bajo la influencia de campos magnéticos y corriente espín polarizada en una nanoestructura magnética de geometría hilo-tubo, esquematizada en la Figura 3.1. La razón de investigar este tipo de geometría es que, a diferencia de nanoestructuras magnéticas biestables como es el caso nanohilos o nanotubos homogéneos, bajo ciertos valores de campo magnético externo es posible anclar una pared de dominio vórtice en la interfaz hilo-tubo, que permanecerá estable en su posición para ser manipulada por un experimentador. Posteriormente, se realizará un análisis teórico de los resultados obtenidos mediante una adaptación del modelo presentado por Landeros y Núñez[62] sobre la dinámica de una pared de dominio tipo vórtice en un nanotubo magnético. Este análisis nos entregará detalles de la dinámica de la pared que no son posibles de extraer de las simulaciones micromagnéticas, otorgando una mayor profundidad en la comprensión de los fenómenos observados.

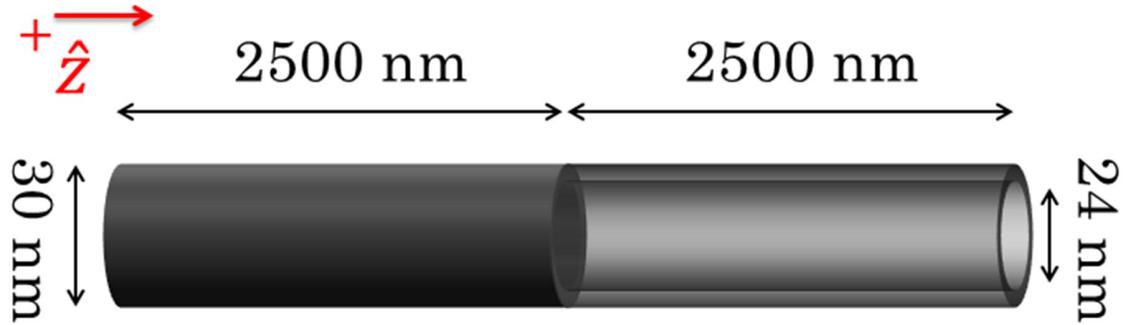


Figura 3.1: Caracterización geométrica de la nanoestructura hilo-tubo.

### 3.2 Parámetros de la simulación

Hemos desarrollado simulaciones micromagnéticas utilizando el software OOMMF[76] que ha sido extendido para también considerar transferencia de espín-toque mediante corrientes espín polarizadas[74]. Así, el software resuelve la ecuación de LLG incluyendo los términos de transferencia de espín-torque previamente descritos en la ecuación (2.26). Como se muestra en la Figura 3.1, la geometría simulada de estructura hilo-tubo posee un largo total de  $L = 5 \mu m$ , conformada por secciones hilo y tubo de igual longitud. En la sección tubo, los radios externo e interno miden  $R = 15 nm$  y  $r = 12 nm$ , respectivamente.

El material escogido fue Permalloy (Py), cuya anisotropía magnetocristalina es muy pequeña y puede ser despreciada. Hemos usado una constante de acoplamiento de intercambio de  $A = 1.3 \times 10^{-11} J/m$ , y una magnetización de saturación de  $M_S = 796 kA/m$ , y no se han considerado efectos térmicos. El volumen de la nanoestructura fue discretizado en 307500 celdas cúbicas de  $2 \times 2 \times 2 nm^3$ . Como parámetro de amortiguamiento de Gilbert se ha usado en todo momento  $\alpha = 0.01$ .

Por otra parte, en las simulaciones que incluyen corriente eléctrica, debido a la diferencia de las áreas en las secciones transversales entre los segmentos hilo y tubo

( $A_{hilo}$  y  $A_{tubo}$ ), hemos modulado la densidad de corriente para ambos segmentos ( $J_{hilo}$  y  $J_{tubo}$ ) para mantener constante la corriente ( $I$ ) fluyendo a través de la nanoestructura. Para esto se ha usado la siguiente relación:

$$I = J_{hilo} \times A_{hilo} = J_{tubo} \times A_{tubo}. \quad (3.1)$$

Debido a que la nanoestructura presenta dos densidades de corriente, de aquí en adelante siempre haremos referencia sólo a la densidad de corriente en el segmento tubo, región en la que se ha investigado el comportamiento de la pared de dominio vórtice. Los valores de densidad de corriente empleados en las simulaciones variaron entre  $5 \times 10^{11}$  y  $14 \times 10^{12} A/m^2$ . Este rango de valores se escogió a partir de resultados experimentales, entre los que destacamos a Parkin et al.[9], que alcanzaron intensidades de  $4 \times 10^{12} A/m^2$ , Rippard et al.[80], que alcanzaron  $10 \times 10^{12} A/m^2$ , e investigaciones teóricas como las de Hertel et al.[40] y Ross et al.[81], que alcanzaron intensidades de  $7.14 \times 10^{12} A/m^2$  y  $20 \times 10^{12} A/m^2$ , respectivamente. Finalmente cabe señalar que se ha utilizado  $\beta = 0.04$  y  $P = 0.4$ , para el factor no-adiabático y la tasa de polarización, respectivamente.

### 3.3 Resultados de la simulación

La Figura 3.2 muestra la curva de histéresis de la nanoestructura cuando el campo magnético se aplica paralelo al eje de simetría en  $\hat{z}$ , comenzando con un campo de saturación de  $5\text{ kOe}$ , que luego es disminuido en pasos de  $10\text{ Oe}$  hasta alcanzar  $-5\text{ kOe}$ . En la curva se observan dos saltos Barkhausen, el primero a  $-1.3\text{ kOe}$  y el segundo a  $-2.2\text{ kOe}$ , definiendo una meseta de  $0.9\text{ kOe}$  de ancho.

Inicialmente, la reversión magnética de la nanoestructura comienza por el extremo libre del segmento tubo, donde se nuclea una pared tipo vórtice, que por la acción del campo externo se propaga en sentido  $-\hat{z}$ . Este proceso muestra un primer salto Barkhausen que produce una configuración magnética antiparalela metaestable, donde la magnetización de los segmentos hilo y tubo apuntan en direcciones opuestas, en configuración cabeza-cabeza, formando una pared de dominio tipo vórtice entre ambos dominios magnéticos. Durante el proceso de reversión, la pared de dominio (exhibida en el centro de la Figura 3.2) se propagó a través del tubo y se detuvo abruptamente a  $4\text{ nm}$  de distancia, medido desde el centro de la pared, antes de alcanzar la sección hilo.

En la simulación la pared se detiene por dos motivos: el primero es que el campo aplicado no es suficiente para lograr que la pared de dominio penetre en el segmento hilo, y segundo, considerando los parámetros geométricos del segmento hilo, éste prefiere revertir su magnetización mediante una pared de tipo transversal. El fenómeno de anclaje de una pared de dominio en segmentos hilo-tubo ha sido previamente observado en [35, 36, 38], y se destaca la posibilidad de crear y anclar de forma estable una pared de dominio, de modo similar a como ocurre en nanocintas planas con muescas o constricciones[20, 82, 83].

Asimismo, en la simulación, se observa que la pared de dominio tipo vórtice mantuvo estable su posición al centro de la nanoestructura, definiendo un plateau en la curva de histéresis en el rango de campo entre  $-1.3$  y  $-2.2\text{ kOe}$ . Posteriormente, el segundo salto Barkhausen de la curva de histéresis se produce por la nucleación y propagación de una

pared de dominio tipo transversal en el extremo libre del hilo. Esta pared viaja hasta el centro de la nanoestructura, donde se aniquila con la pared tipo vórtice, revirtiendo por completo la magnetización de la nanoestructura.

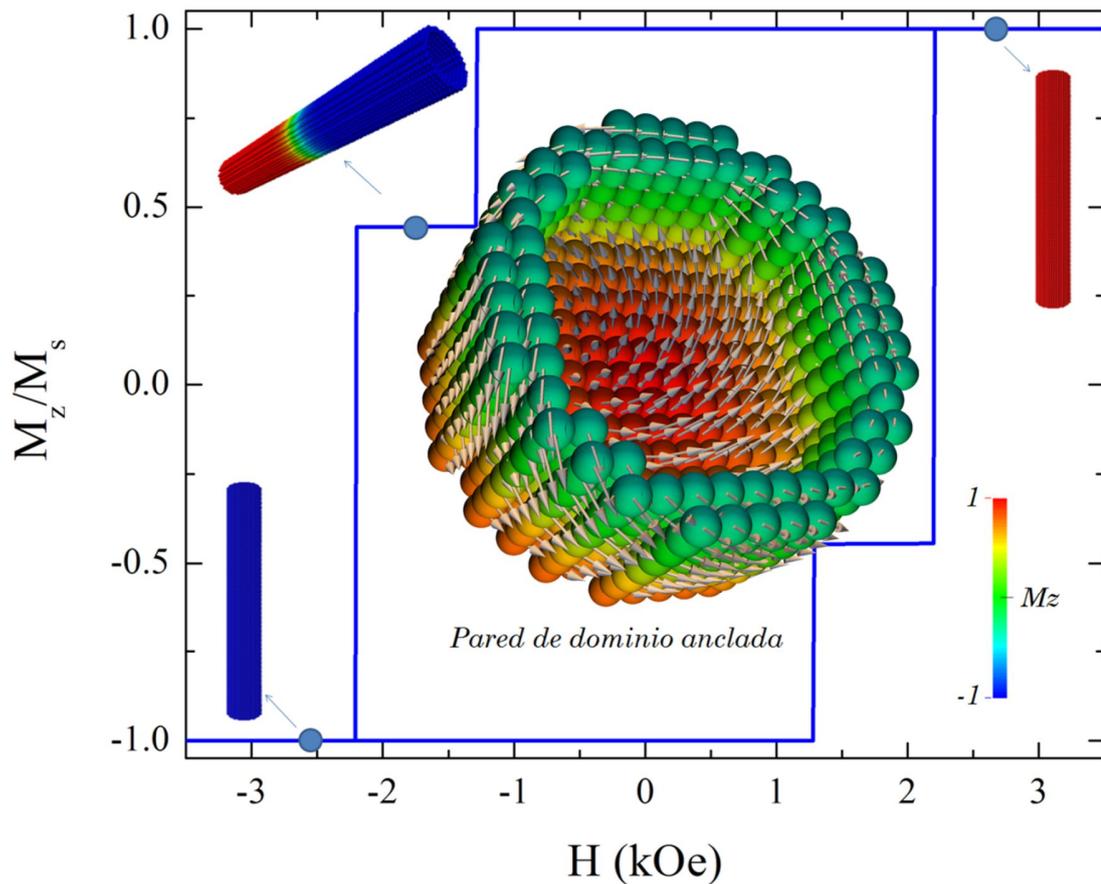


Figura 3.2: Curva de histéresis de una nanoestructura hilo-tubo con un campo magnético externo aplicado a lo largo de su eje. La imagen central muestra la pared de dominio tipo vórtice que es anclada entre los dos segmentos de la nanoestructura. Las flechas denotan la dirección de la magnetización local.

Utilizando como configuración inicial a la pared de dominio tipo vórtice anclada en el centro de la nanoestructura bajo un campo magnético externo de  $-1.8 \text{ kOe}$  (campo promedio del plateau de la curva de histéresis), se redujo la intensidad (del valor absoluto) del campo magnético externo. Esta acción generó que la pared se desplazara en sentido  $+z$ , lo que se debe a la existencia de un campo magnético desmagnetizante generado por el segmento hilo en dirección  $+\hat{z}$ , que empuja a la pared para que se devuelva hacia el extremo libre del tubo. Producto de la superposición entre el campo externo y el campo desmagnetizante, cada vez que se redujo la intensidad del campo externo, la pared encontró una nueva posición de equilibrio alejándose cada vez más del centro de la nanoestructura.

La Figura 3.3 muestra la posición de equilibrio de la pared de dominio para diferentes intensidades de campo magnético externo, donde se observa que es incluso posible mantener en equilibrio a la pared de dominio a campos magnéticos muy bajos, como por ejemplo  $1 \text{ Oe}$ . Esta Figura permite definir el perfil del campo desmagnetizante en  $\hat{z}$  creado por la sección hilo, que resulta ser no homogéneo a lo largo de la nanoestructura.

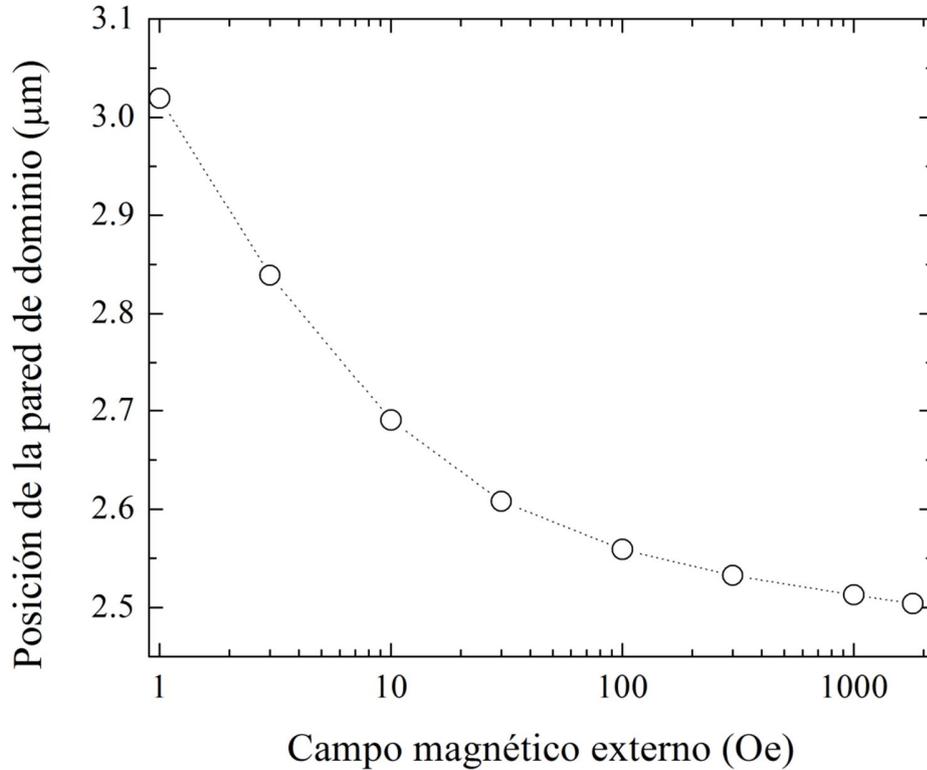


Figura 3.3: Posición de equilibrio de la pared de dominio como función de la amplitud del campo magnético externo. El campo magnético externo apunta en sentido  $-\hat{z}$ .

A continuación se muestran los resultados obtenidos por la aplicación de una corriente eléctrica espín polarizada con dirección  $+\hat{z}$  y la acción simultánea de un campo magnético externo en  $-\hat{z}$ . Como condición inicial se consideró a la pared de dominio anclada en la mitad de la nanoestructura, bajo la acción de un campo magnético externo constante en el tiempo y de valor  $-1.8 \text{ kOe}$ . A  $t = 0$  se aplicó un pulso de larga duración de una corriente espín polarizada de amplitud constante. El experimento se repitió para distintas densidades de corriente que variaron entre  $5 \times 10^{11}$  y  $1.4 \times 10^{13} \text{ A/m}^2$ , manteniendo constante el campo magnético externo.

Como se observa en la Figura 3.4, al aplicar la corriente espín polarizada, la pared de dominio adquiere un movimiento oscilatorio, avanzando y retrocediendo en torno a una posición de equilibrio. La oscilación ocurre para todas las densidades de corriente

suministradas, mostrando mayor amplitud inicial en los experimentos con mayor densidad de corriente. Ciertamente, el movimiento oscilatorio es el producto de la competencia existente entre el campo demagnetizante, la corriente espín polarizada y el campo externo, donde las dos primeras empujan la pared en la dirección  $+\hat{z}$ , mientras que el campo externo lo hace en sentido  $-\hat{z}$ . En los resultados también se observa que la amplitud de oscilación fue mayor al comienzo de cada simulación, y que con el transcurrir del tiempo estas fueron decayendo. Para densidades de corriente bajas observamos que la amplitud de oscilación de la pared de dominio disminuye más rápidamente que en los otros casos (ver Figura 3.4 (c)), llegando incluso a desaparecer para una densidad de corriente de  $5 \times 10^{11} \text{ A/m}^2$ . En cambio, para densidades de corrientes más altas, desde  $5 \times 10^{12} \text{ A/m}^2$  en adelante, se observa que la pared de dominio alcanza un régimen oscilatorio de amplitud constante. Se observa además que a mayor densidad de corriente, la pared de dominio registra una mayor amplitud de oscilación. También se aprecia que a densidades de corrientes altas es posible crear ondas de espín, y que éstas nacen desde la pared de dominio como respuesta a cambios de movimiento bruscos (ver Figura 3.4(b), que inicialmente exhibe tres peaks donde se originan ondas de espín).

Es importante notar que en todos los experimentos el centro de la pared de dominio se mantiene oscilando dentro del segmento tubo sin ingresar al segmento hilo. En todos los casos la frecuencia de oscilación de la pared de dominio fue cercana a  $9 \text{ GHz}$ , siendo levemente menor para mayores densidades de corriente. Además, estas oscilaciones magnéticas pertenecen al rango de las microondas.

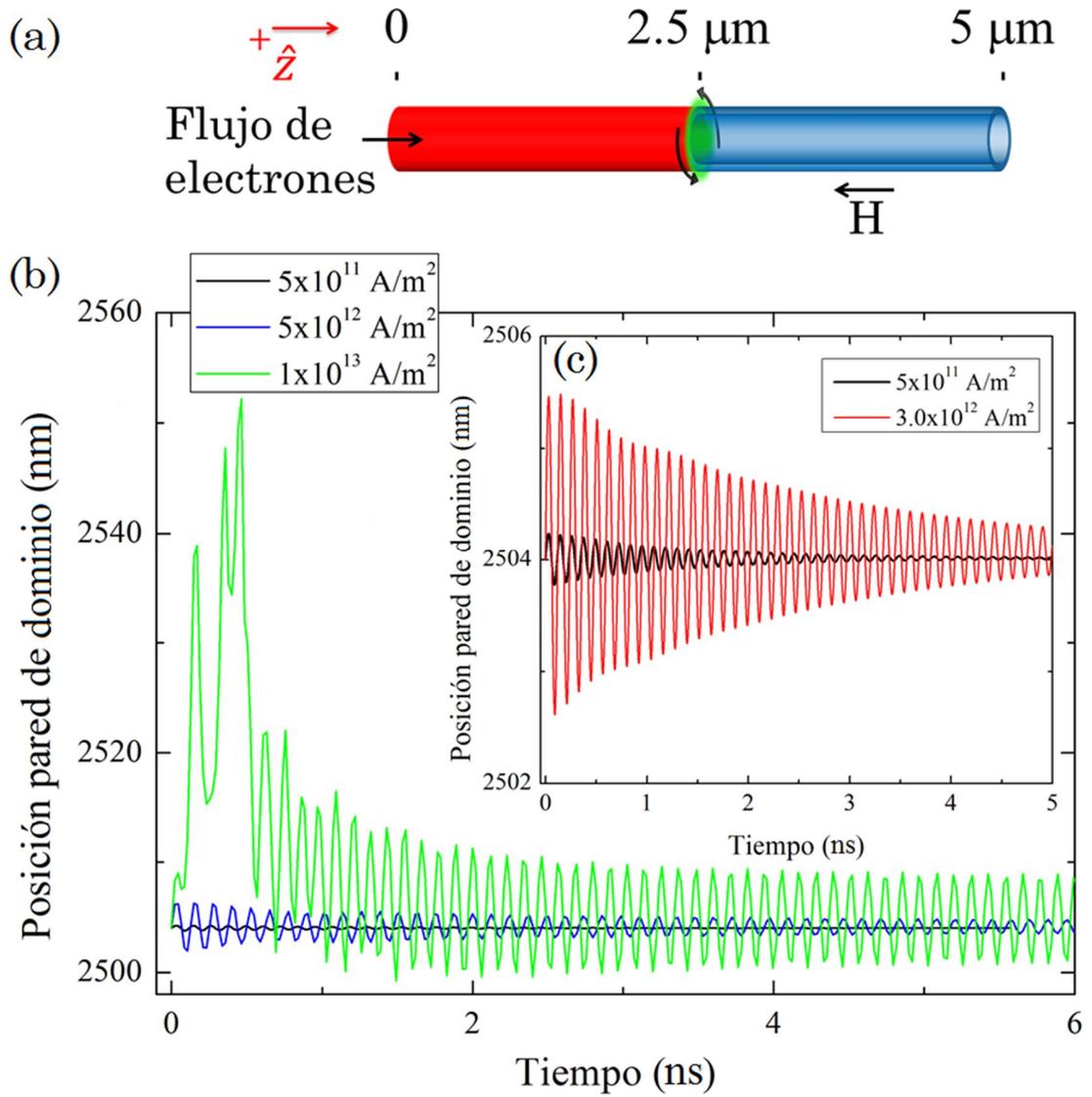


Figura 3.4: (a) Esquema de la aplicación simultánea de corriente eléctrica y campo externo en la nanoestructura. (b) Posición de la pared de dominio para las densidades de corriente de  $5 \times 10^{11}$ ,  $5 \times 10^{12}$  y  $1 \times 10^{13} \text{ A/m}^2$ , y (c)  $5 \times 10^{11}$  y  $3 \times 10^{12} \text{ A/m}^2$ , como función del tiempo. Hemos usado un campo magnético constante de  $-1.8 \text{ kOe } \hat{z}$ .

A continuación se muestran los resultados de aplicar a la nanoestructura una corriente en espín polarizada en ausencia de un campo magnético externo. Como condición inicial, se tiene a la pared de dominio anclada en el centro de la nanoestructura bajo un campo de  $-1.8 kOe \hat{z}$ . En  $t = 0$ , se elimina el campo magnético externo y la pared queda sometida sólo a la corriente espín polarizada. En este caso, el movimiento de la pared de dominio se produce por la acción de la corriente y por el campo demagnetizante generado por la sección hilo.

En la Figura 3.5 observamos que la pared de dominio se mueve en sentido  $+\hat{z}$  a través del segmento tubo para todas las densidades de corriente suministradas, que es contrario al experimento anterior donde la pared permanece oscilando en torno a una posición de equilibrio. Para densidades de corriente pequeñas, como  $2 \times 10^{12} A/m^2$ , la posición de la pared de dominio como función del tiempo exhibe una mayor pendiente (rapidez) en la sección comprendida entre 2.5 y aproximadamente  $3.5 \mu m$ . Posteriormente, la pendiente comienza a decrecer producto de una disminución de su velocidad de propagación. Este cambio se debe a que el campo desmagnetizante generado por la sección hilo es no homogéneo a lo largo del eje  $z$ , disminuyendo su intensidad a medida que la pared de dominio se aleja de la interfaz hilo-tubo. En este punto, es interesante señalar que Otalora et al.[29], simularon una pared de dominio tipo vórtice en un tubo homogéneo bajo la acción única de una corriente espín polarizada. Ellos obtuvieron que para densidades de corrientes menores que la densidad crítica quiral (donde la pared de dominio tipo vórtice invierte su quiralidad), estimada por ellos en  $\approx 8.75 \times 10^{12} A/m^2$ , la velocidad de la pared de dominio se desplaza a velocidad constante y muestra un comportamiento lineal como función de la densidad de corriente. Por otra parte, nuestros resultados muestran que cuando la densidad de corriente aumenta, el fenómeno de la disminución de la velocidad de la pared debido al efecto del campo demagnetizante se hace cada vez más débil. Así, para una densidad de corriente de  $7 \times 10^{12} A/m^2$ , la pared de dominio se propaga a velocidad constante (despreciando por completo el efecto del campo demagnetizante generado por el cambio geométrico hilo-tubo). Finalmente, para densidades de corriente altas se observa que la pared de dominio realiza

movimientos oscilatorios a medida que se desplaza, es decir, inicialmente la pared avanza, luego retrocede, y luego vuelve a avanzar. Este fenómeno se produce por un cambio en la quiralidad de la pared de dominio tipo vórtice, y depende de la intensidad de la densidad de corriente, así también como de la configuración inicial de su quiralidad[29, 62, 84]. Cuando este fenómeno se produce periódicamente es llamado régimen de Walker[28], tal como se exhibe para la densidad de corriente de  $1.4 \times 10^{12} \text{ A/m}^2$ , donde se observa la oscilación periódica en el desplazamiento de la pared.

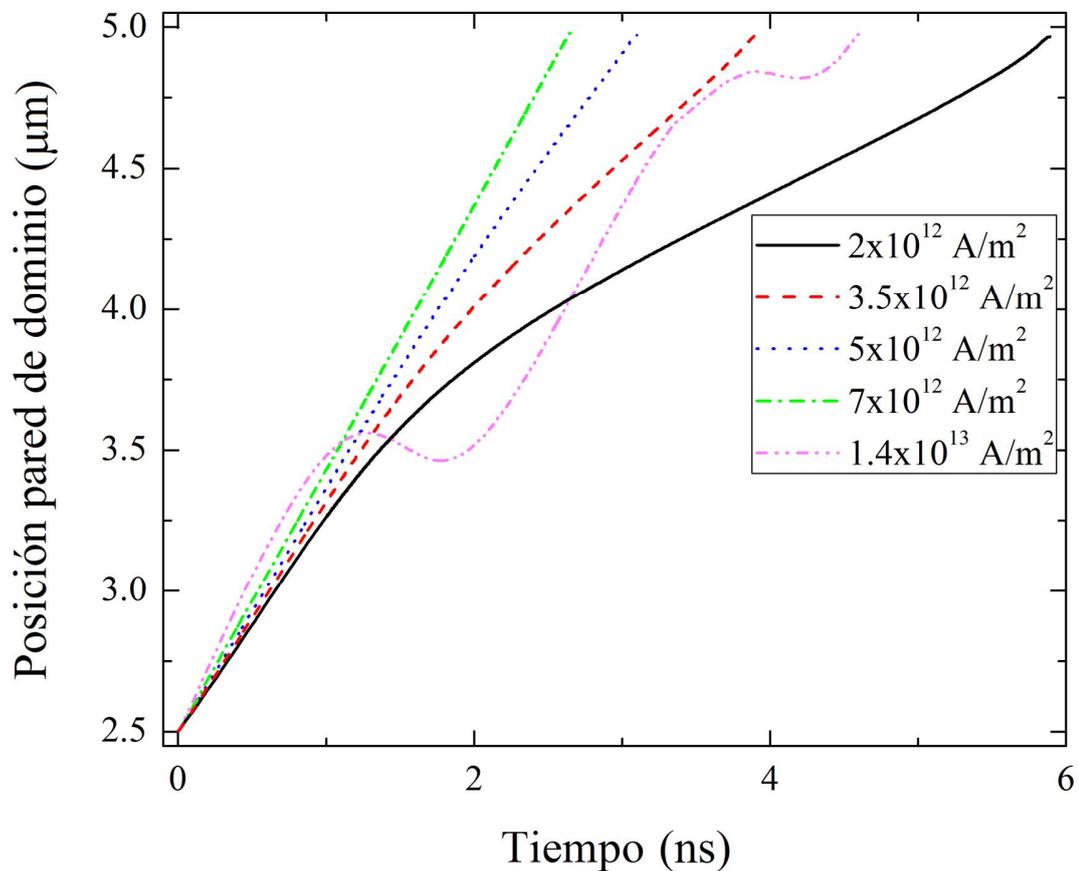


Figura 3.5: Posición de la pared de dominio para diferentes densidades de corriente como función del tiempo. En este caso no se ha considerado la inclusión de un campo magnético externo.

En la Figura 3.6 se ha graficado el promedio de la velocidad de propagación de la pared de dominio como función de la densidad de corriente empleada. De la figura se puede observar que bajo la influencia de un campo magnético externo de  $-1.8 \text{ kOe } \hat{z}$ , la velocidad promedio de desplazamiento de la pared es cero en el rango de densidades de corriente investigadas. Como fue mostrado en la Figura 3.4, la pared de dominio permanece oscilando en su posición inicial. Distintamente, en ausencia de un campo magnético externo, existen dos regímenes caracterizados por un desplazamiento promedio no nulo de la pared de dominio. El primero ocurre para densidades de corriente iguales o inferiores a la corriente crítica de  $J_W = 7.5 \times 10^{12} \text{ A/m}^2$ , caracterizado por que la pared de dominio mantiene una quiralidad cuasi-estática. El segundo, observado para densidades de corrientes superiores a  $J_W$ , corresponde al régimen oscilatorio de Walker, donde la pared de dominio cambia su quiralidad periódicamente en el tiempo, propagándose hacia adelante y luego hacia atrás, pero siempre generando un desplazamiento promedio en la dirección del flujo de electrones y una reducción de la velocidad promedio. Notamos que producto del campo desmagnetizante creado por el cambio geométrico hilo-tubo, para densidades de corrientes a inferiores a  $7 \times 10^{12} \text{ A/m}^2$ , la velocidad de propagación de la pared de dominio es significativamente mayor respecto de la obtenida en un tubo homogéneo. Otalora et al.[29] mostraron que en el régimen de propagación estático de la pared de dominio tipo vórtice (régimen sin cambio de quiralidad) en un tubo de geometría homogénea, la pared se mueve a una velocidad promedio de  $\langle v \rangle = \beta u / \alpha$ , que para el caso particular de una densidad de corriente de  $5 \times 10^{12} \text{ A/m}^2$ ,  $\beta = 0.04$  y  $\alpha = 0.01$ , se obtiene  $\langle v \rangle \approx 600 \text{ m/s}$ , mientras que en nuestro caso, para la misma densidad de corriente,  $\beta = 0.04$  y  $\alpha = 0.01$ , obtenemos  $\langle v \rangle \approx 810 \text{ m/s}$ . En este ejemplo en particular, el incremento de velocidad resulta ser aproximadamente un 35% superior.

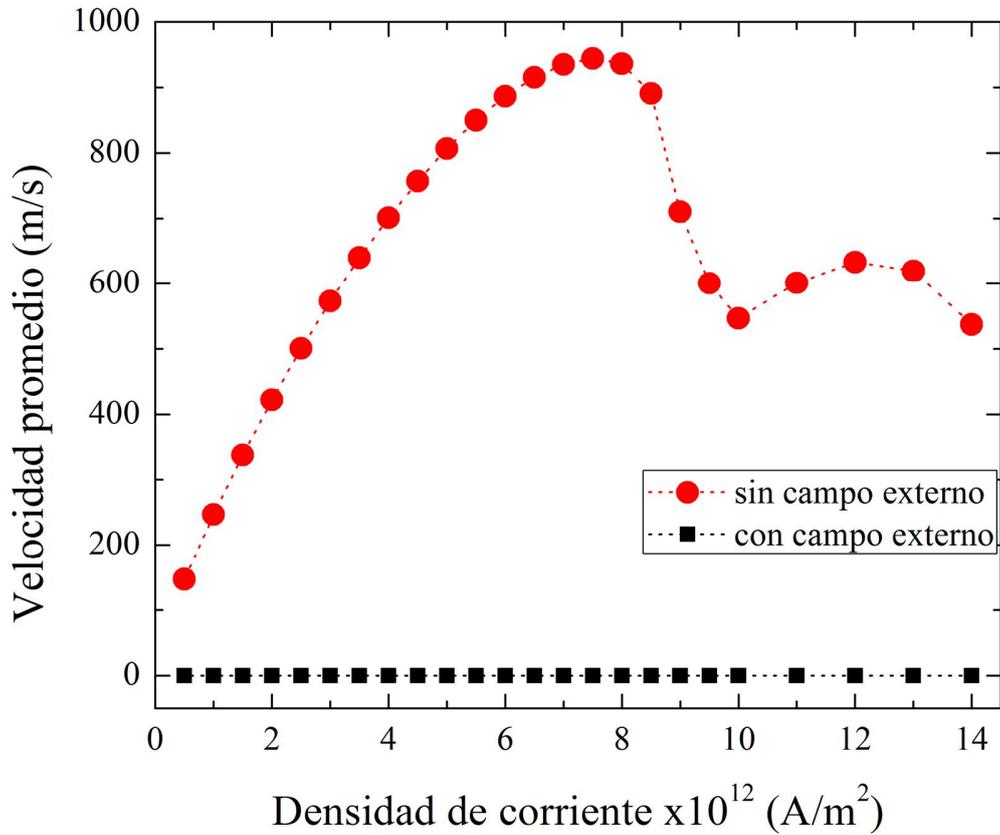


Figura 3.6: Promedio de la velocidad de propagación de la pared de dominio tipo vórtice versus la densidad de corriente. Los puntos negros corresponden al caso cuando se aplica un campo magnético externo de  $-1.8 kOe \hat{z}$ , mientras que los círculos rojos corresponden al caso en ausencia de campo magnético externo.

