

DINÁMICA DE LA MAGNETIZACIÓN DE UN NANO-DISCO DE Fe EN PRESENCIA DE UN CAMPO MAGNÉTICO EXTERNO APLICADO^a

DYNAMICS OF THE MAGNETIZATION OF AN Fe NANO-DISK IN THE PRESENCE OF AN APPLIED EXTERNAL MAGNETIC FIELD

MAURICIO GALVIS-PATIÑO^{b*}, JOHANS RESTREPO-CÁRDENAS^c, JOHANA MIREYA NIÑO-ABELLA^d

Recibido 11-08-2022, aceptado 12-10-2022, versión final 6-12-2022

Artículo Investigación

RESUMEN: Se reportan los resultados a 0 K de la magnetización de un sistema geométrico de Fe, en forma de nano-disco de 3.14 nm de espesor (t), con diámetros, interno, $d = 28.26$ nm y externo $D = 200.96$ nm, en función de un campo magnético externo, en el rango $H = \pm 200$ mT, aplicado sobre uno de los ejes de fácil magnetización (x), bajo condiciones de frontera libres. El estudio se realizó a partir de una simulación computacional, utilizando el programa micromagnético Ubermag; que utiliza el paquete OOMMF y el método de diferencias finitas, con un tamaño de celda, $c = 1.57$ nm. Los resultados muestran ciclos de histéresis abiertos con campos coercitivos (H_c) bien definidos, en donde, además, se observan escalones que se asocian a campos de nucleación (H_n) y aniquilación (H_a) que se corresponden a la formación y desaparición de dominios magnéticos. En cuanto, a las configuraciones magnéticas, se aprecia la generación de dominios y paredes de dominio magnético, en algunos casos de tipo Néel. Por último, los gráficos de energías muestran un paisaje complejo en función del campo, en donde las energías desmagnetizante (E_d), intercambio (E_{ex}), anisotropía (E_K) y Zeeman (E_Z), compiten entre sí. Tal complejidad está asociada a la geometría, el tamaño del sistema, y al sentido del campo magnético externo aplicado.

PALABRAS CLAVE: Nano-disco; ubermag; diferencias finitas; histéresis.

ABSTRACT: We report the results at 0 K of the magnetization of a geometrical system of Fe, in the form of a 3.14 nm thick nano-disk (t), with diameters, internal, $d = 28.26$ nm and external $D = 200.96$ nm, as a function of an external magnetic field, in the range $H = \pm 200$ mT, applied on one of the axes of easy magnetization (x), under free boundary conditions. The study was carried out on the basis of a computational simulation using the micromagnetic

^aGalvis-Patiño, M., Restrepo-Cárdenas, J. & Niño-Abella, J. M.(2023). Dinámica de la magnetización de un nano-disco de Fe en presencia de un campo magnético externo aplicado. *Rev. Fac. Cienc.*, 12 (1), 85–97. DOI: <https://doi.org/10.15446/rev.fac.cienc.v12n1.104230>

^bM.Sc. en Física. Estudiante de Doctorado en Física. Grupo de Magnetismo y Simulación G+. Instituto de Física. Universidad de Antioquia. A.A. 1226, Medellín, Colombia. Director de I+D+i de Cannabis Industrial SAS. Miembro del Grupo de Investigación y Estudio del Cannabis y Otros Enteógenos (GIECE).

* Autor para correspondencia: mauricio.galvisp@udea.edu.co

^cPh. D. en Física. Profesor Titular. Director del Grupo de Magnetismo y Simulación G+. Instituto de Física. Universidad de Antioquia. A.A. 1226, Medellín, Colombia.

^d M.Sc. en Física Médica. Directora Científica de Cannabis Industrial. Coordinadora del Grupo de Investigación y Estudio del Cannabis y Otros Enteógenos (GIECE). Guaduas, Cundinamarca.

program Ubermag; which uses the OOMMF package and the finite difference method, with a cell size, $c = 1.57$ nm. The results show open hysteresis loop with well-defined coercive fields (H_c), where in addition steps are observed that are associated with nucleation (H_n) and annihilation (H_a) fields that correspond to the formation and disappearance of magnetic domains. As for the magnetic configurations, the generation of domains and magnetic domain walls, in some cases of Néel type, is appreciated. Finally, the energy plots show a complex landscape as a function of the field, where demagnetizing (E_d), exchange (E_{ex}), anisotropy (E_K) and Zeeman (E_Z) energies compete with each other. Such complexity is associated with the geometry, the size of the system, and the direction of the applied external magnetic field.

KEYWORDS: Nano-disk; ubermag; finite differences; hysteresis.

