

UNIVERSIDAD DE SANTIAGO DE CHILE
FACULTAD DE CIENCIA
Departamento de Física



Estabilidad y dinámica de skyrmions tipo Néel en sistemas
multicapas con interacción de Dzyaloshinskii-Moriya

Felipe Sebastián Tejo Lazo

Profesor guía: Juan Escrig Murúa

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

Santiago - Chile
2018

© Felipe Sebastián Tejo Lazo, 2018
Licencia Creative Commons Atribución-No Comercial Chile 3.0. Sus condiciones de uso pueden ser revisadas en: <http://creativecommons.org/licenses/bync/3.0/c1/>

Resumen

Los skyrmions magnéticos han sido intensamente investigados durante la última década debido a que exhiben novedosas propiedades que los convierten en candidatos para el desarrollo de futuras generaciones de dispositivos espintrónicos, tales como memorias tipo pista de carreras, dispositivos lógicos, transistores o nano-osciladores. Debido a su naturaleza solitónica, los skyrmions se comportan como cuasi-partículas y, por lo tanto, es posible estudiar su dinámica y su estabilidad. Además, su protección topológica promete una alta estabilidad a largo plazo, de hecho, en películas delgadas infinitas, la carga topológica es una cantidad conservada, es decir, un skyrmion no puede ser llevado por una transformación continua a un estado fundamental uniforme. Desafortunadamente, las fluctuaciones térmicas producen graves consecuencias sobre su estructura magnética y grandes esfuerzos teóricos y experimentales se han realizado para asegurar su estabilidad bajo la influencia de la temperatura. Los efectos térmicos sobre la magnetización son, en general, una cuestión compleja de abordar y, por lo tanto, investigar la dependencia de la magnetización con la temperatura siempre es un gran desafío.

En esta tesis presentaremos dos estudios basados en la estabilidad y la dinámica de skyrmions tipo Néel en sistemas multicapas con interacción de Dzyaloshinskii-Moriya interfacial utilizando la aproximación al continuo. El objetivo de nuestro primer trabajo es estudiar la respuesta de los skyrmions sometidos a un campo magnético fuera del plano y el estudio de las barreras de energía en diferentes sistemas multicapas. Los resultados fueron obtenidos mediante simulaciones micromagnéticas y cálculos analíticos. Los resultados muestran un comportamiento universal del tamaño del skyrmion sobre un nanodisco circular como función de un campo magnético aplicado fuera del plano. Las barreras de energía, correspondientes a los diferentes estados magnéticos, muestran una gran estabilidad térmica para skyrmions de gran tamaño, mientras que para skyrmions pequeños, la estabilidad térmica es menor.

El segundo trabajo desarrollado, tuvo como objetivo estudiar mediante simulaciones micromagnéticas el proceso de nucleación, aniquilación y estabilidad de skyrmions debido a corrientes polarizadas en espín en presencia de fluctuaciones térmicas. Los resultados fueron obtenidos mediante la integración numérica de la ecuación de LLG más los términos adicionales de torque por transferencia de espín y la consideración energética de la temperatura introducida como un campo estocástico en el campo efectivo. Los resultados muestran una gran dependencia de la dinámica de la magnetización con la temperatura, la corriente y el término secundario de torque por transferencia de espín, y mostramos como la combinación de estos parámetros juega un rol fundamental en la búsqueda de configuraciones magnéticas específicas.

De esta forma, los sistemas estudiados entregan información interesante acerca del comportamiento de los skyrmions magnéticos, que debe ser tomada en cuenta en las futuras aplicaciones de dispositivos espintrónicos.

Palabras claves: Skyrmions, paredes de dominio, torque por transferencia de espín, espintrónica, micromagnetismo, interacción de Dzyaloshinskii-Moriya (DMI).

Abstract

Magnetic skyrmions have been intensively researched during the last decade because they exhibit novel properties that make them candidates for the development of future generations of spintronic devices, such as racetrack memories, logic devices, transistors or nano-oscillators. Due to their solitonic nature, the skyrmions behave like quasi-particles and, therefore, it is possible to study their dynamics and their stability. In addition, its topological protection promises a high long-term stability, in fact, in infinite thin films, the topological charge is a conserved quantity, that is, a skyrmion can not be carried by a continuous transformation to a uniform ground state. Unfortunately, thermal fluctuations have serious consequences on its magnetic structure and large theoretical and experimental efforts have been made to ensure its stability under the influence of temperature. The thermal effects on the magnetization are, in general, a complex issue to tackle and therefore, investigating the dependence of the magnetization with the temperature is always a great challenge.

In this thesis we will present two studies based on the stability and dynamics of Neel-type skyrmions in multilayer systems with interfacial Dzyaloshinskii-Moriya interaction using a micromagnetic approach. The aim of our first work is to study the response of skyrmions subjected to a magnetic field out of the plane and the study of energy barriers in different multilayer systems. The results that will be presented were obtained through micromagnetic simulations and analytical calculations. The results show a universal behavior of the size of the skyrmion on a circular nanodot as a function of a magnetic field applied out of the plane. The energy barriers, corresponding to the different magnetic states, show a great thermal stability for large skyrmions, while for small skyrmions, the thermal stability is lower.

The aim of the second work was to study the nucleation, annihilation and stability of skyrmions by means of micromagnetic simulations due to spin-polarized currents in the presence of thermal fluctuations. The results were obtained through the numerical integration of the Landau-Lifshitz-Gilbert equation with the additional terms of spin-transfer torque and the energetic consideration of the temperature introduced as a stochastic field in the effective field. The results show a great dependence of the dynamics of the magnetization with the temperature, the current and the secondary term of spin-transfer torque and we show how the combination

of these parameters plays a fundamental role in the search of specific magnetic configurations.

In this way, the systems studied provide interesting information about the behavior of magnetic skyrmions, which should be taken into account in future applications of spintronic devices.

Keywords: Skyrmions, domain walls, spin-transfer torque, spintronics, micromagnetism, Dzyaloshinskii-Moriya interaction (DMI).

Tabla de Contenido

1	Introducción	1
1.1	Almacenamiento de información	1
1.2	Skyrmions	5
1.2.1	Propiedades de los skyrmions	8
1.3	Interacción de Dzyaloshinskii-Moriya (DMI)	13
2	Micromagnetismo	16
2.1	Ecuación de Landau-Lifshitz-Gilbert	18
2.1.1	Campo térmico	21
2.1.2	Corriente polarizada en espín	22
2.2	Energías micromagnéticas	24
2.2.1	Energía de Zeeman	24
2.2.2	Energía dipolar	25
2.2.2.1	Campo Desmagnetizante	27
2.2.3	Energía de intercambio	28
2.2.4	Energía de Dzyaloshinskii-Moriya	30
2.2.5	Energía de Anisotropía	31
2.2.5.1	Anisotropía uniaxial	31
3	Dependencia del campo magnético sobre el tamaño de un skyrmion tipo Néel en nanodiscos ultradelgados	33
3.1	Resumen	33
3.2	Modelo	34
3.3	Resultados y discusión	36
3.3.1	Simulaciones micromagnéticas	36
3.3.2	Cálculos analíticos	41
3.3.3	Barreras de energía	45
3.4	Conclusiones	53
4	Nucleación, aniquilación y estabilidad de skyrmions en nanodiscos multicapa de IrCoPt como función de las fluctuaciones térmicas.	55
4.1	Resumen	55

4.2	Modelo	56
4.3	Simulaciones micromagnéticas	56
4.4	Resultados	57
4.4.1	Nucleación y aniquilación de skyrmions como función de $\vec{\Gamma}_{FLT}$	58
4.4.2	Nucleación y aniquilación de skyrmions como función de la temperatura	60
4.4.3	Estabilidad de skyrmions a temperatura ambiente	62
4.5	Conclusión	64
Conclusiones Generales		66
Referencias bibliográficas		68
A Cálculos analíticos: Energía magnética de un nanodisco		76
A.1	Energía de intercambio	76
A.2	Energía de anisotropía uniaxial	78
A.3	Energía de Dzyaloshinskii-Moriya interfacial	78
A.4	Energía dipolar	79
A.4.1	Contribución volumétrica a la energía dipolar	80
A.4.2	Contribución superficial a la energía dipolar	83
A.5	Energía de Zeeman	85
B Publicaciones del autor		86

Índice de Tabla

2.1	Modelos para la descripción de fenómenos ferromagnéticos basados en diferentes escalas de longitud. Adaptación de la figura 1.5 de la referencia [64].	16
3.1	Parámetros micromagnéticos correspondiente a cada sistema multicapa, donde M_S es la magnetización de saturación, A la constante de Stiffness, K_u la constante de anisotropía uniaxial y D la constante de DMI.	35

Índice de Ilustraciones

1.1	Esquema conceptual de dispositivos magnéticos de almacenamiento de información. (a) Unidad de disco duro magnética actual, donde el cabezal de grabación/lectura se mueve mecánicamente a través de la superficie del disco, el cual gira a gran velocidad. La superficie del disco contiene monodominios magnéticos cuya dirección de imanación codifica un código binario de ceros y unos. (b) Memoria tipo pista de carreras basada en el movimiento coherente de una secuencia de dominios magnéticos debido a un pulso de corriente polarizada en espín. En este tipo de memorias los cabezales de lectura y escritura están fijos y son los bits de información (dominios magnéticos) los que se mueven a lo largo de la cinta magnética. (c) Memoria tipo pista de carreras basada en el movimiento de skyrmions. Al igual que en (b), se aplica un pulso de corriente polarizada en espín para desplazar coherentemente una cadena de skyrmions y los elementos de escritura y lectura permanecen fijos.	3
-----	--	---

- 1.2 (a, b) Configuración de espín de skyrmions en un ferromagneto 2D con anisotropía magnética uniaxial fuera del plano. La magnetización apunta hacia arriba en los bordes, mientras que en el centro apunta hacia abajo. A lo largo del diámetro del skyrmion, la magnetización rota en (a) 2π alrededor de un eje perpendicular al diámetro (skyrmion tipo Néel) y en (b) 2π alrededor del diámetro (skyrmion tipo Bloch), que corresponde a diferentes orientaciones del vector de Dzyaloshinskii-Moriya. (c) Diagrama de fase de MnSi como función de la temperatura y el campo aplicado. B_{a1} , B_{a2} , B_{c1} y B_{c2} son los valores críticos del campo magnético en los límites de las fases. (d) Puntos de Bragg en el espacio de momentos correspondientes a la red hexagonal de skyrmions observada por la técnica de dispersión de neutrones de pequeños ángulos (SANS). Rojo (azul) corresponde a una intensidad alta (baja). La escala de colores es logarítmica para mejorar las características pequeñas. (e) Primera observación en el espacio real del estado de skyrmion mediante el uso de microscopía Lorentz (LTEM). La imagen derecha representa un skyrmion magnificado de la red de skyrmions. El color corresponde a la dirección de la componente en el plano de los momentos magnéticos mientras que el color negro significa que los momentos apuntan fuera del plano. Figuras extraídas de la referencias (a,b) [48], (c, d) [38] y (e) [49]. 7
- 1.3 (a) Fase helicoidal, donde la magnetización rota alrededor del vector de propagación, el cual es perpendicular al campo magnético aplicado. (b) Fase cónica, donde la magnetización precesa alrededor del vector de propagación, adquiriendo una componente paralela al campo aplicado. Figuras extraídas de referencia [48]. 9

- 1.4 (a) Desviación del comportamiento normal de la resistividad Hall en un cristal de MnSi (eje y izquierdo), y la velocidad de desplazamiento correspondiente de la red de skyrmions (eje y derecho) como función de la densidad de corriente, donde J_c corresponde a la corriente de liberación. (b) Gráfica de la velocidad de desplazamiento como función de la densidad de corriente para una estructura de helicoidal (HL) y una red de skyrmions (Sk) calculada mediante la resolución numérica de la ecuación de Landau-Lifshitz-Gilbert. La gráfica $j-v$ para una red de skyrmions (azul) es universal e independiente de α , β y del efecto de las impurezas, mientras que la gráfica $j-v$ para la fase helicoidal es sensible a estos factores (rojo y rosa). (c) Simulaciones micromagnéticas del movimiento de un skyrmion inducido por corriente en cintas de Cobalto de 40 nm de ancho. Las dos cintas superiores son perfectamente lisas, mientras que las dos cintas inferiores presentan una muesca triangular en la cual existe una mayor anisotropía perpendicular. Las posiciones se indican en $t = 0$ y $t = 2.8$ ns. (d) Bloqueo del movimiento inducido por corriente de un skyrmion debido a los defectos triangulares introducidos en (c). El movimiento se ha simulado para diferentes profundidades de la muesca (eje horizontal) y diferentes densidades de corriente (eje vertical). Los círculos abiertos y sólidos indican configuraciones para las cuales el skyrmion pasa a través de la muesca o permanece fijo en ella, respectivamente. Figuras extraídas de las referencias (a) [51], (b) [52] y (c, d) [8] 12
- 1.5 (a) Representación de la DMI en la interface entre un metal ferromagnético (FM) (gris) y un metal de transición (MT) con un fuerte acomplamiento espín-órbita (azul). El vector \vec{d}_{ij} es perpendicular al triángulo formado por dos sitios de la capa FM y un átomo de la capa MT. Debido a que un fuerte acomplamiento espín-órbita existe sólo en el metal de la capa inferior, la DMI no se compensa con un DMI que proviene de un triángulo simétrico. (b, c, d) Cálculos *ab initio* de la intensidad de la DMI. (b) Intensidad de la DMI entre pares de espines atómicos en monocapas ferromagnéticas sobre metales de transición. Distribución de la DMI entre pares de espines atómicos en las diferentes capas magnéticas de un sistema compuesto por (c) tres monocapas de Pt en tres monocapas de Co y (d) tres monocapas de Co entre tres monocapas de Pt y MgO. La DMI predominante está en la interfaz entre Co y Pt, pero también se observa una DMI significativa en la interfaz con MgO. Figuras extraídas y adaptadas de las referencias (a) [8], (b) [61], (c) [37] y (d) [62] en [22]. 15

2.1	Representación de la evolución temporal de un momento magnético $\vec{\mu}$ en un campo efectivo \vec{H}_{eff} descrito a partir de la ecuación de Landau-Lifshitz-Gilbert. (a) Movimiento de precesión no amortiguado de $\vec{\mu}$ alrededor de \vec{H}_{eff} sin pérdidas de energía. (b) Relajación de $\vec{\mu}$ hacia \vec{H}_{eff} debido a los efectos de disipación. (c) Evolución temporal de $\vec{\mu}$, incluyendo la precesión y la amortiguación. Al final, $\vec{\mu}$ se alinea paralelamente con \vec{H}_{eff}	19
2.2	Ilustración de los torques que se ejercen sobre la magnetización, descritos por la ecuación de Landau-Lifshitz-Gilbert-Slonczewski.	23
3.1	Caracterización geométrica del sistema multicapa en estudio. Las películas ultradelgadas de material ferromagnético están en presencia de DMI interfacial debido a metales de transición adyacentes con fuerte acoplamiento espín-órbita (Ir, Pt) y óxidos (MgO) en la interface. Experimentalmente, la multicapa está compuesta de una repetición sistemática de tres capas. El perfil de la magnetización del skyrmion tipo Néel es mostrado a través de la escala de color. El campo magnético aplicado (\vec{B}) está en la dirección \hat{z} y es perpendicular al plano x - y del nanodisco.	34
3.2	(a) Perfil de la componente z de la magnetización de un skyrmion en un nanodisco de PtCoPt de 200 nm de diámetro para diferentes valores de campos magnéticos. Las líneas punteadas representan los cálculos analíticos usando el perfil de skyrmion dado por la ecuación 3.2, mientras que los símbolos representan resultados numéricos. Adicionalmente, hemos reducido el eje horizontal para obtener un mayor detalle de la evolución de la magnetización a lo largo del diámetro del nanodisco. (b) Resultados numéricos para la energía de un skyrmion como función de un campo magnético fuera del plano para diferentes materiales y orientaciones de su núcleo con respecto a la dirección del campo magnético aplicado. Las leyendas $(+z)$ y $(-z)$, corresponden a la dirección del núcleo del skyrmion. El diámetro del nanodisco es 200 nm.	37
3.3	Instantáneas de la magnetización de skyrmions tipo Néel en un nanodisco cilíndrico de 200 nm de diámetro para diferentes sistemas multicapas, las cuales muestran dos tipos de skyrmions, uno pequeño y otro grande, este último es estabilizado por la frontera del sistema. Debemos tener en cuenta que las configuraciones iniciales en todos los casos corresponden a las de un skyrmion a $B = 0.0$ mT.	38

3.4	(a) Comparación de las energías entre un estado ferromagnético saturado perpendicularmente al plano y un estado de skyrmion en un nanodisco de 200 nm de diámetro considerando dos diferentes multicapas: IrCoPt (curvas superiores en azul) y PtCoPt (curvas inferiores en rojo). Los símbolos corresponden al estado de skyrmion, mientras que las líneas sólidas corresponden al estado saturado, el cual siempre es paralelo a la dirección del campo magnético (las flechas indican la dirección de la saturación del sistema). (b) Amplificación de la región en la cual el skyrmion es energéticamente más favorable, en comparación con el estado ferromagnético saturado, en un cierto rango de valores de campo magnético para el IrCoPt. Estos resultados han sido obtenidos mediante simulaciones micromagnéticas.	39
3.5	Dependencia del diámetro del skyrmion como función de un campo magnético aplicado fuera del plano para un nanodisco cilíndrico ultrafino de diámetro (a) $d = 200$ nm y (b) $d = 400$ nm. En la región de biestabilidad, los símbolos abiertos representan estados de skyrmion de radio pequeño con energía más alta que los estados de skyrmion de diámetro mayor. Las líneas punteadas representan los cálculos analíticos usando el perfil de skyrmion dado por la ecuación 3.2. Por simplicidad, se presentan para los resultados analíticos sólo los tamaños de skyrmion de menor energía.	40
3.6	Dependencia del diámetro del skyrmion como función del diámetro del nanodisco para diferentes materiales en (a) ausencia de campo magnético y (b) un campo magnético de magnitud $B = 15$ mT. Los símbolos representan resultados numéricos, mientras que las líneas punteadas representan predicciones teóricas.	41
3.7	(a) Energía de un skyrmion en un nanodisco de 200 nm de diámetro compuesto de PtCoPt como función de su diámetro para diferentes valores del campo magnético cerca del valor crítico. (b) Magnificación de (a) en la región en la cual se observa la aparición de dos mínimos locales, los cuales representan la existencia de dos skyrmions de diferentes tamaños para un mismo valor de campo magnético. El mínimo global representa un estado cuasi-uniforme, mientras que el valor constante en la energía representa el estado completamente polarizado en la dirección del núcleo del skyrmion. Los resultados han sido obtenidos mediante la cálculos analíticos.	42
3.8	Energía de un skyrmion en un nanodisco multicapa compuesto de IrCoPt de 200 nm de diámetro, como función del diámetro del skyrmion para diferentes valores del campo magnético en (a) región estable y en (b) región metaestable.	43

3.9	Densidad de energía de un skyrmion como función de su diámetro en un nanodisco compuesto de PtCoNiCo para diferentes valores de diámetro del nanodisco, calculada mediante la aproximación analítica para un campo magnético de magnitud (a) $B = 0.0$ y (b) $B = 25$ mT.	44
3.10	(a) Dependencia del tamaño del skyrmion como función del campo aplicado. En el caso de los sistemas PtCoPt, PtCoMgO y PtCoNiCo, el diámetro del skyrmion aumenta débilmente al incrementar el campo magnético, mientras que para el sistema de IrCoPt el diámetro del skyrmion aumenta proporcionalmente con el campo. En ambos casos el skyrmion no experimenta cambios repentinos en su tamaño. (b) Energía del skyrmion como función de su diámetro confinado en un nanodisco de PtCoPt de 100 nm de diámetro.	45
3.11	Perfil de la energía de un skyrmion como función de su diámetro sobre un nanodisco de 200 nm de diámetro. (a) Energía de un skyrmion en un disco de IrCoPt en ausencia de campo magnético. El mínimo local D_S^E corresponde al diámetro del skyrmion en equilibrio estable. (b) Energía de un skyrmion sobre PtCoPt a $B = 25$ mT. El recuadro en rojo señala la región de biestabilidad en la cual dos skyrmions en equilibrio metaestable, con diámetros D_s^E y D_S^E , son estados posibles para un mismo valor de campo magnético. (c) Magnificación de la región de biestabilidad del sistema PtCoPt.	47
3.12	Barreras de energía como función del campo magnético aplicado para un skyrmion en un nanodisco de (a) IrCoPt y (b) PtCoPt de 200 nm de diámetro. $\Delta E_{s\downarrow}$ corresponde a la barrera de energía para la aniquilación de un skyrmion debido a su contracción y $\Delta E_{s\uparrow}$ corresponde a la barreras de energía para la aniquilación de un skyrmion debido a su expansión. $\Delta E_{\uparrow s}$ representa la barrera de energía de nucleación de un skyrmion a partir del estado magnético saturado en la dirección $+\hat{z}$. D_S representa el diámetro del skyrmion para diferentes valores de campo magnético.	48
3.13	Barreras de energía como función del campo magnético aplicado en la región de biestabilidad para un skyrmion en un nanodisco de PtCoPt de 200 nm de diámetro. ΔE_{sS} y ΔE_{S_s} corresponden a las barreras de energía entre los estados de skyrmions de diferentes tamaños. E_S y E_s son las energías del skyrmion de tamaño grande y pequeño, respectivamente. Al lado izquierdo de la línea vertical segmentada, el mínimo más profundo corresponde al skyrmion de diámetro menor, mientras que a la derecha de esta línea, el mínimo más profundo corresponde al skyrmion de diámetro mayor.	49

3.14	Barreras de energía en ausencia de campo magnético como función del espesor del nanodisco para un sistema de PtCoPt de (a) 50 nm y (b) 200 nm de diámetro. Las líneas segmentadas en colores representan el comportamiento de las barreras de energía considerando la aproximación local de la energía dipolar, mientras que las líneas solidas que unen las figuras geométricas corresponden a las barreras de energía utilizando el cálculo explícito de la energía magnetoestática. La línea vertical segmentada, en $d = 4$ nm, representa el límite en el cual la aproximación local es válida. Este límite es el mismo para ambos diámetros del nanodisco.	51
3.15	Barreras de energía como función del diámetro del nanodisco en ausencia de campo magnético para (a) IrCoPt y (b) PtCoPt. En el caso del IrCoPt, la línea vertical segmentada representa el límite en el cual el skyrmion es un estado estable ($d > 135$ nm) o un estado metaestable ($d \leq 135$ nm) a $B = 0.0$. Esta transición está caracterizada por un cruce entre las barreras de energías correspondientes a $\Delta E_{s\downarrow}$ y $\Delta E_{s\uparrow}$	52
4.1	Esquema del sistema investigado, el cual considera una capa de referencia, un espaciador y el sistema multicapa de IrCoPt.	57
4.2	Evolución temporal de la magnetización como función de la densidad de corriente J_z y del término secundario de transferencia de espín ε' en ausencia de campo magnético externo y temperatura ($T = 0$ K).	58
4.3	(a)-(f) Relajación de los estados magnéticos obtenidos a partir de pulsos de corriente. El estado inicial corresponde a la configuración de espín obtenida en $t = 10$ ns (ver figura 4.2) y el estado final corresponde al estado alcanzado cuando la energía converge a un valor mínimo en ausencia de corrientes y campos magnéticos. (g) Dependencia del diámetro de un skyrmion aislado obtenido a partir del proceso de relajación (figuras (b)-(e)), como función de J_z para $B = 0.0$ y $B = 20$ mT.	59
4.4	Evolución temporal de la magnetización como función de la densidad de corriente J_z y del término secundario de transferencia de espín ε' a $T = 300$ K, en ausencia de campo magnético externo.	61
4.5	Configuración de espín final de las diferentes texturas magnéticas mostradas en las figuras 4.2(d) y figuras 4.4(d)-(g). La escala de colores corresponde a la dirección de la componente en el plano de los espines, mientras que el blanco denota la dirección $+\hat{z}$ y el negro la dirección $-\hat{z}$	62

4.6	Evolución temporal de la magnetización cuando se aplican dos pulsos de corriente. Ambos pulsos tienen una duración de 10 ns y se aplican en $t = 0$ y $t = 20$ ns. Durante el intervalo de tiempo que separa ambos pulsos, la magnetización evoluciona en ausencia de corrientes y campos magnéticos.	63
4.7	Evolución temporal de la magnetización cuando un campo magnético, de magnitud 80 mT, se aplica sobre líneas Néel en la dirección $+\hat{z}$ y $-\hat{z}$. Las líneas de Néel corresponden a los estados magnéticos alcanzados cuando el sistema evoluciona en ausencia de corrientes y campos magnéticos.	64

Capítulo 1

Introducción

1.1. Almacenamiento de información

Las unidades de disco duro magnéticas han sido el repositorio principal de datos digitales durante más de medio siglo. La tecnología del disco duro magnético es bi-dimensional, los datos digitales se almacenan utilizando un código binario de ceros y unos llamados bits de información, los cuales están determinados por la dirección de la magnetización de pequeñas regiones magnéticas monodominio sobre una película magnética delgada. Estas regiones son leídas y escritas por un dispositivo mecánico que se encuentra a unos pocos nanómetros por encima de la superficie del disco. En los últimos 50 años, el área de un bit magnético ha disminuido su tamaño alrededor de nueve órdenes de magnitud, ahora es tan pequeño que las tecnologías necesarias para encontrar, leer y escribir estos bits de información están alcanzando límites fundamentales, como el límite superparamagnético, los cuales son difíciles o demasiado costosos de superar. Hoy en día, las mejoras en la capacidad de almacenamiento de los discos magnéticos se han ralentizado y, por lo tanto, se han debido proponer diversas alternativas a la unidad de disco duro.

Actualmente, el nuevo paradigma de las tecnologías de almacenamiento de información está basado en la utilización de texturas magnéticas como portadores de la información. Las texturas magnéticas topológicamente no triviales, como paredes de dominio, vórtices o skyrmions magnéticos, se pueden estabilizar mediante el confinamiento geométrico de nanoestructuras artificiales. En el último tiempo, los skyrmions magnéticos (desde ahora sólo skyrmions) se han propuesto, por sobre otras texturas magnéticas, como portadores de información en tecnologías de almacenamiento informático debido a que sus novedosas propiedades favorecen su estabilidad y eficiencia energética cuando son manipulados [1–5]. Esta idea proviene de la protección topológica del skyrmion que promete una estabilidad a largo plazo de los bits de información. En películas delgadas infinitas, la carga topológica de un skyrmion es una cantidad conservada, es decir, un skyrmion con una carga topoló-

gica N_{sk} no puede ser llevado a través de una transformación continua a un estado fundamental uniforme con carga topológica cero.

En el contexto de posibles geometrías para la fabricación de un dispositivo de almacenamiento de información basado en la manipulación de texturas magnéticas, se ha propuesto la memoria tipo pista de carreras [6], cuya propuesta original contemplaba el uso de paredes de dominio como portadores de información. La ventaja de los skyrmions en este tipo de memorias, es que ellos son desplazados con densidades de corriente muy bajas [7–9], son detectables mediante el efecto Hall de espín [10,11], se deforman en presencia de impurezas [12] e incluso se mueven alrededor de un defecto (muesca) para evitar su anclaje [13,14]. En este diseño de memoria, el bit de información 0 o 1 estaría codificado por la presencia o ausencia de un skyrmion. Por otra parte, algunos artículos recientes [7,17,18] informan que los skyrmions individuales pueden ser estables o metaestables a temperatura ambiente, lo que abre la posibilidad de su uso en diversos tipos de dispositivos tecnológicos [19–22]. Si bien, esta hipótesis proviene de la idea de protección topológica, aún no existe una prueba rigurosa de la alta estabilidad térmica basada en los cálculos de barreras de energías [23,25].

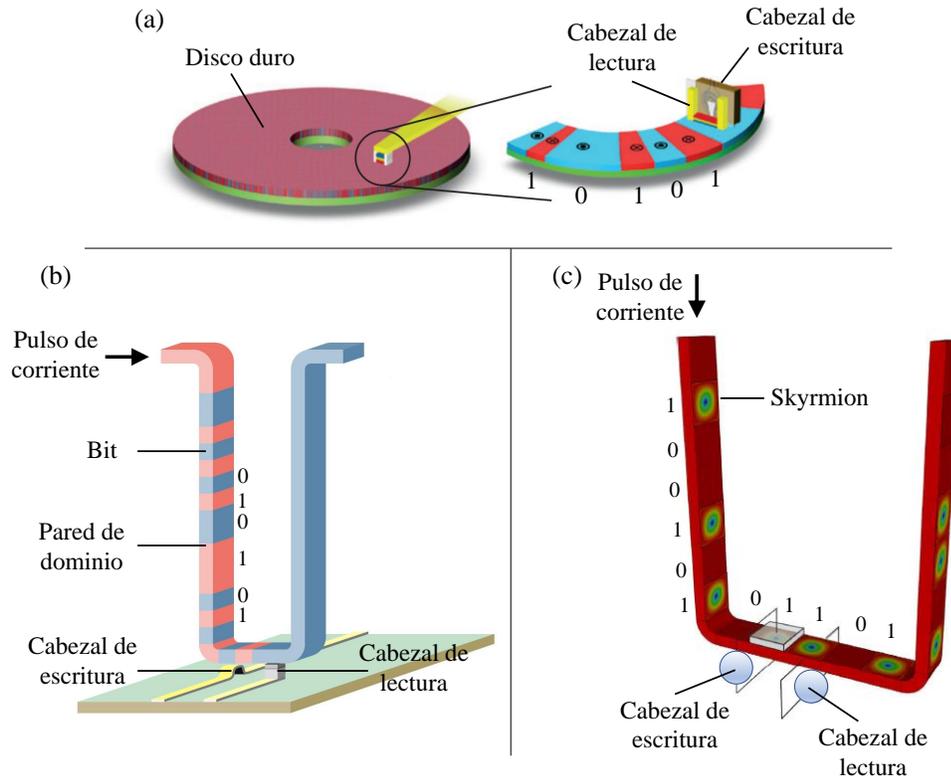


Figura 1.1: Esquema conceptual de dispositivos magnéticos de almacenamiento de información. (a) Unidad de disco duro magnética actual, donde el cabezal de grabación/lectura se mueve mecánicamente a través de la superficie del disco, el cual gira a gran velocidad. La superficie del disco contiene monodominios magnéticos cuya dirección de imanación codifica un código binario de ceros y unos. (b) Memoria tipo pista de carreras basada en el movimiento coherente de una secuencia de dominios magnéticos debido a un pulso de corriente polarizada en espín. En este tipo de memorias los cabezales de lectura y escritura están fijos y son los bits de información (dominios magnéticos) los que se mueven a lo largo de la cinta magnética. (c) Memoria tipo pista de carreras basada en el movimiento de skyrmions. Al igual que en (b), se aplica un pulso de corriente polarizada en espín para desplazar coherentemente una cadena de skyrmions y los elementos de escritura y lectura permanecen fijos.

La estabilidad de los skyrmions y sus propiedades de equilibrio son cuestiones importantes para cualquier aplicación tecnológica. La estabilidad del skyrmion depende de todos los parámetros micromagnéticos, incluidos la interacción de Dzyaloshinskii-Moriya (DMI) relacionada con la constante micromagnética D , la anisotropía magnética, la constante de intercambio, el campo magnético aplicado y las interacciones dipolares. La mayoría de los trabajos han estado evaluando el diagrama de estabilidad de skyrmions aislados en nanodiscos como función de la anisotropía y la intensidad de la DMI [26–29]. Por otro lado, la estabilidad de redes de skyrmions

como función del campo magnético aplicado se ha evaluado principalmente en imanes quirales bultos y en películas magnéticas delgadas extendidas [31, 32] acopladas en la interfase con metales de transición que poseen un fuerte acomplamiento espín-órbita. De acuerdo con esto, Rohart y Thiaville [33] han sugerido una fórmula simple para describir que un skyrmion es energéticamente favorable si el valor de la constante micromagnética D es mayor que un cierto valor crítico $D_c = (4/\pi)\sqrt{AK_{eff}}$, donde A es la constante de intercambio, $K_{eff} = K_u - \mu_0 M_s^2/2$ es la constante de anisotropía uniaxial magnética efectiva que incluye la constante de anisotropía magnetocristalina perpendicular K_u y la contribución magnetostática, donde M_s es la magnetización de saturación del material. A pesar de que este enfoque no está bien justificado [26, 34], proporciona una estimación simple y frecuentemente aceptable sobre la descripción de la estabilidad de un skyrmion aislado en geometrías circularmente restringidas. Por otra parte, cálculos recientes muestran que la región de estabilidad de un skyrmion se modifica significativamente debido a los bordes del sistema magnético [28] y a la contribución de la energía magnetostática. Se ha demostrado también que la estabilidad del skyrmion depende del tamaño del disco y la región de estabilidad es más grande en discos con tamaños más pequeños [27].