Por último, quisiéramos enfatizar que anclar y liberar una pared de dominio en una nanoestructura hilo-tubo responde a una combinación de dos factores: los parámetros geométricos de la nanoestructura (que influyen en el campo desmagnetizante), y los valores tanto del campo magnético externo como de la intensidad de la densidad corriente suministrada. Así, una alternativa para anclar, liberar y producir oscilaciones con la pared de dominio en una posición distinta a la anteriormente estudiada, es fijar un valor de corriente eléctrica y gradualmente disminuir el valor del campo magnético externo. Por ejemplo, como se muestra en la Figura 3.7, para una densidad de corriente

de  $5 \times 10^{12} \text{ A/m}^2 \hat{z}$  y un campo magnético externo de  $-100 \text{ Oe } \hat{z}$ , la pared de dominio se desplaza desde el centro de la nanoestructura en dirección  $+\hat{z}$ , hasta encontrar una nueva posición de equilibrio donde oscila inicialmente. Luego, manteniendo la misma densidad de corriente pero decreciendo el campo externo a  $-10 \text{ Oe } \hat{z}$ , la pared de dominio se moverá a través del nanotubo en dirección  $+\hat{z}$  hasta revertir completamente su magnetización. Por otra parte, para un campo externo de  $-10 \text{ Oe } \hat{z}$ , y una densidad de  $1 \times 10^{12} \text{ A/m}^2 \hat{z}$ , la pared de dominio buscará una posición de equilibrio aún más alejada del centro de la nanoestructura, donde también inicialmente genera oscilaciones de pequeña amplitud.

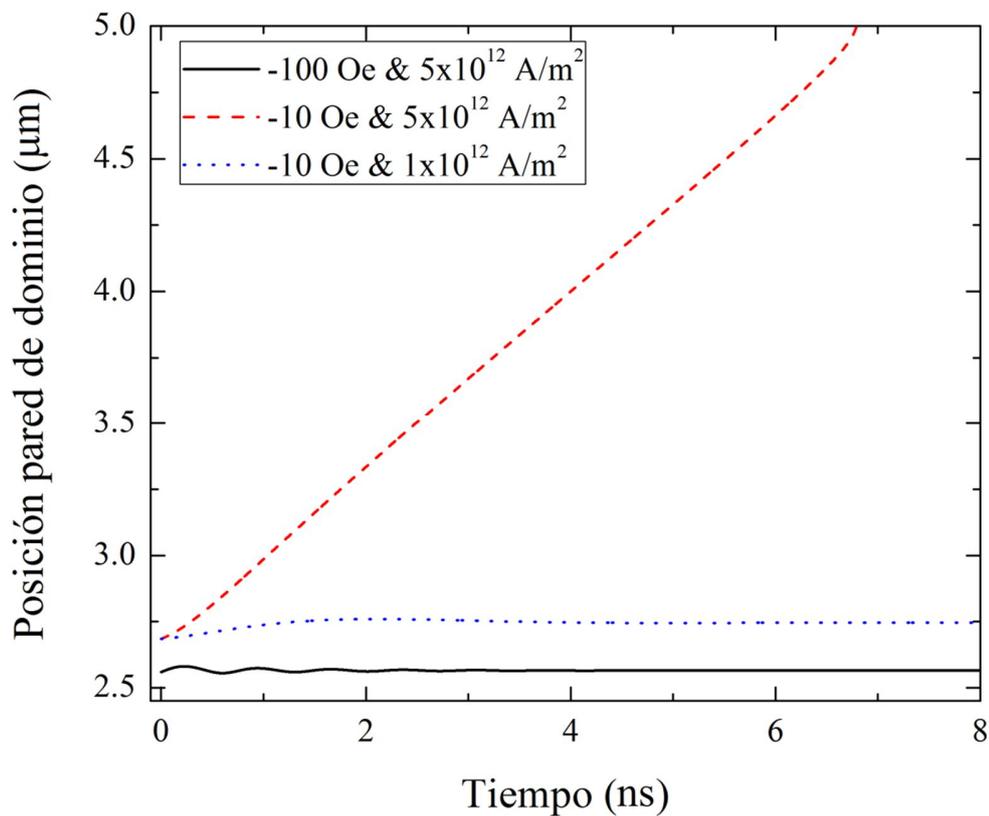


Figura 3.7: Posición de la pared de dominio como función del tiempo para un campo de  $-100 \text{ Oe } \hat{z}$  y densidad una de corriente de  $5 \times 10^{12} \text{ A/m}^2$  (línea negra),  $-10 \text{ Oe } \hat{z}$  y  $5 \times 10^{12} \text{ A/m}^2$  (línea roja segmentada), y  $-10 \text{ Oe } \hat{z}$  y  $5 \times 10^{12} \text{ A/m}^2$  (línea azul punteada).

### 3.4 Análisis teórico

Para comprender desde un punto de vista teórico la dinámica de la pared de dominio tipo vórtice manejada por campos magnéticos y/o corrientes eléctricas en la nanoestructura hilo-tubo, adaptaremos las ecuaciones dinámicas del modelo presentado por Landeros y Núñez[62], el cual describe el movimiento de una pared de dominio tipo vórtice bajo la acción de un campo magnético externo constante aplicado a lo largo del nanotubo. Las ecuaciones desarrolladas por los autores requieren que el nanotubo tenga una relación de aspecto  $L/R$  grande, donde  $L$  es el largo y  $R$  el radio externo del nanotubo; también que el espesor del tubo sea ultra-delgado con una razón de  $b = r/R \rightarrow 1$ , donde  $r$  es el radio interno del nanotubo. El modelo se crea a partir de una descripción vectorial de la magnetización del centro de la pared de dominio en coordenadas cilíndricas, descrito en la Figura 3.8(a), y su respectiva solución mediante la ecuación de Landau-Lifshitz-Gilbert (2.21).

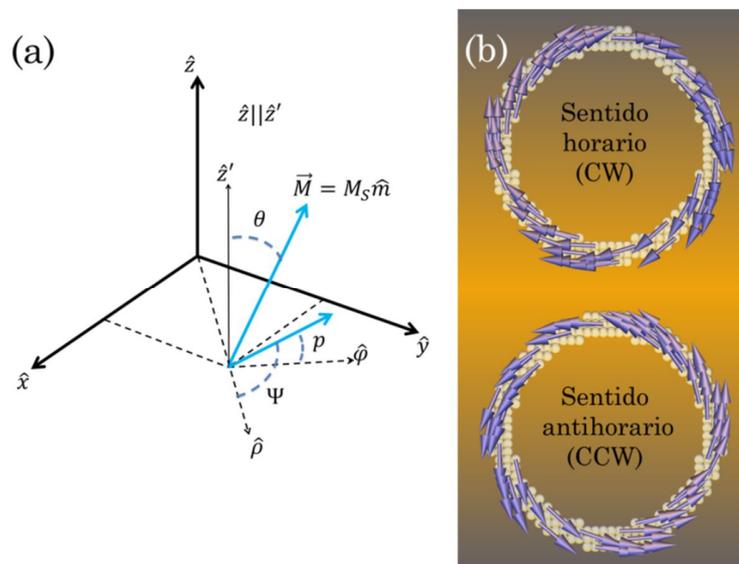


Figura 3.8: (a) Coordenadas cilíndricas usadas en el cálculo teórico. (b) Orientación de los momentos magnéticos del vórtice en sentido horario (CW) y antihorario (CCW), considerando que la coordenada  $\hat{z}$  es positiva saliendo de la hoja.

Debido a que la región tubo de la nanoestructura hilo-tubo que hemos investigado posee  $b \approx 0.8$ , el modelo de Landeros y Núñez no es completamente aplicable a este caso, por lo que se le ha realizado una adaptación para así replicar el comportamiento del campo desmagnetizante de nuestra geometría. Adicionalmente, se ha extendido el modelo para incluir los términos de transferencia de espín-torque y así permitir, mediante ecuaciones dinámicas, describir el comportamiento de la pared de dominio tipo vórtice en la nanoestructura hilo-tubo manejada por campos magnéticos y corrientes eléctricas. La adaptación del modelo para nuestra geometría, permite que la pared de dominio tenga una correcta respuesta en sus tres posibles regímenes de movimiento: régimen estacionario, régimen quirral y régimen de Walker. El primero es el régimen de propagación en que la pared de dominio mantiene velocidad constante, la que depende linealmente de la intensidad del campo magnético externo y/o corriente eléctrica aplicada. Se caracteriza porque el ángulo  $p$  del vector de magnetización (ver Figura 3.8(a)) se mantiene constante durante el desplazamiento de la pared. El segundo régimen es cuando el campo magnético y/o corriente aplicada superan cierto valor límite, generando una inversión del ángulo  $p$ . Lo que se traduce en un cambio de quiralidad de la pared de dominio tipo vórtice, pasando de una configuración en sentido horario (CW) hacia un sentido antihorario (CCW), esquematizadas en la Figura 3.8(b). El tercer régimen de movimiento es cuando el campo magnético externo y/o corriente eléctrica supera el valor crítico de Walker, produciendo que la pared de dominio se desplace realizando oscilaciones periódicas. Las modificaciones al modelo aquí mencionadas han sido descritas detalladamente en el apéndice A. Por otra parte, se debe mencionar que el campo desmagnetizante generado por la interfaz hilo-tubo será incluido en el modelo como un segundo campo externo, cuyo perfil a lo largo de la geometría tubo ha sido extraído a partir de la Figura 3.3. Entonces, siguiendo la descripción del apéndice A, el movimiento de la pared de dominio tipo vórtice en la región tubo de la geometría hilo-tubo, manejada por campos magnéticos y corrientes eléctricas, puede ser descrita por las siguientes ecuaciones:

$$\dot{p} = \gamma_0 H_0 - \alpha \frac{\dot{z}_0}{\lambda} + \frac{\beta u}{\lambda}, \quad (3.2)$$

$$\frac{\dot{z}_0}{\lambda} = \alpha \dot{p} + \frac{u}{\lambda} + \frac{\gamma_0 M_S}{2} \sin(2p)(0.8 + 0.2 \sin p), \quad (3.3)$$

donde  $\dot{p} = dp/dt$ , siendo  $p$  el ángulo del centro de la pared de dominio tipo vórtice,  $\dot{z}_0 = dz_0/dt$ , donde  $z_0$  es la posición del centro de la pared de dominio,  $\lambda$  es una medida del ancho de la pared de dominio,  $H_0$  es la amplitud del campo magnético externo total proyectado en  $\hat{z}$  y formado por  $\vec{H}_0 = \vec{H}_1 + \vec{H}_2(z)$ , donde  $\vec{H}_1$  es el campo magnético externo, y  $\vec{H}_2(z)$  es el campo magnético generado por la interfaz hilo-tubo, que como se mencionó anteriormente, será considerado como una segunda fuente de campo externo. Los parámetros  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$ ,  $u$  y  $M_S$ , fueron definidos en la ecuación (2.26). En las ecuaciones (3.2) y (3.3), tanto  $\dot{p}$ ,  $\dot{z}_0$  y  $\lambda$  se consideran coordenadas colectivas.

Para utilizar las ecuaciones previamente mencionadas, se hace necesario entender el comportamiento del campo desmagnetizante en diferentes configuraciones magnéticas de la nanoestructura. Como se aprecia en la Figura 3.9(a), las líneas de campo desmagnetizante generadas por la región hilo actúan sobre la región tubo tienen sentido  $+\hat{z}$  (color rojo). En el caso descrito por (a), éstas son inicialmente de gran intensidad y alcanzan valores de aproximadamente 2300 Oe en la interface hilo-tubo ( $z = 2500 \text{ nm}$ ), que posteriormente decaen en intensidad conforme  $z$  aumenta. También se aprecia en esta configuración que las líneas de campo desmagnetizantes de ambas regiones hilo y tubo se cierran mayoritariamente de forma independiente, es decir, las líneas de campo que salen de la región hilo son cerradas en el otro extremo del hilo, mientras que en la región tubo sucede el análogo. En (b), podemos observar que conforme la pared de dominio se ha desplazado del centro de la nanoestructura, existen líneas del campo desmagnetizante que salen desde una posición intermedia de la región tubo.

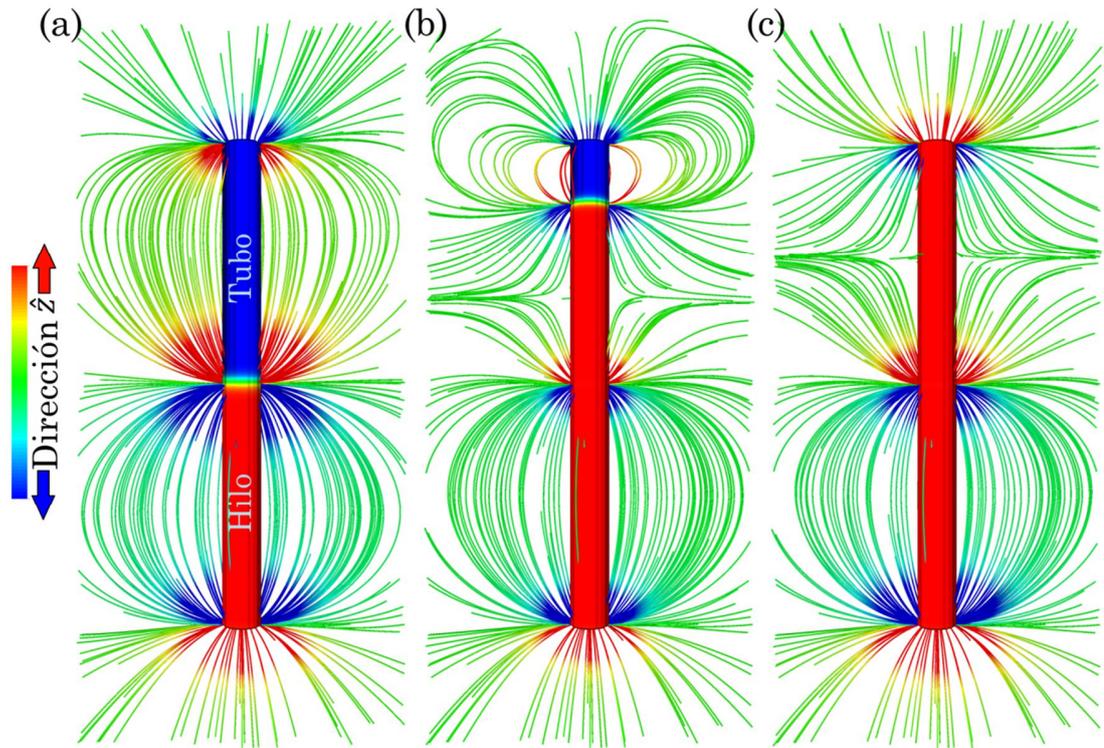


Figura 3.9: Esquema representativo de la magnetización de la nanoestructura hilo-tubo y sus respectivas líneas de campo desmagnetizante para: (a) pared de dominio posicionada en la interface hilo-tubo; (b) pared de dominio propagándose por la región tubo; (c) nanoestructura formada por un solo monodominio. La nanoestructura está orientada paralela al eje  $z$  y los colores indican el sentido  $\pm\hat{z}$  de la magnetización y de las líneas de campo.

Se puede apreciar que al interior de la nanoestructura existen dos campos que se enfrentan en direcciones opuestas y que salen perpendicularmente al eje  $z$  debido a un efecto de repulsión magnética. El origen de ambos campos podría deberse a, el campo desmagnetizante saliente desde la región hilo que fluye por dentro de la nanoestructura en dirección  $+\hat{z}$ , y al campo desmagnetizante de sentido  $-\hat{z}$  creado por la región del tubo de magnetización  $+\hat{z}$ , que se debe a la propagación de la pared de dominio. Finalmente, en el cuadro (c) se aprecia que cuando la nanoestructura posee una sola dirección de magnetización, las líneas de campo desmagnetizante que salen desde una

posición intermedia del tubo quedarán permanentemente, creando así un campo desmagnetizante no homogéneo en la región central del tubo. En los tres casos (a), (b) y (c), se observa que el campo desmagnetizante al interior de la región hilo es siempre homogéneo lejos de sus extremos.

El campo desmagnetizante extraído a partir de la Figura 3.3 es sólo válido en el rango  $2500 \text{ nm}$  y  $3000 \text{ nm}$  de la nanoestructura. Se observa que este campo tiene un perfil decreciente a lo largo del tubo y que puede ser modelado por una función exponencial simple de variable negativa:

$$\vec{H}_2(z) = k_1 e^{\left(\frac{z'_0 - z}{k_2}\right)} \hat{z}, \quad (3.4)$$

donde  $k_1 = 2300 \text{ Oe}$   $\hat{z}$  es el campo en la posición  $z = 2500 \text{ nm}$  (interface hilo-tubo),  $z'_0 = 2500 \text{ nm}$  redefine el origen del campo, y  $k_2 = 16$  que permite modelar la tasa de curvatura de la función exponencial al de nuestra nanoestructura.

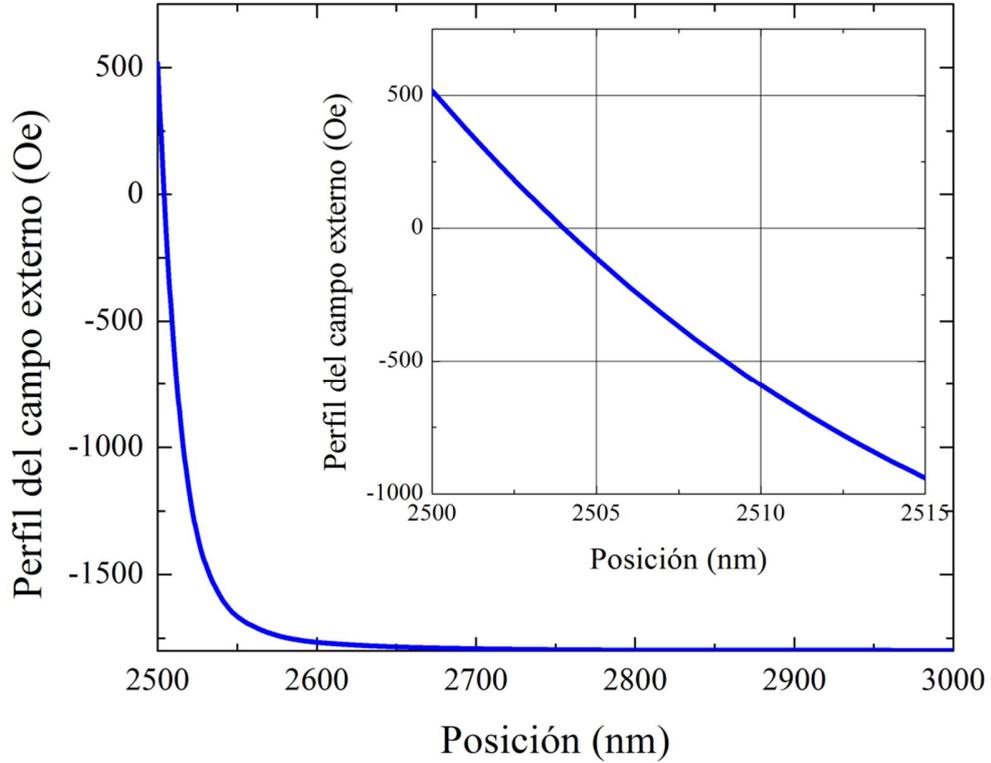


Figura 3.10: Perfil del campo magnético externo generado en la región tubo de la nanopartícula hilo-tubo. El gráfico interior es un zoom del gráfico exterior.

Dicho lo anterior, utilizando las ecuaciones (3.2) y (3.3) podemos intentar reproducir los resultados de las simulaciones micromagnéticas graficadas en la Figura 3.4, cuando la pared de dominio tipo vórtice es manejada por una corriente espín polarizada con flujo de electrones en sentido  $+\hat{z}$ , un campo magnético externo  $\vec{H}_1 = -1800 \hat{z}$ , y el campo el campo desmagnetizante de la interfaz hilo tubo  $\vec{H}_2(z)$  en sentido  $+\hat{z}$ . En este caso, la superposición de ambos campos magnéticos,  $\vec{H}_1$  y  $\vec{H}_2(z)$ , ha sido graficada en la Figura 3.10. En ella podemos observar que en el tramo  $2500 \text{ nm}$  a  $2504 \text{ nm}$ , el campo magnético tiene sentido  $+\hat{z}$  y presenta una fuerte variación de aproximadamente  $500 \text{ Oe}$ . En adelante, para  $z > 2504 \text{ nm}$ , el campo magnético tiene sentido negativo y un fuerte decaimiento que, a partir de  $z = 2700 \text{ nm}$  posee una amplitud casi constante cercana a  $1800 \text{ Oe}$ . Luego, considerando estos campos magnéticos y las corrientes espín

polarizadas, los resultados del cálculo analítico del comportamiento de la pared de dominio tipo vórtice son mostrados en la Figura 3.11.

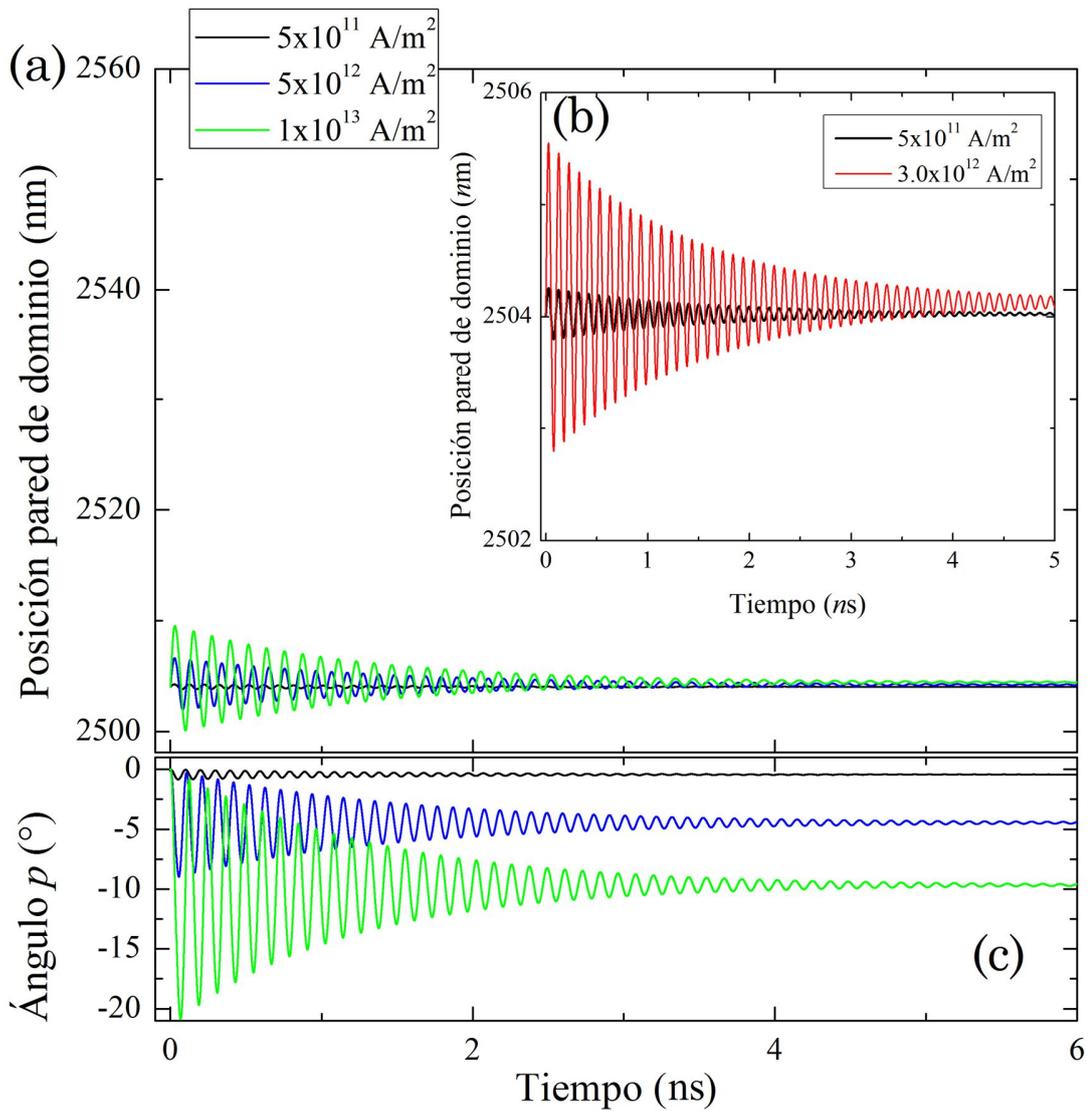


Figura 3.11: Cálculo teórico de la pared de dominio para las densidades de corriente de (a)  $5 \times 10^{11}$ ,  $5 \times 10^{12}$  y  $1 \times 10^{13} \text{ A/m}^2$ , y (b)  $5 \times 10^{11}$  y  $3 \times 10^{12} \text{ A/m}^2$ , como función del tiempo. (c) Variación del ángulo  $p$  como función del tiempo para las densidades de corriente  $5 \times 10^{11} \text{ A/m}^2$  (negro),  $5 \times 10^{12} \text{ A/m}^2$  (azul),  $1 \times 10^{13} \text{ A/m}^2$  (verde).

En la Figura 3.11(a) y (b), se observa que al igual que en los resultados obtenidos mediante simulaciones micromagnéticas, la pared de dominio realiza oscilaciones producto de la competencia existente entre los campos magnéticos y la corriente espín polarizada. En ella se observa que para las densidades de corriente investigadas, la amplitud del movimiento precesional decae como función del tiempo, realizando siempre oscilaciones en torno a una posición de equilibrio. Se observa también que en las densidades de corriente de  $5 \times 10^{11}$ ,  $3 \times 10^{12}$  y  $5 \times 10^{12} A/m^2$ , el comportamiento general de la dinámica de la pared es casi igual al observado mediante las simulaciones micromagnéticas, mientras que para la densidad de corriente de  $1 \times 10^{13} A/m^2$  se aprecia que, a diferencia de la simulación, que la amplitud de las oscilaciones convergen a un valor mínimo de equilibrio en el tiempo. Igualmente, se observa de la Figura 3.11(c) que el ángulo  $p$  que describe al centro de la pared de dominio tipo vórtice, varía oscilatoriamente como función del tiempo en torno a una posición de equilibrio diferente para cada densidad de corriente. Las amplitudes alcanzadas por el ángulo  $p$  en ningún caso fueron suficientes para generar un cambio en la quiralidad. Por otra parte, realizando una Transformada Rápida de Fourier (FFT) a los resultados teóricos obtenidos, se determinó que la frecuencia de oscilación de la pared de dominio efectivamente disminuye conforme aumenta la densidad de corriente aplicada, obteniéndose una frecuencia de  $10.17 GHz$  para la densidad de corriente de  $5 \times 10^{11} A/m^2$  y de  $8.5 GHz$  para la densidad de corriente de  $1 \times 10^{13} A/m^2$ . Finalmente, es importante aclarar que el modelo dinámico empleado no incluye la generación de ondas de espín debido al movimiento oscilatorio de la pared de dominio, siendo esta la principal diferencia entre los cálculos teóricos y las simulaciones micromagnéticas.

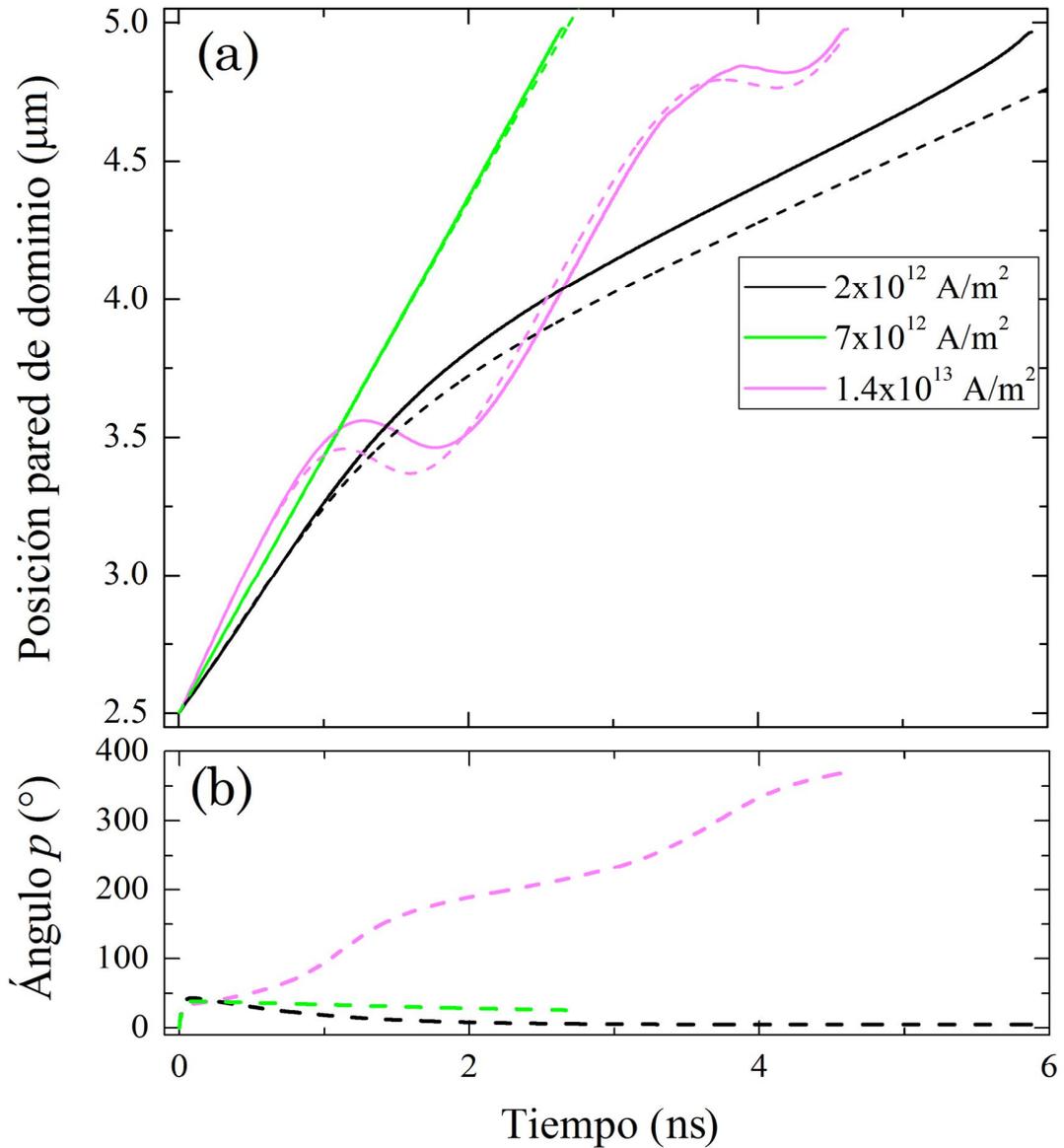


Figura 3.12: (a) Comparación de resultados teóricos (líneas segmentadas) y de simulaciones (líneas continuas) de la posición de la pared de dominio para diferentes densidades de corriente en ausencia de un campo externo. (b) Variación del ángulo  $p$  respecto del tiempo.