1. INTRODUCCIÓN

Durante las últimas tres décadas la ciencia y la tecnología tuvieron un gran avance. Parte de éste se debió a la incursión de las tierras raras (TR) (Porcher *et al.*, 2000), en la industria, así como también al desarrollo computacional, lo que permitió la creación de dispositivos eficaces a escala micrométrica (Ortega *et al.*, 2011), dando paso a la miniaturización, en donde la geometría y el tamaño juegan un papel importante en la determinación de las propiedades físicas de un material (Guillem, 2018). Actualmente, los grupos de investigación de diversas universidades y compañías buscan optimizar tiempos y costos en la fabricación de esta clase de insumos para la industria (Monteblanco *et al.*, 2017), razón por la cual se ha implementado el estudio micromagnético a nivel computacional, llegando a obtener resultados con lujo de detalles a través de simulaciones en un orden de magnitud inaccesible para la parte experimental (Vigo, 2018). Así por ejemplo, en función de diversos parámetros, se puede determinar cómo es la dinámica de la magnetización de un material específico, observando distintos estados magnéticos acompañados de la formación de dominios y paredes de dominio magnético (Suárez *et al.*, 2015). Además, durante los procesos de magnetización, es posible apreciar la competición de las diversas energías que componen el Hamiltoniano del sistema, como son: la energía de intercambio (E_{ex}) de corto alcance que intenta acoplar los momentos magnéticos a nivel local, la energía desmagnetizante (E_d), la responsable de generar los dominios magnéticos, la energía de anisotropía (E_K) que direcciona los momentos magnéticos sobre los ejes de fácil magnetización y finalmente; la energía Zeeman (E_Z) que intenta alinear los momentos magnéticos con el campo magnético externo aplicado (Blanco-Roldán, 2017).

Sin embargo, en la literatura, no se ha profundizado en los paisajes de estas energías en función de un campo magnético aplicado; el objetivo de este trabajo es contribuir a la comprensión de los mecanismos de magnetización e inversión de la magnetización de un nano-disco de hierro, así mismo, entender el rol que juegan las distintas energías que integran el Hamiltoniano del sistema en dichos procesos.

2. MODELO Y ASPECTOS METODOLÓGICOS

Se consideró un sistema geométrico de Fe, en forma de nano-disco de 3.14 nm de espesor (t), con diámetros, interno, $d = 28.26$ nm y externo $D = 200.96$ nm. Los parámetros de entrada del Fe, mostrados en la Tabla 1 corresponden al hierro en “bulk”, y como primera aproximación se han tomado iguales para nuestro estudio, a pesar de las dimensiones de nuestro sistema, dado que se está en el rango de las decenas de nanómetros, incluso por encima de los 100 nm en el caso del diámetro externo, lo que permite considerar una aproximación al continuo con parámetros similares a los del bulk.

Se partió de un estado aleatorio de magnetización, donde los momentos magnéticos no tienen una orientación privilegiada; seguidamente, se aplicó un campo magnético externo, $H = \pm 200$ mT (paso de 5 mT) en dirección x , coincidiendo con uno de los ejes de fácil magnetización que posee el hierro $[1, 0, 0]$; en cuanto, al tiempo transcurrido entre una iteración y la siguiente se fijó en 0.5 ns, que es el tiempo de integración de la ecuación (2). Este tiempo debe ser lo suficientemente pequeño para permitir variaciones graduales y continuas del vector magnetización en cada celda, lo que permite alcanzar una variación mínima entre el ángulo formado por momentos magnéticos entre dos posiciones adyacentes.

La simulación micromagnética se realizó utilizando el programa Ubermag que usa el software *Object Oriented Micromagnetic Framework* (OOMMF) desarrollado por el *National Institute of Standards and Technology* (NIST), (Donahue, 1999). Así mismo, se usó el método de diferencias finitas (Figura 2), a través del cual la muestra es dividida en pequeñas celdas cúbicas unitarias idénticas en forma de paralelepípedo (Ledesma, 2015).

El tamaño de la celda de discretización se fijó en 1.57 nm, magnitud más pequeña que la longitud de intercambio (Abo *et al.*, 2013), dada por:

$$l_{ex} = \sqrt{2A/(\mu_0 M_s^2)} = 3.4 \text{ nm} \quad (1)$$

Tabla 1: Parámetros físicos de entrada para Fe, Hahn(2019).

Propiedad	Valor
Constante de anisotropía (K_1)	48 kJ/m ³
Tipo de anisotropía	Cúbica
Planos cristalinos	[100]/[010]
Constante de rigidez (A_x)	21 pJ/m
Constante de amortiguamiento (α)	1.00
Magnetización de saturación (M_s)	1.70 MA/m
Celda de discretización	1.57 nm

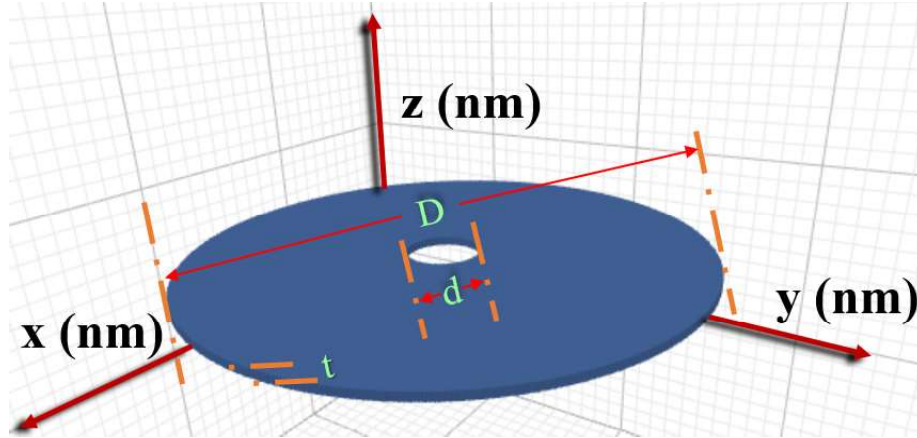


Figura 1: Nano-disco de Fe con diámetro interno (d), externo (D) y espesor (t). Fuente: Elaboración propia.