Siguiendo con el enfoque de Rohart y Thiaville [33], se ha predicho que el radio de los skyrmions experimenta un fuerte aumento como función de la constante D , relacionada con la DMI, cuando se aproxima al valor crítico D_c en la región de metaestabilidad. En el mismo sentido, experimentalmente se ha reportado que el radio del skyrmion disminuye cuando la dirección de magnetización del núcleo del skyrmion es antiparalelo a la dirección del campo magnético aplicado [17] y aumenta cuando la dirección del núcleo es paralela a la dirección del campo [35].

Los estudios experimentales que han observado el movimiento de skyrmions se han realizado, principalmente, a bajas temperaturas, ya que las fluctuaciones térmicas generalmente se consideran perjudiciales para su estabilidad [36], lo que lleva a la transformación del estado de skyrmion a un estado energéticamente más favorable [23], como por ejemplo, el estado saturado. Sin embargo, en las aplicaciones reales, los skyrmions probablemente estarán confinados en cintas o discos magnéticos bajo la acción de fluctuaciones térmicas las cuales pueden deformar los skyrmions y, potencialmente, destruirlos. Recientemente se ha observado que los skyrmions se pueden estabilizar a temperatura ambiente en matrices de discos de Co de tamaño micrométrico [15, 16], en nanodiscos y nanocintas multicapas de IrCoPt [17], PtCo-Ta [7], PtCoFeBMgO [7] y PtCoMgO [18]. En este contexto, Tomasello et al. [24] han desarrollado un marco teórico que permite describir la estabilidad del skyrmion en nanodiscos ultradelgados como función del campo magnético externo y la temperatura.

El problema de la estabilidad térmica a largo plazo es importante debido al hecho

de que la mayoría de los skyrmions son en realidad estados metaestables. Este hecho no sería importante en sí mismo si se demuestra que las barreras de energía que separan el estado metaestable con el estable son grandes. La estabilidad térmica a largo plazo de cualquier estado magnético, en la condición de dos o más estados existentes simultáneamente, se define típicamente a través de la barrera de energía (ΔE) que separa estos estados utilizando un modelo básico de cambio estadístico denominado ley de Arrhenius-Néel, el cual se expresa como

$$\tau = \tau_0 \exp\left(\frac{\Delta E}{k_B T}\right) \quad (1.1)$$

donde τ es el tiempo de relajación de Néel, el cual representa el tiempo promedio de decaimiento espontáneo entre dos estados magnéticos debido a la energía térmica y τ_0 es un tiempo característico de los materiales cuyo valor generalmente se encuentra en el rango de 10^{-12} a 10^{-9} segundos. Típicamente, los estados magnéticos que deben superar una barrera de energía del orden de $30k_B T$, son considerados estable durante un par horas a temperatura ambiente ($T = 300$ K), mientras que para barreras de energía del orden de $40k_B T$, los estados magnéticos tienen estabilidad térmica durante 30 años aproximadamente. Por lo tanto, para evaluar la estabilidad térmica, es primordial el conocimiento de las barreras de energía que separan los diferentes estados magnéticos.

Debido a lo anterior, en este trabajo calculamos la energía de las configuraciones magnéticas en Joule y presentamos las barreras de energía en términos del parámetro adimensional $\Delta E/k_B T$ para estimar la estabilidad térmica asociada a los diferentes estados magnéticos.

1.2. Skyrmions

Un skyrmion es una configuración magnética local que está compuesta por dominios de magnetización opuestos, separados por una pared de dominio y cuyo tamaño es del orden de los nanómetros. Hay dos tipos de skyrmions: tipo Néel, en el cual la magnetización rota en el plano paralelo a la dirección radial, y tipo Bloch, en el cual la magnetización rota en el plano perpendicular a la dirección radial. La configuración magnética de los skyrmions tipo Néel y tipo Bloch son mostrados esquemáticamente en las figuras 1.2(a) y 1.2(b), respectivamente. Los skyrmions se observaron por primera vez en el año 2009 utilizando la técnica de dispersión de neutrones [38]. Esta fue la primera vez que la llamada "fase A" [39], representada en la figura 1.2(c), se identificó como una fase de skyrmions en un magneto quiral. En el experimento, se observó la formación espontánea de una red hexagonal bidimensional en un cristal de MnSi tal como se ilustra en la figura 1.2(d). Posteriormente, en el año 2010 se produjeron imágenes en el espacio real utilizando el microscopio

electrónico de transmisión Lorentz (LTEM, por sus siglas en inglés). Una de las mayores ventajas de utilizar LTEM es que esta técnica ofrece una observación directa de la estructura magnética de la muestra, sin embargo, esta debe ser transparente a los electrones y esto sólo se puede realizar en sistemas muy delgados. Por otra parte, las observaciones con LTEM sólo miden las componentes en el plano de la magnetización y, como en los bordes y en el centro de un skyrmion los momentos magnéticos son perpendiculares al plano, la magnetización no está especificada y esta región aparece en negro, como muestra la figura 1.2(e). Lo que sí vemos en la figura es la rotación de la magnetización alrededor del centro del skyrmion. Adicionalmente, las mediciones del efecto Hall topológico también han sido necesarias para demostrar que la fase A corresponde a una estructura de skyrmion [40, 41]. El efecto Hall topológico es inducido por el campo magnético de los skyrmions sobre los electrones de conducción que fluyen a través de la nanoestructura. El movimiento de un skyrmion conduce a un cambio en el campo magnético producido por el mismo y, por lo tanto, cambia la inducción electromagnética. De este modo, el campo eléctrico inducido da una contribución adicional al efecto Hall cuando los skyrmions se mueven. A partir de las mediciones del efecto Hall topológico de la fase A, en combinación con la teoría, se ha modelado la estructura magnética mostrada en la figura 1.2(a,b). Esta visualización de la fase A se trata como una hipótesis de cómo sería una imagen espacial real de la magnetización.

A partir de lo anterior, se han observado fases de skyrmions en muchos otros materiales magnéticos, tales como $\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x\text{Si}$ [42], FeGe [43–45], $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Ge}$ [46], en MnSi dopado con hierro y cobalto [47] y en láminas magnéticas ultradelgadas depositadas sobre sustratos de metales de transición con fuerte acoplamiento espín-órbita (SOC, por sus siglas en inglés) [17, 18]. Para explicar las características de los skyrmions nos centraremos en el cristal de MnSi , sin embargo, la aparición de redes de skyrmions no es una peculiaridad de este material, sino más bien un fenómeno general en una cierta clase de materiales dentro de los cuales encontramos metales, aislantes y semiconductores. La característica común de estos materiales es que ellos cristalizan en una estructura denominada B20. Las transformaciones de simetría de estas estructuras están descritas por el grupo espacial $P2_13$. Sin entrar en detalles, en este punto, sólo mencionaremos que la lista de transformaciones de simetría de este grupo no incluye la inversión. La falta de un centro de simetría en la red cristalina tiene profundas consecuencias en la descripción energética de estos materiales y en las configuraciones magnéticas que pueden exhibir.

Las fases magnéticas del MnSi son genéricas para los llamados imanes quirales. La quiralidad es una forma de asimetría del sistema. Si la estructura atómica de un imán carece de simetría de inversión, se denominan imanes quirales. De este modo, el diagrama de fases del MnSi puede entenderse como un diagrama de fase genérico de los magnetos quirales. En el magnetismo básico existen dos fases claramente presen-

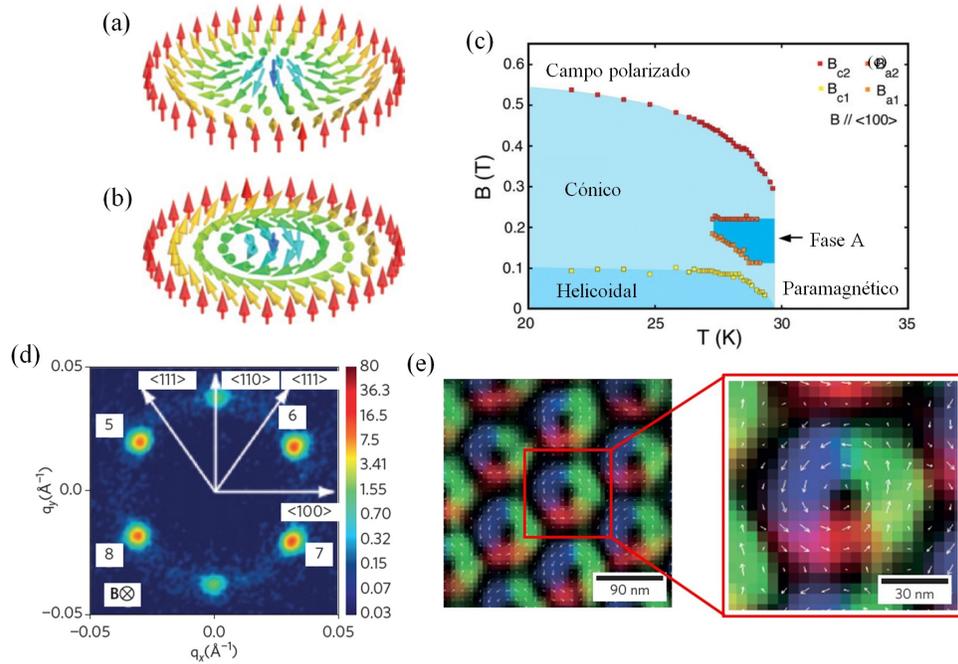


Figura 1.2: (a, b) Configuración de espín de skyrmions en un ferromagneto 2D con anisotropía magnética uniaxial fuera del plano. La magnetización apunta hacia arriba en los bordes, mientras que en el centro apunta hacia abajo. A lo largo del diámetro del skyrmion, la magnetización rota en (a) 2π alrededor de un eje perpendicular al diámetro (skyrmion tipo Néel) y en (b) 2π alrededor del diámetro (skyrmion tipo Bloch), que corresponde a diferentes orientaciones del vector de Dzyaloshinskii-Moriya. (c) Diagrama de fase de MnSi como función de la temperatura y el campo aplicado. B_{a1} , B_{a2} , B_{c1} y B_{c2} son los valores críticos del campo magnético en los límites de las fases. (d) Puntos de Bragg en el espacio de momentos correspondientes a la red hexagonal de skyrmions observada por la técnica de dispersión de neutrones de pequeños ángulos (SANS). Rojo (azul) corresponde a una intensidad alta (baja). La escala de colores es logarítmica para mejorar las características pequeñas. (e) Primera observación en el espacio real del estado de skyrmion mediante el uso de microscopía Lorentz (LTEM). La imagen derecha representa un skyrmion magnificado de la red de skyrmions. El color corresponde a la dirección de la componente en el plano de los momentos magnéticos mientras que el color negro significa que los momentos apuntan fuera del plano. Figuras extraídas de la referencias (a,b) [48], (c, d) [38] y (e) [49].

tadas en la figura 1.2(c): la fase polarizada, que ocurre a grandes campos magnéticos y la fase paramagnética, que aparece por encima de la temperatura de Curie. Entre estas dos fases, hay tres fases adicionales, las cuales corresponden a fases quirales, que no están presentes en el ferromagnetismo básico. Estas fases quirales ocurren debido a la interacción de Dzyaloshinskii-Moriya (DMI, por sus siglas en inglés) (de la cual hablaremos en detalle más adelante) que favorece las configuraciones de espín no colineales, tales como la fase cónica, la fase helicoidal y la fase A o fase de skyrmion. La fase helicoidal aparece por debajo de la temperatura crítica de Curie y por debajo de valores de campo magnético B_{c1} . La magnetización en la fase helicoidal precesa alrededor del eje del vector de propagación que es perpendicular al campo magnético externo tal como se muestra en la figura 1.3(a). Si la temperatura está por debajo de la temperatura de Curie, y el campo magnético externo aumenta, se produce un cruce a la fase cónica. En la fase cónica, la magnetización obtiene una componente paralela al campo magnético cuyo ángulo disminuye continuamente a cero cuando el campo magnético aumenta hasta un valor B_{c2} (ver figura 1.3(b)). Por encima de B_{c2} el efecto de la DMI es muy débil en comparación con otras contribuciones energéticas que favorecen la formación de un estado magnético polarizado como el estado fundamental del sistema. La fase de skyrmions, ocurre en una pequeña región del diagrama de fase justo por debajo de la temperatura de Curie y para valores de campo magnético entre B_{a1} y B_{a2} . En esta pequeña región, una red hexagonal bidimensional de skyrmions es el estado fundamental del sistema tal como se muestra en la figura 1.2(e). Esta configuración magnética es traslacionalmente invariante a lo largo de la dirección del campo magnético, el cual es perpendicular a la estructura del skyrmion. Además, los skyrmions son rotacionalmente simétricos si rotamos alrededor de los ejes paralelos al campo magnético externo. Cabe destacar, que los skyrmions son diferentes de las burbujas magnéticas clásicas debido a que en estas últimas la magnetización rota sin ninguna quiralidad preferente y se estabilizan únicamente mediante interacción dipolar.

1.2.1. Propiedades de los skyrmions

Una de las características más interesantes de los skyrmions es que poseen una configuración magnética no trivial. Esto significa que no pueden destruirse mediante un cambio continuo a una configuración magnética uniforme, de este modo los skyrmions pueden ser considerados como defectos locales topológicamente protegidos del estado ferromagnético. Para caracterizar configuraciones magnéticas topológicas no triviales, como los skyrmions, es posible aplicar el concepto matemático de carga topológica o número de skyrmion. En el contexto del magnetismo, la carga topológica indica el número de veces que la magnetización de una textura magnética, restringida a un plano bidimensional, envuelve o cubre una esfera tridimensional unitaria. Dentro de la teoría micromagnética, esta cantidad se especifica como

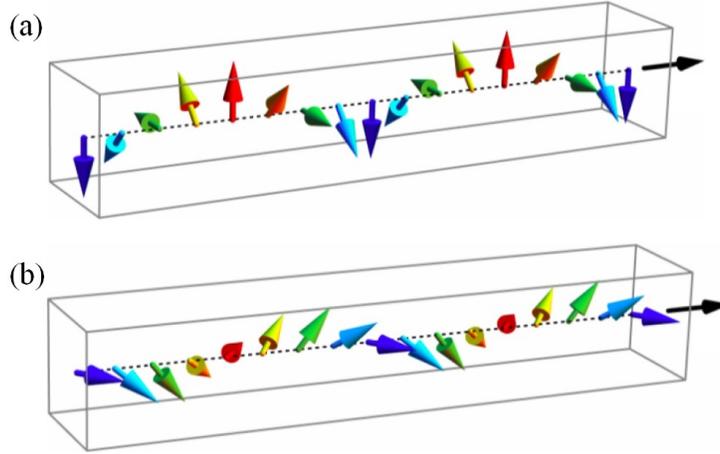


Figura 1.3: (a) Fase helicoidal, donde la magnetización rota alrededor del vector de propagación, el cual es perpendicular al campo magnético aplicado. (b) Fase cónica, donde la magnetización precesa alrededor del vector de propagación, adquiriendo una componente paralela al campo aplicado. Figuras extraídas de referencia [48].

$$N_{sk} = \frac{1}{4\pi} \int_S \vec{m} \cdot \frac{\partial \vec{m}}{\partial x} \times \frac{\partial \vec{m}}{\partial y} d^2 \vec{r}, \quad (1.2)$$

donde S es el área bidimensional del plano $x - y$ en el cual se define la configuración magnética. Una configuración de skyrmion axialmente simétrica, cuya magnetización tiene una torsión completa de $m_z = 1$ a $m_z = -1$ (o viceversa) y está encerrada por una pared de dominio en 180° , tiene asociada una carga topológica de 1 o -1, dependiendo de su quiralidad o sentido de rotación de los espines. Cuando el skyrmion está incompleto o tiene torsiones de espín extras, N_{sk} es normalmente menor que uno. En una red de skyrmions, o cuando múltiples skyrmions coexisten, N_{sk} indica el número de skyrmions presentes en el sistema, sin embargo, su carga topológica puede cancelarse si tienen quiralidades opuestas. Esto ocurre, por ejemplo, para skyrmions cuyos núcleos se orientan de manera opuesta.

Debido a su protección topológica, los skyrmions se comportan como partículas: su naturaleza solitónica les permite que se puedan mover, crear, aniquilar, interactuar y excitarse en modos dinámicos específicos. Adicionalmente, podrían ser configuraciones magnéticas altamente estables a temperatura ambiente, con lo cual su uso emerge como una alternativa en el desarrollo de futuras generaciones de dispositivos espintrónicos. Para ello, los skyrmions debiesen ser introducidos fácilmente en dispositivos reales y ser controlados a un bajo costo de energía. La ventaja real de los skyrmions, en comparación con otras texturas magnéticas, radica en su peculiar dinámica, especialmente cuando se combina con los electrones de conducción y la po-

larización eléctrica. En este sentido, el descubrimiento experimental del movimiento de skyrmions impulsados por densidades de corriente del orden de 10^6 A/m² [50], ha desencadenado un gran interés debido a que esta densidad de corriente es cinco o seis órdenes de magnitud menor que la necesaria para el movimiento de paredes de dominio. Esta pequeña densidad de corriente permite la manipulación de información con bajo consumo de energía. En el año 2012, Yu et al. [20] estudiaron el movimiento de skyrmions y fases helicoidales inducido por corrientes en una película delgada de FeGe mediante LTEM. En este estudio se observó que una densidad de corriente inferior a 10^6 A/m² sólo puede inducir el movimiento sobre los skyrmions en el régimen de bajas velocidades. Sin embargo, la manipulación a altas velocidades requiere de una densidad de corriente similar a la del movimiento de paredes de dominio. Paralelamente, Schultz et al. [51] establecieron una correlación entre el movimiento de los skyrmions inducidos por corriente en un cristal de MnSi y la desviación $\Delta\rho_{xy}$ del comportamiento normal de la resistividad Hall a partir de la cual se puede estimar la velocidad del skyrmion (ver figura 1.4(a)). Esta investigación, al igual que en las referencias [20, 50], muestra que las densidades de corriente requeridas para mover skyrmions son del orden de 10^6 A/m², sin embargo, las velocidades desarrolladas por los skyrmions a estas densidades de corriente son muy pequeñas ($\sim 10^{-4}$ m/s) y una extrapolación lineal indica que densidades de corrientes tan grandes como las utilizadas para mover paredes de dominio son necesarias para alcanzar velocidades típicas ($\sim 10 - 100$ m/s). Esto refleja el hecho de que el movimiento se debe al mismo mecanismo de transferencia de espín tanto en skyrmions como en paredes de dominio. A pesar de lo anterior, una diferencia relevante entre el movimiento de skyrmions y paredes de dominio, es que la corriente mínima para inducir el movimiento sobre los skyrmions se reduce considerablemente, lo que les permite moverse con pequeñas corrientes a pequeñas velocidades.

Otra característica relevante del movimiento de skyrmions inducido por corriente, en comparación al movimiento de las paredes de dominio, es que estos son capaces de desplazarse alrededor de pequeñas impurezas o defectos del material evitando su anclaje. Esta es la razón principal por la cual los skyrmions pueden moverse fácilmente a bajas densidades de corriente. Iwasaki et al. [52] compararon el movimiento de una red de skyrmions y una configuración de espín helicoidal (es decir, una serie de paredes de dominio) bajo la influencia de centros de anclaje presentes en el material. La figura 1.4(b) presenta los resultados obtenidos mediante simulaciones numéricas del movimiento de ambas fases, utilizando diferentes valores para el coeficiente de amortiguamiento α y el coeficiente no adiabático β de transferencia de espín. En esta investigación se observó que las corrientes necesarias para liberar a las configuraciones magnéticas de los centros de anclaje son significativamente altas para las paredes de dominio, mientras que para los skyrmions se reducen prácticamente a cero (a la escala de la figura). La débil influencia de los defectos sobre el movimiento de los skyrmions se atribuye al rol de la fuerza de Magnus y a su facilidad

para evitar los centros de anclaje. Por otra parte, es posible apreciar que el aumento de la velocidad de los skyrmions con la corriente presenta una pendiente universal, mientras que para las paredes de dominio depende de la relación α/β . Posteriormente, Sampaio et al. [9] realizaron simulaciones micromagnéticas para skyrmions individuales. Estos nuevos cálculos muestran que los centros de anclaje dan lugar a corrientes de liberación que son más grandes que las obtenidas a partir de mediciones del efecto Hall [51] o simulaciones [52] de redes de skyrmions, sin embargo, siguen siendo mucho más pequeñas que en la mayoría de los experimentos con paredes de dominio, como muestra la figura 1.4(b, c).

Teóricamente, es posible derivar una ecuación para el movimiento del skyrmion utilizando el método originalmente propuesto por Thiele [53], en el cual se considera al skyrmion como un sólido rígido y se estudia el movimiento de su *centro de masa* $\vec{R} = (X, Y)$. Así, el movimiento de un skyrmion inducido por corriente se puede describir analíticamente mediante la generalización de la ecuación de Thiele para el movimiento unidimensional de los electrones de conducción que fluyen a través de un sistema plano [54], y cuya expresión resulta

$$\vec{G} \times (\vec{v}_s - \vec{v}_d) + \overleftrightarrow{\mathcal{D}} (\beta \vec{v}_s - \alpha \vec{v}_d) - \vec{\nabla} V(\vec{r}) = \vec{0}, \quad (1.3)$$

donde $\vec{v}_d = \dot{\vec{R}}$ es la velocidad de desplazamiento del centro de masa y \vec{v}_s es un vector paralelo a la dirección del movimiento de los electrones con unidad de velocidad y amplitud $v_s = JPg\mu_B/2eM_s$. El primer término en el lado izquierdo de la ecuación 1.3 describe la fuerza de Magnus con $\vec{G} = G\hat{z}$, donde $G = 4\pi N_{sk}$ para un skyrmion y $G = 0$ para una pared de dominio. El segundo término representa la fuerza disipativa donde los componentes D_{ij} del tensor $\overleftrightarrow{\mathcal{D}}$ son $\mathcal{D}_{xx} = \mathcal{D}_{yy} = \mathcal{D} = \pi^2 d/8\gamma_{dw}$ (para skyrmions de Néel) y 0 en otro caso, donde d es el diámetro del skyrmion y γ_{dw} es el ancho de la pared de dominio. El tercer término, $-\vec{\nabla} V(\vec{r}) = \vec{F}$, representa la fuerza debida al potencial $V(\vec{r})$ del entorno circundante y es la responsable de deformar la trayectoria de los skyrmions permitiendo que puedan moverse libremente alrededor de bordes o impurezas. Para un skyrmion en un medio infinito ($\vec{\nabla} V(\vec{r}) = 0$) el cual se somete a un flujo de electrones unidimensional (suponemos en la dirección $+\hat{x}$), se deduce a partir de la ecuación 1.3 que la textura magnética adquiere dos componentes de la velocidad: una componente longitudinal ($v_{d,x}$) y una transversal ($v_{d,y}$) inducidas por la fuerza de Magnus dando lugar al efecto Hall de skyrmion (SHE) con un ángulo Hall (θ_{SH}) (definido como el ángulo entre el movimiento del skyrmion y la dirección del flujo de electrones), las cuales se expresan como:

$$v_{d,y} = \frac{(\mathcal{D}G)(\alpha - \beta)}{G^2 + (\alpha\mathcal{D})^2} v_{s,x}, \quad (1.4)$$

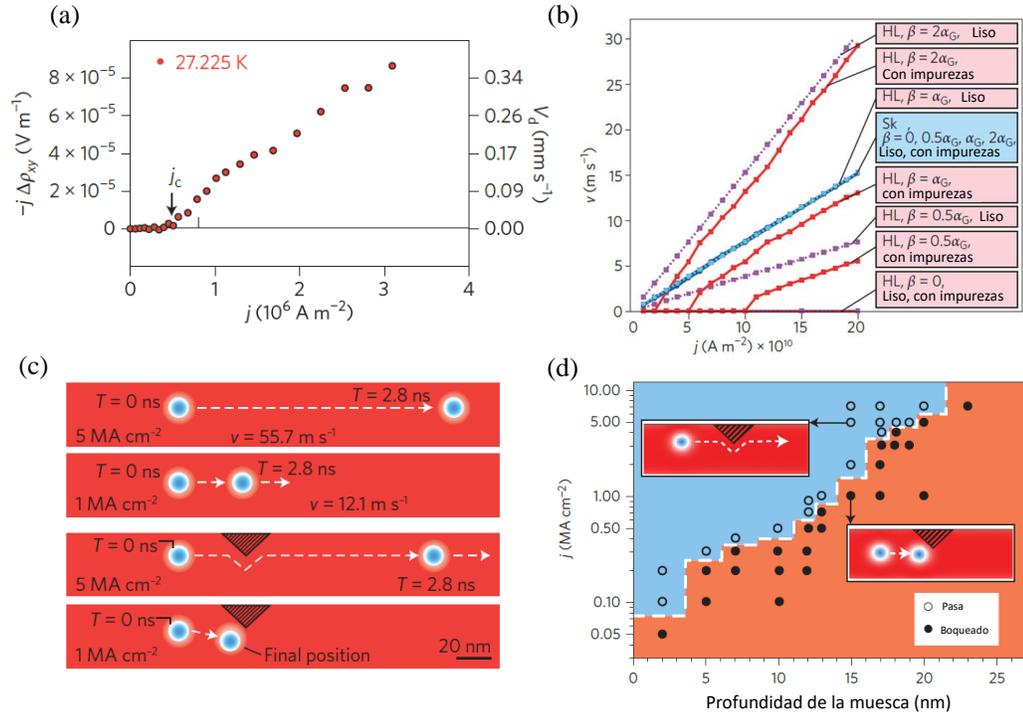


Figura 1.4: (a) Desviación del comportamiento normal de la resistividad Hall en un cristal de MnSi (eje y izquierdo), y la velocidad de desplazamiento correspondiente de la red de skyrmions (eje y derecho) como función de la densidad de corriente, donde J_c corresponde a la corriente de liberación. (b) Gráfica de la velocidad de desplazamiento como función de la densidad de corriente para una estructura de helicoidal (HL) y una red de skyrmions (Sk) calculada mediante la resolución numérica de la ecuación de Landau-Lifshitz-Gilbert. La gráfica $j-v$ para una red de skyrmions (azul) es universal e independiente de α , β y del efecto de las impurezas, mientras que la gráfica $j-v$ para la fase helicoidal es sensible a estos factores (rojo y rosa). (c) Simulaciones micromagnéticas del movimiento de un skyrmion inducido por corriente en cintas de Cobalto de 40 nm de ancho. Las dos cintas superiores son perfectamente lisas, mientras que las dos cintas inferiores presentan una muesca triangular en la cual existe una mayor anisotropía perpendicular. Las posiciones se indican en $t = 0$ y $t = 2.8$ ns. (d) Bloqueo del movimiento inducido por corriente de un skyrmion debido a los defectos triangulares introducidos en (c). El movimiento se ha simulado para diferentes profundidades de la muesca (eje horizontal) y diferentes densidades de corriente (eje vertical). Los círculos abiertos y sólidos indican configuraciones para las cuales el skyrmion pasa a través de la muesca o permanece fijo en ella, respectivamente. Figuras extraídas de las referencias (a) [51], (b) [52] y (c, d) [8]

$$v_{d,x} = \left(\frac{G^2(\alpha - \beta)}{\alpha(G^2 + (\alpha\mathcal{D}))^2} + \frac{\beta}{\alpha} \right) v_{s,x}, \quad (1.5)$$

$$\theta_{SH} = \arctan \left(\left| \frac{v_{d,y}}{v_{d,x}} \right| \right). \quad (1.6)$$

De las ecuaciones 1.4 y 1.5 se deduce que la fuerza de Magnus, causada por el acoplamiento entre la magnetización local y los electrones de conducción, hace que los skyrmions se muevan en un ángulo desde la dirección del flujo de electrones cuando $\alpha \neq \beta$.

1.3. Interacción de Dzyaloshinskii-Moriya (DMI)

Una vez presentadas las fases adicionales que se originan en los imanes quirales, la pregunta natural es: ¿Cuál es el mecanismo responsable de estas fases adicionales? En 1960 Dzyaloshinskii construyó un modelo para describir el ferromagnetismo débil [55]. Sobre la base de las simetrías, introdujo un término asimétrico que más tarde recibió el nombre de interacción de Dzyaloshinski-Moriya (DMI). Moriya conectó su nombre a este término cuando descubrió que el mecanismo detrás de esta interacción se basa, en parte, en el acoplamiento espín-órbita [56]. Sin entrar en detalles sobre los procesos microscópicos (ya que es un tema que se aparta de las perspectivas de esta tesis), concluimos que la DMI es inducida por la falta de simetría de inversión del compuesto y un fuerte acoplamiento espín-órbita en su estructura cristalina. Un ejemplo de un compuesto que reúne estas dos características es el MnSi, el cual presenta fases quirales adicionales debido a esta interacción.

Consideremos la interacción atómica de sólo dos espines vecinos dispuestos en los sitios i y j . La DMI entre estos espines tiene la forma

$$H_{DM} = -\vec{d}_{ij} \cdot (\vec{S}_i \times \vec{S}_j), \quad (1.7)$$

donde \vec{d}_{ij} es el vector de DMI para el enlace atómico ij (en Joule), mientras que \vec{S}_i y \vec{S}_j son los vectores unitarios de dos espines contiguos en los sitios i y j . La dirección de \vec{d}_{ij} depende de la forma en que se rompe la simetría del sistema.

En esta tesis, se han considerado películas magnéticas ultradelgadas donde la DMI se origina a partir de la interacción interfacial entre dos espines atómicos de una misma capa ultradelgada ferromagnética (FM) y un átomo vecino de una capa adyacente de un metal de transición (MT) con fuerte acoplamiento espín-órbita. Como se muestra en la figura 2.1(a), en las películas magnéticas con DMI interfacial,

el vector Dzyaloshinskii-Moriya se encuentra en el plano de la película y es perpendicular al plano del triángulo formado por los espines \vec{S}_i , \vec{S}_j y el espín del MT. Si \vec{S}_i y \vec{S}_j son inicialmente paralelos, el efecto de una DMI inducida es introducir una inclinación de \vec{S}_i con respecto a \vec{S}_j mediante una rotación alrededor de \vec{d}_{ij} . De este modo, en un FM bidimensional con anisotropía uniaxial fuera del plano y una DMI no despreciable comparada con la interacción de intercambio, la energía se minimiza mediante la formación de skyrmions tipo Néel en el cual $\vec{d}_{ij} \perp \vec{u}_{ij}$, donde \vec{u}_{ij} es el vector que une el sitio de \vec{S}_i con el sitio de \vec{S}_j . Adicionalmente, en este tipo de sistemas, el vector de DMI puede ser escrito como $\vec{d}_{ij} = \vec{u}_{ij} \times \hat{z}$, donde \hat{z} es la dirección normal orientada desde la capa de MT a la película FM ultrafina. La DMI es una interacción quiral que reduce o aumenta la energía de los espines dependiendo del sentido de su rotación. Para $\vec{d}_{ij} > 0$, la DMI favorece las rotaciones en sentido antihorario de \vec{S}_i a \vec{S}_j , mientras que para $\vec{d}_{ij} < 0$, la rotación se favorece en el sentido horario. En ausencia de otras interacciones, como por ejemplo los efectos de borde, un valor grande de la relación entre $d = |\vec{d}_{ij}|$ y el acoplamiento de intercambio J favorece una rotación más rápida del espín, reduciendo el tamaño del skyrmion.

Mediante cálculos analíticos [57, 58] se ha obtenido que la DMI es alrededor de un ~ 10 -20 % de la interacción de intercambio y hasta 30 % mediante cálculos *ab initio* [59]. El valor de \vec{d}_{ij} se calculó como -1,7 meV para los pares de espín para una monocapa Fe sobre Ir (111) [59], 1,8 meV para una monocapa de Co sobre Pt (111) [60], -1.9 meV para una monocapa de Fe sobre tres capas de Ir (111) y 1.7 meV para una monocapa de Co sobre tres capas de Pt (111) [37]. Los valores del vector \vec{d}_{ij} calculados para diferentes monocapas FM depositadas sobre diferentes MT con fuerte acoplamiento espín-órbita [61] se muestran en la figura 2.1(b). Los cálculos de primeros principios son útiles porque proporcionan una visión más profunda de la física de la DMI interfacial, así como una guía para la síntesis de nuevos sistemas multicapas con fuerte DMI. Como se muestra en la figura 2.1(c) para las interfaces Co/Pt, la DMI es en general casi puramente interfacial: es decir, es muy fuerte en la capa atómica de Co en contacto con Pt, mientras que es casi insignificante en las otras capas atómicas [37]. Finalmente, otros experimentos recientes han revelado que la DMI puede aparecer no sólo en interfaces con MT, sino también en interfaces con óxidos, tales como MgO [18,62], o incluso grafeno. Estas DMI no pueden describirse dentro del marco utilizado para interfaces puramente metálicas pero, de acuerdo con cálculos de teoría del funcional de la densidad, están relacionados con una gran transferencia de carga y con el gran campo eléctrico interfacial que compensa el pequeño acoplamiento espín-órbita de los átomos en la interfaz [18]. Por razones similares, se espera que la oxidación de la interfaz aumente la DMI [63].