A continuación se presenta una comparación entre los resultados teóricos y simulados para el caso en que se deja de aplicar un campo magnético externo  $\vec{H}_1$ , y la pared de dominio entonces es manejada sólo la corriente espín polarizada y por la influencia del campo desmagnetizante  $\vec{H}_2(z)$ . La Figura 3.12(a) presenta tres casos emblemáticos de la dinámica de la pared de dominio cuando es conducida por densidades de corriente bajas, intermedias y altas. Para densidades de corrientes bajas, representadas en este caso por  $2 \times 10^{12} A/m^2$ , podemos apreciar que el cálculo teórico (línea negra segmentada) entrega un adecuado comportamiento del desplazamiento de la pared como función del tiempo, mostrando que la pared se mueve inicialmente a una alta velocidad, luego entra en un régimen de desaceleración, para después continuar con una velocidad relativamente constante, observándose el mismo comportamiento obtenido en la simulación micromagnética (línea negra continua). La diferencia entre ambos resultados se justifica ya que el modelo utilizado para determinar el campo  $\vec{H}_2$  proviene de una extrapolación de los datos de la Figura 3.3, cuyo comportamiento no ha sido previamente testado para  $z > 3020 nm$ . Una información importante que podemos extraer de las ecuaciones dinámicas, es que si cancelamos la contribución del campo  $\vec{H}_2$  (simulando el caso de una pared de dominio tipo vórtice en un nanotubo homogéneo) y sobre la pared de dominio se aplica sólo una densidad de corriente de  $2 \times 10^{12} A/m^2$ , ésta se moverá a una velocidad constante de  $229 m/s$  y en recorrer la sección tubo por completo le tomará un tiempo aproximado de  $11 ns$ . Es decir, a densidades de corriente bajas la pared de dominio se mueve más rápido en la nanoestructura hilo-tubo, que en un nanotubo homogéneo. El origen de este fenómeno está contenido en la Figura 3.12 (b), en ella podemos observar que para las tres densidades de corriente aplicadas, el ángulo  $p$  siempre aumenta de forma casi instantánea (en menos de  $0.1 ns$ ) desde un ángulo de  $0^\circ$  (configuración CCW) hasta un ángulo aproximado de  $45^\circ$  y  $39^\circ$  para las densidades de corriente de  $2 \times 10^{12} A/m^2$  y  $7 \times 10^{12} A/m^2$ , respectivamente, y tarda tan sólo  $0.6 ns$  en alcanzar  $33^\circ$  para la densidad de corriente de  $1.4 \times 10^{13} A/m^2$ . La razón de este fenómeno surge de que al quitar el campo  $\vec{H}_1$ , la pared que inicialmente se encontraba en

una posición de equilibrio entre los campos  $\vec{H}_1$  y  $\vec{H}_2$ , es ahora intensamente afectada por  $\vec{H}_2$ , el cual produce un rápido aumento del ángulo  $p$ . Luego, como puede deducirse de la ecuación (3.3), el nuevo valor del ángulo  $p$  genera un aumento en la velocidad de propagación de la pared de dominio. Posteriormente, conforme transcurre el tiempo, el ángulo  $p$  encuentra una nueva posición de equilibrio menor a la anterior, que disminuye la velocidad de propagación de la pared. De esta forma se explica el comportamiento del cambio de velocidad que presenta la pared de dominio. Por otra parte, para la densidad de corriente intermedia de  $7 \times 10^{12} A/m^2$  se observa que la pared de dominio se propaga a velocidad constante de  $935 m/s$  y un ángulo  $p = 39^\circ$ . Si la pared se hubiese propagado por un nanotubo homogéneo (sin campo  $\vec{H}_2$ ), habría alcanzado una velocidad de  $826 m/s$  y un ángulo  $p = 20^\circ$ .

Finalmente, para densidades de corriente altas como  $1.4 \times 10^{13} A/m^2$ , se replica adecuadamente la existencia del régimen precesional del movimiento de la pared de dominio, aunque con una leve diferencia en el tiempo de cambio de quiralidad respecto de las simulaciones micromagnéticas. Para altas intensidades de densidad de corriente, el ángulo  $p$  nunca alcanza un valor de equilibrio, por lo que se mantiene en constante rotación, generando cambios periódicos en la quiralidad de la pared de dominio tipo vórtice. Se observa que por cada periodo de  $p$ , la pared de dominio realizará dos oscilaciones pasando de  $CCW \rightarrow CW \rightarrow CCW$ . El valor de campo crítico y/o corriente eléctrica crítica para el cual la pared entra en un régimen oscilatorio se puede obtener despejando  $\dot{z}_0$  de la ecuación (3.3), reemplazándolo en la ecuación (3.2), y luego haciendo  $\dot{p} = 0$ .

### 3.5 Interruptor magnético On-Off como potencial aplicación de la nanoestructura hilo-tubo

En la electrónica de estado sólido es frecuente encontrar a los transistores cumpliendo la función de un interruptor On-Off del flujo de electrones. En un transistor convencional tipo npn, para que la corriente del colector fluya hasta el emisor es necesario aplicar una otra corriente en la base del transistor. Debido a esto, la corriente de base ( $I_b$ ) funciona como un interruptor del flujo de electrones proveniente del colector, considerándose  $I_b > 0$  al estado On y  $I_b = 0$  al estado Off. En analogía a este concepto, como es mostrado en la Figura 3.13, también podemos entender al sistema compuesto por la nanoestructura hilo-tubo junto con un campo externo y una corriente eléctrica espín polarizada como un interruptor magnético. Cuando la nanoestructura magnética hilo-tubo se encuentra en la configuración magnética antiparalela atrapando una pared de dominio en la interfaz hilo-tubo, ésta podrá ser conducida por un flujo de electrones en la dirección  $+\hat{z}$ , siempre y cuando el campo externo de sentido opuesto  $\vec{H}_1$ , así como fue mostrado en la Figura 3.7. De este modo, denotaremos al estado On (a) cuando la pared de dominio pueda “fluir” (propagarse) a lo largo de la región tubo, mientras que se obtendrá un estado Off (b) cuando la pared no pueda propagarse en  $+\hat{z}$ , ya sea por un aumento del campo magnético externo, o una disminución en la intensidad de la densidad de corriente, anclando la pared a una posición de equilibrio fija a lo largo del nanotubo.

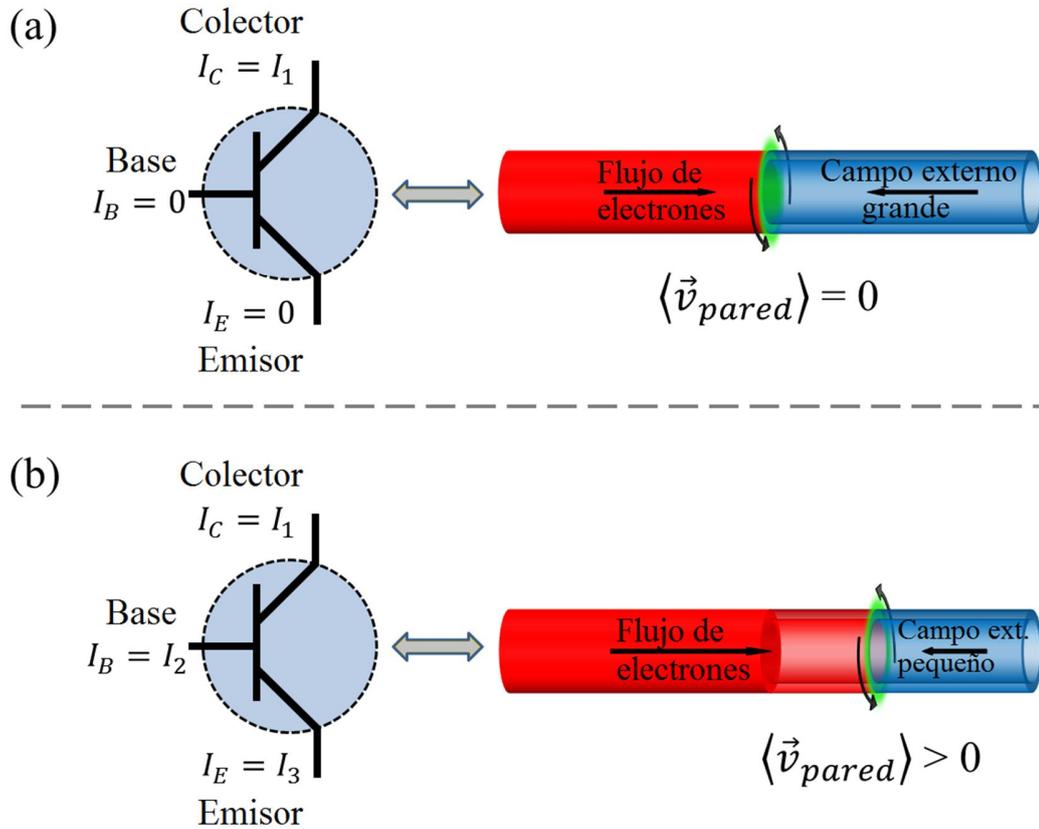


Figura 3.13: Esquema del funcionamiento de un transistor y su analogía con la dinámica de magnetización en la nanoestructura magnética hilo-tubo, donde la pared de dominio es influenciada por una corriente espín polarizada y por un campo externo. (a) Muestra el caso en que el campo externo aplicado no permite el desplazamiento de la pared de dominio. (b) Muestra el caso en que la pared de dominio se desplaza a lo largo del nanotubo debido a que el campo externo no es suficientemente intenso.

En términos de fabricación, la nanoestructura hilo-tubo puede ser muy económica de producir a gran escala. Una alternativa es emplear una matriz de alúmina nanoporosa, que por medio de técnicas electrodeposición rellene los poros con material magnético hasta cierta profundidad, dando origen a la región hilo. Luego, mediante la técnica de deposición de capas atómicas (ALD), se puede revestir de material magnético la superficie restante de los poros, creando así la región tubo.

### 3.6 Conclusiones

En conclusión, hemos investigado la dinámica de una pared de dominio tipo vórtice en una nanoestructura hilo-tubo. Mediante simulaciones micromagnéticas se ha investigado la curva de histéresis de la nanoestructura cuando el campo es aplicado paralelo al eje  $z$ . Hemos observado la aparición de un plateau en la curva de histéresis que tiene su origen en que la reversión de la magnetización comienza inicialmente en el segmento tubo y posteriormente lo hace en el segmento hilo. En el plateau observado se obtiene una configuración magnética antiparalela, donde la magnetización del segmento hilo apunta en una dirección, mientras la magnetización del segmento tubo apunta en la dirección opuesta, formando una pared de dominio tipo vórtice entre ambos segmentos. Hemos usado esta pared de dominio como condición inicial de nuestros estudios y, mediante simulaciones micromagnéticas junto con un modelo teórico, hemos investigado las siguientes situaciones: Primero, aplicar un campo magnético externo de  $-1.8 \text{ kOe } \hat{z}$  y en sentido opuesto aplicar un flujo de electrones espín-polarizados. Nuestros resultados muestran que al aplicar la corriente eléctrica la pared de dominio comienza a oscilar alrededor de su posición inicial, hacia adelante y atrás, como función del tiempo. Así mismo, hemos observado que inicialmente las oscilaciones presentan una mayor amplitud, las que posteriormente decrecen hasta alcanzar un valor estable. Notamos también que a mayor densidad de corriente, mayor amplitud de oscilación. En este régimen oscilatorio, el desplazamiento promedio en el tiempo fue cero y las oscilaciones (que pertenecen al rango de las microondas), variaron entre aproximadamente  $8.5 \text{ GHz}$  y  $10.2 \text{ GHz}$ , observándose que a menor densidad de corriente, menor es la frecuencia de oscilación. Segundo, se aplicó una corriente espín polarizada en ausencia de un campo magnético externo. En este caso, la pared de dominio tipo vórtice muestra el comportamiento estándar de un régimen de quiralidad estable por debajo de la corriente crítica de Walker y un régimen precesional por sobre esta corriente. En el régimen estable la velocidad de la pared de dominio tipo vórtice en la nanoestructura hilo-tubo es mayor a la que obtendría si la pared se propagase en un nanotubo homogéneo, ya que el

campo desmagnetizante creado en la interface hilo-tubo aumenta la componente magnética radial del vórtice, incrementando su velocidad. Finalmente es interesante hacer la analogía entre la nanoestructura magnética hilo-tubo con un interruptor magnético On/Off, ya que en la configuración magnética del plateau de la curva de histéresis, la pared de dominio puede ser liberada mediante la aplicación de una corriente espín polarizada, revirtiendo la magnetización de la sección tubo (estado On), siempre y cuando el campo magnético externo sea bajo o ausente, así como también es posible detener la propagación de la pared de dominio mediante un aumento del campo externo y/o una disminuyendo la intensidad de corriente, manteniendo la configuración magnética antiparalela de la nanoestructura (estado Off).

## **Capítulo 4**

# **Movimiento de una pared de dominio tipo transversal en un nanohilo cilíndrico modulado**

### **4.1 Introducción**

A continuación se presentan los resultados de un estudio mediante simulaciones micromagnéticas y análisis teórico de la dinámica de una pared de dominio tipo transversal desplazándose a lo largo de un nanohilo magnético cilíndrico de diámetro modulado. En este estudio se explora la conducción de la pared de dominio mediante una corriente espín polarizada aplicada a lo largo del nanohilo y los efectos que se generan cuando la pared de dominio se encuentra con un campo magnético no homogéneo de sentido opuesto, el que es generado por la modulación geométrica de la nanoestructura. La nanoestructura investigada es mostrada en la Figura 4.1(a).

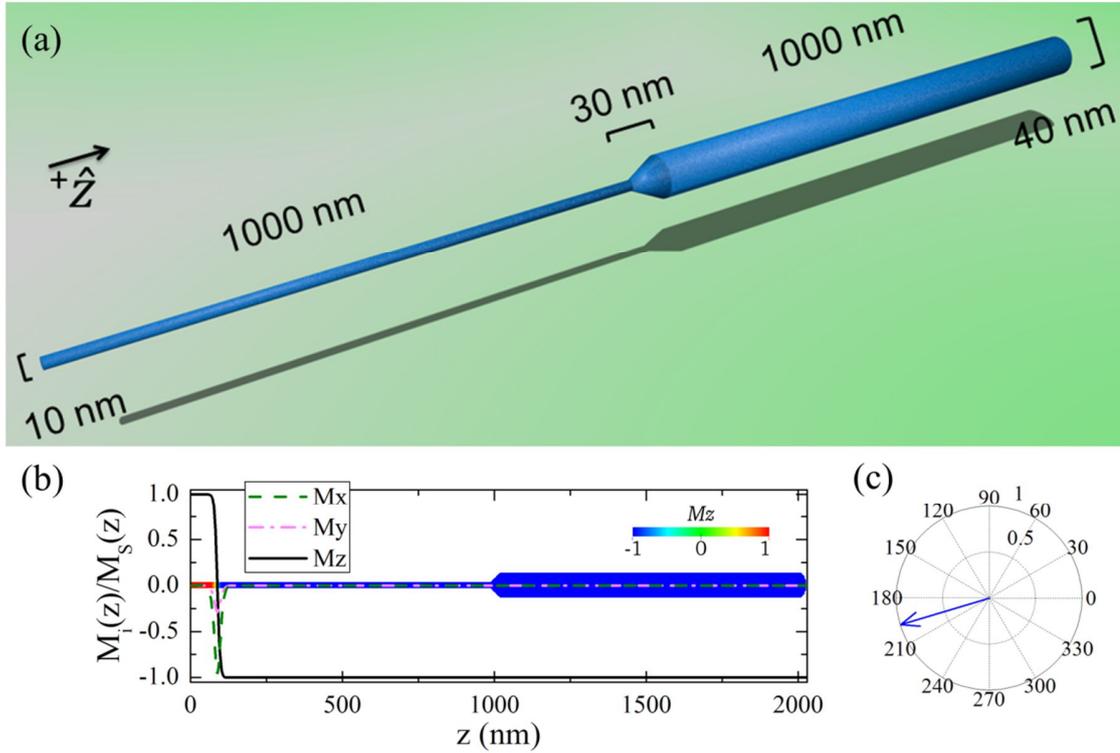


Figura 4.1: (a) Caracterización geométrica del nanohilo modulado. (b) Promedios de la magnetización a lo largo del eje  $z$  de la configuración inicial. (c) Ángulo del vector de la pared de dominio transversal del estado inicial.

## 4.2 Parámetros de la simulación

Las simulaciones fueron desarrolladas utilizando el software OOMMF[76] que ha sido extendido para también considerar transferencia de espín-toque mediante corrientes espín polarizadas[74]. El software resuelve la ecuación de LLG previamente descrita en (2.26). Como se muestra en la Figura 4.1(a), el hilo modulado tiene un largo total de  $L = 2030 \text{ nm}$  orientado en  $\hat{z}$ , constituido por dos secciones de diámetro  $d_1 = 10 \text{ nm}$  y  $d_2 = 40 \text{ nm}$ , ambos con longitud de  $1000 \text{ nm}$  cada uno, y una zona de transición de  $30 \text{ nm}$ . El material escogido para desarrollar el estudio fue Permalloy (Py). Se utilizó una constante de acoplamiento de intercambio de  $A = 1.3 \times 10^{-11} \text{ J/m}$ , una

magnetización de saturación de  $M_S = 800 \text{ kA/m}$ , y no se han considerado efectos térmicos. El volumen de la nanoestructura fue discretizado en 346948 celdas rectangulares de dimensiones  $1.25 \times 1.25 \times 2.5 \text{ nm}^3$  en las direcciones  $x, y, z$ , respectivamente. Como parámetro de Gilbert hemos usado en todo momento  $\alpha = 0.01$ , como factor no adiabático  $\beta = 0.04$  y  $P = 0.4$ . Como configuración inicial del sistema estudiado se utilizó una pared de dominio tipo transversal de configuración magnética cabeza-cabeza (h2h), ubicada a  $90 \text{ nm}$  del extremo izquierdo de la sección de diámetro  $d_1$ , como se aprecia en el gráfico de promedios de magnetización en la Figura 4.1(b). El vector que caracteriza al centro de la pared de dominio posee un ángulo  $198^\circ$  en el plano  $x - y$ . La pared de dominio transversal es el resultado de la relajación magnética que minimiza la energía para diferentes configuraciones estudiadas en la sección de diámetro  $d_1$ , entre ellas una pared transversal, una pared tipo vórtice y una magnetización de espines con dirección aleatoria. En todos los casos se obtuvo que después de un tiempo de relajación se obtuvo una pared de dominio tipo transversal. Al igual que en las simulaciones de la nanoestructura hilo-tubo, en el nanohilo modulado también hemos modulado la densidad de corriente para cada sección de cambio geométrico y así conservar la corriente ( $I$ ) a lo largo de toda la nanoestructura. Como punto de referencia, toda densidad de corriente mencionada en esta investigación hará referencia a la empleada en la sección de diámetro  $d_1$ . El flujo de electrones para conducir la pared de dominio se aplicó siempre en la dirección  $+\hat{z}$ . Los valores de densidad de corriente empleados en las simulaciones variaron entre  $1 \times 10^{12} \text{ A/m}^2$  y  $10 \times 10^{12} \text{ A/m}^2$ .

### 4.3 Resultados de las simulaciones

Inicialmente se aplicó un pulso de corriente constante de densidad  $1 \times 10^{12} \text{ A/m}^2$ , produciendo el movimiento de la pared de dominio en la dirección  $+\hat{z}$ . La pared logró alcanzar una velocidad constante de  $v = 29.6 \text{ m/s}$ . Durante su desplazamiento, la pared realizó una rotación angular en el plano  $x - y$  en sentido horario, el que se mantuvo hasta la posición  $698 \text{ nm}$ , mostrada en la Figura 4.2(a). En este lugar la pared detuvo su rotación y luego continuó su propagación cambiando a una rotación en sentido antihorario. Previo a este cambio, la pared consiguió rotar en un ángulo de  $45^\circ$  respecto de su configuración inicial, en un intervalo de tiempo de  $19.73 \text{ ns}$ , logrando una velocidad angular máxima de  $\sim 62 \times 10^6 \text{ rad/s}$ . Posteriormente, se evidenció una rápida aceleración de la velocidad angular a medida que la pared se acercaba a la zona de transición geométrica del nanohilo. Luego, cuando la pared alcanzó la zona de transición, ésta detuvo su desplazamiento abruptamente y se ancló en una posición de equilibrio centrada en  $996.5 \text{ nm}$ . En ese instante, se apreció la generación de ligeras ondas de espín que nacieron desde la zona de transición y que se propagaron a lo largo de la región de diámetro  $d_2$ , y que son mostradas al interior de la Figura 4.2(b). Las ondas de espín fueron de baja amplitud y desaparecieron (perdieron amplitud) a medida que avanzaban por la región  $d_2$ . Conforme transcurrió el tiempo, la pared de dominio mantuvo su posición y la generación de ondas de espín se hizo imperceptible. Se analizó el espectro de la velocidad angular de la pared de dominio como función del tiempo y se graficaron estos resultados en la Figura 4.3. En ella se observa que al momento de detener su desplazamiento, la pared alcanza un peak de velocidad angular máxima de  $48.2 \times 10^9 \text{ rad/s}$ . Este punto se condice con el instante en el que se generaron ondas de espín. Luego, la velocidad angular varió periódicamente conforme transcurrió el tiempo, hasta converger a un valor estable de  $37.2 \times 10^9 \text{ rad/s}$ , momento en que se dejó de observar la generación de ondas de espín. La velocidad angular se mantuvo constante durante el resto de la simulación y tuvo una duración total de  $300 \text{ ns}$ .

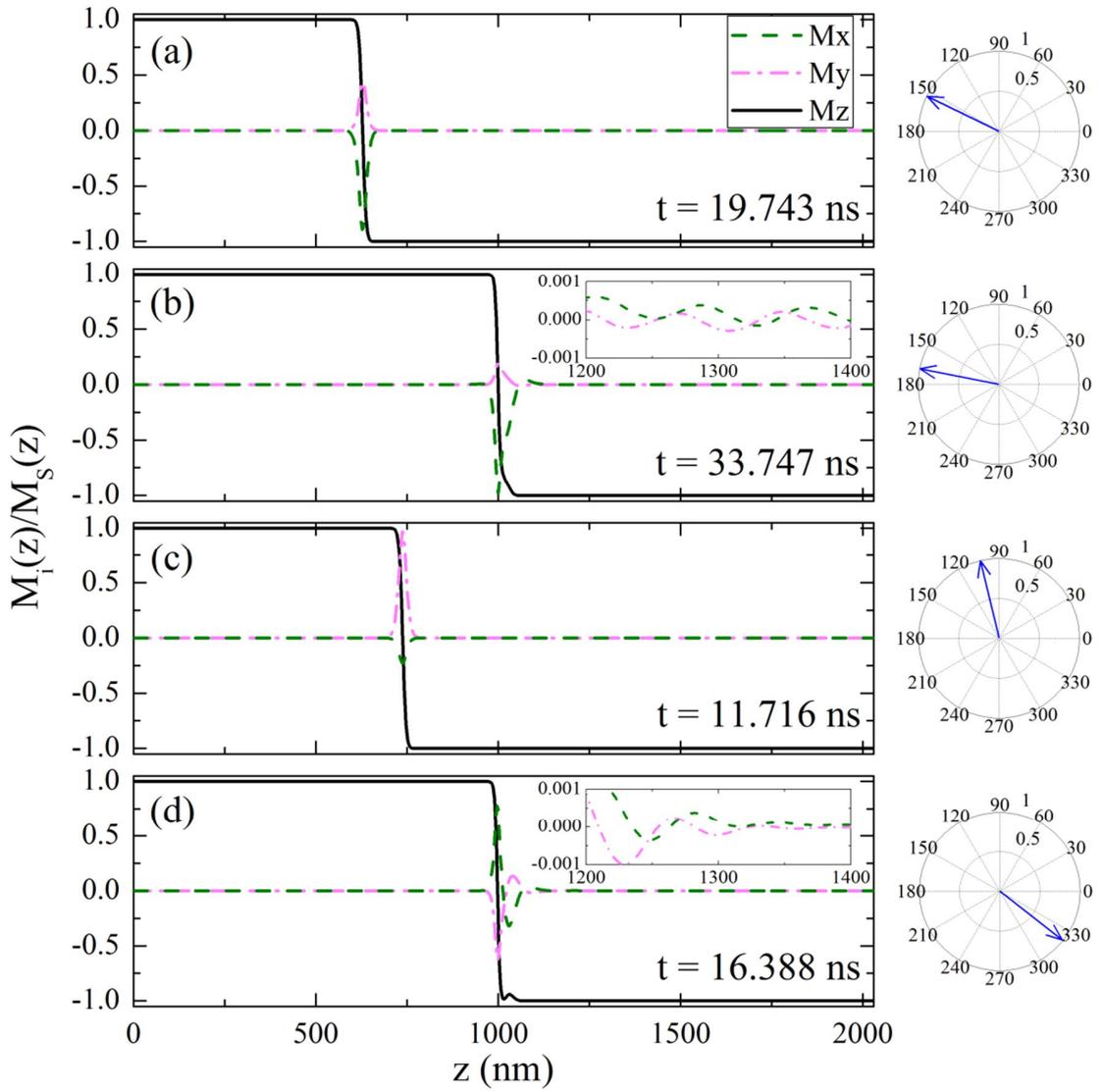


Figura 4.2: Perfil del promedio de la magnetización a lo largo del nanohilo como función del tiempo a una densidad de corriente de  $1 \times 10^{12} \text{ A/m}^2$  en (a) y (b), y una densidad de corriente de  $2 \times 10^{12} \text{ A/m}^2$  en (c) y (d).

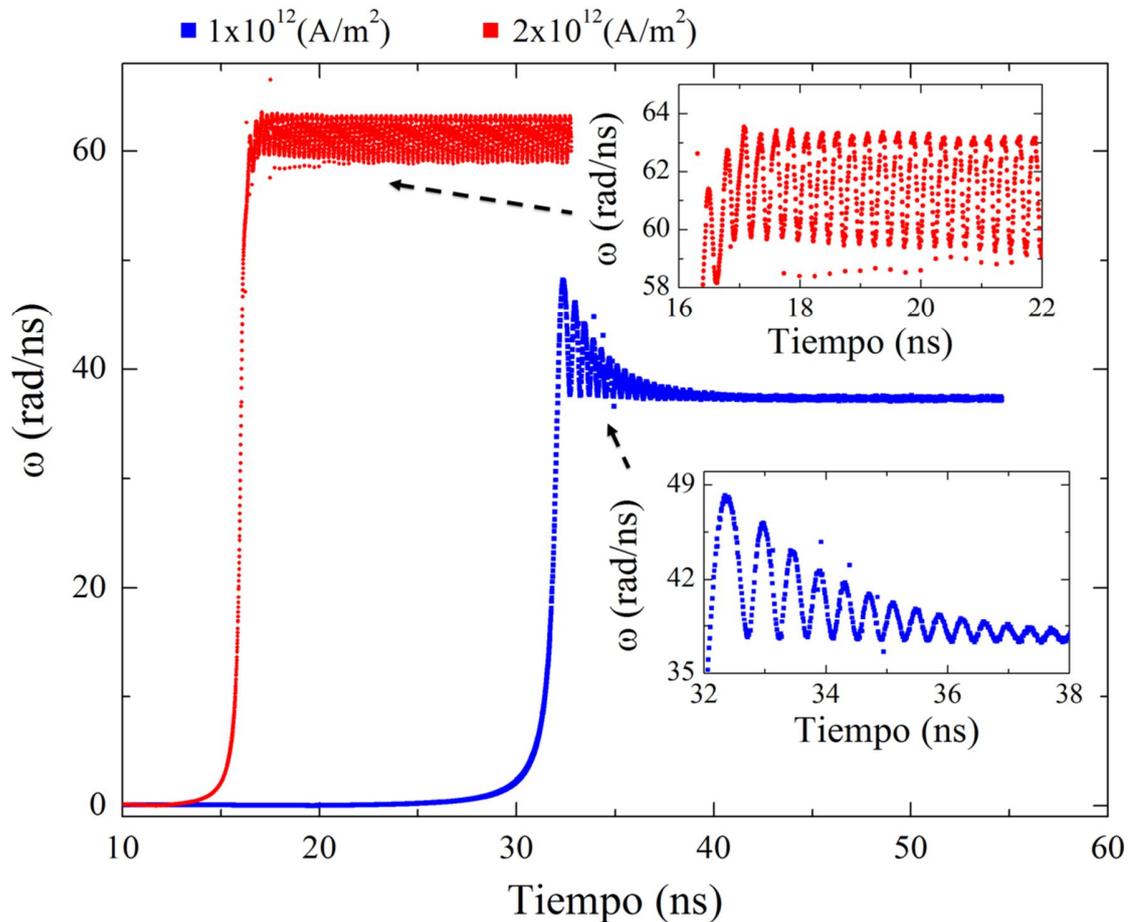


Figura 4.3: Velocidad angular de la pared de dominio transversal manejada por una densidad de corriente de  $1 \times 10^{12} \text{ A/m}^2$  (color azul), y densidad de corriente de  $2 \times 10^{12} \text{ A/m}^2$  (color rojo).

Se repitió el experimento para una densidad de corriente de  $2 \times 10^{12} \text{ A/m}^2$ . En ella observó un comportamiento de similares características al caso anterior. En esta oportunidad, la pared se propagó a una velocidad lineal promedio de  $v = 59.3 \text{ m/s}$ . La pared se desplazó rotando en sentido horario hasta la posición de  $738 \text{ nm}$ , Figura 4.2(c), alcanzando a rotar en  $60^\circ$  en un intervalo de tiempo de  $11.72 \text{ ns}$  y consiguiendo en este tramo una velocidad angular máxima de  $\sim 164 \times 10^6 \text{ rad/s}$ . Continuando con su propagación, la pared llegó a la zona de transición donde se detuvo abruptamente en

una nueva posición de equilibrio centrada en  $1002\text{ nm}$ , Figura 4.2 (d). En este lugar, se observó la generación de ondas de espín que se propagaron a lo largo de la región gruesa,  $d_2$ , y otras de muy baja amplitud propagándose por la región delgada,  $d_1$ . En su posición de anclaje, como es mostrado en la Figura 4.3, la pared alcanzó una velocidad angular promedio de  $61 \times 10^9\text{ rad/s}$ , con variaciones periódicas que modularon su perfil entre  $59 \times 10^9\text{ rad/s}$  y  $63 \times 10^9\text{ rad/s}$ . Este comportamiento se mantuvo intacto durante el resto de la simulación, la que tuvo una duración total de  $60\text{ ns}$ .

La explicación del porqué la pared de dominio puede ser anclada alrededor de la zona de transición, se debería al hecho de que la modulación geométrica genera un campo desmagnetizante de alta intensidad y en sentido  $-\hat{z}$ , opuesto al sentido de propagación de la pared. Este campo tendría la suficiente intensidad para detener la propagación de la pared de dominio considerando ambas densidades de corriente, y simultáneamente, sería el responsable de la rotación en sentido antihorario, como también de la alta tasa de giro. De la configuración inicial del sistema se extrajo el perfil del campo desmagnetizante, el cual es mostrado en la Figura 4.4, donde se aprecia que el campo desmagnetizante que penetra en la región delgada posee un perfil no-homogéneo a lo largo de  $z$ , y que alcanza una intensidad cercana a  $-0.4\text{ T}$  en la posición  $1000\text{ nm}$ .

No obstante, nuevos experimentos empleando densidades de corriente de  $3 \times 10^{12}\text{ A/m}^2$ ,  $4 \times 10^{12}\text{ A/m}^2$ ,  $5 \times 10^{12}\text{ A/m}^2$ ,  $7 \times 10^{12}\text{ A/m}^2$  y  $10 \times 10^{12}\text{ A/m}^2$ , evidenciaron que la pared de dominio puede vencer al campo desmagnetizante, sobrepasando la zona de transición, para luego propagarse por la región de diámetro  $d_2$  hasta revertir por completo la magnetización del nanohilo. En los nuevos experimentos se observó un comportamiento similar de la pared en la región  $d_1$ , respecto de los dos casos anteriores. En estos casos, la pared se desplazó a velocidad constante, con rotación angular en sentido horario, la que cambió a antihorario en las cercanías de la zona de transición, mostrando una intensa aceleración de su velocidad angular.