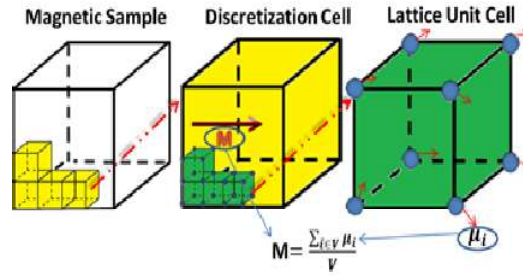


Figura 2: Método de diferencias finitas. Fuente: Elaboración propia.

donde μ_0 es la permeabilidad del espacio libre (Suárez *et al.*, 2015). En cuanto, a la dinámica de la magnetización, esta se resuelve a partir de la ecuación diferencial de Landau-Lifshitz-Gilbert (Ecuación 2) (Lakshmanan *et al.*, 2011), dada por:

$$\frac{d\mathbf{m}}{dt} = \underbrace{-\gamma_0(\mathbf{m} \times \mathbf{H}_{eff})}_{\text{precesion}} + \alpha \underbrace{\left(\mathbf{m} \times \frac{d\mathbf{m}}{dt} \right)}_{\text{amortiguamiento}}, \quad (2)$$

en donde la precesión del vector magnetización (m) alrededor del campo efectivo (H_{eff}), está representado por el primer término de esta ecuación; mientras el segundo describe la disipación de éste hasta alcanzar el equilibrio (Figura 3), además, $\gamma_0 = \mu_0\gamma = 2.2 \times 10^5 \text{mA}^{-1}\text{s}^{-1}$, es la razón giromagnética y α es la constante de amortiguamiento de Gilbert.

En cuanto al campo efectivo, está dado por:

$$\mathbf{H}_{eff} = -\frac{1}{\mu_0 M_s} \frac{\delta w(\mathbf{m})}{\delta \mathbf{m}}, \quad (3)$$

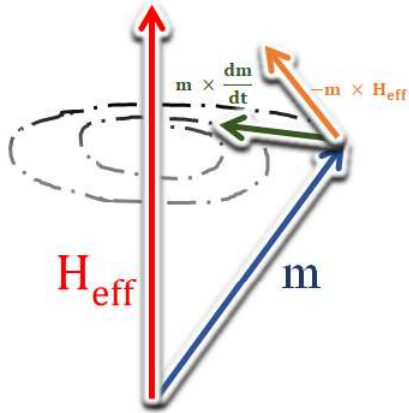


Figura 3: Representación gráfica de la ecuación de Landau - Lifshitz - Gilbert (LLG). Fuente: Elaboración propia.

siendo $w(\mathbf{m})$ el funcional de densidad de energía del sistema, y está determinado a través de:

$$w(\mathbf{m}) = w_1 + w_2 + w_3 + \dots = \sum_{i=1} w_i(\mathbf{m}). \quad (4)$$

Integrando sobre el volumen total de la muestra, se obtiene:

$$E[\mathbf{m}] = \int_V w(\mathbf{m}) dV. \quad (5)$$

A su vez, el Hamiltoniano del sistema viene dado por:

$$\mathcal{H} = -A\mathbf{m} \cdot \nabla^2 \mathbf{m} - K[(\mathbf{m} \cdot \mathbf{u}_1)^2(\mathbf{m} \cdot \mathbf{u}_2)^2 + (\mathbf{m} \cdot \mathbf{u}_2)^2(\mathbf{m} \cdot \mathbf{u}_3)^2 + (\mathbf{m} \cdot \mathbf{u}_3)^2(\mathbf{m} \cdot \mathbf{u}_1)^2] - \frac{1}{2}\mu_0 M_s \mathbf{m} \cdot \mathbf{H}_d - \mu_0 M_s \mathbf{m} \cdot \mathbf{H}. \quad (6)$$

El primer término es la energía de intercambio (E_{ex}), donde A es la constante de rigidez, el segundo corresponde a la energía de anisotropía cúbica (E_K), K es la constante de anisotropía, de igual forma, el tercero representa la energía de desmagnetización (E_d), siendo M_s , la saturación del sistema, en donde el campo desmagnetizante (H_d) se genera gracias a la formación de cargas magnéticas libres en la superficie de la muestra y el último término es la energía Zeeman (E_Z), donde H representa el campo magnético externo aplicado a lo largo del eje de fácil magnetización (x), en direcciones $[1, 0, 0]$ y $[-1, 0, 0]$, respectivamente.

3. RESULTADOS

La Figura 4 muestra el ciclo de histéresis, donde, se evidencia en cada una de las ramas (negra para la rama de campo decreciente y azul para la rama de campo ascendente), tres campos críticos: (a) uno de nucleación (H_n), también conocido como campo de inversión de la magnetización, fuertemente ligado a la geometría y el tamaño del material estudiado, se caracteriza por la variación abrupta de la magnetización acompañada de un movimiento rápido de las paredes de dominio, para el cual ocurre una reorganización de las mismas;