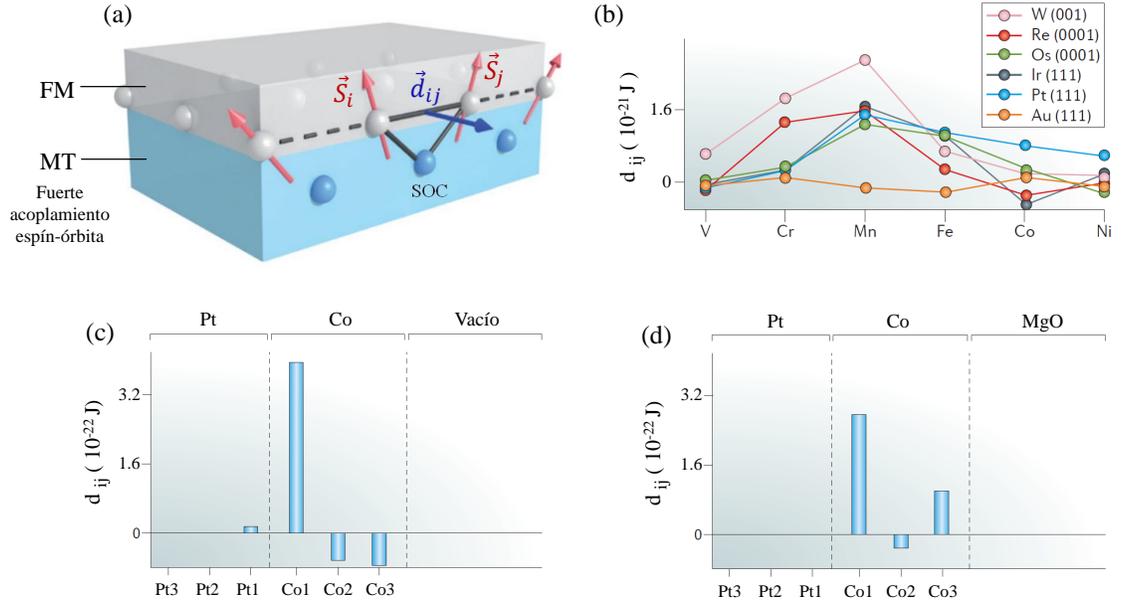


Figura 1.5: (a) Representación de la DMI en la interface entre un metal ferromagnético (FM) (gris) y un metal de transición (MT) con un fuerte acoplamiento espín-órbita (azul). El vector \vec{d}_{ij} es perpendicular al triángulo formado por dos sitios de la capa FM y un átomo de la capa MT. Debido a que un fuerte acoplamiento espín-órbita existe sólo en el metal de la capa inferior, la DMI no se compensa con un DMI que proviene de un triángulo simétrico. (b, c, d) Cálculos *ab initio* de la intensidad de la DMI. (b) Intensidad de la DMI entre pares de espines atómicos en monocapas ferromagnéticas sobre metales de transición. Distribución de la DMI entre pares de espines atómicos en las diferentes capas magnéticas de un sistema compuesto por (c) tres monocapas de Pt en tres monocapas de Co y (d) tres monocapas de Co entre tres monocapas de Pt y MgO. La DMI predominante está en la interfaz entre Co y Pt, pero también se observa una DMI significativa en la interfaz con MgO. Figuras extraídas y adaptadas de las referencias (a) [8], (b) [61], (c) [37] y (d) [62] en [22].

Capítulo 2

Micromagnetismo

Para describir los sistemas ferromagnéticos debemos considerar un modelo teórico que simplifique la descripción del sistema a partir de su escala de longitud característica. Como se muestra en la tabla 2.1, un cierto número de modelos está disponible para diferentes escalas de longitud. Dentro de su rango particular, cada modelo describe aproximadamente los fenómenos ferromagnéticos bajo ciertas suposiciones. Considerando la escala de longitud de los sistemas estudiados en esta tesis, el modelo micromagnético ha demostrado ser preciso en la descripción de los sistemas nanométricos. Debido a que el modelo micromagnético puede resolver la estructura interna de las paredes de dominio, la utilización de este enfoque es una elección razonable para la descripción de los problemas aquí investigados.

Modelo	Descripción	Escala de longitud
Teoría atomística	Cálculos mecánico cuánticos y ab initio.	< 1 nm
Teoría micromagnética	Teoría del continuo de la magnetización.	1 - 1000 nm
Teoría de dominios	Descripción de estructuras de dominios.	1 - 1000 μ m
Histéresis magnética	Magnetización promedio de una muestra.	Siempre aplicable

Tabla 2.1: Modelos para la descripción de fenómenos ferromagnéticos basados en diferentes escalas de longitud. Adaptación de la figura 1.5 de la referencia [64].

El origen del magnetismo de los cuerpos macroscópicos de estado sólido surge, en general, a partir del espín intrínseco y el momento orbital de los electrones de los átomos constituyentes del sistema. Estas contribuciones dan lugar a un momento dipolar magnético total (o momento magnético), los cuales pueden ser considerados como pequeños imanes elementales. En la escala macroscópica, los momentos magnéticos generan un efecto acumulativo debido a la interacción de estos dipolos en la escala atómica. Los electrones con funciones de onda superpuestas favorecen una alineación de espín paralela. El efecto responsable de esta interacción es la llamada interacción de intercambio que describe una contribución energética favorable

entre espines alineados paralelamente. El costo energético debido a una desalineación permite suponer que los imanes elementales adyacentes $\vec{\mu}_i$ en las posiciones \vec{r}_i están alineados casi paralelos y no hay cambios abruptos, es decir: $|\vec{\mu}_i - \vec{\mu}_j| \approx 0$ cuando $|\vec{r}_i - \vec{r}_j| < l_{ex}$, donde l_{ex} es la longitud de intercambio la cual corresponde a una medida del rango de la interacción. Por otra parte, el micromagnetismo considera que la densidad de electrones es homogénea y, por lo tanto, también lo son los momentos magnéticos presentes en el material ferromagnético. De este modo si consideramos que estos dipolos se encuentran alineados paralelamente en un cierto rango, su distribución discreta puede ser considerada como un campo vectorial continuo $\vec{M}(\vec{r})$ denominado magnetización. Así, el micromagnetismo asume que $\int_V \vec{M}(\vec{r}) d^3\vec{r} \approx \sum \vec{\mu}_i(r_i)$ para cada μ_i contenido en el volumen V , el cual no puede exceder el valor l_{ex}^3 y, de este modo, $\vec{M}(\vec{r}) = \sum_i \vec{\mu}_i/V$. Debido a que la densidad de los momentos magnéticos en el sistema es homogénea, el módulo de la magnetización es constante y se escribe como $|\vec{M}| = M_s \cdot |\vec{m}|$, donde el término M_s se denomina magnetización de saturación (su valor es característico de cada material ferromagnético) y \vec{m} es la magnetización reducida, siendo $|\vec{m}| = 1$. Por lo tanto, el micromagnetismo es la teoría del continuo de los momentos magnéticos, que subyace a la descripción de la microestructura magnética y la dinámica de la magnetización en escalas de longitud demasiado grandes para un tratamiento mecánico cuántico. Este enfoque fenomenológico comenzó con una publicación de Landau y Lifshitz en 1935 [65]. Inspirados por el trabajo anterior de Bloch [66], Landau y Lifshitz investigaron la distribución de momentos magnéticos en regiones entre magnetizaciones opuestas, es decir, paredes de dominios magnéticas. Posteriormente, un riguroso desarrollo de la teoría fue hecha por Brown [67–69].

La teoría de Landau y Lifshitz se basa en un principio variacional: una distribución de la magnetización en equilibrio, sometida a un campo efectivo, corresponde a la distribución magnética cuya energía es mínima. El estado magnético en equilibrio se puede calcular a partir de la condición de que el campo efectivo ejerce un torque neto igual a cero sobre los momentos magnéticos locales. Fuera del equilibrio, la influencia del campo efectivo ejerce sobre la magnetización un cambio de dirección. La dinámica de los momentos magnéticos se puede calcular utilizando la ecuación de movimiento de Landau-Lifshitz [65]. Así, el micromagnetismo generalmente se usa para describir estructuras magnéticas, tales como paredes de dominio, vórtices, burbujas magnéticas, y también algunos efectos dinámicos, tales como ondas de espín y procesos de inversión de magnetización, entre otros.

El modelo micromagnético también supone algunas limitaciones en la descripción de los sistemas ferromagnéticos: un ejemplo de ello son los efectos térmicos. La característica principal de la aproximación micromagnética es suponer que la magnetización es homogénea en un cierto volumen característico V , sin embargo, los efectos térmicos rompen esta homogeneidad al ser perturbaciones locales de los

momentos magnéticos. Para introducir los efectos de una temperatura finita, es posible agregar un campo fluctuante al campo efectivo, que convierte la ecuación de Landau-Lifshitz en una ecuación diferencial estocástica. Este método, sin embargo, no toma en cuenta los cambios locales en la magnetización de saturación y, como resultado, no describe correctamente la dinámica de la magnetización al acercarse a la temperatura de Curie. Este modelo es válido sólo para temperaturas muy por debajo de la temperatura de Curie, donde se asume que la norma de la magnetización es preservada aún en presencia de fluctuaciones térmicas. Esta deficiencia es superada por la ecuación de Landau-Lifshitz-Bloch [70], que amplía la ecuación de Landau-Lifshitz no sólo al considerar un campo fluctuante, sino también por la incorporación de un término que permite el cambio del módulo de la magnetización.

2.1. Ecuación de Landau-Lifshitz-Gilbert

La ecuación de movimiento de un momento magnético $\vec{\mu}$ bajo un campo aplicado \vec{H} es

$$\frac{d\vec{\mu}}{dt} = -\gamma' \vec{\mu} \times \vec{H}, \quad (2.1)$$

donde γ' es la razón giromagnética. La ecuación 2.1 representa un movimiento de precesión de un momento magnético alrededor de un campo externo sin pérdidas de energía y nunca alcanza la posición de equilibrio a menos que ya apunte en la dirección de \vec{H} . La ecuación es válida tanto desde el punto de vista micromagnético como atomístico, y la manera de incluir cualquier interacción en la ecuación es usar, en lugar del campo externo, el campo efectivo \vec{H}_{eff} calculado por medio de

$$\vec{H}_{eff} = -\frac{1}{\mu_0 M_s} \frac{\delta E}{\delta \vec{m}}, \quad (2.2)$$

donde E es la energía micromagnética total del sistema. De acuerdo con el trabajo original de Landau y Lifshitz de 1935, se agrega un término de amortiguamiento fenomenológico para dar cuenta de las pérdidas energéticas y del hecho de que los momentos magnéticos finalmente se alinean con el campo aplicado. Este término de amortiguamiento se construye de manera que sea perpendicular al término precesional y debe conservar la norma de la magnetización. Tomando estas consideraciones, la ecuación 2.1, en el marco micromagnético, se expresa como

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -|\gamma'| \vec{M} \times \vec{H}_{eff} - \lambda \vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{H}_{eff}), \quad (2.3)$$

y es conocida como la ecuación de Landau-Lifshitz (LL). Posteriormente, Thomas L. Gilbert reemplazó el término de amortiguamiento de la ecuación de LL por un término viscoso que depende de la variación temporal de la magnetización, constituyendo la ecuación de Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG)

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -|\gamma| \vec{M} \times \vec{H}_{eff} + \frac{\alpha}{M_s} \vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt}, \quad (2.4)$$

donde $\alpha \ll 1$ es la constante fenomenológica de amortiguamiento. Landau y Lifshitz creían que la relajación del momento magnético hacia el campo efectivo se debía a una interacción relativista débil. Por otro lado, Gilbert argumentó que la fuerza de amortiguación en el campo de magnetización es el resultado de una transferencia de energía clásica de movimiento macroscópico a movimiento térmico microscópico en forma de ondas de espín, fonones y excitación térmica de electrones de conducción. Ambas ecuaciones, LL y LLG, son similares y conducen a una alineación paralela del vector de magnetización \vec{M} con el campo efectivo \vec{H}_{eff} . La equivalencia de las ecuaciones 2.3 y 2.4 es demostrada fácilmente aplicando el producto $\vec{M} \times$ sobre el lado izquierdo de la ecuación 2.4. Los coeficientes de ambas ecuaciones satisfacen las relaciones: $\lambda = \alpha \gamma / M_s (1 + \alpha^2)$ y $\gamma' = \gamma / (1 + \alpha^2)$.

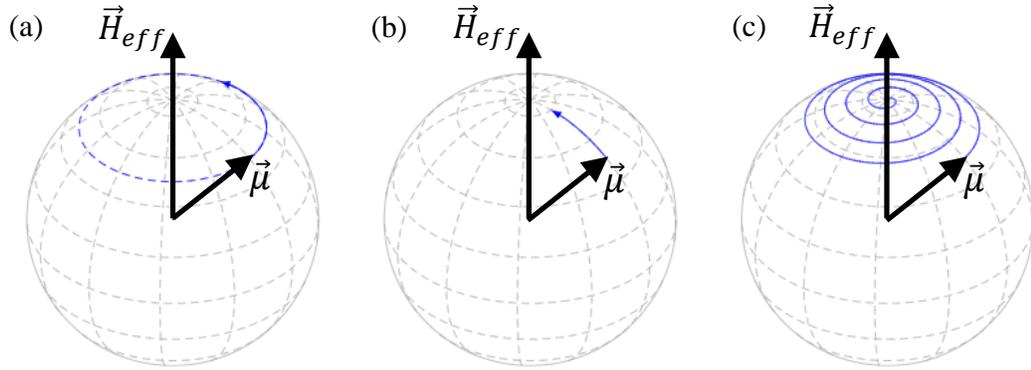


Figura 2.1: Representación de la evolución temporal de un momento magnético $\vec{\mu}$ en un campo efectivo \vec{H}_{eff} descrito a partir de la ecuación de Landau-Lifshitz-Gilbert. (a) Movimiento de precesión no amortiguado de $\vec{\mu}$ alrededor de \vec{H}_{eff} sin pérdidas de energía. (b) Relajación de $\vec{\mu}$ hacia \vec{H}_{eff} debido a los efectos de disipación. (c) Evolución temporal de $\vec{\mu}$, incluyendo la precesión y la amortiguación. Al final, $\vec{\mu}$ se alinea paralelamente con \vec{H}_{eff} .

Como se mencionó anteriormente, el micromagnetismo supone que la magnetización \vec{M} se normaliza en todas partes. Esta característica es preservada por la ecuación de Landau-Lifshitz-Gilbert. Consideremos la derivada temporal de la magnetización al cuadrado

$$\frac{d}{dt} |\vec{M}|^2 = \frac{d}{dt} (\vec{M} \cdot \vec{M}) = 2 \vec{M} \cdot \frac{d\vec{M}}{dt}. \quad (2.5)$$

Remplazando la ecuación 2.3 en 2.5, se obtiene

$$\frac{d}{dt}|\vec{M}|^2 = 2\vec{M} \cdot \left(-|\gamma'| \vec{M} \times \vec{H}_{eff} - \lambda \vec{M} \times \left(\vec{M} \times \vec{H}_{eff} \right) \right) = 0, \quad (2.6)$$

de este modo $\frac{d}{dt}|\vec{M}|^2 = 0$ y, por lo tanto, $\frac{d}{dt}|\vec{M}| = 0$ de forma que el módulo en la ecuación LLG es preservado.

La ecuación de Landau-Lifshitz-Gilbert también predice la evolución temporal de la energía micromagnética del sistema. Un cambio en la magnetización \vec{M} debido a un campo efectivo \vec{H}_{eff} da como resultado una variación en la energía E del sistema y esta relación se expresa como $\delta E = -\mu_0 \delta \vec{M} \cdot \vec{H}_{eff}$. Si el campo efectivo no depende explícitamente del tiempo, la variación temporal de la energía la podemos escribir como

$$\frac{dE}{dt} = \frac{\delta E}{\delta \vec{M}} \cdot \frac{d\vec{M}}{dt}, \quad (2.7)$$

$$\frac{dE}{dt} = -\mu_0 \vec{H}_{eff} \cdot \frac{d\vec{M}}{dt}, \quad (2.8)$$

y en consecuencia, una alineación de la magnetización con el campo efectivo siempre da como resultado una minimización local de la energía del sistema ferromagnético. A partir de la ecuación 2.3 remplazamos $d\vec{M}/dt$ en la ecuación 2.8 e integrando sobre el volumen del sistema obtenemos

$$\frac{dE}{dt} = -\mu_0 \int_V \vec{H}_{eff} \cdot \left(-|\gamma'| \vec{M} \times \vec{H}_{eff} - \lambda \vec{M} \times \left(\vec{M} \times \vec{H}_{eff} \right) \right) d^3\vec{r} \quad (2.9)$$

$$\frac{dE}{dt} = -\mu_0 \lambda \int_V |\vec{M} \times \vec{H}_{eff}|^2 d^3\vec{r} \quad (2.10)$$

$$\frac{dE}{dt} \leq 0. \quad (2.11)$$

Esto significa que la energía de un sistema magnético nunca aumenta en el tiempo. Si $\alpha = 0$, el sistema no es amortiguado y su energía es constante, lo que se traduce en que el momento magnético permanece en una precesión constante alrededor de un campo efectivo. Por otra parte si $\alpha > 0$, significa que el sistema pierde energía mientras el momento magnético se encuentra en precesión. En consecuencia, si los momentos magnéticos se relajan y alinean en paralelo con el campo efectivo, el sistema se encuentra en un mínimo de energía local. Por lo tanto, cada rotación de un momento magnético significa la transformación del sistema en un estado energéticamente más favorable, denominado estado de relajación.

2.1.1. Campo térmico

Para tomar en cuenta los efectos de la temperatura sobre un sistema magnético es posible agregar un campo fluctuante altamente irregular \vec{H}_T , sin correlación en el tiempo ni en el espacio, que representa la influencia irregular de la temperatura. Este campo recibe el nombre de *ruido blanco* y convierte la ecuación LLG estándar en la ecuación LLG estocástica del tipo Langevin. Si definimos

$$A_i(\vec{M}, t) = \left[-\gamma' \vec{M} \times \vec{H}_{eff} - \lambda \vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{H}_{eff}) \right]_i, \quad (2.12)$$

y adicionalmente

$$B_{ik}(\vec{M}, t) = -\gamma' \epsilon_{ijk} M_j - \lambda \epsilon_{ijk} M_j \epsilon_{nmk} M_m, \quad (2.13)$$

$$B_{ik}(\vec{M}, t) = -\gamma' \epsilon_{ijk} M_j - \lambda (M_i M_k - \delta_{ik} M^2),$$

podemos escribir la ecuación 2.3 en su forma estocástica tipo Langevin como

$$\frac{dM_i}{dt} = A_i(\vec{M}, t) + B_{ik}(\vec{M}, t) H_{T,k}(\vec{r}, t). \quad (2.14)$$

El campo térmico \vec{H}_T debe satisfacer las siguientes propiedades estadísticas

$$\langle H_{T,k}(\vec{r}, t) \rangle = 0, \quad (2.15)$$

$$\langle H_{T,k}(\vec{r}, t) H_{T,l}(\vec{r}', t') \rangle = F \delta_{lk} \delta(t - t') \delta(\vec{r} - \vec{r}'), \quad (2.16)$$

donde k y l corren sobre las coordenadas (x, y, z) y la constante F mide la fuerza de las fluctuaciones térmicas. La ecuación 2.15 significa que la fuerza fluctuante no empuja al sistema en alguna dirección preferente, lo cual es consecuencia de suponer que el sistema está en equilibrio termodinámico y, por lo tanto, el valor promedio de \vec{H}_T , tomado sobre diferentes realizaciones, es cero en cada una de sus componentes $(H_{T,x}, H_{T,y}, H_{T,z})$. Por otra parte, la ecuación 2.16 relaciona la fuerza F de las fluctuaciones térmicas con la disipación debido al amortiguamiento del sistema. Su valor se obtiene a partir del teorema de fluctuación-disipación el cual relaciona la respuesta del sistema a una perturbación externa, es decir, es el balance entre la fricción y el ruido o fluctuación. Este balance es necesario para estados en equilibrio termodinámico. Los sistemas fuera del equilibrio no cumplen este teorema. A su vez, δ_{lk} expresa la suposición de que las diferentes componentes de \vec{H}_T no están correlacionadas y la delta de Dirac δ que el tiempo de autocorrelación del campo térmico es mucho más corto que el tiempo de respuesta del sistema. El efecto térmico se incluye como un término estocástico adicional del campo efectivo, derivado por Brown [71] y calculado como:

$$H_T = \frac{\xi}{M_s} \sqrt{\frac{2\alpha k_B T}{\mu_0 \gamma \Delta V M_s \Delta t}}, \quad (2.17)$$

donde k_B es la constante de Boltzmann, ΔV es el volumen de la celda cúbica computacional, Δt es el paso de tiempo de simulación, T es la temperatura y ξ es un proceso estocástico Gaussiano.

2.1.2. Corriente polarizada en espín

Una exitosa extensión del modelo micromagnético incluye la descripción de corrientes polarizadas en espín y su interacción con la configuración de la magnetización local. Cuando una corriente de carga fluye a través de una región magnética uniforme, los espines de los electrones itinerantes experimentan un torque que da como resultado la alineación con la magnetización local. Este torque se denomina torque por transferencia de espín y su origen se explica por el denominado modelo *sd*, el cual representa una interacción de intercambio simétrico entre los espines de los electrones *d* (los cuales representan la magnetización local del sistema ferromagnético) y los espines de los electrones *s* (los cuales representan los electrones de conducción que fluyen a través del sistema). Debido a esta interacción de intercambio, los espines de los electrones *s* se alinean con los espines de los electrones *d* y, por lo tanto, con la magnetización local del sistema a medida que se mueven. En el caso en que la magnetización sea constante (o fija), la corriente adquiere una polarización \vec{p} paralela a la magnetización. Sin embargo, si la corriente polarizada en espín fluye a través de una región en la cual la dirección de la magnetización es diferente de \vec{p} y libre de cambiar su dirección, el espín de los electrones *s* se alineará nuevamente con la magnetización local. Debido a la conservación del momento angular, los electrones de la banda *s* ejercen un torque igual pero opuesto sobre la región magnética libre, produciendo un cambio en la dirección de la magnetización local del sistema. Este torque por transferencia de espín puede añadirse como un término adicional a la ecuación 2.4 y recibe el nombre de *torque de Slonczewski*, el cual se escribe como [72]

$$\vec{\Gamma}_{ST} = |\gamma| \sigma J \varepsilon \vec{m} \times (\vec{m} \times \vec{p}), \quad (2.18)$$

donde el vector unitario \vec{p} es la dirección de la polarización del espín de los electrones de conducción, J es la magnitud de la densidad de corriente y $\sigma = |\hbar/\mu_0 e| (1/t M_{sat})$. En la definición de σ , e es la carga del electrón, t es el espesor de la capa ferromagnética libre y $\varepsilon = [P\Lambda^2] / [(\Lambda^2 + 1) + (\Lambda^2 - 1)(\vec{m} \cdot \vec{p})]$, mientras que en la definición de ε , P es la razón de polarización de la corriente de espín y Λ es el parámetro asimétrico de Slonczewski, el cual es usualmente $\Lambda = 1$ en sistemas simétricos.

De este modo la ecuación 2.4 recibe el nombre de ecuación de Landau-Lifshitz-Gilbert-Slonczewski, la cual, en términos de la magnetización reducida, se escribe como:

$$\frac{d\vec{m}}{dt} = -|\gamma| \vec{m} \times \vec{H}_{eff} + \alpha \vec{m} \times \frac{d\vec{m}}{dt} + |\gamma| \sigma J \varepsilon \vec{m} \times (\vec{m} \times \vec{p}). \quad (2.19)$$

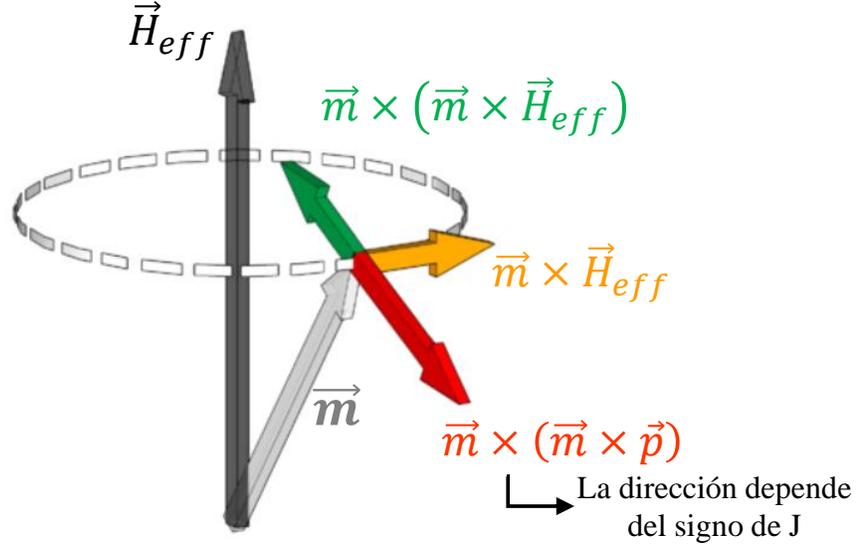


Figura 2.2: Ilustración de los torques que se ejercen sobre la magnetización, descritos por la ecuación de Landau-Lifshitz-Gilbert-Slonczewski.

Adicionalmente, se introduce un segundo término al torque por transferencia de espín el cual es perpendicular a $\vec{\Gamma}_{ST}$. Este torque tiene características fenomenológicas y recibe su nombre en inglés como *field-like torque*, debido a que actúa como un campo efectivo. El *field-like torque* se expresa como

$$\vec{\Gamma}_{FLT} = -|\gamma| \sigma J \varepsilon' (\vec{m} \times \vec{p}), \quad (2.20)$$

donde ε' es el término secundario del torque por transferencia de espín. La magnitud de ε' es una cuestión compleja, aunque experimentalmente se ha observado que depende tanto del material como de los parámetros geométricos del sistema bajo estudio [76].

Finalmente, incorporando a la ecuación 2.4 ambos términos del torque por transferencia de espín, la dinámica de la magnetización resulta

$$\frac{d\vec{m}}{dt} = -|\gamma| \vec{m} \times \vec{H}_{eff} + \alpha \vec{m} \times \frac{d\vec{m}}{dt} + |\gamma| \sigma J \varepsilon \vec{m} \times (\vec{m} \times \vec{p}) - |\gamma| \sigma J \varepsilon' (\vec{m} \times \vec{p}). \quad (2.21)$$

2.2. Energías micromagnéticas

La dinámica de un momento magnético, en su forma más simple, se puede calcular a través de la ecuación de Landau-Lifshitz-Gilbert (ecuación 2.4). A partir de esta ecuación, podemos dar cuenta que tanto la precesión como el término de amortiguamiento dependen del campo efectivo \vec{H}_{eff} , el cual es un requisito previo para calcular la evolución temporal de la magnetización \vec{M} . En general, el campo efectivo es una herramienta para describir las fuerzas que actúan sobre un momento magnético. Las contribuciones energéticas de un sistema ferromagnético tiene múltiples orígenes, las cuales discutiremos en detalle en las subsecciones siguiente. En el modelo micromagnético, las contribuciones a la energía del sistema pueden ser de origen clásico o cuántico. Mientras que la energía de dipolar y la energía de Zeeman pueden describirse de forma clásica, la energía de intercambio, la energía DM y la energía de anisotropía tienen su origen en efectos mecánico cuánticos. A continuación, se discuten las diferentes contribuciones de energía y sus correspondientes campos efectivos dentro del contexto del micromagnetismo.

2.2.1. Energía de Zeeman

La energía de interacción de un momento magnético $\vec{\mu}$ con un campo magnético externo \vec{B} es

$$e_z = -\vec{\mu} \cdot \vec{B}, \quad (2.22)$$

por lo tanto, un sistema compuesto por N momentos magnéticos contenidos en un volumen V tiene una energía de Zeeman total descrita por

$$E_z = -\sum_{i=1}^N \vec{\mu}_i \cdot \vec{B}. \quad (2.23)$$

Si consideramos que

$$\vec{M} = \frac{N}{V} \vec{\mu} \Rightarrow \vec{\mu} = \frac{V}{N} \vec{M} \quad y \quad \vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{M}), \quad (2.24)$$

y reemplazamos en 2.23, obtenemos

$$E_z = -\mu_0 \sum_{i=1}^N \frac{V}{N} \vec{M} \cdot (\vec{H} + \vec{M}). \quad (2.25)$$

Posteriormente, cambiando la sumatoria a una integral obtenemos la energía de Zeeman en el límite continuo representada por

$$E_z = -\mu_0 \sum_{i=1}^N \frac{V}{N} \vec{M} \cdot \vec{H} - \mu_0 \sum_{i=1}^N \frac{V}{N} \vec{M} \cdot \vec{M} \quad (2.26)$$

$$E_z = E_z^0 - \mu_0 \int \vec{M} \cdot \vec{H} dV, \quad (2.27)$$

donde E_z^0 es una constante.

2.2.2. Energía dipolar

Se considera una red de momentos magnéticos $\vec{\mu}_i$ cuyo campo dipolar es \vec{h}_i

$$E_{dip} = -\frac{1}{2} \sum_{i=1}^N \vec{\mu}_i \cdot \vec{h}_i. \quad (2.28)$$

donde el factor 1/2 es para evitar un doble conteo.

Vamos a considerar una esfera físicamente pequeña de radio R que satisfaga que $R \gg a$ (parámetro de red), de forma que los dipolos fuera de la esfera puedan considerarse como un continuo. Además, $R \sim l_{ex}^2$ de forma que estemos seguros que la magnetización dentro de la esfera sea uniforme. El campo en el punto \vec{h}_i se puede calcular como

$$\vec{h}_i = \vec{H}_d - \vec{H}_{esf} + \vec{h}'_i, \quad (2.29)$$

siendo \vec{H}_d el campo continuo de todo el sistema, \vec{H}_{esf} es el campo continuo de la esfera físicamente pequeña y \vec{h}'_i es el campo discreto de la esfera físicamente pequeña de radio R . Considerando la esfera uniformemente magnetizada, entonces

$$\vec{h}_i = \vec{H}_d + \frac{4\pi}{3} \vec{M} + \vec{h}'_i, \quad (2.30)$$

$$h'_i = \sum_{|\vec{r}_{ij}| < R} \left[-\frac{\vec{\mu}_j}{|\vec{r}_{ij}|^3} + \frac{3(\vec{\mu}_j \cdot \vec{r}_{ij})}{|\vec{r}_{ij}|^5} \vec{r}_{ij} \right], \quad (2.31)$$

y considerando la componente \hat{x} , desarrollando el producto punto y suponiendo una simetría cúbica del cristal (para lo cual algunas componentes se anulan $x_{ij} = y_{ij} = 0$ o $x_{ij} = z_{ij} = 0$), obtenemos

$$h'_{ix} = \sum_{|\vec{r}_{ij}| < R} \left[-\frac{\mu_x}{|\vec{r}_{ij}|^3} + \frac{3(\mu_x x_{ij})}{|\vec{r}_{ij}|^5} x_{ij} \right] \quad (2.32)$$

De igual modo para las componentes \hat{y} y \hat{z}

$$h'_{iy} = \sum_{|\vec{r}_{ij}| < R} \left[-\frac{\mu_y}{|\vec{r}_{ij}|^3} + \frac{3(\mu_y y_{ij})}{|\vec{r}_{ij}|^5} y_{ij} \right] \quad y \quad h'_{iz} = \sum_{|\vec{r}_{ij}| < R} \left[-\frac{\mu_z}{|\vec{r}_{ij}|^3} + \frac{3(\mu_z z_{ij})}{|\vec{r}_{ij}|^5} z_{ij} \right] \quad (2.33)$$

$$\sum_{|\vec{r}_{ij}|<R} \frac{x_{ij}^2}{|\vec{r}_{ij}|^5} = \sum_{|\vec{r}_{ij}|<R} \frac{y_{ij}^2}{|\vec{r}_{ij}|^5} = \sum_{|\vec{r}_{ij}|<R} \frac{z_{ij}^2}{|\vec{r}_{ij}|^5} = \frac{1}{3} \sum_{|\vec{r}_{ij}|<R} \frac{x_{ij}^2 + y_{ij}^2 + z_{ij}^2}{|\vec{r}_{ij}|^5} = \frac{1}{3} \sum_{|\vec{r}_{ij}|<R} \frac{1}{|\vec{r}_{ij}|^3}. \quad (2.34)$$

Finalmente reemplazando obtenemos $h'_{ix} = h'_{iy} = h'_{iz} = 0 \Rightarrow \vec{h}'_i = 0$. En el caso de no existir simetría cúbica, tenemos $\vec{h}'_i = \vec{\Lambda} \cdot \vec{M}$, donde $\vec{\Lambda}$ es un tensor que depende de la simetría cristalina y que es cero para simetría cúbica. El campo \vec{h}_i es:

$$\vec{h}_i = \vec{H}_d - \vec{H}_{esf} + \vec{\Lambda} \cdot \vec{M}, \quad (2.35)$$

$$\vec{\mu} = \frac{V}{N} \vec{M}, \quad (2.36)$$

$$E_{dip} = -\frac{1}{2} \frac{V}{N} \sum_i \vec{M} \cdot \vec{h}_i, \quad (2.37)$$

$$E_{dip} = \frac{\mu_0}{2} \int \vec{M} \cdot \vec{h}_i dV, \quad (2.38)$$

reemplazando el campo \vec{h}_i

$$E_{dip} = \frac{\mu_0}{2} \int \vec{M} \cdot \left(\vec{H}_d - \frac{4\pi}{3} \vec{M} + \vec{\Lambda} \cdot \vec{M} \right) dV, \quad (2.39)$$

$$E_{dip} = -\frac{\mu_0}{2} \int_V \vec{M} \cdot \vec{H}_d dV - \frac{2\pi\mu_0}{3} \int_V \vec{M} \cdot \vec{M} - \frac{\mu_0}{2} \int_V \vec{M} \cdot \vec{\Lambda} \cdot \vec{M} dV, \quad (2.40)$$

$$E_{dip} = E_{dip}^0 - \frac{\mu_0}{2} \int_V \vec{M} \cdot \vec{H}_d dV - \frac{\mu_0}{2} \int_V \vec{M} \cdot \vec{\Lambda} \cdot \vec{M} dV. \quad (2.41)$$

Si $\vec{\Lambda} \neq 0$, el último término de la ecuación 2.41 puede ser incluido como una anisotropía. Es conveniente hacer esto ya que las constantes de anisotropía se obtienen a partir de valores experimentales que ya consideran este término.