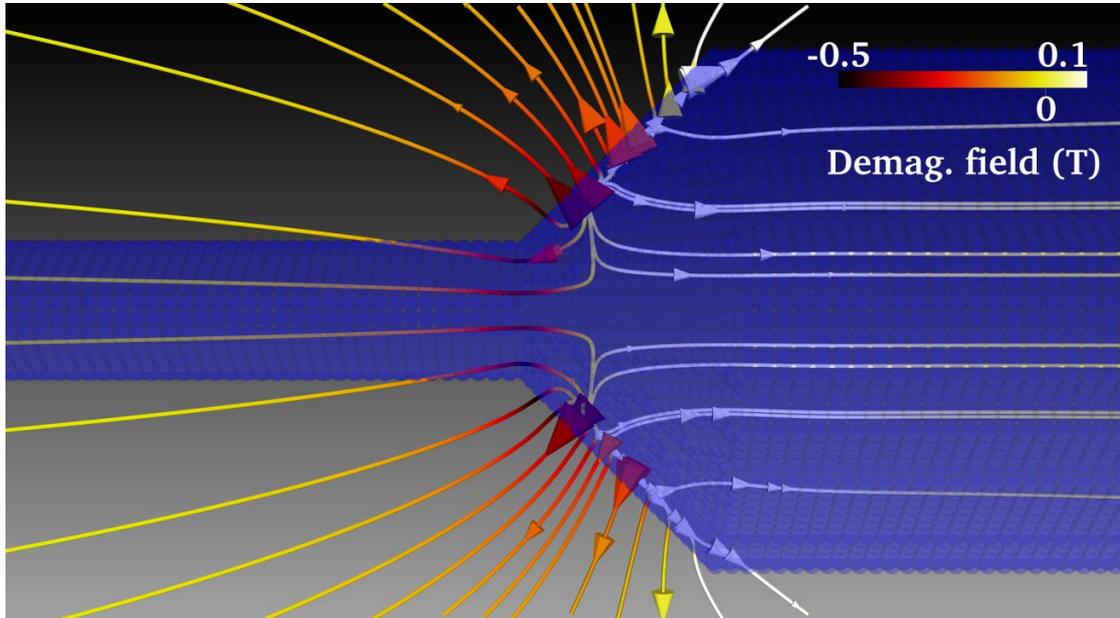


Figura 4.4: Líneas del campo desmagnetizante en la zona de transición del nanohilo modulado.

En todos los casos, se observó que cuando la pared llegó a la zona de transición se frenó abruptamente y en el lugar se generaron múltiples ondas de espín que se propagaron por ambas regiones,  $d_1$  y  $d_2$ . La pared mantuvo una posición que osciló entre las posiciones  $1000 \text{ nm}$  y  $1010 \text{ nm}$ , aproximadamente. Las ondas de espín generadas presentaron mayor amplitud que las evidenciadas en las densidades de corriente  $1 \times 10^{12} \text{ A/m}^2$  y  $2 \times 10^{12} \text{ A/m}^2$ . Estas ondas se reflejaron en los extremos del nanohilo, y continuaron su camino hacia el centro de la nanoestructura superponiéndose a su paso con las ondas de espín nuevas y con la pared de dominio. Esta superposición deformó la configuración puramente transversal de la pared de dominio, alteraron severamente la configuración magnética a su alrededor, lo que permitió la liberación de la pared desde su zona de oscilación. También se observó que el aumento de la densidad de corriente redujo el tiempo que le tomó a la pared de dominio cruzar la zona de transición. Se observó en todos los casos que la pared de dominio pudo ser liberada cuando el centro de ésta alcanzó la mitad de la zona de transición (posición  $1015 \text{ nm}$ ). En ese instante se

observó una drástica e inmediata disminución de la velocidad angular de la pared, como también una paulatina supresión de la generación de ondas de espín. Continuando con su propagación, se observó que sólo cuando la pared logra entrar por completo en la región  $d_2$ , ésta vuelve a una configuración magnética puramente transversal. En esta región, la pared se desplazó a velocidad constante, no se volvieron a evidenciar ondas de espín, y su velocidad angular disminuyó en más de dos órdenes de magnitud respecto de la obtenida en la zona de transición.

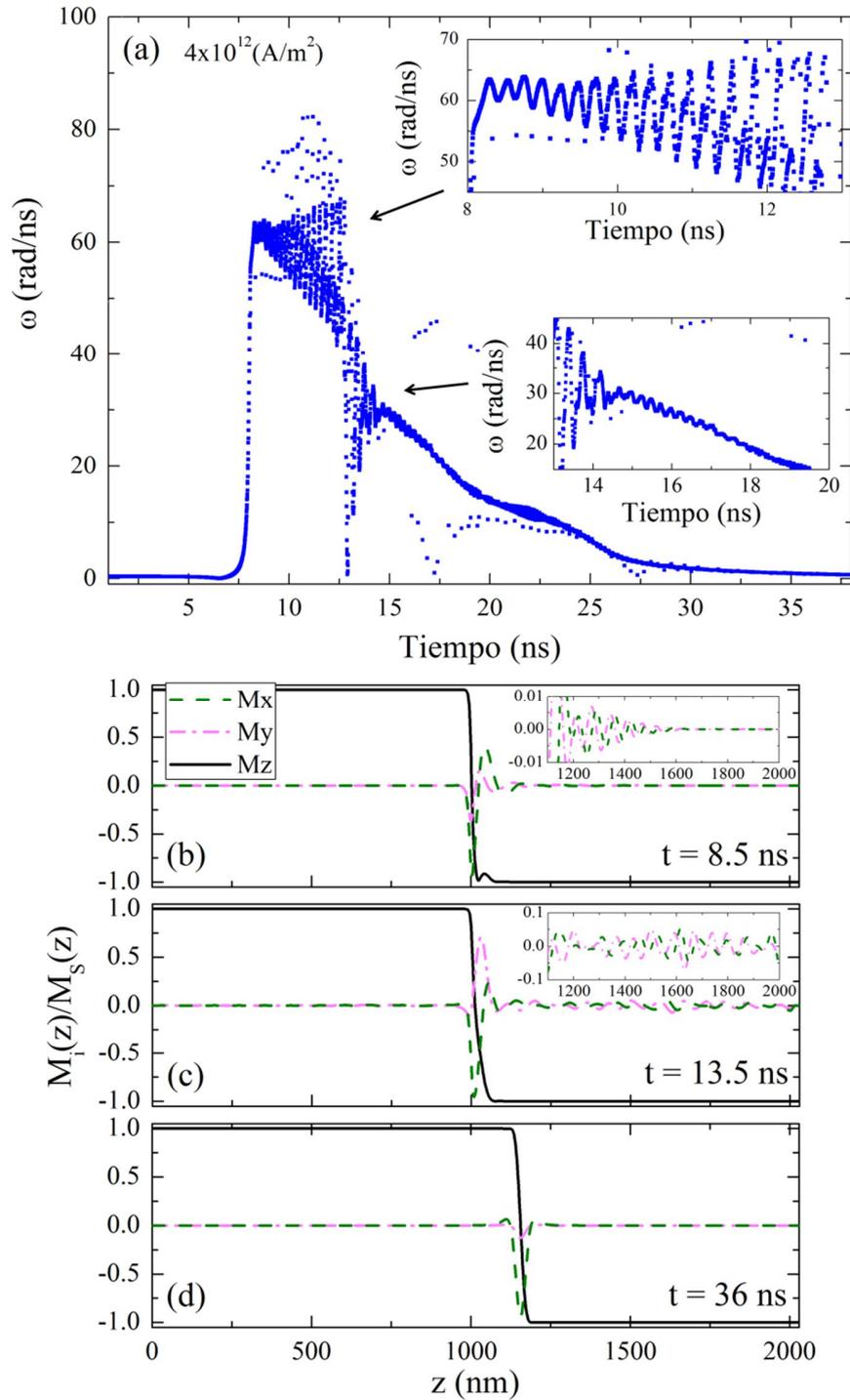


Figura 4.5: (a) Velocidad angular como función del tiempo para  $4 \times 10^{12} \text{ A/m}^2$ . (b), (c), (d) Perfiles de magnetización para distintos tiempos.

Para ejemplificar lo anterior, analicemos el caso de la densidad de corriente  $4 \times 10^{12} \text{ A/m}^2$ , exhibida en la Figura 4.5(a) se ha graficado el comportamiento de la velocidad angular de la pared de dominio como función del tiempo. En ella se aprecia que cuando la pared de dominio alcanza la zona de transición ( $t = 8.3 \text{ ns}$ ), logra una velocidad angular de  $63.4 \times 10^9 \text{ rad/s}$ . Acto seguido, la pared comienza a rotar en su posición emitiendo ondas de espín que se propagan principalmente por la región  $d_2$ , como se muestra en la Figura 4.5(b). Luego, la pared de dominio desarrolla un movimiento inestable realizando pequeñas oscilaciones hacia adelante y atrás, modulando periódicamente la frecuencia principal de rotación. Sumándose a este efecto, las ondas de espín previamente reflejadas en los extremos del nanohilo deforman la magnetización transversal de la pared, produciendo mayor inestabilidad, Figura 4.5(c). Este proceso continúa hasta que en  $t \approx 13 \text{ ns}$ , el centro de la pared sobrepasa la posición  $1015 \text{ nm}$ . Cuando esto ocurre, inmediatamente disminuye drásticamente la velocidad de rotación, como también la intensidad de las ondas de espín emitidas y poco a poco la magnetización a lo largo de la nanoestructura vuelve a ser más homogénea. Posteriormente cuando la pared ingresa completamente a la región  $d_2$  retoma su configuración puramente transversal, y se propaga limpiamente a través de la nanoestructura, Figura 4.5(d). Vale mencionar, que si bien el comportamiento de la pared de dominio desplazándose desde la región delgada a la región gruesa fue similar para todas las densidades de corriente aplicadas, los resultados en cada caso registraron diferencias tanto en la velocidad lineal como en la velocidad angular. A partir de lo anterior se elaboró un cuadro comparativo de esta información, la cual es mostrada en la Tabla 4.1.

Tabla 4.1. Cuadro comparativo del comportamiento de la pared de dominio para diferentes densidades de corrientes aplicadas.

Densidad de corriente $\times 10^{12} (A/m^2)$	1	2	3	4	5	7	10
Velocidad de propagación en la región delgada (m/s)	29.6	59.3	89.9	118.8	148.3	208	296.6
Velocidad de propagación en la región gruesa (m/s)	--	--	5.8	7.7	9.6	13.5	19.2
Ángulo recorrido en sentido horario ( $^\circ$ )	45	60	90	129	138	149	147
$\omega_{max}$ en sentido horario en la región delgada $\times 10^6 (rad/s)$	62	164	266	369	480	670	997
$\omega$ de llegada a zona transición $\times 10^9 (rad/s)$	48.2	61.3	62.7	63.4	64.1	66	68.2
$\Delta$ Tiempo en cruzar la mitad de la zona de transición (ns)	--	--	17.3	5.1	6.6	3.2	3.4

En el cuadro comparativo podemos ver que la velocidad de propagación de la pared de dominio en las secciones  $d_1$  y  $d_2$ , presenta una dependencia lineal como función de la densidad de corriente (Figura 4.6(a)), mostrando que a mayor densidad de corriente, mayor velocidad de propagación. Para una intensidad de corriente fija, la velocidad de propagación de la pared de dominio en la región  $d_1$  es  $\sim 15.5$  veces mayor que en la región  $d_2$ . Lo que se debe únicamente al mismo factor de cambio de la densidad de corriente entre ambos segmentos. Como mostró Hertel et al.[40], la velocidad de propagación de una pared de dominio transversal en un nanohilo cilíndrico es

independiente de su diámetro, sino que sólo depende del valor de la densidad de corriente.

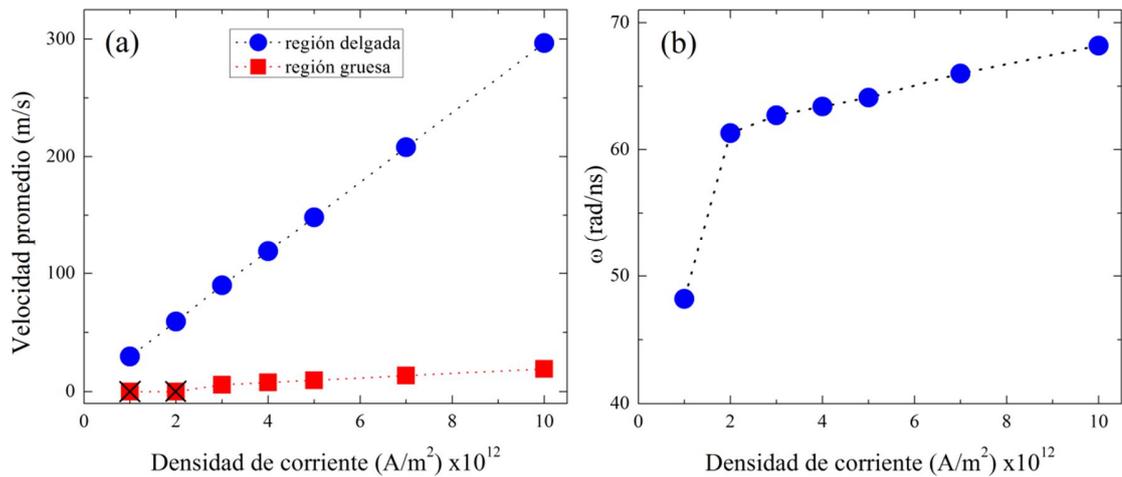


Figura 4.6: (a) Velocidad de desplazamiento promedio de la pared de dominio en las regiones delgada y gruesa. (b) Velocidad angular de la pared de dominio al llegar a la zona de transición.

De los datos mostrados en la Tabla 4.1 se observa un crecimiento monótonico de la velocidad angular máxima  $\omega_{max}$  en sentido horario, como función de la densidad de corriente en la sección  $d_1$ . Por otra parte, la velocidad angular que alcanza la pared de dominio al llegar a la zona de transición aumenta con el incremento de la densidad corriente, ver Figura 4.5(b). En la mayoría de los casos la velocidad angular supera los  $62 \text{ rad/ns}$ . Finalmente, se observa que el tiempo empleado por la pared de dominio desde que llega a la zona de transición, hasta que cruza la mitad de ésta (posición  $1015 \text{ nm}$ ), decrece no-monotónicamente con el aumento de la densidad de corriente. Este comportamiento probablemente se debe a condiciones fortuitas creadas por la superposición de la pared de dominio con las ondas de espín, permitiendo liberar a la pared en un menor tiempo a menores densidades de corriente en ciertos casos.

## 4.4 Análisis Teórico

Tanto la velocidad de desplazamiento de la pared de dominio, la posición de anclaje y las variaciones de su velocidad angular, pueden ser predichas mediante un sencillo análisis teórico. Para esto, utilizaremos los resultados previos que Mougín et al.[39] obtuvieron analizando la dinámica de paredes de dominio de 180° tipo Bloch y transversal en nanohilos planos. El modelo desarrollado se enfoca solamente en el comportamiento local de la magnetización  $\vec{M}$  en el centro de la pared de dominio tipo transversal, cuya orientación se define en la Figura 4.7. Considerando que el eje axial del nanohilo es paralelo al eje  $z$  de las coordenadas cartesianas, la magnetización del centro de la pared de dominio se describe como  $\vec{M} = M(\sin \theta \cos \varphi \hat{x}, \sin \theta \sin \varphi \hat{y}, \cos \theta \hat{z}, )$ . Evaluando  $\vec{M}$  en la ecuación de Landau-Lifshitz-Gilbert ampliada con los términos de transferencia de espín-torque (ecuación (2.26)), se obtienen de forma directa las siguientes dos ecuaciones de movimiento:

$$\dot{\theta} = \gamma M_s (N_y - N_x) \sin \theta \sin \varphi \cos \varphi + \alpha \dot{\varphi} + \frac{u \sin \theta}{\Delta}, \quad (4.1)$$

$$\dot{\varphi} = -\gamma H_z - \alpha \dot{\theta} - \frac{\beta u \sin \theta}{\Delta} + \gamma M_s \sin \theta \cos \theta (N_z - N_y \sin^2 \varphi - N_x \cos^2 \varphi), \quad (4.2)$$

donde  $N_x, N_y, N_z$ , son los factores desmagnetizantes del nanohilo plano,  $H_z$  es el campo externo orientado en  $\hat{z}$  y  $\Delta$  es el ancho de la pared de dominio. En estas ecuaciones,  $\dot{\varphi}$  representa la velocidad angular  $\omega$  de rotación de la pared y  $\dot{\theta}$  es proporcional a la velocidad lineal de desplazamiento, siendo  $v = \dot{\theta} \Delta$ . En nuestro caso en particular, el nanohilo está orientado en el eje  $z$  y posee geometría cilíndrica, por lo que  $N_x = N_y$ . Así, evaluando la magnetización en el centro de la pared de dominio ( $\theta = \pi/2$ ), y desacoplando las ecuaciones (4.1) y (4.2), obtenemos:

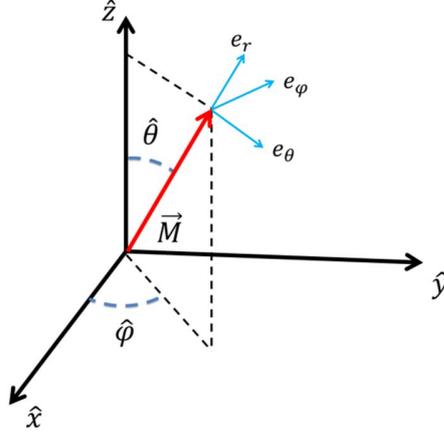


Figura 4.7: Ángulos polar  $\theta$  y azimutal  $\varphi$  asociados al sistema de coordenadas esféricas  $(e_r, e_\theta, e_\varphi)$ , que definen la orientación de la magnetización  $\vec{M}$  relativa al sistema de ejes cartesianos.

$$\dot{\theta} = \frac{\gamma\alpha H_z}{(1 + \alpha^2)} + \frac{(1 + \alpha\beta)u}{(1 + \alpha^2)\Delta}, \quad (4.3)$$

$$\dot{\varphi} = -\frac{\gamma H_z}{(1 + \alpha^2)} - \frac{(\beta - \alpha)u}{(1 + \alpha^2)\Delta}, \quad (4.4)$$

Para analizar la dinámica de la pared de dominio en nuestra geometría particular, consideraremos el campo desmagnetizante de la zona de transición del nanohilo como un campo magnético externo, el que estará representado por  $H_z$  en las ecuaciones (4.3) y (4.4). Este tratamiento es equivalente al realizado en el capítulo anterior en el análisis de la nanoestructura hilo-tubo. Haciendo  $\dot{\theta} = 0$  en la ecuación (4.3), es posible encontrar las condiciones de equilibrio para que la pared de dominio detenga su desplazamiento y permanezca anclada:

$$H_z = -\frac{(1 + \alpha\beta)u}{\gamma\alpha\Delta}. \quad (4.5)$$

Es decir, detener el movimiento de la pared requiere que el campo magnético y el flujo de electrones tengan sentidos opuestos. Además, se observa que estas dos variables son linealmente dependientes. Análogamente, hacer  $\dot{\theta} = 0$  no limita la rotación de la pared

de dominio, ya que si reemplazamos  $H_z$  de la ecuación (4.5) en la ecuación (4.4), se obtiene:

$$\dot{\phi} = \frac{u[1 + \alpha\beta - \beta + \alpha]}{\alpha\Delta(1 + \alpha^2)}. \quad (4.6)$$

Como generalmente  $\alpha$  y  $\beta$  presentan valores bajos (en nuestro caso fueron  $\alpha = 0.01$  y  $\beta = 0.04$ ), podemos aproximar la ecuación (4.6) a:

$$\dot{\phi} = \frac{u}{\alpha\Delta} \quad (4.7)$$

La ecuación (4.7) evidencia que la velocidad angular tiene una dependencia lineal con la densidad de corriente cuando la pared de dominio es anclada. Así, de las ecuaciones (4.5) y (4.6), hemos graficado en la Figura 4.8 la velocidad angular y el campo magnético  $H_z$  necesario para producir el anclaje de la pared de dominio, como función de la densidad de corriente aplicada. Mediante gráficos del promedio de la magnetización a lo largo de la nanoestructura, hemos estimado el ancho de la pared en  $80 \text{ nm}$ . De la Figura 4.8 podemos apreciar que a densidades de corrientes bajas, la pared de dominio puede ser anclada a campos menores a  $100 \text{ Oe}$ . Por ejemplo, podemos calcular que para una densidad de corriente de  $2 \times 10^{10} \text{ A/m}^2$ , la pared detendrá su propagación con un campo magnético externo de tan solo  $-42 \text{ Oe}$  y alcanzará una velocidad angular de  $734 \times 10^6 \text{ rad/s}$ . Análogamente, para una densidad de corriente de  $1 \times 10^{12} \text{ A/m}^2$  la pared de dominio será anclada por un campo magnético externo de  $-2084 \text{ Oe}$ , y obtendrá una velocidad angular de  $36.6 \times 10^9 \text{ rad/s}$ . Este último resultado es equivalente al obtenido por las simulaciones micromagnéticas cuando la pared de dominio es anclada en la zona de transición para una densidad de corriente de  $1 \times 10^{12} \text{ A/m}^2$ , Figura 4.3. En esa simulación la pared de dominio desarrolla una velocidad angular de  $37.2 \times 10^9 \text{ rad/s}$ . Este resultado posee tan sólo un 1.6% de diferencia respecto de la velocidad angular obtenida analíticamente. Debido a que en el

resto de las simulaciones micromagnéticas el centro de la pared de dominio se detuvo dentro de la zona de transición, se desconoce la densidad de corriente efectiva que afectó al centro de la pared, por lo que no es posible comparar esas simulaciones con los resultados analíticos que se puedan obtener de las ecuaciones (4.5) y (4.6). Recordemos que la simulación con una densidad de corriente de  $1 \times 10^{12} \text{ A/m}^2$ , fue el único caso en que el centro de la pared de dominio permaneció fuera de la zona de transición geométrica.

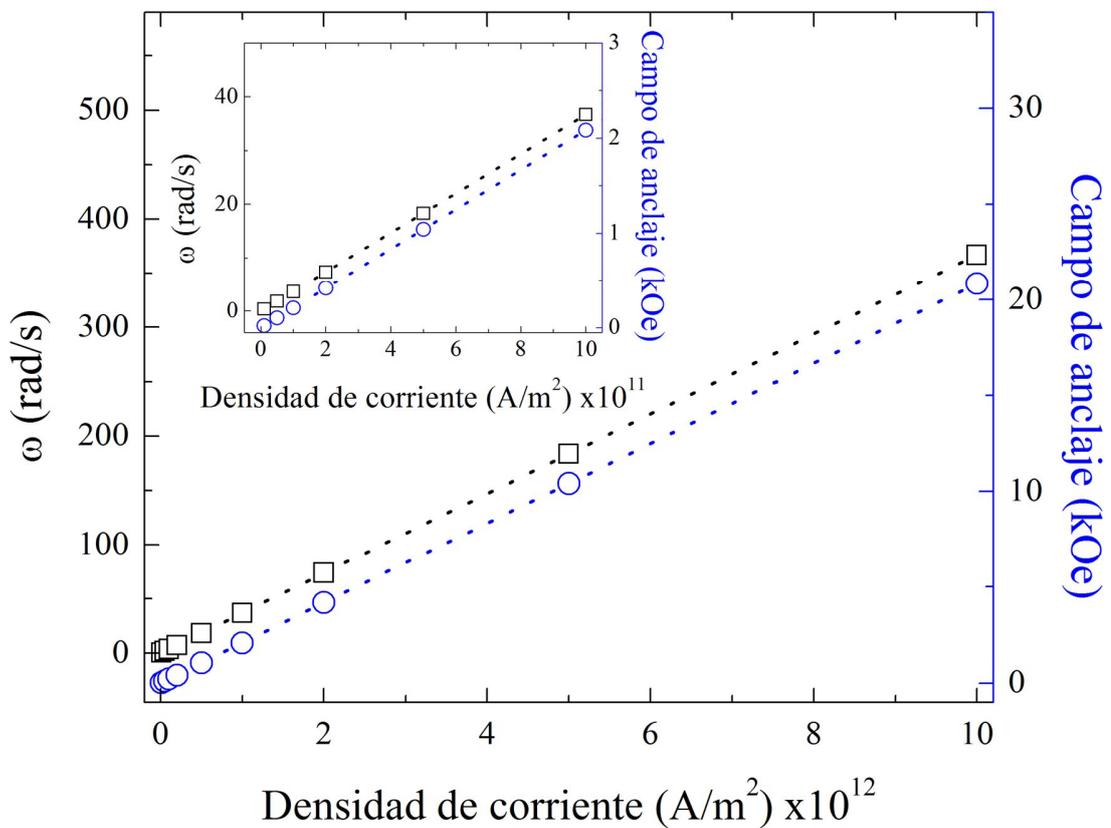


Figura 4.8: Velocidad angular (cuadrados negros) y campo de anclaje (círculos azules) de la pared de dominio para distintas densidades de corriente. El gráfico interno es un zoom de los resultados entre  $1 \times 10^{10}$  y  $1 \times 10^{12} \text{ A/m}^2$ .

## **4.5 Nanogenerador de campo magnético alterno como potencial aplicación del nanohilo modulado**

A la fecha, la base para generar una señal eléctrica alterna u oscilatoria en dispositivos electrónicos proviene de un elemento llamado oscilador. Los osciladores fueron desarrollados a comienzo del siglo pasado y generalmente se componen de cristales de cuarzo con propiedades piezoeléctricas, que se utilizan para generar campos eléctricos alternos. Entre sus muchas aplicaciones, una de las más destacadas es en el ámbito de las comunicaciones inalámbricas, suministrando una señal eléctrica alterna que es usada para la recepción y generación de radiación electromagnética en antenas. En el año 2003 se reportaron por primera vez dos investigaciones en que se demostró que mediante la aplicación de una corriente eléctrica espín polarizada DC, es posible revertir periódicamente la magnetización de una película magnética de espesor nanométrico en una estructura de válvulas de espín (sistema multicapas que mezcla alternadamente láminas ferromagnéticas con láminas no magnéticas), donde las variaciones de la magnetización se producen en el rango de las microondas[[80](#), [85](#)]. Los experimentos llamaron fuertemente la atención, ya que por primera vez fue posible generar un campo magnético alterno desde una “nano-fuente” localizada, y sin partes móviles. Estos resultados abrieron la puerta a un nuevo campo de estudio llamado nano-osciladores. En el ámbito de las aplicaciones, los nano-osciladores son promisorios candidatos para reemplazar los viejos osciladores electrónicos[[86](#), [87](#)].

En analogía a los nano-osciladores y a nuestros experimentos con corriente espín polarizada DC en el nanohilo modulado, cuando se tiene a la pared de dominio transversal anclada y rotando a una velocidad angular constante, se obtiene un fenómeno de similares características al de un nano-oscilador. En nuestro caso, la pared de dominio transversal podría ser entendida como un pequeño imán formado por un monodominio magnético que rota sobre sí mismo. Este fenómeno permite la generación de un campo magnético alterno y localizado que nace desde el centro de la pared de dominio. Aumentando o disminuyendo el valor de la densidad de corriente, se podrá controlar la

velocidad angular de rotación de la pared, como fue mostrado en la Figura 4.8. Nuestros resultados también se encuentran en el rango de las frecuencias de microondas. A modo de ejemplo, en la simulación donde se empleó una densidad de corriente de  $2 \times 10^{12} \text{ A/m}^2$ , se obtuvo una velocidad angular principal de  $\omega = 61 \times 10^9 \text{ rad/s}$ , lo que equivale a una frecuencia de  $9.78 \text{ GHz}$ , mientras que para la densidad de corriente de  $1 \times 10^{12} \text{ A/m}^2$  se obtuvo una frecuencia de  $5.92 \text{ GHz}$ . Estos valores coinciden con el rango de frecuencia de los estudios y aplicaciones en resonancia ferromagnética. Por otra parte, como fue mostrado en la ecuación (4.4), la velocidad angular de la pared transversal no depende del diámetro del nanohilo, por lo que el fenómeno de anclaje y rotación podrá ser reproducido en otros nanohilos modulados con diferentes parámetros geométricos, siempre y cuando se conserve la pared de dominio tipo transversal en la región de diámetro  $d_1$ .

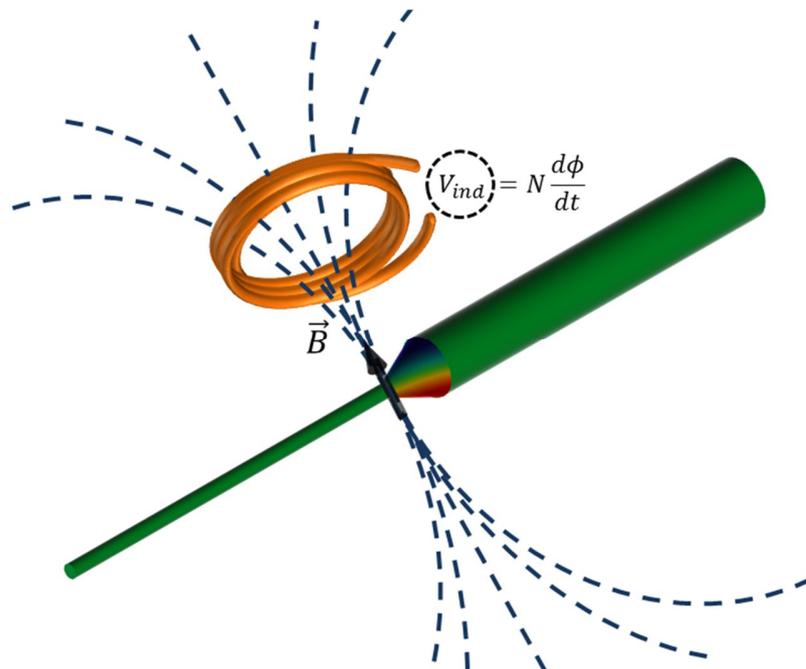


Figura 4.9: Esquema de inducción eléctrica a partir del campo magnético variable creado por la pared de dominio transversal en el nanohilo modulado. Las líneas segmentadas representan el campo magnético creado por la pared de dominio transversal.

En las cercanías de esta nanoestructura con un material conductor, se inducirá una fuerza electromotriz en el material conductor, que se deberá al cambio del flujo del campo magnético creado por la rotación de la pared de dominio, como se ilustra en la Figura 4.9. Además, aunque aún no lo hemos investigado, es posible que al interior de la nanoestructura se genere una corriente eléctrica alterna, debido a que los electrones deben cruzar el campo magnético perpendicular a ellos generado por la pared de dominio. Así, nuestros experimentos presentan el potencial para ser la base de un nuevo dispositivo tecnológico de tamaño nanométrico que pueda generar un campo magnético alterno y localizado, cuyo flujo también podrá inducir una corriente eléctrica variable.

## 4.6 Conclusiones

En conclusión, hemos investigado la dinámica de una pared de dominio tipo transversal en un nanohilo de diámetro modulado. Mediante la aplicación de una corriente espín polarizada, la pared se propaga desde la sección delgada  $d_1$  hacia la sección gruesa  $d_2$ , evidenciando que para ciertas intensidades de corriente la pared puede ser anclada en la zona de transición geométrica, o bien continuar su propagación hasta revertir la magnetización del nanohilo. En todos los casos estudiados la pared de dominio se desplazó por la región delgada a una velocidad constante y proporcional a la densidad de corriente aplicada, luego, al llegar a la zona de modulación geométrica, la pared disminuyó abruptamente su velocidad longitudinal hasta detenerse. Se observó que para las densidades de corriente más bajas de  $1 \times 10^{12} A/m^2$  y  $2 \times 10^{12} A/m^2$ , la pared de dominio se detuvo en la zona de transición geométrica y no continuó su propagación hacia la sección  $d_2$ . En ese lugar y para la densidad de corriente menor intensidad, la pared realizó un movimiento de rotación angular estable en el tiempo, con una velocidad  $37.2 \times 10^9 rad/s$ , mientras que para el otro caso, la pared desarrollo una velocidad angular promedio de  $61 \times 10^9 rad/s$ , emitiendo constantemente ondas de espín durante toda la simulación. Se observó además, que en todos los otros experimentos con densidades de corrientes mayores a  $2 \times 10^{12} A/m^2$ , la pared de dominio sobrepasó la zona de modulación geométrica. En estos casos, la pared de dominio se movió oscilatoriamente hacia adelante y hacia atrás dentro de la zona de transición, produciendo una gran cantidad de ondas de espín. Se advirtió que para que la pared pudiese ser liberada de la zona de transición, necesitaba sobrepasar la posición  $1015 nm$ , lo que se logró con la ayuda de las ondas de espín previamente reflejadas en los extremos del nanohilo, que se superpusieron con la pared de dominio deformando su configuración puramente transversal. Los resultados mostraron que a mayores densidades de corriente, en general fue menor el tiempo que le tomo a la pared sobrepasar la zona de transición. Cuando la pared llego a la región  $d_2$ , se propagó con

velocidad constante y proporcional a la densidad de corriente aplicada, continuando su propagación hasta revertir por completo la magnetización del nanohilo.