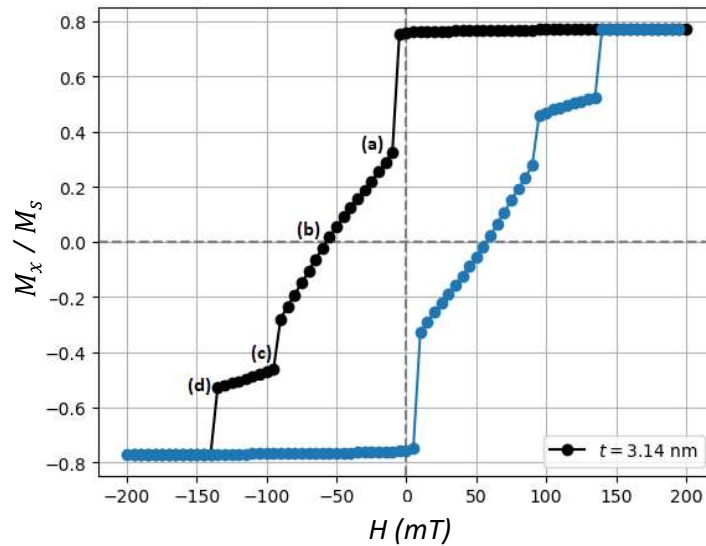


Figura 4: Ciclo de histéresis de un nano-disco de Fe, obtenido con Ubermag. a) Primer campo de nucleación (H_n). b) Campo coercitivo (H_c). c) Segundo campo de nucleación (H_n) y d) Campo de aniquilación total (H_a). Los puntos negros corren a lo largo de la rama de campo descendente del ciclo de histéresis empezando en $H = +200\text{mT}$, mientras que los puntos azules corren a lo largo de la rama de campo ascendente del ciclo de histéresis empezando en $H = -200\text{mT}$. Fuente: Elaboración propia.

este campo está asociado a tres dominios magnéticos (Figura 5c); (b) otro coercitivo (H_c); (c) uno más de nucleación (H_n), acompañado de dos dominios magnéticos (Figura 6a) y (d) uno total de aniquilación (H_a). Por su parte la Figura 5 presenta las configuraciones magnéticas, donde al hacer un recorrido de derecha a izquierda por la rama superior representada por los círculos negros, se encuentra un primer estado de saturación (M_s), a partir de los 200 mT (Figura 5 a), donde aunque la mayor parte de los momentos magnéticos apuntan en la misma dirección, tanto del campo magnético externo aplicado, como de uno de los ejes de fácil magnetización $[1, 0, 0]$, también, se pueden observar en los bordes de la muestra paredes de dominio y momentos magnéticos con componentes fuera del plano, (Gélvez *et al.*, 2019). Siguiendo el recorrido, en el estado de remanencia (M_r), se encuentra un comportamiento similar al anterior, sin embargo, se nota un pequeño crecimiento hacia el centro de las paredes de dominio magnético (Figura 5 b). A partir de este punto, el campo magnético externo es aplicado de forma contraria a la orientación inicial, coincidiendo con una de las direcciones de fácil magnetización $[-1, 0, 0]$. Lo que genera un primer campo de nucleación (H_n) (Ortega *et al.*, 2011), dando inicio al proceso de inversión de la magnetización mediante la rotación de los momentos magnéticos (Figura 5 c). Como consecuencia, se observan tres dominios magnéticos separados por paredes de dominio magnético: 1) en la parte izquierda, los momentos magnéticos se orientan con componentes fuera del plano (x, y) en la dirección $(+z)$. 2) en la parte derecha, nuevamente se tiene una orientación con componentes fuera del plano (x, y), pero, esta vez en dirección $(-z)$. 3) por último, se tiene una región media entre estas dos regiones, en la cual los momentos magnéticos se orientan de manera coplanar al plano (x, y), lo que genera paredes de dominio magnético entre estos tres estados magnéticos. Siguiendo el recorrido hasta un valor cercano al campo coercitivo (H_c) (Figura 5 d), se observa como la mayor parte de los domi-

nios magnéticos hacen parte de dos grandes regiones antiparalelas, formando dominios magnéticos que se encuentran separados por una pared de dominio magnético del tipo Néel, (Monteblanco *et al.*, 2010).