Finalmente la energía dipolar resulta

$$E_{dip} = E_{dip}^0 - \frac{\mu_0}{2} \int_V \vec{M} \cdot \vec{H}_d dV. \quad (2.42)$$

2.2.2.1. Campo Desmagnetizante

Considerando las ecuaciones de Maxwell

1. Ley de Gauss:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \rho \quad (2.43)$$

2. Ausencia de monopolos magnéticos

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (2.44)$$

3. Ley de inducción de Faraday:

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = -\frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (2.45)$$

4. Ley de Ampere Maxwell

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (2.46)$$

donde $\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}$ es el vector desplazamiento, $\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{M})$ la inducción magnética y \vec{J} la densidad de corriente. En la definición de \vec{D} y \vec{B} , \vec{P} es la polarización y \vec{H} es el campo magnético, respectivamente.

En ausencia de campos y corrientes eléctricas y suponiendo que los campos magnéticos son cuasiestáticos, las ecuaciones de Maxwell se reducen a

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad y \quad \vec{\nabla} \times \vec{H} = 0. \quad (2.47)$$

Sea

$$\vec{H} = \vec{H}_A + \vec{H}_d \Rightarrow \vec{\nabla} \cdot \vec{B} = \mu_0 \nabla \cdot (\vec{H}_A + \vec{H}_d + \vec{M}) = 0, \quad (2.48)$$

donde \vec{H}_A y \vec{H}_d representa el campo magnético aplicado y el campo dipolar, respectivamente. En ausencia de campo magnético externo \vec{H}_{ext} obtenemos

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad \Rightarrow \quad \vec{\nabla} \cdot \vec{H}_d = -\vec{\nabla} \cdot \vec{M} \quad (2.49)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = 0 \quad \Rightarrow \quad \vec{\nabla} \cdot \vec{H}_d = \vec{\nabla} \times (-\vec{\nabla} U_d), \quad (2.50)$$

por lo tanto, el campo desmagnetizante es

$$\vec{H}_d = -\vec{\nabla} U_d \quad (2.51)$$

$$\nabla^2 U_d = \vec{\nabla} \cdot \vec{M} = 0. \quad (2.52)$$

Suponiendo que existe una densidad de carga magnética efectiva ρ_m , podemos escribir

$$\nabla^2 U_d = \vec{\nabla} \cdot \vec{M} = -\rho_m, \quad (2.53)$$

de este modo

$$U_d(\vec{r}) = -\frac{1}{4\pi} \int_V \frac{\vec{\nabla} \cdot \vec{M}(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} dV' + \frac{1}{4\pi} \int_S \frac{\hat{n}' \cdot \vec{M}(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} dS', \quad (2.54)$$

el primer término del resultado anterior está asociado a la contribución volumétrica, mientras que el segundo está asociado a la contribución superficial debido a cargas magnéticas superficiales σ_m acumuladas en los bordes del material. Su derivación es la siguiente

$$U_d^{ext} = U_d^{in} \Rightarrow \left. \frac{\partial U_d}{\partial \hat{n}} \right|_{ext} - \left. \frac{\partial U_d}{\partial \hat{n}} \right|_{in} = -\vec{M} \cdot \hat{n} = \sigma_m. \quad (2.55)$$

La función de Green en coordenadas cilíndricas es

$$\frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} = \sum_{p=-\infty}^{\infty} e^{ip(\phi - \phi')} \int_0^{\infty} dq J_p(q\rho) J_p(q\rho') e^{-q(z_{>} - z_{<})}, \quad (2.56)$$

donde $z_{<}$ es el mayor y $z_{>}$ es el menor entre z e z' y J_p es una función de Bessel de primera especie y orden p .

2.2.3. Energía de intercambio

La interacción de intercambio es la contribución responsable del ordenamiento magnético de los materiales. Esta interacción surge a partir de un efecto cuántico sin análogo clásico, debido al solapamiento de las funciones de onda electrónicas de electrones vecinos. La interacción de intercambio entre dos espines contiguos, \vec{S}_i y \vec{S}_j , puede ser descrita por el siguiente hamiltoniano

$$H_{ex} = -J_{ij} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j, \quad (2.57)$$

donde J es la constante de intercambio, una medida de la intensidad de la interacción. $J_{ij} = J > 0$ para materiales ferromagnéticos y $J_{ij} = J < 0$ para materiales antiferromagnéticos. La energía de intercambio es

$$E_{ex} = JS^2 \sum_{nn} \cos \phi_{ij} \quad (2.58)$$

$$|\phi_{ij}| \ll 1 \Rightarrow \cos \phi_{ij} \approx 1 - \frac{\phi_{ij}^2}{2} + \dots \quad (2.59)$$

$$E_{ex} = JS^2 \sum_{n.n} \left(1 - \frac{\phi_{ij}^2}{2} \right) = -JS^2 \sum_{n.n} 1 + \frac{JS^2}{2} \sum_{n.n} \phi_{ij}^2 \quad (2.60)$$

$$E_{ex} = E_{ex}^0 + \frac{JS^2}{2} \sum \phi_{ij}^2 \quad (2.61)$$

donde E_{ex}^0 es la energía cuando todos los momentos magnéticos están alineados.

$$|\vec{m}_i - \vec{m}_j|^2 = |\vec{m}_i|^2 - 2|\vec{m}_i||\vec{m}_j| \cos \phi_{ij} + |\vec{m}_j|^2 = 2 - 2 \cos \phi_{ij} = 2(1 - \cos \phi_{ij}) \quad (2.62)$$

$$|\vec{m}_i - \vec{m}_j|^2 \approx 2 \left(1 - 1 + \frac{\phi_{ij}^2}{2} \right) = \phi_{ij}^2 \quad (2.63)$$

suponiendo que $\vec{m}_j = \vec{m}(x, y, z)$ y su vecino $\vec{m}_i = \vec{m}(x + r_{ix}, y + r_{iy}, z + r_{iz})$ entonces

$$|\vec{m}_i - \vec{m}_j| = |\vec{m}(x, y, z) - \vec{m}(x + r_{ix}, y + r_{iy}, z + r_{iz})| \quad (2.64)$$

utilizando la expansión en Taylor tenemos

$$|\vec{m}_i - \vec{m}_j| = \left| \vec{m}(x, y, z) - \left(\vec{m}(x, y, z) + r_{ix} \frac{\partial \vec{m}}{\partial x} + r_{iy} \frac{\partial \vec{m}}{\partial y} + r_{iz} \frac{\partial \vec{m}}{\partial z} \right) \right| \quad (2.65)$$

$$|\vec{m}_i - \vec{m}_j| = \left| r_{ix} \frac{\partial \vec{m}}{\partial x} + r_{iy} \frac{\partial \vec{m}}{\partial y} + r_{iz} \frac{\partial \vec{m}}{\partial z} \right| = \left| \left(r_{ix} \frac{\partial}{\partial x} + r_{iy} \frac{\partial}{\partial y} + r_{iz} \frac{\partial}{\partial z} \right) \vec{m} \right| = \left| (\vec{r}_i \cdot \vec{\nabla}) \vec{m} \right| \quad (2.66)$$

de este modo

$$\phi_{ij}^2 \approx |\vec{m}_i - \vec{m}_j|^2 = \left| (\vec{r}_i \cdot \vec{\nabla}) \vec{m} \right|^2. \quad (2.67)$$

Finalmente obtenemos

$$E_{ex} = E_{ex}^0 + \frac{JS^2}{2} \sum_{i=1}^N \sum_{r_i} \left| (\vec{r}_i \cdot \vec{\nabla}) \vec{m} \right|^2, \quad (2.68)$$

donde

$$\sum_{r_i} \left| (\vec{r}_i \cdot \vec{\nabla}) \vec{m} \right|^2 = 2a^2 [(\partial_x \vec{m})^2 + (\partial_{xy} \vec{m})^2 + (\partial_z \vec{m})^2], \quad (2.69)$$

como $\vec{m} = m_x \hat{x} + m_y \hat{y} + m_z \hat{z}$, entonces desarrollando las derivadas parciales y agrupando los vectores unitarios correspondientes para una red cúbica simple obtenemos

$$\sum_{r_i} |(\vec{r}_i \cdot \vec{\nabla}) \vec{m}|^2 = 2a^2 \left[(\vec{\nabla} m_x)^2 + (\vec{\nabla} m_y)^2 + (\vec{\nabla} m_z)^2 \right]. \quad (2.70)$$

En el caso general para otras redes cúbicas tenemos

$$\sum_{r_i} |(\vec{r}_i \cdot \vec{\nabla}) \vec{m}|^2 = 2a^2 c \left[(\vec{\nabla} m_x)^2 + (\vec{\nabla} m_y)^2 + (\vec{\nabla} m_z)^2 \right], \quad (2.71)$$

siendo c el número de sitios atómicos en una celda cúbica de lado a , finalmente:

$$E_{ex} = E_{ex}^0 + \frac{JS^2c}{a} a^3 \sum_{r_i} \left[(\vec{\nabla} m_x)^2 + (\vec{\nabla} m_y)^2 + (\vec{\nabla} m_z)^2 \right]. \quad (2.72)$$

Pasando al continuo tenemos que la sumatoria es cambiada por la integral, entonces:

$$E_{ex} = E_{ex}^0 + A \int_V \left[(\vec{\nabla} m_x)^2 + (\vec{\nabla} m_y)^2 + (\vec{\nabla} m_z)^2 \right] dV; A = \frac{JS^2c}{a}, \quad (2.73)$$

siendo A la constante de Stiffness.

2.2.4. Energía de Dzyaloshinskii-Moriya

Como se mostró en la sección 1.3, en sistemas que carecen de simetría de inversión el acoplamiento espín-órbita puede inducir una interacción de intercambio asimétrica representada por la ecuación 1.7. En el marco micromagnético, la hipótesis es que la dirección de los espines debido a la DMI evoluciona lentamente a escala atómica, lo que permite construir una forma continua para la DMI. Al considerar películas que son más delgadas que cualquier escala de longitud micromagnética, las variaciones a lo largo de la superficie normal son despreciadas de modo que consideramos un valor promedio uniforme a lo largo del espesor de la película. Dado $\vec{m}(\vec{r})$ la dirección de magnetización en la posición \vec{r} , la densidad de energía interfacial de Dzyaloshinskii-Moriya se escribe como [33]

$$\varepsilon_{interDM} = D \left[\left(m_x \frac{\partial m_x}{\partial x} - m_z \frac{\partial m_x}{\partial x} \right) + \left(m_z \frac{\partial m_z}{\partial y} - m_z \frac{\partial m_y}{\partial y} \right) \right], \quad (2.74)$$

la cual se puede reescribir en términos de la energía, tomando la forma

$$E_{InterDM} = DL \int \int \left[m_z \vec{\nabla} \cdot \vec{m} - (\vec{m} \cdot \vec{\nabla}) m_z \right] d^2 \vec{r}, \quad (2.75)$$

donde D es la constante micromagnética de DMI efectiva, en J/m^2 . La relación entre D y $|\vec{d}|$ depende del tipo de red, pero se escala como $1/aL$ (a es la constante de la red y L es el espesor de la película magnética).

2.2.5. Energía de Anisotropía

Los materiales magnéticos reales no son isotrópicos y los diferentes ejes de imanación no son equivalentes. Hay diferentes tipos de anisotropías siendo la más común la magnetocristalina originada por la interacción espín-órbita. Las órbitas de los electrones están vinculadas a la estructura cristalográfica y debido a su interacción con el momento angular de espín, hacen que estos últimos prefieran alinearse a lo largo de ejes cristalográficos bien definidos. Por lo tanto, hay direcciones en el espacio en las cuales es más fácil magnetizar un material en comparación a otras. Esta diferencia puede ser expresada a través de un término en la energía que dependa de la dirección de la imanación. Si bien la energía magnetocristalina es usualmente más pequeña comparada con la interacción de intercambio y esta última es indiferente a una dirección preferente de imanación, la dirección de imanación está determinada solamente por la anisotropía y no siempre puede ser despreciada. Por lo tanto, una dirección de fácil imanación generada por el término de anisotropía es siempre una dirección para la cual la energía de anisotropía es mínima. Una evaluación cuantitativa de la interacción espín-órbita a partir de principios básicos es posible, pero los resultados no presentan un buen acuerdo con los experimentos al igual que lo que ocurre con las integrales de intercambio. Por lo tanto, la energía de anisotropía se agrega como una expresión fenomenológica escrita en series de potencias que toma en cuenta la simetría del cristal y cuyos coeficientes son tomados de los experimentos.

2.2.5.1. Anisotropía uniaxial

Para una red hexagonal, la energía de anisotropía es posible escribirla como función del ángulo que forma la magnetización con un eje favorable de imanación. A partir de los experimentos, se sabe que la energía es simétrica y, por lo tanto, las potencias impares no se consideran en la expansión. Así, los primeros dos términos de la energía de anisotropía uniaxial se escriben como

$$E_u = \int_v (-K_1 \cos^2 \theta + K_2 \cos^4 \theta) dV = \int_v (-K_1 m^2 + K_2 m^4) dV. \quad (2.76)$$

Las constantes K_1 y K_2 son características del material, dependen de la temperatura y sus valores son tomados de los experimentos. En principio, la expansión podría considerar términos de órdenes superiores, pero ningún material ferromagnético parece requerirlo, incluso en la mayoría de los casos (al igual que en esta tesis) el término K_2 es despreciado y el estudio puede ser llevado a cabo solo considerando

el primer término, ya que en todos los casos conocidos $|K_2| \ll |K_1|$. De este modo, la energía se representa por

$$E_u = -K_1 \int_V m^2 dV, \quad (2.77)$$

en la cual, si $K_1 > 0$ significa que el eje cristalográfico es un eje fácil de imanación, mientras que si $K_1 < 0$ significa que la magnetización se alinea favorablemente en el plano perpendicular al eje cristalográfico.

Capítulo 3

Dependencia del campo magnético sobre el tamaño de un skyrmion tipo Néel en nanodiscos ultradelgados

3.1. Resumen

En este capítulo, investigamos sistemáticamente, por medio de simulaciones micromagnéticas y cálculos analíticos, la dependencia del diámetro de un skyrmion tipo Néel en nanodiscos circulares multicapas como función del campo magnético aplicado fuera del plano. Los sistemas considerados poseen interacción de Dzyaloshinskii-Moriya interfacial y anisotropía uniaxial fuera del plano.

Nuestros resultados muestran la existencia de dos clases de skyrmions caracterizados por la dependencia de su tamaño como función del campo magnético. Esta dependencia está relacionada con la estabilidad de los skyrmions en ausencia de campo magnético. La primera clase de skyrmion es estable a $B = 0.0$ y su diámetro aumenta fuertemente cuando el campo es aplicado paralelamente a la dirección de su núcleo. Esta dependencia está restringida a un cierto valor de campo magnético, por sobre el cual el skyrmion se convierte en un estado metaestable y la dependencia de su diámetro disminuye. La segunda clase de skyrmion es metaestable a $B = 0.0$ y la dependencia de su diámetro es débil en un amplio rango de valores de campo magnético, sin embargo, existe un cierto valor crítico en el cual su tamaño aumenta drásticamente. Alrededor de este valor, existe una región de biestabilidad en la cual pueden coexistir dos skyrmions de diferentes tamaños. Estos skyrmions, también están caracterizados por presentar un comportamiento histerético con relación a su diámetro. Adicionalmente, se ha estudiado la estabilidad térmica por medio del cálculo de las barreras de energía que separan al skyrmion de los estados ferromagnéticos saturados en la dirección $+\hat{z}$ y $-\hat{z}$. Nuestros cálculos nos han permitido estimar que la primera clase de skyrmion es térmicamente estable por más de

20 años, mientras que en la segunda clase de skyrmion la estabilidad térmica es sólo de unos cuantos segundos. Los resultados que presentamos a continuación fueron publicados en [77].

3.2. Modelo

El sistema en estudio corresponde a un disco circular de múltiples películas ultradelgadas de Ni y/o Co. Las películas magnéticas se alternan entre metales de transición con fuerte acoplamiento espín-órbita, para los cuales hemos considerado Ir y Pt tal como se muestra en la figura 3.1. Adicionalmente, hemos tomado en cuenta sistemas cuyas interfaces magnéticas están en presencia de óxidos (para lo cual hemos considerado MgO) ya que, como se mencionó en el capítulo 1.2, en este tipo de sistemas también se origina una DMI interfacial. En nuestra convención, un campo magnético positivo es paralelo al núcleo del skyrmion, mientras que un campo magnético negativo es aplicado antiparalelo a su núcleo. El nanodisco tiene un diámetro d y la película ferromagnética un espesor fijo $L = 0.6$ nm. Los parámetros micromagnéticos son tomados de la literatura y corresponden a diferentes sistemas multicapas, los cuales indicamos esquemáticamente como PtCoPt [9], PtCoMgO [18], IrCoPt [17] y PtCoNiCo [78].

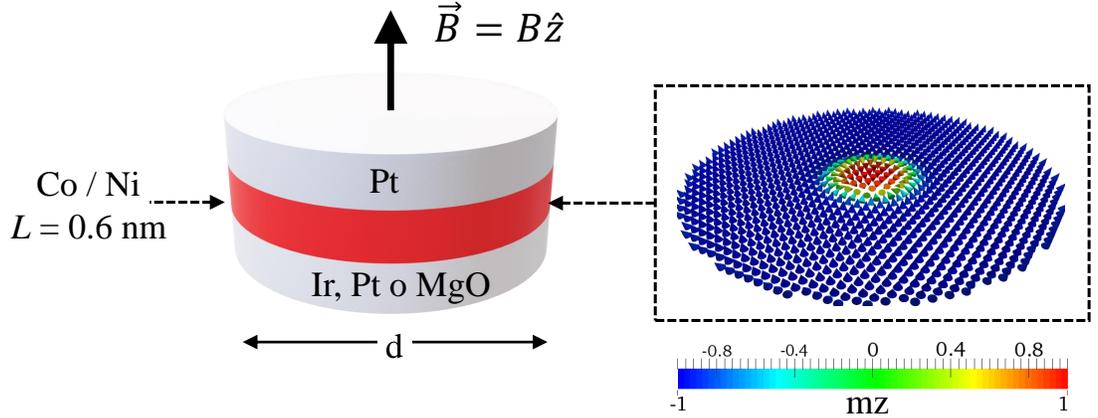


Figura 3.1: Caracterización geométrica del sistema multicapa en estudio. Las películas ultradelgadas de material ferromagnético están en presencia de DMI interfacial debido a metales de transición adyacentes con fuerte acoplamiento espín-órbita (Ir, Pt) y óxidos (MgO) en la interface. Experimentalmente, la multicapa está compuesta de una repetición sistemática de tres capas. El perfil de la magnetización del skyrmion tipo Néel es mostrado a través de la escala de color. El campo magnético aplicado (\vec{B}) está en la dirección \hat{z} y es perpendicular al plano x - y del nanodisco.

El funcional de energía del sistema está definido mediante la siguiente densidad de energía

$$\varepsilon(\vec{m}) = A \sum_{\alpha} (\vec{\nabla} m_{\alpha})^2 + D[m_z \vec{\nabla} \cdot \vec{m} - (\vec{m} \cdot \vec{\nabla}) m_z] - K_u m_z^2 - \frac{M_s}{2} \mu_0 \vec{m} \cdot \vec{H}_d - M_s \vec{m} \cdot \vec{B}, \quad (3.1)$$

donde, como ya hemos visto en la capítulo anterior, el primer término corresponde a la energía de intercambio con la constante de Stiffness A , el segundo término representa la DMI interfacial con la constante de Dzyaloshinskii-Moriya D y los otros términos corresponden a la anisotropía uniaxial fuera del plano (donde K_u es la constante de anisotropía uniaxial), la energía magnetostática y la energía de Zeeman, respectivamente. Los parámetros micromagnéticos correspondientes a cada sistema multicapa están resumidos en la tabla 3.1. El factor de calidad $Q = 2K_u/\mu_0 M_s^2$ es mayor que la unidad para cada conjunto de parámetros y la constante de DMI, es lo suficientemente grande como para garantizar la existencia de skyrmions tipo Néel en ausencia de campo magnético externo.

Parametros	PtCoPt [9]	PtCoMgO [18]	IrCoPt [17]	PtCoNiCo [78]
M_s (10^3 A/m)	580	1400	956	600
A (10^{-12} J/m)	15	27.5	10	20
K_u (10^6 J/m ³)	0.7	1.45	0.717	0.6
D (10^{-3} J/m ²)	3	2.05	1.6	3

Tabla 3.1: Parámetros micromagnéticos correspondiente a cada sistema multicapa, donde M_s es la magnetización de saturación, A la constante de Stiffness, K_u la constante de anisotropía uniaxial y D la constante de DMI.

En este estudio, hemos realizado simulaciones micromagnéticas utilizamos el código OOMMF [79] (Object-Oriented Micromagnetic Framework), en el cual se integra numéricamente la ecuación 2.4. El volumen del nanodisco fue discretizado en celdas cúbicas de tamaño $0.5 \times 0.5 \times 0.6$ nm³. El campo magnético externo fue variado desde -20 mT a 30 mT en intervalos de 2.5 mT. Para una mejor comprensión de la dependencia del diámetro del skyrmion como función de un campo magnético, también hemos realizado cálculos semi-analíticos de las energías micromagnéticas involucradas. Para esto, definimos el vector de magnetización reducida \vec{m} del skyrmion a través de ángulos esféricos (Θ, Φ) asumiendo que el eje z es perpendicular al plano del nanodisco y que no existe dependencia de la magnetización sobre la coordenada z . El ángulo polar $\Theta = \Theta_0(\rho)$ es asumido como una función circularmente simétrica de la cordenada polar $\vec{\rho} = (\rho, \phi)$ y el angulo azimutal es $\Phi = \Phi_0 + \phi$, donde $\Phi_0 = 0, \pi$ para el caso de un skyrmion tipo Néel. Para la descripción del perfil de la magnetización del skyrmion usamos la siguiente función de prueba

$$\tan \frac{\Theta_0(r)}{2} = \frac{r_s}{r} e^{\xi(r_s-r)}, \quad (3.2)$$

donde $r_s = R_s/l_{ex}$ es el radio reducido del skyrmion expresado a través de la longitud de intercambio $l_{ex} = \sqrt{2A/\mu_0 M_s^2}$, $r = \rho/l_{ex}$ y $\xi^2 = Q - 1$. La función de prueba dada en la ecuación 3.2 fue sugerida por DeBonte et al. [80] y previamente utilizada por Sheka et al. [81] para describir solitones magnéticos axialmente simétricos en un ferromagneto, mostrando un buen acuerdo con un método directo de minimización de energía. Recientemente, esta función de prueba fue exitosamente utilizada para calcular la estabilidad de un skyrmion en ausencia de campo magnético externo y la dependencia de su tamaño como función de la intensidad de la DMI y la temperatura [24], mostrando también un buen acuerdo con simulaciones micromagnéticas. Para el caso isotrópico ($\xi = 0$) la ecuación 3.2 recupera la solución de Belavin-Polyakov y conduce a una energía de intercambio finita cuando $r \rightarrow 0$. Las condiciones de estabilidad del skyrmion se pueden encontrar usando un procedimiento variacional estándar de la minimización del funcional de energía $E = \int dV \varepsilon(\vec{m})$, resolviendo las ecuaciones

$$\frac{\partial E}{\partial r_s} = 0, \quad \frac{\partial^2 E}{\partial r_s^2} > 0, \quad (3.3)$$

donde r_s es el parámetro minimizable.

3.3. Resultados y discusión

3.3.1. Simulaciones micromagnéticas

La figura 3.2(a) muestra el buen acuerdo que existe entre los resultados analíticos, obtenidos mediante el modelo teórico de la ecuación 3.2, y los resultados numéricos, obtenidos mediante simulaciones micromagnéticas. Hemos graficado el perfil de la magnetización de un skyrmion a diferentes campos magnéticos utilizando ambos métodos. Por otra parte, la figura 3.2(b) muestra la comparación entre las energías magnéticas del skyrmion con su núcleo paralelo y antiparalelo a la dirección del campo magnético aplicado. Los resultados indican que el skyrmion con el núcleo antiparalelo siempre tiene menor energía que el skyrmion con el núcleo paralelo a la dirección del campo. En cualquier caso, los resultados son simétricos con respecto a la inversión del campo magnético, por lo tanto, podemos restringirnos solamente a los campos positivos. Por otra parte, debemos recordar que en nuestra convención para el campo positivo siempre hay un skyrmion con energía más baja que se puede obtener por simetría a partir de los resultados para campos negativos.

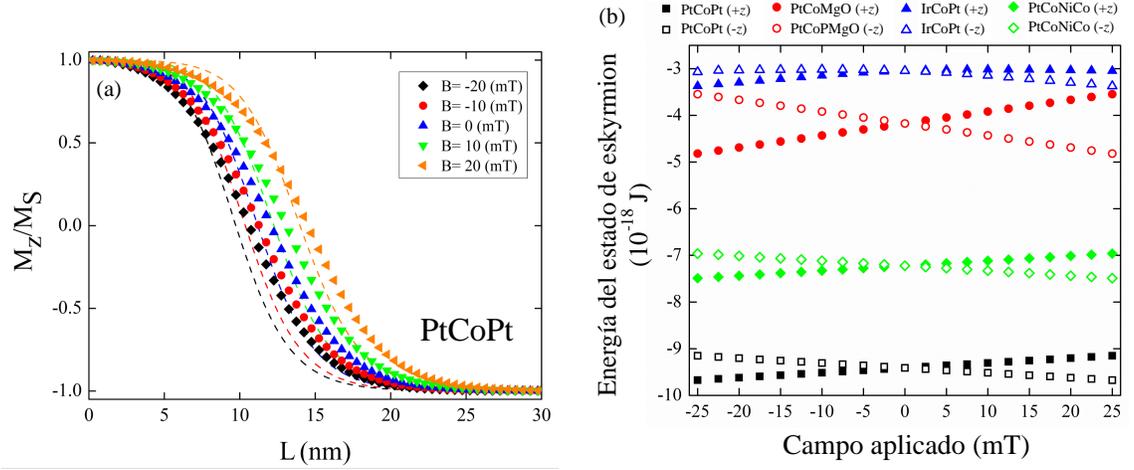


Figura 3.2: (a) Perfil de la componente z de la magnetización de un skyrmion en un nanodisco de PtCoPt de 200 nm de diámetro para diferentes valores de campos magnéticos. Las líneas punteadas representan los cálculos analíticos usando el perfil de skyrmion dado por la ecuación 3.2, mientras que los símbolos representan resultados numéricos. Adicionalmente, hemos reducido el eje horizontal para obtener un mayor detalle de la evolución de la magnetización a lo largo del diámetro del nanodisco. (b) Resultados numéricos para la energía de un skyrmion como función de un campo magnético fuera del plano para diferentes materiales y orientaciones de su núcleo con respecto a la dirección del campo magnético aplicado. Las leyendas (+ z) y (- z), corresponden a la dirección del núcleo del skyrmion. El diámetro del nanodisco es 200 nm.

La figura 3.3 muestra instantáneas de la magnetización de un skyrmion tipo Néel en diferentes materiales para un nanodisco circular de 200 nm de diámetro a diferentes valores de campo magnético aplicados. Dos situaciones distintas pueden ser observadas cuando el valor del campo magnético aumenta. Para IrCoPt, el skyrmion es grande y ocupa casi en su totalidad el tamaño del nanodisco. En todos los otros casos, el skyrmion es pequeño para ciertos valores de campo magnético, sin embargo, existe un campo crítico en el cual el tamaño del skyrmion aumenta drásticamente.

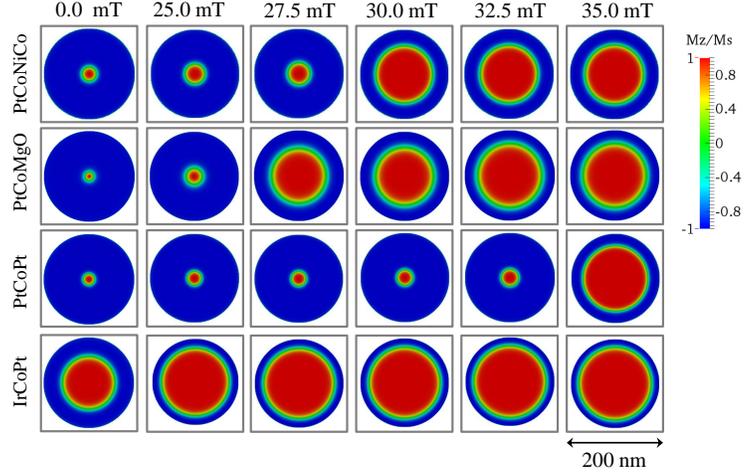


Figura 3.3: Instantáneas de la magnetización de skyrmions tipo Néel en un nanodisco cilíndrico de 200 nm de diámetro para diferentes sistemas multicapas, las cuales muestran dos tipos de skyrmions, uno pequeño y otro grande, este último es estabilizado por la frontera del sistema. Debemos tener en cuenta que las configuraciones iniciales en todos los casos corresponden a las de un skyrmion a $B = 0.0$ mT.

Para abordar la diferencia entre estas situaciones, en la figura 3.4 presentamos la comparación entre las energías del estado de skyrmion y el estado saturado perpendicularmente al plano (estado quasi-uniforme debido a la inclinación de los momentos magnéticos en el borde del nanodisco), cuando se aplica un campo magnético fuera del plano en la dirección positiva (paralelo al núcleo del skyrmion) y en la dirección negativa (antiparalelo al núcleo del skyrmion). Por simplicidad, solamente presentamos los resultados para el skyrmion cuyo núcleo es paralelo al eje $+z$. El skyrmion con el núcleo paralelo al eje $-z$, puede ser fácilmente visto mediante el uso de simetría con campos negativos. Por otra parte, solo hemos considerado el estado uniforme cuya magnetización es paralela a la dirección del campo.