Se analizó teóricamente nuestro caso de estudio adaptando las ecuaciones dinámicas previamente obtenidas por Mougín et al.[39], que describen la dinámica de una pared de dominio tipo Bloch o transversal en un nanohilo plano y homogéneo. Nuestro análisis consideró el campo magnético desmagnetizante creado por la modulación, como una fuente de campo magnético externo. Considerando esto y la geometría cilíndrica de nuestra nanoestructura, las ecuaciones dinámicas se redujeron a breves expresiones que dan cuenta del campo necesario para anclar la pared de dominio como función de la densidad de corriente, y la velocidad angular que ésta desarrollará en su posición de anclaje. Se comparó el valor de la velocidad angular de la pared cuando es anclada para una corriente de  $1 \times 10^{12} \text{ A/m}^2$ , observándose un 1.6% de diferencia entre la simulación y el cálculo teórico.

Finalmente, se propone esta nanoestructura junto con su adecuada configuración magnética, como un nanogenerador de campo magnético alterno de frecuencia controlable y de posición localizada, que funciona por medio de una corriente espín polarizada DC.

## Capítulo 5

# Síntesis de aleaciones de *NiFe* mediante deposición de capas atómicas

### 5.1 Introducción

A la fecha, existen múltiples trabajos sobre la síntesis de películas delgadas[88-92] y nanotubos[93, 94] de *Ni* y/o *NiO* sintetizados mediante ALD. Del mismo modo, en la literatura también podemos encontrar otros estudios sobre la síntesis películas delgadas[95-102] y nanotubos[103-107] de  $Fe_2O_3$  y/o  $Fe_3O_4$  mediante ALD. Pese a ello, no existen reportes de la síntesis de películas o nanotubos de *NiFe* mediante ALD. De este modo, en este capítulo presentamos la ruta de síntesis de películas delgadas de *Ni* y aleaciones de *NiFe*, por medio de la combinación de ALD y un proceso térmico de reducción de oxígeno. En particular, se investigaron las propiedades cristalinas de las muestras antes y durante el proceso de reducción, obteniendo resultados interesantes resultados en cuanto a la morfología, resistividad eléctrica y propiedades magnéticas de las películas metálicas. Finalmente, se han sintetizado nanotubos de  $Ni_{83}Fe_{17}$  cuyas propiedades magnéticas han sido medidas tanto para un arreglo, como para un nanotubo aislado.

## 5.2 Detalles experimentales de la síntesis de películas delgadas de $Ni_xFe_{1-x}O$ , $NiO$ y $Fe_2O_3$

Láminas películas de  $Ni_xFe_{1-x}O$  fueron depositadas mediante un reactor de ALD Cambridge-Nanotech Savannah S100 operado a 200 °C. El crecimiento de las películas se realizó mediante reacciones alternadas de los precursores ferroceno ( $FeCp_2$ ), niqueloceno ( $NiCp_2$ ) y ozono ( $O_3$ ), sobre un sustrato de silicio ( $Si$ ) (100) con una capa de dióxido de silicio ( $SiO_2$ ) de  $\sim 110$  nm termalmente crecido en la cara superior. El ferroceno y niqueloceno fueron almacenados en botellas metálicas individuales de acero inoxidable y calentados a 100 °C y 80 °C, respectivamente, cuya finalidad es asegurar una presión de vapor suficiente para que el gas pueda fluir por el reactor, apoyado por un flujo de argón de 40 sccm. El ozono fue provisto por un equipo Ozone Lab Generator OI80W/FM100V.

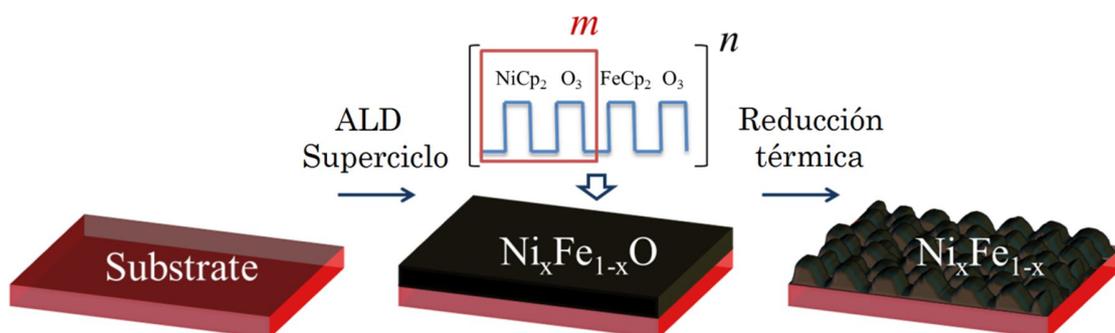


Figura 5.1: Esquema representativo de la secuencia de pulsado de los reactantes para formar la aleación  $Ni_xFe_{1-x}O$ , y su posterior reducción térmica a  $Ni_xFe_{1-x}$  metálico.

Para obtener películas de  $Ni_xFe_{1-x}O$ , se desarrollaron superciclos de ALD de acuerdo a la secuencia mostrada en la Figura 5.1. El superciclo consistió en aplicar  $m$  pulsos de  $NiCp_2/O_3$ , seguido de un pulso de  $FeCp_2/O_3$ , con  $m = 1, 2$  o  $3$ . La secuencia fue repetida  $n$  veces hasta alcanzar un total de 2000 repeticiones entre  $NiCp_2/O_3$  y  $FeCp_2/O_3$ .

$O_3$ . El tiempo de pulso/exposición de los precursores fue de 4/9 s, 2/9 s y 0.3/9 s, para niqueloceno, ferroceno y ozono, respectivamente. Análogamente, el tiempo de purga fue de 35 s, que fue ejecutado posteriormente a cada exposición de los precursores. Adicionalmente, se sintetizaron películas individuales de  $NiO$  y  $FeO$  por medio de 1000 ciclos de  $NiCp_2/O_3$  y  $FeCp_2/O_3$ , respectivamente.

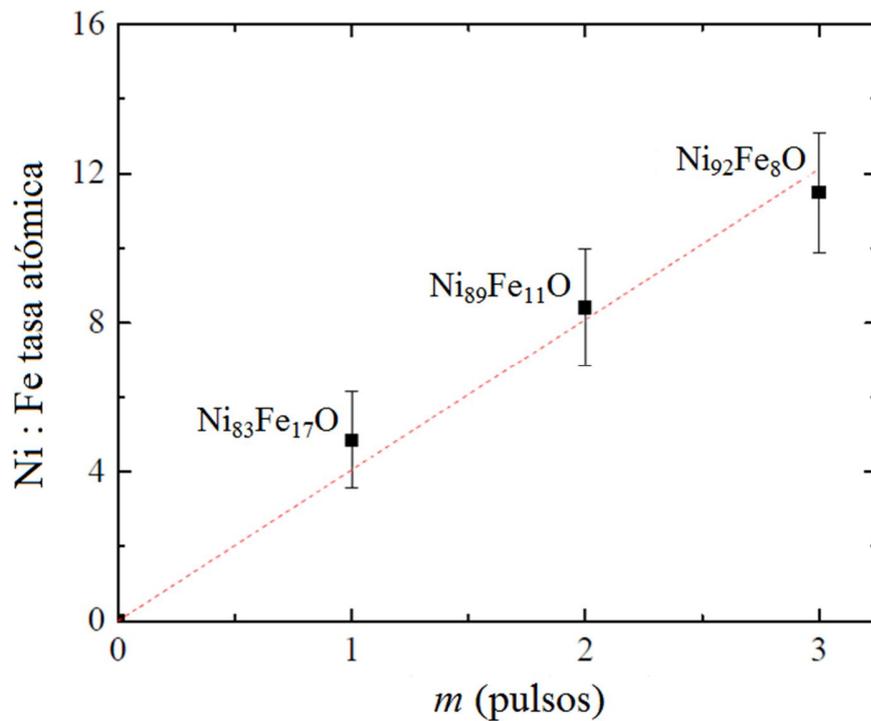


Figura 5.2: Dependencia de la tasa atómica como función del parámetro  $m$  en el superciclo de ALD. La línea roja es una guía para el ojo.

### 5.3 Resultados de la síntesis

Mediante elipsometría se encontró que las películas de  $Ni_xFe_{1-x}O$  presentaron un espesor aproximado de  $\sim 52$  nm, mientras que las películas de  $NiO$  y  $FeO$  presentaron un espesor cercano a 26 nm en ambos casos. De esto se infiere que la tasa de crecimiento es de  $0.26 \text{ \AA}$  por ciclo en cada muestra, independiente de su composición. La composición química de las películas fue estudiada mediante energía dispersiva de rayos X (EDX), cuya finalidad es estimar la tasa atómica de los cationes  $Ni:Fe$ . Referente a esto, se debe aclarar que en este estudio no hemos estimado la concentración de oxígeno en las muestras. La Figura 5.2 muestra el resultado de la tasa atómica de  $Ni:Fe$  obtenida en las películas sintetizadas con  $m = 1, 2$  y  $3$ . La película sintetizada con  $m = 1$  presentó una relación estequiométrica de 83%  $Ni$  y 17%  $Fe$ , que denotaremos en adelante como  $Ni_{83}Fe_{17}O$ . La película sintetizada con  $m = 2$  presentó una relación de 89%  $Ni$  y 11%  $Fe$  ( $Ni_{89}Fe_{11}O$ ), mientras que la película con  $m = 3$  presentó una relación de 92%  $Ni$  y 8%  $Fe$  ( $Ni_{92}Fe_8O$ ). Las tasas atómicas de las tres aleaciones de  $Ni_xFe_{1-x}O$  manifestaron una tendencia creciente, cercano a un comportamiento lineal como dependencia de  $m$ . Originalmente se sintetizaron múltiples muestras cuyas concentraciones variaron entre  $m = 1$  y  $m = 11$ . Sin embargo, la alta pendiente en la tasa atómica de  $Ni:Fe$  limitó seriamente el análisis EDX. Esto se debe a que la técnica de EDX posee un error de medición cercano al 5%, y las láminas sintetizadas con  $m \geq 4$  presentaron una concentración de  $Fe$  incluso menor que el error de medición. Por otra parte, tanto la síntesis como los resultados de las concentraciones mostradas en la Figura 5.2, fueron realizados en dos nuevas oportunidades (a los 3 y 6 meses posteriores a la primera síntesis), corroborándose que esta “receta” de ALD es reproducible. De los resultados obtenidos, se destaca que la tasa atómica de  $Ni:Fe$  con  $m = 1$  ( $Ni_{83}Fe_{17}O$ ) es casi igual a la concentración ideal de Permalloy, que para efectos prácticos en la industria de dispositivos magnéticos permite un error de  $\pm 5\%$  en la concentración de  $Ni$ .

Para conocer las fases cristalinas de las películas sintetizadas se realizó difracción de rayos X (XRD) a todas las muestras. El equipamiento utilizado fue un Bruker D8 Discover operando con una fuente de radiación Cu K-alpha ( $\lambda = 0.15406$  nm). Los patrones de XRD se muestran en la Figura 5.3. Analizando de mayor a menor concentración de *Ni* en las películas, la muestra de *NiO* evidencia un peak principal y otro secundario en el plano (200) y (111), respectivamente, los que corresponden a una red de cristalina cúbica centrada en las caras (FCC), en acuerdo con los valores del Centro Internacional de Datos de Difracción (ICDD) JCPDS no. 71-1179, y que también ha sido observado en otras investigaciones sobre la síntesis de *NiO*[108, 109].

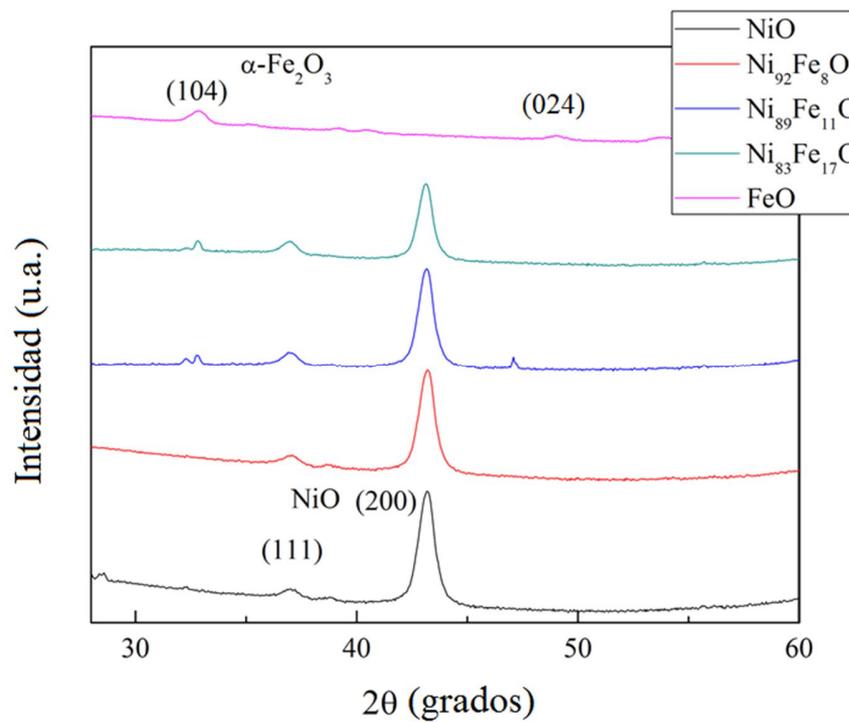


Figura 5.3: Espectroscopia de rayos X de los compuestos  $\text{Ni}_x\text{Fe}_{1-x}\text{O}$ ,  $\text{NiO}$  y  $\alpha\text{Fe}_2\text{O}_3$ .

Consecuentemente, las siguientes muestras de  $Ni_{92}Fe_8O$ ,  $Ni_{89}Fe_{11}O$  y  $Ni_{83}Fe_{17}O$ , evidencian los mismos dos peaks de la muestra  $NiO$ , pero con un ligero corrimiento hacia ángulos menores a medida que aumenta la concentración de  $Fe$ , lo que indica una progresiva expansión de la red cristalina como función de la concentración de  $Fe$ , la que puede ser estimada desde 4.1837 Å para  $NiO$ , hasta 4.1918 Å para  $Ni_{83}Fe_{17}O$ . Por otra parte, la muestra sintetizada solo con ferroceno evidencia el patrón típico de  $\alpha Fe_2O_3$  (hematita), cuyo peak principal corresponde al plano (104), indexado a una estructura romboédrica en acuerdo con la medida estándar JCPDS no. 80-2377. El peak en el plano (104) también es evidenciado en las muestras de  $Ni_{89}Fe_{11}O$  y  $Ni_{83}Fe_{17}O$ , por lo que se infiere que en ellas podrían existir cristales de  $\alpha Fe_2O_3$ .

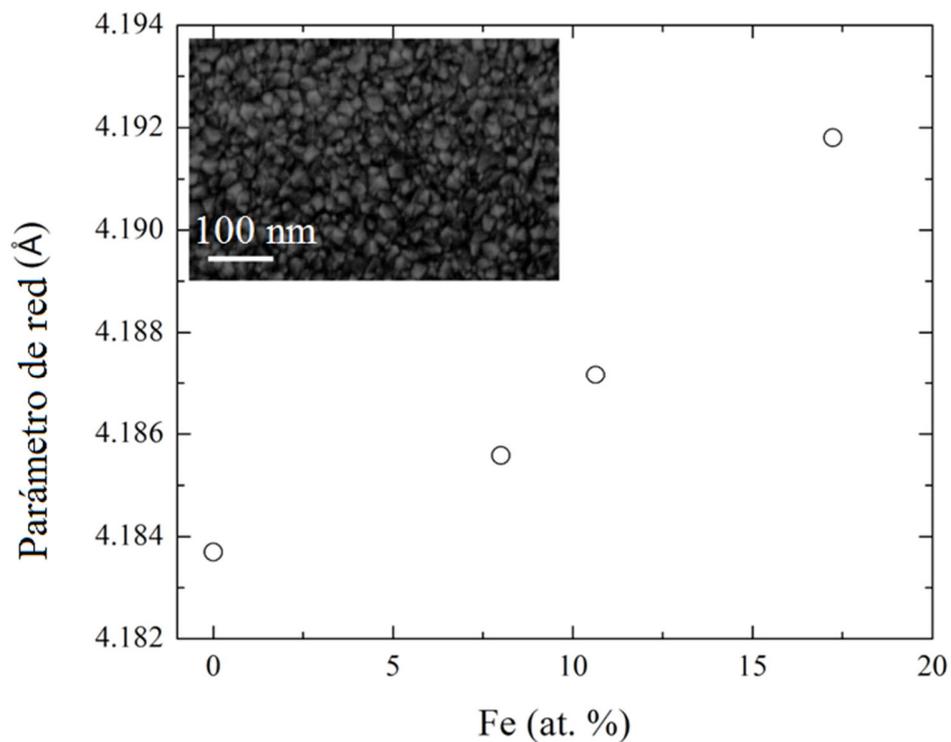


Figura 5.4: Parámetro de red de las películas como función de la concentración de hierro. Al interior una imagen SEM de la muestra  $Ni_{83}Fe_{17}O$ .

En la Figura 5.4 se muestra el parámetro de red de las muestras de  $NiO$  y  $Ni_xFe_{1-x}O$ , que ha sido obtenido a partir de los patrones de difracción mediante la ley de Bragg. En la figura se observa un comportamiento creciente del tamaño de la red cuando aumenta la concentración de hierro, con una pendiente que debería ser lineal según la ley de Vegard[110]. Al interior de la Figura 5.4, se ha incorporado una imagen SEM de la superficie de la muestra  $Ni_{83}Fe_{17}O$ , en la que se vislumbran los granos cristalinos formados en la película, que también fueron evidenciados en el resto de las muestras. Usando la ecuación de Scherrer se estimó el tamaño promedio de los granos en las láminas de  $Ni_xFe_{1-x}O$ , donde se usó como constante de Scherrer  $k = 0.97$ [111], y cuyos resultados son mostrados en la Tabla 5.1. El tamaño de grano resultó ser homogéneo para las tres aleaciones con un valor promedio de 18 nm, del cual no es posible evidenciar algún tipo de tendencia sobre el tamaño promedio del cristal asociado a la concentración de los reactantes.

Tabla 5.1. Parámetro de red y tamaño de grano de las películas de  $Ni_xFe_{1-x}O$ .

Composición	Parámetro de red (Å)	Tamaño de grano (nm)
$Ni_{83}Fe_{17}O$	4.1856	17
$Ni_{89}Fe_{11}O$	4.1872	18
$Ni_{92}Fe_8O$	4.1918	17

Para convertir las muestras oxidadas en películas metálicas, es necesario reducir el oxígeno en ellas. Para esto, es necesario conocer la temperatura y el tiempo mínimo necesario que le toma al oxígeno salir de las muestras bajo un ambiente favorable para reaccionar con otras moléculas. Es por esto que hemos empleado una configuración experimental que mide XRD en tiempo real, escaneando las muestras mientras éstas son calentadas en un ambiente rico en hidrógeno, permitiendo que el oxígeno abandone la muestra para formar moléculas de  $H_2O$ . Las mediciones de XRD fueron automatizadas con un tiempo de adquisición de datos de 2 s. Para propiciar la reducción del oxígeno, las mediciones se realizaron en una atmósfera de  $He/H_2$  (95/5). Las muestras fueron individualmente calentadas desde temperatura ambiente hasta  $650\text{ }^\circ\text{C}$ , con una rampa de

aumento de 0.2 °C/s. La Figura 5.5 muestra los resultados obtenidos de la medición en tiempo real de los XRD obtenidos para las muestras de (a)  $\alpha\text{Fe}_2\text{O}_3$ , (b)  $\text{NiO}$ , (c)  $\text{Ni}_{83}\text{Fe}_{17}\text{O}$ . La película de  $\alpha\text{Fe}_2\text{O}_3$  registra tres transiciones de fases, la primera a una temperatura aproximada de 430 °C, donde el oxígeno que ha sido parcialmente reducido permite generar un cambio de fase a  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  (magnetita), en acuerdo con los datos JCPDS no. 01-085-1436, asociados a los peaks en  $2\theta = 30.1^\circ$  y  $2\theta = 35.4^\circ$ .

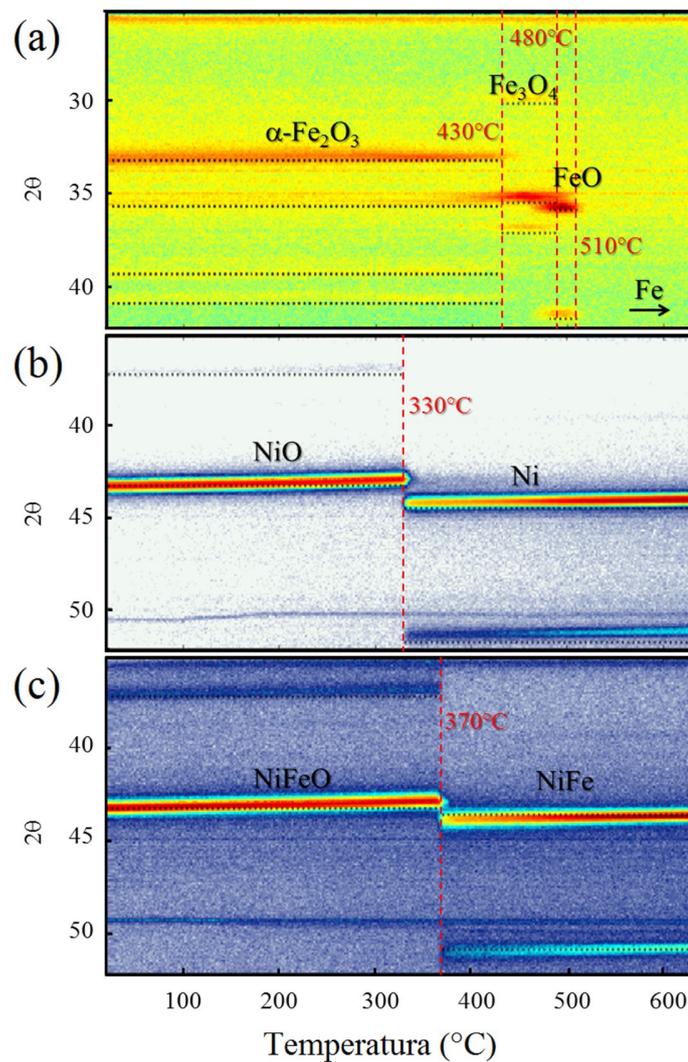


Figura 5.5: Conjunto de datos completos obtenido por microscopia XRD durante la reducción del oxígeno en las muestras de: (a)  $\alpha\text{Fe}_2\text{O}_3$ , (b)  $\text{NiO}$ , (c)  $\text{Ni}_{83}\text{Fe}_{17}\text{O}$ .

Continuando con el aumentando de la temperatura, se evidencia un nuevo cambio de fase a  $FeO$ , aproximadamente a  $480\text{ }^{\circ}C$ , que se asocia a los peaks en  $2\theta = 36.1^{\circ}$  y  $2\theta = 42.0^{\circ}$ , en buen acuerdo con JCPDS no. 01-087-0721. Posteriormente, se produce un último cambio de fase a  $Fe$  metálico a partir de  $510\text{ }^{\circ}C$ , donde el oxígeno es completamente reducido, con un peak principal en  $2\theta = 44.55^{\circ}$  (no mostrado en la figura), que está en acuerdo con la fase  $\alpha Fe$  de JCPDS no. 06-0696. En adelante, no continuaremos con el análisis de las láminas sintetizadas sólo con ferroceno, debido a que sus múltiples cambios de fase, requieren de una atención exclusiva para este material, lo que se encuentra fuera del foco de esta tesis.

En el caso de la película de óxido de níquel, se exhibe un solo cambio de fase de  $NiO$  a  $Ni$  metálico, que ocurre abruptamente en  $330\text{ }^{\circ}C$ , donde el oxígeno es completamente reducido en la muestra en segundos. Análogamente, las tres muestras de  $Ni_xFe_{1-x}O$  también evidencian un sólo cambio de fase, que ocurre en todas ellas a  $370\text{ }^{\circ}C$  (Figura 5.5(c)), obteniéndose películas metálicas de  $Ni_xFe_{1-x}$ . Una vez que las películas fueron calentadas hasta  $650\text{ }^{\circ}C$ , se realizaron nuevas mediciones de XRD en atmósfera de aire, cuyos resultados son mostrados en la Figura 5.6(a). En esta Figura se exhiben los peaks característicos de  $Ni$  metálico FCC, cuyo peak principal corresponde al plano cristalino (111) y el secundario al plano (200), en acuerdo con el valor estándar JCPDS no. 04-0850. En las películas de aleaciones  $Ni_xFe_{1-x}$ , se exhiben los mismos peaks de la muestra de níquel, pero con un ligero corrimiento hacia ángulos menores, lo que se relaciona a una expansión de la red cristalina debido al aumento de la concentración de hierro. Este comportamiento está en acuerdo con la aleación metálica  $Ni_3Fe$  FCC registrado en el valor estándar JCPDS no. 38-0419.

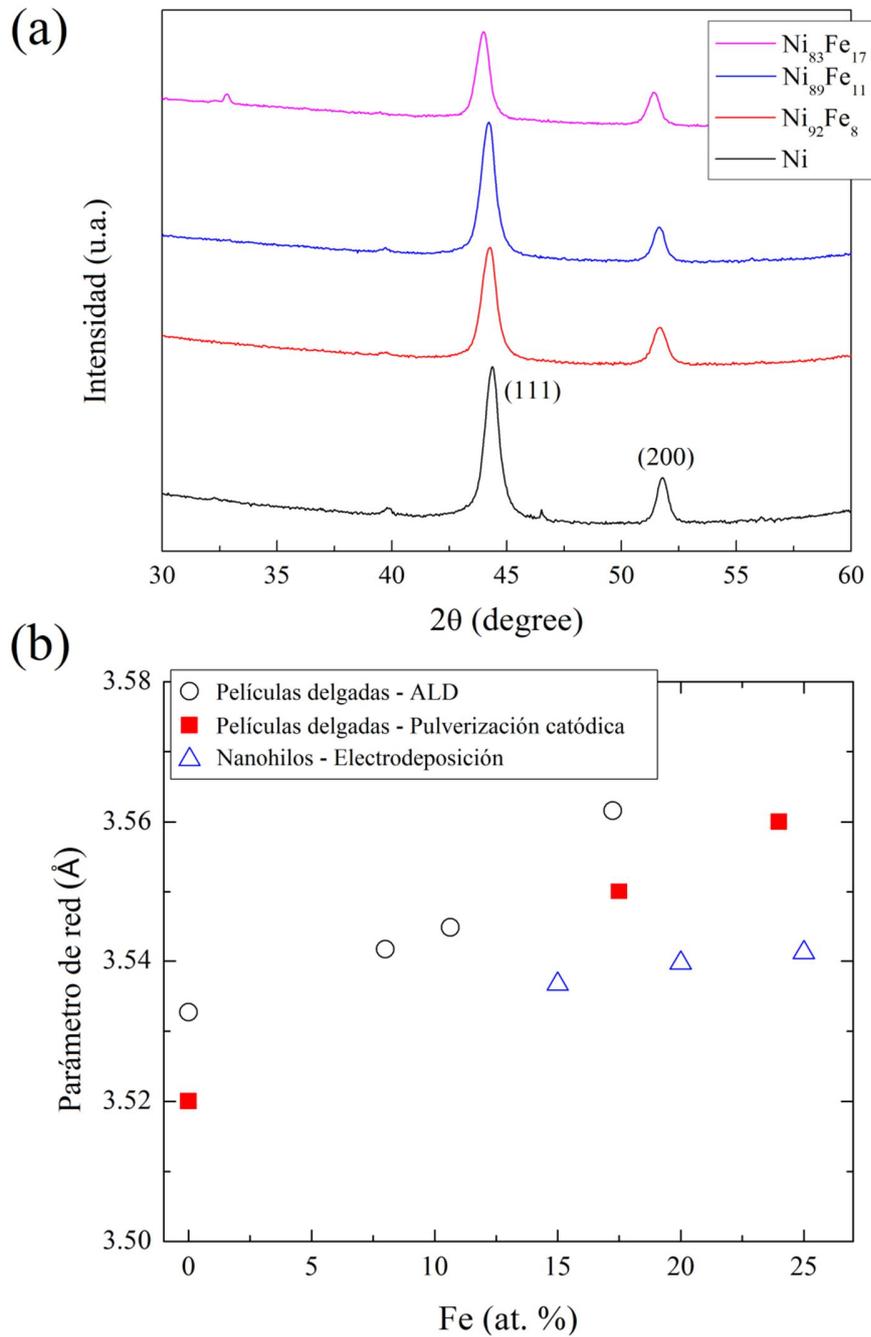


Figura 5.6: (a) Patrones de XRD de las películas de  $Ni$  y  $Ni_xFe_{1-x}$  después de ser calentadas hasta 630 °C. (b) Parámetro de red de las películas investigadas comparado con otros métodos de fabricación de la aleación  $NiFe$ .

Posteriormente a la reducción de oxígeno se estimó el parámetro de red de las películas metálicas, el que puede ser observado en la Figura 5.6(b), donde también es comparado con resultados de otros métodos de síntesis de  $Ni_xFe_{1-x}$ . A partir de estos podemos ver que nuestros resultados presentan un tamaño de red ligeramente superior a los obtenidos por B. Galubitz et al.[112], que sintetizaron películas delgadas de 50 nm de espesor mediante la técnica de pulverización catódica. Análogamente, nuestros resultados son más distantes de los obtenidos por M. S. Salem et al.[113], cuyos nanohilos sintetizados por la técnica de electrodeposición presentan el menor tamaño del parámetro de red de los tres métodos comparados. Además, se estimó el tamaño de grano de las películas metálicas de  $Ni_xFe_{1-x}$ , que rondaron alrededor de 20 nm, sin mostrar ninguna tendencia entre el tamaño de grano y la concentración de *Fe* en las muestras. Estos resultados se muestran en la Tabla 5.2.

Tabla 5.2. Parámetro de red y tamaño de grano de las películas de  $Ni_xFe_{1-x}$ .