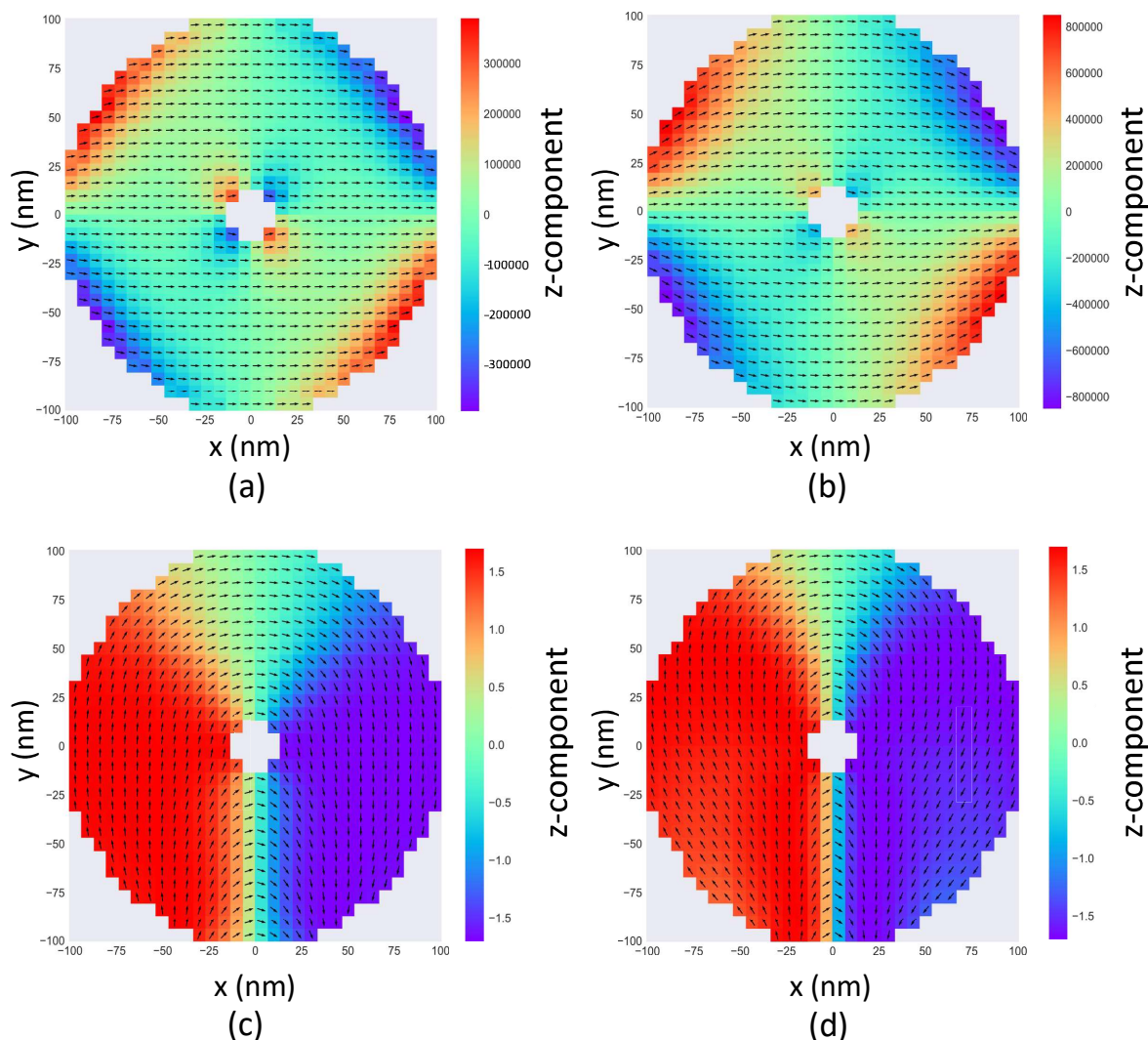


Figura 5: Gráficos de magnetización de un nano-disco de Fe en presencia de un campo magnético externo aplicado de: a) $H = 200$ mT, b) $H = 0$ mT, c) $H = -10$ mT y d) $H = -50$ mT. Fuente: Elaboración propia.

Al continuar con el trayecto a través del ciclo de histéresis, se ve como estas dos subregiones empiezan a desvanecerse, a costa del crecimiento de aquellos dominios magnéticos que se encuentran en un sentido similar al campo magnético externo aplicado (Figura 6 a). Esto provoca que los momentos magnéticos se orienten de forma coplanar al plano (x, y) ; asimismo, se aprecia el crecimiento de estos dominios magnéticos desde los extremos hacia el centro de la muestra, reduciendo la cantidad de paredes de dominio magnético (Figura 6 b); para finalizar, el recorrido, se encuentra un segundo campo de nucleación, donde los domi-

nios magnéticos crecen (Figura 6 c), lo que permite la inversión total de la mayor parte de los momentos magnéticos agrupados en un gran dominio magnético orientado en el sentido del campo magnético externo aplicado (Figura 6 d), en un nuevo estado de saturación ($-M_s$) pero, al igual que lo sucedido en el estado de saturación inicial (M_s), también se observan paredes de dominio y momentos magnéticos que apuntan fuera del plano en dirección ($\pm z$), en los bordes de la muestra (Guillem, 2018).