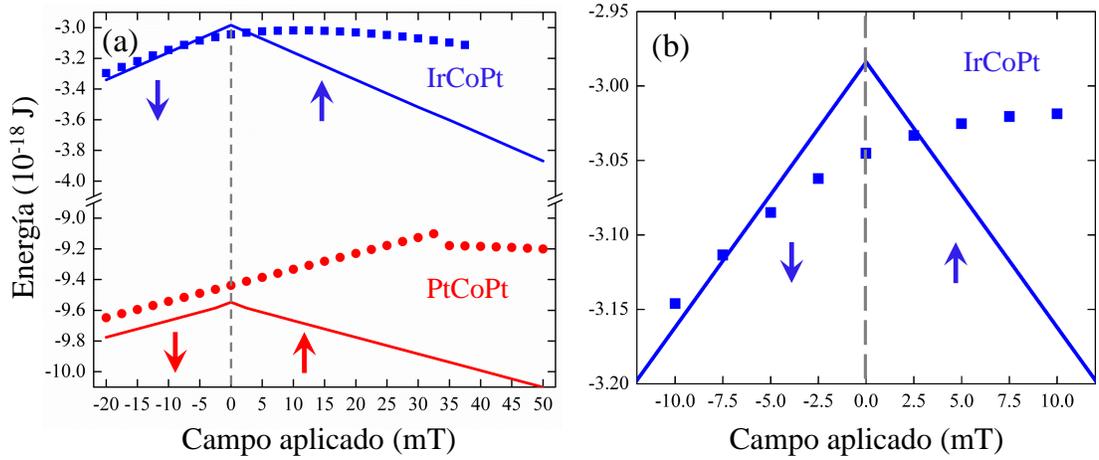


Figura 3.4: (a) Comparación de las energías entre un estado ferromagnético saturado perpendicularmente al plano y un estado de skyrmion en un nanodisco de 200 nm de diámetro considerando dos diferentes multicapas: IrCoPt (curvas superiores en azul) y PtCoPt (curvas inferiores en rojo). Los símbolos corresponden al estado de skyrmion, mientras que las líneas sólidas corresponden al estado saturado, el cual siempre es paralelo a la dirección del campo magnético (las flechas indican la dirección de la saturación del sistema). (b) Amplificación de la región en la cual el skyrmion es energéticamente más favorable, en comparación con el estado ferromagnético saturado, en un cierto rango de valores de campo magnético para el IrCoPt. Estos resultados han sido obtenidos mediante simulaciones micromagnéticas.

A partir de las consideraciones energéticas es posible notar que, en el caso del IrCoPt, el skyrmion está en su estado fundamental en ausencia de campo magnético y existe una región de estabilidad en algún intervalo alrededor de $B = 0.0$. En todos los otros casos, considerando casos como PtCoPt presentado en la figura 3.4(a), el skyrmion es siempre metaestable. Debemos tener en cuenta que sólo en uno de los cuatro sistemas multicapa considerados, el skyrmion es el estado fundamental del sistema. Esto está en acuerdo con que la mayoría de los skyrmions reportados en la literatura son metaestables.

Nuestros principales resultados son presentados en la figura 3.5, donde mostramos la dependencia del diámetro del skyrmion como función del campo magnético aplicado a un nanodisco de $d = 200$ nm y $d = 400$ nm de diámetro, para los cuales hemos considerado cuatro diferentes tipos de sistemas multicapas. A partir de estos resultados es posible apreciar que existen dos dependencias características sobre el diámetro del skyrmion. En el caso del IrCoPt, el skyrmion es estable en ausencia de campo magnético, su diámetro es grande a $B = 0.0$ y su tamaño aumenta fuertemente cuando el campo magnético aumenta hasta convertirse en un estado metaestable, donde la influencia del campo magnético sobre su tamaño se vuelve débil. En los

otros casos (PtCoPt, PtCoMgO y PtCoNiCo), el skyrmion es siempre metaestable y la dependencia de su tamaño es débil en un amplio rango de valores de campo magnético, sin embargo, existe un valor crítico en el cual se produce un aumento repentino de su diámetro. Alrededor de este valor crítico, existen dos tipos de skyrmions: uno pequeño y uno grande. Adicionalmente, la dependencia del diámetro del skyrmion se caracteriza por un comportamiento histerético en función del campo aplicado. En esta región, el skyrmion de diámetro mayor tiene, en general, una energía más baja en comparación al skyrmion pequeño. Notar que el campo magnético crítico para la transición entre ambos skyrmions es más grande en nanodiscos pequeños, mientras que el ancho de la histéresis es más grande en el nanodisco de diámetro mayor.

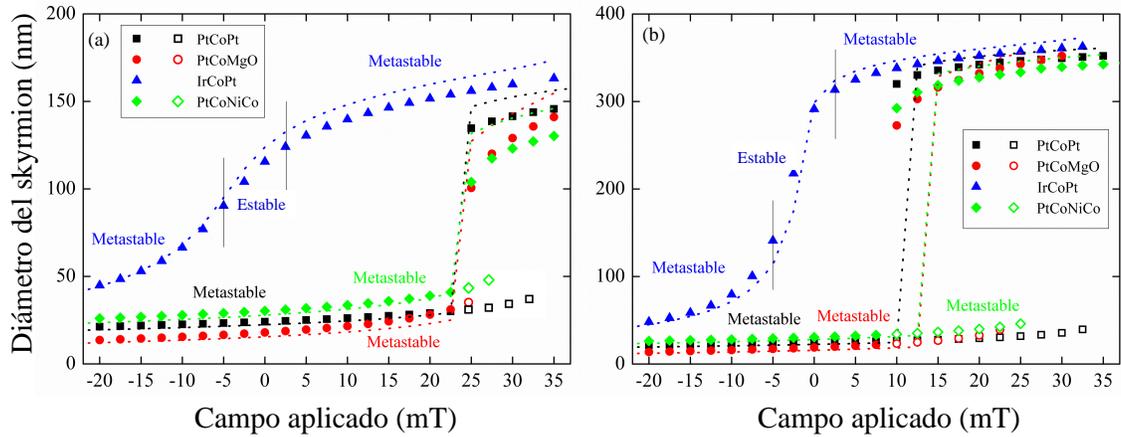


Figura 3.5: Dependencia del diámetro del skyrmion como función de un campo magnético aplicado fuera del plano para un nanodisco cilíndrico ultrafino de diámetro (a) $d = 200$ nm y (b) $d = 400$ nm. En la región de biestabilidad, los símbolos abiertos representan estados de skyrmion de radio pequeño con energía más alta que los estados de skyrmion de diámetro mayor. Las líneas punteadas representan los cálculos analíticos usando el perfil de skyrmion dado por la ecuación 3.2. Por simplicidad, se presentan para los resultados analíticos sólo los tamaños de skyrmion de menor energía.

La figura 3.6 presenta el diámetro del skyrmion como función del tamaño del nanodisco. Hemos utilizado dos magnitudes de campo magnético: $B = 0.0$ y $B = 15$ mT. A partir de la figura 3.5 sabemos que estos valores de campos magnéticos corresponden a valores comprendidos dentro y fuera de la región de estabilidad, respectivamente. En nanodiscos muy pequeños, todos los skyrmions tienen dimensiones muy similares debido a que son estabilizados por el borde del sistema. Mientras que los skyrmions pequeños metaestables revelan un aumento débil de su diámetro como función del tamaño del nanodisco, los skyrmions grandes revelan una fuerte depen-

dencia manteniendo la relación entre el diámetro del skyrmion y el diámetro del nanodisco aproximadamente como una constante.

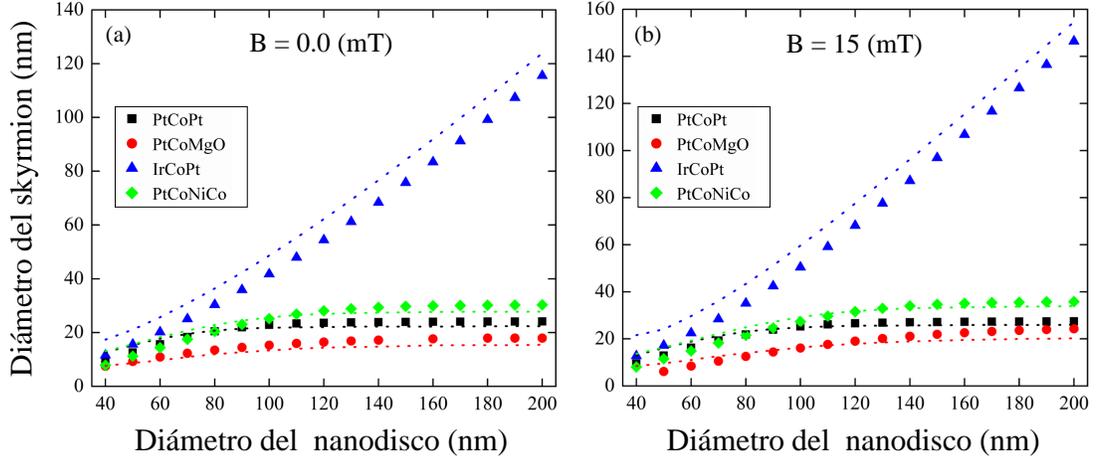


Figura 3.6: Dependencia del diámetro del skyrmion como función del diámetro del nanodisco para diferentes materiales en (a) ausencia de campo magnético y (b) un campo magnético de magnitud $B = 15$ mT. Los símbolos representan resultados numéricos, mientras que las líneas punteadas representan predicciones teóricas.

3.3.2. Cálculos analíticos

Como se mencionó anteriormente, los resultados del modelo analítico están representados por líneas punteadas en las figuras 3.2(a), 3.5 y 3.6 como función del campo magnético aplicado y el diámetro del nanodisco, respectivamente. Dado el *ansatz* utilizado para el perfil del skyrmion (ecuación 3.2), consideramos que el acuerdo entre los cálculos analíticos y las simulaciones micromagnéticas es excelente. Particularmente, el modelo analítico reproduce bien la biestabilidad del skyrmion para campos magnéticos grandes. En la figura 3.7 presentamos la energía del skyrmion como función de su diámetro para el nanodisco de PtCoPt cerca del campo crítico. La gráfica muestra claramente como aparece un mínimo adicional correspondiente al diámetro del skyrmion de tamaño mayor cuya energía es, en general, más baja que la del skyrmion de diámetro pequeño. El skyrmion de tamaño pequeño se vuelve inestable para valores altos de campo magnético. Un comportamiento muy similar se reportó recientemente en la referencia [24] como función de la temperatura. La biestabilidad del skyrmion, en ausencia de campo magnético, se simuló recientemente en nanodiscos gruesos multicapas debido a los efectos de las interacciones dipolares [82]. En la figura 3.7(a) notamos que las dimensiones del eje de la abscisa se extiende más allá de la longitud del diámetro del nanodisco que contiene al skyrmion. Debido a que el radio del skyrmion se define para $m_z = 0$, es necesario llevar este valor por

sobre la dimensión de confinamiento para poder observar el estado cuasi-uniforme (mínimo global) o el estado ferromagnético saturado (valor constante de la energía).

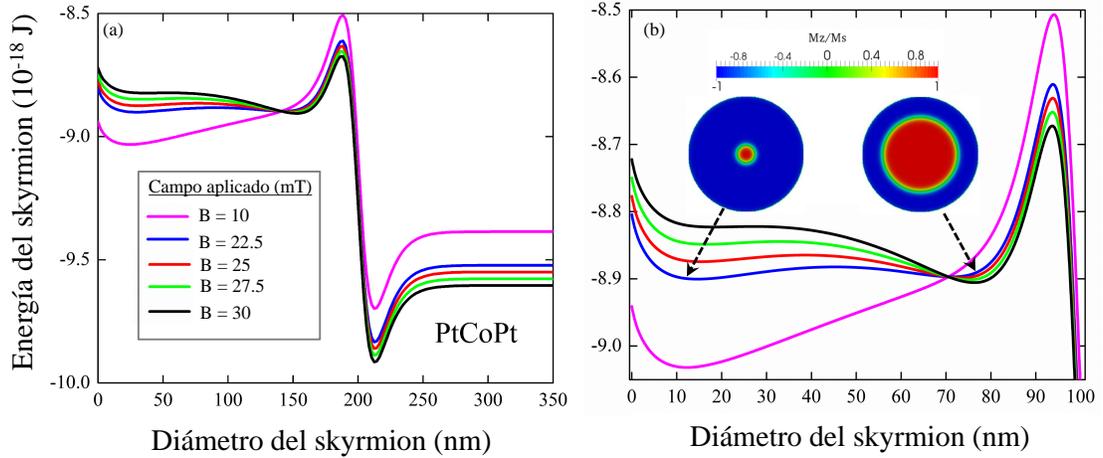


Figura 3.7: (a) Energía de un skyrmion en un nanodisco de 200 nm de diámetro compuesto de PtCoPt como función de su diámetro para diferentes valores del campo magnético cerca del valor crítico. (b) Magnificación de (a) en la región en la cual se observa la aparición de dos mínimos locales, los cuales representan la existencia de dos skyrmions de diferentes tamaños para un mismo valor de campo magnético. El mínimo global representa un estado cuasi-uniforme, mientras que el valor constante en la energía representa el estado completamente polarizado en la dirección del núcleo del skyrmion. Los resultados han sido obtenidos mediante los cálculos analíticos.

En el caso del sistema multicapa IrCoPt, el mínimo local de la energía en la figura 3.8(a) (región de estabilidad) se localiza en aquellos valores en los cuales su diámetro es grande y se desplaza fuertemente a pequeños cambios del campo magnético. En la región de metaestabilidad, presentada en la figura 3.8(b), este mínimo siempre se localiza cerca del borde del nanodisco y se desplaza débilmente hacia valores de diámetros mayores cuando el campo magnético aumenta. Al igual que en el caso del sistema PtCoPt, el mínimo global representa un estado cuasi-uniforme y, por esta razón, se encuentra fuera de la longitud del diámetro del nanodisco.

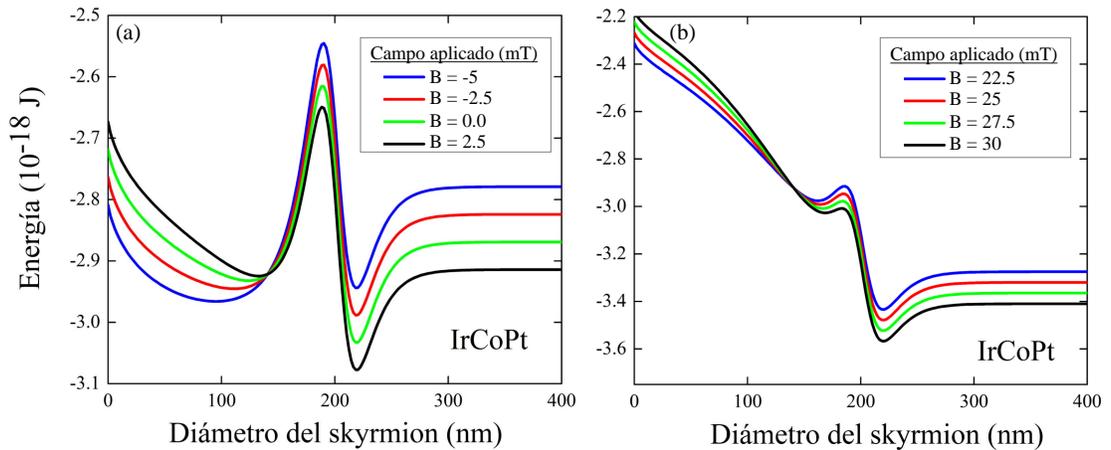


Figura 3.8: Energía de un skyrmion en un nanodisco multicapa compuesto de IrCoPt de 200 nm de diámetro, como función del diámetro del skyrmion para diferentes valores del campo magnético en (a) región estable y en (b) región metaestable.

Otro ejemplo se presenta en la figura 3.9 para el sistema compuesto por la multicapa de PtCoNiCo en la cual la densidad de energía se grafica para diferentes diámetros del nanodisco. Observamos claramente que en ausencia de campo magnético (figura 3.9(a)) existe solamente un mínimo local de energía el cual corresponde a valores pequeños del diámetro del skyrmion y se desplaza débilmente hacia la derecha cuando el diámetro del nanodisco aumenta. Al mismo tiempo, cuando $B = 25$ mT (figura 3.9(b)) existen dos mínimos locales de energía: uno en el cual el tamaño del skyrmion es pequeño y otro en el cual el tamaño del skyrmion es grande. El skyrmion de diámetro mayor se encuentra estabilizado debido al borde del sistema y tiene una energía menor. El mínimo de energía correspondiente al diámetro del skyrmion pequeño es poco profundo y desaparece, aumentando la intensidad del campo de polarización, mientras que el mínimo de energía correspondiente al skyrmion con diámetro mayor se vuelve más profundo. En otras palabras, el skyrmion metaestable de tamaño pequeño no siente el borde del nanodisco. El skyrmion de tamaño grande es energéticamente más favorable cerca del borde del sistema y su contorno se detiene a una distancia aproximada de 50 nm del borde del nanodisco.

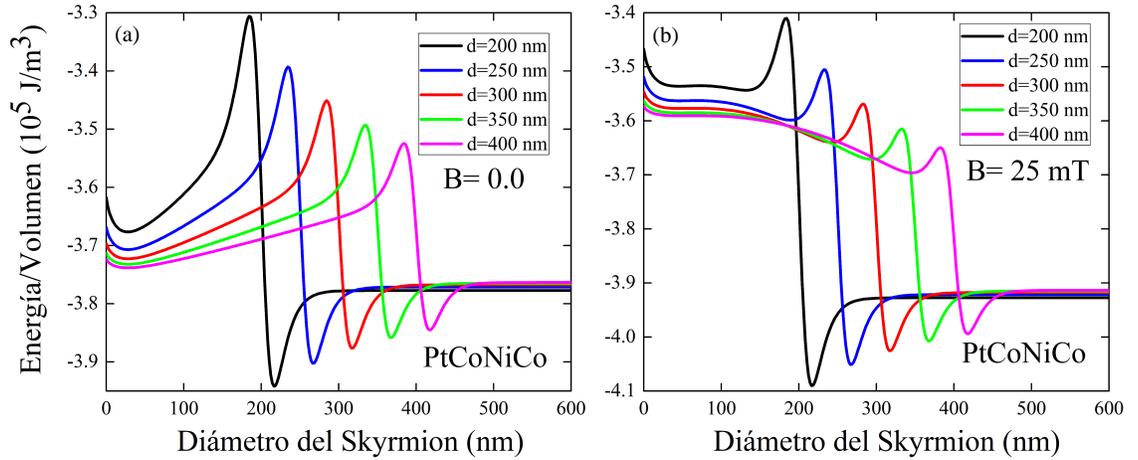


Figura 3.9: Densidad de energía de un skyrmion como función de su diámetro en un nanodisco compuesto de PtCoNiCo para diferentes valores de diámetro del nanodisco, calculada mediante la aproximación analítica para un campo magnético de magnitud (a) $B = 0.0$ y (b) $B = 25$ mT.

La dependencia del tamaño del skyrmion como función del campo aplicado no es significativo si el diámetro del nanodisco disminuye. La figura 3.10(a) muestra la variación del diámetro del skyrmion, en los diferentes sistemas multicapas, como función del campo aplicado para un nanodisco de 100 nm de diámetro. Es posible apreciar que la biestabilidad desaparece y la dependencia del diámetro como función del campo es siempre débil. La figura 3.10(b) muestra la energía del skyrmion confinado en un nanodisco de PtCoPt de 100 nm de diámetro. En ella se aprecia que no existe región de biestabilidad y que los skyrmions poseen energías siempre mayores al estado cuasi-uniforme y al estado completamente saturado.

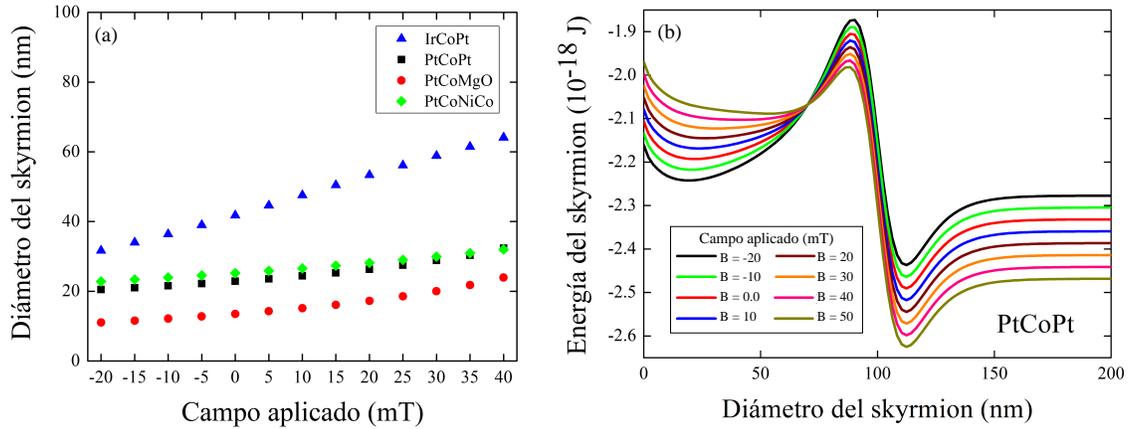


Figura 3.10: (a) Dependencia del tamaño del skyrmion como función del campo aplicado. En el caso de los sistemas PtCoPt, PtCoMgO y PtCoNiCo, el diámetro del skyrmion aumenta débilmente al incrementar el campo magnético, mientras que para el sistema de IrCoPt el diámetro del skyrmion aumenta proporcionalmente con el campo. En ambos casos el skyrmion no experimenta cambios repentinos en su tamaño. (b) Energía del skyrmion como función de su diámetro confinado en un nanodisco de PtCoPt de 100 nm de diámetro.

3.3.3. Barreras de energía

Es importante destacar que nuestro modelo también nos permite estimar las barreras de energía entre los diferentes estados del sistema. Para evaluar las barreras de energía que separan al skyrmion de los estados polarizados, utilizamos el anzats analítico de la ecuación 3.2 para representar la energía de un skyrmion como función de su diámetro (D_S). Hemos considerado los casos en los cuales el skyrmion puede ser un estado estable (IrCoPt) o un estado metaestable (PtCoPt). Las barreras de energía se evaluaron considerando nanodiscos de distintos diámetros y un amplio espectro de valores de campos magnéticos. Adicionalmente, se utilizaron distintos valores para el espesor del nanodisco. El control de estos parámetros nos permitió estudiar su influencia sobre el comportamiento de las barreras de energía.

Para explicar como hemos realizado nuestros cálculos, en la figura 3.11 mostramos dos ejemplos del perfil de la energía de un skyrmion como función de su diámetro y hemos representado las barreras de energías que separan al skyrmion de los estados polarizados. Las figuras 3.11(a) y 3.11(b) muestran la energía de un skyrmion en un nanodisco de 200 nm de diámetro para un sistema de IrCoPt y PtCoPt, respectivamente, mientras que la figura 3.11(c) es una magnificación de la región de biestabilidad mostrada en 3.11(b). En el caso del IrCoPt, el primer mínimo (izquierdo) corresponde al diámetro del skyrmion en equilibrio estable (D_S^E), mientras que el segundo mínimo (con $D_S > d$, siendo D_S y d el diámetro del skyrmion y del nanodis-

co, respectivamente) corresponde a un estado cuasi-saturado debido a la expansión del núcleo del skyrmion (la magnetización del nanodisco está casi en su totalidad en la dirección $+\hat{z}$, sin embargo, los momentos magnéticos en el borde tienen una pequeña componente radial debido al ancho de la pared de dominio que separa a las dos regiones de magnetización opuestas). Los dos estados están separados por la barrera de energía que aquí que llamamos $\Delta E_{s\uparrow}$ y que corresponde a la aniquilación del skyrmion debido a su expansión. Una segunda barrera de energía que hemos llamado $\Delta E_{\uparrow s}$ corresponde a la energía necesaria para llevar al sistema desde el estado cuasi-saturado a un estado de skyrmion. Adicionalmente, podemos notar que la energía es finita para $D_S \rightarrow 0$ correspondiente al valor finito de la energía de intercambio para el anzats 3.2 cuando $r_s \rightarrow 0$. Este valor finito corresponde a la barrera de energía para la aniquilación del skyrmion debido a su contracción, la cual representamos por $\Delta E_{s\downarrow}$. Finalmente, cabe señalar que si el diámetro del skyrmion supera los 300 nm, aproximadamente, el núcleo del skyrmion cubrirá completamente el diámetro del nanodisco y dará lugar a un estado ferromagnético completamente saturado en la dirección $+\hat{z}$ (la cual corresponde a la dirección del núcleo del skyrmion) y la energía se vuelve constante.

Como se demostró anteriormente, los skyrmions presentes en nanodiscos de PtCoPt, PtCoMgO y PtCoNiCo, pueden exhibir una región de biestabilidad en un cierto rango de valores de campo magnético en la cual existen simultáneamente dos skyrmios en equilibrio metaestable con diámetros D_s^E y D_S^E , donde $D_s^E < D_S^E$. En el caso particular del sistema PtCoPt, la región de biestabilidad abarca aproximadamente el intervalo de campo de 20 a 30 mT para un nanodisco de 200 nm de diámetro. La figura 3.11(b) y 3.11(c) muestran las barreras de energía que separan los dos estados de skyrmion, las cuales hemos llamado ΔE_{sS} y ΔE_{Ss} . Posteriormente, todos nuestros resultados son presentados en términos de $\Delta E/k_B T_0$, donde $T_0 = 300$ K.

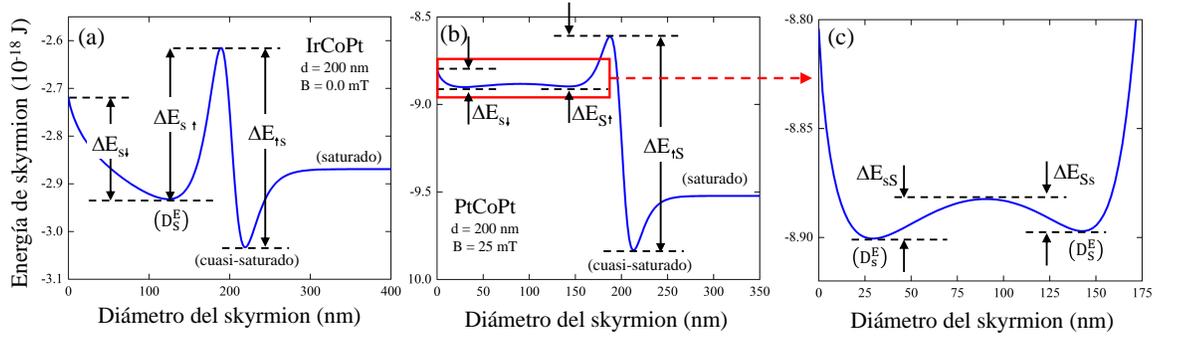


Figura 3.11: Perfil de la energía de un skyrmion como función de su diámetro sobre un nanodisco de 200 nm de diámetro. (a) Energía de un skyrmion en un disco de IrCoPt en ausencia de campo magnético. El mínimo local D_s^E corresponde al diámetro del skyrmion en equilibrio estable. (b) Energía de un skyrmion sobre PtCoPt a $B = 25$ mT. El recuadro en rojo señala la región de biestabilidad en la cual dos skyrmions en equilibrio metaestable, con diámetros D_s^E y D_S^E , son estados posibles para un mismo valor de campo magnético. (c) Magnificación de la región de biestabilidad del sistema PtCoPt.

A partir del cálculo de las barreras de energía, es posible estudiar la estabilidad térmica del skyrmion a temperatura ambiente por medio de la Ley de Arrhenius - Néel. Utilizando la ecuación 1.1 es posible calcular el tiempo de relajación de Néel entre un skyrmion y los estados magnéticos saturados en la dirección $+\hat{z}$ y $-\hat{z}$. Para ello, hemos considerado un tiempo $\tau_0 = 10^{-9}$ s y hemos estimado que para barreras de energía del orden de $25k_B T_0$, el skyrmion es estable térmicamente durante un par de minutos, mientras que para barreras de energía del orden de $40k_B T_0$, el skyrmion tiene una estabilidad térmica de 30 años.

En la figura 3.12 se muestran las barreras de energía como función del campo magnético aplicado para un nanodisco de 200 nm de diámetro. En la figura 3.12(a) y 3.12(b) se presentan las barreras de energía, $\Delta E_{s\downarrow}$, $\Delta E_{s\uparrow}$ y $\Delta E_{\uparrow s}$, para un nanodisco de IrCoPt y PtCoPt, respectivamente. Podemos notar que para valores negativos de campo magnético, $\Delta E_{s\downarrow}$ es siempre la barrera de energía menor. Esto significa que, si el skyrmion es sometido a fluctuaciones térmicas debido a la temperatura ambiente, su estado decaerá rápidamente a un estado saturado por medio del mecanismo de contracción de su núcleo. No obstante, hemos verificado que el campo de aniquilación debido a la contracción del skyrmion, en ausencia de temperatura, puede alcanzar valores extremadamente altos (del orden de los cientos de Teslas). Esta gran estabilidad se debe a la protección topológica del skyrmion que es favorecida debido a los campos magnéticos aplicados en la dirección opuesta al núcleo del skyrmion: al reducir su tamaño, los efectos de borde del nanodisco no tienen influencia sobre su configuración magnética y el skyrmion considerada a su entorno

como un plano infinito. Este es un ejemplo de cómo las perturbaciones térmicas pueden influir de manera drástica en la estabilidad de los skyrmions. Por otra parte, los valores de $\Delta E_{\uparrow s}$ tienden a disminuir para valores de campo magnéticos negativos. En el caso del IrCoPt, $\Delta E_{\uparrow s}$ es menor que $\Delta E_{s\downarrow}$ para campos por debajo de los -175 mT, mientras que para el PtCoPt, $\Delta E_{\uparrow s}$ es siempre mayor en el rango de los campos magnéticos estudiados.

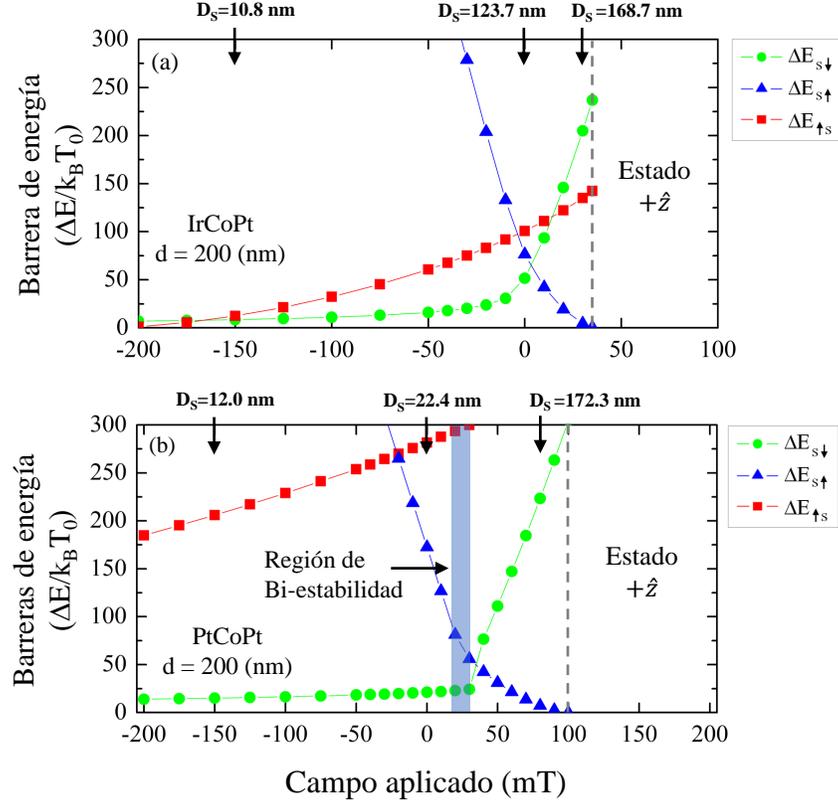


Figura 3.12: Barreras de energía como función del campo magnético aplicado para un skyrmion en un nanodisco de (a) IrCoPt y (b) PtCoPt de 200 nm de diámetro. $\Delta E_{s\downarrow}$ corresponde a la barrera de energía para la aniquilación de un skyrmion debido a su contracción y $\Delta E_{s\uparrow}$ corresponde a la barreras de energía para la aniquilación de un skyrmion debido a su expansión. $\Delta E_{\uparrow s}$ representa la barrera de energía de nucleación de un skyrmion a partir del estado magnético saturado en la dirección $+\hat{z}$. D_s representa el diámetro del skyrmion para diferentes valores de campo magnético.

La figura 3.13 muestra en detalle las barreras de energía en la región de biestabilidad representada por una franja azul transparente en la figura 3.12(b). Las barreras de energía que separan los dos estados de skyrmions en esta región (ΔE_{Ss} y ΔE_{sS}) son muy pequeñas, del orden de $(1 - 20)k_B T_0$, y la línea vertical segmentada indica

que, en la mayor parte de esta región, el skyrmion grande es más estable que el skyrmion pequeño, es decir, para valores de campo magnético comprendidos entre 22.5 y 30 mT los estados se encuentran separados por una barrera de energía ΔE_{sS} menor en comparación con ΔE_{Ss} . Adicionalmente, hemos representado la forma del perfil de la energía a ambos lados de la línea vertical. Notamos que en la región izquierda, el mínimo de energía más profundo corresponde al diámetro del skyrmion menor, mientras que en el lado derecho el mínimo más profundo corresponde al skyrmion de diámetro mayor. De acuerdo con lo anterior, si el estado inicial corresponde a un skyrmion pequeño (D_s) con valores de campo magnético mayores a 22.5 mT, este estado decaerá al estado de skyrmion de diámetro mayor (D_S). Este modelo nos permite predecir que en la región de biestabilidad (para una escala de tiempo lo suficientemente grande) el skyrmion aumentará y reducirá su diámetro de forma espontánea exhibiendo un comportamiento de respiración y permanecerá más tiempo en el estado cuyo mínimo local sea más profundo.