Composición	Parámetro de red (Å)	Tamaño de grano (nm)
$Ni_{83}Fe_{17}$	3.5417	19
$Ni_{89}Fe_{11}$	3.5448	21
$Ni_{92}Fe_8$	3.5616	20

Por otra parte, se observó que el proceso térmico de la reducción de oxígeno originó grietas u agujeros en las películas metálicas, rompiendo su continuidad y homogeneidad producto de la evacuación de los átomos de oxígeno de la aleación. Este proceso ocurre cuando en una reacción química, un elemento constituyente de una aleación es selectivamente separado y removido de ésta, causando un cambio estructural y de las propiedades de la aleación original. Si bien en nuestro caso el cambio estructural se debió a la remoción de los átomos de oxígeno, este proceso también ha sido evidenciado en otros tipos de aleaciones[114-117], y es comúnmente utilizado para producir electrodos de celdas de combustible[118, 119] (aprovechando al aumento superficial efectivo de reacción), como también en otras aplicaciones[120, 121]. Ante el

desconocimiento original de este fenómeno, y la intención de obtener películas metálicas homogéneas, los experimentos se rehicieron en múltiples ocasiones, explorando también distintas configuraciones en el ambiente de reducción, variando tanto la tasa incremental de la temperatura, como la temperatura final de equilibrio y el flujo del gas rico en hidrógeno, sin obtener en ningún caso películas homogéneas y continuas. Sin embargo, producto de estas investigaciones se detectó que el tamaño de los agujeros en las películas dependía tanto de la concentración de  $Fe$ , como también de factores como el tiempo y la temperatura de calentamiento (a flujo constante de  $H_2$ ). Debido a estas razones, se decidió estudiar la variación del área ocupado por los agujeros en las muestras, su resistividad eléctrica y las curvas de reversión magnética de las películas, como función del tiempo de calentamiento de las muestras a temperatura y flujo de gas constante. Para esto, preparamos un horno a  $400\text{ }^\circ\text{C}$ , con una atmósfera de  $Ar/H_2$  (95/5), a una sobrepresión atmosférica de 4 bar y un flujo constante de 130 sccm. Bajo estas condiciones, se dispusieron nuevas muestras de  $NiO$  y  $Ni_xFe_{1-x}O$  que se sometieron a diferentes tiempos de calentamiento. En todos los casos estudiados, los agujeros presentaron formas y tamaños irregulares, que variaron desde pocas decenas a varias centenas de nanómetros.

### 5.3.1. Análisis de imágenes

Mediante microscopia SEM se tomaron imágenes de igual magnificación para las muestra a diferentes tiempos de calentamiento. Algunas de estas imágenes son mostradas en la Figura 5.7. A partir de las imágenes SEM se puede apreciar que en los primeros 19 minutos de calentamiento, la muestra  $Ni_{83}Fe_{17}$  permaneció oxidada y sin ningún tipo de alteración en su superficie, manteniendo una superficie granular y continua. Sin embargo, para un tiempo de 20 *min.*, la muestra evidencia la formación de agujeros sobre su superficie, indicando que el oxígeno está siendo evacuado. Para este tiempo de calentamiento la erosión superficial no fue igual en toda la superficie, en

ciertas áreas de la muestra se encuentran regiones donde los agujeros presentan grandes tamaños, y otras donde son muy pequeños, en los que parece ser que el oxígeno aún no ha evacuado en su totalidad. Luego, para tiempos mayores que 20 minutos, la muestra exhibe grandes agujeros sobre toda su superficie, de lo que se infiere que el oxígeno ha sido totalmente evacuado. En paralelo, las películas de  $Ni_{89}Fe_{11}$  y  $Ni_{92}Fe_8$  también son reducidas a los 20 minutos, apreciándose una formación de estructura tipo “laberinto”. En el caso de las muestras de  $NiO$ , se observa la reducción de oxígeno a los 10 minutos de comenzado el experimento, rompiendo por completo toda la superficie de la muestra. Con el incremento del tiempo se observa una variación significativa del tamaño de los agujeros de la muestra, que en el caso particular de 18.5 min. la película parece haberse transformado en un conjunto de islas. La conclusión al observar el conjunto de imágenes es que a mayor concentración de Fe, menor es el tamaño individual de los agujeros. Por otro lado se observa que para tiempos de 1 hora o más, las muestras disminuyen el tamaño de los agujeros, homogeneizando la superficie.

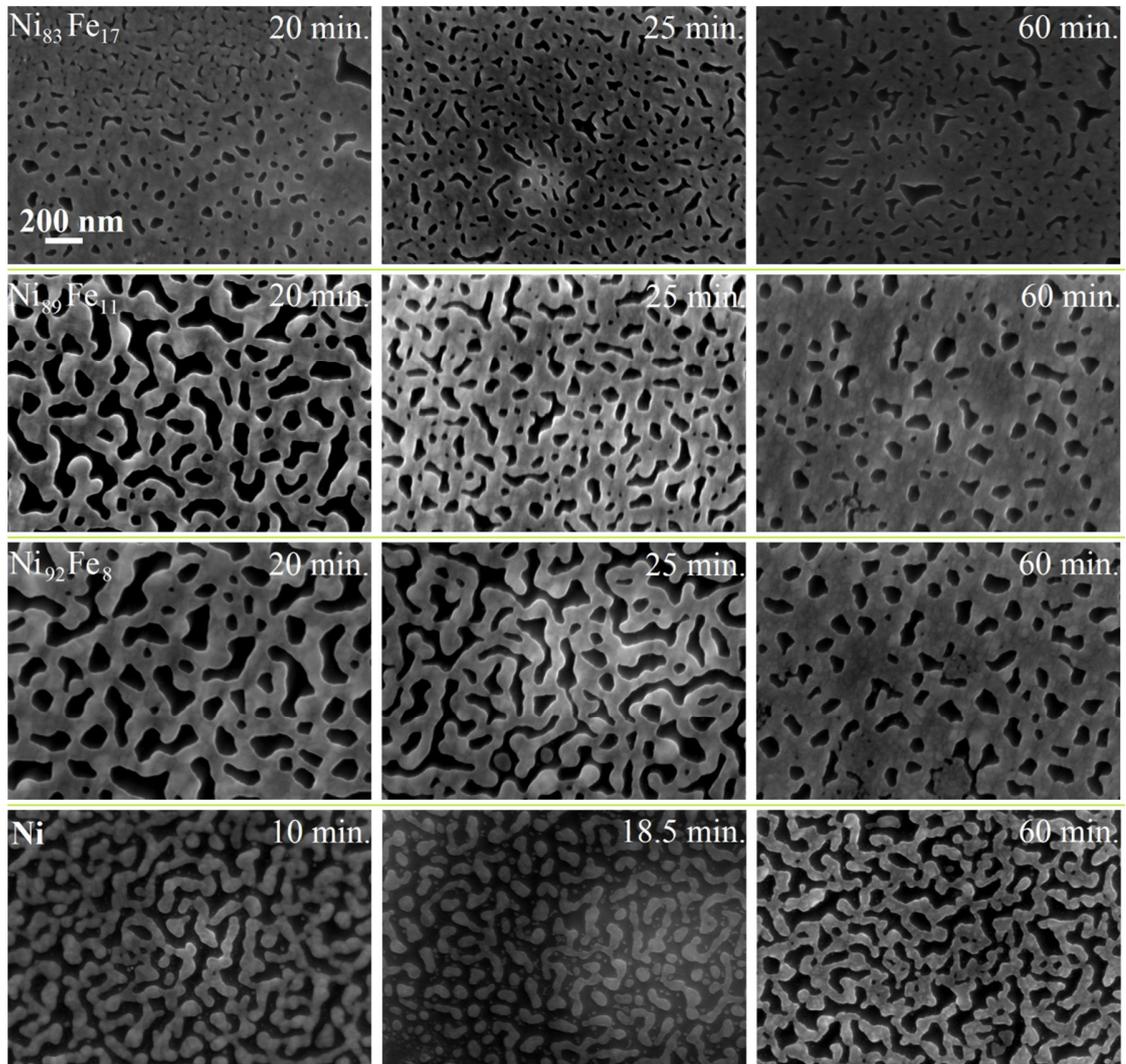


Figura 5.7: Imágenes SEM a igual magnificación de las películas calentadas a diferentes tiempos durante el proceso de reducción de oxígeno.

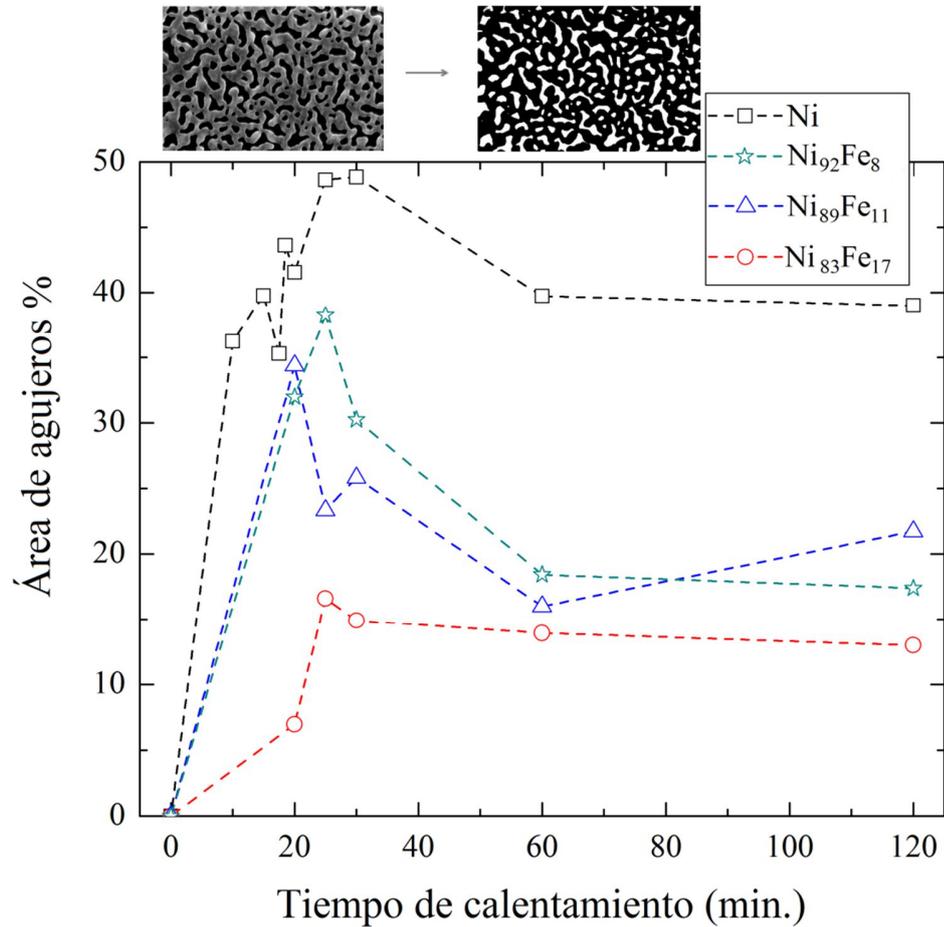


Figura 5.8: Porcentaje de agujeros en las muestras como función del tiempo de calentamiento.

A partir de las imágenes SEM se realizó un análisis cuantitativo del área total ocupada por los agujeros respecto del área total disponible en la muestra. Para esto, las imágenes fueron convertidas a imágenes binarias, otorgándose color negro al material y blanco a los agujeros de las películas. Luego, se realizó un conteo del número total de píxeles blancos respecto del total de la imagen, estimándose el porcentaje del área total de los agujeros en la muestra. Estos resultados son expresados en la Figura 5.8. Como se evidencia en la Figura, en las muestras se obtiene un máximo de área de ocupación de los agujeros entre los 25 y 30 minutos de calentamiento. Particularmente, la muestra de

$Ni_{83}Fe_{17}$  exhibe a los 20 minutos de calentamiento un  $\sim 7\%$  de área de ocupación de agujeros y sólo 5 minutos más tarde el porcentaje aumenta a  $\sim 16.6\%$  (más del doble). Este comportamiento se justificaría en el hecho de que a los 20 minutos el oxígeno en la muestra aún no había sido totalmente evacuado. Luego, para tiempos mayores que 25 minutos, el porcentaje de agujeros disminuye ligeramente con el incremento del tiempo de calentamiento. Por otra parte, las películas de  $Ni_{89}Fe_{11}$  y  $Ni_{92}Fe_8$  presentan porcentajes máximos de área de agujeros de  $\sim 38\%$  a los 25 min. y  $\sim 34\%$  a los 20 min, respectivamente. Con el incremento del tiempo, estos porcentajes decaen fuertemente a casi la mitad de su valor. Finalmente, las películas de níquel muestran un  $36\%$  de área de agujeros a los 10 minutos de calentamiento, que se aumenta hasta alcanzar un  $\sim 49\%$  a los 30 minutos, y que luego decae hasta aproximadamente  $\sim 40\%$  para tiempos mayores de calentamiento. Como comportamiento general, se evidencia que a mayor concentración de  $Ni$ , mayor es el porcentaje de área de ocupación de los agujeros en la muestra.

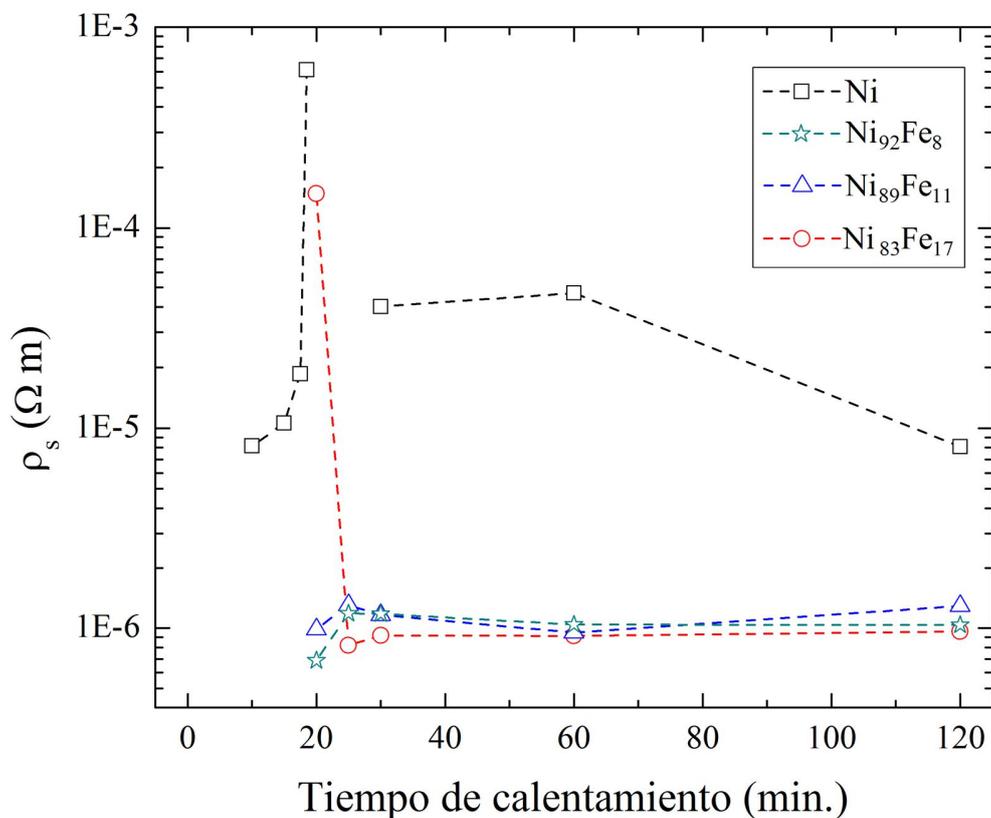


Figura 5.9: Resistividad eléctrica de las muestras como función del tiempo de calentamiento.

### 5.3.2. Resistividad eléctrica

La resistividad eléctrica de las películas metálicas fue obtenida mediante la técnica de Van der Pauw[122] de 4-puntas a temperatura ambiente. Las mediciones fueron realizadas en un equipo Probe Station – Lakeshore. Se empleó corriente constante en el rango de  $-100 \mu\text{A}$  a  $100 \mu\text{A}$ , utilizando como fuente DC un equipo Yokogawa GS2000, mientras que el voltaje fue medido mediante un multímetro digital Agilent 34401A. Los resultados de estas mediciones se muestran en la Figura 5.9. Las películas de  $Ni_xFe_{1-x}$  presentan una resistividad homogénea con un valor promedio cercano a  $1 \cdot 10^{-6} \Omega\text{m}$

prácticamente todos los tiempos de calentamiento. La única excepción se encontró para la muestra de  $Ni_{83}Fe_{17}$ , que a los 20 minutos evidenció una resistividad de  $1.48 \cdot 10^{-4} \Omega m$ , y se debió a la reducción parcial del oxígeno en la muestra. Si comparamos estos resultados con investigaciones de películas delgadas homogéneas de  $Ni_xFe_{1-x}$  medidas a temperatura ambiente y disponibles en la literatura[123-126], nos damos cuenta que la resistividad de nuestras muestras son casi un orden de magnitud mayor que las películas homogéneas. Esto puede explicarse por la dificultad que tendrían los electrones para viajar en el material altamente discontinuo, con estructuras tipo “laberinto” que aumentan el camino longitudinal promedio a recorrer debido a la presencia de los agujeros, traduciéndose esto en un incremento en la resistencia eléctrica del material. Por otra parte, las películas de  $Ni$  metálico obtuvieron valores de resistividad eléctrica significativamente altas. A los 10 minutos se registró una resistividad de  $8.2 \cdot 10^{-6} \Omega m$ , a los 18 minutos con 30 segundos la resistividad se incrementó significativamente a  $6.2 \cdot 10^{-4} \Omega m$ . Para los tiempos de 20 y 25 minutos no fue posible obtener datos de la resistividad debido a que el voltaje obtenido superó el fondo de escala de los equipos disponibles. Lo que probablemente esté asociado a una formación mayoritaria de islas de níquel sobre el sustrato, que generaría una discontinuidad casi total de la película. Posteriormente, para tiempos superiores a 25 minutos se observa que la resistividad disminuye evidenciando valores entre aproximadamente  $1 \cdot 10^{-5} \Omega m$  y  $5 \cdot 10^{-5} \Omega m$ . En la literatura es posible encontrar películas delgadas de  $Ni$  sintetizadas mediante otras recetas de ALD[127, 128], en ellas las películas resultan ser continuas y con una resistividad eléctrica promedio de  $2.6 \cdot 10^{-7} \Omega m$ . También, mediante otras técnicas de síntesis de  $Ni$ [129-131] se han encontrado resistividades de películas continuas en torno a  $1 \cdot 10^{-7} \Omega m$ .

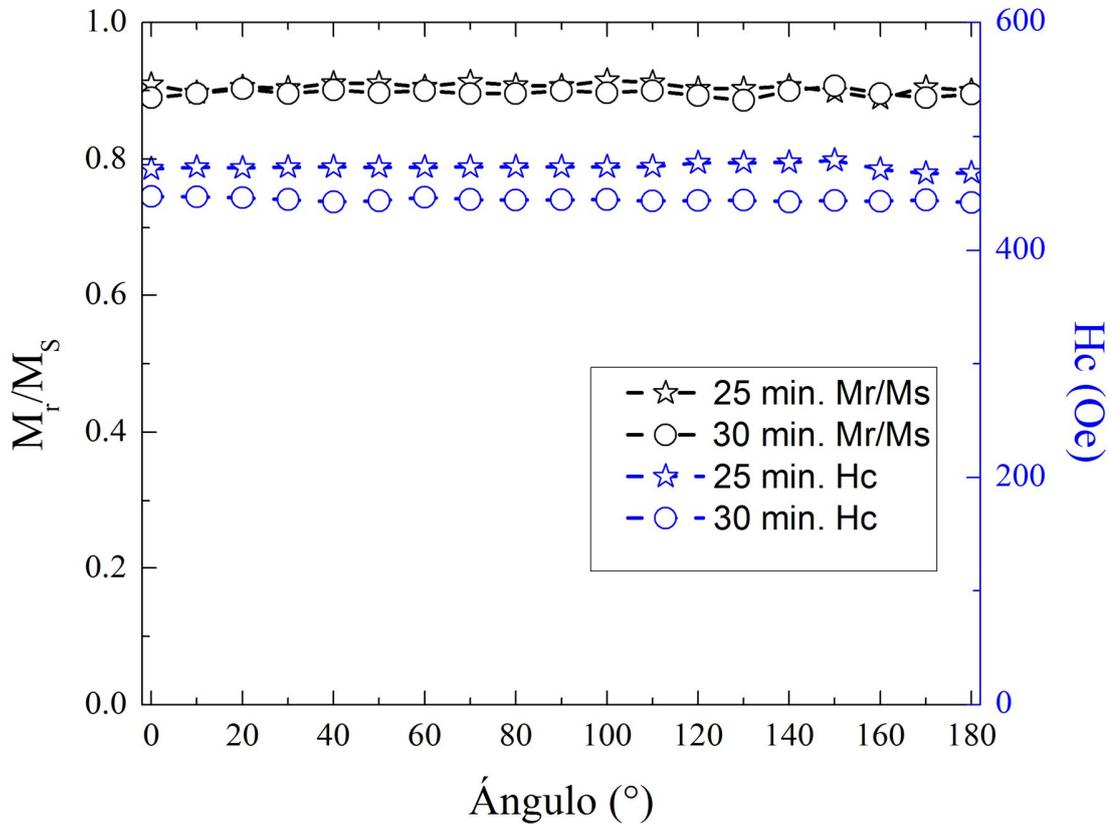


Figura 5.10: Magnetización de remanencia y campo coercitivo de la muestra de  $Ni_{83}Fe_{17}$  a 25 y 30 minutos de calentamiento.

### 5.3.3. Caracterización magnética

Con la finalidad de determinar el comportamiento magnético de las muestras metálicas respecto del tiempo de calentamiento, se realizaron mediciones de curvas de histéresis magnéticas mediante un equipamiento NanoMOKE 2 – Quantum Design. Se hicieron mediciones aplicando el campo magnético en el plano de la muestra, en un rango entre 1.5 y  $-1.5$  kOe. En particular se estudió el comportamiento angular de la magnetización de remanencia y del campo coercitivo de la muestra de  $Ni_{83}Fe_{17}$ , mostrado en la Figura 5.10. En ella se graficó la magnetización de remanencia normalizada a la

magnetización de saturación (medición de cuadratura), para los tiempos de 25 y 30 minutos de calentamiento. De esta información podemos señalar que la magnetización de remanencia fue prácticamente constante en ambos casos, con valores que variaron sutilmente en torno a 0.9. Respecto del campo coercitivo, para un tiempo de 25 minutos, la dependencia angular nos señala un comportamiento casi constante, que presenta una leve caída entre los ángulos  $150^\circ$  y  $180^\circ$ , la cual en primera instancia podría pensarse que corresponde a una contribución de anisotropía magnetocrystalina, sin embargo esto no es concluyente, puesto la variación del campo coercitivo podría deberse a que el spot del láser del NanoMOKE 2, cuyo diámetro es de  $4 \mu\text{m}$ , haya sido desplazado sutilmente de la posición en la que se midieron los ángulos anteriores, y así se haya medido material con agujeros contiguos, cuya orientación y forma otorguen casualmente una leve baja en los resultados. Análogamente, obtenemos un resultado similar para la muestra que fue calentada a 30 minutos. Ambos resultados indican que en el caso de que llegase a existir una anisotropía cristalina, ésta sería despreciable para efectos prácticos. Por otra parte, el resto de las muestras presentaron un comportamiento similar al de  $\text{Ni}_{83}\text{Fe}_{17}$ , con una cuadratura ( $M_r/M_s$ ) que varió entre 0.89 y 0.91. Similarmente, la coercitividad tampoco nos mostró alguna preferencia notoria para algún ángulo.

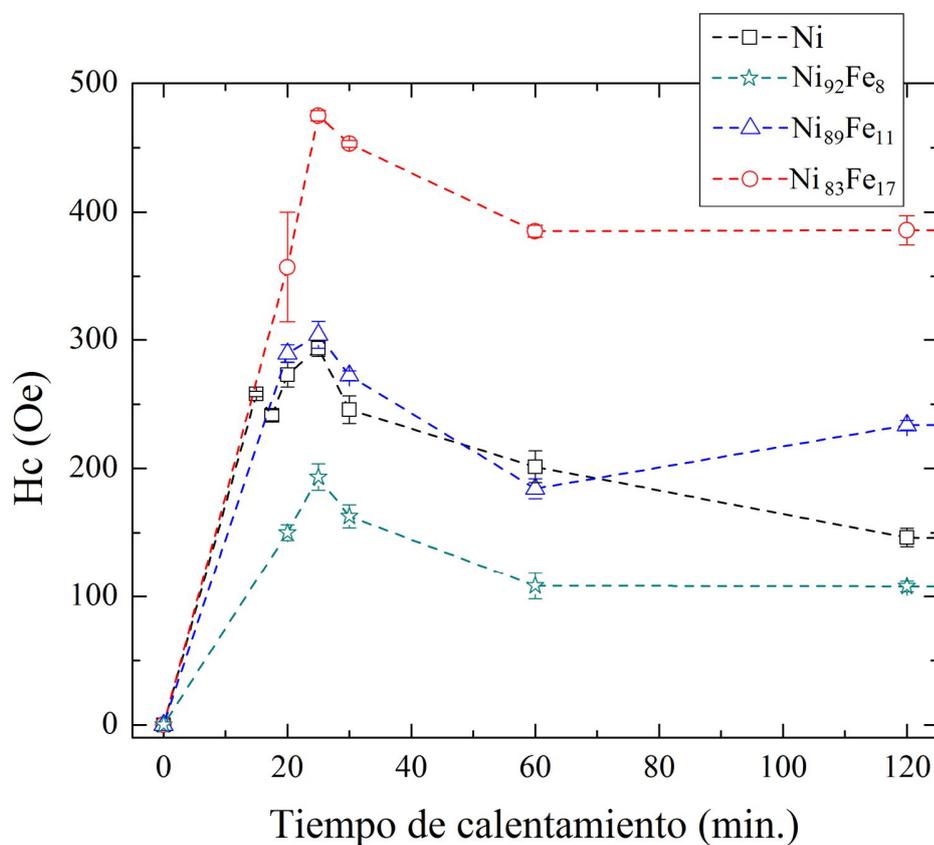


Figura 5.11: Campo coercitivo en el plano de las muestras metálicas. Las barras de error se calcularon midiendo con el láser del NanoMOKE en diferentes posiciones dentro de la muestra.

En la Figura 5.11 se han graficado las coercitividads de las muestras a diferentes tiempos de calentamiento. Las aleaciones de  $Ni_xFe_{1-x}$  presentaron señal magnética después de los 20 minutos de calentamiento, mientras que la lámina de  $Ni$  lo hizo a los 15 minutos. Podemos apreciar que la muestra de  $Ni_{83}Fe_{17}$  presenta un comportamiento creciente, que alcanza el máximo de coercitividad a los 25 minutos de calentamiento, con un valor de 475 Oe. Posteriormente, para un tiempo de 30 minutos decae levemente a 450 Oe y luego alcanza un valor estable cercano a 390 Oe para tiempos mayores. Análogamente, se observa que las otras dos muestras de aleación  $NiFe$  metálico, también alcanzaron un peak de coercitividad a los 25 minutos, que luego decae con el

incremento del tiempo de calentamiento. Se aprecia además que en las tres aleaciones de  $NiFe$ , el orden de mayor a menor intensidad coercitiva fue  $Ni_{83}Fe_{17} > Ni_{89}Fe_{11} > Ni_{92}Fe_8$ , sugiriendo que una mayor concentración de  $Fe$  aumenta la coercitividad de las muestras. Similarmente, la muestra de  $Ni$  metálico presenta una alta coercitividad, comparable tanto en valor como en forma a la muestra de  $Ni_{89}Fe_{11}$ , mostrando un comportamiento de coercitividad creciente entre 15 y 25 minutos, donde alcanza un valor máximo de 293 Oe, para luego decaer a tiempos mayores. Si bien la muestra de  $Ni$  evidencia mayor coercitividad que la de  $Ni_{92}Fe_8$ , ambas muestras no son del todo comparables, puesto que la película de  $Ni$  tiene aproximadamente la mitad del espesor que las otras muestras, y como se observó en la Figura 5.7, la cantidad de material depositado le alcanza sólo para formar pequeñas islas metálicas, mientras que las otras muestras poseen una estructura tipo “laberinto”, lo que podría facilitar el desplazamiento de paredes de dominio para revertir la magnetización. Es sabido que películas continuas de baja anisotropía magnetocristalina presentan una baja coercitividad, por lo que en nuestro caso resulta evidente que la discontinuidad de las muestras son las responsables de los altos valores de campo coercitivo. En particular, nuestros resultados para la muestra de  $Ni_{83}Fe_{17}$  posee coercitividades decenas de veces más alta que de películas de Permalloy continuas de similar espesor[112, 132], cuyos valores oscilan entre 0 y 30 Oe. Además, nuestros resultados poseen 2 a 3 veces mayor coercitividad que películas de antidots de similar material y espesor[133, 134]. Otra diferencia entre nuestras películas e investigaciones de antidots es que, debido a su ordenamiento periódico, la coercitividad de los antidots presenta una fuerte dependencia angular, a diferencia de nuestras muestras.

Para comprender de mejor forma el proceso de reversión en la película de  $Ni_{83}Fe_{17}$ , hemos realizado una microscopia de fuerza atómica (AFM), realizando un escaneo de una superficie de  $1 \mu\text{m} \times 1 \mu\text{m}$  de la película calentada a 25 minutos, que se muestra en la Figura 5.12 (a). Posteriormente, utilizando el mapa de intensidad de colores de la imagen de AFM, se recreó su estructura volumétrica para realizar una simulación

micromagnética de la muestra. Como parámetros de simulación se utilizó,  $M_s = 800 \text{ kA/m}$ ,  $A = 1.3 \cdot 10^{-11} \text{ J/m}$ ,  $\alpha = 0.5$ , celdas cúbicas de 4 nm de lado, condiciones de borde periódicas para no otorgar preferencia a la reversión de la magnetización desde las esquinas. En la Figura 5.12 (b) se observa su estado de saturación, debido a la acción de un campo magnético externo aplicado en la dirección  $\hat{x}$ . Cuando el campo externo se reduce a cero, Figura 5.12 (c), la simulación muestra que el proceso de reversión comienza a través de una rotación coherente en el plano. Simultáneamente, se observa que las regiones de material que unen a otras de mayor volumen comienzan a revertir su magnetización antes que el resto de la muestra. En un estado intermedio entre la remanencia y el campo coercitivo, Figura 5.12 (d), se observa una detención de la rotación coherente, ya que la magnetización prefiere revertir a través de pequeños volúmenes en diferentes regiones, que se van expandiendo hasta crear dominios magnéticos, como se muestra en la Figura 5.12(e) en el estado de coercitividad. A partir de la simulación se puede observado que las múltiples discontinuidades de la película generan un anclamiento de las paredes de dominio, dificultando su propagación y ralentizando la reversión magnética de la muestra. En términos generales, el comportamiento de la curva de histéresis fue similar al obtenido experimentalmente, tanto en remanencia como en coercitividad. Sin embargo, no hay que perder de vista que la simulación no contempló efectos térmicos.