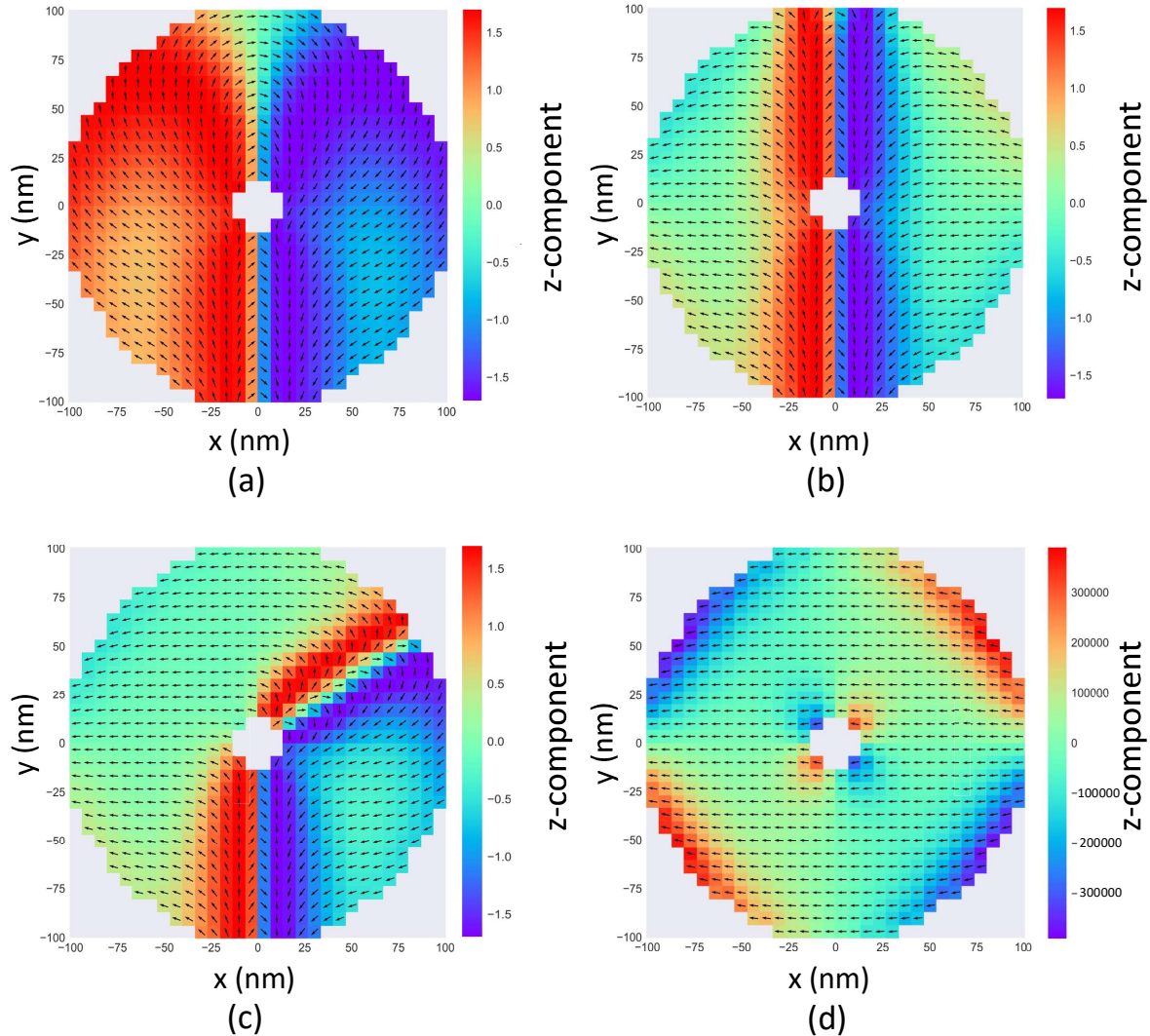


Figura 6: Gráficos de magnetización de un nano-disco de Fe en presencia de un campo magnético externo aplicado de: a) $H = -80$ mT, b) $H = -120$ mT, c) $H = -135$ mT y d) $H = -200$ mT. Fuente: Elaboración propia.

De forma general, se puede apreciar que, en los dos estados magnéticos de saturación, $\pm M_s$ (Figura 5 a y Figura 6d), así, como en el estado magnético de remanencia M_r (Figura 5 b), se presentan comportamientos magnéticos diferentes tanto, en los bordes como en el centro, respecto al resto de la muestra. Básicamente la

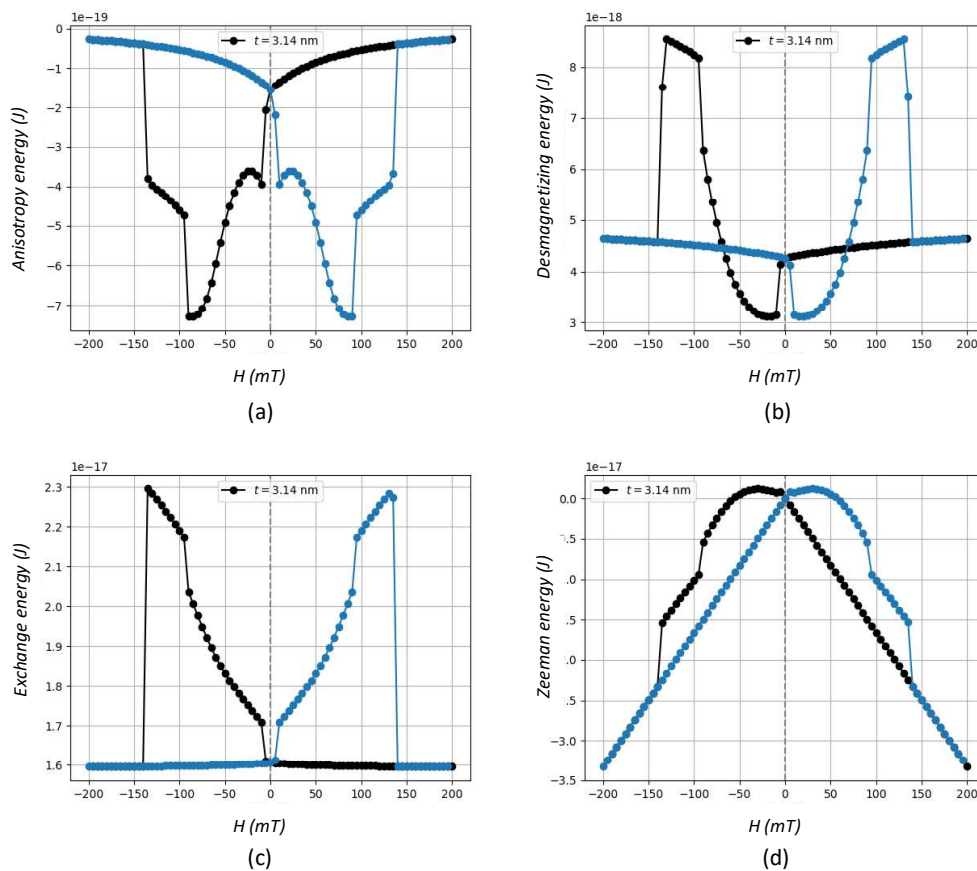


Figura 7: Gráficos de energías de un nano-disco de Fe en presencia de un campo magnético externo aplicado: a) Energía de anisotropía (E_K), b) Energía desmagnetizante (E_d), c) Energía de intercambio (E_{ex}) y d) Energía Zeeman (E_Z). Los puntos negros corren a lo largo de la rama de campo descendente del ciclo de histéresis empezando en $H = +200$ mT, mientras que los puntos azules corren a lo largo de la rama de campo ascendente del ciclo de histéresis empezando en $H = -200$ mT. Fuente: Elaboración propia.