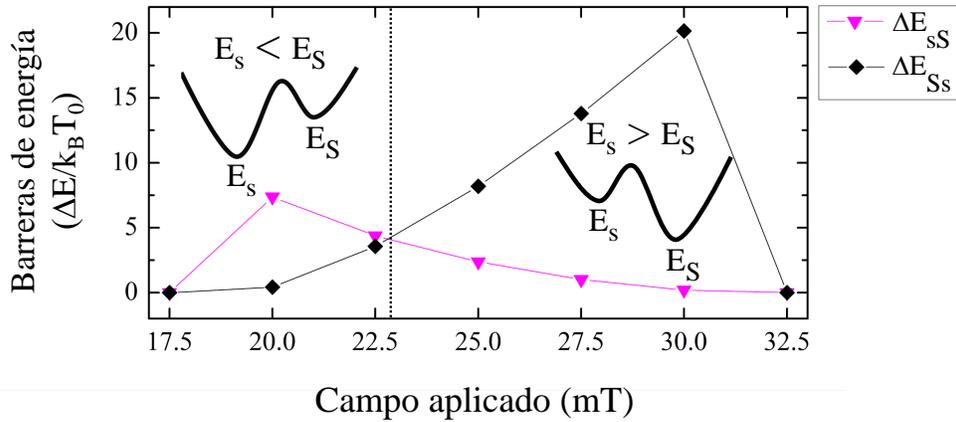


Figura 3.13: Barreras de energía como función del campo magnético aplicado en la región de biestabilidad para un skyrmion en un nanodisco de PtCoPt de 200 nm de diámetro. ΔE_{sS} y ΔE_{Ss} corresponden a las barreras de energía entre los estados de skyrmions de diferentes tamaños. E_S y E_s son las energías del skyrmion de tamaño grande y pequeño, respectivamente. Al lado izquierdo de la línea vertical segmentada, el mínimo más profundo corresponde al skyrmion de diámetro menor, mientras que a la derecha de esta línea, el mínimo más profundo corresponde al skyrmion de diámetro mayor.

En la figura 3.14 presentamos las barreras de energía en ausencia de campo magnético como función del espesor del nanodisco para el caso en el cual el skyrmion es siempre metaestable (PtCoPt). Se debe tener en cuenta que todas las energías (a excepción de la energía dipolar) son directamente proporcionales al espesor del nanodisco (ver anexo A). La energía dipolar sólo presentará un comportamiento

lineal cuando el espesor de la capa ferromagnética sea muy delgada ($L \rightarrow 0$), de lo contrario, esta contribución energética mostrará una dependencia con el espesor del nanodisco. En la figura 3.14(a) y 3.14(b) hemos considerado un disco de 50 y 200 nm diámetro, respectivamente. Las líneas segmentadas en rojo, verde y azul, corresponden a las barreras de energía considerando la aproximación local de la energía dipolar [33] en la cual una anisotropía magnética uniaxial efectiva ($K_{eff} = K_u - \mu_0 M_s^2 / 2$) considera la contribución de la anisotropía magnetocristalina uniaxial K_u y la energía dipolar. Los símbolos geométricos corresponden a los resultados obtenidos considerando el cálculo explícito de la energía magnetostática (ver ecuación A.57 del anexo A). Utilizando estos resultados, es posible establecer un rango de validez de la aproximación local de la energía dipolar. La línea vertical segmentada representa el límite en el cual los efectos de la contribución volumétrica de la energía dipolar se vuelven importantes, esto es, para espesores mayores a 4 nm la aproximación local deja de ser válida y es necesario considerar su cálculo explícito.

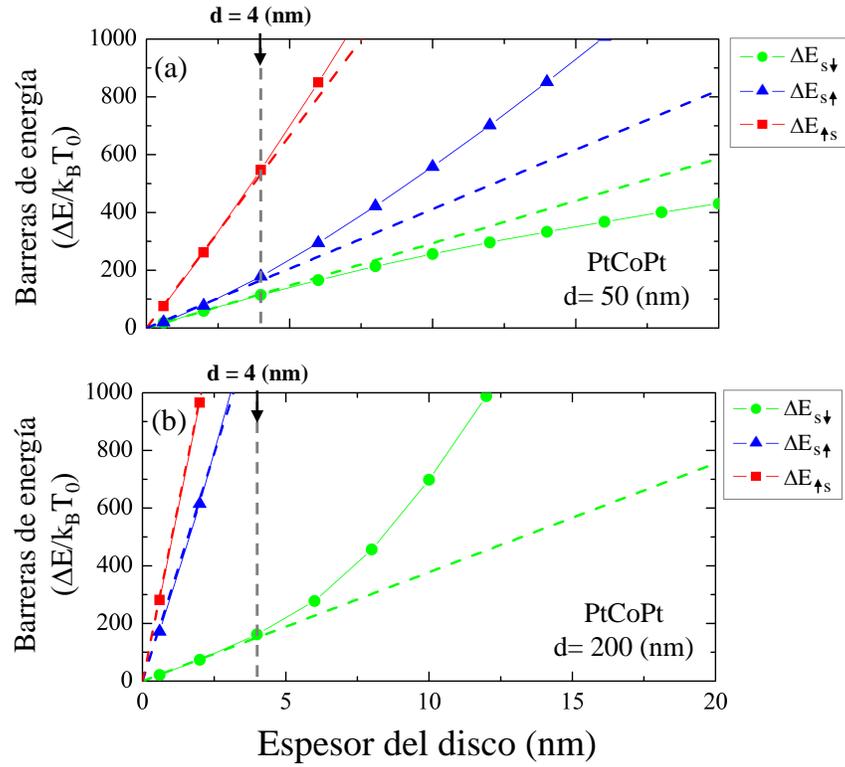


Figura 3.14: Barreras de energía en ausencia de campo magnético como función del espesor del nanodisco para un sistema de PtCoPt de (a) 50 nm y (b) 200 nm de diámetro. Las líneas segmentadas en colores representan el comportamiento de las barreras de energía considerando la aproximación local de la energía dipolar, mientras que las líneas solidas que unen las figuras geométricas corresponden a las barreras de energía utilizando el cálculo explícito de la energía magnetoestática. La línea vertical segmentada, en $d = 4$ nm, representa el límite en el cual la aproximación local es válida. Este límite es el mismo para ambos diámetros del nanodisco.

En la figura 3.15 presentamos las barreras de energía como función del diámetro del nanodisco en ausencia de campo magnético. La figura 3.15(a) y 3.15(b) corresponden a las barreras de energía para los sistemas IrCoPt y PtCoPt, respectivamente. En el caso del IrCoPt, la línea vertical segmentada representa el límite en el cual los estados de skyrmion son estables o metaestables, es decir, para nanodiscos con diámetros mayores a 135 nm el skyrmion es un estado estable, en caso contrario el skyrmion es metaestable. Adicionalmente, es posible apreciar que en este límite existe un cruce de las barreras de energía correspondientes a $\Delta E_{s\downarrow}$ y $\Delta E_{s\uparrow}$. Esto significa que, cuando el skyrmion es un estado metaestable, su aniquilación es favorecida por expansión, mientras que para skyrmions estables, su aniquilización se favorece por contracción.

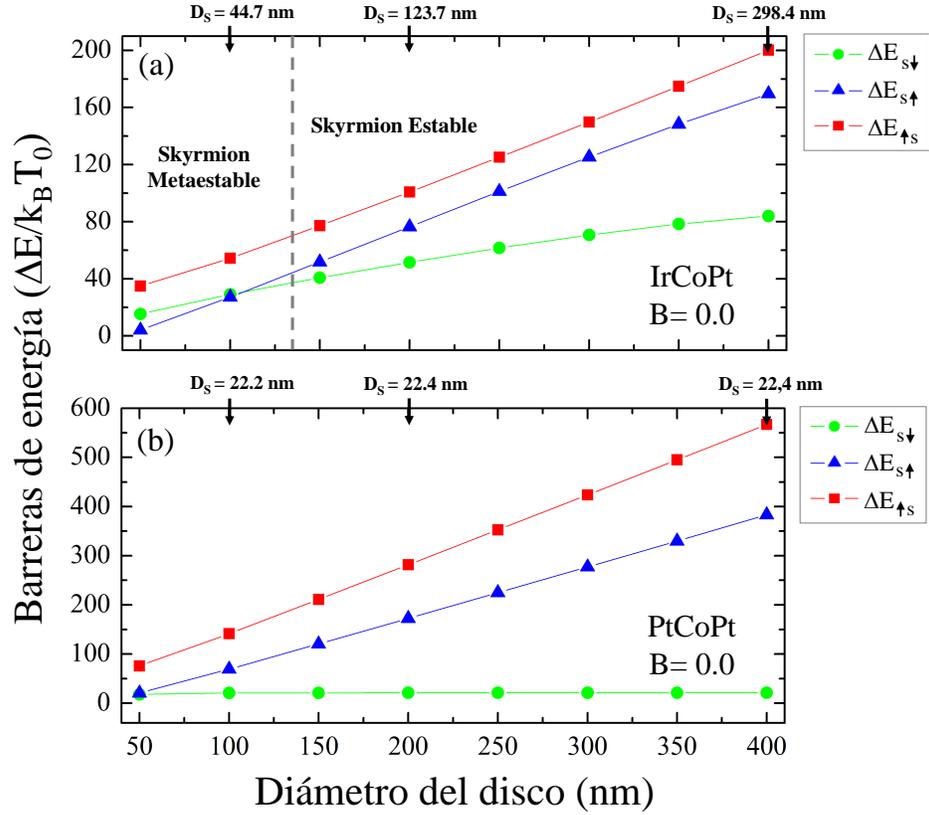


Figura 3.15: Barreras de energía como función del diámetro del nanodisco en ausencia de campo magnético para (a) IrCoPt y (b) PtCoPt. En el caso del IrCoPt, la línea vertical segmentada representa el límite en el cual el skyrmion es un estado estable ($d > 135$ nm) o un estado metaestable ($d \leq 135$ nm) a $B = 0.0$. Esta transición está caracterizada por un cruce entre las barreras de energías correspondientes a $\Delta E_{s\downarrow}$ y $\Delta E_{s\uparrow}$.

En el caso del PtCoPt, la barrera de energía $\Delta E_{s\downarrow}$ es casi-constante y del orden de los $20k_B T_0$, siendo siempre la más pequeña. No debemos olvidar que la estabilidad del skyrmion puede mejorarse mediante el aumento del espesor del nanodisco. Estos skyrmions son pequeños y, como muestra la figura 3.6(a), su tamaño es constante e independiente del diámetro del nanodisco, por lo tanto, los efectos de borde no ejercen ninguna influencia sobre su configuración magnética. Los resultados anteriores confirman claramente que los skyrmions estables de gran tamaño (presentes en IrCoPt) son también térmicamente estables, contrariamente a los skyrmions metaestables de tamaño pequeño (presentes en PtCoPt).

3.4. Conclusiones

Se realizaron simulaciones micromagnéticas y cálculos analíticos para estudiar el tamaño de un skyrmion tipo Néel confinado en un nanodisco cilíndrico ultrafino. Los resultados muestran un muy buen acuerdo entre ambos métodos, lo que nos permite concluir acerca de la buena elección del ansatz dado en la ecuación 3.2 para el perfil de un skyrmion tipo Néel. Existen dos tipos diferentes de skyrmions caracterizados por su tamaño (grande y pequeño) con una dependencia característica de su diámetro como función del campo magnético aplicado fuera del plano. Los skyrmions de diámetro grande (IrCoPt) son poco comunes, son estables en ausencia de campo magnético y poseen una fuerte y continua dependencia de su diámetro como función del campo aplicado y el tamaño del nanodisco en el cual se encuentran confinados. Estos skyrmions experimentan una transición entre el estado estable y metaestable. En el estado metaestable, su dependencia del tamaño como función del campo aplicado se vuelve débil. En el otro caso más frecuente (PtCoPt, PtCoNiCo y PtCoMgO), los skyrmions tienen un radio pequeño en ausencia de campo magnético y son siempre metaestables. Se caracterizan por una dependencia débil de su radio como función del campo aplicado hasta un cierto valor de campo crítico en el cual el radio aumenta repentinamente. Alrededor de este campo crítico, la energía del skyrmion en equilibrio es biestable y un skyrmion con diámetro D_s^E y D_S^E (siendo $D_s^E < D_S^E$) coexisten simultáneamente en un intervalo de campo magnético que es característico de cada sistema multicapa. Adicionalmente, estos skyrmions presentan un comportamiento histerético en términos de su tamaño como función del campo. Por lo tanto, calculamos un comportamiento universal de los skyrmions tipo Néel en nanodiscos ultrafinos con DMI interfacial. Esto abre la posibilidad de detectar experimentalmente la estabilidad y metaestabilidad de los skyrmions simplemente observando la variación de su radio como una función del campo magnético aplicado fuera del plano. También calculamos que el proceso de histéresis es una propiedad que sólo poseen los skyrmions metaestables. En este caso, tres estados de skyrmion (todos metaestables) pueden coexistir: dos estados de skyrmion con sus núcleos paralelos al campo y uno antiparalelo.

Nuestro modelo también nos permitió calcular las barreras de energía que separan al estado de skyrmion con el estado saturado, es decir la energía necesaria para que la aniquilación del skyrmion ocurra por contracción o expansión. Nuestros resultados muestran que la barrera de energía correspondiente a la contracción del skyrmion es típicamente mucho más pequeña que la correspondiente a la expansión del skyrmion. Por otra parte, las barreras de energía que separan los estados D_s^E y D_S^E en la región de biestabilidad, son del orden de unos cuantos $k_B T_0$ a temperatura ambiente, lo que significa que, para algunos valores del campo magnético, el skyrmion fluctuará “superparamagnéticamente” de un diámetro a otro. Lo anterior da como resultado los modos de respiración de baja frecuencia. La frecuencia de

los modos de respiración se puede calcular utilizando la ley de Arrhenius-Néel y se encuentra en el rango sub-GHz.

Finalmente, en ausencia de campo magnético, los skyrmions presentes en IrCoPt son en general muy estables con respecto a la estabilidad térmica de larga duración, sin embargo, la reducción del tamaño del nanodisco tiene profundas consecuencias sobre la estabilidad del skyrmion. Mas específicamente, si el diámetro del nanodisco es inferior a 135 nm, estos skyrmions experimentarán una transición desde el estado estable a un estado metaestable. Esta transición está caracterizada por un cruce de las barreras de energía $\Delta E_{s\downarrow}$ y $\Delta E_{s\uparrow}$ las cuales tienen valores inferiores a $16k_B T_0$. Bajo estas condiciones, el sistema oscilará entre el estado de skyrmion y el estado saturado con tiempos de relajación de algunas cuantas centésimas de segundos. En el caso del PtCoPt, los skyrmions pueden ser considerados estables a $B = 0.0$ para la escala de tiempo de las mediciones de la magnetometría (sus tiempos de relajación están en el rango de los segundos y es independiente del tamaño del nanodisco), no obstante, no lo son para una estabilidad térmica de larga duración. Este problema puede ser resuelto por medio del aumento del espesor del nanodisco.

Capítulo 4

Nucleación, aniquilación y estabilidad de skyrmions en nanodiscos multicapa de IrCoPt como función de las fluctuaciones térmicas.

4.1. Resumen

En este capítulo, investigamos por medio de simulaciones micromagnéticas el proceso de nucleación, aniquilación y estabilidad de skyrmions debido a corrientes polarizadas en espín, campos magnéticos y la influencia de perturbaciones térmicas. Hemos considerado un nanodisco circular de Cobalto, el cual posee interacción de Dzyaloshinski-Moriya debido a que se encuentra acoplado a películas ultradelgadas de Ir y Pt, formando un sistema tricapa IrCoPt. Estudiamos la influencia de los torques por transferencia de espín, particularmente el rol del *field-like torque*, y el campo magnético en el proceso de nucleación, aniquilación y estabilidad de skyrmions a temperatura ambiente. Nuestros resultados muestran que, para ciertos valores de densidades de corriente, el *field-like torque* juega un rol fundamental en la búsqueda de diversos estados magnéticos, tales como skyrmions aislados, skyrmions múltiples y estados multidominio. Adicionalmente, este torque permite controlar el tamaño del skyrmion debido a que actúa como un campo efectivo perpendicular al plano del sistema.

Por otra parte, hemos observado que los skyrmions generados por corrientes polarizadas en espín desaparecen rápidamente cuando el pulso de corriente es apagado, dando lugar a líneas de Néel. Sin embargo, es posible recuperar estos estados

aplicando un segundo pulso de igual magnitud. A partir de las líneas de Néel, los skyrmions también pueden ser generados aplicando un campo magnético perpendicular al plano del nanodisco. Por otra parte, las líneas de Néel evolucionan en presencia de un capo magnético hacia skyrmions cuyos núcleos son siempre opuestos a la dirección del campo. Debido a la complejidad que involucra introducir los efectos térmicos en la dinámica de la magnetización, hasta ahora la mayor parte de los reportes teóricos no incluían los efectos de la temperatura, sin embargo, nosotros presentamos resultados que muestran que las perturbaciones térmicas afectan drásticamente el proceso de nucleación, aniquilación y nucleación de los skyrmion.

4.2. Modelo

Para estudiar el proceso de nucleación, aniquilación y estabilidad de skyrmions a temperatura ambiente, utilizamos la dinámica de Langevin descrita por la ecuación 2.14. Consideramos un nanodisco de 200 nm de diámetro cuya capa ferromagnética tiene un espesor de 0.6 nm. Como se estudió en el capítulo 3, en este tipo de sistema los skyrmions aislados son configuraciones magnéticas estables en ausencia de un campo magnético y temperatura. La magnetización inicial del sistema es un estado ferromagnético saturado en la dirección $-\hat{z}$ la cual se encuentra bajo la influencia de perturbaciones térmicas producidas por la temperatura ambiente ($T_0 = 300$ K). En nuestro estudio hemos considerado que el modelo micromagnético es válido ya que T_0 está muy por debajo de la temperatura crítica de Curie (la temperatura de Curie del cobalto es $T_c = 1400$ K). Adicionalmente, el nanodisco está sujeto a una corriente de carga, caracterizada por una densidad de corriente J_z , que fluye perpendicularmente al plano del nanodisco en la dirección $+\hat{z}$, esto significa que los electrones fluyen en la dirección opuesta, es decir, en la dirección $-\hat{z}$ tal como se muestra en la figura 4.1. Nuestro sistema posee una capa ferromagnética en la cual la dirección de la magnetización es fija (capa de referencia). Esta estructura actúa como un polarizador del espín de los electrones itinerantes dando lugar a una corriente polarizada en espín que fluye desde la capa de referencia hacia una capa magnética cuya dirección de la magnetización puede cambiar libremente debido a los torques que actúan sobre ella (capa libre). El espaciador es generalmente un disco delgado de cobre que permite separar las capas magnéticas, pero que al mismo tiempo permite el paso de los electrones asociados con la densidad de corriente por medio del efecto túnel. El pulso de corriente comienza en $t = 0$ y tiene una duración de 10 ns.

4.3. Simulaciones micromagnéticas

La dinámica de la magnetización, descrita por la ecuación 2.21, se investigó mediante simulaciones micromagnéticas utilizando el código OOMMF [79] extendido

para considerar la DMI interfacial [33] y las fluctuaciones térmicas [85]. Los parámetros micromagnéticos de la multicapa IrCoPt son presentados en la tabla 3.1. Hemos utilizado densidades de corrientes del orden de $\sim 10^{11}$ A/m², del mismo modo que estudios previos [7, 9, 86], y hemos considerado que la capa de referencia está magnetizada en la dirección $+\hat{z}$, es decir, la dirección de polarización de los electrones está determinada por $\hat{p} = +\hat{z}$. Adicionalmente hemos modelado el campo de Oersted generado por la corriente que fluye a través del sistema. Para comparar la influencia de $\vec{\Gamma}_{FLT}$, hemos considerado tres valores diferentes para el término secundario de transferencia de espín: $\varepsilon' = 0.0$, $\varepsilon' = 0.02$ [9, 87] y $\varepsilon' = 0.12$. Para realizar las simulaciones en un tiempo razonable, hemos elegido tamaños de celda de $1 \times 1 \times 0.6$ nm para $T = 0$ K y $2 \times 2 \times 0.6$ nm para $T = 300$ K. La ecuación 2.21 se ha integrado durante 10 ns en pasos de tiempo fijos de 1 ps. Finalmente, hemos considerado $P = 0.4$, $\Lambda = 1$ y $\alpha = 0.1$.

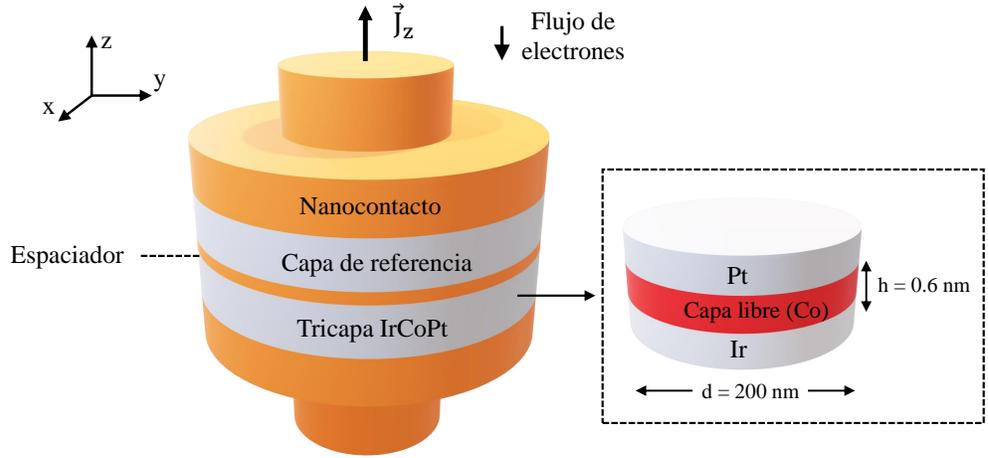


Figura 4.1: Esquema del sistema investigado, el cual considera una capa de referencia, un espaciador y el sistema multicapa de IrCoPt.

4.4. Resultados

Con el fin de obtener información sobre el proceso de nucleación y aniquilación de skyrmions, en las subsecciones 4.4.1 y 4.4.2 presentamos una serie de instantáneas que muestran la evolución temporal de la magnetización como función del término secundario de transferencia de espín ε' y la temperatura, en ausencia de un campo magnético externo. Posteriormente, utilizamos campos magnéticos sobre el estado fundamental del sistema para estudiar el proceso de nucleación y estabilidad de skyrmions a temperatura ambiente.

4.4.1. Nucleación y aniquilación de skyrmions como función de $\vec{\Gamma}_{FLT}$

Si analizamos los resultados obtenidos en la figura 4.2 para $T = 0$ K, es posible apreciar que para densidades de corrientes bajas, $J = 1.0 \times 10^{11}$ A/m², la configuración ferromagnética inicial se mantiene sin variaciones apreciables después de 10 ns para cualquier valor de ε' (ver figura 4.2(a)). Adicionalmente, N_{sk} , definido en la ecuación 1.2, no es exactamente cero para el estado ferromagnético saturado debido a que la DMI inclina los espines en el borde del nanodisco.

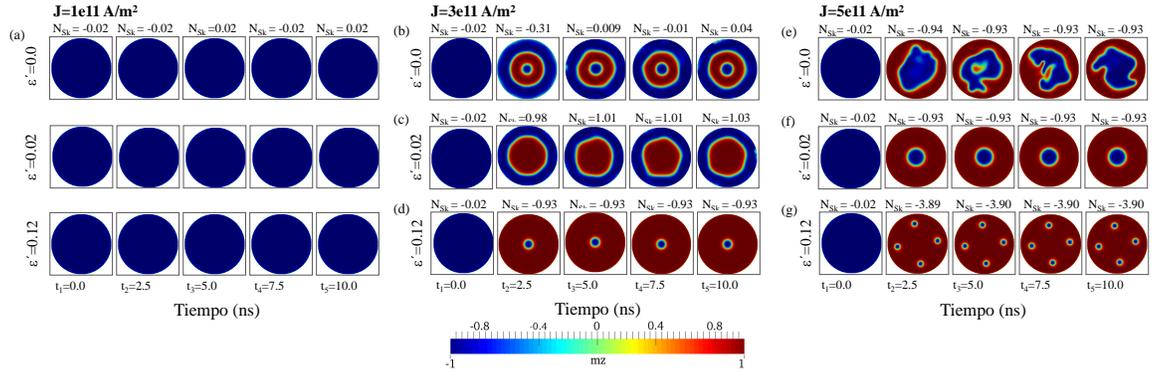


Figura 4.2: Evolución temporal de la magnetización como función de la densidad de corriente J_z y del término secundario de transferencia de espín ε' en ausencia de campo magnético externo y temperatura ($T = 0$ K).

Al aumentar la densidad de corriente hasta $J = 3.0 \times 10^{11}$ A/m², la influencia del término secundario de transferencia de espín comienza a ser importante en la evolución de la magnetización del nanodisco, dando lugar a un estado multidominio, un skyrmion levemente deformado y un skyrmion axialmente simétrico como el estado magnético final para $\varepsilon'=0.0$, 0.02 y 0.12 , respectivamente (ver figuras 4.2 (b), (c) y (d)). En $t = 10$ ns, el estado multidominio tiene un N_{sk} topológicamente equivalente a la configuración inicial, mientras que en los otros dos casos N_{sk} es topológicamente equivalente a un skyrmion individual. En el caso de densidades de corriente mayores, $J = 5.0 \times 10^{11}$ A/m², la figura 4.2(e) muestra la nucleación de una estructura compleja la cual parece no estar estabilizada completamente después de 10 ns, mientras que la figura 4.2(f) muestra el proceso de nucleación de un skyrmion aislado. El resultado más interesante ocurre para $\varepsilon'=0.12$ donde el sistema evoluciona a un estado de múltiples skyrmions (ver figura 4.2(g)). En los primeros dos casos, N_{sk} es topológicamente equivalente a un skyrmion individual, aún cuando en el primer caso el perfil de la magnetización tiene una estructura compleja. Interesantemente, N_{sk} también cuenta los cuatro skyrmions presentes para $\varepsilon'=0.12$. Por otro lado, podemos ver que el tamaño de los skyrmions mostrados en las figuras 4.2(d) y 4.2(f)

son levemente diferentes. Esta diferencia está asociada a la influencia del $\vec{\Gamma}_{FLT}$, el cual en la figura 4.2(f) es 3.6 veces mayor que en la figura 4.2(d). Es importante señalar que, en última instancia, $\vec{\Gamma}_{FLT}$ actúa como un campo efectivo perpendicular al plano del nanodisco, el cual permite controlar el tamaño del skyrmion.

Posteriormente, hemos considerado las estructuras magnéticas generadas en $t = 10$ ns y hemos permitido que el sistema evolucione, en ausencia de corrientes, a su estado de mínima energía. La figura 4.3(a)-(f), muestra los estados magnéticos finales alcanzados a partir de sus correspondientes configuraciones iniciales. Nuestros resultados muestran que la carga topológica de estas estructuras magnéticas se mantiene aproximadamente constante. En el caso del estado multidominio, la figura 4.3(a) muestra que esta estructura mantiene su configuración de espín, pero se vuelve axialmente simétrica. Por otra parte, en todas aquellas configuraciones magnéticas con carga topológica equivalente a un skyrmion individual (ver figuras 4.3(b)-(e)), el sistema evoluciona a un estado de skyrmion axialmente simétrico cuyo diámetro alcanza un valor único, independiente de la configuración inicial e igual a $D_s = 115.5$ nm, en acuerdo a lo reportado en el capítulo 3. Finalmente, el estado de múltiples skyrmions evoluciona de manera que estas estructuras magnéticas son levemente deformadas debido al aumento de su tamaño y al confinamiento geométrico (ver figura 4.3(f)).

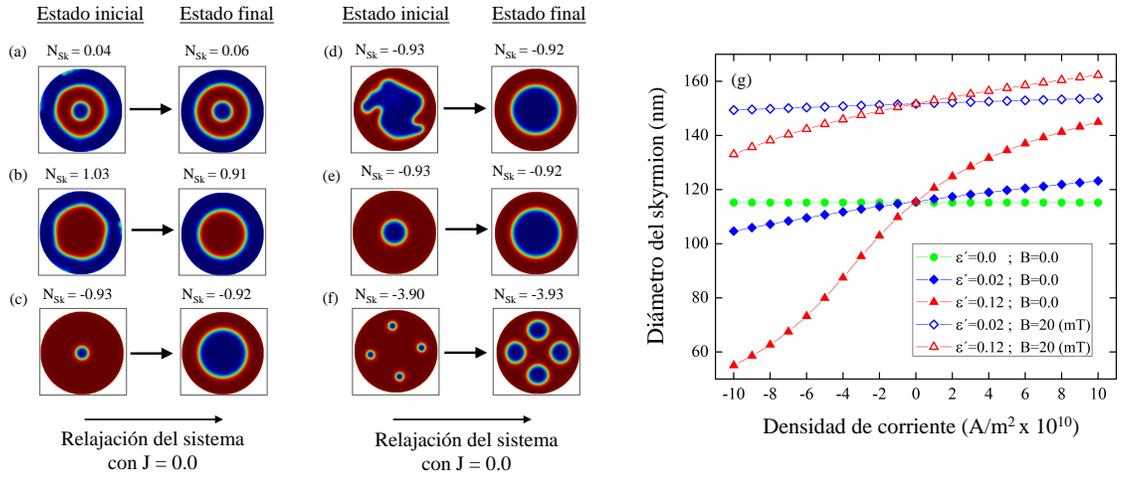


Figura 4.3: (a)-(f) Relajación de los estados magnéticos obtenidos a partir de pulsos de corriente. El estado inicial corresponde a la configuración de espín obtenida en $t = 10$ ns (ver figura 4.2) y el estado final corresponde al estado alcanzado cuando la energía converge a un valor mínimo en ausencia de corrientes y campos magnéticos. (g) Dependencia del diámetro de un skyrmion aislado obtenido a partir del proceso de relajación (figuras (b)-(e)), como función de J_z para $B = 0.0$ y $B = 20$ mT.

Para estudiar la influencia del *field-like torque* sobre el tamaño del skyrmion, hemos considerado los estados magnéticos finales mostrados en las figuras 4.3(b)-(e), los cuales corresponden a skyrmions individuales, y hemos aplicado un pulso de corriente perpendicular al plano del nanodisco durante 10 ns. La figura 4.3(g), muestra la dependencia del diámetro del skyrmion como función de la densidad de corriente para $B = 0.0$ y $B = 20$ mT (el campo magnético también es aplicado perpendicularmente al plano del nanodisco). En ausencia de campo magnético, podemos observar que para $\epsilon' = 0.0$, la densidad de corriente no ejerce ninguna influencia sobre el tamaño del skyrmion, sin embargo, a medida que este valor aumenta, la influencia de J_z comienza a ser importante. Para $\epsilon' = 0.02$ el diámetro del skyrmion presenta una dependencia débil, mientras que para $\epsilon' = 0.12$ esta dependencia es muy fuerte. Por otra parte, para $B = 20$ mT, la influencia de J_z sigue siendo mayor cuando $\epsilon' = 0.12$, sin embargo, la presencia de este campo magnético reduce la influencia de la densidad de corriente sobre el tamaño del skyrmion. Lo anterior se debe a que estos skyrmions corresponden a estados estables y metaestables para $B = 0.0$ y $B = 20$ mT, respectivamente (ver figura 3.5(a)). Como se discutió en el capítulo 3, los estados de skyrmions estables presentan una fuerte dependencia en su diámetro como función del campo magnético, mientras que en los estados metaestables esta dependencia se vuelve débil. Debido a que el *field-like torque* actúa como un campo magnético efectivo, la influencia de J_z estará determinada por la estabilidad del skyrmion. Si el skyrmion es un estado fundamental, la influencia de J_z sobre su tamaño será importante. En otro caso, el skyrmion sólo presentará pequeñas variaciones en su tamaño.

4.4.2. Nucleación y aniquilación de skyrmions como función de la temperatura

En una segunda serie de simulaciones, hemos considerado la influencia de la temperatura ambiente ($T_0 = 300$ K) sobre la dinámica de la magnetización. Nuestros resultados son presentados en la figura 4.4. Para $J = 1.0 \times 10^{11}$ A/m², la influencia de la temperatura favorece la formación de líneas de Néel para cualquier valor de ϵ' , como se muestra en la figura 4.4(a). De la misma manera que para el caso en que $T = 0$ K, a partir de $J = 3.0 \times 10^{11}$ A/m², la influencia del término secundario de transferencia de espín comienza a ser importante sobre la evolución de la magnetización. Las líneas de Néel siguen siendo las configuraciones más estables para $\epsilon' = 0.0$ y $\epsilon' = 0.02$, sin embargo, para $\epsilon' = 0.12$, aparecen dos burbujas magnéticas que permanecen estables después de 10 ns, como se muestra en la figura 4.4(d). Para $J = 5.0 \times 10^{11}$ A/m², la dependencia de ϵ' sobre la magnetización del nanodisco sigue siendo importante y burbujas múltiples, individuales y dobles aparecen para $\epsilon' = 0.0, 0.02$ y 0.12 , respectivamente (ver figuras 4.4 (e), (f) y (g)). Por otra parte, podemos notar que a temperatura ambiente, el valor de N_{sk} es mucho más pequeño que para $T = 0$ K, debido a que las fluctuaciones térmicas producen una inclinación

aleatoria de los espines.