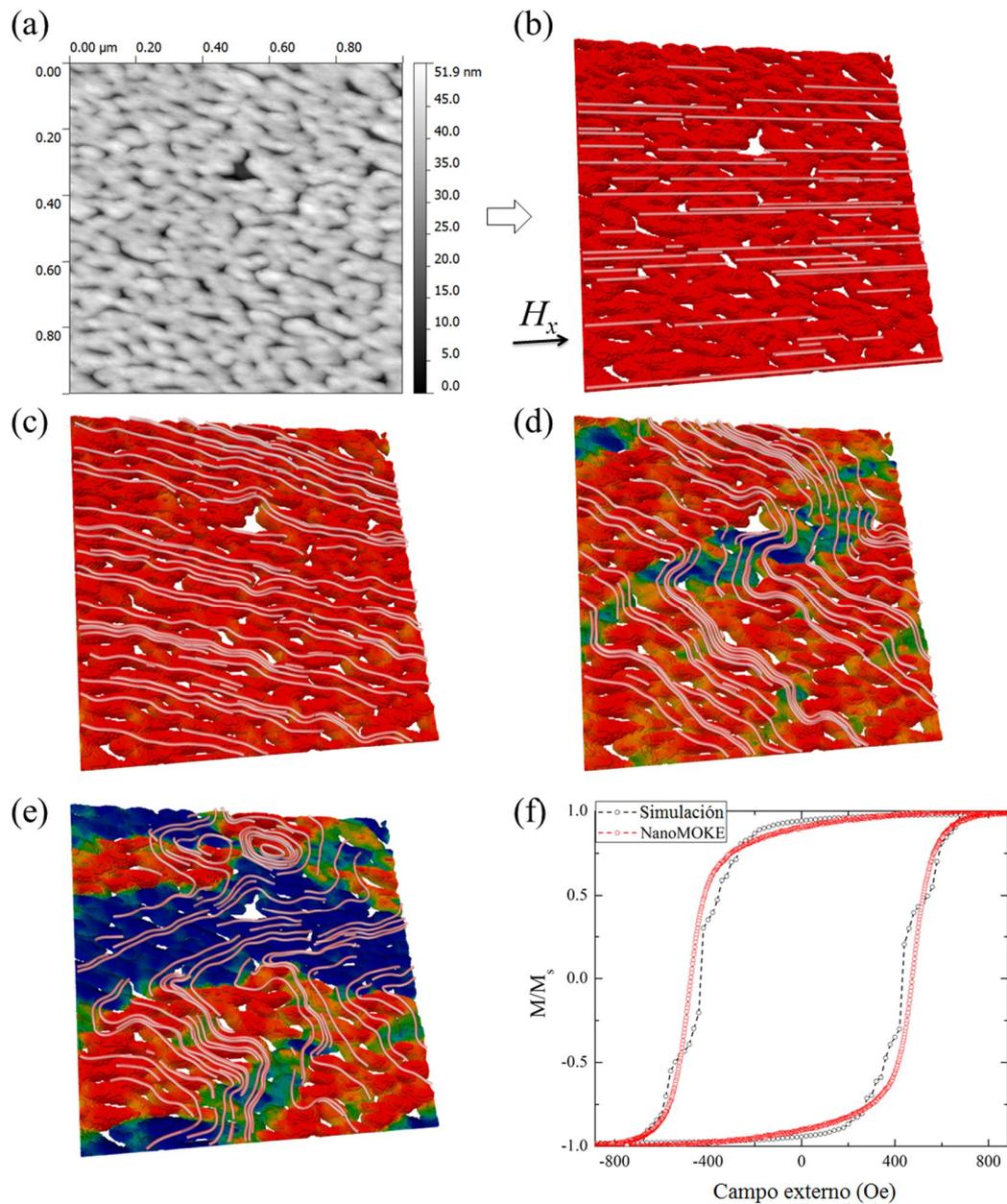


Figura 5.12: (a) Imagen AFM de la muestra  $Ni_{83}Fe_{17}$  a 25 min. de calentamiento. (b) Simulación micromagnética de un volumen obtenido a partir de la imagen AFM en saturación, (c) remanencia, (d) estado intermedio, (e) campo coercitivo. (f) Comparación de la histéresis experimental con la histéresis simulada. Las líneas claras representan la dirección de la magnetización local.

## 5.4 Síntesis de nanotubos de $Ni_{83}Fe_{17}$

Luego de haber explorado la síntesis de láminas delgadas metálicas de  $Ni_xFe_{1-x}$ , se realizó la síntesis de nanotubos de  $Ni_{83}Fe_{17}$  sólo con un propósito exploratorio, para observar principalmente la posibilidad cierta o no de realizar una correcta síntesis de nanotubos metálicos en membranas de alúmina nanoporosa. Se utilizó un recetario general del método de síntesis de membranas de alúmina nanoporosa (escrito directamente por Woo Lee, uno de los principales investigadores del mundo en esta área). Primero se realizó un proceso de electropulido a las muestras de aluminio. El proceso fue llevado a cabo montando las muestras en una celda diseñada especialmente para procesos de electropulido y anodización. Se utilizó como electrolito ácido perclórico ( $HClO_4$ ) diluido en etanol ( $EtOH$ ) en proporción volumétrica de 1/3, respectivamente. Como ánodo se utilizó aluminio ( $Al$ ) y como cátodo se utilizó un malla de platino ( $Pt$ ). Se aplicó una diferencia de potencial de 20 V, típicamente con una densidad de corriente de  $0.16 A/cm^2$ . El tiempo de electropulido fue de 4 minutos para muestras de 2 cm de diámetro. Utilizando un motor con hélice dentro del montaje, cada 30 s se invirtió el sentido de rotación del electrolito, para disminuir los patrones generados por el flujo del electrolito en la superficie del aluminio. Posteriormente, las muestras electropulidas se limpiaron con isopropanol ( $C_3H_8O$ ), subsecuentemente por agua destilada, etanol y finalmente secadas por un jet de gas de  $N_2$ . Luego, la creación de nanoporos en las membranas de aluminio se realizó extendiendo la capa barrera de alúmina ( $Al_2O_3$ ) en la interface óxido/metal mediante un proceso de doble anodización, donde se empleó ácido oxálico ( $H_2C_2O_4$ ), en un proceso controlado a temperatura constante de  $8\text{ }^\circ\text{C}$ , a voltaje constante de 40 V entre el ánodo (muestra de  $Al$ ) y el cátodo (malla de  $Pt$ ). Bajo estas condiciones, la tasa de crecimiento de los poros fue de aproximadamente  $3\text{ }\mu\text{m/hr}$ , con diámetros que variaron entre 50 nm y 70 nm, según imágenes analizadas mediante microscopía SEM. El primer proceso de anodización fue de 8 horas. Luego, se eliminó la capa de alúmina en las muestras mediante un baño térmico a  $65\text{ }^\circ\text{C}$  en ácido crómico ( $H_2CrO_4$ ). Posteriormente, se realizó el segundo

proceso de anodización en iguales condiciones que el primero, pero durante 24 hr. De esta forma, se obtuvieron membranas de alúmina nanoporosa con un ordenamiento hexagonal.

En el reactor del ALD se recubrieron las membranas de alúmina nanoporosa con un espesor aproximado de  $\sim 13$  nm de  $Ni_{83}Fe_{17}O$ , sintetizado mediante la “receta” anteriormente descrita al comienzo de este capítulo. Como resultado se obtuvieron exitosamente arreglos de nanotubos de  $Ni_{83}Fe_{17}O$ , como se muestra en la Figura 5.13(a). Después se realizó la reducción de oxígeno de los nanotubos, la que se llevó a cabo en las mismas condiciones que las películas metálicas previamente estudiadas, calentando la membrana porosa a  $400$  °C durante 1 hora en una atmósfera de  $Ar/H_2$  (95/5). Posteriormente, se midió a temperatura ambiente la curva de histéresis de la membrana, aplicando el campo externo paralelo al eje de los nanotubos, usando un magnetómetro de muestra vibrante VSM- Quantum Design, Figura 5.13

(b).

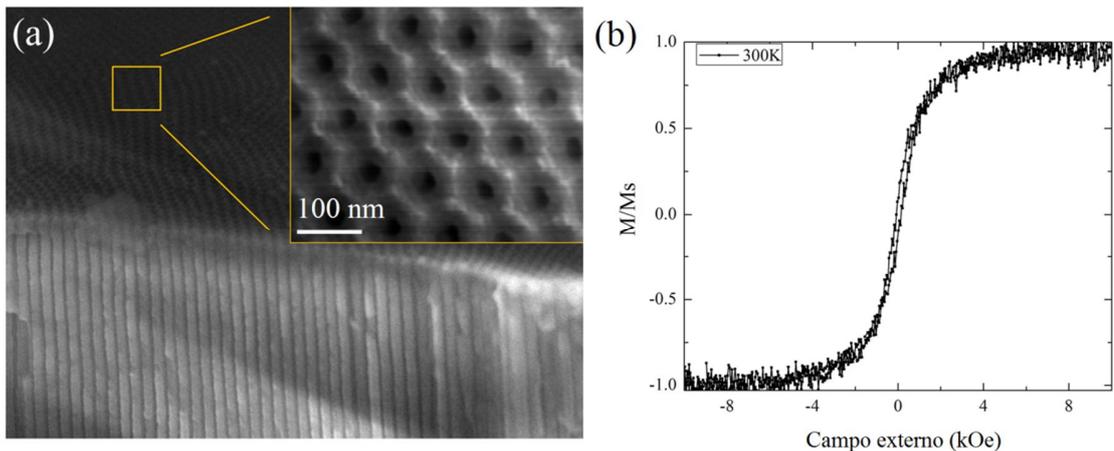


Figura 5.13: (a) Arreglo de nanotubos de  $Ni_{83}Fe_{17}O$  inmersos en una matriz de alúmina nanoporosa. (b) Curva de histéresis de los nanotubos mostrados en (a) previamente reducidos a  $400$  °C durante 1 hora.

En la curva de histéresis la muestra alcanza la saturación magnética a un campo cercano a los 8 kOe, y presenta una coercitividad de aproximadamente 110 Oe. Por otra parte, se aprecia que la intensidad magnética de la muestra fue baja respecto del total de material depositado, lo que probablemente se debe a que el oxígeno no logra ser reducido en su completitud a lo largo del nanotubo.

En paralelo se utilizó otra membrana de alúmina depositada con  $Ni_{83}Fe_{17}O$ , a la que previamente se le había removido la capa inferior de aluminio mediante una solución de cloruro de cobre ( $CuCl_2$ ). Luego, la membrana fue sometida a un baño de ácido crómico, para lograr la liberación de los nanotubos. Posteriormente se filtró el contenido con los nanotubos liberados y se preparó una solución de éstos en agua destilada. Con una jeringa se tomó una gota de la solución y se depositó sobre un sustrato. Luego, utilizando un microscopio óptico BX51 – Olympus, y un micromanipulador NanoMaxTs – THORLABS, con una aguja de punta nanométrica de diámetro  $\sim 100$  nm, se procedió a manipular nanotubos individualmente. La micromanipulación es una técnica que requiere de mucha sensibilidad y precisión, pero que otorga mayor versatilidad en el estudio de nanoestructuras aisladas. Así, con la punta de la aguja se recogió un nanotubo de la superficie del sustrato para depositado en otro sustrato de  $SiO_2/Si$ , y mantenerlo completamente aislado. Posteriormente, el nuevo sustrato con el nanotubo aislado fue depositado en el horno para realizar un proceso de reducción de oxígeno en las mismas condiciones que en los casos anteriores, a una temperatura de 400 °C durante 1 hr, en un ambiente rico en  $H_2$ . Posteriormente, el nanotubo aislado fue visualizado mediante microscopía SEM, imagen exhibida en la Figura 5.14(a). El nanotubo recogido resultó poseer un diámetro aproximado de  $\sim 70$  nm y una longitud de  $\sim 8.7$   $\mu m$ . Sorprendentemente y a diferencia de lo ocurrido con las películas metálicas, el nanotubo exhibió una superficie homogénea y continua, sin rupturas debido a la liberación de oxígeno, lo que podría asociarse a que las películas delgadas estaban pegadas a la superficie de  $SiO_2$ , por lo dependían fuertemente de la actividad química generada en la interface de ambas, como también del coeficiente de expansión térmico del  $SiO_2$ . Por el

contrario, en el caso del nanotubo aislado, éste se encontraba “libre”, pegado a la superficie principalmente por la fuerza de Van der Waals, y no por enlaces químicos compartidos entre el sustrato y el nanotubo. A partir de las imágenes SEM, se marcó la muestra para estimar la dirección del eje del nanotubo. Luego, empleando el equipamiento NanoMOKE2, se realizó la medición de la curva de histéresis del nanotubo con el campo externo paralelo a su eje. Esta medición tuvo de varias semanas de intentos fallidos, la dificultad se encuentra en enfocar el centro del spot de láser exactamente sobre la superficie del nanotubo. Finalmente fue posible medir en varias oportunidades la curva de histéresis magnética del nanotubo, la que es mostrada en la Figura 5.14(b). La histéresis es cuadrada, exhibiendo que la reversión magnética se produce por un sólo salto Barkhausen. El campo coercitivo fue alrededor de  $\sim 150$  Oe. Por otra parte, la rotación de la curva de histéresis se debe a efectos ópticos propios de la técnica de NanoMOKE. La alta señal de ruido se debe a que las vibraciones ambientales desenfocaban con facilidad el centro del spot del láser sobre la superficie de la nanoestructura, y también a que el área iluminada de la nanoestructura ferromagnética era considerablemente menor al área total del sustrato iluminado por el láser.

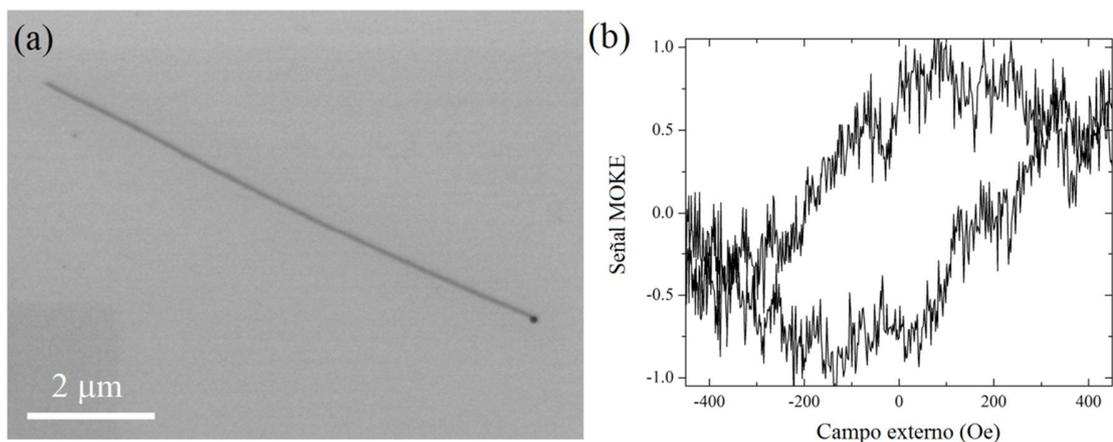


Figura 5.14: (a) Imagen SEM de un nanotubo aislado de  $Ni_{83}Fe_{17}$ . (b) Curva de histéresis del nanotubo aislado mediante técnica de NanoMOKE.

## 5.5 Conclusiones

Mediante la técnica de ALD se sintetizaron películas delgadas de  $Ni_{83}Fe_{17}O$ ,  $Ni_{89}Fe_{11}O$  y  $Ni_{92}Fe_8O$  de  $\sim 52$  nm de espesor y láminas de  $NiO$ ,  $FeO$  de  $\sim 26$  nm de espesor. De las mediciones de XRD se observó que las películas de  $Ni_xFe_{1-x}O$  presentan una expansión de su constante de red al aumentar la concentración de  $Fe$ , mientras que el tamaño de grano fue cercano a  $\sim 18$  nm en los tres casos. Las muestras fueron convertidas a películas metálicas mediante un proceso de reducción de oxígeno, a partir de este proceso, se observó que la muestra de Fe-O presenta tres cambios de fase en la secuencia  $\alpha Fe_2O_3 \rightarrow Fe_3O_4 \rightarrow FeO \rightarrow Fe$ , mientras que las muestras de  $NiO$  y  $Ni_xFe_{1-x}O$  presentan un solo cambio de fase a  $330$  °C y  $370$  °C, para  $Ni$  y  $Ni_xFe_{1-x}$ , respectivamente. Se realizó XRD a las películas metálicas y se observó una expansión en el parámetro de red de las películas de  $Ni_xFe_{1-x}$  conforme aumenta la concentración de  $Fe$ , mientras que el tamaño de grano fue estimado en  $\sim 20$  nm para los tres casos. La evacuación del oxígeno produjo películas metálicas con agujeros en toda su superficie. Los agujeros presentaron tamaños y formas irregulares. Mediante un análisis de imágenes SEM de la superficie de las muestras, se detectó que el tamaño individual de los agujeros es mayor conforme aumenta la concentración de  $Ni$ , asimismo, también aumenta el área total de ocupación de los agujeros respecto de la superficie total de la muestra. Por medio de mediciones de resistividad eléctrica a temperatura ambiente de las películas de  $Ni_xFe_{1-x}$ , se observó en todas ellas un valor cercano a  $1 \cdot 10^{-6} \Omega m$ , que fue independiente de la concentración de  $Fe$  y del tiempo de calentamiento de las muestras. Esta resistividad es cercana a un orden de magnitud mayor respecto de películas homogéneas de  $Ni_xFe_{1-x}$  mostradas en otras investigaciones. Por otra parte, que las películas de  $Ni$  mostraron resistividades eléctricas con una fuerte variación respecto del tiempo de calentamiento, exhibiendo resistividades extremadamente altas (sobre  $1 \cdot 10^{-5} \Omega m$ ) producto del aislamiento del material producido por el tamaño y la cantidad de agujeros en toda la muestra. Las mediciones magnéticas mostraron una cuadratura en torno a 0.9 ( $M_r/M_s$ ) en todas las películas, y se observó que la máxima

coercitividad fue obtenida a los 25 minutos de calentamiento en casi todas las muestras, que disminuyó para tiempos mayores. La dependencia angular en el plano de la muestra de  $Ni_{83}Fe_{17}$  evidenció cuadratura y coercitividad prácticamente constante. En general, las películas de  $Ni_xFe_{1-x}$  como las de  $Ni$ , mostraron coercitividades mucho más altas respecto de películas continuas, e incluso que antidots estudiados en otras investigaciones de similares materiales. A partir de una imagen AFM de la superficie de la muestra  $Ni_{83}Fe_{17}$  se realizó una simulación micromagnética de la curva de histéresis de la muestra. En la simulación se observó una reversión de la magnetización que comenzó con un movimiento coherente, para luego continuar revirtiendo a través de pequeños volúmenes del material en diferentes partes de la superficie, la reversión se expandió hasta formar dominios magnéticos que terminaron por revertir la muestra totalmente. Por otro lado, se sintetizaron nanotubos de  $\sim 13$  nm de espesor de  $Ni_{83}Fe_{17}$  en una membrana de alúmina nanoporosa de arreglo hexagonal. Posteriormente, la membrana fue sometida a un proceso de reducción de oxígeno, para luego medir la curva de histéresis de los nanotubos con el campo externo aplicado a lo largo de los éstos. La curva de histéresis mostró una saturación magnética a los  $8\text{ kOe}$  y una coercitividad de  $\sim 110\text{ Oe}$ . Los nanotubos presentaron una baja señal magnética que se asocia a que el oxígeno no pudo ser completamente reducido al interior de los tubos. En paralelo, mediante un baño de ácido crómico se liberaron los nanotubos de otra membrana recubierta con  $\sim 13$  nm de  $Ni_{83}Fe_{17}$ . Utilizando un microscopio óptico y un micromanipulador, se logró aislar un nanotubo de  $70$  nm de diámetro y  $8.7\ \mu\text{m}$  de longitud, el oxígeno del nanotubo fue reducido en un ambiente rico en  $H_2$ . Por medio de microscopía SEM se observó que el nanotubo metálico presentó superficie continua y homogénea. Se realizó la curva de histéresis del nanotubo mediante el equipamiento NanoMOKE 2, en la que se observó una curva cuadrada, con un campo coercitivo de aproximadamente  $150\text{ Oe}$ .

# Conclusiones generales

En conclusión, mediante simulaciones micromagnéticas y un modelo analítico, hemos investigado el movimiento de una pared de dominio tipo vórtice en una nanoestructura cilíndrica hilo-tubo de Py, cuando es afectada por la acción de una corriente espín polarizada y campos magnéticos. De los resultados obtenidos, se concluye que es posible anclar la pared de dominio bajo condiciones de campo magnético externo y flujo de electrones espín polarizados en sentidos opuestos, generando además una oscilación periódica de la pared en torno a la posición de equilibrio. Por otra parte, se observó que cuando la pared de dominio es conducida por la corriente espín polarizada y el campo desmagnetizante creado por la interfaz hilo-tubo, para densidades de corriente inferior a la de Walker, la velocidad de propagación de la pared presenta un comportamiento distinto al observado en nanotubos homogéneos encontrados en la bibliografía, obteniéndose en nuestro caso un notorio incremento en la velocidad de propagación de la pared para corrientes inferiores a la de Walker. Este trabajo dio origen a una solicitud de patente con fecha de solicitud: 16-03-2015. N° de Solicitud CL 201500520, y a una publicación científica: Applied Physics Letters 106, 132405 (2015)[[135](#)].

Por otra parte, mediante simulaciones micromagnéticas y un modelo analítico, se investigó el movimiento de una pared de dominio transversal en un nanohilo modulado de Py, cuando es manejada por la acción de una corriente espín polarizada. Se observó que el campo desmagnetizante creado por la modulación geométrica fue el responsable del incremento en la velocidad angular de rotación de la pared, así también como una disminución de la velocidad de su desplazamiento lineal. Las frecuencias alcanzadas debido a la rotación de la pared bajo el campo desmagnetizante variaron entre 5 y 10 GHz. Para densidades de corriente bajas fue posible anclar la pared de dominio, mientras que para el resto la pared supero la zona de transición, propagándose a lo largo de la nanoestructura hasta revertirla por completo. Este trabajo dio origen a una solicitud de patente con fecha de solicitud: 16-11-2015. N° de Solicitud CL 201503361

Con la finalidad de en un futuro próximo sintetizar nanoestructuras cilíndricas complejas como las anteriormente estudiadas, en esta tesis se investigó síntesis de películas de *NiFe* mediante la técnica de ALD y un posterior proceso de reducción térmica de oxígeno. De este trabajo se obtuvieron películas metálicas magnéticas de superficie no homogénea con gran cantidad de agujeros en su superficie, los que se debieron al proceso de evacuación del oxígeno al interior de las láminas de *NiFeO*. Se concluyó que mayor concentración de Ni en la muestra se incrementa el tamaño de los agujeros. En comparación con películas homogéneas reportadas en la literatura, se observó que nuestras películas de *NiFe* presentan una resistividad eléctrica de un orden de magnitud superior, mientras que las películas de *Ni* presentan más de dos órdenes de magnitud superior. Análogamente, se observó que magnéticamente las películas presentan una coercitividad homogénea en el plano y presentan un valor decenas de veces mayor que en películas homogéneas. Se sintetizaron arreglos de nanotubos de Py en una membrana de alúmina nanoporosa, a los que no se les pudo reducir el oxígeno en su totalidad. Análogamente, mediante técnica de micromanipulación se logró aislar un nanotubo metálico, el cual fue caracterizado geométricamente mediante microscopía SEM, y magnéticamente mediante la técnica de NanoMOKE, de la que se observó una curva de histéresis cuadrada, mostrando la biestabilidad magnética de la nanopartícula.

## Anexo A

# Modelo analítico para el movimiento de una pared de dominio tipo vórtice en una nanoestructura hilo-tubo

Un artículo realizado por Landeros y Núñez[62] muestra un modelo simple y un modelo complejo para calcular el movimiento de una pared de dominio tipo vórtice en un nanotubo delgado y homogéneo, el que es afectado por la acción de un campo magnético externo aplicado a lo largo del nanotubo. Ambos modelos toman como origen la ecuación de Landau Lifshitz Gilbert (2.21). La principal diferencia entre ellos radica en el cálculo de la energía desmagnetizante del sistema. El modelo simple calcula la energía desmagnetizante mediante una contribución netamente superficial de la energía dipolar, esto en la aproximación de un nanotubo ultra-delgado, donde  $b = (r/R) \rightarrow 1$ , siendo  $r$  y  $R$  el radio interno y externo del nanotubo, respectivamente. Además, el modelo considera un nanotubo extremadamente alargado, donde el campo desmagnetizante a lo largo del nanotubo es homogéneo, y donde la pared de dominio se sitúa lejos de los extremos de la nanoestructura para así no incluir las variaciones del campo desmagnetizante en los extremos de la nanoestructura. Como se verá más adelante, la aproximación del campo desmagnetizante de este modelo no funciona del todo bien para describir correctamente el movimiento de una pared de dominio en un nanotubo alargado con  $b = 0.8$  (nuestro caso en la sección tubo de la nanopartícula hilo-tubo). Por otra parte, el modelo complejo calcula el total de la energía desmagnetizante,

es decir, incluye las contribuciones volumétrica y superficial, permitiendo conocer la el movimiento de la pared de dominio en cualquier posición de la nanoestructura. Este modelo se basa en el cálculo de la energía desmagnetizante previamente investigado en[61]. Si bien el modelo complejo es muy rico en contenido, posee dos factores por los que aquí se ha decidido no implementarlo: el primero es que aunque describe acertadamente la existencia de movimiento de la pared asociado a regímenes estable, quiral y de Walker, el modelo no tiene un acuerdo tan exacto con los resultados de las simulaciones micromagnéticas. El segundo motivo es que no posee solución analítica, debiendo ser calculado sólo mediante métodos de integración numérica, lo que dificulta la comprensión de los fenómenos involucrados y su uso por parte de experimentales, que en general no están familiarizados con este tipo de técnicas.

En función de lo anteriormente expuesto, y debido a que sólo pretendemos conocer el comportamiento del ángulo  $p$  respecto del campo desmagnetizante intrínseco de un nanotubo alargado de  $b = 0.8$ , se ha trabajado con el modelo simple de Landeros y Núñez, al que se le ha hecho un pequeño ajuste para nuestra geometría en particular, el cual permite describir de mejor forma el campo desmagnetizante con  $b = 0.8$ , en el centro de la pared de dominio tipo vórtice como función del ángulo  $p$ .

Aclarado el propósito, revisemos las ecuaciones de movimiento del modelo simple. Comenzamos señalando el vector de magnetización de la pared de dominio tipo vórtice con el que trabaja el modelo simple (ver Figura 3.8) y sus ecuaciones de movimiento[62]:

$$\vec{M} = M_S(\sin \theta \cos \Psi \hat{\rho}, \sin \theta \sin \Psi \hat{\phi}, \cos \theta \hat{z}) \quad (\text{A.1})$$

$$\dot{p} = \gamma_0 H_0 - \alpha \frac{\dot{z}_0}{\lambda}, \quad (\text{A.2})$$

$$\frac{\dot{z}_0}{\lambda} = \alpha \dot{p} + \frac{\gamma_0 M_S}{2} \sin(2p), \quad (\text{A.3})$$

donde  $\dot{p} = dp/dt$ , siendo  $p$  el ángulo del centro de la pared de dominio tipo vórtice mostrado en la Figura 3.8(a);  $\dot{z}_0 = dz_0/dt$ , siendo  $z_0$  la posición del centro de la pared de dominio y  $\lambda$  representa una medida del ancho de la pared de dominio tipo vórtice,  $H_0$  es la intensidad del campo magnético externo aplicado en  $\hat{z}$ ,  $\alpha$  es la constante de amortiguamiento de Gilbert;  $\gamma_0 = \mu_0 |\gamma|$ , siendo  $\gamma$  la tasa giromagnética del electrón, y  $M_S$  la magnetización de saturación. En las ecuaciones (A.2) y (A.3), tanto  $\dot{p}$ ,  $\dot{z}_0$  y  $\lambda$  se consideran coordenadas colectivas.

El primer paso que daremos será analizar estas ecuaciones de movimiento buscando el origen del campo desmagnetizante para un nanotubo ultra-delgado. Al desacoplar estas ecuaciones se obtienen:

$$\dot{p} = \frac{1}{(1 + \alpha^2)} \left[ \gamma_0 H_0 - \frac{\alpha \gamma_0 M_S}{2} \sin(2p) \right], \quad (\text{A.4})$$

$$\dot{z}_0 = \frac{\lambda}{(1 + \alpha^2)} \left[ \alpha \gamma_0 H_0 + \frac{\gamma_0 M_S}{2} \sin(2p) \right]. \quad (\text{A.5})$$

De la ecuación de Landau-Lifshitz-Gilbert más los términos de espín-torque, previamente mostrados en (2.26):

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma \vec{H}_{eff} \times \vec{M} + \frac{\alpha}{M_S} \left[ \vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt} \right] - (\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) \vec{M} + \frac{\beta}{M_S} \vec{M} \times [(\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) \vec{M}], \quad (\text{A.6})$$

el campo efectivo,  $\vec{H}_{eff} = \vec{H}_0 + \vec{H}_d$ , se define por la suma del campo externo,  $\vec{H}_1$ , más el campo desmagnetizante,  $\vec{H}_d$ . Por otro lado, la ecuación de la energía dipolar en el continuo se expresa como (2.16):

$$E_M = -\frac{\mu_0}{2} \int_V \vec{M} \cdot \vec{H}_d d^3\vec{r}, \quad (\text{A.7})$$

donde el campo dipolar puede ser expresado en función del potencial magnetostático,  $\vec{H}_d = -\nabla U$ , que se escribe como una contribución volumétrica más otra superficial[60, 136]:

$$U(\vec{r}) = -\frac{1}{4\pi} \int_V \frac{\vec{\nabla}' \cdot \vec{M}(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} d^3\vec{r}' + \frac{1}{4\pi} \oint_S \frac{\hat{n}' \cdot \vec{M}(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} ds', \quad (\text{A.8})$$

donde  $\hat{n}'$  representa la dirección normal a la superficie del nanotubo. En geometrías ultra-delgadas la contribución volumétrica puede ser despreciada[62], y entonces el campo dipolar será dado por una contribución puramente superficial[137]:

$$\vec{H}_d = -(\hat{n} \cdot \vec{M})\hat{n} = -M_S \sin \theta \sin p \hat{\rho}. \quad (\text{A.9})$$

Así, al considerar el campo desmagnetizante de la ecuación 9) y ejecutar el torque  $\gamma_0 \vec{H}_d \times \vec{M}$  en la ecuación LLG (A.6), y evaluando en el centro de la pared de dominio ( $\theta = \pi/2$ ), se obtiene el término  $\gamma_0 M_S \sin(2p)/2$ , el cual es exhibido en las ecuaciones de movimiento (A.4) y (A.5).

Hasta el momento sólo hemos analizado el modelo simple, para poder saber que ajuste hacer para adaptarlo a nuestra geometría, es necesario comparar su comportamiento con las simulaciones micromagnéticas cuando la pared de dominio es afectada por la acción de un campo magnético externo. En las Figura A.1 y Figura A.2 se grafica el movimiento de una pared de dominio tipo vórtice en un nanotubo homogéneo y

alargado, donde se comparan los resultados del modelo simple, las simulaciones micromagnéticas, y el resultado del modelo simple ajustado que se presentada más adelante. Esta comparación se realiza en los regímenes de movimiento estable (Figura A.1(a)), quiral (Figura A.1(b)) y de Walker (Figura A.2). Como configuración inicial se considera una pared de dominio tipo vórtice la configuración CW, en un nanotubo de  $4 \mu\text{m}$  de longitud y  $b = 0.8$ . Se han considerado los mismo parámetros del material Permalloy con los que se trabajó en el capítulo 3, exceptuando un aumento en el damping de Gilbert a  $\alpha = 0.05$ , que permite observar el movimiento de la pared en condiciones razonables de tiempo y recursos computacionales.

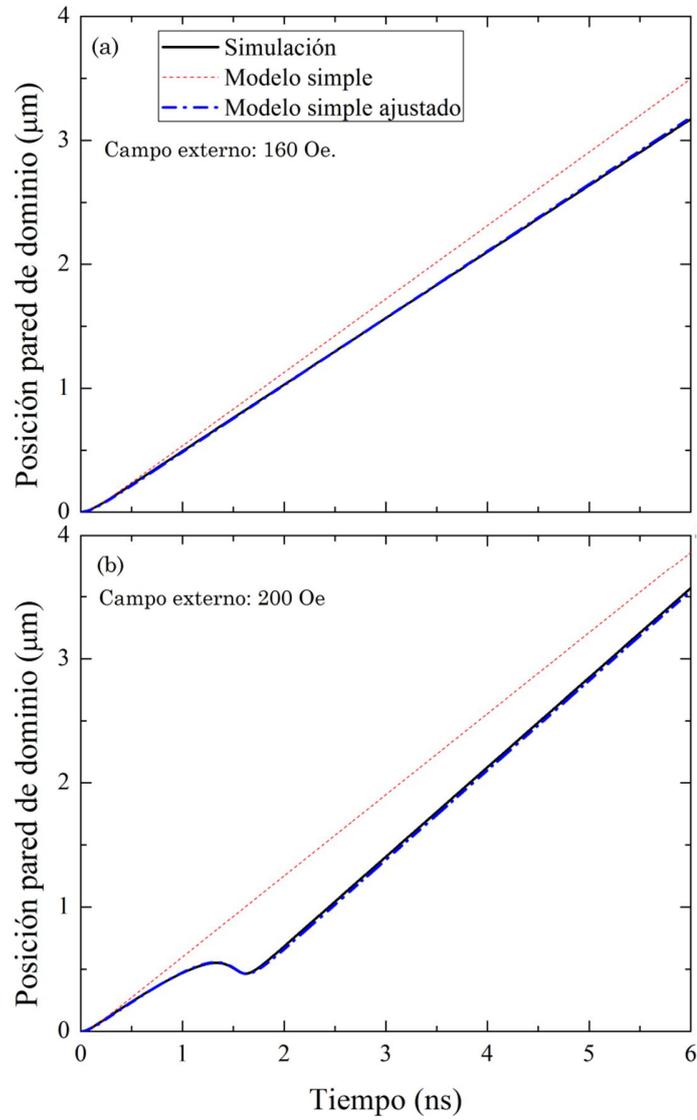


Figura A.1: Movimiento de una pared de dominio vórtice en un nanotubo homogéneo en: (a) régimen estable, (b) régimen quiral. Los resultados fueron obtenidos por el modelo simple (línea roja punteada), el modelo simple ajustado (línea azul segmentada) y simulaciones micromagnéticas (línea negra continua).