razón de este fenómeno se debe al menor número de coordinación que tienen las celdas de discretización en los bordes y por tanto menor número de enlaces ferromagnéticos con las celdas vecinas, lo que aumenta el número de grados de libertad para estos momentos magnéticos y permite que éstas sean regiones altamente influenciadas o susceptibles (magnéticamente) a las otras energías presentes en el Hamiltoniano.

La Figura 7 muestra los gráficos de energía, en donde al hacer un recorrido similar al anterior, se tiene un primer estado de saturación (M_s), para un valor de $H = 200$ mT, donde la mayor parte de los momentos magnéticos se encuentran paralelos entre sí, y apuntando en el sentido del campo magnético externo aplicado, lo que conduce a que las energías de intercambio (E_{ex}) y Zeeman (E_Z) presenten un mínimo absoluto, no obstante, en los bordes y en el centro de la muestra se contemplan tanto, paredes como dominios magnéticos en donde los momentos magnéticos se orientan con componentes fuera del plano (x, y) en sentido ($\pm z$), provocando que la energía de anisotropía (E_K) muestre un valor máximo absoluto, ya que no todos los momentos magnéticos se encuentran orientados sobre el eje de fácil magnetización en dirección $[1, 0, 0]$, por el contrario, la energía desmagnetizante (E_d) logra un valor mínimo relativo. Una vez se alcanza el estado de remanencia a campo cero (M_r), se observa un estado magnético similar al de saturación (M_s); en donde se nota una pequeña disminución de las energías de desmagnetización (E_d), y de anisotropía (E_K), debido al crecimiento de las paredes de dominio magnético; en cuanto, a la energía de intercambio (E_{ex}), ésta se mantuvo constante, ya que al ser una energía de corto alcance, no se ve afectada por este pequeño crecimiento de las paredes de dominio magnético, caso contrario, a lo sucedido con la energía Zeeman (E_Z) que alcanzó un máximo relativo. Al aplicar el campo magnético de forma inversa, en la dirección $[-1, 0, 0]$ y cuando $H = \sim -10$ mT, se genera un campo de nucleación (H_n), en donde los momentos magnéticos hacen parte de tres (3) dominios magnéticos separados por paredes de dominio, dando lugar al inicio del proceso de inversión de la magnetización, a través del crecimiento de dominios y paredes de dominio magnético, lo que conduce a la disminución de las energías de desmagnetización (E_d) y de anisotropía (E_K); por su parte, las energías Zeeman (E_Z) y de intercambio (E_{ex}) presentan una variación mínima. Siguiendo el recorrido a través del campo de nucleación (H_n) hasta los ~ -50 mT, se observa un paisaje de energías bastante complejo con estados magnéticos diferentes, además, con momentos magnéticos orientados de manera coplanar, como también, entrando y saliendo del plano (x, y), lo que permite que la energía de anisotropía (E_K) alcance su mínimo valor, debido a la orientación de los momentos magnéticos sobre las seis (6) direcciones posibles de los tres (3) ejes de fácil magnetización (x, y, z), para luego salir de este estado y empezar a aumentar su magnitud por debajo de los 90 mT donde ocurre el segundo campo de nucleación (H_n) y el cual corresponde a la transición de un estado de tres momentos a uno de dos momentos magnéticos. Por su parte, la energía Zeeman (E_Z) alcanza su máximo valor para luego empezar a disminuir, mientras se tiene un pequeño aumento de las energías de intercambio (E_{ex}) y desmagnetizante (E_d). Siguiendo a través del campo de nucleación se observa que hasta valores de $H = \sim -90$ mT, la energía de anisotropía (E_K) logra su estado de equilibrio, de forma similar la energía Zeeman (E_Z) presenta una pequeña reducción, caso contrario sucede con las energías de intercambio (E_{ex}) y desmagnetizante (E_d) que señalan claramente una tendencia al aumento en sus valores.

Para valores de $H = \sim -135$ mT, la tendencia en cuanto al comportamiento de las energías de intercambio (E_{ex}) y de anisotropía (E_K) se mantiene igual, alcanzando sus máximos valores. Con respecto a la energía dipolar (E_d) ésta alcanza un valor cercano al máximo, contrario sucede con la energía Zeeman (E_Z) que alcanza un mínimo relativo. A partir de este punto y hasta alcanzar el nuevo estado de saturación ($-M_s$), en $H = -200$ mT, la energía desmagnetizante (E_d) presenta un pequeño aumento, a su vez, la energía de anisotropía (E_K) logra su máximo valor; sin embargo, debido a que en este estado la mayor parte de momentos magnéticos se encuentran orientados con el campo magnético externo aplicado se favorece un estado de equilibrio tanto para la energía Zeeman (E_Z), como para la energía de intercambio (E_{ex}), las cuales de nuevo alcanzan su mínimo valor.