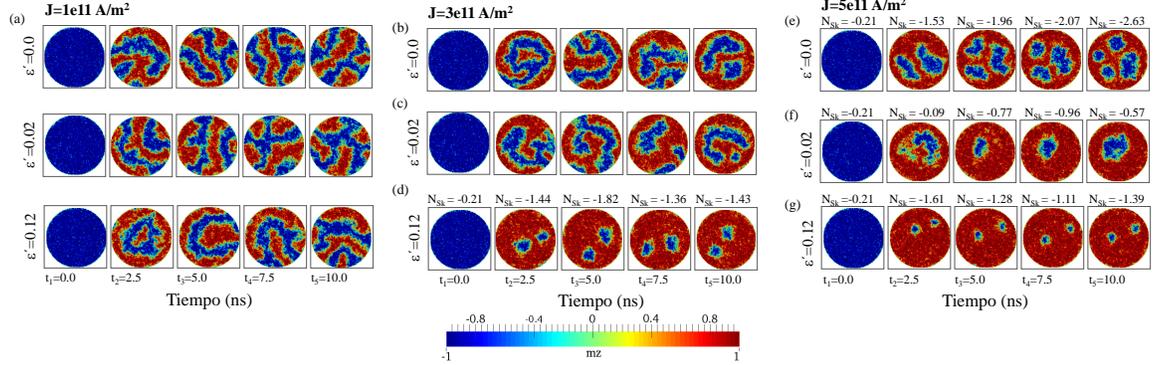


Figura 4.4: Evolución temporal de la magnetización como función de la densidad de corriente J_z y del término secundario de transferencia de espín ε' a $T = 300$ K, en ausencia de campo magnético externo.

Para una mejor comprensión de las configuraciones magnéticas generadas a temperatura ambiente, en la figura 4.5 hemos trazado la componente en el plano de la magnetización, tal como se describe en la referencia [88]. La escala de colores corresponde a la dirección de la componente en el plano de los espines, mientras que el blanco denota la dirección $+\hat{z}$ y el negro la dirección $-\hat{z}$. Hemos considerado el perfil del estado magnético final a $T = 0$ K mostrado en la figura 4.2(d), el cual representa un skyrmion de Néel axialmente simétrico, y los estados magnéticos finales a $T = 300$ K en los cuales se generan burbujas magnéticas, es decir, para las figuras 4.4(d)-(g). Es importante notar que aunque las burbujas magnéticas que aparecen a temperatura ambiente carecen de simetría axial, su quiralidad subsiste bajo pequeñas distorsiones provocadas por las fluctuaciones térmicas. Esto permite verificar que estas estructuras magnéticas siguen siendo skyrmions tipo Néel y, por lo tanto, mantienen todas sus características y propiedades.

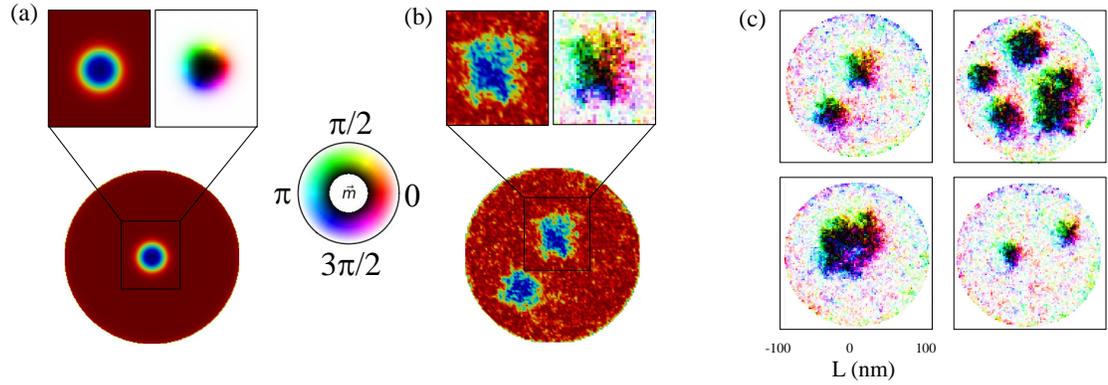


Figura 4.5: Configuración de espín final de las diferentes texturas magnéticas mostradas en las figuras 4.2(d) y figuras 4.4(d)-(g). La escala de colores corresponde a la dirección de la componente en el plano de los espines, mientras que el blanco denota la dirección $+\hat{z}$ y el negro la dirección $-\hat{z}$.

4.4.3. Estabilidad de skyrmions a temperatura ambiente

Como hemos visto anteriormente, es posible obtener skyrmions a temperatura ambiente, siempre que se aplique una determinada densidad de corriente, pero ¿qué ocurre cuando el pulso de corriente se detiene? En la figura 4.6 estudiamos el efecto que genera desactivar la corriente sobre los estados magnéticos mostrados en la figura 4.4(d)-(g). A partir de los resultados obtenidos, podemos observar que estos skyrmions no son estados magnéticos estables ya que, en ausencia de corrientes (después de 10 ns), desaparecen rápidamente y sus configuraciones magnéticas dan lugar a la formación de líneas de Néel. Curiosamente, si después de 10 ns volvemos a activar la corriente, el sistema puede recuperar los estados generados en el primer pulso. De este modo, el uso de pulsos de corrientes polarizadas en espín a temperaturas finitas, permite controlar la nucleación y aniquilación de skyrmions.

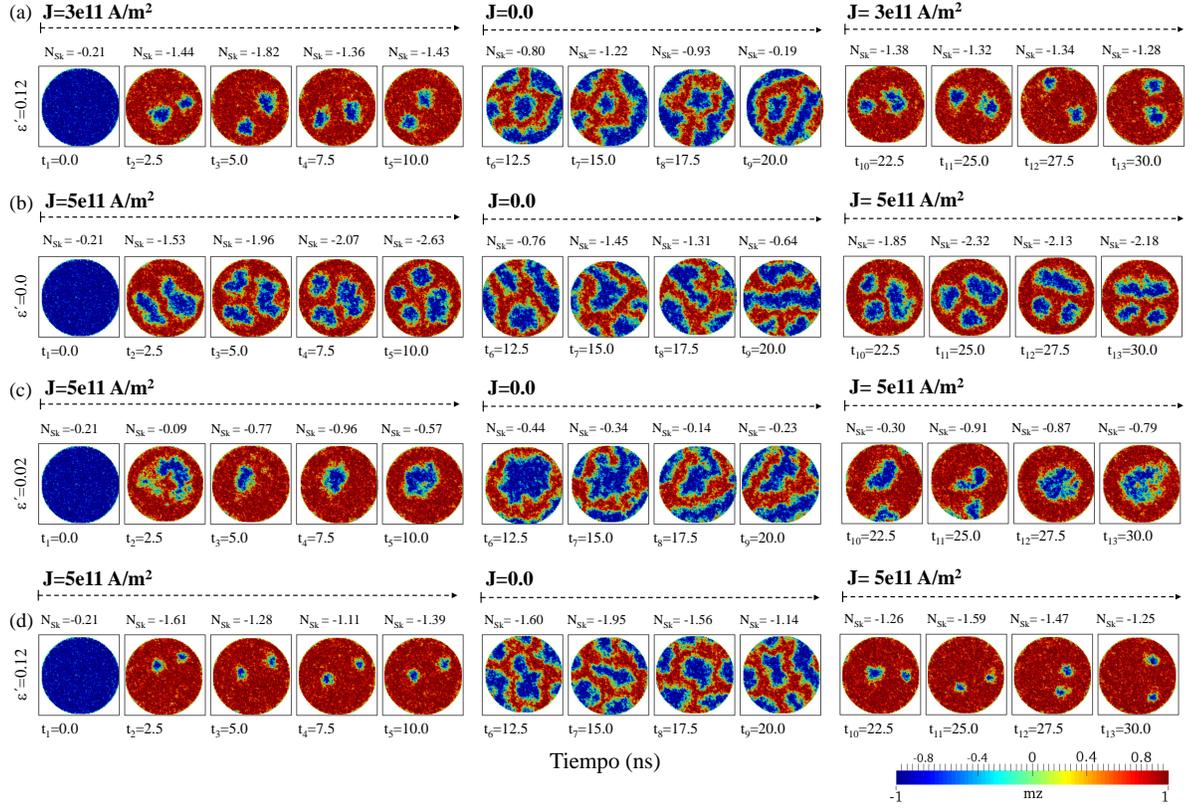


Figura 4.6: Evolución temporal de la magnetización cuando se aplican dos pulsos de corriente. Ambos pulsos tienen una duración de 10 ns y se aplican en $t = 0$ y $t = 20$ ns. Durante el intervalo de tiempo que separa ambos pulsos, la magnetización evoluciona en ausencia de corrientes y campos magnéticos.

Alternativamente, podemos reemplazar el segundo pulso de corriente (comenzando a los 20 ns) por pulsos de campos magnéticos perpendiculares al plano del sistema. Hemos aplicado dos diferentes pulsos de campo magnético de magnitud 80 mT en la dirección $+\hat{z}$ y $-\hat{z}$. La figura 4.7 muestra el proceso de nucleación de skyrmions a partir de líneas de Néel utilizando campos magnéticos. Este fenómeno ya ha sido reportado en diversos trabajos, sin embargo, nuestros resultados muestran que los campos magnéticos generan skyrmions cuyos núcleos son siempre opuestos a la dirección del campo aplicado. Esto se debe a que los skyrmions son energéticamente más favorables cuando el campo magnético es aplicado en la dirección opuesta a su núcleo, como muestra la figura 3.2(b). A partir de estos resultados, hemos verificado que el proceso espontáneo de formación de skyrmions a partir de líneas de Néel, en presencia de temperatura, satisface la consideración energética descrita en el capítulo 3. Esto nos permite controlar la dirección del núcleo del skyrmion manipulando únicamente la dirección del campo magnético aplicado. Adicionalmente, hemos verificado que esta forma de nucleación de skyrmions ocurre en un intervalo

de campo magnético entre 65 y 90 mT.

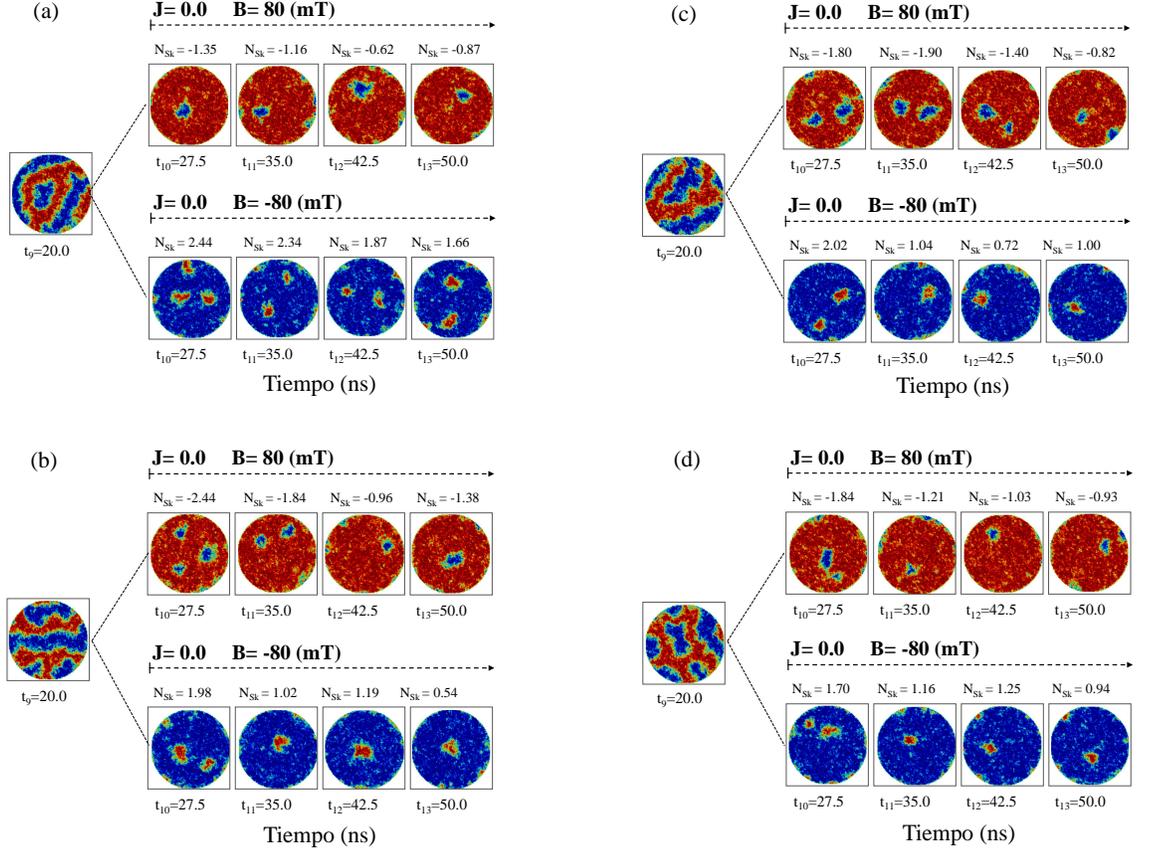


Figura 4.7: Evolución temporal de la magnetización cuando un campo magnético, de magnitud 80 mT, se aplica sobre líneas Néel en la dirección $+\hat{z}$ y $-\hat{z}$. Las líneas de Néel corresponden a los estados magnéticos alcanzados cuando el sistema evoluciona en ausencia de corrientes y campos magnéticos.

4.5. Conclusión

Se realizaron simulaciones micromagnéticas para estudiar el proceso de nucleación, aniquilación y estabilidad de skyrmions sobre un nanodisco de IrCoPt como función de la temperatura, corrientes polarizadas en espín y campos magnéticos. Nuestros resultados demuestran que tanto la influencia de las perturbaciones térmicas como la intensidad del torque por transferencia de espín, desempeñan un rol fundamental en la búsqueda de estructuras magnéticas específicas. Debido a que la temperatura puede favorecer la nucleación o la aniquilación de skyrmions (bajo ciertas condiciones de J_z , ϵ' y B), concluimos que los reportes sobre el comporta-

miento de los skyrmions a $T = 0$ K no pueden ser extrapolados para sistemas bajo la influencia de la temperatura. La descripción de estos sistemas requiere un estudio más detallado sobre la dinámica de la magnetización en presencia de fluctuaciones térmicas.

Observamos que uno de los problemas que se origina en el estudio de la magnetización en presencia de fluctuaciones térmicas, es la distorsión que genera sobre las estructuras magnéticas. Nuestros resultados muestran la nucleación de estructuras magnéticas asimétricas y fue necesario tratarlas computacionalmente para conocer en detalle su configuración de espín. A partir de lo anterior, hemos verificado que, a pesar de pequeñas distorsiones en la quiralidad, el sentido de rotación de estas estructuras se mantiene constante y, por lo tanto, concluimos que estos estados corresponden a skyrmions magnéticos, los cuales mantienen todas sus características y propiedades. Adicionalmente, hemos comprobado que los skyrmions generados mediante pulsos de corrientes polarizada en espín a $T = 300$ K no son estables térmicamente ya que, una vez detenido el pulso de corriente, los skyrmions evolucionan a estados energéticamente más favorables. Una característica relevante de estos skyrmions es que ellos pueden ser obtenidos a partir de distintas configuraciones iniciales, lo cual nos lleva a concluir que estos estados son dinámicamente estables (la nucleación de los skyrmions es independiente de la configuración magnética inicial y solo depende de los valores de J_z y ϵ'). Si bien la influencia del *field-like torque* es difícil de controlar experimentalmente, nuestros resultados demuestran que es necesario tener un conocimiento detallado de la magnitud de los términos de torque por transferencia de espín (los cuales son característicos de cada sistema) ya que los estados magnéticos que se originan a partir de corrientes polarizadas son muy sensibles a pequeñas variaciones de J_z y ϵ' . Por otra parte, hemos comprobado que es posible controlar la nucleación de skyrmions aplicando campos magnéticos sobre líneas de Néel a temperatura ambiente y que es posible controlar la dirección de su núcleo simplemente manipulando la dirección del campo magnético.

Finalmente, nuestros resultados brindan más información sobre la dinámica de los skyrmions en presencia de fluctuaciones térmicas debido a que es posible jugar con diversos parámetros que son difíciles de controlar en los experimentos, y nos sugieren la necesidad de introducir los efectos térmicos en los estudios teóricos, así como la búsqueda de nuevos sistemas multicapas en los cuales los skyrmions sean estados estables para que puedan ser utilizados eficientemente en las nuevas tecnologías espintrónicas.

Conclusiones Generales

En esta tesis se han abordado dos problemas asociados a la estabilidad y a la dinámica de skyrmions magnéticos sobre cuatro sistemas multicapas con interacción de Dzyaloshinskii-Moriya interfacial: IrCoPt, PtCoPt, PtCoMgO y PtCoNiCo. Mediante cálculos analíticos y simulaciones micromagnéticas encontramos un comportamiento universal de los skyrmions tipo Néel en nanodiscos ultrafinos como función del campo aplicado perpendicularmente fuera del plano.

Nuestros resultados demuestran que existen dos tipos diferentes de skyrmions (estables y metaestables a $B = 0.0$) caracterizados por su tamaño, los cuales a $T = 0$ K exhiben una dependencia característica de su diámetro como función del campo magnético. Esto abre la posibilidad de estudiar experimentalmente la estabilidad de los skyrmions observando el comportamiento de su tamaño como función del campo aplicado. Adicionalmente, nuestro modelo de barreras de energías nos permite realizar una estimación aproximada de la estabilidad térmica de ambos tipos de skyrmions permitiendo así determinar cuales son los sistemas que exhibirán mayor estabilidad en presencia de temperatura. Este modelo también nos permite estimar la frecuencia de respiración de los skyrmions en la región de biestabilidad. Todos estos resultados son un aporte al conocimiento fundamental del comportamiento de los skyrmions confinados en nanodiscos multicapas.

Por otra parte, se estudió la dinámica de los skyrmions basados en el proceso de nucleación y aniquilación sobre un sistema de IrCoPt a temperatura ambiente por medio de la aplicación de una corriente polarizada en espín y hemos comparado estos resultados con los obtenidos a $T = 0$ K. Nuestros resultados muestran que la dinámica de la magnetización a temperatura ambiente exhibe un comportamiento muy diferente a los resultados obtenidos en ausencia de temperatura y, de este modo, la consideración de las perturbaciones térmicas sobre la dinámica de la magnetización debe ser tomada en cuenta en la fabricación de futuros dispositivos espintrónicos. Basado en lo anterior, concluimos que la dinámica de los skyrmions a temperatura ambiente no puede ser predicha a partir de resultados obtenidos a $T = 0$ K. De este modo, resulta imprescindible que futuros trabajos teóricos, cuya propuesta sea el desarrollo de tecnologías basadas en skyrmions, concentren la búsqueda en modelos que permitan describir correctamente la dinámica de los skyrmion fuera del régimen

de bajas temperaturas. Lo anterior, propone un problema complejo que aún está lejos de ser resuelto.

Referencias Bibliográficas

- [1] T. H. R. A. Skyrme. A unified field theory of mesons and baryons. *Nucl. Phys.* 31, 556-569 (1962).
- [2] U. K. Rössler, A. N. Bogdanov, C. Pfeleiderer. Spontaneous skyrmion ground states in magnetic metals. *Nature* 442, 797-801 (2006).
- [3] X. Z. Yu, Y. Onose, N. Kanazawa, J. H. Park, J. H. Han, Y. Matsui, N. Nagaosa, Y. Tokura. Real-space observation of a two-dimensional skyrmion crystal. *Nature* 465, 901-904 (2010).
- [4] X. Z. Yu, N. Kanazawa, Y. Onose, K. Kimoto, W. Z. Zhang, S. Ishiwata, Y. Matsui, Y. Tokura. Near room-temperature formation of a skyrmion crystal in thin-films of the helimagnet FeGe. *Nat. Mater.* 10, 106-109 (2011).
- [5] N. Nagaosa, Y. Tokura. Topological properties and dynamics of magnetic skyrmions. *Nat. Nanotechnol.* 8, 899-911 (2013).
- [6] D. Cortes-Ortuno, W. Wang, M. Beg, R. A. Pepper, M. -A. Bisotti, R. Carey, M. Vousden, T. Kluyver, O. Hovorka, H. Fangohr. Thermal stability and topological protection of skyrmions in nanotracks. *Scientific Reports* 7, 4060 (2017).
- [7] S. Woo, K. Litzius, B. Krüger, M. Y. Im, L. Caretta , K. Richter, M. Mann, A. Krone, R. M. Reeve, M. Weigand, P. Agrawal, I. Lemesh, M. A. Mawass, P. Fischer, M. Kläui, G. S. Beach. Observation of room-temperature magnetic skyrmions and their current-driven dynamics in ultrathin metallic ferromagnets. *Nat. Mater.* 15, 501-507 (2016)
- [8] A. Fert, V. Cros, J. Sampaio. Skyrmions on the track. *Nat. Nanotech.* 8, 152-156 (2013).
- [9] J. Sampaio, V. Cros, S. Rohart, A. Thiaville, A. Fert. Nucleation, stability and current - induced motion of isolated magnetic skyrmions in nanostructures. *Nature Nanotech.* 8, 839 - 844 (2013).

- [10] W. Jiang, X. Zhang, G. Yu, W. Zhang, X. Wang, M. B. Jungfleisch, J. E. Pearson, X. Cheng, O. Heinonen, K. L. Wang, Y. Zhou, A. Hoffmann, S. G. E. te Velthuis. Direct observation of the skyrmion Hall effect. *Nat. Phys.* 13, 162 (2016).
- [11] K. Litzius, I. Lemesh, B. Krüger, P. Bassirian, L. Caretta, K. Richter, F. Büttner, K. Sato, O. A. Tretiakov, J. Förster, R. M. Reeve, M. Weigand, L. Bykova, H. Stoll, G. Schütz, G. S. D. Beach, M. Kläui. Skyrmion Hall effect revealed by direct time-resolved X-ray microscopy. *Nat. Phys.* 13, 170 (2017).
- [12] J. Iwasaki, M. Mochizuki, N. Nagaosa. Universal current-velocity relation of skyrmion motion in chiral magnets. *Nat. Commun.* 4, 1463 (2013).
- [13] J. Iwasaki, M. Mochizuki, N. Nagaosa. Current-induced skyrmion dynamics in constricted geometries. *Nat. Nanotechnol.* 8, 742-748 (2013).
- [14] J. Sampaio, V. Cros, S. Rohart, A. Thiaville, A. Fert. Nucleation, stability and current-induced motion of isolated magnetic skyrmions in nanostructures. *Nat. Nanotechnol.* 8, 839-844 (2013).
- [15] J. Li, A. Tan, K. W. Moon, A. Doran, M. A. Marcus, A. T. Young, E. Arenholz, S. Ma, R. F. Yang, C. Hwang, Z. Q. Qiu. Tailoring the topology of an artificial magnetic skyrmion. *Nat. Commun.* 5, 4704 (2014).
- [16] B. F. Miao, L. Sun, Y. W. Wu, X. D. Tao, X. Xiong, Y. Wen, R. X. Cao, P. Wang, D. Wu, Q. F. Zhan, B. You, J. Du, R. W. Li, H. F. Ding, Experimental realization of two-dimensional artificial skyrmion crystals at room temperature. *Phys. Rev. B* 90, 174411 (2014).
- [17] C. Moreau-Luchaire, C. Moutafis, N. Reyren, J. Sampaio, C. A. F. Vaz, N. Van Horne, K. Bouzehouane, K. Garcia, C. Deranlot, P. Warnicke, P. Wohlhüter, J. M. George, M. Weigand, J. Raabe, V. Cros, A. Fert. Additive interfacial chiral interaction in multilayers for stabilization of small individual skyrmions at room temperature. *Nat. Nanotech.* 11, 444 (2016).
- [18] O. Boulle, J. Vogel, H. Yang, S. Pizzini, D. de Souza Chaves, A. Locatelli, T. O. Montes, A. Sala, L. D. Buda-Prejbeanu, O. Klein, M. Belmeguenai, Y. Roussigné, A. Stashkevich, S. M. Chérif, L. Aballe, M. Foerster, M. Chshiev, S. Auffret, I. M. Miron, G. Gaudin. Room-temperature chiral magnetic skyrmions in ultrathin magnetic nanostructures. *Nat. Nanotech.* 11, 449-455 (2016).
- [19] R. Tomasello, E. Martinez, R. Zivieri, L. Torres, L. Carpentieri, G. Finocchio. A strategy for the design of skyrmion racetrack memories. *Sci. Rep.* 4, 6784 (2014).

- [20] X. Yu, N. Kanazawa, W. Zhang, T. Nagai, T. Hara, K. Kimoto, Y. Matsui, Y. Onose, Y. Tokura, Y. Skyrmion flow near room temperature in an ultralow current density. *Nat. Commun.* 3, 988 (2012).
- [21] Y. Zhou, E. Iacocca, A. A. Awad, R. K. Dumas, F. C. Zhang, H. B. Braun, J. Akerman. Dynamically stabilized magnetic skyrmions. *Nat. Commun.* 6, 8193 (2015).
- [22] A. Fert, N. Reyren, V. Cros. Magnetic skyrmions: advances in physics and potential applications. *Nat. Rev. Mater.* 2, 17031 (2017).
- [23] S. Rohart, J. Miltat, A. Thiaville. Path to collapse for an isolated Néel skyrmion. *Phys. Rev. B* 93, 214412 (2016).
- [24] R. Tomasello, K. Y. Guslienko, M. Ricci, A. Giordano, J. Barker, M. Carpentieri, O. Chubykalo-Fesenko, G. Finocchio. Origin of temperature and field dependence of magnetic skyrmion size in ultrathin nanodots. *Phys. Rev. B* 87, 060402(R) (2018).
- [25] Bessarab, P.F. Comment on Path to collapse for an isolated Néel skyrmion. *Phys. Rev. B* 95, 136401 (2017).
- [26] N. Vidal-Silva, A. Riveros, J. Escrig. Stability of Néel skyrmions in ultra-thin nanodots considering Dzyaloshinskii-Moriya and dipolar interactions. *J. Magn. Magn. Mater.* 443, 116-123 (2017).
- [27] A. R. Aranda, A. Hierro-Rodriguez, G. N. Kakazei, O. Chubykalo-Fesenko, K. Y. Guslienko. Magnetic skyrmion size and stability in ultrathin dots accounting Dzyaloshinskii-Moriya exchange interaction. *J. Magn. Magn. Mater.* 465, 471-479 (2018).
- [28] K. Y. Guslienko. Skyrmion State Stability in Magnetic Nanodots With Perpendicular Anisotropy. *IEEE Magn. Lett.* 6, 4000104 (2015).
- [29] R. L. Novak, F. Garcia, E. R. P. Novais, J. P. Sinnecker, A. P. Guimaraes. Micromagnetic study of skyrmion stability in confined magnetic structures with perpendicular anisotropy. *J. Magn. Magn. Mater.* 451, 749 - 760 (2018).
- [30] A Riveros, N. Vidal-Silva, F. Tejo, J. Escrig. Analytical and numerical Ku B phase diagrams for cobalt nanostructures: stability region for a Bloch skyrmion. *J. Magn. Magn. Mater.* 460, 292-296 (2018).
- [31] J. Rowland, S. Banerjee, M. Randeria. Skyrmions in chiral magnets with Rashba and Dresselhaus spin-orbit coupling. *Phys. Rev. B* 93, 020404(R) (2016).
- [32] S. Banerjee, J. Rowland, O. Erten, M. Randeria. *Phys. Rev. X* 4, 031045 (2014).

- [33] S. Rohart, A. Thiaville. Skyrmion confinement in ultrathin film nanostructures in the presence of Dzyaloshinskii-Moriya interaction. *Phys. Rev. B* 88, 184422 (2013).
- [34] M. Beg, R. Carey, W. Wang, D. Cortés-Ortuño, M. Vousden, M. A. Bisotti, M. Albert, D. Chernyshenko, O. Hovorka, R. L. Stamps, H. Fangohr. Ground state search, hysteretic behaviour, and reversal mechanism of skyrmionic textures in confined helimagnetic nanostructures. *Sci. Rep.* 5, 17137 (2015).
- [35] J. V. Kim, F. Garcia-Sanchez, J. Sampaio, C. Moreau-Luchaire, V. Cros, A. Fert. Breathing modes of confined skyrmions in ultrathin magnetic dots. *Phys. Rev. B* 90, 064410 (2014).
- [36] X. Zhao, C. Jin, C. Wang, H. Du, J. Zang, M. Tian, R. Che, Y. Zhang. Direct imaging of magnetic field-driven transitions of skyrmion cluster states in FeGe nanodisks. *Proc. Natl. Acad. Sci. U. S. A.* 113, 4918-4923 (2016).
- [37] H. Yang, A. Thiaville, S. Rohart, A. Fert, M. Chshiev. Anatomy of Dzyaloshinskii - Moriya interaction at Co/Pt interfaces. *Phys. Rev. Lett.* 115, 267210 (2015).
- [38] S. Mühlbauer, B. Binz, F. Jonietz, C. Pfleiderer, A. Rosch, A. Neubauer, R. Georgii, P. Böni. Skyrmion lattice in a chiral magnet. *Science* 323, 915-919 (2009).
- [39] C. Thessieu, C. Pfleiderer, A.N. Stepanov, J. Flouquet. Field dependence of the magnetic quantum phase transition in mnsi. *Journal of Physics: Condensed Matter.* 9, 31 (1997).
- [40] A. Neubauer, C. Pfleiderer, B. Binz, A. Rosch, R. Ritz, P.G. Niklowitz, P. Böni. Topological hall effect in the a phase of MnSi. *Phys. Rev. Lett.* 102, 186602 (2009).
- [41] M. Lee, W. Kang, Y. Onose, Y. Tokura, and N. P. Ong. Unusual hall effect anomaly in MnSi under pressure. *Phys. Rev. Lett.* 102, 186601 (2009).
- [42] W. Münzer, A. Neubauer, T. Adams, S. Mühlbauer, C. Franz, F. Jonietz, R. Georgii, P. Böni, B. Pedersen, M. Schmidt, A. Rosch, C. Pfleiderer. Skyrmion lattice in the doped semiconductor $\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x\text{Si}$. *Phys. Rev. B* 81, 041203(R) (2010).
- [43] M. Uchida, N. Nagaosa, J. P. He, Y. Kaneko, S. Iguchi, Y. Matsui, Y. Tokura. Topological spin textures in the helimagnet FeGe. *Phys. Rev. B* 77, 184402 (2008).

- [44] X. Z. Yu, N. Kanazawa, Y. Onose, K. Kimoto, W. Z. Zhang, S. Ishiwata, Y. Matsui, Y. Tokura. Near room-temperature formation of a skyrmion crystal in thin-films of the helimagnet FeGe. *Nat. Mater.* 10, 106-109 (2011).
- [45] H. Wilhelm, M. Baenitz, M. Schmidt, U. K. Röbler, A. A. Leonov, A. N. Bogdanov. Precursor phenomena at the magnetic ordering of the cubic helimagnet FeGe. *Phys. Rev. Lett.* 107, 127203 (2011).
- [46] K. Shibata, X. Z. Yu, T. Hara, D. Morikawa, N. Kanazawa, K. Kimoto, S. Ishiwata, Y. Matsui, Y. Tokura. Towards control of the size and helicity of skyrmions in helimagnetic alloys by spin-orbit coupling. *Nat. Nanotechnol.* 8, 723-728 (2013).
- [47] C. Pfleiderer, T. Adams, A. Bauer, W. Biberacher, B. Binz, F. Birkelbach, P. Böni, C. Franz, R. Georgii, M. Janoschek, F. Jonietz, T. Keller, R. Ritz, S. Mühlbauer, W. Münzer, A. Neubauer, B. Pedersen, A. Rosch. Skyrmion lattices in metallic and semiconducting B20 transition metal compounds. *Journal of Physics: Condensed Matter* 22, 16 (2010).
- [48] K. Everschor. Current-induced dynamics of chiral magnetic structures: Skyrmions, Emergent Electrodynamics and Spin-Transfer Torques. PhD thesis, University of Köln, Germany (2012).
- [49] X. Z. Yu, Y. Onose, N. Kanazawa, J.H. Park, J.H. Han, Y. Matsui, N. Nagaosa, Y. Tokura. Real-space observation of a two-dimensional skyrmion crystal. *Nature.* 465, 901-904 (2010).
- [50] F. Jonietz, S. Mühlbauer, C. Pfleiderer, A. Neubauer, W. Münzer, A. Bauer, T. Adams, R. Georgii, P. Böni, R. A. Duine, K. Everschor, M. Garst, A. Rosch. Spin transfer torques in MnSi at ultralow current densities. *Science* 330, 1648-1651 (2010).
- [51] T. Schulz, R. Ritz, A. Bauer, M. Halder, M. Wagner, C. Franz, C. Pfleiderer, K. Everschor, M. Garst, A. Rosch. Emergent electrodynamics of skyrmions in a chiral magnet. *Nat. Phys* 8, 301-304 (2012).
- [52] J. Iwasaki, M. Mochizuki, N. Nagaosa. Universal current-velocity relation of skyrmion motion in chiral magnets. *Nature Commun.* 4, 1463 (2013).
- [53] A. Thiele. Steady-state motion of magnetic domains. *Phys. Rev. Lett.* 30, 230-233 (1973).
- [54] A. Thiaville, Y. Nakatani, J. Miltat, Y. Suzuki. Micromagnetic understanding of current-driven domain wall motion in patterned nanowires. *Europhys. Lett.* 69, 990-996 (2005).