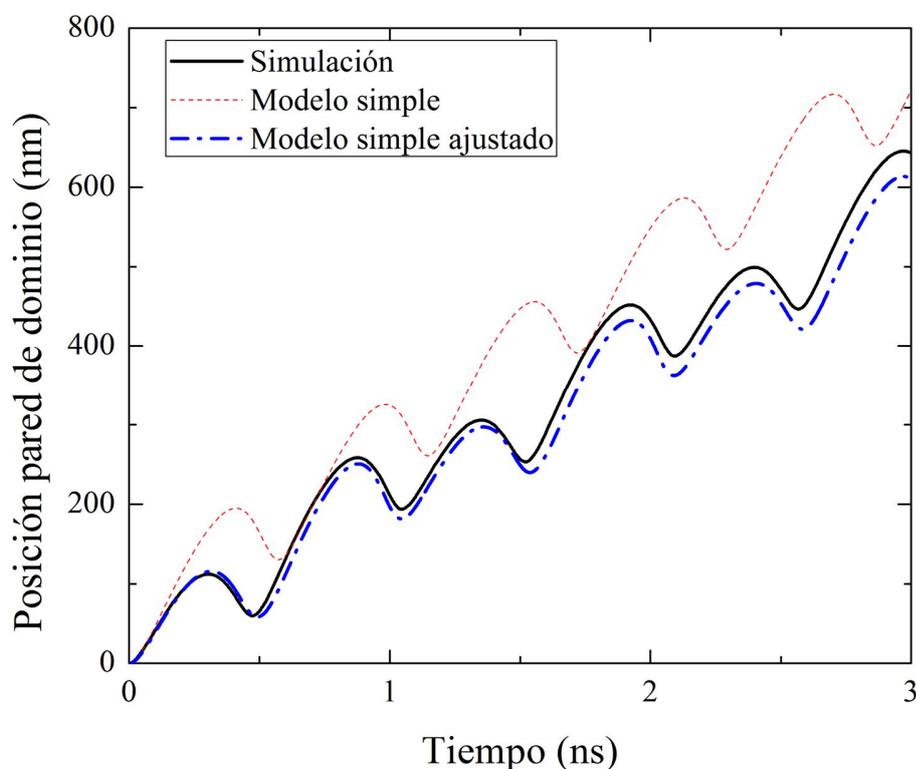


Figura A.2: Movimiento de una pared de dominio tipo vórtice en un nanotubo homogéneo en el régimen de Walker. Los resultados fueron obtenidos por el modelo simple (línea roja punteada), el modelo simple ajustado (línea azul segmentada) y simulaciones micromagnéticas (línea negra continua).

De los resultados mostrados en la Figura A.1(a) se observa que cuando la pared de dominio es conducida por un campo magnético externo de  $160 Oe$  (régimen estable), el modelo simple muestra que la pared se propaga con velocidad levemente superior a la obtenida por la simulación micromagnética. En el régimen quirral, Figura A.1(b), la pared de dominio del modelo simple se mueve a velocidad constante, a mayor velocidad que la simulación micromagnética. Se observa además que en el modelo simple la pared no cambia de quiralidad, a diferencia de lo exhibido por las simulaciones, donde este cambio se produce para un campo externo entre  $170 Oe$  y  $230 Oe$ . Finalmente en el régimen de Walker, Figura A.2, la pared de dominio del modelo simple se mueve más rápida que la simulación, muestra las oscilaciones propias del fenómeno, pero no con la

misma periodicidad temporal respecto de la simulación. Se observa que en este régimen, el modelo simple genera solamente una oscilación por cada ciclo de  $p$ , mientras que las simulaciones evidencian una doble oscilación en el mismo ciclo.

La diferencia entre el modelo simple y las simulaciones micromagnéticas radica solamente en la descripción del campo desmagnetizante  $\vec{H}_d$  presentado en de la ecuación 9). Sin embargo, si  $\vec{H}_d$  multiplicada por una función compuesta por una constante, más otro término oscilatorio de  $p$ , es posible reproducir el comportamiento de la pared de dominio mostrado por las simulaciones en los tres regímenes de movimiento. Entonces, el ajuste a la función de campo desmagnetizante propuesto es:

$$\vec{H}_d = -M_S \sin \theta \sin p \hat{\rho} \rightarrow \vec{H}'_d = -M_S \sin \theta \sin p (c_1 + c_2 \sin p) \hat{\rho}, \quad (\text{A.10})$$

donde consideramos  $c_1 = 0.8$ ,  $c_2 = 0.2$ , para nuestra geometría tubo. Así, en analogía a las ecuaciones (A.2) y (A.3) presentadas por Landeros y Núñez, las nuevas ecuaciones de movimiento serán:

$$\dot{p} = \gamma_0 H_0 - \alpha \frac{\dot{z}_0}{\lambda}, \quad (3.5)$$

$$\frac{\dot{z}_0}{\lambda} = \alpha \dot{p} + \frac{\gamma_0 M_S}{2} \sin(2p)(0.8 + 0.2 \sin p). \quad (3.6)$$

El comportamiento de la dinámica del modelo simple ajustado es mostrado en las Figura A.1 y Figura A.2. En ellas se observa que en los regímenes lineal y quiral existe un excelente acuerdo con los resultados obtenidos a partir de las simulaciones micromagnéticas, replicando tanto la velocidad de propagación, como el momento exacto en que se realiza el cambio de quiralidad. Sin embargo, en el régimen de Walker se observa que la pendiente de la curva de desplazamiento vs tiempo es ligeramente

inferior, el movimiento respeta el periodo de las oscilaciones, pero la amplitud de éstas son levemente menores que las mostradas por la simulación micromagnética, reduciendo el desplazamiento promedio temporal respecto de la simulación.

Por otra parte, se ha adaptado el modelo descrito para también integrar los efectos de transferencia de espín torque producidos por una corriente espín-polarizada. Resolviendo los torques de transferencia de espín previamente expuestos en la ecuación (A.6) para la magnetización de la pared de domino tipo vórtice, y agregando estos términos a las ecuaciones de movimiento (A.2) y (A.3), se obtienen las nuevas ecuaciones de movimiento para nuestra geometría tubo particular:

$$\dot{p} = \gamma_0 H_0 - \alpha \frac{\dot{z}_0}{\lambda} + \frac{\beta u}{\lambda}, \quad (\text{A. 11})$$

$$\frac{\dot{z}_0}{\lambda} = \alpha \dot{p} + \frac{u}{\lambda} + \frac{\gamma_0 M_S}{2} \sin(2p)(0.8 + 0.2 \sin p). \quad (\text{A. 12})$$

# Referencias

1. Needham, J., *Science and Civilization in China*. 1965. **IV**.
2. Sullivan, F., *World Magnetic Sensor Components and Modules/Sub-systems Markets*. 2006.
3. marketsandmarkets, *Magnetic Field Sensors Market categorizes global market by Type (Hall Effect, Magnetoresistive, SQUID, Others), Technology (Low Field, Earth Field, BIAS Magnetic Field Sensors), Applications (Automotive, Consumer Electronics)*. 2014.
4. Ju, G.S.T.F., CA ;Peng, Y. ;Chang, K. ;Ding, Y. , *High Density Heat Assisted Magnetic Recording Media and Advanced Characterization – Progress and Challenges*. IEEE Transactions on Magnetics, 2015. **PP(99)**.
5. Suto, H., et al., *Microwave-assisted switching of a single perpendicular magnetic tunnel junction nanodot*. Applied Physics Express, 2015. **8(2)**: p. 4.
6. Wolf, S.A., et al., *Spintronics: A spin-based electronics vision for the future*. Science, 2001. **294(5546)**: p. 1488-1495.
7. Åkerman, J., *Toward a Universal Memory*. Science, 2005. **308**: p. 3.
8. FUJITSU, *Fujitsu and University of Toronto Develop High-Reliability Read-Method for Spin-Torque-Transfer MRAM, Next-Generation Non-Volatile Memory*. 2010.
9. Parkin, S.S.P., M. Hayashi, and L. Thomas, *Magnetic domain-wall racetrack memory*. Science, 2008. **320(5873)**: p. 190-194.
10. IBM, *Magnetic Racetrack Memory Project*. 2012.
11. Binash, G., et al., *ENHANCED MAGNETORESISTANCE IN LAYERED MAGNETIC-STRUCTURES WITH ANTIFERROMAGNETIC INTERLAYER EXCHANGE*. Physical Review B, 1989. **39(7)**: p. 4828-4830.
12. Baibich, M.N., et al., *GIANT MAGNETORESISTANCE OF (001)FE/(001) CR MAGNETIC SUPERLATTICES*. Physical Review Letters, 1988. **61(21)**: p. 2472-2475.
13. Barnas, J., et al., *NOVEL MAGNETORESISTANCE EFFECT IN LAYERED MAGNETIC-STRUCTURES - THEORY AND EXPERIMENT*. Physical Review B, 1990. **42(13)**: p. 8110-8120.
14. Allwood, D.A., et al., *Magnetic domain-wall logic*. Science, 2005. **309(5741)**: p. 1688-1692.
15. Jaworowicz, J., et al., *Magnetic logic using nanowires with perpendicular anisotropy*. Nanotechnology, 2009. **20(21)**: p. 4.

16. Berger, L., *Low-field magnetoresistance and domain drag in ferromagnets*. Journal of Applied Physics, 1978. **49**(3): p. 2156-2161.
17. Salhi, E. and L. Berger, *CURRENT-INDUCED DISPLACEMENTS AND PRECESSION OF A BLOCH WALL IN NI-FE THIN-FILMS*. Journal of Applied Physics, 1993. **73**(10): p. 6405-6407.
18. Hayashi, M., et al., *Dependence of current and field driven depinning of domain walls on their structure and chirality in permalloy nanowires*. Physical Review Letters, 2006. **97**(20): p. 4.
19. Im, M.Y., et al., *Direct Observation of Stochastic Domain-Wall Depinning in Magnetic Nanowires*. Physical Review Letters, 2009. **102**(14): p. 4.
20. Bogart, L.K., et al., *Dependence of domain wall pinning potential landscapes on domain wall chirality and pinning site geometry in planar nanowires*. Physical Review B, 2009. **79**(5): p. 8.
21. Klaui, M., et al., *Direct observation of domain-wall pinning at nanoscale constrictions*. Applied Physics Letters, 2005. **87**(10): p. 3.
22. Petit, D., et al., *Domain wall pinning and potential landscapes created by constrictions and protrusions in ferromagnetic nanowires*. Journal of Applied Physics, 2008. **103**(11): p. 6.
23. Thomas, L., et al., *Oscillatory dependence of current-driven magnetic domain wall motion on current pulse length*. Nature, 2006. **443**(7108): p. 197-200.
24. Thomas, L., et al., *Resonant amplification of magnetic domain-wall motion by a train of current pulses*. Science, 2007. **315**(5818): p. 1553-1556.
25. Kim, K.J., et al., *Electric Current Effect on the Energy Barrier of Magnetic DomainWall Depinning: Origin of the Quadratic Contribution*. Physical Review Letters, 2011. **107**(21): p. 5.
26. Bedau, D., et al., *Detection of current-induced resonance of geometrically confined domain walls*. Physical Review Letters, 2007. **99**(14): p. 4.
27. Beach, G.S.D., et al., *Dynamics of field-driven domain-wall propagation in ferromagnetic nanowires*. Nature Materials, 2005. **4**(10): p. 741-744.
28. Schryer, N.L. and L.R. Walker, *The motion of 180° domain walls in uniform dc magnetic fields*. Journal of Applied Physics, 1974. **45**(12): p. 5406-5421.
29. Otalora, J.A., et al., *Domain wall manipulation in magnetic nanotubes induced by electric current pulses*. Journal of Physics-Condensed Matter, 2012. **24**(43): p. 7.

30. Pitzschel, K., et al., *Magnetic reversal of cylindrical nickel nanowires with modulated diameters*. Journal of Applied Physics, 2011. **109**(3): p. 6.
31. Salem, M.S., et al., *Magnetic properties of cylindrical diameter modulated Ni<sub>80</sub>Fe<sub>20</sub> nanowires: interaction and coercive fields*. Nanoscale, 2013. **5**(9): p. 3941-3947.
32. Minguez-Bacho, I., et al., *Electrochemical synthesis and magnetic characterization of periodically modulated Co nanowires*. Nanotechnology, 2014. **25**(14): p. 7.
33. Lee, W., et al., *A template-based electrochemical method for the synthesis of multisegmented metallic nanotubes*. Angewandte Chemie-International Edition, 2005. **44**(37): p. 6050-6054.
34. Leighton, B., et al., *Magnetic phase diagrams of barcode-type nanostructures*. Nanotechnology, 2009. **20**(38): p. 7.
35. Neumann, R.F., et al., *Domain wall control in wire-tube nanoelements*. Applied Physics Letters, 2013. **102**(20): p. 5.
36. Salazar-Aravena, D., et al., *Magnetic properties of multisegmented cylindrical nanoparticles with alternating magnetic wire and tube segments*. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 2013. **346**: p. 171-174.
37. Arshad, M.S., et al., *Angular Dependence of the Coercivity in Electrodeposited Co-Pt Nanostructures With a Tube-Wire Morphology*. Ieee Transactions on Magnetics, 2014. **50**(11): p. 4.
38. Salazar-Aravena, D.P., J. L.

Escrig, J., *Angular dependence of the magnetic properties of cylindrical nanostructures with wire-tube*

*morphology*. Materials Research Express, 2014. **1**(026112).

39. Mougín, A., et al., *Domain wall mobility, stability and Walker breakdown in magnetic nanowires*. Epl, 2007. **78**(5): p. 6.
40. Yan, M., et al., *Beating the Walker Limit with Massless Domain Walls in Cylindrical Nanowires*. Physical Review Letters, 2010. **104**(5): p. 4.
41. Klauí, M., *Head-to-head domain walls in magnetic nanostructures*. Journal of Physics-Condensed Matter, 2008. **20**(31): p. 20.
42. Jiang, S.L., et al., *Interface-assisted magnetoresistance behavior for ultrathin NiFe films*. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 2015. **393**: p. 419-422.
43. Ohtake, M., Y. Nonaka, and M. Futamoto, *Metastable bcc-Ni and bcc-NiFe Single-Crystal Films Prepared on GaAs Single-Crystal Substrates With Different Orientations*. Ieee Transactions on Magnetics, 2012. **48**(4): p. 1589-1592.

44. Singh, J., et al., *Investigation of structural and magnetic properties of Ni, NiFe and NiFe<sub>2</sub>O<sub>4</sub> thin films*. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 2012. **324**(6): p. 999-1005.
45. Higuchi, J., et al., *NiFe epitaxial films with hcp and fcc structures prepared on bcc-Cr underlayers*. Thin Solid Films, 2011. **519**(23): p. 8347-8350.
46. Tabakovic, I., et al., *Influence of Surface Roughness and Current Efficiency on Composition Gradients of Thin NiFe Films Obtained by Electrodeposition*. Journal of the Electrochemical Society, 2015. **162**(3): p. D102-D108.
47. Cao, Y., et al., *Study on preparation of NiFe films by galvanostatic electrodeposition*. Surface Engineering, 2014. **30**(2): p. 97-101.
48. Yu, Y.D., et al., *Preparation of NiFe films by magnetic electroplating*. Surface Engineering, 2012. **28**(1): p. 24-29.
49. Koo, B. and B. Yoo, *Electrodeposition of low-stress NiFe thin films from a highly acidic electrolyte*. Surface & Coatings Technology, 2010. **205**(3): p. 740-744.
50. Balachandran, R., et al., *Effects of ultrasonic field in pulse electrodeposition of NiFe film on Cu substrate*. Journal of Alloys and Compounds, 2009. **481**(1-2): p. 336-339.
51. Sam, S., et al., *Electrodeposition of NiFe films on Si(100) substrate*. Surface Science, 2007. **601**(18): p. 4270-4273.
52. Cortes, M., et al., *Micromolding of NiFe and Ni Thick Films for 3D Integration of MEMS*. Journal of the Electrochemical Society, 2014. **161**(2): p. B3038-B3043.
53. Tanaka, T., et al., *Preparation and Characterization of NiFe Epitaxial Thin Films Grown on MgO(100) and SrTiO<sub>3</sub>(100) Single-Crystal Substrates*. Ieee Transactions on Magnetics, 2009. **45**(6): p. 2515-2518.
54. Puurunen, R.L., *Surface chemistry of atomic layer deposition: A case study for the trimethylaluminum/water process*. Journal of Applied Physics, 2005. **97**(12): p. 52.
55. Suntola, T.S.M., *Atomic layer epitaxy*. 1990, London: Blakie and Sons.
56. Spaldin, N., *Magnetic materials: Fundamentals and applications*. 2003, Cambridge: Cambridge University Press.
57. Blundell, S., *Magnetism in Condensed Matter*. 2001, University of Oxford Press: United States.
58. Kittel, C., *Introduction to Solid State Physics*. 8 ed. 2005, United States of America: John Wiley & Sons.
59. Cullity, B.D.G., C. D., *Introduction to Magnetic Materials*, ed. S. Edition. 2009, Hoboken, New Jersey: John Wiley & Sons.
60. Aharoni, A., *Introduction to the Theory of Ferromagnetism*. 1996, Oxford: Oxford University Press.

61. Landeros, P., et al., *Reversal modes in magnetic nanotubes*. Applied Physics Letters, 2007. **90**(10): p. 3.
62. Landeros, P. and A.S. Nunez, *Domain wall motion on magnetic nanotubes*. Journal of Applied Physics, 2010. **108**(3): p. 10.
63. Lopez-Lopez, J.A., D. Cortes-Ortuno, and P. Landeros, *Role of anisotropy on the domain wall properties of ferromagnetic nanotubes*. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 2012. **324**(13): p. 2024-2029.
64. Stöhr, J.a.S., H.C., *Magnetism: From Fundamentals to Nanoscale Dynamics*. 2006, Berlin: Springer-Verlag.
65. Brown Jr, W.F., Phys. Rev., 1963. **130**(1677).
66. O'Handley, R.C., *Modern magnetic materials: Principles and applications*. 2000, USA: JOHN WILEY & SONS.
67. Landau, L.D. and E.M. Lifshitz, *Theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies*. Phys. Z. Sowjetunion 1935. **8**(153).
68. Gilbert, T.L., *A phenomenological theory of damping in ferromagnetic materials*. IEEE Trans. Magn., 2004. **40**(3443).
69. Kikuchi, R., *On the Minimum of Magnetization Reversal Time*. Journal of Applied Physics, 1956. **27**(11): p. 1352-1357.
70. Mallinson, J.C., *On damped gyromagnetic precession*. Magnetics, IEEE Transactions on, 1987. **23**(4): p. 2003-2004.
71. Berger, L., Journal of Applied Physics, 1978. **49**(2156).
72. Sloncewski, J.C., Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 1996. **159**(L1).
73. Zhang, S. and Z. Li, Physical Review Letters, 2004. **93**(127204).
74. Thiaville, A., et al., *Micromagnetic understanding of current-driven domain wall motion in patterned nanowires*. Europhysics Letters, 2005. **69**(6): p. 990-996.
75. Allenspach, R.E., P., *The alphabet of spin in nanostructures*. Physics, 2010. **3**(91).
76. Donahue, M.J.P., D. G., <http://math.nist.gov/oommf>.
77. Sampaio, J., et al., *Nucleation, stability and current-induced motion of isolated magnetic skyrmions in nanostructures*. Nature Nanotechnology, 2013. **8**(11): p. 839-844.
78. Chernyshenko, D. and H. Fangohr, *Computing the demagnetizing tensor for finite difference micromagnetic simulations via numerical integration*. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 2015. **381**: p. 440-445.
79. Newell, A.J., W. Williams, and D.J. Dunlop, *A generalization of the demagnetizing tensor for nonuniform magnetization*. Journal of Geophysical Research: Solid Earth, 1993. **98**(B6): p. 9551-9555.

80. Rippard, W.H., et al., *Direct-current induced dynamics in Co<sub>90</sub>Fe<sub>10</sub>/Ni<sub>80</sub>Fe<sub>20</sub> point contacts*. Physical Review Letters, 2004. **92**(2): p. 4.
81. Jang, Y., et al., *Current-driven domain wall motion in heterostructured ferromagnetic nanowires*. Applied Physics Letters, 2012. **100**(11): p. 5.
82. Tsoi, M., R.E. Fontana, and S.S.P. Parkin, *Magnetic domain wall motion triggered by an electric current*. Applied Physics Letters, 2003. **83**(13): p. 2617-2619.
83. Corona, R.M., et al., *Controlling the magnetization reversal in planar nanostructures with wire-ring morphology*. Applied Physics Letters, 2014. **105**(8): p. 4.
84. Otalora, J.A.L.-L., J. A.

Vargas, P.

Landeros, P., *Chirality switching and propagation control of a vortex domain wall in ferromagnetic nanotubes*. Applied Physics Letters, 2012. **100**(072407).

85. Kiselev, S.I., et al., *Microwave oscillations of a nanomagnet driven by a spin-polarized current*. Nature, 2003. **425**(6956): p. 380-383.
86. Zeng, Z.M., et al., *Ultralow-current-density and bias-field-free spin-transfer nano-oscillator*. Scientific Reports, 2013. **3**: p. 5.
87. Choi, H.S., et al., *Spin nano-oscillator-based wireless communication*. Scientific Reports, 2014. **4**: p. 7.
88. Chae, J., H.S. Park, and S.W. Kang, *Atomic layer deposition of nickel by the reduction of preformed nickel oxide*. Electrochemical and Solid State Letters, 2002. **5**(6): p. C64-C66.
89. Yang, T.S., et al., *Atomic layer deposition of nickel oxide films using Ni(dmamp)<sub>2</sub> and water*. Journal of Vacuum Science & Technology A, 2005. **23**(4): p. 1238-1243.
90. So, B.S., et al., *Metal-Induced Crystallization of Amorphous Si Thin Films Assisted by Atomic Layer Deposition of Nickel Oxide Layers*. Journal of Nanoscience and Nanotechnology, 2011. **11**(8): p. 7137-7140.
91. Yuan, G.J., et al., *Kinetic study on hot-wire-assisted atomic layer deposition of nickel thin films*. Journal of Vacuum Science & Technology A, 2014. **32**(1): p. 7.
92. Bachmann, J., et al., *Stoichiometry of Nickel Oxide Films Prepared by ALD*. Chemical Vapor Deposition, 2011. **17**(7-9): p. 177-+.

93. Daub, M., et al., *Ferromagnetic nanotubes by atomic layer deposition in anodic alumina membranes*. Journal of Applied Physics, 2007. **101**(9): p. 3.
94. Escrig, J., et al., *Angular dependence of coercivity in magnetic nanotubes*. Nanotechnology, 2007. **18**(44): p. 5.
95. Nilsen, O., et al., *Effect of magnetic field on the growth of alpha-Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub> thin films by atomic layer deposition*. Applied Surface Science, 2004. **227**(1-4): p. 40-47.
96. Lie, M., H. Fjellvag, and A. Kjekshus, *Growth of Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub> thin films by atomic layer deposition*. Thin Solid Films, 2005. **488**(1-2): p. 74-81.
97. Aronniemi, M., J. Saino, and J. Lahtinen, *Characterization and gas-sensing behavior of an iron oxide thin film prepared by atomic layer deposition*. Thin Solid Films, 2008. **516**(18): p. 6110-6115.
98. Martinson, A.B.F., et al., *Atomic Layer Deposition of Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub> Using Ferrocene and Ozone*. Journal of Physical Chemistry C, 2011. **115**(10): p. 4333-4339.
99. Klahr, B.M., A.B.F. Martinson, and T.W. Hamann, *Photoelectrochemical Investigation of Ultrathin Film Iron Oxide Solar Cells Prepared by Atomic Layer Deposition*. Langmuir, 2011. **27**(1): p. 461-468.
100. Tamm, A., et al., *Atomic layer deposition of ferromagnetic iron oxide films on three-dimensional substrates with tin oxide nanoparticles*. Journal of Crystal Growth, 2012. **343**(1): p. 21-27.
101. Li, X.L., N.C. Fan, and H.J. Fan, *A Micro-pulse Process of Atomic Layer Deposition of Iron Oxide Using Ferrocene and Ozone Precursors and Ti-Doping*. Chemical Vapor Deposition, 2013. **19**(4-6): p. 104-110.
102. Ramachandran, R.K., J. Dendooven, and C. Detavernier, *Plasma enhanced atomic layer deposition of Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub> thin films*. Journal of Materials Chemistry A, 2014. **2**(27): p. 10662-10667.
103. Bachmann, J., et al., *Ordered iron oxide nanotube arrays of controlled geometry and tunable magnetism by atomic layer deposition*. Journal of the American Chemical Society, 2007. **129**(31): p. 9554-+.
104. Rooth, M., et al., *Atomic layer deposition of iron oxide thin films and nanotubes using ferrocene and oxygen as precursors*. Chemical Vapor Deposition, 2008. **14**(3-4): p. 67-70.
105. Escrig, J., et al., *Crossover between two different magnetization reversal modes in arrays of iron oxide nanotubes*. Physical Review B, 2008. **77**(21): p. 7.
106. Bachmann, J., et al., *Size effects in ordered arrays of magnetic nanotubes: Pick your reversal mode*. Journal of Applied Physics, 2009. **105**(7): p. 3.

107. Chong, Y.T., et al., *Superparamagnetic behavior in cobalt iron oxide nanotube arrays by atomic layer deposition*. Journal of Applied Physics, 2011. **110**(4): p. 6.
108. Liu, S., B. Yu, and T. Zhang, *A novel non-enzymatic glucose sensor based on NiO hollow spheres*. Electrochimica Acta, 2013. **102**: p. 104-107.
109. Gangwar, J., et al., *NiO-based nanostructures with efficient optical and electrochemical properties for high-performance nanofluids*. Nanotechnology, 2013. **24**(41): p. 15.
110. Denton, A.R. and N.W. Ashcroft, *VEGARD LAW*. Physical Review A, 1991. **43**(6): p. 3161-3164.
111. Langford, J.I. and A.J.C. Wilson, *Scherrer after sixty years: A survey and some new results in the determination of crystallite size*. Journal of Applied Crystallography, 1978. **11**(2): p. 102-113.
112. Glaubitz, B., et al., *Development of magnetic moments in Fe<sub>1-x</sub>Ni<sub>x</sub> alloys*. Journal of Physics-Condensed Matter, 2011. **23**(25): p. 9.
113. Salem, M.S., et al., *Magnetic characterization of nickel-rich NiFe nanowires grown by pulsed electrodeposition*. Journal of Materials Chemistry, 2012. **22**(17): p. 8549-8557.
114. Li, K., et al., *High performance Ni-Fe alloy supported SOFCs fabricated by low cost tape casting-screen printing-cofiring process*. International Journal of Hydrogen Energy, 2014. **39**(34): p. 19747-19752.
115. Lee, Y. and G.M. Choi, *Ceria Film Supported on Ni-Fe Metal Film*. ECS Transactions, 2009. **25**(2): p. 727-730.
116. Yan, X.L., et al., *Direct N<sub>2</sub>H<sub>4</sub>/H<sub>2</sub>O<sub>2</sub> Fuel Cells Powered by Nanoporous Gold Leaves*. Scientific Reports, 2012. **2**: p. 7.
117. Park, S., H.C. Kim, and T.D. Chung, *Electrochemical analysis based on nanoporous structures*. Analyst, 2012. **137**(17): p. 3891-3903.
118. Infortuna, A., et al., *Nanoporous Ni-Ce<sub>0.8</sub>Gd<sub>0.2</sub>O<sub>1.9-x</sub> thin film cermet SOFC anodes prepared by pulsed laser deposition*. Physical Chemistry Chemical Physics, 2009. **11**(19): p. 3663-3670.
119. Yan, J.W., et al., *Fabrication and testing of a doped lanthanum gallate electrolyte thin-film solid oxide fuel cell*. Journal of the Electrochemical Society, 2002. **149**(9): p. A1132-A1135.
120. Huang, X.H., et al., *Nickel foam-supported porous NiO/Ag film electrode for lithium-ion batteries*. Journal of the Electrochemical Society, 2008. **155**(6): p. A438-A441.
121. Han, J., et al., *Generation of B-Doped Graphene Nanoplatelets Using a Solution Process and Their Supercapacitor Applications*. Acs Nano, 2013. **7**(1): p. 19-26.

122. van der Pauw, L.J., *A Method of Measuring the Resistivity and Hall Coefficient on Lamellae of Arbitrary Shape*. Philips Res. Repts, 1958. **13**: p. 1-9.
123. McGuire, T.R. and R.I. Potter, *Anisotropic magnetoresistance in ferromagnetic 3d alloys*. Magnetics, IEEE Transactions on, 1975. **11**(4): p. 1018-1038.
124. Myung, N.V., et al., *Development of electroplated magnetic materials for MEMS*. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 2003. **265**(2): p. 189-198.
125. Tien, C.L., et al., *Evaluation of Electrical, Mechanical Properties, and Surface Roughness of DC Sputtering Nickel-Iron Thin Films*. Ieee Transactions on Magnetics, 2014. **50**(7): p. 4.
126. Counil, G., et al., *Temperature dependences of the resistivity and the ferromagnetic resonance linewidth in permalloy thin films*. Ieee Transactions on Magnetics, 2006. **42**(10): p. 3323-3325.
127. Kim, W.-H., et al., *Atomic Layer Deposition of Ni Thin Films and Application to Area-Selective Deposition*. Journal of The Electrochemical Society, 2011. **158**(1): p. D1-D5.
128. Sarr, M., et al., *Tailoring the Properties of Atomic Layer Deposited Nickel and Nickel Carbide Thin Films via Chain-Length Control of the Alcohol Reducing Agents*. Journal of Physical Chemistry C, 2014. **118**(40): p. 23385-23392.
129. Starý, V. and K. Šefčík, *Electrical resistivity and structure of thin nickel films—effect of annealing*. Vacuum, 1981. **31**(8–9): p. 345-349.
130. Angadi, M.A. and L.A. Udachan, *Electrical properties of thin nickel films*. Thin Solid Films, 1981. **79**(2): p. 149-153.
131. Hemmous, M., et al., *Structure, surface morphology and electrical properties of evaporated Ni thin films: Effect of substrates, thickness and Cu underlayer*. Thin Solid Films, 2014. **562**: p. 229-238.
132. Gao, L.J., et al., *Characterization of permalloy thin films electrodeposited on Si(111) surfaces*. Journal of Applied Physics, 1997. **81**(11): p. 7595-7599.
133. Palma, J.L., et al., *Magnetic properties of Fe-20 Ni-80 antidots: Pore size and array disorder*. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 2013. **344**: p. 8-13.
134. Gawronski, P., et al., *Micromagnetism of permalloy antidot arrays prepared from alumina templates*. Nanotechnology, 2014. **25**(47): p. 6.
135. Espejo, A.P., et al., *Current-driven vortex domain wall motion in wire-tube nanostructures*. Applied Physics Letters, 2015. **106**(13): p. 132405.
136. Jackson, J.D., *Classical Electrodynamics*. Third ed. 1999: John Wiley & Sons, Inc.

137. Otalora, J.A., *DINÁMICA DE MODOS DE REVERSIÓN DE NANOTUBOS FERROMAGNÉTICOS*. 2012, Universidad Técnica Federico Santa María.