4. CONCLUSIONES

La dinámica de la magnetización de un sistema geométrico de Fe, en forma de nano-disco de 3.14 nm de espesor (t), con diámetros, interno, $d = 28.26$ nm y externo $D = 200.96$ nm, en función de un campo magnético externo de $H = \pm 200$ mT aplicado en dirección del eje (x), mostró un paisaje complejo de energías, en donde, a pesar que las energías Zeeman (E_Z) y de intercambio (E_{ex}) resultaron ser de un orden mayor de magnitud que las energías de anisotropía (E_K) y desmagnetizante (E_d), se observó una competencia directa entre estas cuatro (4) clases de energía, lo que resultó en la formación de dominios y paredes de dominio magnético, en algunos casos de tipo Néel y con transiciones bien marcadas de estados de tres dominios a dos dominios magnéticos. Asimismo, se originaron campos de nucleación (H_n) y aniquilación (H_a) durante el proceso de inversión de la magnetización, lo que condujo a la fluctuación de algunas energías, acompañadas de momentos magnéticos con componentes orientados tanto de forma coplanar, como fuera del plano (x, y) en la dirección ($\pm z$).

Agradecimientos

Johans Restrepo agradece a la Universidad de Antioquia por la asignación de dedicación exclusiva. El apoyo financiero fue brindado por los proyectos CODI-UdeA 2017-16253 y 2020-34211.

Contribución de los autores

Mauricio Galvis y Johans Restrepo: metodología, Mauricio Galvis: software, Mauricio Galvis y Johans Restrepo: validación, Mauricio Galvis, Johans Restrepo y Johana Niño: análisis formal, Johans Restrepo: investigación, Mauricio Galvis y Johans Restrepo; escritura–preparación de gráficos originales, Mauricio Galvis: escritura–revisión y edición, Johans Restrepo y Johana Niño: supervisión.

Referencias

- Abo, G. S., Hong, Y. K., Park, J., Lee, J., Lee, W. & Choi, B. C. (2013). Definition of magnetic exchange length. *IEEE Transactions on Magnetics*, 49, 4937-4939.
- Blanco Roldán, C. (2017). Interacciones magnéticas en sistemas tierra rara-metal de transición y su estudio mediante técnicas de radiación sincrotrón. [Consultada en diciembre de 2021]. Disponible en: <https://digibuo.uniovi.es/dspace/handle/10651/44970>
- Donahue, M. J. & Donahue, M. J. (1999). OOMMF user's guide, version 1.0. [Consultada en noviembre de 2018]. Disponible en: <https://nvlpubs.nist.gov/nistpubs/Legacy/IR/nistir6376.pdf>
- Gélvez, C. F. & Patiño, E. J. (2019). Coercive field enhancement in Co nanodisks: single-domain to vortex switching. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 31, 13LT01.
- Guillem Fernández, P. E. (2018). Estudio computacional de la dinámica de paredes entre dominios magnéticos: aplicación a stacks asimétricos. [Consultada en febrero de 2022]. Disponible en: <https://uvadoc.uva.es/handle/10324/32032?mode=full>
- Hahn, M. B. (2019). Temperature in micromagnetism: cell size and scaling effects of the stochastic Landau–Lifshitz equation. *Journal of physics communications*, 3, 075009.
- Junior, M. G. M. Simulação da Dinâmica Do Micromagnetismo de Vórtices Implementados em Plataformas de Programação em Paralelo. [Consultada en diciembre de 2021]. Disponible en: <http://repositorio.ufjf.br/jspui/bitstream/ufjf/13514/1/maxwelgamamonteirojunior.pdf>
- Lakshmanan, M. (2011). The fascinating world of the Landau-Lifshitz-Gilbert equation: an overview. *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 369, 1280-1300.
- Ledesma, A. C., Rosas, K. I. G. & Bernal, O. M. (2015). Introducción al Método de Diferencias Finitas y su Implementación Computacional. Bernal, Facultad de Ciencias, UNAM. [Consultada en febrero de 2021]. Disponible en: <https://d1wqtxts1xzle7.cloudfront.net/66174242/IntroduccionAlMetodoDeDiferenciasFinitas>.
- Monteblanco, E. & Gutarra, A. (2010). Estudio de la Anisotropía de Películas Delgadas de Permalloy (Ni81Fe19) mediante Magnetómetro de Efecto Kerr de Superficie. *REVCIUNI*, 13, 1-10.
- Monteblanco, E., Pauyac, C. O., Savero, W., Sanchez, J. C. R. & Schuhl, A. (2017). Espintrónica, la electrónica del Espín. *TECNIA*, 23, 1-12.
- Ortega, J. J. B. & Joya, M. R. (2011). Nucleación de vórtices y antivórtices en películas superconductoras con nanoestructuras magnéticas. *Respuestas*, 16, 45-49.

- Porcher, P., Puche, R. S., Maestro, P. & Cascales, C. (2000). Tierras raras: materiales avanzados. In *Anales de la Real Sociedad española de Química*, 4, 11-26.
- Suárez, R. R. & Fermín, J. (2015). Dinámica de la magnetización de medios magnéticos. *Publicaciones en Ciencias y Tecnología*, 9, 63-74.
- Vigo Cotrina, H. E. (2018). Influencia de la anisotropía uniaxial en la configuración magnética de nanodiscos usando simulación micromagnética.