- [55] I. E. Dzyaloshinskii. Thermodynamic Theory of Weak Ferromagnetism. Sov. Phys. 5, 6 (1957).
- [56] T. Moriya. Anisotropic Superexchange Interaction and Weak Ferromagnetism. Phys. Rev. 120, 91 (1960).
- [57] A. Fert, P. M. Levy. Role of Anisotropic Exchange Interactions in Determining the Properties of Spin-Glasses. Phys. Rev. Lett. 44, 1538-1541 (1980).
- [58] A. Fert. Magnetic and transport properties of metallic multilayers. Mater. Sci. Forum. 59-60, 439-480 (1990).
- [59] S. Heinze, K. von Bergmann, M. Menzel, J. Brede, A. Kubetzka, R. Wiesendanger, G. Bihlmayer, S. Blügel, Nat. Phys. 7, 713 - 718 (2011).
- [60] B. Dupé, M. Hoffmann, C. Paillard, S. Heinze. Tailoring magnetic skyrmions in ultra-thin transition metal films. Nat. Commun. 5, 4030 (2014).
- [61] A. Belabbes, G. Bihlmayer, F. Bechstedt, S. Blügel, A. Manchon. Hund's rule-driven Dzyaloshinskii - Moriya interaction at 3d-5d interfaces. Phys. Rev. Lett. 117, 247202 (2016).
- [62] H. Yang, O. Boule, V. Cros, A. Fert, M. Chshiev. Controlling Dzyaloshinskii-Moriya interaction via chirality dependent layer stacking, insulator capping and electric field. Preprint at *arXiv* <https://arxiv.org/abs/1603.01847> (2016).
- [63] A. Belabbes, G. Bihlmayer, S. Blügel, A. Manchon. Oxygen - enabled control of Dzyaloshinskii - Moriya interaction in ultra - thin magnetic films. Sci. Rep. 6, 24634 (2016).
- [64] A. Hubert, R. Schäfer. Magnetic Domains: The Analysis of Magnetic Microstructures. (Berlin, Springer, 1998).
- [65] L. D. Landau, E. Lifshitz. On the theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies. Phys. Z. Sowjet. 8, 153-169 (1935).
- [66] F. Bloch. On the theory of the exchange problem and the remanence phenomenon of ferromagnets. Zeit. Phys. 74, 295-335 (1932).
- [67] W. F. Brown, Jr. Micromagnetics, Domains, and Resonance. J. Appl. Phys. 30, S62 (1959).
- [68] W. F. Brown, Jr. Magnetostatic Principles in Ferromagnetism (North-Holland publishing company, Amsterdam, 1962).
- [69] W. F. Brown, Jr. Micromagnetics (John Wiley and Sons, Inc., New York, 1963).

- [70] U. Atxitia, D. Hinzke, U. Nowak. Fundamentals and applications of the Landau-Lifshitz-Bloch equation. *Journal of Physics D: Applied Physics* 50, 3 (2016)
- [71] W. F. Brown. Thermal fluctuations of a single-domain particle. *Phys. Rev.* 130, 1677-1686, (1963).
- [72] J. Slonczewski. Current-driven excitation of magnetic multilayers. *J. Magn. Magn. Mater.* 159, L1 (1996).
- [73] S. Zhang, P. M. Levy, A. Fert. Mechanisms of Spin-Polarized Current-Driven Magnetization Switching, *Phys. Rev. Lett.* 88, 236601 (2002).
- [74] A. V. Khvalkovskiy, K. A. Zvezdin, Ya. V. Gorbunov, V. Cros, J. Grollier, A. Fert, A. K. Zvezdin. High Domain Wall Velocities due to Spin Currents Perpendicular to the Plane. *Phys. Rev. Lett.* 102, 067206 (2009).
- [75] A. V. Khvalkovskiy, V. Cros, D. Apalkov, V. Nikitin, M. Krounbi, K. A. Zvezdin, A. Anane, J. Grollier, A. Fert. Matching domain-wall configuration and spin-orbit torques for efficient domain-wall motion. *Phys. Rev. B* 87, 020402 (2013).
- [76] A. Chanthbouala, R. Matsumoto, J. Grollier, V. Cros, A. Anane, A. Fert, A. V. Khvalkovskiy, K. A. Zvezdin, K. Nishimura, Y. Nagamine, H. Maehara, K. Tsunekawa, A. Fukushima, S. Yuasa. Vertical-current-induced domainwall motion in MgO-based magnetic tunnel junctions with low current densities. *Nature Physics*. 7, 626-630 (2011).
- [77] Felipe Tejo, A. Riveros, J. Escrig, K. Y. Guslienko, O. Chubykalo-Fesenko, Distinct magnetic field dependence of Néel skyrmion sizes in ultrathin nanodots, *Scientific Reports* 8, 6280 (2018).
- [78] K.S. Ryu, S. H. Yang, L. Thomas, S. S. P. Parkin. Chiral spin torque arising from proximity-induced magnetization. *Nat. Comm.* 5, 3910 (2014).
- [79] M. J. Donahue, D. Porter. OOMMF User's Guide, Version 1.0. <http://math.nist.gov/oommf>
- [80] W. J. DeBonte. Properties of thick-walled cylindrical magnetic domains in uniaxial platelets. *J. Appl. Phys.* 44, 1793 (1973).
- [81] D. D. Sheka, B. A. Ivanov, F. G. Mertens. Internal modes and magnon scattering on topological solitons in two-dimensional easy-axis ferromagnets. *Phys. Rev. B* 64, 024432 (2001).

- [82] M. Zelent, J. Tobik, M. Krawczyk, K. Y. Guslienko, M. Mruczkiewicz. Bi-Stability of Magnetic Skyrmions in ultrathin Multilayer Nanodots Induced by Magnetostatic Interaction. *Phys. Status Solidi (RRL) - Rapid Res. Lett.* 11, 1700259 (2017).
- [83] M. Mruczkiewicz, M. Krawczyk, K. Y. Guslienko. Spin excitation spectrum in a magnetic nanodot with continuous transitions between the vortex, Bloch-type skyrmion, and Néel-type skyrmion states. *Phys. Rev. B* 95, 094414 (2017).
- [84] K. Y. Guslienko, Z. V. Gareeva, Z.V. Gyrotropic Skyrmion Modes in Ultrathin Magnetic Circular Dots. *IEEE Magn. Lett.* 8, 4100305 (2017).
- [85] O. Lemcke. University of Hamburg (2004) (http://www.nanoscience.de/group_r/stm-spstm/projects/temperature/download.shtml)
- [86] F. Garcia-Sanchez, J. Sampaio, N. Reyren, V. Cros, J. V. Kim. A skyrmion-based spin-torque nano-oscillator. *New J. Phys.* 18, 075011 (2016).
- [87] A.V. Khvalkovskiy, K. A. Zvezdin, Ya.V. Gorbunov, V. Cros, J. Grollier, A. Fert, A. K. Zvezdin. High domain wall velocities due to spin currents perpendicular to the plane. *Phys. Rev. Lett.* 102, 067206 (2009).
- [88] <https://github.com/davidcortescortuno/oommfsknnumber>

Anexo A

Cálculos analíticos: Energía magnética de un nanodisco

En esta sección, mostramos el cálculo analítico de la energía magnética de un nanodisco de radio R y largo L utilizando la función de prueba escrita en la ecuación 3.2 y donde hemos considerado la energía magnética total como

$$E_{total} = E_{ex} + E_u + E_{DMI} + E_{dip} + E_z, \quad (\text{A.1})$$

donde E_{ex} es la energía de intercambio, E_u es la energía de anisotropía uniaxial, E_{DMI} es la energía de Dzyaloshinskii-Moriya interfacial, E_{dip} es la energía dipolar y E_z es la energía de Zeeman.

A.1. Energía de intercambio

En el límite continuo, la energía de intercambio se escribe como

$$E_{ex} = A \int_V [(\nabla m_x)^2 + (\nabla m_y)^2 + (\nabla m_z)^2] d^3r, \quad (\text{A.2})$$

donde A es la constante de *Stiffness*, y en coordenadas cilíndricas

$$E_{ex} = A \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^R dr r \int_0^L dz \sum_{i=x,y,z} (\nabla m_i). \quad (\text{A.3})$$

Debido a que

$$\begin{aligned} \hat{\mathbf{r}} &= \cos \phi \hat{\mathbf{x}} + \sin \phi \hat{\mathbf{y}} \\ &\text{y} \\ \mathbf{m} &= m_r(r) \hat{\mathbf{r}} + m_z(r) \hat{\mathbf{z}}, \end{aligned}$$

entonces

$$\mathbf{m} = m_r(r)[\cos \phi \hat{\mathbf{x}} + \sin \phi \hat{\mathbf{y}}] + m_z(r)\hat{\mathbf{z}},$$

y por lo tanto

$$m_x = m_r(r) \cos \phi \quad (\text{A.4})$$

$$m_y = m_r(r) \sin \phi \quad (\text{A.5})$$

$$m_z = m_z(r).$$

En coordenadas cilíndricas el operador gradiente, aplicado a las componentes de la magnetización, está dado por

$$\nabla m_i = \frac{\partial m_i}{\partial r} \hat{\mathbf{r}} + \frac{1}{r} \frac{\partial m_i}{\partial \phi} \hat{\phi} + \frac{\partial m_i}{\partial z} \hat{\mathbf{z}}, \quad (\text{A.6})$$

y elevando al cuadrado

$$(\nabla m_i)^2 = \left(\frac{\partial m_i}{\partial r} \right)^2 + \frac{1}{r^2} \left(\frac{\partial m_i}{\partial \phi} \right)^2 + \left(\frac{\partial m_i}{\partial z} \right)^2, \quad (\text{A.7})$$

obtenemos

$$(\nabla m_x)^2 = \left(\frac{dm_r}{dr} \right)^2 \cos^2 \phi + \frac{m_r^2}{r^2} \sin^2 \phi$$

$$(\nabla m_y)^2 = \left(\frac{dm_r}{dr} \right)^2 \sin^2 \phi + \frac{m_r^2}{r^2} \cos^2 \phi \quad (\text{A.8})$$

$$(\nabla m_z)^2 = \left(\frac{dm_z}{dr} \right)^2.$$

Utilizando $m_r = \sqrt{1 - m_z^2}$ en A.8, la expresión A.7 resulta

$$\sum_i (\nabla m_i)^2 = \frac{1 - m_z^2}{r^2} + \left[\frac{1}{2} \frac{(-2m_z)}{\sqrt{1 - m_z^2}} \frac{dm_z}{dr} \right]^2 + \left[\frac{dm_z}{dr} \right]^2,$$

$$\sum_i (\nabla m_i)^2 = \frac{1 - m_z^2}{r^2} + \frac{1}{1 - m_z^2} \left(\frac{dm_z}{dr} \right)^2. \quad (\text{A.9})$$

Finalmente, reemplazando A.9 en A.3, la energía de intercambio se expresa como

$$E_{ex} = 2\pi AL \int_0^R \frac{r dr}{1 - m_z^2} \left[\left(\frac{1 - m_z^2}{r} \right)^2 + \left(\frac{dm_z}{dr} \right)^2 \right]. \quad (\text{A.10})$$

La integral radial se calcula numéricamente con ayuda del programa Mathematica.

A.2. Energía de anisotropía uniaxial

La energía de anisotropía uniaxial es:

$$E_u = K_u \int_V (1 - m_z^2) d^3r. \quad (\text{A.11})$$

donde K_u es la constante de anisotropía uniaxial. Como nuestro modelo es propuesto para $m_z = m_z(r)$, sólo depende de la componente radial y, por lo tanto, es posible expresar la ecuación A.11 como

$$E_u = K_u V - K_u 2\pi L \int_0^R m_z^2 r dr. \quad (\text{A.12})$$

La integral radial se calcula con ayuda del programa Mathematica.

A.3. Energía de Dzyaloshinskii-Moriya interfacial

En el límite continuo, la energía de Dzyaloshinskii-Moriya interfacial se escribe como

$$E_{DMI} = -LD \int_S [m_z \nabla \cdot \mathbf{m} - (\mathbf{m} \cdot \nabla) m_z] dS, \quad (\text{A.13})$$

donde L es el espesor del material ferromagnético y D es la constante de Dzyaloshinskii-Moriya. En coordenadas cilíndricas, la divergencia se expresa como

$$\nabla \cdot \mathbf{F} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r F_r) + \frac{1}{r} \frac{\partial F_\phi}{\partial \phi} + \frac{\partial F_z}{\partial z},$$

pero debido a que nuestra función de prueba sólo depende de la componente radial, es posible escribir

$$\nabla \cdot \mathbf{m} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r m_r) = \frac{m_r}{r} + \frac{\partial m_r}{\partial r}. \quad (\text{A.14})$$

Por otra parte

$$\mathbf{m} \cdot \nabla = (m_r(r) \hat{\mathbf{r}} + m_z(r) \hat{\mathbf{z}}) \cdot \left(\hat{\mathbf{r}} \partial_r + \frac{\hat{\phi}}{r} \partial_\phi + \hat{\mathbf{z}} \partial_z \right),$$

$$\mathbf{m} \cdot \nabla = m_r \partial_r + m_z \partial_z. \quad (\text{A.15})$$

Remplazando A.14 y A.15 en A.13 se obtiene

$$E_{DMI} = -LD \int_S \left[m_z \frac{\partial m_r}{\partial r} + \frac{m_z m_r}{r} - m_r \frac{\partial m_z}{\partial r} \right] dS. \quad (\text{A.16})$$

Usando

$$\frac{\partial m_r}{\partial r} = -\frac{m_z}{m_r} \frac{\partial m_z}{\partial r}, \quad (\text{A.17})$$

resulta

$$E_{DMI} = -LD \int_S \left[-\frac{1}{m_r} \frac{\partial m_z}{\partial r} + \frac{m_z m_r}{r} \right] dS,$$

$$E_{DMI} = -2\pi LD \int_0^R dr \left[m_z m_r - \frac{r}{m_r} \frac{\partial m_z}{\partial r} \right] dS. \quad (\text{A.18})$$

La integral radial se calcula con ayuda del programa Mathematica.

A.4. Energía dipolar

La energía dipolar puede ser escrita en términos de un potencial magnetostático, de modo que $\mathbf{H}_d = -\nabla U$, lo cual resulta

$$E_{dip} = \frac{\mu_0}{2} \int_V (\mathbf{M} \cdot \nabla U) dV. \quad (\text{A.19})$$

Utilizando simetría cilíndrica, podemos escribir la energía dipolar como

$$E_{dip} = \frac{\mu_0}{2} \int_V \mathbf{M} \cdot \left(\hat{\mathbf{r}} \frac{\partial U}{\partial r} + \frac{\hat{\phi}}{r} \frac{\partial U}{\partial \phi} + \hat{\mathbf{z}} \frac{\partial U}{\partial z} \right). \quad (\text{A.20})$$

Adicionalmente, el potencial magnetostático está definido como

$$4\pi U(\mathbf{r}) = \int G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') (\hat{\mathbf{n}} \cdot \mathbf{M}(\mathbf{r}') - \nabla \cdot \mathbf{M}(\mathbf{r}')), \quad (\text{A.21})$$

donde la función de Green es

$$G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}. \quad (\text{A.22})$$

Utilizando la función de Green en la ecuación A.19 se obtiene

$$E_{dip} = \frac{M_s}{4\pi} \int \frac{\hat{\mathbf{n}}' \cdot \mathbf{m}(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} dS - \frac{M_s}{4\pi} \int \frac{\nabla \cdot \mathbf{m}(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} dV, \quad (\text{A.23})$$

donde la primera integral representa la contribución superficial, mientras que la segunda integral representa la contribución volumétrica.

A.4.1. Contribución volumétrica a la energía dipolar

Debido a que los skyrmions de Néel poseen simetría azimutal, las derivadas en la dirección $\hat{\phi}$ son nulas y, por lo tanto, la contribución volumétrica de la energía magnetostática resulta

$$E_{dip,V} = \frac{M_z \mu_0}{2} \int dV \left[m_r \frac{\partial U_V}{\partial r} + m_z \frac{\partial U_V}{\partial z} \right], \quad (\text{A.24})$$

donde el potencial magnetostático volumétrico U_V se calcula como

$$U_V = -\frac{M_s}{4\pi} \int \left(\frac{m_r}{r} + \frac{\partial m_r}{\partial r} \right) \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} dV. \quad (\text{A.25})$$

En la ecuación A.25, notar que

$$\nabla \mathbf{M} = \frac{m_r}{r} + \frac{\partial m_r}{\partial r}.$$

Expandimos la función de Green en coordenadas cilíndricas

$$\frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} = \sum_{p=-\infty}^{\infty} e^{ip(\phi-\phi')} \int_0^{\infty} dk J_p(kr) J_p(kr') e^{-k(z_>-z_<)}, \quad (\text{A.26})$$

donde $z_>$ ($z_<$) es el mayor (menor) entre z y z' y $J_p(s)$ es una función de Bessel de primera especie y orden p . Entonces

$$\begin{aligned} U_V = & -\frac{M_s}{4\pi} \sum_{p=-\infty}^{p=+\infty} \int_0^{2\pi} d\phi' e^{ip(\phi-\phi')} \int_0^{\infty} dk J_p(kr) \int_0^R dr' r' \left(\frac{m_r(r')}{r'} + \frac{\partial m_r(r')}{\partial r'} \right) J_p(kr') \\ & \times \int_0^L dz' e^{-k(z_>-z_<)}. \end{aligned} \quad (\text{A.27})$$

La integral angular puede ser fácilmente evaluada

$$\int_0^{2\pi} d\phi' e^{ip(\phi-\phi')} = 2\pi e^{ip\phi} \delta_{p,0}. \quad (\text{A.28})$$

Esta integral suprime la suma y el potencial volumétrico resulta

$$U_V = -\frac{M_s}{2} \int_0^{\infty} dk J_p(kr) \int_0^R dr' r' \left(\frac{m_r(r')}{r'} + \frac{\partial m_r(r')}{\partial r'} \right) J_p(kr') \int_0^L dz' e^{-k(z_>-z_<)}. \quad (\text{A.29})$$

La integral en z' puede ser calculada de la siguiente manera

$$\int_0^L = \int_0^z + \int_z^L = \int_0^z e^{-k(z-z')} dz' + \int_z^L e^{-k(z'-z)} dz', \quad (\text{A.30})$$

y de este modo se obtiene

$$\int_0^L dz' e^{-k(z_{>} - z_{<})} = \frac{1}{k} (2 - e^{-kz} - e^{-k(L-z)}). \quad (\text{A.31})$$

El potencial volumétrico resulta entonces

$$U_V = -\frac{M_s}{2} \int_0^\infty \frac{dk}{k} J_0(kr) (2 - e^{-kz} - e^{-k(L-z)}) I_1, \quad (\text{A.32})$$

donde

$$I_1 = \int_0^R dr' r' J_0(kr') \left[\frac{m_r(r')}{r'} + \frac{\partial m_r(r')}{\partial r'} \right]. \quad (\text{A.33})$$

Esta última integral la resolvemos por partes. Notamos que

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} (r m_r) = \frac{m_r}{r} + \frac{\partial m_r}{\partial r}, \quad (\text{A.34})$$

lo cual implica que

$$I_1 = \int_0^R dr' J_0(kr') \frac{d}{dr'} [r' m_r(r')]. \quad (\text{A.35})$$

De lo anterior se obtiene

$$I_1 = \int_0^R J_0(kr') m_r(r') dr' + \int_0^R J_0(kr') \frac{\partial m_r(r')}{\partial r'} r' dr'$$

$$I_1 = m_r(R) R J_0(kR) + \int_0^R m_r(r') (kJ_1(kr')) r' dr'. \quad (\text{A.36})$$

Finalmente el potencial volumétrico se escribe como

$$U_V = -\frac{M_s}{2} \int_0^\infty \frac{dk}{k} J_0(kr) [2 - e^{-kz} - e^{-k(L-z)}] \left(R J_0(kR) m_r(R) + k g_1^{(r)(k)} \right), \quad (\text{A.37})$$

donde hemos definido

$$g_\nu^{(r)}(k) = \int_0^R dr' r' J_\nu(kr') m_r(r').$$

Posteriormente es necesario calcular $\frac{\partial U}{\partial r}$ y $\frac{\partial U}{\partial z}$. Derivando se obtiene

$$\frac{\partial U}{\partial r} = \frac{M_s}{2} \int_0^\infty dk J_1(kr) [2 - e^{-kz} - e^{-k(L-z)}] \left[k g_1^{(r)}(k) + R J_0(kR) m_r(R) \right] \quad (\text{A.38})$$

$$\frac{\partial U}{\partial z} = \frac{-M_s}{2} \int_0^\infty dk J_0(kr) [2 - e^{-kz} - e^{-k(L-z)}] \left[k g_1^{(r)}(k) + R J_0(kR) m_r(R) \right]. \quad (\text{A.39})$$

Remplazando A.38 y A.39 en A.24

$$\begin{aligned} E_{dip,V} &= \frac{M_s^2 \mu_0}{4} \int_0^\infty dk \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^R dr r J_1(kr) m_r(r) \left[k g_1^{(r)}(k) + R J_0(kR) m_r(R) \right] \\ &\quad \times \int_0^L dz [2 - e^{kz} - e^{-k(L-z)}] - \frac{M_s^2 \mu_0}{4} \int_0^\infty dk \int_0^{2\pi} d\phi \\ &\quad \times \int_0^R dr r J_0(kr) m_r(r) \left[k g_1^{(r)}(k) + R J_0(kR) m_r(R) \right] \int_0^L dz [e^{kz} - e^{-k(L-z)}]. \end{aligned} \quad (\text{A.40})$$

Calculando las integrales en z tenemos

$$\int_0^L dz [2 - e^{kz} - e^{-k(L-z)}] = \frac{2}{k} (kL + e^{-kL} - 1) \quad (\text{A.41})$$

$$\int_0^L dz [e^{kz} - e^{-k(L-z)}] = 0. \quad (\text{A.42})$$

Finalmente, la energía dipolar volumétrica se expresa como

$$E_{dip,V} = M_s^2 \mu_0 \pi \int_0^\infty dk g_1^{(r)}(k) \left[g_1^{(r)}(k) + \frac{R J_0(kR) m_r(R)}{k} \right] (kL + e^{-kL} - 1). \quad (\text{A.43})$$

A.4.2. Contribución superficial a la energía dipolar

La contribución superficial del potencial es:

$$E_{dip,S} = \frac{\mu_0 M_s}{2} \int dV \left[m_r \frac{\partial U_S}{\partial r} + m_z \frac{\partial U_S}{\partial z} \right], \quad (\text{A.44})$$

donde

$$U_S = \frac{M_s}{4\pi} \int \frac{\hat{\mathbf{n}}' \cdot \mathbf{m}(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} dS. \quad (\text{A.45})$$

Es posible dividir la superficie total en 3 partes: $S_{total} = S_1 + S_2 + S_3$, donde S_1 , S_2 y S_3 corresponden a la superficie superior, inferior y al manto, respectivamente, cuyos vectores unitarios son $\hat{\mathbf{n}}_1 = \hat{\mathbf{z}}$, $\hat{\mathbf{n}}_2 = -\hat{\mathbf{z}}$ y $\hat{\mathbf{n}}_3 = \hat{\mathbf{r}}$. Considerando lo anterior, escribimos el potencial dipolar superficial como

$$U_S = \frac{M_s}{4\pi} \left(\int \frac{m_z(r') dS_1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|_{z'=L}} - \int \frac{m_z(r') dS_2}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|_{z'=0}} + \int \frac{m_r(r') dS_3}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|_{r'=R}} \right), \quad (\text{A.46})$$

y por lo tanto

$$\begin{aligned} U_S &= \frac{M_s}{4\pi} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} dk J_m(kr) \int_0^{2\pi} d\phi' e^{im(\phi-\phi')} e^{-k(L-z)} \int_0^R dr' r' J_m(kr') m_z(r') \\ &\quad - \frac{M_s}{4\pi} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} dk J_m(kr) \int_0^{2\pi} d\phi' e^{im(\phi-\phi')} e^{-kz} \int_0^R dr' r' J_m(kr') m_z(r') \quad (\text{A.47}) \\ &\quad + \frac{M_s}{4\pi} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} dk J_m(kr) \int_0^{2\pi} d\phi' e^{im(\phi-\phi')} m_r(R) R J_m(kR) \int_0^L dz' e^{-k(z>-z<)}. \end{aligned}$$

Resolviendo la integral en ϕ' y en z'

$$\begin{aligned} U_S &= \frac{M_s}{2} \int_0^{\infty} dk J_0(kr) \int_0^R dr' r' J_0(kr') m_z(r') (e^{-k(L-z)} - e^{-kz}) \\ &\quad + \frac{M_s}{2} \int_0^{\infty} dk J_0(kr) \frac{m_r(R) R J_0(kR)}{k} (2 - e^{-kz} - e^{-k(L-z)}). \quad (\text{A.48}) \end{aligned}$$

Definiendo

$$g_\nu^{(z)}(k) = \int_0^R dr' r' J_\nu(kr') m_z(r'), \quad (\text{A.49})$$

se obtiene

$$U_s = \frac{M_s}{2} \int_0^\infty dk J_0(kr) \left[g_0^{(z)}(k) (e^{-k(L-z)} - e^{-kz}) + \frac{m_r(R)R J_0(kR)}{k} (2 - e^{-kz} - e^{-k(L-z)}) \right]. \quad (\text{A.50})$$

Ahora es posible calcular $\frac{\partial U_s}{\partial r}$ y $\frac{\partial U_s}{\partial z}$

$$\frac{\partial U_s}{\partial r} = -\frac{M_s}{2} \int_0^\infty dk k J_1(kr) \left[g_0^{(z)}(k) (e^{-k(L-z)} - e^{-kz}) + \frac{m_r(R)R J_0(kR)}{k} (2 - e^{-kz} - e^{-k(L-z)}) \right] \quad (\text{A.51})$$

$$\frac{\partial U_s}{\partial z} = \frac{M_s}{2} \int_0^\infty dk J_0(kr) \left[g_0^{(z)}(k) k (e^{-k(L-z)} - e^{-kz}) + m_r(R)R J_0(kR) (e^{-kz} - e^{-k(L-z)}) \right]. \quad (\text{A.52})$$

Remplazando A.51 y A.52 en A.44 obtenemos

$$\begin{aligned} E_{dip,s} &= \frac{-\mu_0 M_s^2}{4} \int_0^\infty dk k \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^R dr r J_1(kr) m_r(r) \\ &\times \left[g_0^{(z)}(k) \int_0^L dz (e^{-k(L-z)} - e^{-kz}) + \frac{m_r(R)R J_0(kR)}{k} \int_0^L dz (2 - e^{-kz} - e^{-k(L-z)}) \right] \\ &\quad + \frac{\mu_0 M_s^2}{4} \int_0^\infty dk k \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^R dr r J_0(kr) m_z(r) \\ &\times \left[g_0^{(z)}(k) \int_0^L dz (e^{-kz} + e^{-k(L-z)}) + \frac{m_r(R)R J_0(kR)}{k} \int_0^L dz (e^{-kz} - e^{-k(L-z)}) \right]. \end{aligned} \quad (\text{A.53})$$

Notar que el primer y el ultimo término de la integral en z en la ecuación anterior desaparece, mientras que

$$\int_0^L dz (2 - e^{-kz} - e^{-k(L-z)}) = \frac{2}{k} (kL + e^{-kL} - 1) \quad (\text{A.54})$$

$$\int_0^L dz (e^{-kz} + e^{-k(L-z)}) = \frac{2}{k} (1 - e^{-kL}), \quad (\text{A.55})$$

por lo tanto, la energía dipolar superficial se expresa como

$$E_{dip,s} = M_s^2 \mu_0 \pi \int_0^\infty dk \left[\left(g_0^{(z)}(k) \right)^2 (1 - e^{-kL}) - \frac{R m_r(R) J_0(kR)}{k} g_1^{(r)}(k) (kL + e^{-kL} - 1) \right]. \quad (\text{A.56})$$

Finalmente, reemplazando las ecuaciones A.43 y A.56 en A.19 se obtiene

$$E_{dip} = \mu_0 \pi M_s^2 \int_0^\infty dk \left[\left(g_0^{(z)}(k) \right)^2 (1 - e^{-kL}) + \left(g_1^{(r)}(k) \right)^2 (kL + e^{-kL} - 1) \right] \quad (\text{A.57})$$

A.5. Energía de Zeeman

La energía de Zeeman es

$$E_z = - \int_V \mathbf{M} \cdot \mathbf{B} dV, \quad (\text{A.58})$$

donde

$$\mathbf{H} = H_0 (\cos(\theta) \hat{\mathbf{z}} + \sin(\theta) \hat{\mathbf{r}}), \quad (\text{A.59})$$

y por lo tanto

$$\mathbf{m} \cdot \mathbf{H} = H_0 (m_r \hat{\mathbf{r}} + m_z \hat{\mathbf{z}}) \cdot (\cos(\theta) \hat{\mathbf{z}} + \sin(\theta) \hat{\mathbf{r}}), \quad (\text{A.60})$$

$$\mathbf{m} \cdot \mathbf{H} = H_0 (m_r \sin(\theta) + m_z \cos(\theta)), \quad (\text{A.61})$$

lo anterior implica que

$$E_z = -\mu_0 M_s H_0 \int dV (m_r \sin(\theta) + m_z \cos(\theta)), \quad (\text{A.62})$$

donde hemos considerado $H_\phi = 0$ debido a la simetría azimutal. Finalmente

$$E_z = -2\pi L \mu_0 M_s H_0 \int_0^R dr r (m_r \sin(\theta) + m_z \cos(\theta)). \quad (\text{A.63})$$

donde θ es el ángulo entre el campo magnético aplicado y el eje de simetría del cilindro.

Anexo B

Publicaciones del autor

Publicaciones incluidas en el manuscrito

Felipe Tejo, A. Riveros, J. Escrig, K. Y. Guslienko, O. Chubykalo-Fesenko, Distinct magnetic field dependence of Néel skyrmion sizes in ultrathin nanodots, *Scientific Reports* **8**, 6280 (2018).

Publicaciones no incluidas en el manuscrito

Alejandro Riveros, Nicolás Vidal-Silva, Felipe Tejo, Juan Escrig, Analytical and numerical Ku-B phase diagrams for cobalt nanostructures: stability region for a Bloch skyrmion, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **460**, 292-296 (2018).

Sofía Raviolo, Felipe Tejo, Noelia Bajales, Juan Escrig, Angular dependence of the magnetic properties of nickel and permalloy nanowires as a function of their diameters, *Materials Research Express* **5**, 015043 (2018).

Mohamed Shaker Salem, Felipe Tejo, Juan Escrig, Robert Zierold, Philip Sergeilius, Josep M. Montero Moreno, Detlef Goerlitz, Kornelius Nielsch, Composition and diameter modulation of magnetic nanowire arrays fabricated by a novel approach, *Nanotechnology* **29**, 065602 (2018).

Daniela Alburquenque, Claudia Arenas, Felipe Tejo, Alejandro Pereira, Juan Escrig, Dewetting of Ni thin films obtained by ALD due to the thermal reduction process: variation of the thicknesses, *Thin Solid Films* **638**, 114-118(2017).

Álvaro P. Espejo, Felipe Tejo, Nicolás Vidal-Silva, Juan Escrig, Nanometric alternating magnetic field generator, *Scientific Reports* **7**, 4736 (2017).

Felipe Tejo, Rosa M. Corona, Claudia Arenas, Juan Luis Palma, Juan Escrig, Mi-

magnetic simulations of Permalloy double-dot structures, *Current Applied Physics* **17**, 763-766 (2017).

Felipe Tejo, N. Vidal-Silva, A. P. Espejo, J. Escrig, Angular dependence of the magnetic properties of cylindrical diameter modulated Ni₈₀Fe₂₀ nanowires, *J. Appl. Phys.* **115**, 17D136 (2014)